

Medida del flujo de rayos cósmicos

David Sánchez Cid* and Dario Saviano**

Máster de Física Teórica, Universidad Complutense de Madrid

(Dated: 6 de junio de 2019)

En esta memoria se presentan los resultados del estudio del flujo de muones que llegan a la superficie de la Tierra. Para este fin, hemos medido el flujo de rayos cósmicos en dos centelleadores, separadamente y en coincidencia, estudiando al final también las consecuencias de poner plomo entre los dos detectores.

I. INTRODUCCIÓN

Los rayos cósmicos, producidos por fuentes astrofísicas (primarios), o por interacción de estos últimos con el medio interestelar (secundarios), interaccionan con la atmósfera terrestre y producen cascadas de partículas. En particular, la desintegración de mesones cargados producen los muones. Estas últimas son partículas penetrantes que pueden también ser detectadas a nivel de la superficie de la Tierra; el objetivo de esta práctica es precisamente obtener una medida del flujo de muones. Claramente, los muones no son las únicas partículas que llegan a la superficie de la Tierra, y también medimos el ruido, así que tendremos que distinguir las diferentes componentes del espectro. Nuestro dispositivo de ensayo consiste en dos centelleadores plásticos (25,4 cm de lado y 5,715 cm de espesor), colocados verticalmente uno respecto al otro. Cuando una partícula pasa por uno de ellos, deposita parte de su energía que se convierte en radiación visible y luego en un impulso eléctrico, gracias a un fotomultiplicador, proporcional a la energía depositada. Las señales vienen registradas por un analizador multicanal y producen al final el espectro de amplitudes de los impulsos.

En un espectro medido tenemos, además de los muones, electrones y rayos γ de baja energía. Por otro lado, también la instrumentación contribuye con ruido de fondo debido a la excitación térmica. Entonces, para obtener el flujo de muones, tenemos que identificar y quitar estos componentes.

II. METODOLOGÍA

Al principio, hemos realizado dos medidas, por cada uno de los centelleadores, con una duración de 10 minutos. Después, hemos hecho una medida en coincidencia, poniendo la señal de salida del centelleador de abajo a la entrada de una puerta lógica del analizador multicanal. De esta manera, el analizador registra señales por el otro centelleador solo cuando la puerta está activa. Al final, hemos repetido la medida en coincidencia y la del centelleador de abajo poniendo encima de este último unos

bloques de plomo, a fin de recubrir su entera superficie superior.

III. RESULTADOS

En esta sección se muestran los resultados de las medidas de rayos cósmicos con los centelleadores plásticos tanto en disposición continua y en coincidencias. Posteriormente, se muestra el efecto de la introducción de un material absorbente entre los detectores y se concluye con la comparación de nuestros resultados con los valores de referencia.

A. Espectro de amplitudes

Con la ayuda del montaje experimental disponible obtendremos el espectro de amplitudes de los impulsos generados por la llegada de los rayos cósmicos hasta nuestros centelleadores (Figura 1). Para estas medidas se deshabilita el gate del analizador multicanal y la medida para automáticamente tras 10 minutos de recolección de datos.

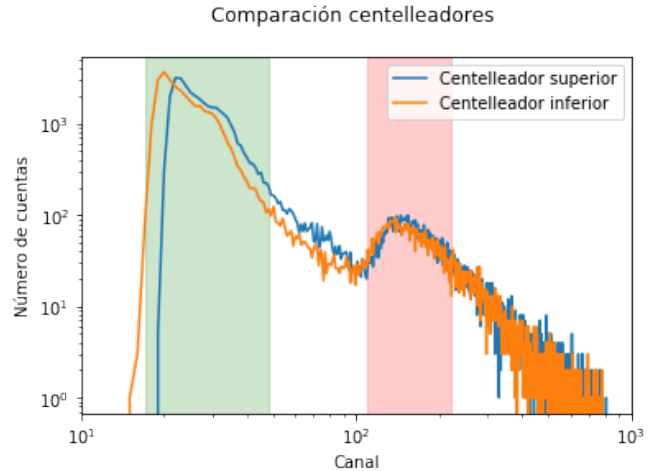


Figura 1. Comparación de los espectros de amplitudes obtenidos por los centelleadores inferior y superior recolectando datos por separado durante un tiempo de 10 minutos.

* davsan06@ucm.es

** dsaviano@ucm.es

Sobre la Figura 1 podemos llevar a cabo la comparación de los espectros obtenidos por ambos centelleado-

res por separado y distinguir las distintas contribuciones. La principal diferencia que encontramos entre ambos espectros es el mayor nivel a baja energía que presenta la medida del centelleador inferior mientras que la señal a partir del canal ~ 100 es similar en ambos casos, con un pico en la misma posición. Entonces parece razonable identificar el componente a baja energía con el ruido, mientras el pico a energía más alta se trata de la señal de muones, presentes en ambos espectros por el gran poder penetrante de estas partículas. Como veremos en la siguiente sección, esta hipótesis se confirma con la medida en coincidencia. En el gráfico hemos marcado la zona del espectro correspondiente al ruido con un área verde mientras que con el resaltado rojo marcamos la zona de la señal generada por los muones.

Con estos espectros de amplitudes podemos calcular el flujo de muones A en la dirección vertical por unidad de ángulo sólido, por unidad horizontal de área (para nuestro centelleador $L^2 = 645,16 \text{ cm}^2$) y por unidad de tiempo (nuestro tiempo de medida es $t = 10 \text{ min}$). Integramos sobre el espectro la señal, que denominamos $N_{señal}$, sumando los conteos de los canales entre 100 y 200. De esta manera obtenemos el flujo para el centelleador superior ($N_{señal} = 6676$) y para el centelleador inferior ($N_{señal} = 6137$). La expresión del flujo vertical de muones, promediando en ángulo sólido es

$$A = \frac{2N_{señal}}{\pi \times L^2 \times t} \quad (1)$$

Estos resultados llevan asociados unos errores experimentales que se propagan hasta el resultado final. Pero, como los errores sobre la medida del tiempo (2 ms) y del área ($0,1 \text{ cm}$ para el lado) resultan ser despreciables, el único que vamos a considerar es lo que afecta el número de conteos. Entonces la expresión de la incertidumbre sobre nuestra medida del flujo será de tipo Poisson. Este error de conteo se extiende hasta el flujo como

$$\Delta A = \frac{2\sqrt{N}}{\pi L^2 t} \quad (2)$$

donde N es el número total de señales del espectro. Los resultados encontrados por la dos diferentes medidas, con los errores, resultan ser:

$$A_{sup} = (1,10 \pm 0,04) \times 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3)$$

$$A_{inf} = (1,03 \pm 0,04) \times 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

Con estos resultados, encontramos que los intervalos de confianza del flujo de muones detectado por el centelleador superior y el inferior solapan por lo que son medidas compatibles.

B. Espectro de amplitudes en coincidencias

Usando el mismo montaje pero cambiando la polaridad de la puerta del recolector **Gate polarity** = 0 podemos trabajar en modo de coincidencias: las señales en el detector superior producen pulsos que activan el gate y permiten la grabación de las señales del detector inferior. De esta manera, en el espectro encontramos señales producidos por muones que han atravesado ambos centelleadores, más un componente de coincidencias accidentales que estimaremos. El espectro de amplitudes resultante se puede encontrar en Figura 2.

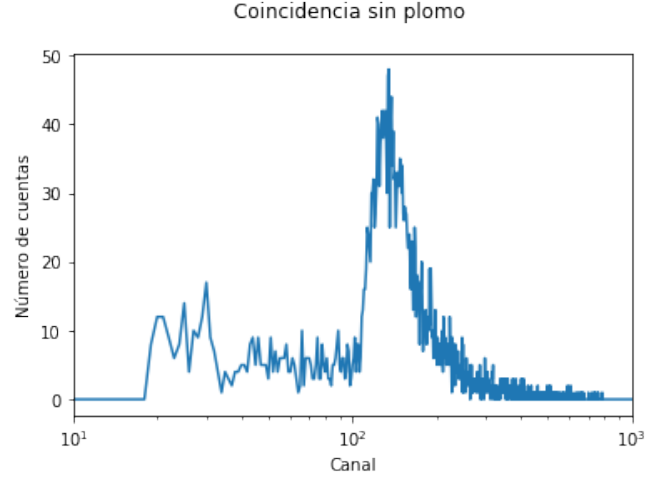


Figura 2. Espectro de amplitudes obtenido con el dispositivo de centelleadores dispuesto en modo de coincidencias sin absorbente interpuesto en la medida

Comparando este espectro con los presentado previamente generados con los centelleadores en modo continuo (Figura 1) encontramos que el flujo ha disminuido drásticamente. Se pasa de un número de cuentas en el máximo del espectro de amplitudes ~ 3500 a un máximo en el modo de coincidencias ~ 50 , mostrando la capacidad de filtro de este método. Esta configuración experimental tiene una gran capacidad de criba del ruido, ensalzando en gran medida la señal relativa de muones que ahora destaca en el espectro de forma clara. Esto nos confirma la correcta identificación del componente muonico de los espectros sin coincidencias.

Mientras que en el método de recolección continuo, partículas de baja energía interactuaban con nuestro centelleador generando una señal, en este caso este ruido viene generado por la detección de partículas no deseadas durante el tiempo que se encuentra abierta la puerta lógica. Este proceso de apertura de la puerta supone un tiempo pequeño pero no instantáneo ($t = 20 \text{ ns}$), dando pie a la entrada de esta señal de ruido.

Para calcular el número de coincidencias accidentales, hemos considerado el ritmo de impulsos totales detectados, tanto de muones como de fondo, por el centelleador inferior en la primera medida. Para ello inte-

graremos sobre todos los canales en dicho espectro, obteniendo $N_{total} = 44532$ y el tiempo de recolección es $t_{rec} = 10 \text{ min}$, por lo que el ritmo de recolección de estos impulsos es

$$f_{total} = \frac{N_{total}}{t_{rec}} \approx 74,22 \text{ s}^{-1}. \quad (5)$$

Dado que hemos registrado un número de vez $N = 918,119$ en las que la puerta estaba abierta, cada vez con una duración de $t = 20 \text{ ns}$, podemos estimar el número de coincidencias accidentales como:

$$f_{total} \cdot t_{abertura} = f_{total} \cdot t \cdot N \simeq 136. \quad (6)$$

Comparado con el valor del flujo de muones medido, $N_{coinc} = 2193$ (obtenido nuevamente sumando los conteos entre los canales 100 y 200), y además considerando que estas están repartidas sobre el entero espectro, las coincidencias accidentales resultan ser despreciables.

Para obtener una nueva estimación del flujo vertical de muones, es necesario considerar la geometría del sistema. De hecho, a causa de la dirección de llegada y de la distancia entre los centelleadores, no todos los muones que pasan en el centelleador superior llegan al inferior. Entonces tenemos que considerar que el flujo medido está reducido por un factor geométrico G :

$$A_{coinc} = A \cdot G \quad (7)$$

Para obtenerlo, hemos realizado una simulación Monte Carlo, generando un número de trayectorias $N = 10000$. Teniendo en cuenta de las propiedades del flujo de muones, calculamos la fracción de ellos que atraviesan ambos centelleadores. El flujo de muones cósmicos llega al suelo independientemente del ángulo azimutal $\phi \in [0, 2\pi)$, así que por cada trayectoria hemos generado un número aleatorio en este intervalo. En relación con el ángulo cenital $\theta \in [0, \pi/2)$, hemos asociado a cada muon un número aleatorio en este intervalo según la distribución

$$P(\theta) = 4 \sin \theta \cos^3 \theta, \quad (8)$$

donde 4 viene de la normalización, $\cos^2(\theta)$ de la distribución cenital de los muones y $\sin \theta \cos \theta$ del integral en coordenadas esféricas. Además, cada muon tiene coordenadas x, y sobre el centelleador superior, generadas según una distribución uniforme entre 0 y L . En el plano del centelleador inferior, cada muon tendrá coordenadas

$$\begin{aligned} x' &= x + d \cos \phi \tan \theta \\ y' &= y + d \sin \phi \tan \theta \end{aligned} \quad (9)$$

donde d es la distancia entre los centelleadores. Un muon atraviesa ambos centelleadores si θ, ϕ, x, y son tales que $0 < x' < L$ y $0 < y' < L$. Como los detectores tienen un espesor, es necesario hacer algunas consideraciones sobre la distancia que hemos puesto en la 9. Con un detector ideal, una partícula es detectada si pasa por la superficie inferior del detector superior y la superior del inferior.

Entonces, con $d_1 = 24,3 \text{ cm}$ obtenemos un valor máximo por el factor geométrico. Por lo contrario, si suponemos que para ser detectado un muon tiene que atravesar por lo menos la mitad de cada centelleador, la distancia es $d_2 = 30 \text{ cm}$. Como el factor geométrico es el coeficiente del número de sucesos S y números de simulaciones totales, obtenemos

$$\begin{aligned} G_{min} &= 0,27 \\ G_{max} &= 0,34. \end{aligned} \quad (10)$$

De esta manera, teniendo en cuenta la (7), del valor $A_{coinc} = 0,36 \times 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y de su error $\sigma_{coinc} = 0,02 \times 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ encontramos una estimación máxima y mínima del flujo:

$$\begin{aligned} A_{min} &= \frac{A_{coinc} - \sigma_{coinc}}{G_{max}} = 1,00 \cdot 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ A_{max} &= \frac{A_{coinc} + \sigma_{coinc}}{G_{min}} = 1,41 \cdot 10^2 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (11)$$

Las primeras dos estimación obtenidas obtenidas, para cada centelleador separadamente, caen en el intervalo aquí identificado así que nuestras medidas son compatibles. En la figura 3 vemos que el flujo vertical de muones resulta ser en el orden de $100 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, como nuestra medidas. Más exactamente, a una altura de $\simeq 600 \text{ m}$ se encuentra[2] un valor de $A_r = 95,6 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, así que nuestras medidas resultan ser una ligera sobreestimación del valor del flujo vertical, un error sistemático probablemente debido a un ruido que no hemos logrado quitar del espectro.

C. Centelleador inferior con plomo

En este apartado presentamos los resultados obtenidos de las medidas realizadas con el centelleador inferior, tanto en modo continuo como en coincidencias, pero en esta ocasión se interponen dos niveles de ladrillos de plomo entre ambos detectores. El espectro obtenido en coincidencias con plomo es Figura 4.

El espectro de amplitudes para el modo continuo en el centelleador inferior con el plomo absorbiendo se puede observar en Figura 5.

Con los datos proporcionados por el espectros con y sin plomo podemos estudiar el efecto del absorbente en las distintas zonas de señal, tanto de ruido como de muones y cómo se ven afectadas. Esta comparación la llevaremos a cabo mediante la diferencia relativa de la señal integrada de dichas componentes. Esto es

$$\frac{|S_{Pb} - S_{NoPb}|}{S_{Pb}} \times 100 \quad (12)$$

donde S_{Pb} es la señal con plomo y S_{NoPb} es la señal sin plomo. Este cambio relativo, la disminución a causa de la superposición de plomo, en coincidencias para la señal

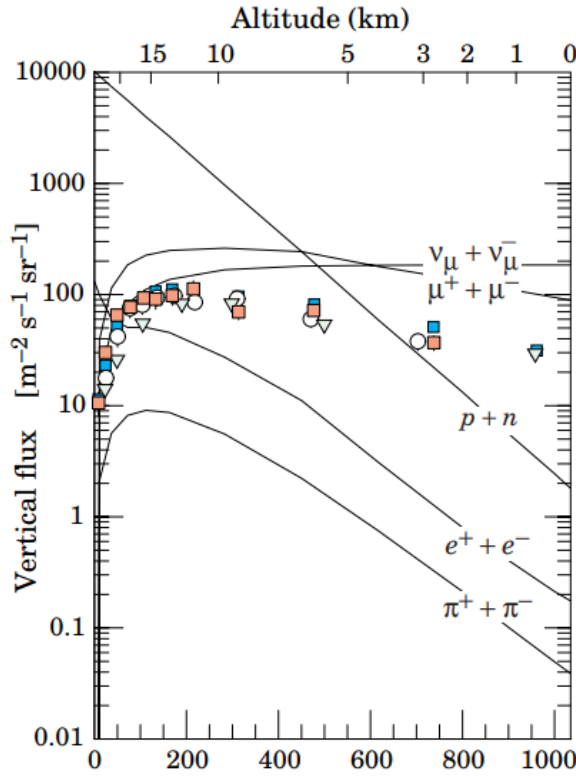


Figura 3. Flujo vertical de diferentes partículas de los rayos cósmicos[1]

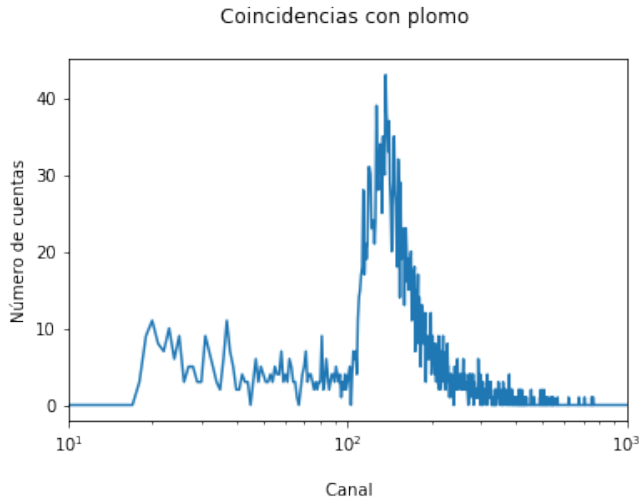


Figura 4. Espectro obtenido en modo coincidencias con 10 cm de espesor de plomo interpuesto

de ruido es de un $\sim 36\%$ mientras que los muones se ven afectados en un $\sim 21\%$. De esta variación concluimos que la introducción del absorbente nos es beneficiosa a la hora de ensalzar la señal de muones respecto del ruido.

En modo continuo, esta disminución relativa de las contribuciones al espectro causada por el plomo se cuantifica como una disminución relativa del ruido de $\sim 39\%$

Centelleador inferior con plomo -- Continuo

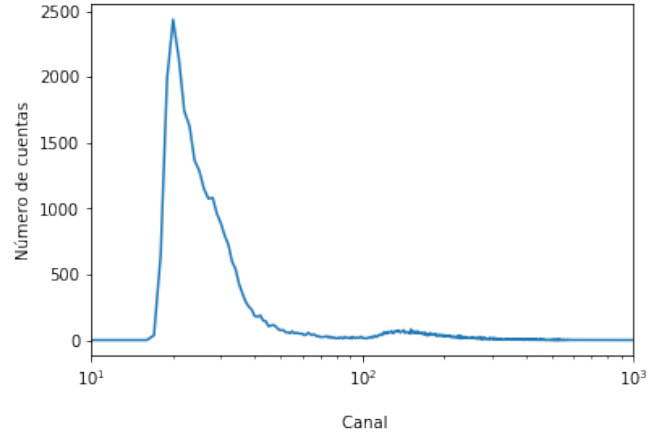


Figura 5. Espectro de amplitudes de las señales llegadas hasta el centelleador inferior sobre el cual se ha superpuesto 10 cm de plomo que actúa como absorbente

y para la contribución de muones $\sim 21\%$.

En ambas disposiciones del experimento el absorbente afecta de igual forma al origen o naturaleza del ruido y de forma similar a la señal de muones. Este comportamiento nos muestra que el plomo nos es beneficioso pues interactúa atenuando el ruido que nuestra señal de interés. Conociendo las propiedades del plomo, como por ejemplo su sección eficaz podríamos conocer cuáles son las especies que conforman el ruido de nuestro espectro y que interactúan con este absorbente en la proporción encontrada.

- [1] <http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-cosmic-rays.pdf>
- [2] M.P. De Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R.L. Golden, C. Grimani, B.L. Kimbell, S.A. Stephens, S.J. Stochaj, W.R. Webber, G. Basini, F. Bongiorno, F.M. Brancaccio, M.

Ricci, J.F. Ormes, E.S. Seo, R.E. Streitmatter, P. Papini, P. Spillantini, M.T. Brunetti, A. Codino, M. Menichelli, I. Salvatori, *Absolute spectrum and charge ratio of cosmic ray muons in the energy region from 0.2 GeV to 100 GeV at 600 m above sea level*. Journal of Geophysical Research:

Space Physics, 98(A3):3501–3507, 1993.