

Determinación de la vida media del muón.

Daniel Bellot, Arturo Collado, Lucas Emiliano Neñer, Lucila Peralta Gavensky y Federico Turco.

*Física de Partículas y Nuclear,
Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo,
Comisión Nacional de Energía Atómica Bariloche.
(8400) Bariloche, Argentina.
(Dated: 19 de abril de 2015)*

Se determinó el tiempo de vida media del muón $\tau = (2, 2 \pm 0, 3) \mu s$ utilizando un detector Cherenkov en agua del proyecto LAGO. Este valor es un promedio pesado de los tiempos de vida media de los muones μ^+ y μ^- que se producen al ingresar rayos cósmicos a la atmósfera.

I. INTRODUCCIÓN.

Al interactuar los rayos cósmicos con la atmósfera se produce un efecto conocido como *lluvia atmosférica*. Esta consiste en la creación de gran cantidad de partículas, entre las que se encuentran el *muón* (μ^-) y el antimuón (μ^+). con la misma carga que el electrón y el positrón respectivamente y ambos con una masa 200 veces mayor.

A. Procesos Poisson

Este tipo de procesos ocurre en sistemas que producen sucesos independientes entre sí a una tasa constante λ , en ese caso, la probabilidad de observar n eventos entre t y $t + dt$ viene dada por la distribución de Poisson:

$$P[N(t + dt) - N(t) = n] = \frac{(\lambda dt)^n e^{-(\lambda dt)}}{n!}. \quad (1)$$

La distribución de los intervalos entre sucesos ($P(\Delta t)$) se puede calcular a partir de la distribución de Poisson anterior como la probabilidad de que no ocurran sucesos durante Δt :

$$P(\Delta t) \propto P[N(t + \Delta t) - N(t) = 0] = e^{-\lambda \Delta t}. \quad (2)$$

B. Vida media de los muones y estadística de los procesos estudiados.

Los muones/antimuones producidos por los rayos cósmicos decaen en 2 neutrinos y un positrón o electrón:

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}^\mu + \nu^e, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu^\mu + \bar{\nu}^e. \end{aligned} \quad (3)$$

En este experimento se tratará con dos procesos Poisson que ocurren simultáneamente: el primero es la creación de muones en la atmósfera, que sucede con un período característico τ_{fondo} , y el segundo es el decaimiento de estas partículas dentro del detector, con período τ_μ , que es el valor buscado. Con $\tau = 1/\lambda$ del proceso Poisson correspondiente.

El resultado de combinar estos dos procesos es que:

$$P(\Delta t) \propto e^{-\Delta t/\tau_\mu} + e^{-\Delta t/\tau_{fondo}}. \quad (4)$$

Es importante destacar que el tiempo τ_μ es un promedio pesado de los tiempos de vida medios de los muones positivos y negativos.

C. Efecto Cherenkov.

Si una partícula cargada se mueve a una velocidad mayor que la de la luz en un medio material (índice de refracción $n > 1$), emite lo que se conoce como radiación Cherenkov. La dirección de la luz emitida se puede calcular clásicamente usando la construcción de ondas de Huygens y se atribuye a la emisión coherente de radiación de los átomos y moléculas excitados en el camino de la partícula cargada¹. Se genera en este proceso una onda de choque de fotones (ver Fig. 1). La radiación que se emite es producida a costa de la energía cinética de la partícula cargada que incide en el medio material. La radiación emitida es luz polarizada en un espectro continuo que abarca desde los 350 nm. hasta los 500 nm.

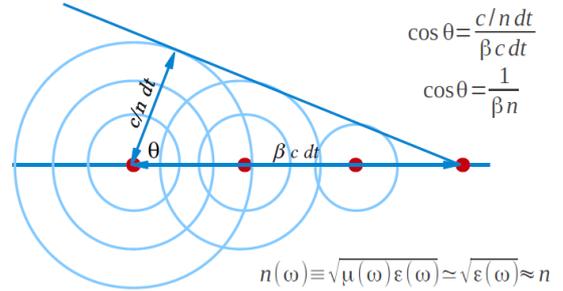


Figura 1. Esquema del efecto Cherenkov, la partícula cargada (punto rojo) incide en el medio material con una velocidad superior a la de la luz para ese medio, perturbando las propiedades electromagnéticas y creando ondas de choques como se muestra en la figura.

La partícula ultrarelativista que produce el efecto Cherenkov es frenada en el medio de densidad ρ debido al *stopping power* dado por:

$$\frac{dE}{dt} = \rho \frac{dE}{dX} \quad (5)$$

donde $\frac{dE}{dX}$ es la cantidad de energía depositada en un intervalo dX . Para los muones ultraenergéticos, el stopping power es aproximadamente constante y vale $2 \frac{MeV}{cm}$. Para los electrones este valor no puede considerarse constante. Se conoce que el número de fotones Cherenkov producidos en agua tiene una dependencia constante con el camino recorrido y es aproximadamente² $315 \frac{\text{fotones}}{cm}$, mientras la partícula cargada tiene una velocidad ultrarelativista. Una vez que la velocidad de la partícula alcanza la velocidad de la luz en ese medio, la creación de fotones Cherenkov cesa abruptamente.

D. Objetivo

Se utilizará el efecto Cherenkov en agua para obtener estadística sobre los Δt de los procesos Poisson de los muones producidos por rayos cósmicos. a partir de esos datos se obtendrá el τ_μ , la vida media del muón.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL.

La detección de los muones se llevó a cabo mediante un detector Cherenkov del proyecto LAGO. Éste consiste en un tanque de agua cilíndrico con un fototubo, cuya función es convertir los fotones producidos por los muones ultrarrelativistas en una señal eléctrica, posteriormente procesada con una placa FPGA (Field Programmable Gate Array). En la Fig. 2 se muestra un esquema del dispositivo experimental.

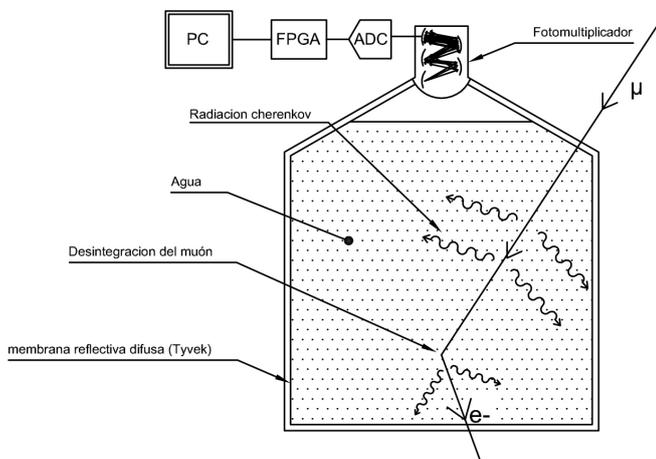


Figura 2. Esquema experimental utilizado. Se indica el tanque con simetría cilíndrica lleno de agua y recubierto por un material de alta reflectividad. Se muestra un ingreso esquemático de un muón que produce efecto Cherenkov así como su desintegración. Los fotones producidos son detectados posteriormente con el PMT. La señal electrónica es digitalizada mediante un conversor analógico-digital (ADC) y procesada con la FPGA.

El tanque se encuentra lleno con agua y cubierto con una tela cuyo fin es aislarlo de la luz externa. La superficie interior del tanque está recubierta por un material de alta reflectividad y difusividad (*Tyvek*). Este material se utiliza para que la mayor cantidad de fotones producidos por efecto Cherenkov ingresen al fotomultiplicador, luego de múltiples reflexiones en las paredes del tanque.

En la Fig. 3 se muestra un esquema del fotomultiplicador o PMT (*Photomultiplier Tube*), que consiste en una cúpula de vidrio recubierta por un fotocátodo compuesto de un material de función trabajo pequeña. Los fotones incidentes de energía mayor que esta última producen efecto fotoeléctrico, desprendiendo electrones que son emitidos hacia el interior del fotomultiplicador. En éste se establece una diferencia de tensión entre el fotocátodo y un electrodo que funciona como ánodo. Entre estos se encuentran ubicados una serie de dínodos entre los cuales se establece una diferencia de potencial mediante divisores resistivos. El número de electrones incidentes, n_i , es amplificado mediante éstos últimos obteniendo finalmente n_i^d , donde d es el número de dínodos del fototubo. Esta corriente de electrones a la salida del ánodo es proporcional a la energía de los fotones incidentes en el fotocátodo

del PMT. La señal analógica emitida por el fototubo en cada pulso se registra por un ADC de 10 bits, el que mide la tensión de la señal cada 25 ns . El ADC es comandado por el FPGA, que transmite a la PC un total de 12 lecturas del ADC (10 post-trigger y 2 pre-trigger) cuando los pulsos superan cierto umbral.

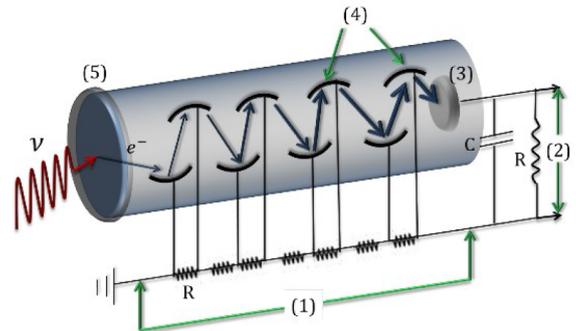


Figura 3. Esquema del PMT tomado de la Ref. [1]. (1) Tensión de polarización del fotomultiplicador. (2) Señal de salida. (3) ánodo. (4) Dínodos. (5) Fotocátodo (equivalente a cúpula de vidrio).

Cabe destacar que si bien el fototubo trabaja en condiciones de vacío, existen partículas de He en el mismo debido a que éste percola a través del vidrio. La presión de He dentro del mismo es equivalente a la presión de He en la atmósfera. Las partículas de helio son ionizadas por los fotoelectrones y aceleradas hacia el fotocátodo produciendo la emisión de nuevos electrones hacia los dínodos. Este pulso es conocido como *after-pulse*.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.

Los pulsos registrados por el ADC son típicamente como el que se muestra en la Fig. 4. Están compuestos por un crecimiento rápido seguido por un decaimiento exponencial. El sistema detectó alrededor de 300 pulsos por segundo durante un período de 2 hs .

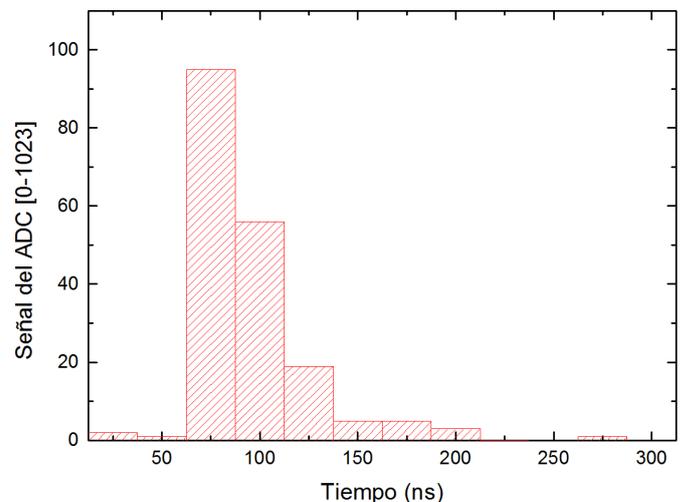


Figura 4. Pulso típico registrado por el ADC al aparecer radiación Cherenkov en el tanque de agua.

Estos picos corresponden a radiación producida tanto por los muones al entrar al tanque, como por los electrones al

producirse la desintegración.

Realizando el histograma de Δt entre todos los picos recibidos debería poder ajustarse la Ec. (4)

Como el tiempo de producción de μ es mucho mayor que la vida media, el histograma se puede realizar para tiempos cortos, del orden de τ_μ y aproximar la función esperada para el histograma como

$$\#(\Delta t) = Ae^{-\Delta t/\tau_\mu} + B, \quad (6)$$

donde B es la aproximación a una constante de la exponencial con constante de decaimiento $\tau_{fondo} \gg \tau_\mu$. En la Fig. 5 se ve el histograma de Δt , este debería describir la distribución exponencial de la Ec. (6).

Se puede observar que en la Fig. 5 que la distribución no es la esperada. Esto se debe a la presencia de eventos espúreos en los datos producidos por ruido externo y por la presencia de He en el fototubo.

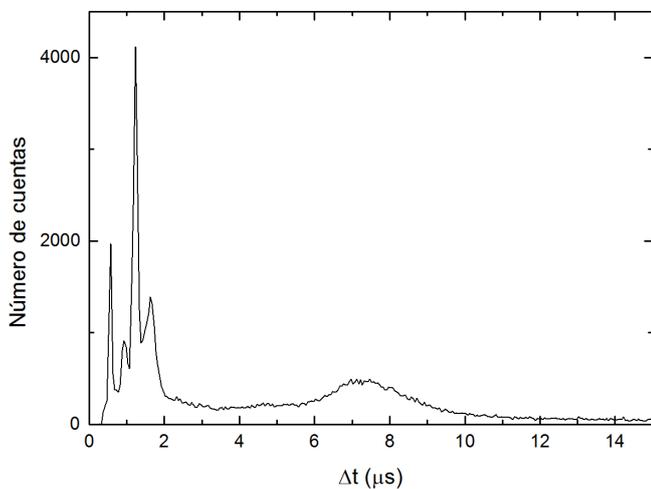


Figura 5. Histograma de los intervalos entre eventos registrados por el ADC.

Una forma de eliminar el ruido es filtrar por la forma de los picos. La manera mas simple de realizar esto es utilizar el valor Area/Máximo del pico (A/P) como filtro para cada

evento. Si este valor es mayor que un determinado umbral el pico se conserva, en caso contrario se descarta. Este método elimina los pulsos de alta frecuencia o de baja amplitud.

El resultado de este filtrado se muestra en la Fig. 6. Se ve que aún con un filtrado estricto de $A/P = 2$ se sigue observando ruido en los datos. Aún así la forma es la adecuada y es posible ajustar la Ec. (6). Este ajuste da como resultado que $\tau_\mu = (2,2 \pm 0,3) \mu s$. El error obtenido es de alrededor de un 14%. Sería posible disminuir el mismo con tiempos mayores de medición con el fin de realizar una mejor estadística. Realizando un filtrado menos restrictivo (valores de A/P menores) no se consigue eliminar el ruido lo suficiente como para distinguir el decaimiento exponencial y lograr un buen ajuste.

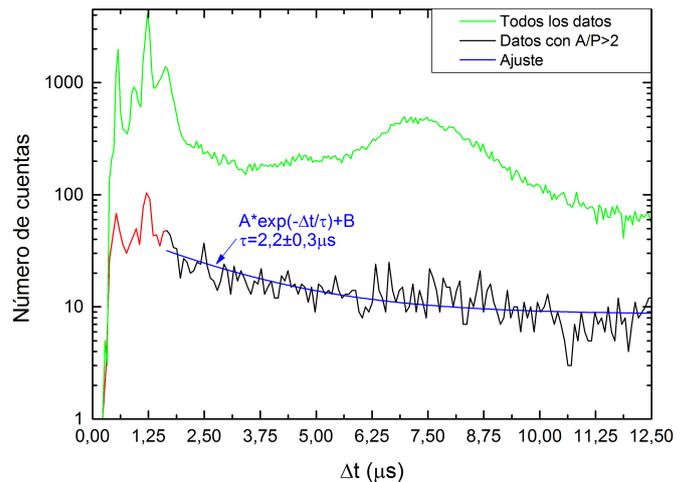


Figura 6. Histograma de intervalos entre eventos registrados por el ADC antes y después de filtrar los datos, también se muestra el ajuste de la ecuación 6.

IV. CONCLUSIONES.

Se logró obtener un valor de la vida media de los muones utilizando un detector Cherenkov en agua del proyecto LAGO. Realizando un tratamiento estadístico de los tiempos de decaimiento del muón se obtuvo un valor de $\tau_\mu = (2,2 \pm 0,3) \mu s$.

¹ Introduction to Nuclear and Particle Physics, A. Das & T. Ferbel. World Scientific Publishing, 2da edición.

² El decaimiento del Muón, por H.G. Asorey.

³ Cocco M., Gramajo A. - Determinación del tiempo de vida media del μ^- en agua por medio del análisis de rayos cósmicos. Informe de Experimental III, 2012.