

---

**Aqui van los Autores**

Escuela de Buenos Aires

# **Instrumentación en Física de Altas Energías**

**Aplicación a Experimentos en Detección de Partículas**

---

---

# Índice general

<b>1</b>	<b>Estimación de la vida media del muón</b>	<b>3</b>
1.1	Física del muón . . . . .	3
1.2	El detector . . . . .	5
1.2.1	Centelladores orgánicos . . . . .	6
1.2.2	Fibras ópticas <i>WLS</i> . . . . .	7
1.2.3	Fotomultiplicadores . . . . .	9
1.2.4	Lógica de adquisición . . . . .	10
1.3	El experimento . . . . .	12
1.3.1	Eficiencia del detector . . . . .	13
1.3.2	Vida media del muón . . . . .	15
1.3.3	Captura del muón en Fe . . . . .	17
1.4	Aplicaciones de centelladores en Física de Altas Energías . . .	22
1.4.1	Calorímetros . . . . .	23
1.4.2	Rayos cósmicos . . . . .	28
	<b>Bibliografía</b>	<b>33</b>
	<b>Agradecimientos</b>	<b>33</b>



---

# 1

# Estimación de la vida media del muón

*Autor: Brian Wundheiler*

Cuando las partículas interactúan con los dispositivos de detección, depositan una parte o toda su energía en los materiales que los constituyen. Los mecanismos que entonces se desencadenan, son la base de la formación de la señal a medir. Sin embargo, no todos estos mecanismos pueden ser efectivamente utilizados para la detección de partículas. La emisión por fluorescencia y el efecto fotoeléctrico se encuentran entre los procesos más utilizados en Física de Altas Energías.

En este capítulo, estudiaremos el empleo de centelladores plásticos, fibras ópticas *WLS*, y fotomultiplicadores, para la estimación de la vida media del muón. Además, analizaremos el funcionamiento de estos elementos y describiremos algunas de sus aplicaciones actuales.

---

## 1.1 Física del muón

Provieniendo de distintos rincones del Universo, núcleos atómicos de alta energía bombardean nuestra atmósfera: los rayos cósmicos. Su origen, composición química y mecanismos de aceleración continúan siendo objetos de estudio.

Cuando los rayos cósmicos ingresan a nuestro planeta, interactúan con los núcleos de las moléculas atmosféricas creando una lluvia de partículas secundarias a su paso; protones, neutrinos, piones, kaones, fotones y electrones son de la partida. Estas partículas secundarias participan de interacciones nucleares y electromagnéticas que aumentan el contenido de la cascada. El proceso se repite mientras las nuevas generaciones tengan la energía suficiente para participar en la creación de partículas.

Utilizaremos a la alta atmósfera como fuente de muones para nuestros estudios, ya que éstos son creados en el decaimiento espontáneo de los piones cargados

vía la fuerza débil,

$$\begin{aligned}\pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.\end{aligned}\tag{1.1}$$

Los muones forman parte de la familia de leptones del Modelo Estándar, tienen la misma carga que los electrones pero unas 200 veces su masa:  $m_\mu = 105,66 \text{ MeV} / c^2$ . Son partículas inestables, su vida media es  $\tau^{vac} = (2,197034 \pm 0,000021) \mu\text{s}$  [1]. Interactúan por intermedio de la fuerza débil y electromagnética, recorren varios kilómetros perdiendo su energía conforme avanzan, decaen en un electrón y dos neutrinos. El hecho que, antes de decaer, recorran tales distancias viajando a velocidades cercanas a la de la luz, es una clara muestra del concepto relativista de dilatación temporal.

En nuestros experimentos analizaremos el decaimiento de algunos de los muones generados en la cascada, detectando su arribo al detector y la posterior aparición del electrón asociado en el sistema,

$$\begin{aligned}\mu^+ &\longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.\end{aligned}\tag{1.2}$$

El espectro de energía de los muones al nivel del mar tiene un máximo alrededor de los 4 GeV y su flujo integrado es de  $\sim 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  [1]. Sólo una fracción llegará al detector con la energía necesaria para detenerse y decaer, el resto lo atravesará y continuará con su trayectoria. La razón entre el número de muones positivos y negativos al nivel del mar es  $\frac{N^+}{N^-} = 1,28$  [2].

Los muones interactúan con el material del detector. En particular, los muones negativos pueden ocupar orbitales en los átomos del detector y quedar ligados. Luego, existe una probabilidad no nula de que sean capturados por el núcleo,

$$\mu^- + [A, Z] \longrightarrow [A, Z - 1] + \nu_\mu.\tag{1.3}$$

A un muón le toma alrededor de  $10^{-10}$  s detenerse, ser capturado, y llegar al orbital K del átomo del material. En este punto puede decaer o ser capturado por el núcleo, la probabilidad de captura nuclear es proporcional a  $Z^4$  [3, 4].

Los muones positivos no se ven afectados por la captura, por lo que su tiempo de vida medio corresponde al valor en el vacío  $\tau^+ = \tau^{vac}$ . Pero para los muones negativos, el tiempo de vida medio está influenciado por la competencia entre el decaimiento y la captura,

$$\frac{1}{\tau^-} = \frac{1}{\tau^{cap}} + \frac{Q}{\tau^{vac}},\tag{1.4}$$

la ligadura reduce ligeramente la energía disponible para el decaimiento, se introduce el factor de Huff  $Q$  para tomar en cuenta que la tasa de este proceso se ve afectada. En los casos que trataremos, su valor es cercano a 1 pero en general depende del material.

## 1.2 El detector

El detector utilizado en este trabajo está conformado por tres planos centelladores de  $84\text{ cm} \times 37\text{ cm} \times 1,5\text{ cm}$  colocados uno encima del otro. Cada plano está constituido por barras centelladoras plásticas de sección rectangular, de  $41\text{ mm}$  ancho  $\times$   $10\text{ mm}$  de alto. Cada una de estas barras, tiene un surco maquinado a lo largo de su cara superior en donde se ubica una fibra óptica *Wavelength Shifter* (figura 1.1). Las fibras de cada barra terminan su recorrido en el cátodo de un fotomultiplicador (*PMT*). Cada plano se encuentra encapsulado en un cuerpo de aluminio para evitar que ingrese luz al sistema, y tiene asociado un canal de adquisición electrónica (figura 1.2).

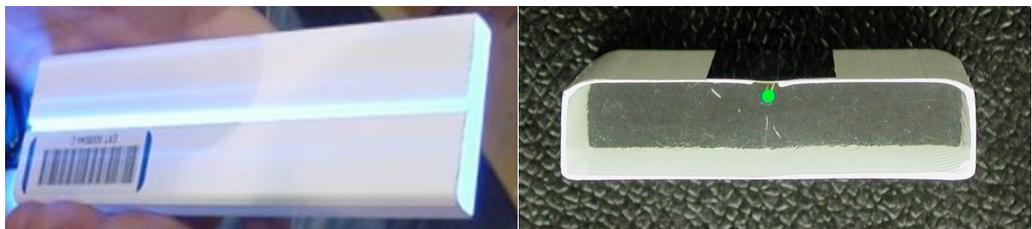


Figura 1.1: [Izquierda] Vista superior de una barra centelladora, se muestra la ranura maquinada para el posicionamiento de la fibra óptica. [Derecha] Vista frontal del centellador, se puede observar que la barra es transparente, y a la fibra posicionada en la cara superior.

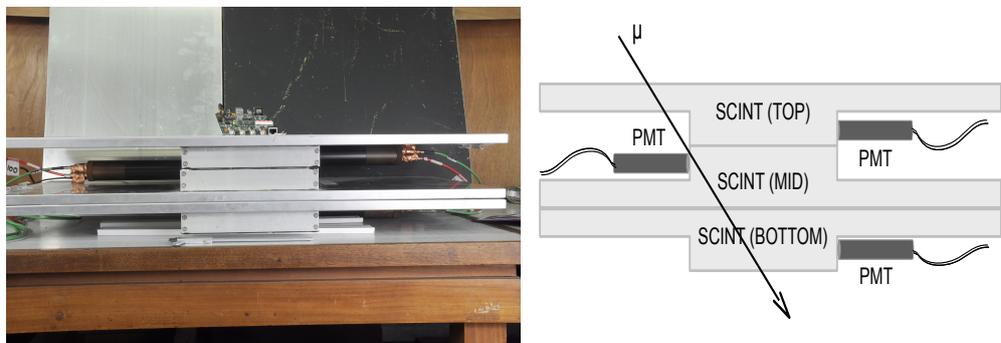


Figura 1.2: [Izquierda] Detector utilizado para estudiar la vida media del muón, consta de tres planos centelladores superpuestos, pueden observarse los fotomultiplicadores asociados, la placa de adquisición se muestra sobre el conjunto. [Derecha] Esquema del detector, cada plano genera una señal en respuesta al paso de una partícula cargada.

En las siguientes subsecciones estudiaremos las características salientes de cada uno de los componentes del detector, sin embargo, los pasos básicos de la detección por centelleo son los siguientes:

- La partícula incidente (e. g. muón) transfiere energía a los átomos del material a su paso.
- Los átomos se excitan y al relajarse emiten fotones.

- Los fotones son colectados por la fibra y guiados hasta el *PMT*.
- El *PMT* genera un pulso de corriente a partir de los fotones que recibe.
- La electrónica asociada al *PMT* colecta y acondiciona la señal.

### 1.2.1 Centelladores orgánicos

Los centelladores orgánicos son extensamente utilizados en detectores de partículas. Se pueden encontrar en estado sólido, líquido y gaseoso. Pueden fabricarse en prácticamente cualquier geometría, lo que los vuelve especialmente atractivos por su posibilidad de adaptación a especificaciones de diseño.

#### *Mecanismo de centelleo*

El mecanismo básico de centelleo en los centelladores orgánicos es la fluorescencia. En la figura 1.3 se observa el diagrama de niveles de energía característico de los centelladores orgánicos. La radiación incidente transfiere energía al medio generando transiciones electrónicas del estado fundamental  $S_0$  a diferentes niveles vibracionales del singlete  $S_1$ . Los tiempos característicos de los estados vibracionales son del orden de  $10^{-12}$  s, mucho menores que los que caracterizan a las transiciones radiativas ( $\sim 10^{-8} - 10^{-9}$  s), por lo que las moléculas alcanzan el equilibrio térmico antes de la emisión, las transiciones radiativas se dan del  $S_1$  al  $S_0$ . Para la mayoría de los materiales centelladores estas emisiones son en el ultravioleta o en el visible. Durante las transiciones entre los niveles vibracionales y el fundamental del estado  $S_1$ , los electrones pierden parte de la energía que absorbieron para ser promovidos desde el estado fundamental  $S_0$ . Consecuentemente, los espectros de absorción y de emisión no coinciden, lo que desfavorece la reabsorción de los fotones de fluorescencia. El desplazamiento entre el pico del espectro de emisión y el de absorción se conoce como *Stoke's Shift*, es un parámetro importante a la hora de seleccionar al centellador adecuado para cada aplicación.

#### *Centelladores plásticos*

La fabricación de los centelladores plásticos es un proceso complejo en el que se polimeriza una solución formada por una mezcla homogénea de un compuesto centellador con una base. En general, se utiliza acrílico, poliestireno o polivinil tolueno (PVT) para la base. La concentración de centellador en la mezcla es en general del 1 % del peso, lo que alcanza para lograr un material con un alto *light yield* (número de fotones de fluorescencia por unidad de energía depositada en el material, es del orden de  $\sim 10^3$  / MeV o superior). En general, a la mezcla se la dopa con un segundo material centellador en menor concentración.

La base plástica absorbe la energía de las partículas incidentes y emite fotones en el ultravioleta, de no existir otros materiales en el polímero, esta emisión se atenuarían en milímetros. El primer dopante se introduce en la mezcla para mejorar esta situación, tiene la capacidad de emitir fotones ultravioletas pero con mayor longitud de atenuación. Sin embargo, el plástico no es transparente para estos fotones, por lo que se introduce al segundo dopante que tiene como función absorber los fotones ultravioletas y emitir fotones en el visible, se lo denomina *Wavelength Shifter*. La emisión de los centelladores plásticos es en

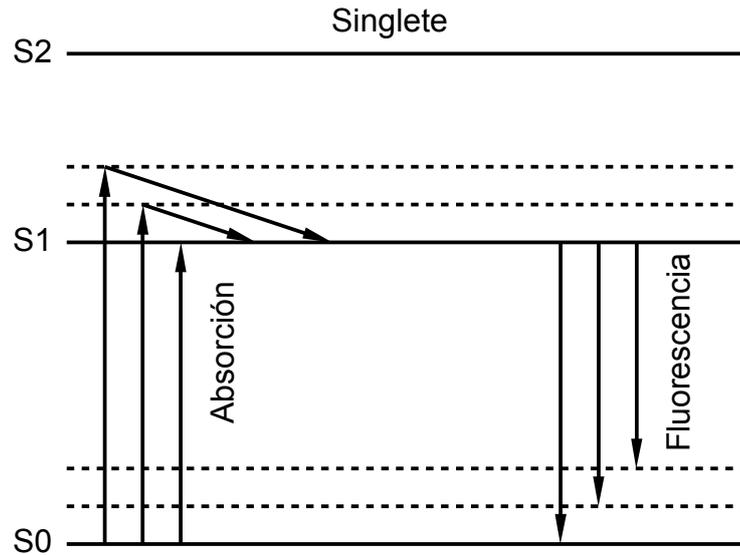


Figura 1.3: Fluorescencia en un centellador orgánico. Los electrones absorben energía de la radiación incidente y son promovidos del estado fundamental S0 al singlete S1 y a sus niveles vibracionales (líneas a trazos). La relajación del sistema al estado fundamental y a sus niveles vibracionales ocurre en nanosegundos, es acompañada por la emisión de fotones de fluorescencia en el espectro ultravioleta o visible (adaptado de [7]).

general de color azul. En la figura 1.4 se ilustra esta secuencia de procesos, además de indicarse las concentraciones típicas de los dopantes.

Los centelladores plásticos utilizados en nuestro detector están basados en el diseño de MINOS [8]. Son extruidos, se componen de una base de poliestireno de calidad comercial sin aditivos (Styron 663 W), el primer dopante es PPO al 1 % del peso, y el segundo es POPOP al 0,03 % del peso. Con la excepción del surco en la cara superior para la fibra óptica, los centelladores se encuentran recubiertos de una capa reflectora de 0,25 mm de poliestireno con un 12 % de  $\text{TiO}_2$ , que disminuye la probabilidad de que los fotones se escapen del material (figura 1.1). Su pico de emisión es en 420 nm y su longitud de atenuación es menor a 30 cm.

Para un estudio más profundo sobre centelladores, pueden consultarse las referencias [5–7], fuentes principales de la información volcada en esta subsección.

### 1.2.2 Fibras ópticas *WLS*

Vimos cómo se genera luz a partir de la incidencia de una partícula en los centelladores plásticos. Lo que es necesario para completar la detección, es la colección de la luz emitida por un fotodetector que se encargue de transformarla en una señal eléctrica para la adquisición. Una manera de lograrlo es acoplar directamente el fotodetector al centellador. Pero en general, el área del centellador es mucho más grande que la del fotodetector, la eficiencia de colección estará limitada por el Teorema de Liouville. No puede violarse la conservación del volumen en el espacio de fase. Esta significa que el flujo de fotones por unidad de área y por unidad de ángulo sólido debe mantenerse constante. Como

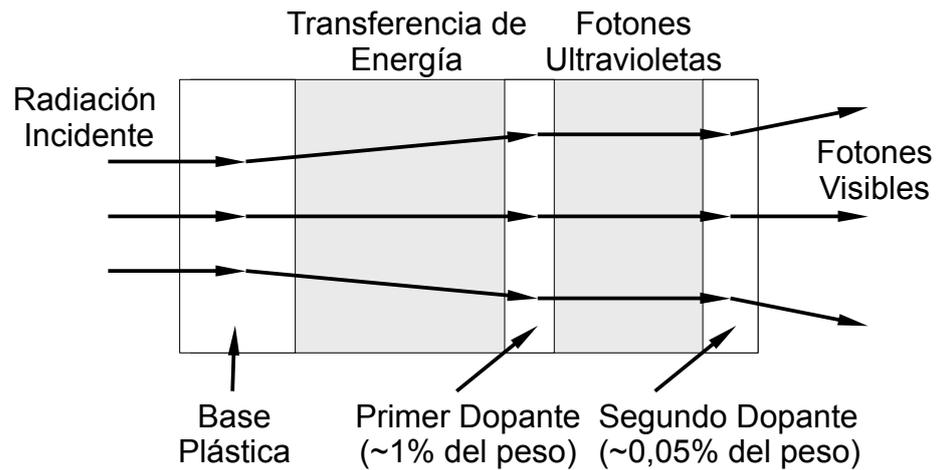


Figura 1.4: Secuencia de mecanismos dentro de un centellador plástico ternario, dos dopantes mezclados homogéneamente en una base de plástico (adaptado de [7]).

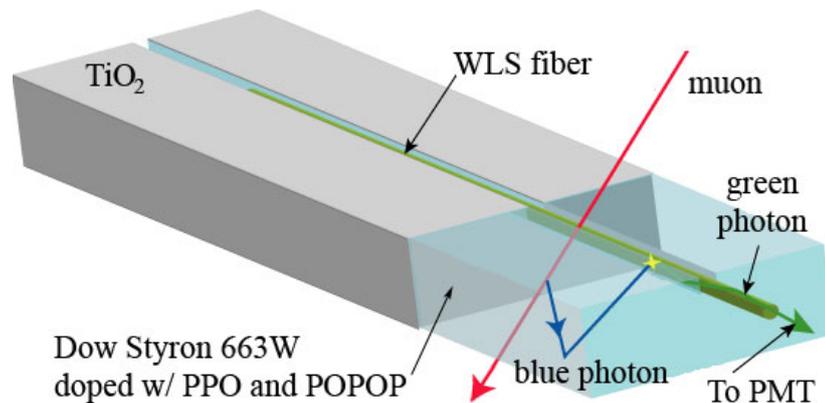


Figura 1.5: Los centelladores plásticos emiten fotones azules en respuesta al paso de un muón, la fibra óptica *WLS* colecta la luz y reemite fotones verdes que guía hasta el *PMT* (de [12]).

consecuencia directa, no existe un acoplamiento óptico que, sólo basado en la reflexión o en la difracción, puede transmitir a los fotones desde una fuente más grande a una más pequeña con eficiencia total [9, 10]. Una manera de evadir este inconveniente, es utilizar una fibra óptica que absorba la luz del centellador y emita fotones de una longitud de onda mayor (redefiniendo el espacio de fase).

Las fibras *Wavelength Shifters* cumplen precisamente esta función, con un radio  $\sim 1$  mm, se acoplan con cemento óptico en la cara superior de las barras centelladoras. Absorben los fotones azules y reemite fotones verdes de  $\sim 500$  nm (figura 1.5), con tiempos de decaimiento típicos entre 3 – 10 ns [11]. De esta manera la luz puede transportarse varios metros hasta ser colectada por el fotodetector.

Las fibras *WLS* empleadas están formadas por un núcleo dopado con un fluoróforo, y recubierto por una película transparente delgada ( $2 - 5 \mu\text{m}$ ) de PMMA con un índice de refracción menor al del núcleo. La reflexión interna total en

la interfaz entre el núcleo y el recubrimiento posibilita el transporte de la luz por varios metros. Valores típicos para el índice de refracción del núcleo y de la película que lo recubre son 1,59 y 1,49 respectivamente, lo que implica una eficiencia para atrapar a los fotones emitidos del  $\sim 6\%$ . También se fabrican fibras con dos (o más) recubrimientos, lo que aumenta la eficiencia para atrapar los fotones, utilizando un segundo recubrimiento de MMA con índice de refracción de 1,42 la eficiencia aumenta a  $\sim 10\%$  [13].

### 1.2.3 Fotomultiplicadores

Los centelladores no serían de gran utilidad si no contáramos con un dispositivo que transforme su luz en una señal eléctrica. Los dispositivos que cumplen con esta tarea se denominan fotodetectores. Los fotomultiplicadores son los fotodetectores más utilizados en física de partículas, esto se debe a que tienen una ganancia interna muy alta, lo que permite obtener señales detectables incluso cuando son estimulados con pocos fotones.

Los fotomultiplicadores llevan más de 70 años de continuo desarrollo desde su invención, sin embargo, sus principios básicos de funcionamiento siguen siendo los mismos. Están formados por un tubo de vacío de vidrio o por lo menos con una ventana de vidrio, de un fotocátodo, y de una cantidad de dinodos en su interior. La estructura típica de un *PMT* se puede observar esquematizada en la figura 1.6.

El fotocátodo es una fina capa de un compuesto fotosensible, absorbe fotones en el visible o cerca del visible y emite electrones por efecto fotoeléctrico, que se denomina fotoelectrones. El *PMT* trabaja alimentado por alto voltaje, el fotocátodo se conecta a un voltaje negativo respecto del ánodo que va a tierra. Voltajes de alimentación  $-2000\text{ V}$  como en la figura 1.6 no son inusuales. La diferencia de potencial, se distribuye entre los dinodos utilizando una cadena de resistencia pasivas que puede diseñarse para que la tensión aumente en pasos fijos desde el cátodo al ánodo.

Un fotoelectrón emitido por el cátodo es atraído por el primer dinodo que se encuentra a un potencial mayor, llega a su superficie con una energía cinética dada por la diferencia de potencial entre el dinodo y el cátodo. La energía cinética es suficiente para liberar nuevos electrones del dinodo. Estos pocos electrones, se ven atraídos por el próximo dinodo en el que nuevamente se multiplica la cantidad total de electrones. La geometría de los dinodos se optimiza para coleccionar a los electrones secundarios con la mayor eficiencia posible. La cadena de multiplicación se repite hasta que la nube electrónica se vuelve muy grande, alcanzando los  $10^6$  electrones o más. Este proceso debe detenerse antes de que la densidad de electrones sea tan grande como para afectar seriamente al campo eléctrico dentro del instrumento. La señal de salida se toma del ánodo, a donde los electrones se dirigen siguiendo al potencial. El tiempo total de tránsito dentro del tubo varía entre  $10 - 20\text{ ns}$  dependiendo de su diseño.

Una característica que define el rendimiento del *PMT* es su eficiencia cuántica, la probabilidad que tiene un fotón de producir la emisión de un fotoelectrón. Los fotocátodos de bialkali ( $\text{K}_2\text{CsSb}$ ) presentan una alta eficiencia cuántica  $25 - 30\%$  alrededor de los  $400\text{ nm}$ .

Los materiales con alta eficiencia pierden electrones de la banda de conducción

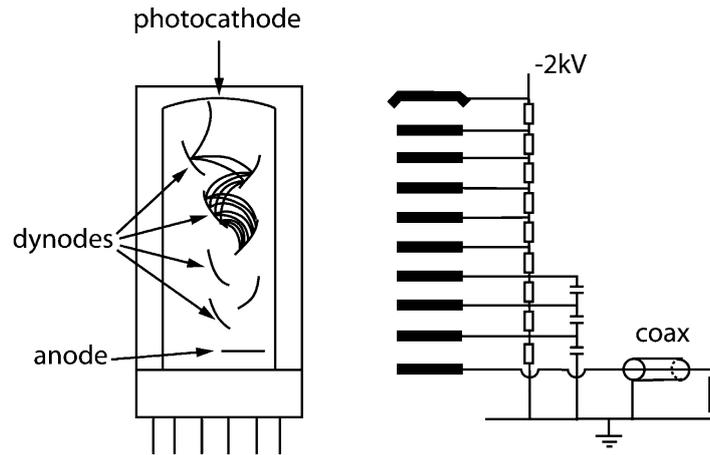


Figura 1.6: [Izquierda] Esquema del funcionamiento de un fotomultiplicador, el fotocátodo emite electrones por efecto fotoeléctrico ante la radiación externa, los dinodos multiplican la cantidad de electrones formando un pulso de corriente que es colectado por el ánodo. [Derecha] Divisor de tensión, establece el potencial de trabajo para cada etapa de multiplicación en el *PMT* (de [14]).

con facilidad, aún sin ser estimulados por iluminación externa. Estos electrones que se liberan por agitación térmica forman parte de la corriente oscura del instrumento, ruido de base que presentan todos los *PMTs*. Otro aporte a la corriente oscura son los *after pulses*, pulsos de corriente que genera el *PMT* en un intervalo de tiempo fijo luego del pulso verdadero (e. g. el generado por la luz del centellador). Estos *after pulses* son causados por la presencia de gas residual dentro del tubo. Cuando un átomo del gas es ionizado por los electrones, deriva hasta el cátodo de donde libera un cantidad de electrones que forman el *after pulse*. A diferencia de la corriente térmica que tiene la misma intensidad que la iniciada por un fotoelectrón, los *after pulses* pueden confundirse con la señal que se desea medir.

Los fotomultiplicadores son sensibles a los campos magnéticos por lo que normalmente se encuentran protegidos por un metal de alta permeabilidad magnética.

Al trabajar con alta ganancia y pulsos rápidos, la respuesta del *PMT* se vuelve no lineal. El comportamiento no lineal tiene dos causas: demasiada corriente es extraída de los dinodos, por lo que su potencial de trabajo cambia, y por efectos espaciales inducidos por la carga generada en el interior. El potencial de los dinodos puede estabilizarse con un diseño apropiado del divisor de tensión, en la figura 1.6 se utilizan capacitores entre los últimos tres dinodos con este propósito. Sin embargo, la segunda causa establece un límite a la cadena de multiplicación del instrumento [14].

#### 1.2.4 Lógica de adquisición

En cada plano de nuestro detector, el paso de una partícula ionizante induce un pulso de corriente a la salida del *PMT*, en ausencia de radiación ionizante,

una pequeña corriente es producida, la corriente oscura. Desde el punto de vista electrónico, cada plano se comporta como un fuente de corriente, eligiendo adecuadamente el umbral de discriminación pueden separarse los pulsos de interés físico del ruido.

En términos generales, los eventos de interés pueden diferenciarse por su amplitud, por su duración, y por la presencia simultánea de dos (o más) señales en diferentes detectores. También pueden identificarse por la ausencia de señal durante un determinado intervalo de tiempo.

El principio básico del conteo de pulsos se esquematiza en la figura 1.7. Se establece un umbral de discriminación lejos del ruido de base de la señal. La comparación tiene una lógica booleana: si la señal no supera el umbral, la salida del circuito discriminador es un voltaje equivalente a un ' $\emptyset$ ', cuando lo supera, la salida del circuito satura a un nivel de voltaje que implica ' $1$ '.

Para medir la tasa de eventos se puede utilizar un circuito que cuente los pulsos digitales discriminados. Si se desea estudiar la estructura temporal de los eventos, puede mostrarse la señal digital para determinar los momentos en que se supera el umbral.

Al analizar los datos adquiridos, hay que tener en cuenta que la eficiencia del detector no es ideal. Esto significa que un evento real puede producir un pulso que no supere el umbral, o que la electrónica no reconozca la llegada de un pulso que lo supera, por estar procesando otro evento.

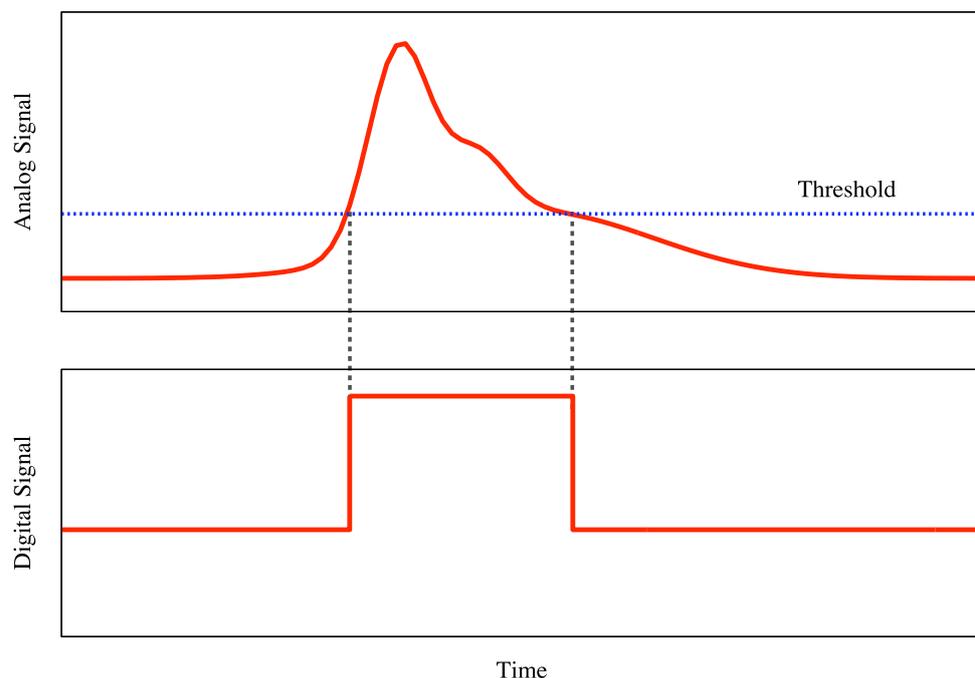


Figura 1.7: Los circuitos discriminadores reciben una señal analógica y entregan una digital de acuerdo al nivel de la señal de entrada respecto de un umbral dado.

Para determinar si un evento coincide temporalmente con otro, la electrónica buscará, en dos canales de adquisición, la presencia simultánea de dos ' $1$ 's lógicos dentro de una ventana temporal dada. En la figura 1.8 se representa

la lógica de la detección en coincidencia doble. Un ejemplo característico de coincidencia es el registro de la señal de dos (o más) planos centelladores superpuestos, causado por el paso de una partícula ionizante. Con el empleo de esta técnica, además de registrar coincidencias reales, existe la posibilidad de registrar coincidencias accidentales causadas por la detección de dos eventos independientes dentro de la misma ventana temporal  $\Delta t$ . Si llamamos  $r_1$  a la tasa de ocurrencia de la primera señal,  $r_2$  a la de la segunda, y asumimos que  $r_2\Delta t \ll 1$ , entonces la tasa de coincidencias accidentales está dada por la fracción de eventos en una misma ventana temporal luego de la primera señal ( $r_2\Delta t$ ), multiplicada por  $r_1$

$$r_{random} = r_1 r_2 \Delta t. \quad (1.5)$$

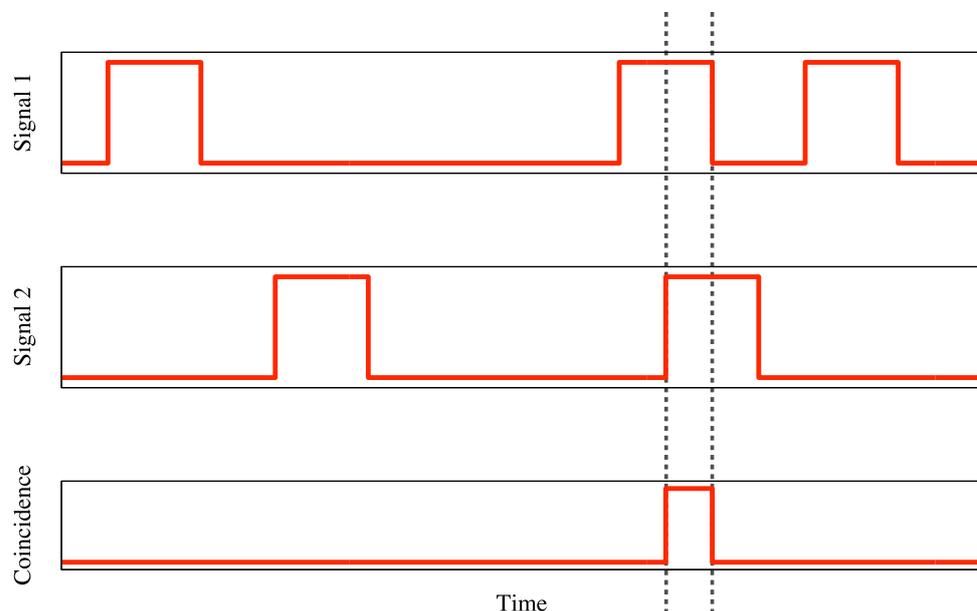


Figura 1.8: Los circuitos de coincidencia reciben dos (o más) señales digitales de entrada y generan una salida digital. Se dice que las entradas están en coincidencia si se superponen dentro de un intervalo temporal dado. El nivel de la salida del circuito indica la coincidencia.

### 1.3 El experimento

El objetivo principal de nuestro experimento es la estimación de la vida media del muón. En la figura 1.9 se puede observar un esquema del arreglo experimental. Las señales de los centelladores TOP, MID y BOTTOM son discriminadas y digitalizadas. Para el disparo de la adquisición de un evento, se requiere que dentro de la ventana temporal Veto, se registre señal en TOP y MID (coincidencia),

pero no en BOTTOM (anticoincidencia). Al ser satisfechas estas condiciones, se almacena la información de cada canal por un período de tiempo dado. La electrónica se comunica a través de un puerto USB con una computadora que posibilita, no sólo el almacenamiento de los datos adquiridos, sino también la configuración de los parámetros de la adquisición: tiempo de veto, tiempo de adquisición, multiplicidad de la coincidencia, canales en coincidencia, y canal para anticoincidencia (entre otros). La señales discriminadas son muestreadas a 800 MHz, lo que permite almacenar los tiempos en los que cruzan el nivel de discriminación con una precisión de 1,25 ns. Para la adquisición se utilizó una placa Quarknet DAQ Card (v.2) con su software asociado, un desarrollo con fines pedagógicos de Fermilab [15].

En la figura 1.9 se representa un evento típico de decaimiento, un muón genera una señal en TOP y MID dentro de la ventana de Veto, se detiene en MID y decae. El electrón del decaimiento genera una segunda señal en MID y también es registrado por BOTTOM, los neutrinos no son detectados por el sistema. La diferencia entre el tiempo de inicio del segundo pulso en MID respecto del inicio del primer pulso, es una medida del tiempo de decaimiento del muón en el centellador.

Se realizaron una serie mediciones previas para determinar la eficiencia de cada uno de los planos de nuestro detector.

### 1.3.1 Eficiencia del detector

Con el objetivo de determinar la eficiencia de detección de cada uno de los planos centelladores, se realizaron mediciones con muones de fondo en las que se caracterizó la respuesta de MID en función de la tensión de alimentación de su *PMT*. Disparando las mediciones con TOP y BOTTOM en coincidencia, se contaron las veces en que se que se discriminó señal en MID respecto del total, lo que constituye una medición directa de su eficiencia. Si  $m$  es el número de coincidencias triples y  $n$  el número de eventos adquiridos, entonces la eficiencia para una tensión dada puede escribirse como

$$eff = \frac{m}{n}$$

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\frac{eff(1 - eff)}{n}}, \quad (1.6)$$

en donde se ha tomado en cuenta que el proceso de detección es de naturaleza binomial para calcular  $\sigma_{eff}$  [16].

Para la adquisición se utilizó una serie de módulos NIM: un discriminador Phillips Scientific 710, un módulo para las coincidencias Lecroy 364ALP, un Joerger VS Dual Visual Scaler para contar las coincidencia dobles y triples, la combinación de un generador de pulsos LeCroy 222 Dual Gate Generator con un generador Phillips 744 Quad Linear Fan-In/Out posibilitó la sincronización de la señal de disparo para el inicio de los contadores, así como para su reinicialización en cada punto de la adquisición. Como fuente de alta tensión para TOP y BOTTOM, se utilizó el Berkeley Zener Regulated Photomultiplier Divider Panel, y para MID una fuente de alta tensión variable Stanford Research PS350. En el catálogo *online* de Fermilab, se puede hallar una descripción detallada de las características técnicas de cada uno de estos instrumentos [17].

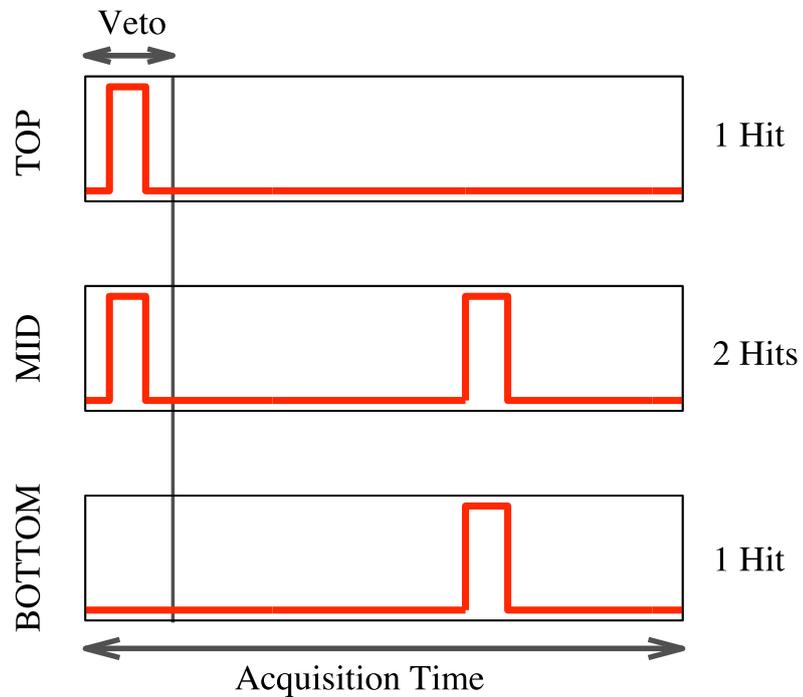
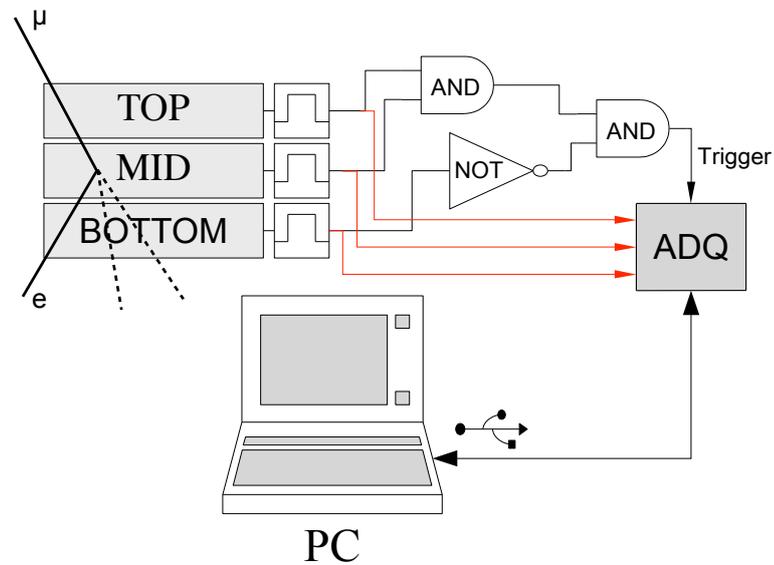


Figura 1.9: [Arriba] Esquema del arreglo experimental para estimar la vida media del muón. Las señales de los centelladores TOP, MID y BOTTOM son discriminadas y digitalizadas. Un evento se adquiere si, dentro de una ventana temporal Veto, TOP y MID coinciden en registrar señal pero no BOTTOM. Se utilizó el sistema de adquisición Quarknet de Fermilab [15], que permite muestrear las señales a 800 MHz, la información se almacena en la PC que controla los parámetros de la adquisición. Se representa un evento típico de decaimiento de muón en el que el electrón es detectado y los neutrinos, en líneas punteadas, escapan del sistema sin interactuar. [Abajo] Diagramas temporales esquemáticos del evento representado. TOP y MID registran la señal del muón dentro de Veto, mientras que BOTTOM no. Se dispara la adquisición de los tres canales. En este ejemplo, el decaimiento genera un evento con 1 señal en TOP, 2 en MID, y 1 en BOTTOM.

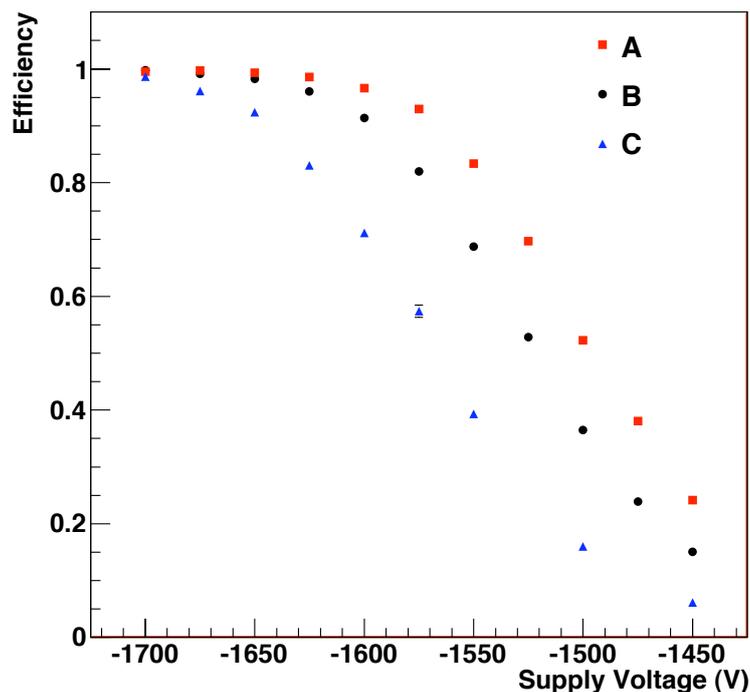


Figura 1.10: Curvas de eficiencia de detección en función de la alimentación del *PMT* para cada uno de los planos que conforman el detector.

En la figura 1.10 se observan las tres curvas correspondientes a la eficiencia en función de la tensión de alimentación del *PMT*, cada uno de los planos del detector fue alternativamente ocupando la posición MID para su caracterización.

A partir de estos resultados, se fijó la tensión de alimentación en  $-1650\text{ V}$ , y para minimizar la tasa de falsos positivos en las mediciones de la vida media del muón, se ubicó al plano C como TOP, al B como MID, y al A como BOTTOM, con una eficiencia de  $(92,36 \pm 0,58)\%$ ,  $(98,26 \pm 0,25)\%$ , y  $(99,34 \pm 0,14)\%$  respectivamente.

### 1.3.2 Vida media del muón

Una vez determinada la configuración óptima de los planos centelladores para la medición, se procedió con la adquisición de datos para la estimación de la vida media del muón. Se configuró una ventana de Veto de  $200\text{ ns}$  y un tiempo de adquisición de  $25\ \mu\text{s}$ . Se analizaron eventos de tipo 120 (1 *hit* en TOP y 2 en MID), y 121 (1 *hit* en TOP, 2 en MID, y 1 en BOTTOM), que pueden generarse al decaer un muón en MID.

En la figura 1.11 se analiza la estructura a tiempos cortos de los eventos. Se observa el histograma del tiempo transcurrido entre el inicio del primer *hit* ( $t_{21}$ ) y el inicio del segundo ( $t_{22}$ ) en MID. La estructura alrededor de  $\sim 120\text{ ns}$  podría deberse al *afterpulsing* en el *PMT*, por lo que para el estudio de la vida media del muón en carbono se consideraron eventos en los que esta diferencia fuera  $\geq 500\text{ ns}$ .

En la figura 1.12 se observa el histograma de todos los eventos adquiridos. Para

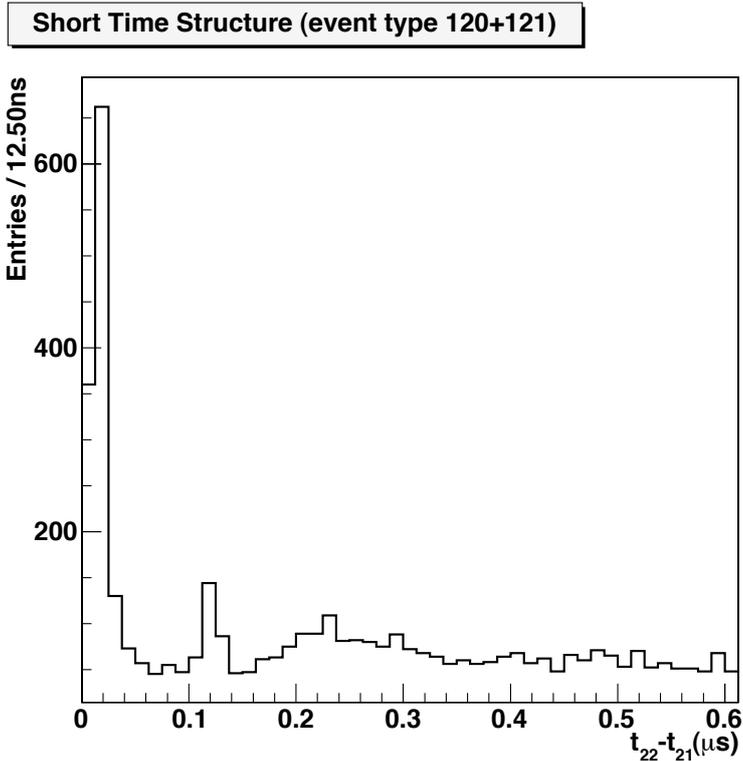


Figura 1.11: Histograma de la diferencia temporal entre el segundo *hit* ( $t_{22}$ ) y el primero ( $t_{21}$ ) en MID para eventos de tipo 120 y 121.

cada evento, se ingresa al histograma la diferencia  $t_{22} - t_{21}$  si es mayor a 500 ns, son 13993 entradas. Para analizar los datos, se utilizó el Método de Máxima Verosimilitud (MMV) para estimar los parámetros del modelo propuesto

$$f(t; \tau_{Eff}, \alpha) = A \left( \frac{\alpha}{\tau_{Eff}} \frac{\exp(-t/\tau_{Eff})}{\exp(-0,5/\tau_{Eff}) - \exp(-25/\tau_{Eff})} + \frac{1 - \alpha}{24,5} \right), \quad (1.7)$$

donde  $A$  es el área del histograma y  $\alpha$  es el peso de la señal generada por los decaimientos respecto del total de eventos registrados. El primer sumando representa el proceso de decaimiento de los muones, el segundo modela un fondo uniforme de eventos que contaminan la medición, y pueden generarse como respuesta al arribo simultáneo de dos partículas al detector.

El ajuste arrojó un valor para  $\chi^2/ndf = 1,058$ , el peso estimado para la señal es  $\alpha = 0,96 \pm 0,03$ . De acuerdo con este análisis, el tiempo de decaimiento de los muones en los centelladores es

$$\tau_{Eff} = (2,118 \pm 0,025) \mu s. \quad (1.8)$$

Si tomamos en cuenta que el porcentaje de  $\mu^-$  que es capturado en carbono es marginal respecto de los que decaen ( $(92 \pm 3) \%$  [18]), y que los  $\mu^+$  decaen con  $\tau^{vac}$ , podemos escribir a  $\tau_{Eff}$  como

$$\frac{1}{\tau_{Eff}} = \frac{N^+ \frac{1}{\tau^{vac}} + N^- \frac{1}{\tau^-}}{N^+ + N^-}. \quad (1.9)$$

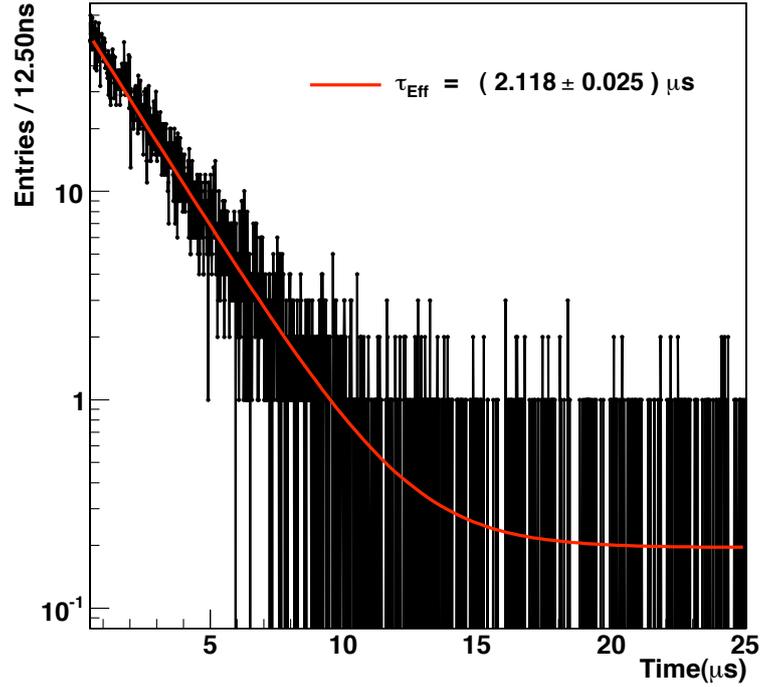


Figura 1.12: Decaimiento de muones en los centelladores. A partir del ajuste con el MMV de los datos, se obtiene la estimación para la vida media efectiva. El ajuste arrojó un  $\chi^2/ndf = 1,058$ .

Utilizando la ecuación 1.4 y despejando

$$\tau^{vac} = \frac{(r + Q)\tau_{Eff}}{r + 1 - \Lambda^{cap}\tau_{Eff}}, \quad (1.10)$$

donde  $r = \frac{N^+}{N^-} = 1,28$  [2] y la tasa de captura  $\Lambda^{cap} = \frac{1}{\tau^{cap}} = (38,8 \pm 0,5) \times 10^3$  Hz para carbono, el factor de Huff es  $Q = 1$  en este caso [4].

Combinando esta relación, y el valor hallado para  $\tau_{Eff}$ , estimamos que la vida media del muón en el vacío vale

$$\tau^{vac} = (2,197 \pm 0,027) \mu s, \quad (1.11)$$

en acuerdo con el valor tabulado  $(2,197034 \pm 0,000021) \mu s$  [1].

### 1.3.3 Captura del muón en Fe

Se utilizó el mismo detector para estudiar la vida media del muón en Fe, en este caso los muones negativos sufren una tasa de captura mucho más alta que en el C,  $\Lambda^{cap} = (4,411 \pm 0,024) \times 10^6$  Hz, lo que implica  $\tau^- = (0,206 \pm 0,001) \mu s$  [4]. Se colocó una placa de acero de 0,5 cm entre MID y BOTTOM y fueron seleccionados eventos del tipo 111, de manera de privilegiar los casos en los que el muón pierde su identidad en el absorbente, ya sea por decaimiento o por captura. Se estimó el tiempo de cada proceso como el transcurrido entre  $t_{21}$  y  $t_{31}$ . Fueron adquiridos 5788 eventos. El espesor de la placa fue elegido para detener a la mayor cantidad de muones pero dejando que los electrones del decaimiento puedan escapar para ser detectados.

### Poder de frenado

En el rango de energías bajas a moderadas, las pérdidas energéticas de los electrones en su paso por la materia están dominadas por procesos de ionización y de excitación. Estas pérdidas, denominadas colisionales, pueden describirse con la expresión de Bethe [6]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \quad (1.12)$$

en donde  $N$  y  $Z$  corresponden a la densidad numérica y al número atómico del absorbente, mientras que  $v$  es la velocidad del electrón,  $m_e$  su masa en reposo, y  $e$  su carga,  $\beta \equiv v/c$ . El parámetro  $I$  representa el potencial de ionización y excitación del material, en general es determinado experimentalmente.

Los electrones también pierden energía por procesos radiativos, principalmente por *bremsstrahlung* (radiación de frenado). Los procesos radiativos dominan las pérdidas en el rango de energías moderadas a altas. La pérdidas por procesos radiativos puede expresarse como [6]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left( 4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right). \quad (1.13)$$

El poder lineal de frenado total de un material a los electrones, es la suma de ambas contribuciones

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (1.14)$$

En la figura 1.13 se observa el poder de frenado de electrones en Fe ( $Z = 26$ ). La energía crítica, en la que las pérdidas por radiación y por colisiones se igualan, corresponde a 27 MeV.

Teniendo en cuenta que en el decaimiento se generan tres partículas, podemos considerar que la energía equivalente a la masa en reposo del muón se divide entre ellas, de manera que el orden de magnitud de la energía de los electrones producidos es  $\sim 30$  MeV. La densidad del Fe es  $\rho = 7,874 \text{ g cm}^{-3}$ , por lo que la pérdida en una placa de 0,5 cm de acero es de 13 MeV para electrones de 30 MeV. La diferencia entre la energía de los electrones y su pérdida es positiva a partir de los 10 MeV, lo que establece la energía de corte para el absorbente utilizado.

### Análisis de datos

La presencia del blanco de Fe en el arreglo experimental, obliga a considerar a la componente de muones negativos que son capturados en el absorbente, este tipo de eventos no son detectados por el sistema a diferencia de lo que ocurre con los decaimientos. Si el detector sólo fuera sensible a muones negativos, podría utilizarse un modelo como el de la ecuación 1.7 para su análisis, del

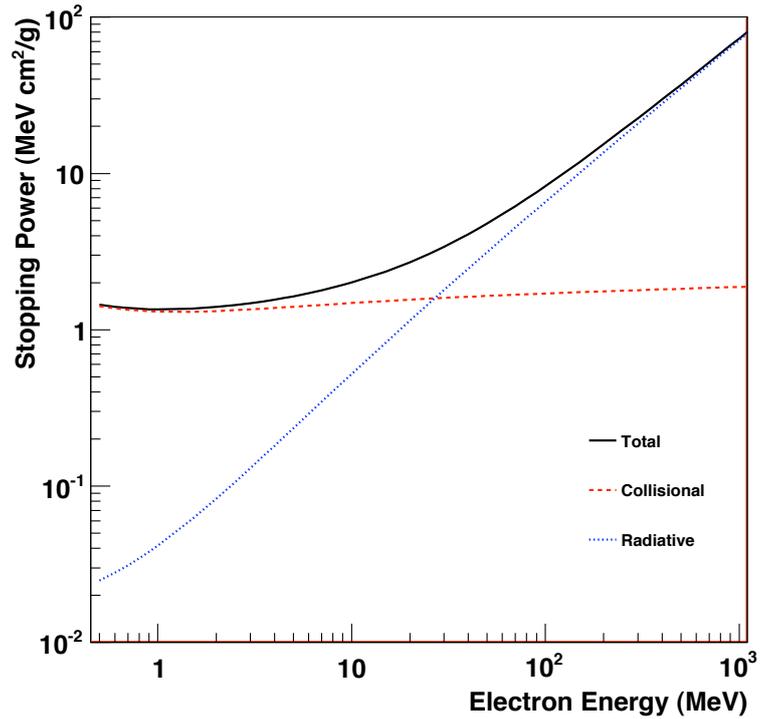


Figura 1.13: Poder de frenado de electrones en Fe como función de la energía. Se grafican las pérdidas radiativas, las colisionales y las totales.

que se obtendría su tiempo de vida medio efectivo (ec. 1.4). Sin embargo, la población de muones positivos induce a considerar la posibilidad del ajuste de una distribución que incluya dos exponenciales (ED), una para cada especie de muón, en lugar de una exponencial simple (ES). Para que el ajuste con ED tenga sentido, se requiere de mucha estadística y/o de que la diferencia entre los tiempos característicos de cada una sea importante.

Para decidir sobre la mejor estrategia para analizar los datos adquiridos se estudió el problema simulándolo con el método de Monte Carlo.

Si tomamos en cuenta que sólo se detectan decaimientos, y llamamos  $a^\pm$  a la fracción que corresponde a  $\mu^\pm$ , tendremos que  $a^+ + a^- = 1$  por definición. Además, si  $\epsilon = (1 + r)^{-1}$  es la fracción de  $\mu^-$  respecto del total de muones, y  $\beta$  es la fracción de  $\mu^-$  que decaen del total de muones negativos, tenemos que  $a^- = \epsilon\beta$ . A partir de estas definiciones, se puede modelar a la distribución de eventos esperados como

$$g(t) = \alpha \left( a^+ \frac{\exp(-t/\tau^+)}{\tau^+} + a^- \frac{\exp(-t/\tau^-)}{\tau^-} \right) + 1 - \alpha. \quad (1.15)$$

Nuevamente  $\alpha$  es un parámetro que representa el peso de la señal en la adquisición, el ruido es modelado como la contribución uniforme de  $1 - \alpha$ .

Utilizando este modelo, se simularon 5000 experimentos con el método de Monte Carlo. A partir de cada uno de ellos se generó un histograma con la misma cantidad de entradas que las obtenidas con el detector. Como parámetros del modelo se consideraron  $\tau^+ = 2,197 \mu s$ ,  $\tau^- = 0,206 \mu s$ ,  $a^- = 4,11 \times 10^{-2}$  [4],  $\alpha = 0,96$  (el ajuste de los datos del experimento reporta este valor para el nivel

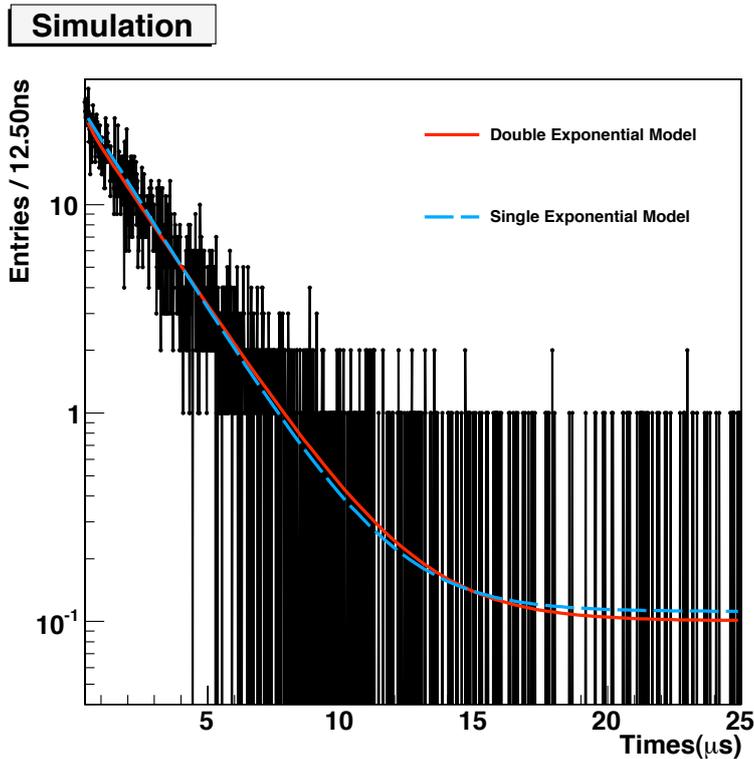


Figura 1.14: Histograma simulado de muones en Fe. Se muestra el ajuste de acuerdo con el modelo de exponencial simple (ec. 1.7) y con el de dos exponenciales (ec. 1.15).

de señal, independientemente de la utilización de la expresión 1.7 o de la 1.15 como modelo).

Cada histograma simulado se ajustó con el MMV de acuerdo con el modelo ES y con el ED (para aplicar este último cada término de la expresión 1.15 fue truncado y se introdujo el área del histograma multiplicando como en la ecuación 1.7). En la figura 1.14 se observa un histograma de la serie de simulaciones junto con ambos ajustes.

En la figura 1.15 se puede observar el histograma de los  $\tau_{Eff}$  obtenidos de los 5000 ajustes con el modelo ES, y los histogramas de  $\tau^+$  y  $\tau^-$  que se obtuvieron utilizando ED.

Los ajustes de los histogramas indican  $\tau^+ = 2,199 \mu s$ ,  $\sigma_{\tau^+} = 0,043 \mu s$ ,  $\tau^- = 0,214 \mu s$ ,  $\sigma_{\tau^-} = 0,072 \mu s$ ,  $\tau_{Eff} = 2,096 \mu s$ ,  $\sigma_{\tau_{Eff}} = 0,034 \mu s$ .

Para determinar si existe discrepancia estadística entre el ajuste con un modelo o con otro, se estudió la diferencia entre el valor de máxima verosimilitud del ajuste con cada uno. En la figura 1.16 se observa el histograma de esta variable, el ajuste gaussiano del mismo arroja un valor medio de  $\mu_{\Delta L_{max}} = 16,38$  con un desvío standard  $\sigma_{\Delta L_{max}} = 5,03$ . Por lo que  $\mu_{\Delta L_{max}} \geq 3\sigma_{\Delta L_{max}}$ , existe una discrepancia entre el ajuste de ambos modelos con un nivel de confianza de  $3\sigma$ .

A partir del análisis de las simulaciones por Monte Carlo, se decidió ajustar los datos del experimento de acuerdo con la expresión 1.15 de manera de obtener directamente los valores de  $\tau^+$  y  $\tau^-$ .

En la figura 1.17 se observa el histograma de los datos obtenidos y su ajuste

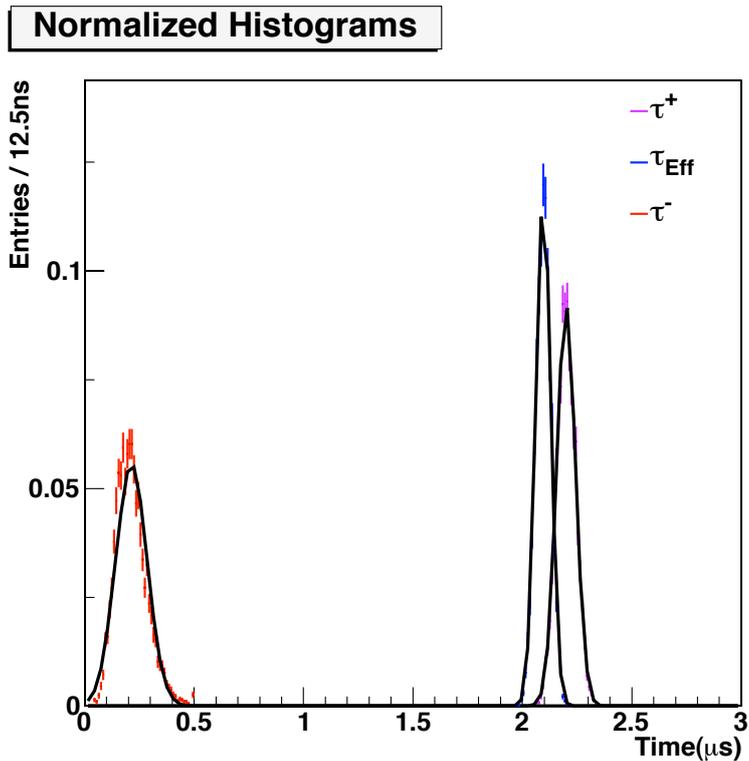


Figura 1.15: Histograma de los  $\tau_{Eff}$  obtenidos del ajuste con la exponencial simple (ec. 1.7), e histogramas de  $\tau^+$  y  $\tau^-$  obtenidos ajustando con las dos exponenciales (ec. 1.15).

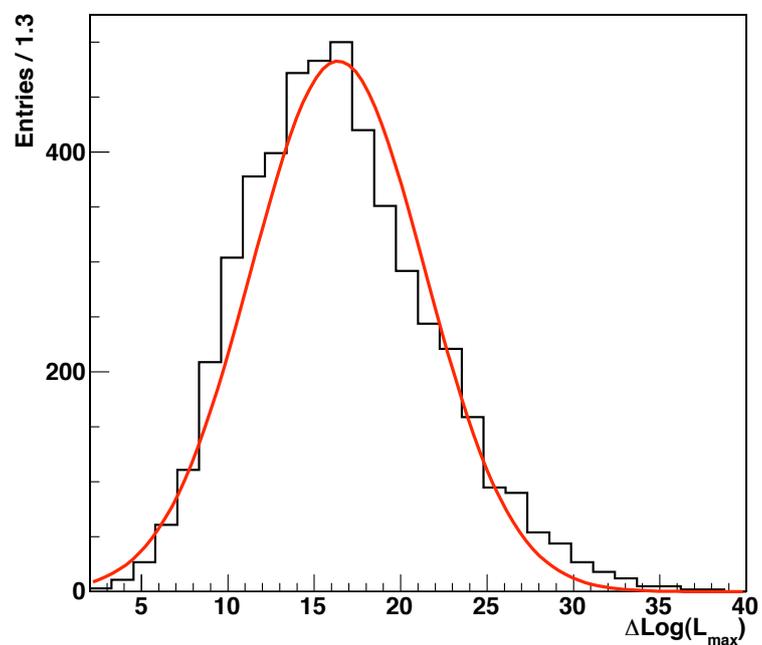


Figura 1.16: Diferencia entre el valor de máxima verosimilitud al ajustar con una exponencial simple (ec. 1.7) o con dos exponenciales (ec. 1.15) a los 5000 histogramas simulados por Monte Carlo. El ajuste gaussiano arroja un valor medio de  $\mu_{\Delta L_{max}} = 16,38$  con un desvío standard  $\sigma_{\Delta L_{max}} = 5,03$ . Por lo que  $\mu_{\Delta L_{max}} \geq 3\sigma_{\Delta L_{max}}$ .

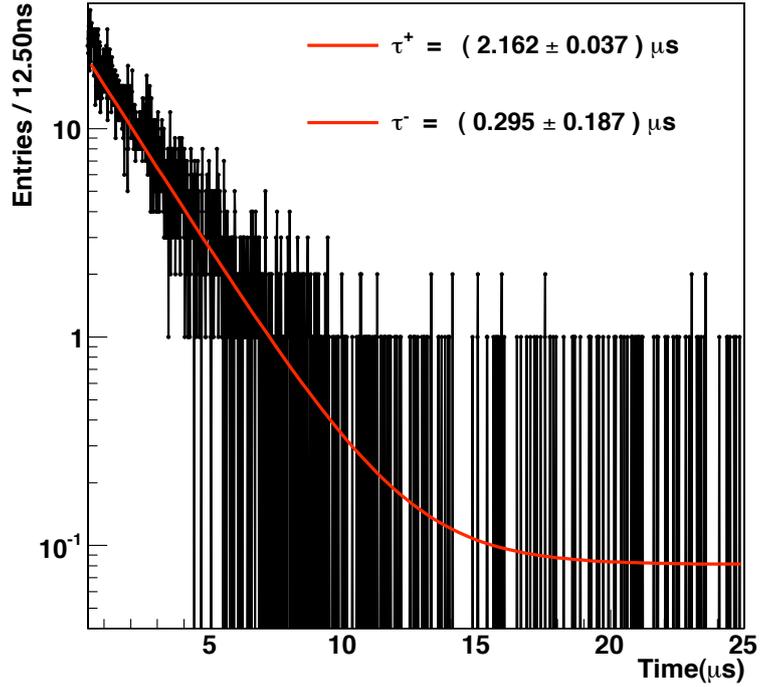


Figura 1.17: Decaimiento de muones en Fe. A partir del ajuste con el MMV se pudieron determinar los tiempos característicos para muones positivos y negativos. El ajuste arrojó un  $\chi^2/ndf = 1,189$ .

con el MMV. El método arrojó un valor para  $\chi^2/ndf = 1,189$ .

A partir de este método, se obtuvo

$$\tau^- = (0,295 \pm 0,187) \mu s, \quad (1.16)$$

que coincide, dentro de su incerteza, con el valor esperado. El valor alto de incerteza relativa está relacionado con que la proporción de eventos de decaimiento de muones negativos es mucho menor que la de positivos,  $a^+ \gg a^-$  en términos del modelo teórico.

Del mismo modelo de ajuste, se obtuvo el valor de

$$\tau^+ = (2,162 \pm 0,037) \mu s, \quad (1.17)$$

que coincide con el valor esperado para  $\tau^{vac}$ .

Es interesante notar que ambos resultados se encuentran dentro de  $1\sigma$  de los valores medios de las distribuciones de  $\tau^+$  y  $\tau^-$  obtenidos a partir de las simulaciones (figura 1.15).

---

## 1.4 Aplicaciones de centelladores en Física de Altas Energías

### 1.4.1 Calorímetros

El calorímetro es una clase de detector de partículas de alta energía de gran importancia. Permite medir la energía de una partícula al absorber la lluvia de partículas secundarias que produce en el material del que está constituido. La energía de la partícula es proporcional a la ionización que produce en el material. Los calorímetros usualmente emplean centelleadores para medir la ionización.

#### *Calorímetros electromagnéticos*

Los calorímetros electromagnéticos son utilizados para medir la energía y la posición de electrones, positrones y rayos gama de alta energía, que consideraremos  $> 1$  GeV para lo que sigue. Un rayo gama que interactúe con la materia con esta energía, iniciará un avalancha de electrones, positrones y gamas secundarios. En promedio, en una longitud de radiación el gama original dará lugar a un par electrón-positrón<sup>1</sup>. El par creará un gran número de gamas secundarios por *bremstrahlung*. Muchos de estos gamas secundarios participarán nuevamente de la creación de pares, que irradiarán fotones por *bremstrahlung*, y así siguiendo. Si el gama que inicia la lluvia de partículas secundarias tiene energía suficiente, el número de partículas crecerá exponencialmente. Sin embargo, en cada etapa la energía media de las partículas de la lluvia decrece, por lo que el número de gamas secundarios con energía por encima del umbral para la creación de pares ( $2m_e$ ) disminuye. Además, los electrones y positrones por debajo de la energía crítica sufren más pérdidas por ionización que por *bremstrahlung* (consultar *Poder de Frenado* en 1.3.3), por lo que la producción de gamas secundarios se volverá menos eficiente. Luego de una cierta cantidad de longitudes de radiación, la lluvia alcanzará un máximo en el número de partículas, a partir de este punto su contenido comenzará a decrecer. Eventualmente, todos los electrones y positrones llegarán al reposo al perder su energía en procesos colisionales, y los gamas serán absorbidos por efecto fotoeléctrico. Los positrones se aniquilarán con los electrones y los pares de gamas de 511 keV también serán absorbidos.

El desarrollo de la lluvia es un proceso complejo cuya descripción detallada requiere de simulaciones de Monte Carlo. De todas maneras, se pueden utilizar modelos simples para obtener una descripción cualitativa. El modelo que utilizaremos asume que en una longitud de radiación el gama crea un par electrón-positrón, ignorando las fluctuaciones en la distancia de conversión [19]. Además, asume que en una longitud de radiación el electrón o el positrón emiten un gama con energía  $> 2m_e$ , ignorando las fluctuaciones estadísticas en el número de gamas, y dejando de lado que el valor medio de estos gamas depende de la energía de los electrones. Este modelo del desarrollo de la lluvia se ilustra en la figura 1.18. El número de electrones, positrones y gamas con  $E > 2m_e$  crecerá con la profundidad  $X$  en el material como

$$N = 2^{\frac{X}{X_0}}. \quad (1.18)$$

---

1. La longitud de radiación,  $X_0$ , es la distancia que viaja una partícula hasta perder  $e^{-1}$  ( $\sim 38\%$ ) de su energía inicial. Si un haz de fotones penetra en un medio, el número de gamas decrece por creación de pares como  $e^{-\frac{7}{9} \frac{dx}{X_0}}$ , es decir, en el caso particular de los gamas de alta energía,  $X_0$  corresponde a la distancia en la que la probabilidad de creación de pares electrón-positrón es del  $\sim 54\%$ .

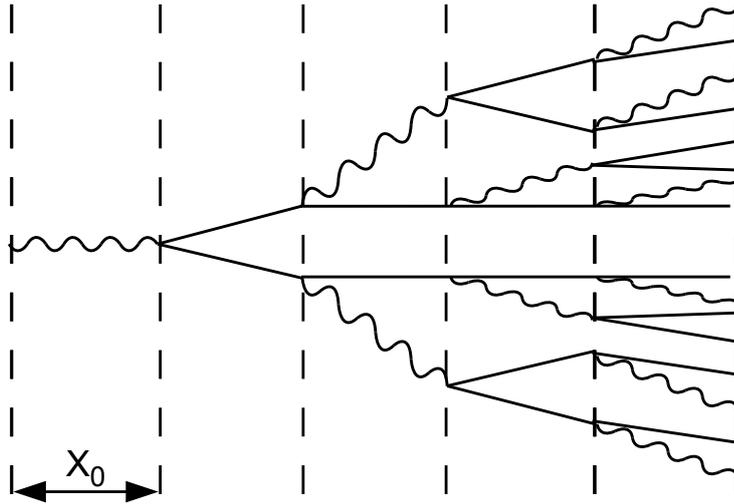


Figura 1.18: Un modelo simple del desarrollo de la lluvia de partículas electromagnéticas.

El número de partículas en la lluvia crecerá exponencialmente hasta que los electrones lleguen en valor medio a la energía crítica  $E_c$ . La profundidad en este punto se denomina usualmente  $X_{max}$ , es en donde se alcanza el máximo número de partículas  $N_{max}$ . Si la energía con que la partícula primaria inicia la lluvia es  $E_0$ , entonces

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} = 2^{\frac{X_{max}}{X_0}}$$

$$X_{max} = \frac{X_0}{\ln 2} \ln \frac{E_0}{E_c}. \quad (1.19)$$

Luego de este máximo, el número de partículas en la lluvia decrecerá exponencialmente, la longitud de atenuación es del orden de la longitud de radiación. Como el número de partículas crece exponencialmente con la energía inicial del gama, la longitud necesaria para absorber la lluvia también crece como  $\ln \frac{E_0}{E_c}$ . Para un gama de 10 GeV  $X_{max} \approx 6X_0$ , a un material pesado le toma  $\approx 25X_0$  la absorción del 99% de la energía de la lluvia.

La distribución lateral en el desarrollo de la lluvia se debe principalmente a la dispersión múltiple de los electrones y de los positrones en el medio. El radio de Molière del material caracteriza la extensión del desarrollo lateral. Su valor es cercano a  $14 \text{ g cm}^{-2}$ /densidad para la mayoría de los materiales. En lluvias electromagnéticas, el 90% de la energía es depositada dentro de un radio de Molière y el 95% dentro de dos radios.

Si un gama penetra un bloque de material centellador suficientemente grande, toda su energía terminará siendo depositada en el material por ionización. La ionización es proporcional a la energía de la partícula incidente por lo que la luz de centelleo también lo será. Vale la pena mencionar que un electrón o un positrón de alta energía desencadenan cascadas electromagnéticas con las mismas características que los rayos gama. La presencia o ausencia de la traza de una partícula cargada en el punto de la primera interacción es la única diferencia

que existe entre las lluvias iniciadas por electrones y las iniciadas por fotones.

Un calorímetro electromagnético construido con material centellador se forma por un gran número de bloques centelladores. La longitud de cada bloque se elige típicamente  $\approx 25X_0$ , su ancho es menor que la extensión lateral de la lluvia para determinar con precisión el eje de la cascada, lo que posibilita la localización del punto de la primera interacción.

La resolución en energía de un calorímetro electromagnético puede parametrizarse como

$$\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} = \sqrt{\frac{a^2}{E_0/1\text{GeV}} + b^2}, \quad (1.20)$$

donde  $E_0$  representa la energía inicial del gama en GeV. Para un centellador cristalino homogéneo, los valores típicos para los parámetros  $a$  y  $b$  están entre 0,02 – 0,03 y 0,005 – 0,01 respectivamente. El primer término representa la estadística del proceso. Uno de los efectos que tiene en cuenta es la fluctuación en el número de fotones ópticos detectados. Hay otros efectos que contribuyen al término estadísticos: fugas de porciones de las lluvias, interacciones fotonucleares en la lluvia, absorción de una parte de la lluvia en los materiales que se colocan entre los bloques de centelladores.

El segundo término está relacionado con la falta de uniformidad en los diferentes componentes del detector. Deben realizarse calibraciones meticulosas para minimizar el peso de este término. Para obtener la resolución deseada, es esencial que las señales de los distintos bloques, que contienen información de la misma lluvia, puedan ser analizadas integralmente.

Por simplicidad, no han sido tenidos en cuenta los efectos que contribuyen a la degradación en la resolución a energías muy altas, ni el ruido introducido por la electrónica, ni *pileup* en energía [20].

Los calorímetros formados por grandes bloques centelladores, emplean cristales, es decir, centelladores inorgánicos. Presentan una excelente rendimiento pero son muy costosos. Para reducir los costos se emplean calorímetros por muestreo. En los calorímetros por muestreo, diferentes materiales se combinan para absorber la lluvia y para medir la energía depositada. Típicamente son construidos alternando capas de materiales pesados, como plomo, con centelladores plásticos. Un porcentaje de las lluvias es muestreado por los centelladores. Como es de esperar, su resolución es mucho peor que la de los calorímetros homogéneos. Una estimación de la resolución puede obtenerse asumiendo que el espesor de las capas centelladoras representa una pequeña fracción de la longitud de radiación, y que el espesor de las absorbentes es del mismo orden de magnitud que  $X_0$ . Con este tipo de configuración, esencialmente se cuentan la cantidad de trazas de partículas cargadas en cada capa. El modelo simple para el desarrollo de la lluvia discutido antes, sugiere que el número de trazas llega a un máximo en  $X_{max}$ . La incerteza en el número de trazas está dominada por la precisión con la que pueda determinarse  $N_{max}$ . Teniendo en cuenta la ecuación 1.19, se puede estimar la incerteza en la resolución en energía del calorímetro por muestreo como

$$\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} \approx \sqrt{\frac{1}{N_{max}}} \approx \sqrt{\frac{E_c}{E_0}}. \quad (1.21)$$

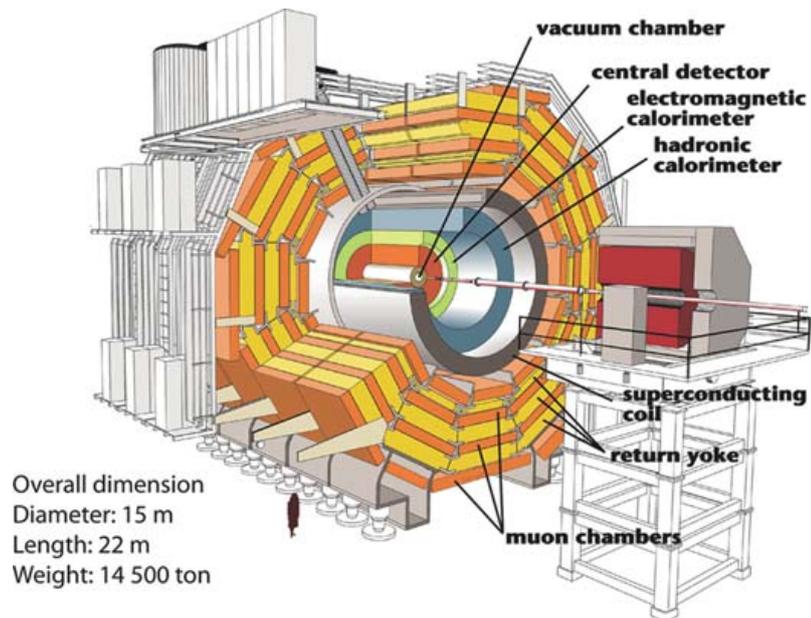


Figura 1.19: Esquema abierto del detector CMS. La tubería para el haz recorre el eje central de la instalación. Las partículas originadas en el centro se encuentran con el detector de trazas, luego con el calorímetro electromagnético, y con el hadrónico. Por fuera de las bobinas superconductoras se encuentra el detector de muones (de [7]).

Como ejemplo de un calorímetro electromagnético homogéneo, describiremos brevemente al calorímetro del detector *Compact Muon Solenoid* (CMS). CMS es uno de los detectores gigantes que fueron instalados en el *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN. En la figura 1.19 se puede observar un esquema del detector CMS. Para una descripción detallada puede consultarse [20].

En la colisión de protones de alta energía un gran número de partículas secundarias son creadas. El detector CMS está diseñado para determinar la dirección y la energía de estos productos. El calorímetro electromagnético está ubicado en el interior de un magneto cilíndrico justo afuera del detector de trazas. Está diseñado para medir la energía y la posición de electrones, positrones y rayos gamma. Utiliza cerca de 80000 bloques centelladores de tungstenato de plomo ( $\text{PbWO}_4$ ) de 230 mm de largo, que corresponde a  $\approx 26X_0$ , y una superficie de  $22\text{ mm} \times 22\text{ mm}$  en su cara frontal, elegida teniendo en cuenta que el radio de Molière del material es de 21,9 mm.

El  $\text{PbWO}_4$  posee una longitud de radiación pequeña, la cinemática de sus decaimientos puede describirse mediante una única constante temporal de 10 ns. No tiene un gran *light yield* (sólo el 1,3 % del correspondiente al  $\text{NaI}(\text{TI})$ , por ejemplo), pero esta no es una característica crucial a las energías de trabajo. Los bloques son suficientemente largos como para contener a la lluvia en su desarrollo longitudinal, pero su desarrollo lateral puede superar el ancho de los bloques. Parte de la lluvia puede fugarse a los bloques vecinos, y es necesario considerar un arreglo de  $3 \times 3$  bloques para medir correctamente la energía depositada. La dispersión en varios bloques posibilita la determinación de la posición del rayo gamma con mucha más precisión que la del tamaño de un bloque. En CMS esta precisión es de 1 mm en rms. La luz de los centelladores es leída por fotodiodos

de avalancha dado que el campo magnético de 4T en el interior del calorímetro imposibilita el empleo de *PMTs*. Para el calorímetro electromagnético de CMS, los coeficientes para la fórmula de resolución en energía (ec. 1.20) valen  $a = 3\%$  y  $b = 0,5\%$ .

### *Calorímetros hadrónicos*

Para la detección de hadrones se utiliza un detector similar al calorímetro electromagnético descrito. Un hadrón que interactúe fuertemente con los núcleos de un bloque de material, producirá un número de hadrones secundarios, principalmente protones, neutrones y mesones  $\pi$ . Los piones neutros, los positivos, y los negativos, son producidos esencialmente en igual número. Los piones neutros decaerán en dos gamas en pocos micrones. El resto de los hadrones secundarios interactuarán dando lugar a una nueva generación de protones, neutrones y mesones  $\pi$ , y así siguiendo. El fenómeno es similar al de la lluvia electromagnética de alta energía aunque con algunas diferencias importantes [21].

Para todos los materiales pesados, la longitud de interacción hadrónica, el camino que recorren antes de interactuar, es mucho mayor que su longitud de radiación. Para hierro, cobre y tungsteno, la longitud de interacción hadrónica es de 16,8, 15 y 9,6 cm, mientras que su longitud de radiación es de 1,76, 1,43 y 0,35 cm respectivamente. Para absorber una lluvia hadrónica producida por un primario de 100 GeV, se requieren de 8 – 10 longitudes de interacción. Un calorímetro hadrónico conformado íntegramente por centelladores inorgánicos, como el  $\text{PbWO}_4$ , requeriría de una capa de  $\approx 1,5$  m de cristal, lo que implica un costo prohibitivo. Se necesita un solución más eficiente, los calorímetros hadrónicos siempre se diseñan para que funcionen por muestreo. Utilizan delgadas capas de centelladores plásticos como material activo, intercaladas con capas de absorbente. Para guiar la luz generada por centelleo, se utilizan fibras o barras *WLS*, que permiten evitar las limitaciones que impone en Teorema de Liouville (consultar la sección 1.2.2). En particular, en el calorímetro hadrónico de CMS se emplean capas de cobre como absorbente de 5 y 8 cm de espesor, llevan insertos mosaicos centelladores plásticos Kuraray SCSN81 de 4 mm de espesor, y utilizan fibras ópticas *WLS* Kuraray Y-11 de doble recubrimiento para la colección de la luz [22].

La resolución en energía que se obtiene con un calorímetro hadrónico es típicamente

$$\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} = \frac{0,6}{\sqrt{E_0/1 \text{ GeV}}}. \quad (1.22)$$

Es importante notar que la resolución en energía de un calorímetro hadrónico es mucho peor que la de uno electromagnético. Hay varios motivos que lo explican. En primer lugar, es un calorímetro por muestreo. Por otro lado, cerca del 50 % de la energía de los hadrones se aplica a la ruptura de los núcleos y a los fragmentos de los mismos. La energía utilizada para la fragmentación se pierde, y la energía cinética de los fragmentos se convierte ineficientemente en luz de centelleo, de manera que parte de la misma escapa a la detección. Los núcleos excitados pueden decaer con tiempos característicos mayores que el tiempo de integración de la señal, por lo que tampoco serían detectados. En la primera interacción de una lluvia, aproximadamente un tercio de la energía se emplea en la creación

de piones neutros que dan origen a una componente electromagnética vía su rápido decaimiento en gamas. Este esquema se repite en cada etapa subsiguiente del desarrollo de la cascada hadrónica en la que se producen piones neutros. La fracción de la lluvia que corresponde a la componente electromagnética crece con la energía y esta sujeta a grandes fluctuaciones, puede variar de  $\approx 30\%$  en 10 GeV a  $\approx 60\%$  en 1 TeV. La resolución en energía se degrada por la diferente respuesta a las componentes hadrónicas y electromagnéticas de las lluvias. Complejos diseños deben implementarse para corregir estos efectos. Para un discusión más profunda puede consultarse [22].

La descripción de las aplicaciones de centelladores en calorímetros aquí presentada ha sido basada fundamentalmente en [7].

### 1.4.2 Rayos cósmicos

En el contexto de los rayos cósmicos, los centelladores pueden utilizarse para formar calorímetros y estudiar las lluvias, de manera similar a la descrita con anterioridad. Pero también pueden emplearse para estudiar la composición química de los rayos cósmicos que inician las lluvias, a partir de la determinación de la componente muónica de la cascada.

Consideremos un protón de alta energía que ingresa a nuestra atmósfera e inicia una lluvia de partículas que se propagan hacia la superficie. Supongamos que su energía inicial es  $E_0$ , y que en las primeras interacciones hadrónicas atmosféricas se producen esencialmente piones. En cada generación del desarrollo de la cascada,  $2/3$  de los  $n$  piones que se producen poseen carga. Al llegar al umbral de energía  $E_\pi \approx 115$  GeV [23], el mecanismo que domina es el decaimiento en muones por sobre la interacción con la atmósfera. De manera que si luego de  $m$  etapas se alcanza este límite, tendremos  $\left(\frac{2}{3}n\right)^m$  piones cargados que, con energía  $E_\pi = E_0/n^m$ , decaerán en muones. Podemos estimar el número de muones generado como:

$$N_\mu^p \approx \left(\frac{2}{3}n\right)^m = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\log(E_0/E_\pi)}{\log(n)}} = \left(\frac{E_0}{E_\pi}\right)^{\frac{\log(2n/3)}{\log(n)}} \propto E_0^\alpha \quad (1.23)$$

Si pensamos a un núcleo con número másico  $A$  como la suma de  $A$  nucleones con energía  $E_0/A$ , llegamos a la conclusión que la cantidad de muones que arribarán a la superficie será

$$N_\mu^A \propto A \left(\frac{E_0}{A}\right)^\alpha \Rightarrow N_\mu^A = A^{1-\alpha} N_\mu^p. \quad (1.24)$$

El número de muones nos permite discriminar la composición química del primario. De acuerdo con [24], las simulaciones predicen  $\alpha = 0,85$  aunque este valor deberá aumentar con la energía del primario; de manera que una lluvia producida por un núcleo de hierro ( $A = 56$ ) generará  $\sim 80\%$  más de muones que una producida por un protón con la misma  $E_0$ .

La utilización de contadores de muones posibilita el estudio de la composición química de los primarios, pero deben blindarse los detectores para evitar la contaminación de la componente electromagnética de la lluvia. Una forma de

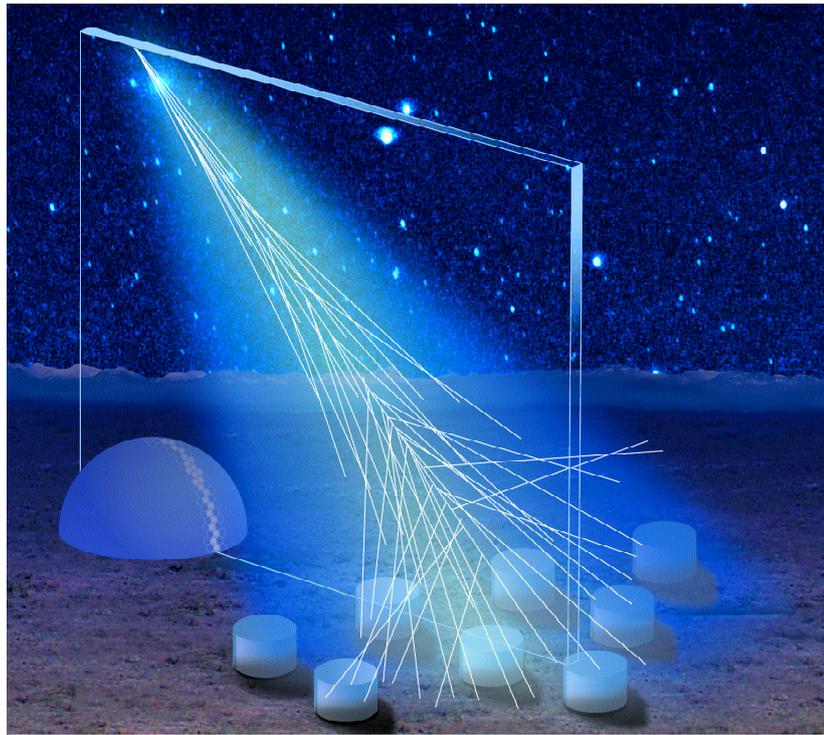


Figura 1.20: Ilustración de la técnica de detección híbrida utilizada en el Observatorio Pierre Auger para el estudio de rayos cósmicos de ultra alta energía. En la imagen, el desarrollo longitudinal de la lluvia es observado por un telescopio de fluorescencia, mientras que su desarrollo lateral es detectado por estaciones de superficie dispuestas en una grilla regular (de [28]).

lograr este objetivo, es instalar a los contadores de muones bajo tierra de manera de filtrar electrones, positrones y gamas.

Un ejemplo de esta aplicación es el proyecto *Auger Muons and Infill for the Ground Array* (AMIGA) de la Colaboración Pierre Auger [25]. El Observatorio Pierre Auger está formado por 1660 detectores Cherenkov dispuestos sobre una superficie de  $\sim 3000 \text{ km}^2$  en los vértices de una grilla triangular de 1,5 km de lado [26]. El arreglo de superficie está rodeado por 27 telescopios de fluorescencia distribuidos en 5 edificios [27]. Los detectores de superficie y los telescopios se combinan para estudiar, respectivamente, el desarrollo lateral y longitudinal de las lluvias iniciadas por primarios de ultra alta energía, han sido originalmente diseñados para primarios con  $E_0 > 10^{18} \text{ eV}$ . En la figura 1.20 se representa la implementación conjunta de ambas técnicas de detección para el estudio de lluvias de rayos cósmicos. AMIGA es un mejoramiento al diseño original del Observatorio Auger, se conforma de 85 pares de detectores, cada par se compone de un detector de superficie asociado a un contador de muones enterrado. Los detectores de superficie forman parte de un arreglo triangular más denso que el de Auger, de 750 m de lado. Posibilitan la extensión del rango original de energías del Observatorio hasta  $\sim 10^{17} \text{ eV}$ , cubriendo una región del espectro de los rayos cósmicos en la que se supone ocurre una transición en el origen de los primarios galácticos a extragalácticos.

Los contadores de muones de AMIGA se instalan  $\sim 3 \text{ m}$  bajo tierra para eliminar la componente electromagnética de la lluvia. Tienen una superficie de  $30 \text{ m}^2$

segmentada en 3 módulos de  $10\text{ m}^2$ . Cada uno de estos módulos se conforma de 64 barras centelladores plásticas como las descritas en la sección 1.2.1. La colección de luz se logra mediante el empleo de fibras ópticas *WLS* Saint-Gobain BCF-99-29AMC con recubrimiento múltiple. Las fibras se acoplan ópticamente a un *PMT* multiánodo Hamamatsu UBA H8804-200MOD con pixeles de  $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ .

La electrónica analógica de cada módulo, tiene un ancho de banda de 180 MHz para limitar el ancho de los pulsos de los muones. La electrónica digital está diseñada para muestrear las señales a 320 MHz y guardar hasta 6 ms de datos, equivalente a 1024 lluvias. El muestreo de cada uno de los 64 canales, es una colección de '0's o '1's lógicos dependiendo de si la señal supera un umbral de discriminación ajustable, configurado a un porcentaje determinado del nivel del fotoelectrón, típicamente al 30%. Este método es robusto porque no se basa en deconvolucionar el número de fotoelectrones de la señal integrada, ni en la posición en la que el muón atraviesa al centellador y la consecuente atenuación en la propagación por la fibra, tampoco depende directamente de la ganancia del *PMT* o de sus fluctuaciones. No requiere de un centellador grueso para controlar las fluctuaciones poissonianas en el número de fotoelectrones por muón incidente. El diseño de esta electrónica con lógica binaria se basa en una fina segmentación del contador para prevenir que arribos simultáneos de muones generen subconteo [29].

---

# Referencias

- [1] Nakamura, K., *et al.* (Particle Data Group), **PDG - Muon Data**.
- [2] CMS Collaboration, **Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the CMS detector**, Physics Letters B 692, 83-104, 2010.
- [3] Primakoff, H., **Theory of Muon Capture**, Reviews of Modern Physics 31(3), 802-822, 1959.
- [4] Suzuki, T., Measday, D. F., **Total nuclear capture rates for negative muons**, Physical Review C 35(6), 2212-2224, 1987.
- [5] Birks, J. B., **The Theory and Practice of Scintillation Counting**, Pergamon Press, 1964.
- [6] Knoll, G. F., **Radiation Detection and Measurement**, John Wiley and Sons, 1999.
- [7] Ahmed, S. N., **Physics and Engineering of Radiation Detection**, Academic Press, 2007.
- [8] Pla-Dalmau, A., **Extruded Plastic Scintillator for The MINOS Calorimeters**, Frascati Physics Series "IX International Conference on Calorimetry in High Energy Physics", Annecy Le Vieux Cedex, Francia, 2000.
- [9] Marcuse, D., **Compression of a Bundle of Light Rays**, Appl. Opt. 10, 494-497, 1971.
- [10] Green, D., **The Physics of Particle Detectors**, Cambridge University Press, 2000.
- [11] Brekhovskih, V., *et al.*, **WLS Fiber Time Properties Study**, LHCb-2000-039.
- [12] The OPERA Collaboration, **The OPERA Target Tracker Technical Design Report**
- [13] Achenbach, C. P., **Active optical fibres in modern particle physics experiments**, arXiv:0404008v1 [nucl-ex].
- [14] Tavernier, S., **Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [15] **QuarkNet DAQ Card Development Home Page**

- [16] Frodesen, A.G., Skjeggestad, O., Tøfte, H., **Probability and Statics in Particle Physics**, Universitetsforlaget As, 1979.
- [17] **Electronics Equipment Pool Catalog**
- [18] Morewitz, H. A., Shamos M. H., **The Variation of the Ratio of positive to Negative Cosmic-Ray  $\mu$  Mesons with Momentum and Altitude**, Physical Review 92(1), 134-144, 1953.
- [19] Heitler, W., **The Quantum Theory of Radiation**, Oxford University Press, London, 1954.
- [20] CMS Collaboration, **The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report**, CERN/LHCC 97-033; CMS TDR 004, 1997.
- [21] Matthews, J., **A Heitler model of extensive air showers**, Astroparticle Physics 22, 387-397, 2005.
- [22] CMS Collaboration, **The Hadron Calorimeter Project Technical Design Report**, CERN/LHCC 97-031; CMS TDR 002, 1997.
- [23] Nakamura, K., *et al.* (Particle Data Group), **PDF - Cosmic Rays**.
- [24] Gaisser, T. K., **Cosmic Rays and Particle Physics**, Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [25] Etchegoyen, A., for The Pierre Auger Collaboration, **AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array** Proc. 30th International Cosmic Ray Conference 5, 1191-1194, Merida, México, 2007.
- [26] Allekotte, I., *et al.* for the Pierre Auger Collaboration, **The surface detector system of the Pierre Auger Observatory**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 586, 409–420, 2008.
- [27] The Pierre Auger Collaboration, **The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory**, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 620, 227-251, 2010.
- [28] Boravat, M., Suomijärvi, T., **Les rayons cosmiques d'énergie extrême**, Pour La Science 292, 2002.
- [29] Wundheiler, B., for the Pierre Auger Collaboration, **The AMIGA muon counters of the Pierre Auger Observatory: performance and first data**, Proc. 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China, 2011.

---

# Agradecimientos

A...