

# Medición de la razón de muones positivos a negativos en la radiación cósmica secundaria

J. ESTÉVEZ, L. VILLASEÑOR

*Instituto de Física y Matemáticas  
Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo  
Apartado postal 2-82, 58040 Morelia, Mich., México*

A. GONZÁLEZ Y G. MORENO

*Instituto de Física, Universidad de Guanajuato  
Apartado postal E-143, 37000 León, Gto., México*

Recibido el 10 de enero de 1996; aceptado el 21 de febrero de 1996

RESUMEN. Se describe la detección de muones cósmicos secundarios mediante un detector basado en líquido centellador que, junto con parte del equipo electrónico, fue construido por los autores con fines de enseñanza. Describimos el uso de este equipo para medir el tiempo de desintegración de alrededor de 1.3 millones de muones positivos y negativos. Se presenta el análisis estadístico de estos datos para extraer una medición de la razón de muones positivos a negativos en la radiación cósmica secundaria, así como de la probabilidad de absorción beta inversa por unidad de tiempo de muones negativos por átomos de carbono y de la vida media del muon en reposo. El valor de la vida media del muon medido es  $\tau = 2.208 \pm 0.027 \mu\text{s}$ ; la probabilidad de captura de los muones negativos por los átomos de carbono medida es  $\Gamma_c = 0.05 \pm 0.01 \mu\text{seg}^{-1}$  y la razón de muones positivos a negativos en los rayos cósmicos para la latitud de 20 grados norte es igual a  $1.28 \pm 0.06$ . Estas mediciones concuerdan con los valores comúnmente aceptados en la literatura.

ABSTRACT. We report on the detection of cosmic-ray muons by means of a liquid-scintillator detector and electronic equipment that was partly constructed by the authors for pedagogical use. We describe the use of this equipment to measure the individual decay times of about 1.3 million positive and negative muons. We do a detailed data analysis to extract the values of the plus to minus charge rate of cosmic-ray muons; the capture probability per unit time of negative muons by carbon atoms and the lifetime of the muon. The measured value for the muon lifetime is  $\tau = 2.208 \pm 0.027 \mu\text{s}$ ; for the capture probability per unit time of negative muons by carbon atoms we obtain a value of  $\Gamma_c = 0.05 \pm 0.01 \mu\text{s}^{-1}$  and for the plus to minus charge rate of cosmic-ray muons at a latitude of 20 degrees North we obtain  $1.28 \pm 0.06$ . These values are in good agreement with the values reported in the literature.

PACS: 01.50.Pa; 29.85.+c; 95.85.Ry

## 1. INTRODUCCIÓN

El muon fue descubierto en 1937 en fotografías de trazas de rayos cósmicos en cámaras de niebla. Sin embargo, durante cerca de diez años existió la controversia sobre si el muon era el mesón de Yukawa, partícula predicha por el físico japonés H. Yukawa en 1935 [1-3] para explicar el corto alcance (del orden de  $10^{-13}$  cm) de las interacciones

fuertes entre nucleones. Esta controversia terminó finalmente con el reconocimiento de que el muon es penetrante e interactúa débilmente con los núcleos de los átomos; con el descubrimiento del pion, también en rayos cósmicos en 1947; y con la identificación de éste último como el mesón de Yukawa. El muon difiere del electrón únicamente en masa y en tiempo de vida; en efecto, el muon tiene una masa 207 veces mayor que la del electrón, y además se desintegra, mediante la interacción débil, en un electrón y dos neutrinos (un neutrino y un antineutrino) en el tiempo promedio de  $2.19 \mu\text{s}$ , medidos en su sistema de reposo.

La fórmula para el tiempo medio de vida del muon en reposo se obtiene fácilmente aplicando las reglas de Feynman [4] para la interacción electrodébil aplicada a la desintegración del muon. A más bajo orden en la constante de acoplamiento el resultado es [4]

$$\tau = 192\pi^3 / (G^2 m^5),$$

donde  $G$  es la constante de Fermi y  $m$  es la masa del muon.

El muon constituye la componente dominante de los rayos cósmicos secundarios a nivel del mar. Las propiedades del muon y de los rayos cósmicos se conocen con bastante precisión: la razón de muones positivos a negativos se ha medido a diferentes latitudes y altitudes [5], la probabilidad de absorción beta inversa por unidad de tiempo de muones negativos por átomos de carbono se ha calculado y coincide con los valores medidos [6], y la vida media del muon se ha calculado y el resultado concuerda con la medición, la cual tiene un error de tan sólo 0.002% [5]. Sin embargo, la detección y medición de las propiedades del muon presente en los rayos cósmicos tiene aun hoy un valor pedagógico importante; entre otras cosas debido a que ilustra algunos métodos y técnicas que actualmente se usan en la física experimental de altas energías; a saber, la detección de partículas con centelladores; el uso de instrumentación controlada por computadora; el diseño e implementación de sistemas de adquisición de datos; el monitoreo "en línea"; y el análisis "fuera de línea" de los datos experimentales. Por otro lado, experimentos como éste también se prestan para realizar el diseño y la construcción de instrumentos científicos de propósito especial, instrumentación que pudiera no existir comercialmente o que en caso de existir tiene precios elevados.

En el presente artículo describimos la detección de muones cósmicos y la medición del tiempo de desintegración de alrededor de 1.3 millones de muones positivos y negativos, con equipo parcialmente construido por nosotros; el objetivo de este trabajo es realizar mediciones con propósitos pedagógicos de las siguientes cantidades: la razón de muones positivos a muones negativos en la radiación cósmica secundaria para una latitud de 20 grados; la probabilidad de absorción beta inversa por unidad de tiempo de muones negativos por átomos de carbono; y la vida media de desintegración del muon en reposo.

Después de esta breve introducción, en la siguiente sección hacemos una descripción del arreglo experimental usado, posteriormente, en la sección de discusión y resultados, describimos el análisis estadístico de los datos experimentales y presentamos los resultados obtenidos. Finalmente en la última sección mostramos las conclusiones.

## 2. ARREGLO EXPERIMENTAL

El arreglo experimental que usamos se muestra en la Fig. 1. A nivel del mar la componente de rayos cósmicos "dura", con energías cinéticas superiores a 200 MeV, está dominada por muones, mientras que a menores energías existen electrones, neutrones y, en menor intensidad, protones [5,7] provenientes de las cascadas hadrónicas y electromagnéticas iniciadas por la interacción de protones primarios de alta energía con los núcleos de nitrógeno y oxígeno de la atmósfera a decenas de kilómetros de altura. Los muones cósmicos secundarios se producen cuando los mesones cargados  $\pi$  y  $K$ , entre otros, originados en estas cascadas hadrónicas, se desintegran en vuelo en tiempos del orden de  $10^{-8}$  segundos, medidos en su sistema de reposo. El flujo de muones a nivel del mar tiene una energía media de 2 GeV con un espectro diferencial que decae como  $E^{-2}$  y una distribución angular dada aproximadamente por  $\cos^2 \theta$  [5], donde  $\theta$  es el ángulo medido a partir del cenit. El flujo total de muones que atraviesan una unidad de área horizontal desde arriba a nivel del mar es de aproximadamente  $180 \text{ m}^{-2}\text{seg}^{-1}$  [5]. Como ya dijimos, el muon es inestable y se desintegra en un tiempo de vida medio de  $2.197 \mu\text{seg}$  [5] medido en el sistema de referencia en reposo con el muon; es interesante resaltar que la razón por la que los muones sobreviven decenas de kilómetros desde que son creados hasta que llegan a nivel del mar es debido a la dilatación relativista del tiempo predicha correctamente por A. Einstein a principios de este siglo.

El líquido centellador que usamos como medio activo de detección se encuentra en un recipiente sellado ópticamente y consiste de alrededor de 35 litros de aceite mineral centellador marca Bicron BC-517H, el cual está constituido predominantemente por átomos de carbono y de hidrógeno, con una razón de 1.9 átomos de hidrógeno por cada átomo de carbono. Cuando los muones atraviesan este recipiente, las interacciones coulombianas entre éstos y los electrones del líquido ionizan o excitan las moléculas de éste las cuales al retornar a sus estados base emiten radiación electromagnética; en el caso del líquido que usamos, esta radiación está dominada por luz de 425 nm de longitud de onda. Los tiempos típicos de desexcitación son del orden de un nanosegundo. Como resultado de estas interacciones coulombianas los muones pierden energía de acuerdo a la fórmula de Bethe-Bloch [5]

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = F \frac{Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

donde  $F$  es igual a  $0.3071 \text{ MeV cm}^2\text{g}^{-1}$ ;  $Z$ ,  $A$ ,  $\rho$  e  $I$  son el número atómico, el peso atómico, la densidad y la constante de ionización del medio, respectivamente,  $\beta c$  es la velocidad de la partícula,  $ze$  su carga y  $m_e$  es la masa del electrón. El efecto de la densidad está contenido en  $\delta$ . Para propósitos prácticos, los muones pierden energía como partículas de ionización mínima de modo aproximadamente independiente del medio a razón de alrededor de  $1 \text{ MeV cm}^2\text{g}^{-1}$ .

La mayoría de los muones que llegan al recipiente con el líquido centellador tienen suficiente energía para atravesarlo, sin embargo, aproximadamente un muon de cada 180 tiene un momento del orden o inferior a  $100 \text{ MeV}/c$ , por lo que se alcanza a frenar dentro del

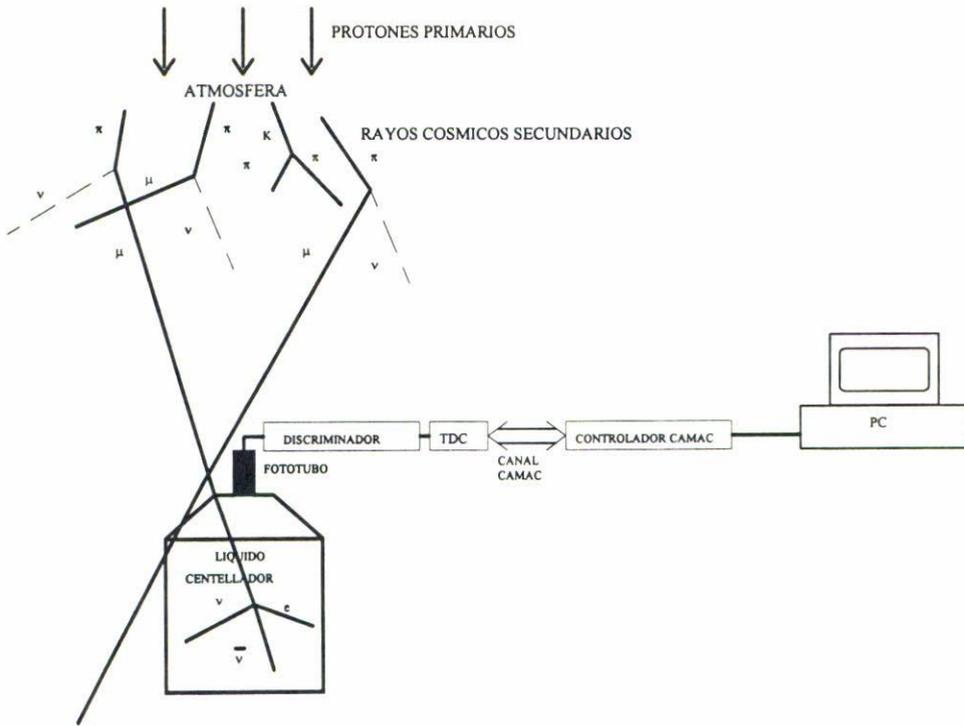


FIGURA 1. Arreglo experimental para la medición de los tiempos de desintegración de los muones cósmicos.

recipiente; el tiempo de frenado hasta velocidades subrelativistas es del orden de nanosegundos y una vez en reposo el muon se desintegra emitiendo un electrón (o positrón en el caso de muones positivos) y dos neutrinos. El electrón (o positrón) a su vez produce un pulso en el fototubo, mientras que los dos neutrinos escapan sin interactuar. Los pulsos de luz producidos por el líquido centellador son convertidos en pulsos eléctricos y amplificados por el fototubo. Al efectuar un barrido en alto voltaje para el fototubo, encontramos que el punto óptimo de operación es de  $-1600$  V, el cual proporciona pulsos a la salida del fototubo de una anchura y amplitud típicas de  $40$  nseg y  $-60$  mV, respectivamente. El fototubo que usamos es marca Burle modelo 857525. La desintegración del muon en el vacío ocurre de acuerdo con la fórmula exponencial bien conocida y típica de procesos de desintegración sin memoria

$$P(t) = \Gamma e^{-\Gamma t},$$

donde  $P(t)$  es la densidad de probabilidad de que el muon se desintegre entre el tiempo  $t$  y  $t + dt$ ; nótese que esta densidad de probabilidad está normalizada a uno. La constante  $\Gamma$  es la probabilidad de desintegración del muon en reposo por unidad de tiempo. El valor del tiempo medio de desintegración se obtiene al hacer la integral de  $tP(t)$  desde cero hasta infinito y su valor es igual a  $\tau = \Gamma^{-1}$ .

En nuestro experimento, discriminamos los pulsos a la salida del fototubo con un discriminador NIM [8] marca Ortec usando un umbral de  $-20$  mV. La frecuencia de pulsos

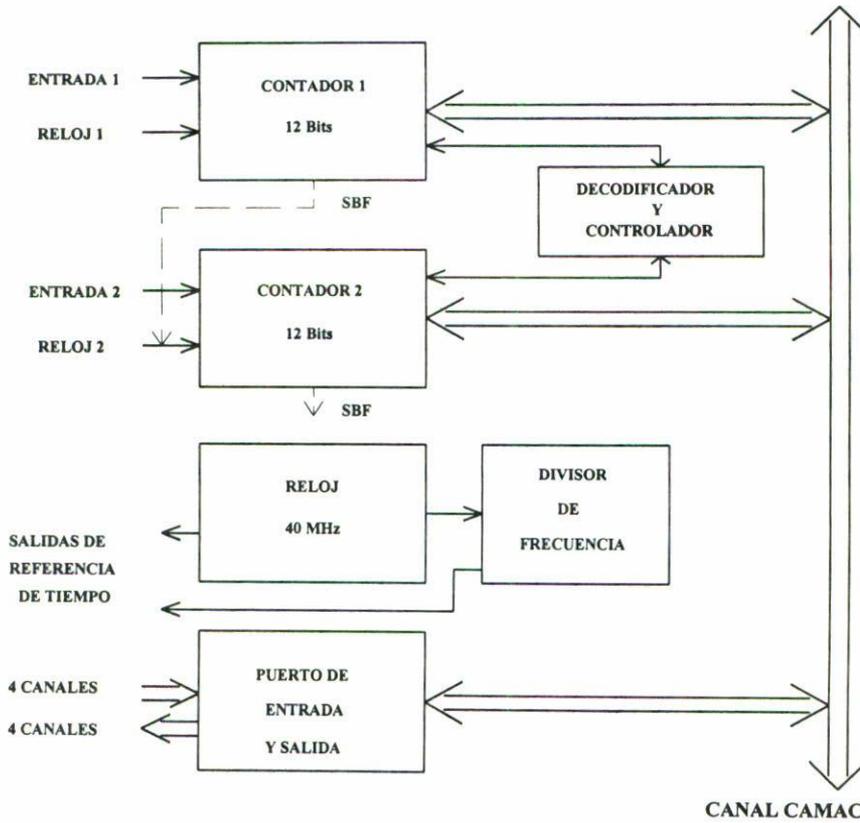


FIGURA 2. Diagrama esquemático del módulo CAMAC usado para digitalizar intervalos de tiempo.

a la salida del discriminador en estas condiciones es de  $F = 26.1$  pulsos/seg. Los pulsos lógicos (tipo TTL [9]) de la salida de este discriminador se conectan a la entrada de uno de los canales de nuestro medidor de intervalos de tiempo. Dicho medidor de intervalos de tiempo fue diseñado y construido por nosotros en la forma de un módulo CAMAC [10] de propósito especial, el cual tiene un modo de operación programable y mide intervalos de tiempo entre dos pulsos TTL que concurren en una ventana de tiempo ajustable. Este módulo consiste básicamente en dos contadores de 12 bits cada uno conectados a un reloj de 40 Mhz como se muestra esquemáticamente en la Fig. 2. La resolución de este digitalizador de intervalos de tiempo CAMAC es de un pulso del reloj, es decir 25 nanosegundos, y la ventana de tiempo activo que usamos es de  $25.6 \mu\text{seg}$ . Este módulo se describe en detalle en la Ref. [11] y en las [12, 13] describimos equipo electrónico más simple que se conecta directamente al bus de la PC y que se puede usar en forma alternativa. El intervalo de tiempo entre el primer pulso del fototubo debido al muon que llega y el segundo pulso debido al electrón que resulta de la desintegración de éste nos da el tiempo de vida de cada muon individual.

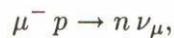
La toma de datos se realizó mediante una PC 486 conectada a un controlador CAMAC marca DSP modelo 6001 usando un programa de adquisición y despliegado de datos en forma gráfica que escribimos en lenguaje C y otro alternativo que escribimos usando el

lenguaje gráfico LabView [14]. Esta toma de datos abarcó un tiempo activo integrado de  $T = 2572$  hrs (107.2 días). La eficiencia global del sistema de adquisición de datos escrito en lenguaje C fue del 98.5%, y algo menor para el basado en LabView. Durante el tiempo total de adquisición de datos se colectaron 1 340 845 eventos; un evento corresponde a la coincidencia de dos pulsos discriminados en una ventana de 25.6  $\mu$ seg.

### 3. DISCUSIÓN Y RESULTADOS

Debido a la presencia del líquido centellador, la constante de desintegración de los muones ( $\Gamma$ ) se modifica y es precisamente esta modificación la que nos permite hacer las dos primeras de las tres mediciones que nos interesan, es decir, la razón de muones positivos a muones negativos en la radiación cósmica secundaria, la probabilidad de absorción beta inversa por unidad de tiempo de muones negativos por átomos de carbono y la vida media del muon.

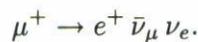
En efecto, cuando los muones negativos se frenan dentro del detector existe la posibilidad de que sean absorbidos por los núcleos de carbono mediante el proceso beta inverso



debido a que rápidamente caen en orbitales  $K$  alrededor del núcleo y por lo tanto pasan una parte del tiempo dentro del mismo; nótese que este efecto está dominado por los átomos de carbono debido a su mayor número atómico con respecto a los átomos de hidrógeno (ver cualquier texto de mecánica cuántica). Si un muon negativo que se ha frenado dentro del detector no es absorbido, entonces sufre el proceso de desintegración débil



Por otro lado, los muones positivos no pueden ser absorbidos, ya que no penetran el núcleo debido a su mutua repulsión eléctrica y por lo tanto sólo pueden desintegrarse débilmente en la forma



Nótese que aunque nuestro experimento no detecta directamente el proceso de absorción de los muones negativos, este efecto les disminuye el tiempo promedio de sobrevivencia antes de desintegrarse y se manifiesta por una exponencial que decae ligeramente más rápido que la exponencial para los muones positivos. En consecuencia, la distribución para la desintegración de los muones como función del tiempo en un experimento como el nuestro está dada por la fórmula siguiente:

$$f(t) = A(e^{-t/\tau_1} + R e^{-t/\tau_2}) + \text{ruido},$$

donde  $A$  es una constante de normalización,  $\tau_1$  es el tiempo de vida media de los muones positivos (el cual como dijimos es igual a  $\tau = \Gamma^{-1}$ ),  $\tau_2$  es el tiempo de vida media de

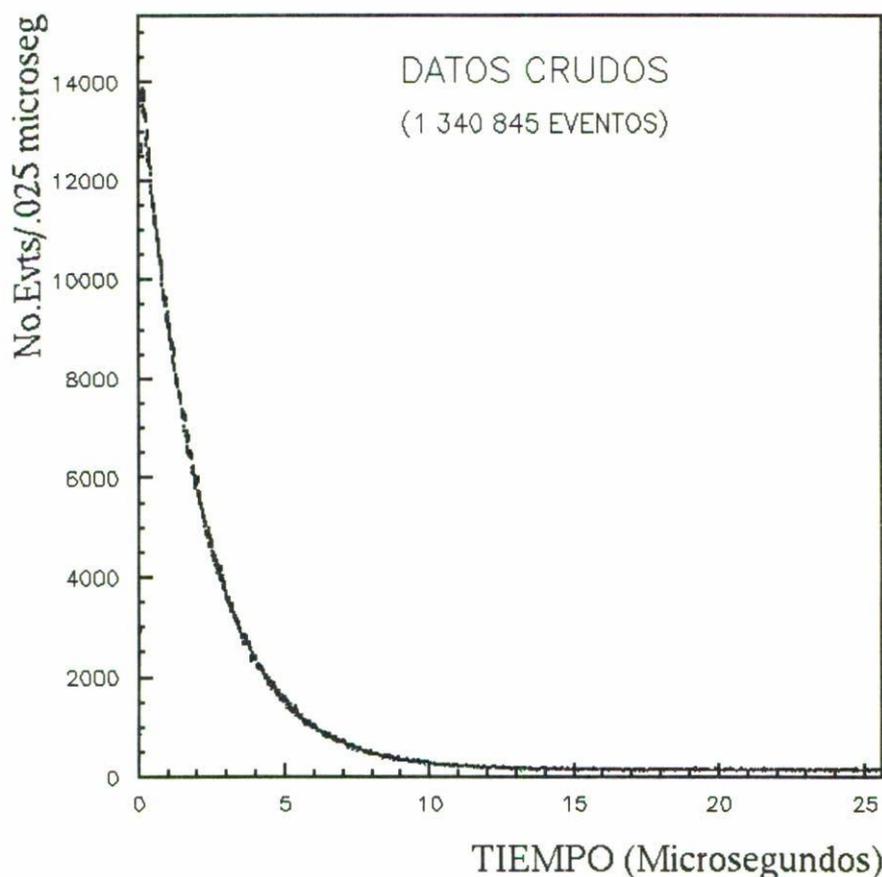


FIGURA 3. Datos crudos recolectados durante un tiempo total de 2572 horas en escala lineal.

los muones negativos cuando se desintegran dentro del detector (y por lo mismo es igual  $(\Gamma + \Gamma_c)^{-1}$  donde  $\Gamma_c$  es la probabilidad de captura por unidad de tiempo de los muones negativos por los átomos del detector),  $R$  es la razón de muones negativos a positivos y ruido es la parte de los datos que incluye todo lo que no son desintegraciones (señal) sino ruido de fondo. También es importante mencionar que nuestra medición depende del hecho de que los muones positivos y negativos de una energía dada tienen la misma probabilidad de frenarse dentro del líquido centellador, como se puede ver de la fórmula de Bethe-Block dada antes.

La Fig. 3 muestra los datos crudos que obtuvimos durante el tiempo total  $T = 2572$  horas (107.2 días) de toma de datos, como ya mencionamos antes, la anchura de cada canal en este histograma es de  $0.025 \mu\text{seg}$ . Nótese que debido a la anchura finita de los pulsos, los primeros 4 canales tienen un número de eventos empobrecidos. Esta figura contiene barras de error que indican el error estadístico gaussiano [15] en el número de eventos de cada canal, el cual es igual a la raíz cuadrada del número de eventos en el mismo. También nótese la cola de la exponencial para tiempos mayores que  $10 \mu\text{seg}$ : ella se debe a las dobles coincidencias accidentales entre dos pulsos sucesivos del discriminador y cons-

tituye el ruido de fondo dominante para nuestra medición. En la Fig. 4 se muestran los mismos datos, pero esta vez en escala semi-logarítmica, de modo que se aprecia inmediatamente que los datos corresponden a una señal que decae en forma exponencial más un ruido de fondo constante. En caso de que no existiera señal, lo único que se detectaría sería este ruido debido a las coincidencias accidentales de dos pulsos del fototubo que pasan el umbral del discriminador. Dichos pulsos se deben en su gran mayoría a muones reales que atraviesan el detector sin frenarse, aunque algunos pueden provenir del ruido electrónico del fototubo. Un estudio más detallado del ruido de fondo es innecesario ya que basta simplemente con medirlo y restarlo a los datos para quedarnos con la señal. Una estimación simple de este ruido de fondo se obtiene de calcular la probabilidad de que un segundo pulso ocurra dentro de una ventana de anchura  $\Delta T$  cuando un primer pulso ha abierto la ventana en la que la electrónica detecta este segundo pulso (dicha probabilidad es  $F \Delta T$ ), y de multiplicar esta probabilidad por el número de veces que se abre la ventana de sensibilidad al segundo pulso (el cual es  $FT$ ), el resultado está dado por la fórmula

$$\text{ruido} = F^2 T \Delta T,$$

donde  $F$  es la frecuencia de repetición de los pulsos simples,  $T$  el tiempo total de toma de datos y  $\Delta T$  la anchura por canal. Sustituyendo los valores  $F = 26.1$  pulsos/seg,  $T = 2572$  horas y  $\Delta T = 0.025 \mu\text{seg}$  obtenemos la estimación para el ruido de fondo de  $157.7$  eventos/ $0.025 \mu\text{seg}$ . Por otro lado, podemos medir este ruido directamente de los datos de la Fig. 3 haciendo un ajuste de mínima  $\chi^2$  a la suma de una exponencial más una constante. El ajuste de mínima  $\chi^2$ , a diferencia de un ajuste de mínimos cuadrados, tiene la ventaja de permitirnos estimar la bondad del ajuste [5, 15]; la  $\chi^2$  se define como

$$\chi^2 = \sum \frac{(d_i - f_i)^2}{\delta d_i^2},$$

con  $d_i$ ,  $f_i$  y  $\delta d_i$  el número de eventos en el canal  $i$ , el valor de la función a ajustar en el centro del canal  $i$  y el error en el número de eventos en el canal  $i$ , respectivamente; la suma corre sobre los canales del intervalo que se usa en el ajuste.

Todos los ajustes que describimos a continuación fueron hechos en una estación de trabajo Indy de Silicon Graphics usando el paquete de análisis de datos PAW (*Physics Analysis Workstation*) [16] distribuido libremente por el CERN y de uso generalizado en el área de física experimental de altas energías, este paquete a su vez usa el programa MINUIT [17] para efectuar los ajustes mediante la minimización de la variable  $\chi^2$ . Todos los errores que a continuación aparecen en las mediciones son errores estadísticos.

En primer lugar, hacemos un ajuste de los datos mostrados en la Fig. 3 a una función  $f(t)$ , de la forma

$$f(t) = Ae^{-t/\tau_1} + \text{ruido},$$

con 3 parámetros libres ( $A$ ,  $\tau_1$  y ruido). El resultado obtenido al hacer el ajuste desde  $0.15 \mu\text{seg}$  hasta  $25.6 \mu\text{seg}$  es  $\tau_1 = 2.109 \pm 0.003 \mu\text{seg}$  y ruido =  $156.8 \pm 0.6$  eventos/ $0.025 \mu\text{seg}$ , con  $\chi^2/\text{gdl} = 1.19$ . En general un valor de  $\chi^2/\text{gdl}$  del orden o menor que uno indica

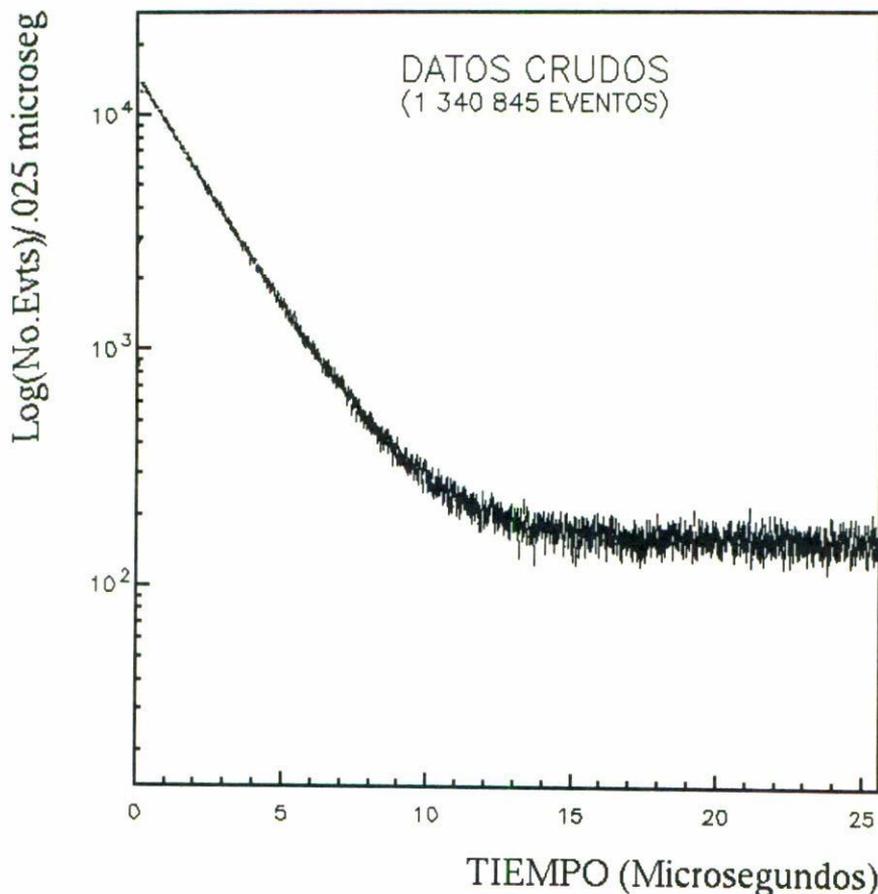


FIGURA 4. Datos crudos recolectados durante un tiempo total de 2572 horas en escala semi-logarítmica.

que la función de ajuste representa un modelo aceptable de los datos experimentales. La Fig. 5 muestra el resultado de este ajuste sobrepuesto a los datos crudos. En primer lugar, notamos que el ruido medido concuerda en forma excelente con el ruido calculado. En segundo lugar, el valor medido para  $\tau_1$  ya refleja el efecto debido a la absorción de los muones negativos. En efecto, podemos por el momento suponer que la razón de muones positivos a negativos es uno. Entonces, suponiendo además que  $\Gamma_c \ll \Gamma$ , obtenemos en primera aproximación que la señal, que consiste de la suma de las desintegraciones de los muones positivos y negativos, se comporta como una exponencial única debido a que en esta aproximación

$$e^{\Gamma t} + e^{-(\Gamma+\Gamma_c)t} \approx 2e^{-(\Gamma+\Gamma_c/2)t},$$

por lo que podemos interpretar el valor medido para  $\Gamma_1 = 1/\tau_1$  como  $\Gamma_1 = \Gamma + \Gamma_c/2$ , en donde  $\Gamma = 1/\tau = 1/2.197 \mu\text{seg}^{-1}$  y  $\Gamma_c$  es la probabilidad de captura por unidad de tiempo de los muones negativos por los átomos de carbono. De aquí despejamos  $\Gamma_c$

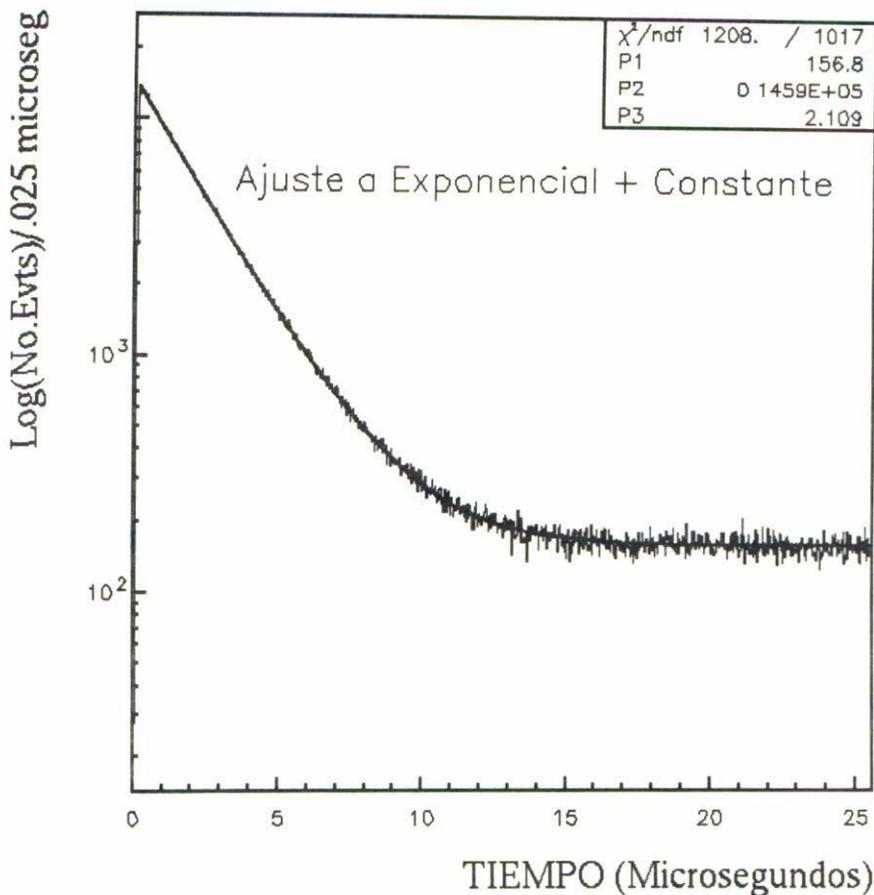


FIGURA 5. Ajuste con 3 parámetros libres de los datos experimentales a una exponencial más el ruido de fondo.

para obtener en primera aproximación  $\Gamma_c = 0.038 \mu\text{seg}^{-1}$ . De este resultado aproximado vemos que la exponencial para muones negativos tendrá una constante de decaimiento dada aproximadamente por  $(\Gamma + \Gamma_c)^{-1} \sim 2.03 \mu\text{seg}$ .

Enseguida realizamos un ajuste de los datos a la suma de dos exponenciales de constantes de decaimiento diferentes. De esta manera logramos extraer una medición de la razón de muones positivos a negativos, sin necesidad de suponer que es igual a uno como hicimos más arriba. La posibilidad de hacer este ajuste depende del hecho de que las barras de errores de los datos sean menores que la diferencia entre las dos exponenciales usadas en el ajuste. Para mostrar que éste es efectivamente el caso, mostramos en la Fig. 6 una primera exponencial que representa a los muones negativos con un tiempo de decaimiento de  $2.03 \mu\text{s}$ , de acuerdo con nuestra estimación anterior, y otra que representa a los muones positivos con una constante de decaimiento igual a  $2.197 \mu\text{s}$ , es decir el tiempo de vida media del muon en el vacío, como se espera de mediciones previas [5], ambas exponenciales sobrepuestas a los datos. De esta figura se puede ver que las barras de error de los datos son menores que la diferencia entre las dos curvas; esto significa que podemos

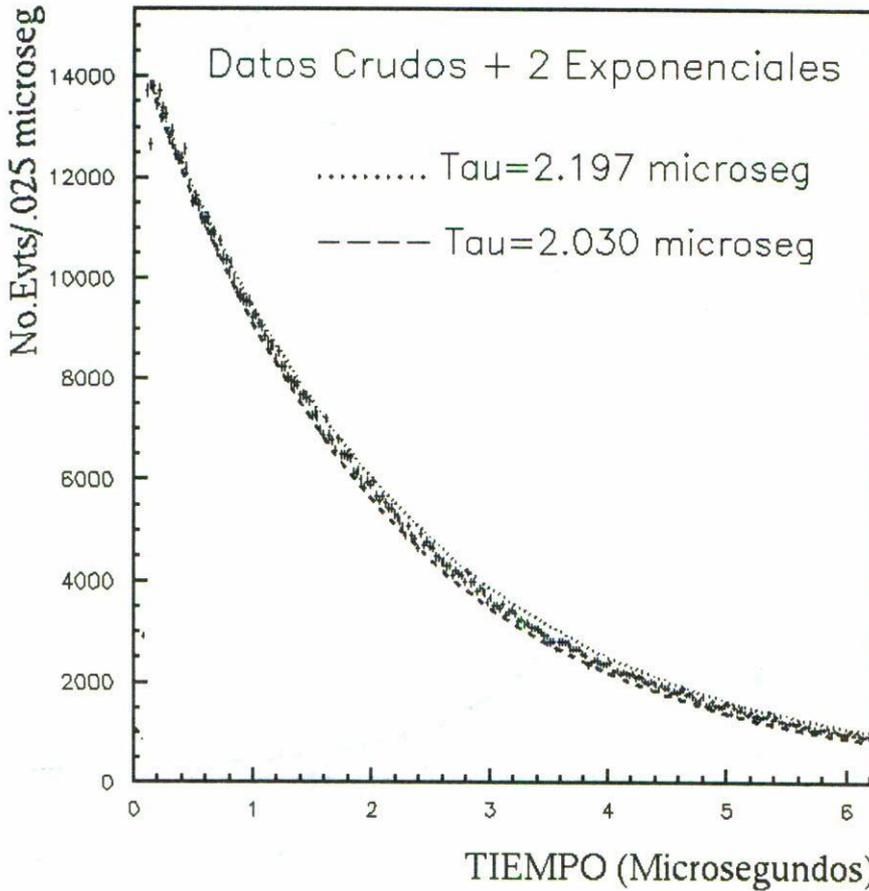


FIGURA 6. Comparación de los datos experimentales con dos exponenciales de diferente constante de decaimiento. A ambas exponenciales se les sumó una constante igual al ruido de fondo medido de 156.8 eventos/0.025  $\mu$ seg.

efectivamente hacer un ajuste de los datos directamente a una combinación lineal de dos exponenciales; el cual describimos a continuación.

Hacemos ahora el ajuste de los datos a la función

$$f(t) = A(e^{-t/\tau_1} + Re^{-t/\tau_2}) + \text{ruido},$$

dejando al ruido fijo en 156.8 eventos/0.025  $\mu$ seg y variando los otros 4 parámetros ( $A$ ,  $\tau_1$ ,  $R$  y  $\tau_2$ ). El intervalo que usamos para este ajuste va de 0.15  $\mu$ seg a 12.5  $\mu$ seg. El resultado que obtenemos se muestra en la Fig. 7; los valores para los parámetros ajustados son los siguientes:  $A = 8210 \pm 10$  eventos/0.025  $\mu$ seg;  $\tau_1 = 2.208 \pm 0.027$   $\mu$ seg;  $R = 0.78 \pm 0.04$  y  $\tau_2 = 1.979 \pm 0.039$   $\mu$ seg. De aquí obtenemos finalmente que la vida media de desintegración de los muones positivos es  $\tau_1 = \tau = 2.208 \pm 0.027$   $\mu$ seg en excelente acuerdo con el valor 2.197  $\mu$ seg; la probabilidad de captura de los muones negativos por los átomos de carbono medida es  $\Gamma_c = \tau_2^{-1} - \tau_1^{-1} = 0.05 \pm 0.01$   $\mu$ seg $^{-1}$  y la razón de muones positivos a

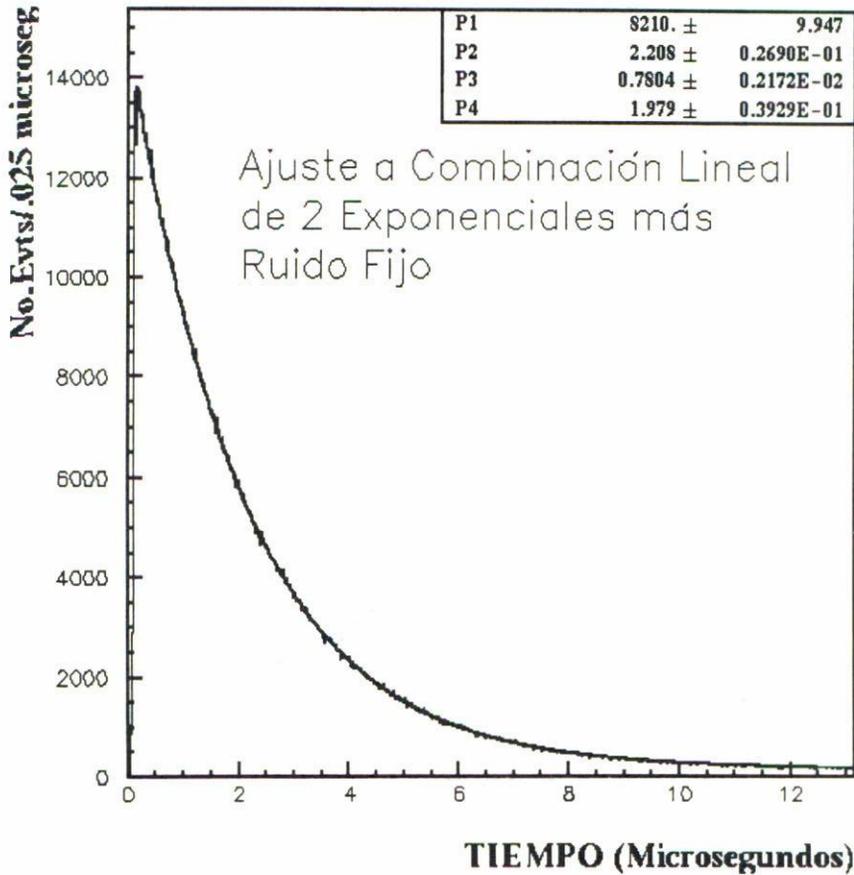


FIGURA 7. Ajuste con 4 parámetros libres de los datos experimentales a una combinación lineal de dos exponenciales manteniendo el ruido de fondo fijo en 156.8 eventos/0.025  $\mu$ seg.

negativos en los rayos cósmicos para la latitud de 20 grados norte es  $R^{-1} = 1.28 \pm 0.06$ . Estos resultados están en acuerdo con los valores medidos y comúnmente aceptados; en particular, el valor que se da en la Ref. [5] para la razón de muones positivos es de 1.25–1.30. El exceso de muones positivos sobre negativos lo podemos entender como el resultado de que las lluvias de rayos cósmicos secundarios son originadas en forma dominante por partículas con carga positiva: los protones. Finalmente, también estudiamos la posible existencia de algún error sistemático debido al carácter discreto de nuestra medición de los tiempos de desintegración. Con este fin realizamos una simulación tipo Monte Carlo [5] del experimento generando alrededor de 10 veces más datos simulados que los datos reales, con valores preestablecidos para  $R$ ,  $\Gamma$  y  $\Gamma_c$ . Enseguida, usando el mismo programa usado con los datos reales, hicimos un ajuste de estos datos simulados a una combinación de dos exponenciales y recuperamos los valores de entrada dentro de los correspondientes errores estadísticos; concluyendo pues que estos errores sistemáticos son despreciables en nuestras mediciones.

#### 4. CONCLUSIONES

Hemos descrito un arreglo experimental simple para llevar a cabo la detección de muones cósmicos y la medición de algunas de sus propiedades con equipo parcialmente diseñado y construido por los autores. Se ha medido el tiempo de desintegración individual de aproximadamente 1.3 millones de muones, tanto positivos como negativos, dentro de un detector con 35 litros de líquido centellador, recolectados durante un tiempo total de 2572 horas mediante una PC 486 con programas de adquisición realizados en lenguaje C y LabView. Haciendo el ajuste de estos datos a una combinación lineal de dos exponenciales obtenemos mediciones para la razón de muones positivos a negativos, la vida media del muon y la probabilidad de absorción por unidad de tiempo de muones negativos por átomos de carbono. La vida media de desintegración de los muones positivos medida en nuestro experimento correspondiente a la vida media del muon en el vacío es  $\tau_1 = \tau = 2.208 \pm 0.027 \mu\text{seg}$  en excelente acuerdo con el valor  $2.197 \mu\text{seg}$ ; la probabilidad de captura de los muones negativos por los átomos de carbono medida es  $\Gamma_c = \tau_2^{-1} - \tau_1^{-1} = 0.05 \pm 0.01 \mu\text{seg}^{-1}$  y la razón de muones positivos a negativos en los rayos cósmicos para la latitud de 20 grados norte es igual a  $R^{-1} = 1.28 \pm 0.06$ . Estas mediciones concuerdan, dentro de los errores estadísticos, con los valores comúnmente aceptados en la literatura. También descartamos la existencia de errores sistemáticos debidos a la resolución finita en nuestra medición de los tiempos de desintegración. El equipo electrónico que se diseñó y construyó para esta aplicación es suficientemente versátil y puede tener un amplio rango de aplicaciones en el laboratorio. Este experimento constituye una herramienta pedagógica útil y es relativamente simple de implementar en los laboratorios de enseñanza de las carreras de física.

#### AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a los Departamentos de Física del Fermi National Laboratory y del ya desaparecido Superconducting Super Collider, por la donación del líquido centellador y al Sr. Antonio Gómez del IFUG por su ayuda en la construcción del detector.

#### REFERENCIAS

1. E. Segré, *De los rayos X a los quarks*, Folios ediciones, México, D.F. (1983).
2. C.N. Yang, *Elementary particles. A short history of some discoveries in atomic physics*, Princeton University Press, Princeton, N.J. (1962).
3. M.S. Livingston, *Particle Physics. The high energy frontier*, McGraw-Hill, New York (1968).
4. A.D. Martin and F. Halzen, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley & Sons, New York (1984).
5. M. Aguilar-Benítez *et al.*, Review of Particle Properties, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1173.
6. H.A. Morewitz y M.H. Shamos, *Phys. Rev.* **92** (1953) 134.
7. J. Ziegler, *Nuc. Instr. Meth.* **191** (1981) 419.
8. W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlín, Heidelberg (1987).

9. P. Horowitz and W. Hill, *The art of electronics*, Second Edition, Cambridge University Press, New York (1989).
10. CAMAC Updated Specifications, Publicación ANSI/IEEE SH-08482 (1982).
11. J. Estevez, A. González y L. Villaseñor, *Ciencia Nicolaita* **8** (1995) 82.
12. G. Moreno y L. Villaseñor, *Rev. Mex. Fís.* **36** Suplemento 1, (1990) S1.
13. G. Moreno, M. Sosa y L. Villaseñor, *Memorias de la Escuela Mexicana de Instrumentación y Metrología en la UASLP 1991*, editor J. Urías, Editorial Universitaria Potosina, San Luis Potosí (1992) p. 86.
14. Catálogo de productos de National Instruments 1994.
15. J. Orear, *Notes on Statistics for Physicists*, Revised, CLNS 82/511 1982.
16. Ver el servidor <http://www.cern.ch> de WWW en Internet.
17. F. James y M. Roos, *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis*, CERN Computer Center Program Library D506, Geneva, Switzerland (1989).