

# Universidad Nacional Autónoma de México

---

FACULTAD DE CIENCIAS

**ESPECTRO DIFERENCIAL SECUNDARIO DE MOMENTOS PARA LOS  
ELECTRONES Y LOS MUONES EN LA CIUDAD DE MEXICO**

## TESIS PROFESIONAL

Que para obtener el Título de

**F I S I C O**

presenta

**HECTOR HUGO MORALES CHAVEZ**

**MEXICO, D. F.**

**1982**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

# I N D I C E

	Pág.
<b>CAPITULO I</b>	
1.1 Origen de los rayos cósmicos	1
1.2 Espectro de energía	1
1.3 Interacción de los Rayos cósmicos en el Campo Geomagnético	2
1.4 Clasificación de las Interacciones de acuerdo con su intensidad relativa	3
Referencias	7
<b>CAPITULO II</b>	
2.1 Tipos de Interacción	8
2.2 Interacción Fuerte	9
2.3 Interacción Electromagnética	10
2.4 Longitud de Radiación	12
2.5 Cascadas	16
Referencias	19
<b>CAPITULO III</b>	
3.1 Detectores y Electrónica Asociada	20
3.2 Contador de Centelleo	23
3.3 Fotomultiplicador	23
3.4 Discriminador	24
3.5 Unidad Lógica	24
3.6 Escalador	24
3.7 Osciloscopio	25
3.8 Geometría del arreglo experimental	25

## CAPITULO IV

4.1	Descripción de las curvas de absorción	28
4.2	Detectores	28
4.3	Velocidad de la señal en el cable	31
4.4	Determinación de la región de confianza para la señal de respuesta de los fototubos	34
4.5	Resolución del tiempo	34
4.6	Angulo Sólido del sistema	39
4.7	Obtención de datos	44
4.8	Corrección de datos	48
	Referencias	58

## CAPITULO V

	Conclusiones	59
	Bibliografía	61

## INTRODUCCION

Este trabajo tiene como objetivo la medición de los espectros secundarios diferenciales de momentos para los electrones y los muones en la Ciudad de México.

La tesis se divide en cinco capítulos. En el primero se exponen los argumentos por los cuales se espera encontrar, principalmente, muones y electrones en el rango de energías de 10 Mev a 10 Gev, a la altura de esta Ciudad. Ya que no son los propósitos de la presente tesis, no se han incluido la variación de la intensidad de la radiación cósmica debido a modulaciones solares y anisotropías en el espacio.

En el segundo capítulo se describen los parámetros involucrados con el paso de una partícula cargada a través de materia.

El tercero, muestra el arreglo experimental utilizado para la medición de los espectros.

En el cuarto capítulo se hace una descripción del procedimiento efectuado en la interpretación de datos.

Finalmente, en el capítulo quinto, se muestran las conclusiones del experimento.

## CAPITULO I

### 1.1 Origen de los Rayos C6smicos

El fen6meno de radiaci6n c6smica est1 sustentado por la teor1a cl1sica electromagn6tica. Entendemos la radiaci6n c6smica como un flujo de part1culas de altas energ1as. La fuente de este flujo de part1culas es la "V1a L1ctea", la cual es un conglomerado de estrellas, polvo, gases y masas de plasma que se hallan en rotaci6n constante.

Existen varios tipos de estrellas en la galaxia de nuestro sistema planetario solar; las estrellas de neutrones est1n relacionadas con la radiaci6n c6smica. Estas emiten radiaciones de radio-frecuencia y se les conoce como pulsares. Se sabe que las magnetosferas de los pulsares alcanzan velocidades bastantes cercanas a la velocidad luz. La combinaci6n de sistemas magn6ticos rotante y altas velocidades en las componentes del n1cleo de la galaxia es la fuente real de la radiaci6n c6smica.

### 1.2 Espectro de Energ1a

Un espectro integral de energ1a es una relaci6n que expresa la variaci6n de la intensidad de las part1culas con la energ1a. La intensidad se refiere al flujo de part1culas que llega de una direcci6n dada por unidad de 1ngulo s6lido. (El n1mero de part1culas por unidad de 1rea por unidad de tiempo por steradian). El espectro integral se expresa de acuerdo a la ley de potencias dadas por:

$$j(E) = KE^{-\gamma}, \quad (1)$$

en donde  $\gamma$  y  $K$  son constantes. Diferenciando la relaci6n (1) con respecto a la energ1a, se obtiene el espectro diferencial de energ1a i.e.;

$$\frac{dj(E)}{dE} = -K\gamma E^{-(\gamma+1)}, \quad (2)$$

si se toma el logaritmo en cada miembro de las ecs. (1) y (2), se observa que las gráficas log-log de  $(E) V.S. E$  pueden ser líneas rectas con pendientes  $\gamma$  y  $\gamma+1$  respectivamente. En el espectro integral de radiación cósmica primaria,  $\gamma$  tiene el valor de 1.6 para partículas cuyas energías comprendidas en los intervalos  $10^{10}-10^{15}$  eV y  $10^{18}$  eV -  $10^{22}$  eV, mientras que  $\gamma = 2.2$  en el intervalo  $10^{15}$  eV -  $10^{18}$  eV. 1)

### 1.3 Interacción de los Rayos Cósmicos con el Campo Geomagnético.

Una partícula cargada que se mueve en la presencia de un campo magnético uniforme  $\vec{B}$ , experimenta una fuerza descrita por la relación:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{ze}{c} (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (3)$$

donde  $m$  es la masa de la partícula,  $\vec{v}$  la velocidad de esta y  $ze$ , la carga que posee. En general  $\vec{v}$  tiene dos componentes; una paralela a  $\vec{B}$  y la otra perpendicular a  $\vec{B}$ . Por lo tanto, la trayectoria de la partícula corresponde a una hélice. En el caso en que el campo magnético es perpendicular a  $\vec{v}$ , la partícula experimenta una fuerza cuya dirección es perpendicular al plano formado por  $\vec{v} \times \vec{B}$ . La trayectoria de la partícula es un círculo, y se puede demostrar que:

$$Br = \frac{pc}{ze}, \quad (4)$$

en donde  $\vec{p}$  es el momento relativista y  $e$ , la carga del electrón. El término  $Br$  es conocido como la "rigidez magnética". Conociendo la intensidad del campo y el radio de curvatura de la trayectoria de la partícula podemos calcular el momento de la partícula incidente. El campo geomagnético es un espectrómetro magnético que se puede considerar como un filtro al flujo de partículas provenientes del espacio exterior.

La descripción detallada del efecto del campo geomagnético sobre los rayos cósmicos no se incluye en el presente trabajo.

#### 1.4 Clasificación de las Interacciones de acuerdo con su Intensidad relativa

La física de partículas tiene un papel relevante, pues su estudio proporciona bases sólidas para la mejor comprensión de la naturaleza, a la que podemos considerar como un agregado complejo de protones, neutrones y electrones.

La interacción de partículas con materia es debida a la presencia de fuerzas. La clasificación de estas va de acuerdo a su intensidad relativa y es la siguiente:

- a) Interacciones fuertes  $\sim 1$ ,
- b) Interacciones electromagnéticas  $\sim 10^{-2}$ ,
- c) Interacciones débiles  $\sim 10^{-14}$ ,
- d) Interacciones gravitacionales  $\sim 10^{-40}$ .

Las interacciones fuertes comprenden las fuerzas nucleares existentes entre los nucleones contenidos en los núcleos de los átomos y las interacciones entre las partículas. Las interacciones electromagnéticas ocurren entre átomos y moléculas, debido a sus campos coulombianos. Mientras que las interacciones débiles se ejemplifican con el decaimiento beta. Al mismo tiempo a las partículas se les clasifica por los tipos de interacciones mencionados anteriormente.

Las partículas que interactúan fuertemente son los hadrones, i.e., protones, neutrones, piones, kaones, etc. La interacción de los leptones es débil; como ejemplo de éstos, tenemos a los electrones, los muones, las partículas  $\tau$  y sus correspondientes neutrinos.

A las partículas que son portadoras de fuerza entre las partículas, se les llama bosones (de norma). Los gluones son los portadores de fuerza para interacciones fuertes, los fotones para interacciones electromagnéticas, los bosones vec-



toriales intermedios para las interacciones débiles y, finalmente, el gravitón para el caso de la gravedad.

Hasta ahora el único boson (de norma) que ha sido observado es el fotón, y uno de los objetivos en algunos experimentos de altas energías es el entendimiento de los bosones de norma restantes.

Los rayos cósmicos primarios están constituidos primordialmente por protones en un 93%, por partículas alfa en 6.3% y por núcleos pesados en 0.7% <sup>2)</sup>.

La altura de la Ciudad de México es de 2,240 metros sobre el nivel del mar, lo que equivale a una profundidad atmosférica de 800 gr/m<sup>2</sup>. <sup>3)</sup>.

Cuando el protón interactúa fuertemente con los átomos de la atmósfera, puede romper núcleos produciendo protones y neutrones secundarios. La longitud promedio que recorre el protón es de  $\lambda_p = 60 \text{ gr/cm}^2$ , <sup>4)</sup>, por lo que se requieren aproximadamente 13 interacciones fuertes para que un protón llegue al suelo de la Ciudad de México. De lo anterior se desprende que en nuestro laboratorio hay muy pocos protones primarios. El protón produce mesones cargados  $\pi^\pm$  y neutrales  $\pi^0$ , cuando sufre interacciones fuertes. En el primer caso puede suceder que los piones sufran un proceso de interacción o bien, experimenten decaimiento. Si los piones cargados interactúan, el parámetro a considerar es la longitud de interacción ( $\lambda = 510 \text{ m}$ ) <sup>5)</sup>. Por lo tanto avanzan aproximadamente 510 m desde el tope de la atmósfera. México tiene varios kilómetros de atmósfera sobre su nivel, por lo que esperamos encontrar un número insignificante de piones. En caso de que los piones cargados decaigan, como su masa es de 140 Mev. y su vida promedio es de  $2.6 \times 10^{-8}$  segundos <sup>6)</sup>, se tiene que la longitud característica de decaimiento es de 55.7 metros/Gev. Es decir para piones con energía de 10 Gev se espera que decaigan en muones y neutrinos a una distancia de 557 m. Los muones no tienen interacción fuerte, pero se ven afectados por interacciones electromagnéticas e interacciones débiles. Su vida promedio es de  $2.2 \times 10^{-6}$  seg. <sup>7)</sup> y por

lo tanto su distancia de decaimiento es de  $6,600 \frac{m}{Gev}$ . para partículas de 10 Gev. Por esta razón algunos muones decaen pero otros llegan a la Ciudad de México. En el segundo de los casos, los piones neutros tienen una masa de 135 Mev y una vida promedio de  $0.828 \times 10^{-16}$  seg.<sup>8)</sup> Esto implica que su distancia de decaimiento sea de  $1.8 \times 10^{-7} \frac{m}{Gev}$  y se desintegren en  $2\gamma$ . Los fotones experimentan interacciones electromagnéticas y se convierten en parejas  $e^+ e^-$ . Los electrones tienen una longitud de radiación de  $36 \text{ gr/cm}^2$ <sup>9)</sup>, dando lugar a una cascada. Un ejemplo de lo anteriormente mencionado se muestra en la figura 11 la cual muestra una cascada.

De acuerdo a estos datos, en la Ciudad de México esperamos observar principalmente:  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $e^+$ ,  $e^-$ , (para energías comprendidas entre 10 Mev y 10 Gev). El propósito de este experimento es obtener los espectros diferenciales de momentos para  $\mu^+$  y  $e^+$ .



- (1) A - Pomerantz Martin "Cosmic Rays" (pág 94)
- (2) Ver rev. (1) pág. 96
- (3) Bruno Rossi "High Energy Physics" (pág. 545)
- (4) Particle Properties data booklet April 1980 pág. 90
- (5) Ver. ref. (4) pág. 117. La sección transversal total  $\sigma_T$ , para  $\pi^+p, \pi^-p$  tiene el valor  $\sigma_T = 20.5 \text{ mb}$ . Como  $\rho_{\text{aire}} = 0.0012$ , (pág. 90) y  $N_A = 6.022045 \times 10^{23} \text{ mole}^{-1}$  (pág. 2) de la misma referencia, se tiene  $\lambda = \frac{A}{\rho \sigma_T N_A} = 510 \text{ m}$ .
- (6) Ver ref. (4) pág. 5
- (7) Ver ref. (4) pág. 5
- (8) Ver ref. (4) pág. 4
- (9) Ver ref. (3) pág. 81.

## CAPITULO II

Introducción

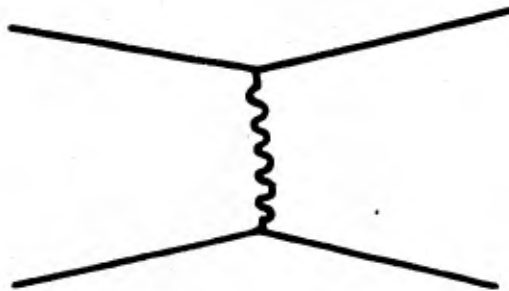
En este capítulo se presentan las interacciones de las partículas con materia, que dan lugar a pérdida de energía por ionización. Para este fin se muestran los parámetros de longitud de radiación, longitud de interacción, alcance y el fenómeno conocido como cascadas.

2.1 Tipos de Interacción

En el capítulo primero se discutieron cuatro tipos de interacciones existentes en la naturaleza. De éstas, la interacción fuerte y la interacción electromagnética, explican el comportamiento de las partículas al atravesar un medio.

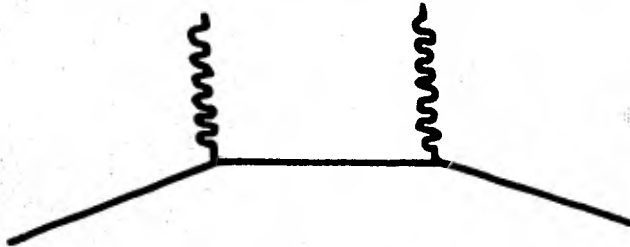
Los bariones y los mesones son las partículas que experimentan interacción fuerte, mientras que todas las partículas cargadas son afectadas por las interacciones electromagnéticas. Dos casos simples de interacciones electromagnéticas son:

i) La dispersión elástica Müller, que consiste en la emisión de un fotón por una partícula cargada y la absorción del fotón por otra partícula también cargada. Esta se representa por el siguiente diagrama



ii) La radiación de un fotón por una partícula cargada, la cual ha absorbido un fotón (efecto Compton). Como se mues-

tra en el diagrama.



## 2.2 Interacción Fuerte

La longitud de interacción es la distancia promedio que recorren las partículas antes de interaccionar con los átomos que constituyen la materia, los que presentan un área afectiva a las partículas incidentes en ella. Tal área afectiva se denomina sección eficaz y su unidad es el barn ( $10^{-24} \text{ cm}^2$ ).

La sección eficaz total  $\sigma_T$  incluye procesos de colisiones elásticas o inelásticas, i.e.;

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (1)$$

donde

$\sigma_{el}$  = sección eficaz elástica

$\sigma_{inel}$  = sección eficaz inelástica

multiplicando a  $\sigma_T$  por el número de Avogadro  $N_A$  y dividiendo por el número de masa atómico, obtenemos el número de átomos por área en un gramo de substancia, i.e.;  $\frac{N_A \sigma_T}{A}$ . Multiplicando esta cantidad por la densidad del material,  $\rho$ , obtenemos el número de átomos por área que una partícula encuentra al atravesar un medio. A esta cantidad se le define como  $\lambda_I^{-1}$ , es decir,

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_T}$$

donde

$$\begin{aligned}
 N_A &= 6.022045 \times 10^{23} \text{ átomos} \\
 A &= \text{número de masa atómico (gr/} \\
 \rho &= \text{densidad del material (g/cm}^3\text{)} \\
 \sigma_T &= \text{Sección transversal total (cm}^2\text{)}
 \end{aligned}$$

La longitud de interacción de  $\lambda_I$  tiene unidades de cm y también se le conoce como longitud de colisión.

De manera análoga la longitud de absorción se define como:

$$\lambda_{ab} = \frac{A}{\rho \sigma_{in} N_A} \quad (3)$$

Si un flujo de partículas,  $N$ , incide sobre un medio de espesor  $dx$ , entonces el cambio en el número de partículas  $dN$ , que logra atravesar esa distancia está dado por

$$dN = - \frac{N dx}{\lambda_I} \quad (4)$$

Integrando esta ecuación, con un número de partículas  $N_0$  incidiendo en el origen ( $x=0$ ) del medio absorbente, obtenemos,

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda_I}} \quad (5)$$

La relación (5) nos indica que las partículas se absorben en el medio de acuerdo a una ley exponencial. El parámetro  $\lambda_I$  es característico del material absorbente y se le denomina coeficiente de absorción.

### 2.3 Interacción Electromagnética

Bethe y Bloch<sup>10)</sup> mostraron que cuando las partículas atraviesan un medio, éstas pierden energía a medida que van avanzando. Esto se debe a que las partículas interactúan con los electrones atómicos. La razón de pérdida de energía,  $\frac{dE}{dx}$ , aumenta hasta que la energía cinética se reduce a la energía térmica de los

átomos del medio. Este proceso conduce a la ionización y excitación de los átomos y se denomina "pérdida de energía por ionización". La pérdida de energía está dada explícitamente por la fórmula de Bothe-Bloch, que para partículas de masa tiene la fórmula siguiente:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_A Z_{inc} z^2 e^4}{m_e v^2 A} \left\{ \ln \left( \frac{2 m_e v^2 E_{max}}{I^2 (1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \frac{z^2 c}{z} - \delta \right\}, \quad (6)$$

donde  $\frac{e^4}{m_e} = r_e^2 m_e = (2.81777 \text{ fermi})^2 (0.5110006 \text{ Mev}),$

- $N_A$  = número de Avogadro,
- $A$  = número de masa atómico,
- $Z$  = número atómico.

$E_{max}$  = máxima pérdida de energía.

$$= \frac{2M(\gamma^2 - 1)}{\left( \frac{m_e}{h} + \frac{M}{(m_e + 2\gamma)} \right)} \approx \frac{2m_e v^2}{1 - \beta^2}$$

- $M$  = masa de la partícula incidente,
- $I$  = potencial efectivo de ionización promediado sobre todos los electrones,
- $\frac{c}{z}$  = corrección de celda (cuando la velocidad de la partícula incidente es aproximadamente la velocidad del electrón en una celda),
- $\delta$  = corrección de densidad; cuando la densidad de los electrones se ha polarizado en la región de la partícula incidente.

La fórmula de Bethe-Bloch tiene cualitativamente las siguientes propiedades:

i)  $\frac{dE}{dx} = z^2 f(v)$ , es independiente de la masa de la partícula.

ii) Para cualquier valor arbitrario de  $z$ ,  $\frac{dE}{dx}$ , varía



como  $1/\gamma$  a velocidades no relativistas. Después de pasar a través de un valor mínimo,  $\frac{dE}{dx}$  crece lentamente con respecto al valor creciente de  $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = (1-\beta^2)^{-1/2}$ .

La figura 2.1 muestra una gráfica de la pérdida de energía por ionización  $\frac{dE}{dx}$ , en función de la energía cinética  $E_c$  para protones en plomo.

#### 2.4 Longitud de Radiación

Para electrones con energías mayores que 100 Mev, el mecanismo principal de pérdida de energía se debe a procesos de radiación. La energía promedio de los electrones cruzando un medio decae exponencialmente de acuerdo a la ley:

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{\lambda_R}}, \quad (7)$$

donde  $\lambda_R$  es la longitud de radiación característica en el medio. Se le define como

$$\frac{1}{\lambda_R} = 4\alpha \frac{N}{A} (z^2 + z) r_e^2 \ln [183 z^{-1/3}], \quad (8)$$

donde

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137},$$

A = número de masa atómico,

N = número de átomos por  $\text{cm}^3$ ,

$$r_e^2 = \frac{e^2}{m_e c^2},$$

z = número atómico

La pérdida de energía debida solo a procesos de radiación está dada por :

\* Es conveniente mencionar que los valores experimentales para  $\lambda_R$  pueden estar dados en unidades de  $\text{gr}/\text{cm}^2$  o bien en unidades de cm. En el último caso se ha dividido por la densidad característica del material a la cantidad  $\lambda_R$  en unidades de  $\text{gr}/\text{cm}^2$ .

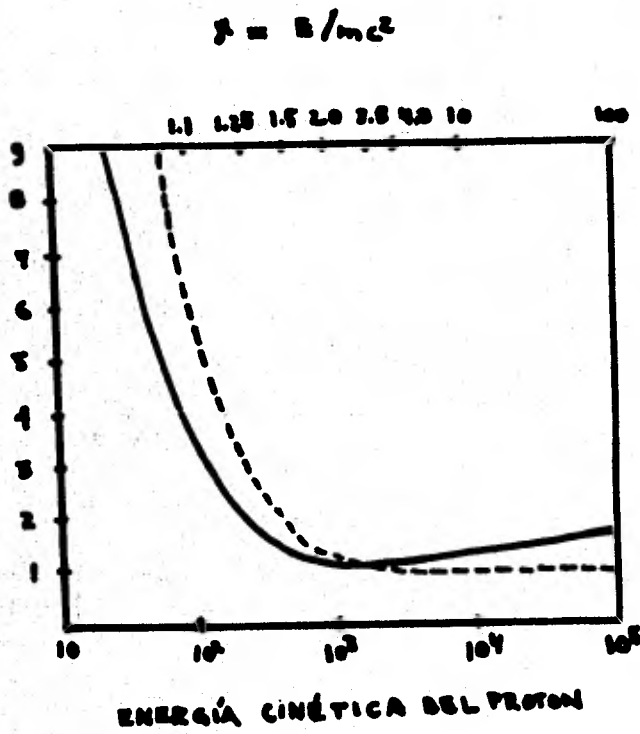


Fig. 2.1 Valor de la pérdida de energía por ionización,  $\frac{dE}{dx}$  (Mev cm<sup>2</sup>/gr) V.S.  $E_c$  en plomo. La línea punteada corresponde a la dependencia  $1/\beta^2$ .

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{\lambda_e}, \quad (9)$$

para los electrones. Por consiguiente, la gráfica  $-\frac{dE}{dx}$  V.S.E, adquiere la forma de una línea recta que pasa por el origen y que tiene pendiente  $\lambda_e^{-1}$ .

#### Alcance y Producción de Pares.

El alcance se define como la mínima cantidad de materia, que detiene partículas que están incidiendo con energía E. La relación que existe entre alcance y energía se representa por

$$R = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx}, \quad (10)$$

donde R es el alcance. En la fórmula anterior se observa que el alcance depende de la forma de pérdida de energía.

Cuando los electrones inciden en un medio hay otro tipo de contribuciones al alcance, por ejemplo (véase fig. 2.2), el caso de producción de pares, la cual tiene una probabilidad definida por

$$P_{e^+e^-} = 1 - e^{-\frac{x}{\lambda_p}} \quad (11)$$

donde  $\lambda_p = \frac{9}{7} \lambda_R$  11)

sin embargo puede suceder que el electrón haya sido absorbido completamente por el medio y no llegue al otro extremo. Cuando esto sucede, hay que considerar que el alcance tiene una estructura más complicada y por lo tanto hay modificaciones en lo que respecta al cálculo de las curvas de absorción, en con-

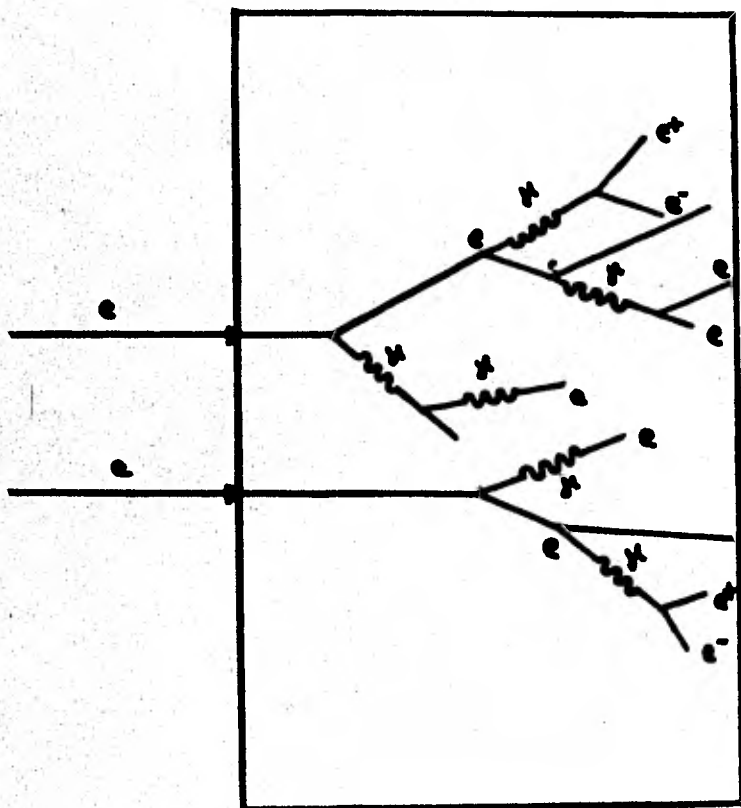


Fig. 2.2 Ejemplo de producción de parejas de electrones.

secuencia, es necesario incluir todas las contribuciones posibles. La curva de absorción está mostrada en la fig. 4.1, del capítulo IV.

En general, el alcance es más pequeño en elementos pesados debido a la dispersión múltiple (a las pequeñas pérdidas de energía por colisiones con los núcleos).

## 2.5 Cascadas

Las partículas cargadas pierden energía debido a procesos de colisión y radiación cuando están atravesando un material. La mayor pérdida de energía se debe a la excitación de átomos o al expulsar los electrones de éstos. La pérdida de energía por colisión compite con la pérdida de energía por radiación, dependiendo del tipo de partículas, es decir, de la masa y la energía que éstas posean. Para electrones de baja energía y para partículas pesadas predomina la pérdida de energía por colisión. Para los electrones altamente energéticos los mecanismos radiativos son dominantes. En consecuencia, cuando un electrón incide sobre un medio, una gran fracción de su energía se emplea en la producción de fotones. Los fotones a su vez, producen nuevos electrones, los cuales pueden radiar, formando un ciclo repetitivo en el cual el número de partículas aumenta. Si el proceso continua, cada vez más y más electrones caen en un intervalo de energía en el que la pérdida de energía por radiación no puede competir con la pérdida de energía por colisión. Eventualmente toda la energía del electrón primario es disipada completamente en la ionización y excitación de los átomos. A este fenómeno se le conoce como cascada o chubasco multiplicativo. Un chubasco puede ser iniciado por un fotón o por un electrón, ambos de alta energía. Aunque ocasionalmente, un protón o un mesón pueden dar lugar al chubasco, cuando producen un electrón o un fotón secundario de alta energía.

A altas energías los ángulos de emisión de electrones y fotones secundarios son muy pequeños, por lo que la dispersión de electrones es bastante pequeña en materiales de bajo número atómico y el chubasco se desarrolla esencialmente en la dirección de la partícula incidente, mostrando un desarrollo longitudinal y una dispersión lateral. En la figura 2.3 se representa una cascada. En ella un protón incidente en la atmósfera es susceptible de producir  $\pi^+$  ó  $\pi^-$ , posteriormente los mesones cargados y neutrales decaen en otras partículas.

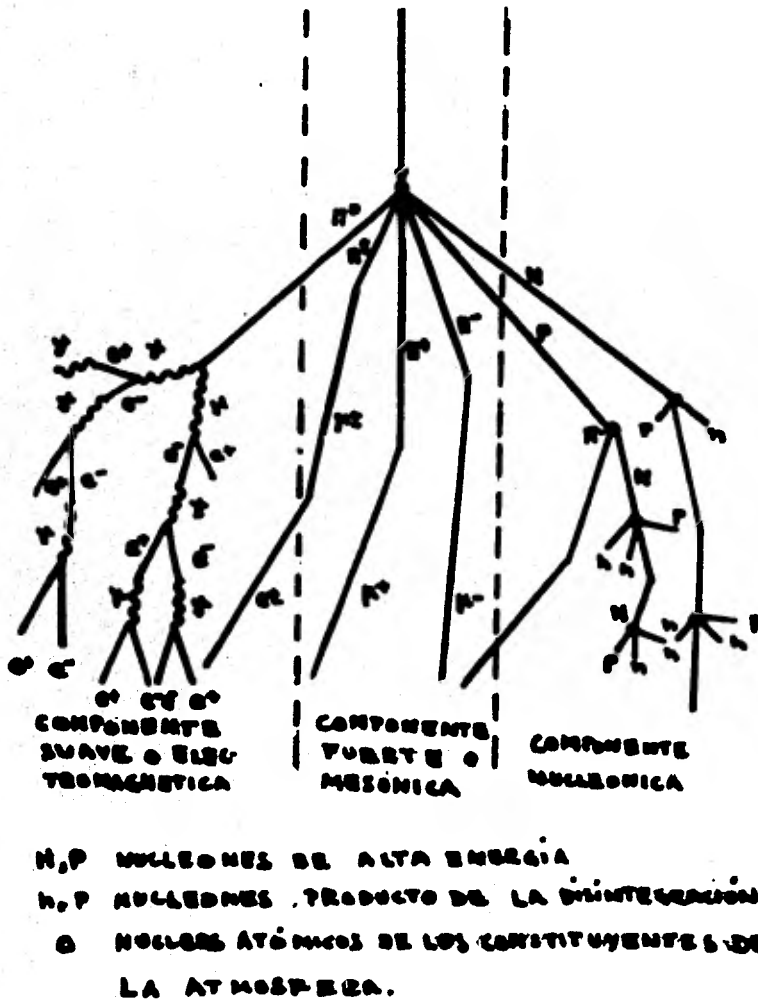


Fig. 2.3 Cascada producida por un proton. Este puede producir  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , al interaccionar fuertemente con los átomos de la atmósfera.

## REFERENCIAS

- 10) Emilio Segré "Experimental nuclear Physics", Vol. I  
Pág. 166
- 11) Emilio Segré "Nuclei and Particles" pág. 72.



## CAPITULO III

-Arreglo Experimental-

Introducción - Este capítulo contiene el arreglo experimental empleado para la medición de los espectros y las características de cada uno de los elementos que forman el equipo.

3.1 Detectores y Electrónica Asociada

Los sistemas experimentales empleados para la medición de este trabajo están representados en diagramas de bloques figuras 3.1 y 3.2. El primero se utilizó para la obtención del espectro para los electrones y el segundo para el de los muones. En ambos diagramas  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  y  $S_4$  representan centelladores de plástico. Cuando una partícula atraviesa un centellador, esta pierde energía debido a ionización. En consecuencia el centellador absorbe una cantidad de energía. Los centelladores tienen la propiedad de que dan respuestas rápidas las cuales son proporcionales a la energía absorbida y admiten radiaciones con frecuencias del orden de  $10^7$  pulsos.  
seg.

$G_1$ ,  $G_2$ ,  $G_3$  y  $G_4$  representan guías de luz. Estas sirven para transmitir la luz producida en el centellador hacia el fototubo. Las guías de luz están hechas de lucita, cuyo índice de refracción es similar al del vidrio. ( $n = 1.5$ ).

Los bloques  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  y  $F_4$  corresponden a los fotomultiplicadores, cuya función es la de transformar pulsos luminosos en pulsos eléctricos. Los fotomultiplicadores tienen una ganancia del orden de  $10^6$  electrones.

$D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  y  $D_4$  son discriminadores. Estos sirven para rechazar o aceptar pulsos en función de su amplitud. Los umbrales de discriminación (superior e inferior) se pueden seleccionar ligeramente arriba del nivel de ruido de el fotomultiplicador. Los bloques designados por U.L., representan las unidades lógicas. Estas unidades se caracterizan por tener dos funciones "0" e "Y".

**S** CENTELLADOR  
**G** GUIAS DE OLV  
**P<sub>1</sub>** PLOMO  
**F<sub>1</sub>** FOTOMULTIFICADOR  
**H.V** FUENTE DE ALTO VOLTAGE  
**D.** DISCRIMINADOR  
**U.L** UNIDAD LOGICA  
**C.** ESCALADOR  
**OSC.** OSCILOSCOPIO

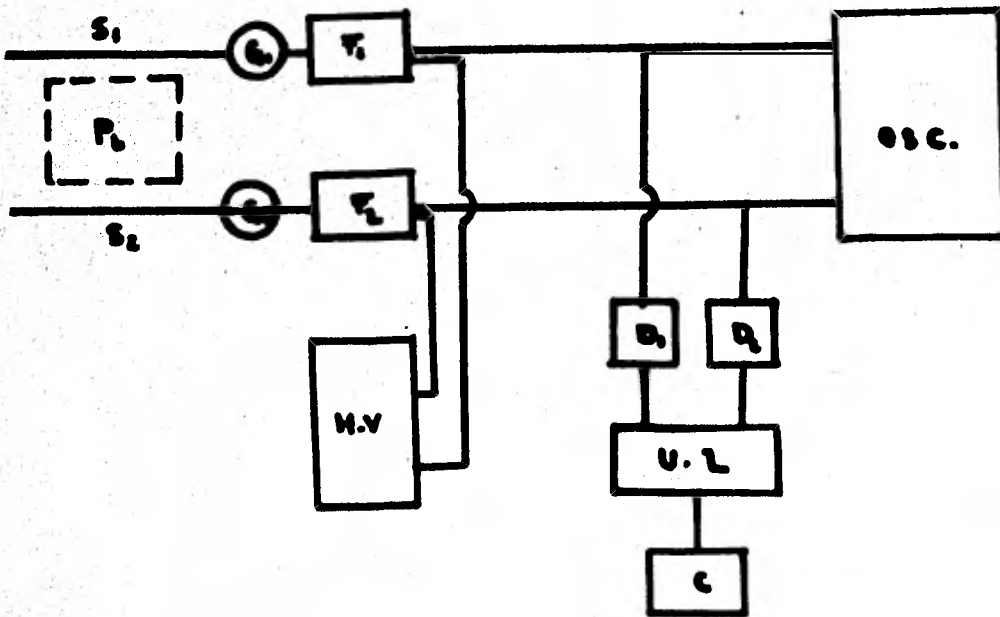


Fig. 3.1 Diagrama de bloques correspondiente al Experimento No. 1

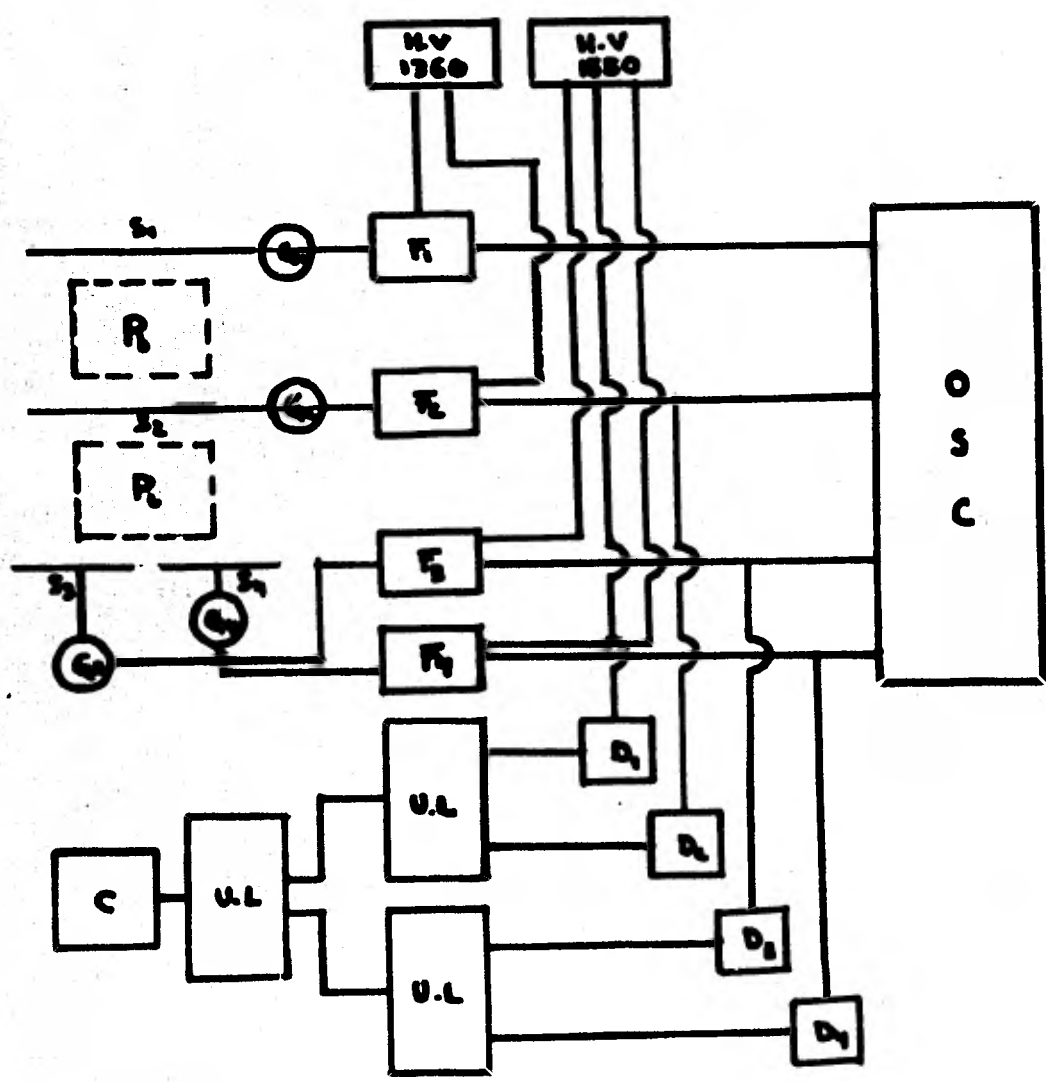


Fig. 3.2 Diagrama de bloques correspondiente al Experimento No. 2

Si se utiliza el modo "0", la unidad lógica produce un pulso en su salida cuando hay dos pulsos (no necesariamente en coincidencia) en su entrada. Cuando la unidad lógica opera en el modo "Y", produce un pulso en su salida si y solo si los pulsos provenientes del discriminador están en coincidencia. Los pulsos en la salida de la unidad lógica pueden ser positivos o negativos.

"C" es el escalador, cuya función es la de registrar todos los pulsos que la unidad lógica ha producido en su salida.

Los fotomultiplicadores fueron alimentados con fuentes de alto voltaje cuyo intervalo de operación varía entre 0 volts. y 3000 volts.

### 3.2 Contador de centelleo.

#### Características:

Tiempo constante de decaimiento	$\tau = 1.65 \text{ ns}$ ,
Tiempo de ascenso del pulso	$t_r = 0.12 \text{ ns}$
Longitud de onda de emisión	$\lambda = 3700 \text{ \AA}$

### 3.3 Fotomultiplicador

Los fotomultiplicadores usados fueron del tipo EMI9839KB. Cada fototubo posee una respuesta espectral correspondiente al intervalo de 350 - 550 . Los fototubos contienen 12 dinódos hechos de berilio y cobre y sus características más importantes son:

Diámetro del fotocátodo	45 mm,
Sensitividad del fotocátodo	50 $\mu\text{A}/\text{cm}$
Sensitividad del anodo	200 $\mu\text{A}/\text{cm}$
Intervalo de operación de voltaje	1000 V - 1400 V,
Tiempo de respuesta	$t_r = 5 \text{ ns}$
Tiempo de ascenso	$t_r = 8 \text{ ns}$
F.W.H.M.	= 15 $\mu\text{s}$
Tiempo de tránsito electrónico	$t_e = 40 \text{ ns}$

### 3.4 Discriminador

El discriminador contiene cuatro canales idénticos y a su vez, ellos contienen un nivel umbral de discriminación variable desde -100 a -1000

#### Características:

Tiempo de ascenso  $t_n = 2 \mu s$ ,

Tiempo de descenso  $t_d = 2 \mu s$ ,

Tiempo de resolución  $t_r = 60 \text{ ps}$ ,

Tiempo de resolución para pulsos dobles  $t_D = 10 \mu s$ ,  
razón máxima para la entrada y salida  $110 \text{ MHz}$ .

### 3.5 Unidad lógica.

La unidad lógica contiene cuatro canales, cada uno de ellos con dos entradas directamente acopladas.

#### Características:

Tiempo de ascenso  $t_n = 2 \mu s$ ,

Tiempo de descenso  $t_d = 2 \mu s$ .

La anchura de coincidencia está determinada por la duración de los pulsos de entrada y es de  $10 \mu V$  a  $100 \mu V$ .

La resolución para los pulsos dobles es menor de  $10 \mu s$  o aproximadamente  $\frac{T_s}{3} + 5.5 \text{ ns}$ , donde  $T_s$  es el tiempo de resolución de salida del pulso proveniente del discriminador.

### 3.6 Escalador.

#### Características:

Razón de conteo  $20 \text{ MHz}$ ,

Discriminador de entrada ajustable desde .1V hasta 10 V  
entrada: acepta señales positivas monopolares o bipolares con un voltaje mínimo de -25 mv hasta un voltaje máximo de 25 V,

Tiempo mínimo arriba del umbral  $t = 20 \mu s$

### 3.7 Osciloscopio.

El osciloscopio sirve para obtener información cualitativa de los pulsos analógicos producidos por el fotomultiplicador, así como de los pulsos del discriminador y unidad lógica.

### 3.8 Geometría del arreglo experimental.

En las figuras 3.1 y 3.2, se mostraron los diagramas de bloques de los sistemas empleados en la obtención de los espectros diferenciales de momentos para los electrones (experimento 1) y para los muones (experimento 2). A continuación se presentan los esquemas correspondientes al arreglo geométrico para ambos experimentos (figuras 3.3 y 3.4).

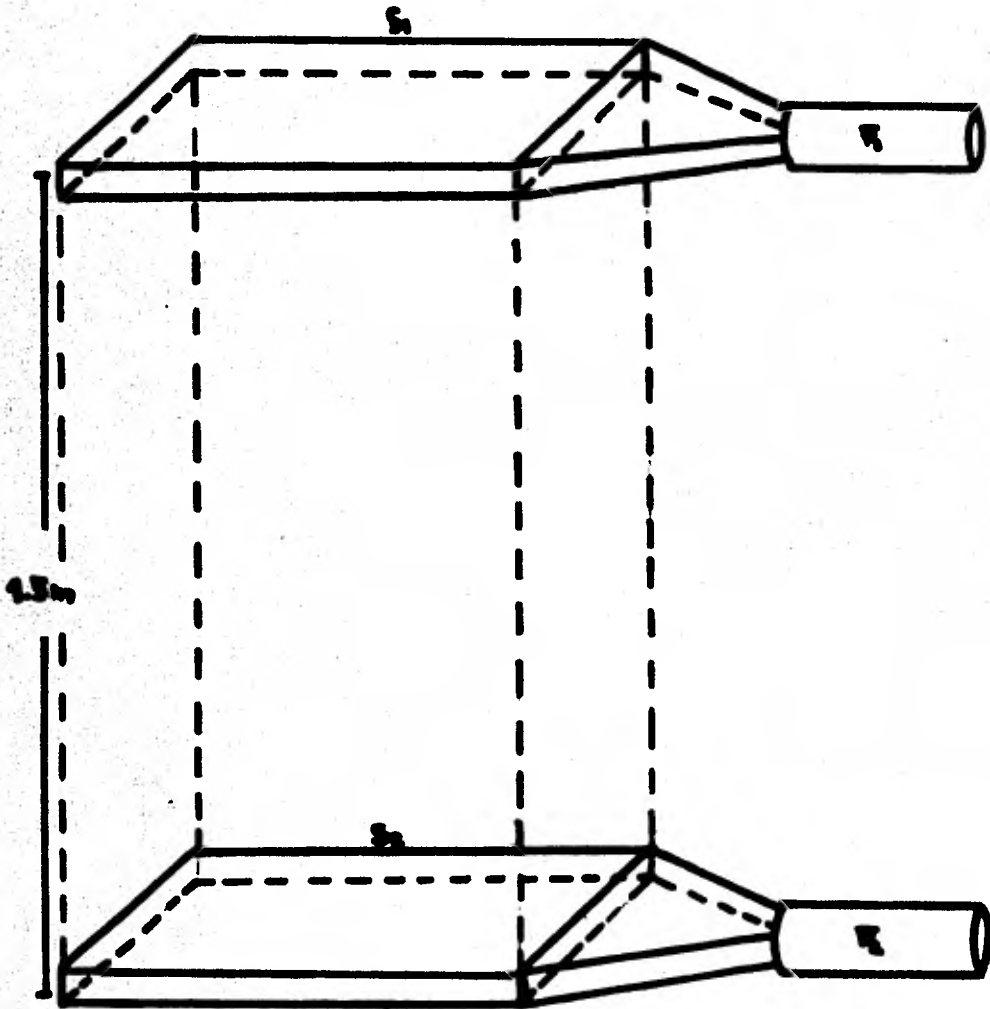


Fig. 3.3 Forma en que se montaron los centelleadores  
(Experimento No. 1)

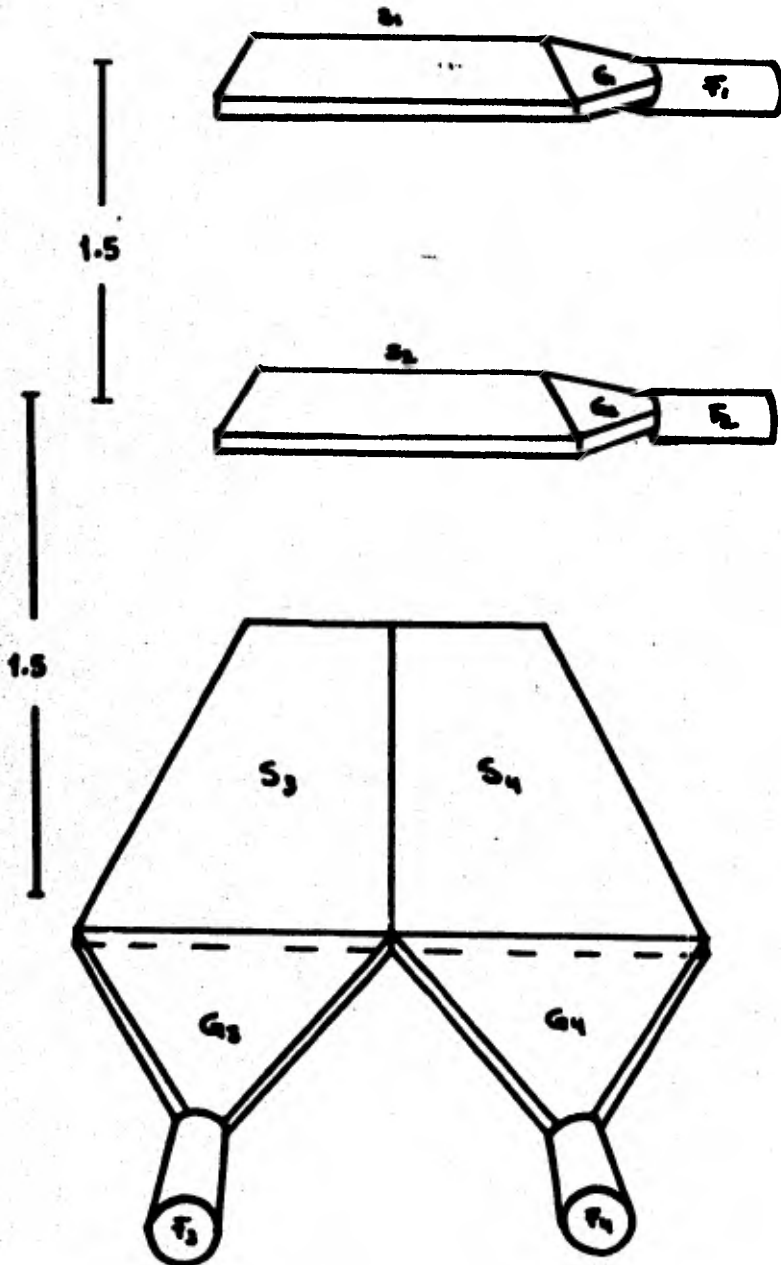


Fig. 3.4 Forma en que se montaron los centelleadores (Experimento No. 2).



## CAPITULO IV

### Introducción

En este capítulo se explica el concepto de curvas de absorción, así como el empleo que se le dio a éstas para la obtención de los espectros requeridos. También muestra el desarrollo del experimento y la forma en que se manejaron los datos.

#### 4.1 Descripción de las curvas de absorción

El problema principal en la detección de partículas es el poder distinguir unas de otras, así como de conocer su energía o momento que poseen. Para esto fue necesario el uso de las curvas de absorción (ver fig. 4.1)<sup>12)</sup>. Estas curvas de absorción continene alcance ( $\text{gr}/\text{cm}^2$ ) contra momento ( $\text{Gev}/\text{c}$ ) de las partículas en diversos materiales (en este caso plomo). El alcance de ésta varía de  $0.1 \text{ gr}/\text{cm}^2$  hasta  $500 \text{ gr}/\text{cm}^2$  y el momento, desde  $0.01 \text{ Gev}/\text{c}$  hasta  $5 \text{ Gev}/\text{c}$ . En el presente trabajo se extrapolaron estas curvas hasta un alcance de  $10^4 \text{ gr}/\text{cm}^2$  y el momento hasta  $10 \text{ Gev}/\text{c}$ .

Si multiplicamos el alcance ( $\text{gr}/\text{cm}^2$ ) por la densidad del plomo ( $11.35 \text{ gr}/\text{cm}^3$ ), obtenemos el grosor necesario (cm) de plomo, para poder absorber partículas con un momento determinado i.e., supongamos que tenemos una partícula con momento  $P$ , y alcance  $R$ , entonces  $\rho R$  es el grosor necesario de plomo para poder absorber a las partículas con momento menor o igual a  $P$ . En este punto es donde radica la importancia de la curva de absorción, puesto que podemos elegir el intervalo de las partículas libremente.

Otras informaciones importante que se utilizaron para el desarrollo del experimento, son: un espectro diferencial secundario en momentos para los electrones<sup>13)</sup>, el cual fue obtenido a una profundidad atmosférica de  $2.5 \text{ gr}/\text{cm}^2$  (altitud correspondiente a 30 km. sobre el nivel del mar) y otro para los muones<sup>14)</sup>. Véase Fig. 4.2.

#### 4.2 Detectores

Para poder medir la cantidad de partículas por unidad de ángulo sólido, por área, por unidad de tiempo, por  $\text{Gev}/\text{c}$ , se colocaron los centelleadores uno arriba del otro, como lo muestran las figuras 3.3 y 3.4.

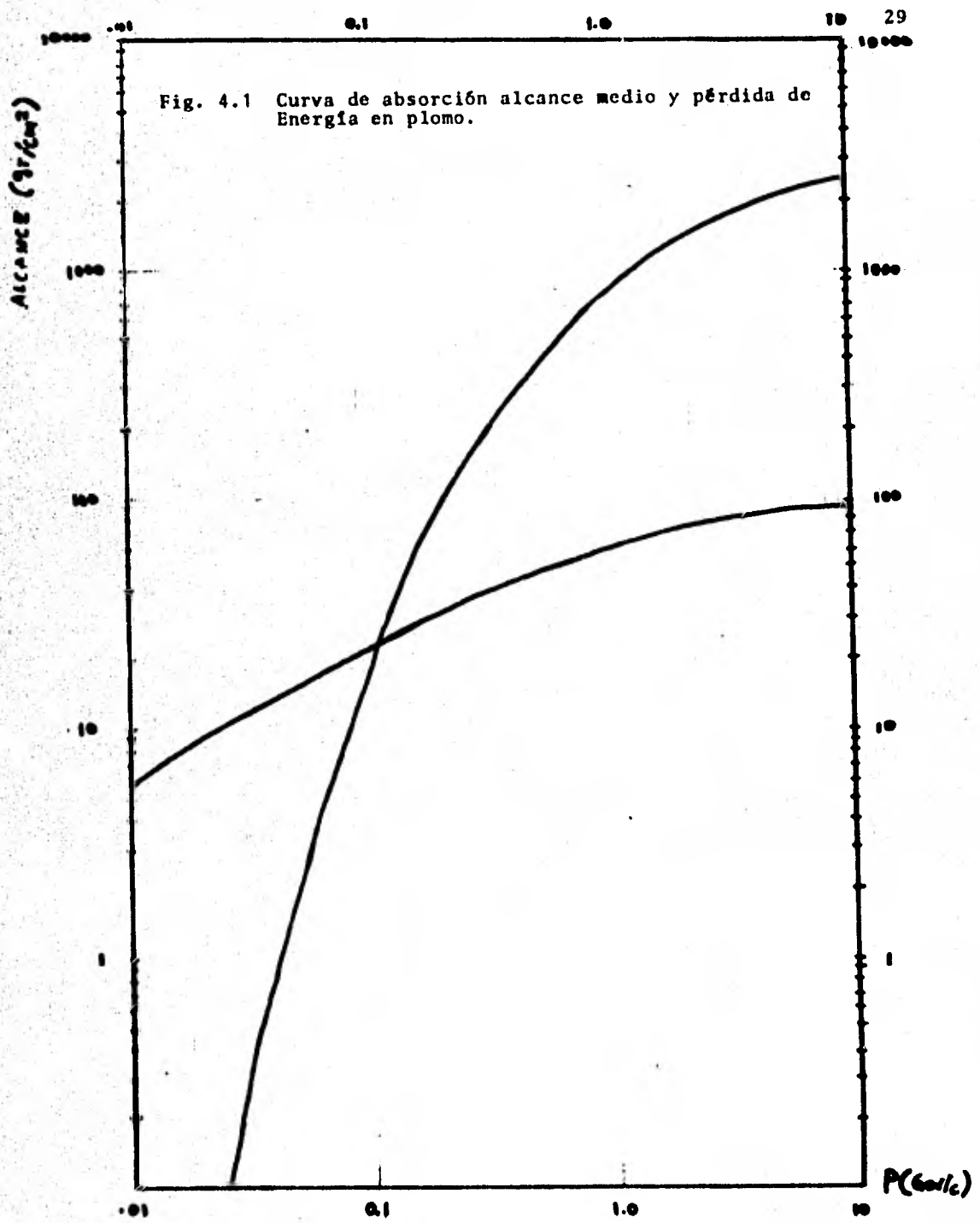
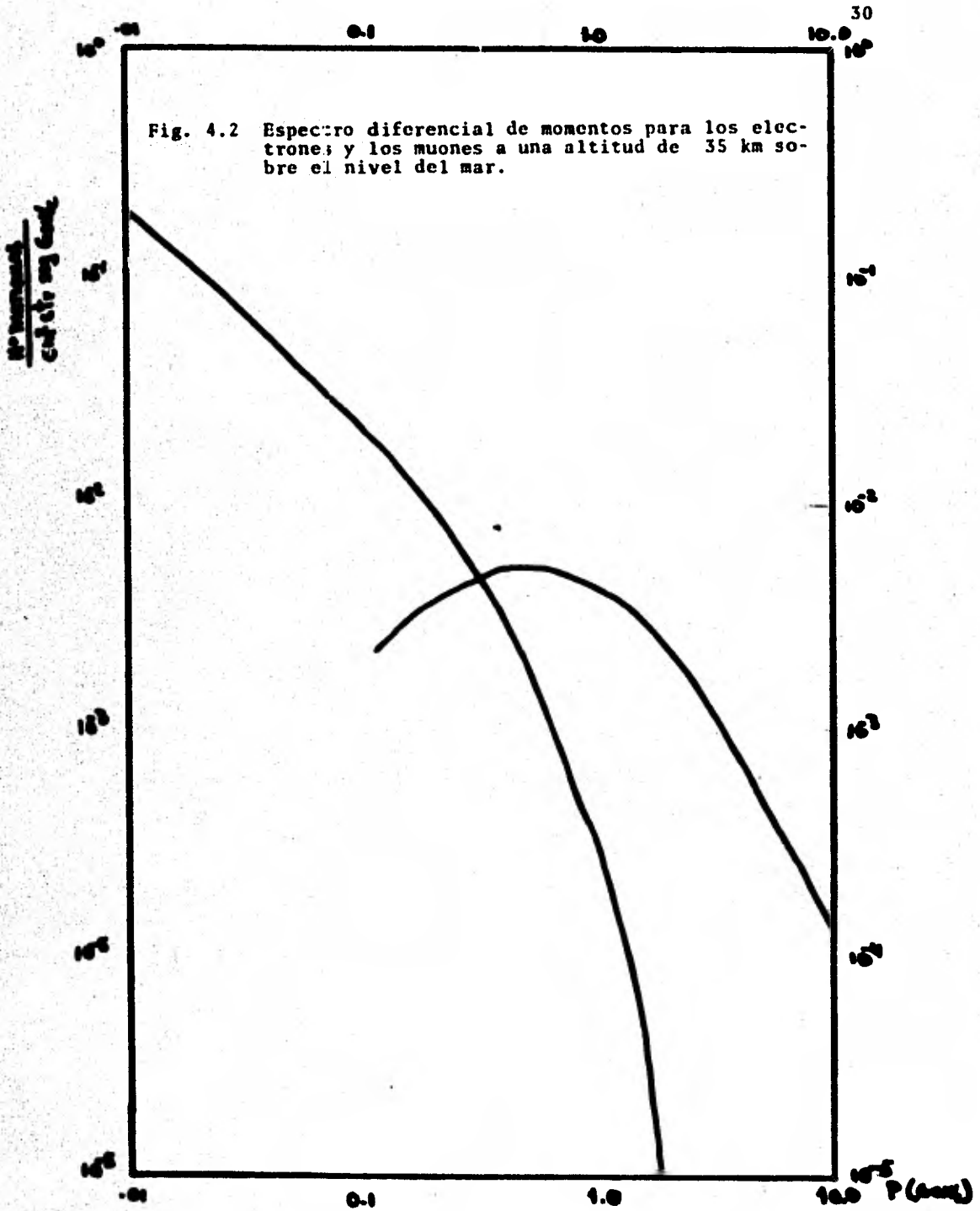


Fig. 4.2 Espectro diferencial de momentos para los electrones y los muones a una altitud de 35 km sobre el nivel del mar.



Inicialmente se tomó el número de cuentas para los detectores superior  $S_1$ , e inferior  $S_2$ , sin material absorbente entre los dos. Posteriormente se colocaron placas de plomo entre los dos detectores, tomando nuevamente el número de cuentas. Este procedimiento se repitió sucesivamente, hasta cubrir la cantidad de momento de las partículas igual a 10 Gev/c.

El procedimiento anteriormente descrito corresponde al primer experimento, en donde el número de coincidencias son en su mayor parte electrones. Se descarta la posibilidad de que esta contribución al número de cuentas se deba a protones, neutrones y piones, dado que estas partículas con momentos menores que 10 Gev/c son una cantidad insignificante.

El segundo experimento consistió en la construcción de un sistema para triple coincidencia. Para ello, se agregaron dos centelladores  $S_3$  y  $S_4$ , y se colocaron abajo de los contadores  $S_1$  y  $S_2$  (véase la figura 3.4).

Seguimos un procedimiento análogo al descrito en el primer experimento. La única diferencia es que se agregaron placas de plomo entre  $S_2$  y  $S_3$ .

Las figuras 3.1 y 3.2 muestran los esquemas electrónicos correspondientes a cada experimento. En las páginas posteriores se escribe con mayor detalle el funcionamiento de ellos.

#### 4.3 Velocidad de la señal en el cable.

Cuando las partículas cruzan los detectores lo hacen a instantes diferentes de tiempo, por lo que es natural que la señal de salida de los detectores esté retardada o adelantada, según el caso de que se trate. Con la finalidad de sincronizar estos pulsos, es necesario determinar la velocidad de la señal en los cables. Con este dato, es posible escoger las longitudes necesarias de ellos y obtener señales sincronizadas.

Para ello se construyó un circuito en el cual una fuente

de alto voltaje alimenta al fototubo del centellador, y éste a su vez, está conectado al osciloscopio por medio de un cable de longitud  $L$  conocida. ( $L = 4\text{ m}$ ).

En el osciloscopio aparecieron varios picos, lo que nos indica que hay reflexiones. Esto se debe a que la impedancia de entrada al osciloscopio no es la misma que la de los cables. Como la distancia recorrida por la señal es  $2L$ , el factor de escala en el osciloscopio corresponde a  $20\text{ ns}$  y dado que la distancia entre pico y pico fue del tamaño de dos de estas divisiones tenemos:

$$v_c = \frac{2 \times 4\text{ m}}{2 \times 20\text{ ns}} = \frac{1}{5} \frac{\text{m}}{\text{ns}} = 2 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (1)$$

en donde  $v_c$  representa la velocidad de la señal en el cable. Otra forma equivalente es:

$$v_c = \frac{2}{3} c, \quad (2)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz.

Una vez determinada la velocidad de la señal en el cable, se montó el arreglo mostrado en la figura 4.3. En ella  $L_1$ ,  $L_2$  y  $L_3$  representan las longitudes de los cables correspondientes a cada uno de los centelladores. Como el cable del centellador inferior se escogió de longitud  $L^* = 2\text{ m}$ , y dado que el tiempo que las partículas utilizan para recorrer de  $S_1$  a  $S_3$  está dado por:

$$t_{13} = \frac{d_{13}}{c} = \frac{3\text{ m}}{c}, \quad (3)$$

tenemos  $L_1 = L^* + t_{13} v_c = L^* + 2\text{ m} = 4\text{ m}$ ,

Análogamente, el tiempo que tardan las partículas en recorrer la distancia comprendida entre  $S_2$  y  $S_{34}$  es:

$$t_{234} = \frac{1.5m}{c} \quad (4)$$

$$L_2 = L^* + t_{234} Vc = L^* + 1m = 3m$$

por lo tanto

$$L_1 = 4m$$

$$L_2 = 3m \quad (5)$$

$$L_{34} = L^* = 2m$$

Hasta ahora se han expuesto algunos detalles técnicos para poder efectuar los experimentos. Ahora se explica con detalle el proceso experimental llevado a cabo para este trabajo.

Cuando una partícula incide en algunos de los centelladores las moléculas de estos se excitan en la vecindad de la trayectoria de la partícula produciéndose un pulso luminoso. El pulso se propaga en todas las direcciones incidiendo sobre las paredes del detector, hasta que finalmente se transmite a la ventana del fotomultiplicador, los fotones que llegan al fotocátodo producen electrones (efecto fotoeléctrico), los cuales se multiplican en los dinodos, de tal manera que el pulso luminoso se convierte en pulso eléctrico amplificado.

El pulso eléctrico se aplica al discriminador correspondiente y ahí es rechazado o aceptado, según el nivel de discriminación seleccionado.

Se usó un nivel inferior de 0.2V en los experimentos, de modo que cuando el pulso es aceptado, el discriminador produce un pulso lógico que se aplica a la unidad lógica, la que produce un

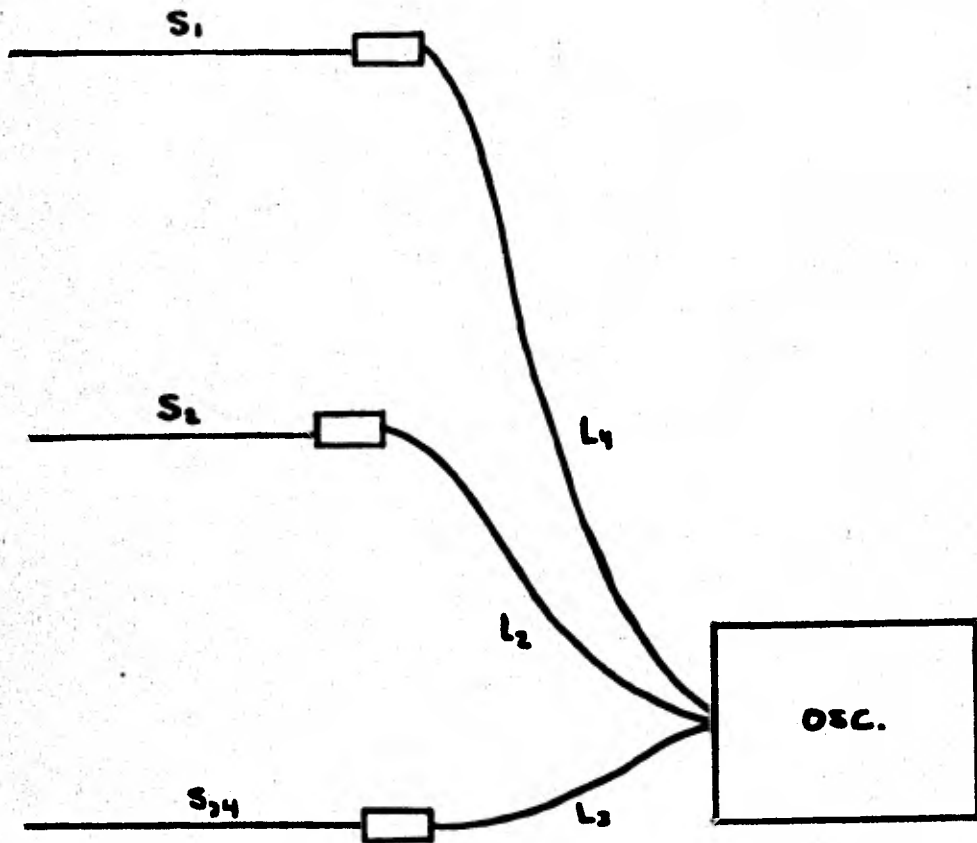


Fig. 4.3 Montaje de los centelleadores utilizado para la medición de la señal de cable.

pulso estandarizado, cuya anchura es de varios nanosegundos, así al llegar dos pulsos si ellos caen dentro del intervalo de tiempo fijado por la anchura del pulso, en la unidad lógica, son registrados como coincidencias y la unidad lógica produce un pulso que se aplica al escalador, en donde son contados. Este proceso es el mismo cuando se aumenta el número de centelladores, ya que cada uno requiere discriminador, unidad lógica etc.

#### 4.4 Determinación de la región de confianza para la señal de respuesta de los fototubos.

Cuando varía el voltaje de alimentación en los fototubos, es frecuente que en un pequeño intervalo el número de cuentas cambie abruptamente, mientras que a otros voltajes casi no cambia. Es deseable determinar el intervalo de voltaje en el que el fotomultiplicador tiene el comportamiento más estable. Con esta finalidad se construye una gráfica número de cuentas V.S. voltaje. Para construirla, se fijó a 1445 volts el fototubo  $F_1$  y mientras que se variaba el voltaje al fototubo  $F_2$ . Se obtuvieron diversas gráficas para cada uno de estos experimentos hasta encontrar el umbral necesario de discriminación, en el cual las mesetas se extendían en un intervalo amplio de voltaje. Figs. 4.4, 4.5 y 4.6

#### 4.5 Resolución del tiempo.

Para estudiar la respuesta temporal de los centelladores, colocamos un detector sobre el otro ( $S_1$  sobre  $S_4$ ). Tomamos la razón de cuentas producidas por los rayos cósmicos incidiendo sobre los centelladores (en coincidencia), posteriormente se cambiaron las longitudes de los cables y se midieron la cantidad de coincidencias para intervalos de tiempo de 10 seg. (véase la siguiente tabla)

$l_4$	$l_1$	$l_4 - l_1$	Nº Ctas	t=10 seg
4.1	2.0	2.1	79	"
4.1	3.0	1.1	215	"
3.0	2.0	1.0	217	"
2.0	2.0	0	244	"
2.0	3.0	-1.0	244	"



Fig. 4.1

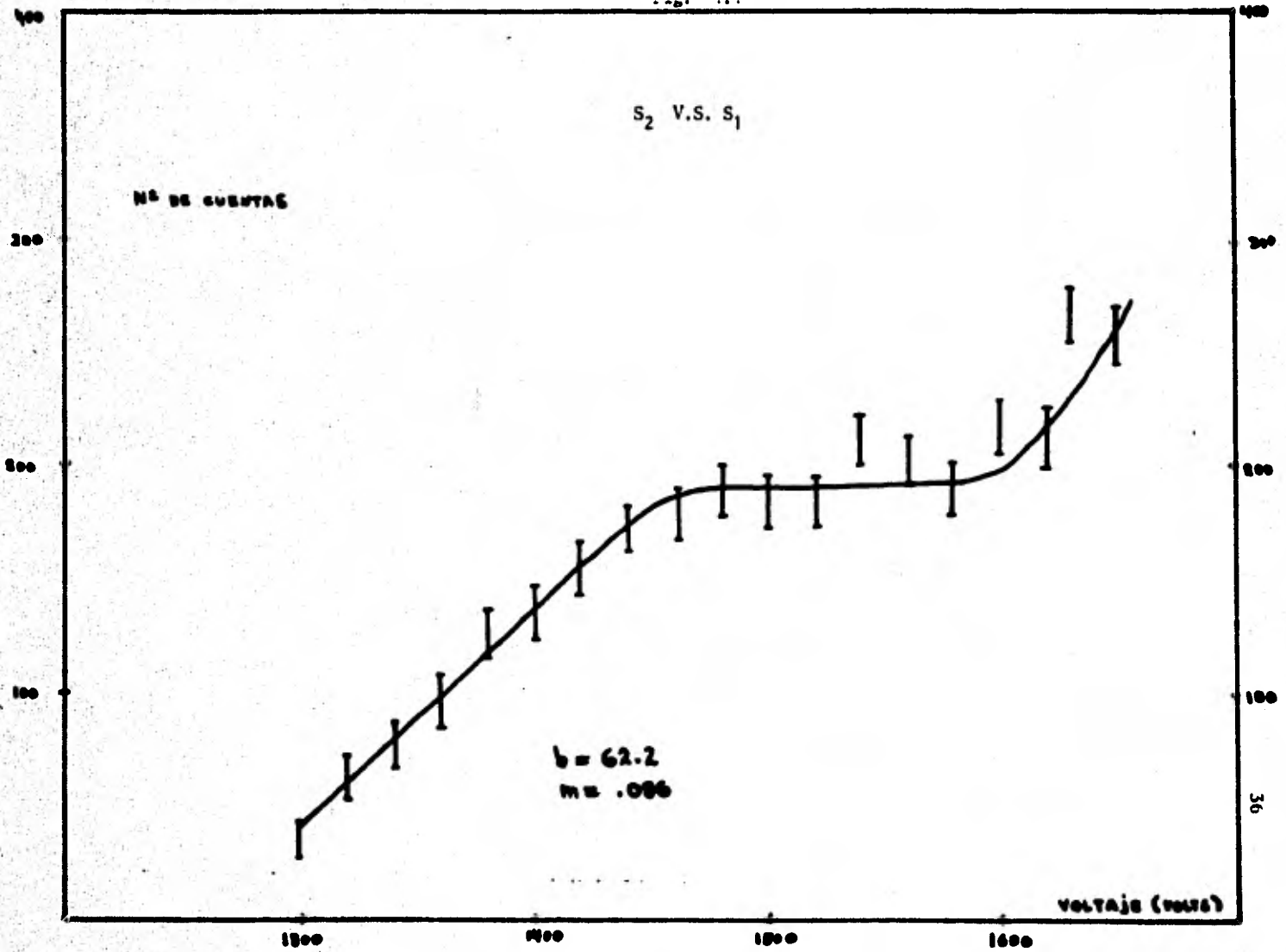


Fig. 4.5

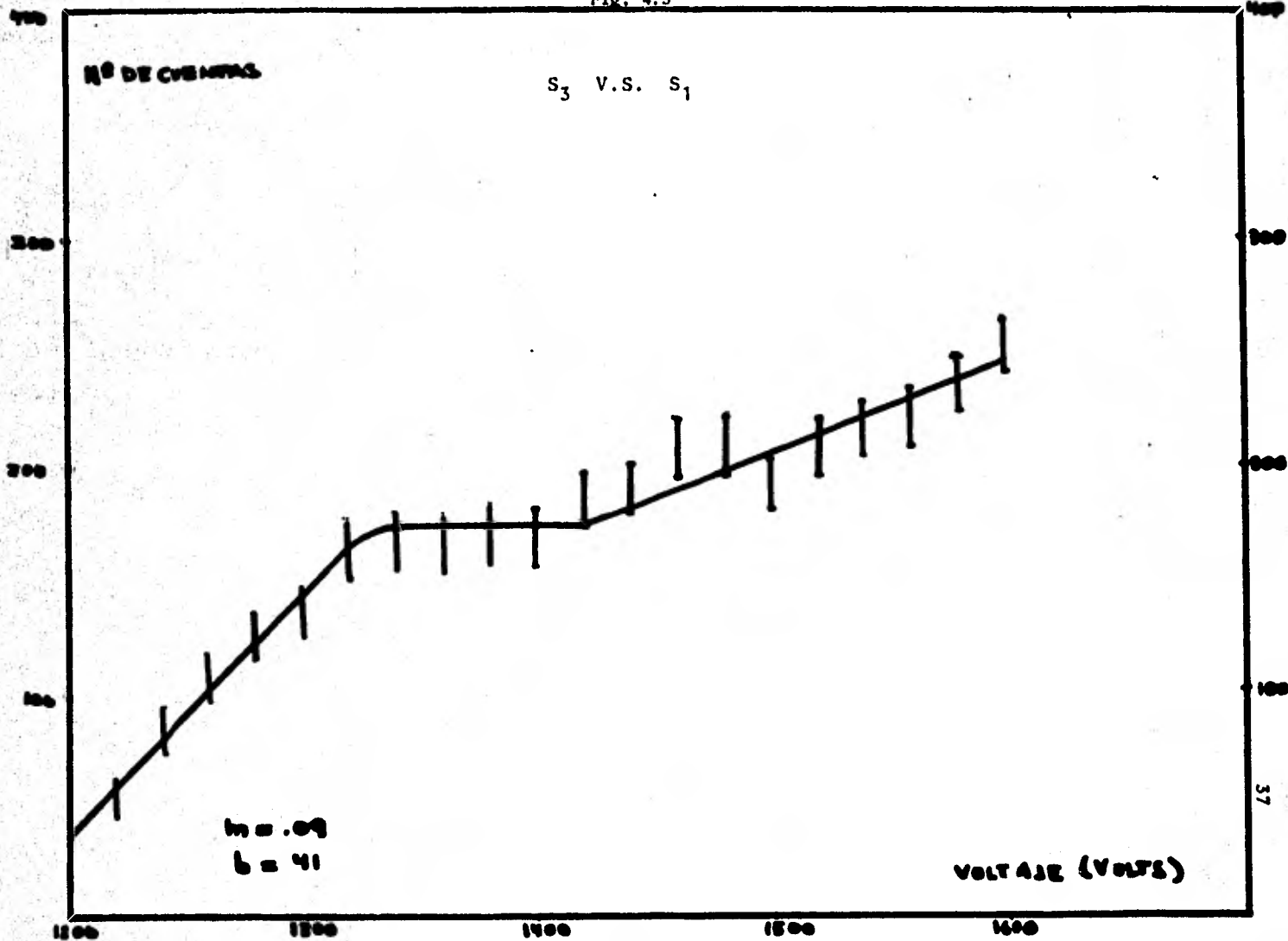
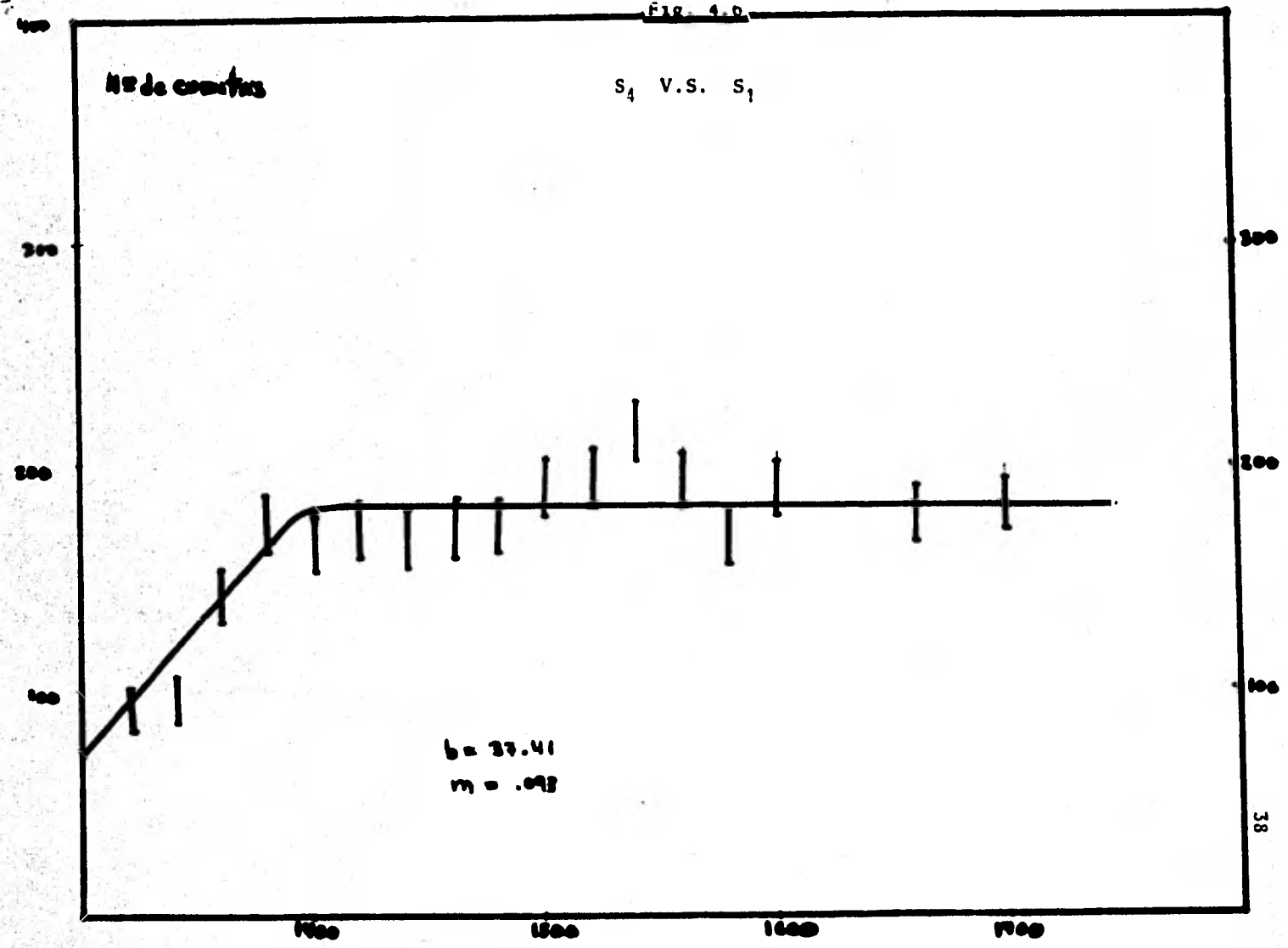


FIG. 4.0



2.0	4.0	-2.0	150	"
2.0	4.77	-2.77	58	"
4.1	2.77	1.33	183	"

Se construyó la gráfica N° de cuentas V.S  $l_4-l_1$  (fig. 4.7). Se observa que la mitad de la distribución corresponde al valor de 123 cuentas. Los puntos laterales de la distribución (correspondientes al valor de la ordenada igual a 123 cuentas) tienen las proyecciones características  $l_1$  y  $l_2$ . El tiempo de resolución de los centelladores está dado por:

$$t_e = \frac{l_2 - l_1}{V_c} \quad (6)$$

donde  $V_c$  es la velocidad de la señal en el cable

por lo tanto

$$t_e = \frac{1.67 \text{ m} - (-2.22 \text{ m})}{2 \times 10^8 \text{ m/s}} = 1.935 \times 10^{-8} \text{ seg} \quad (7)$$

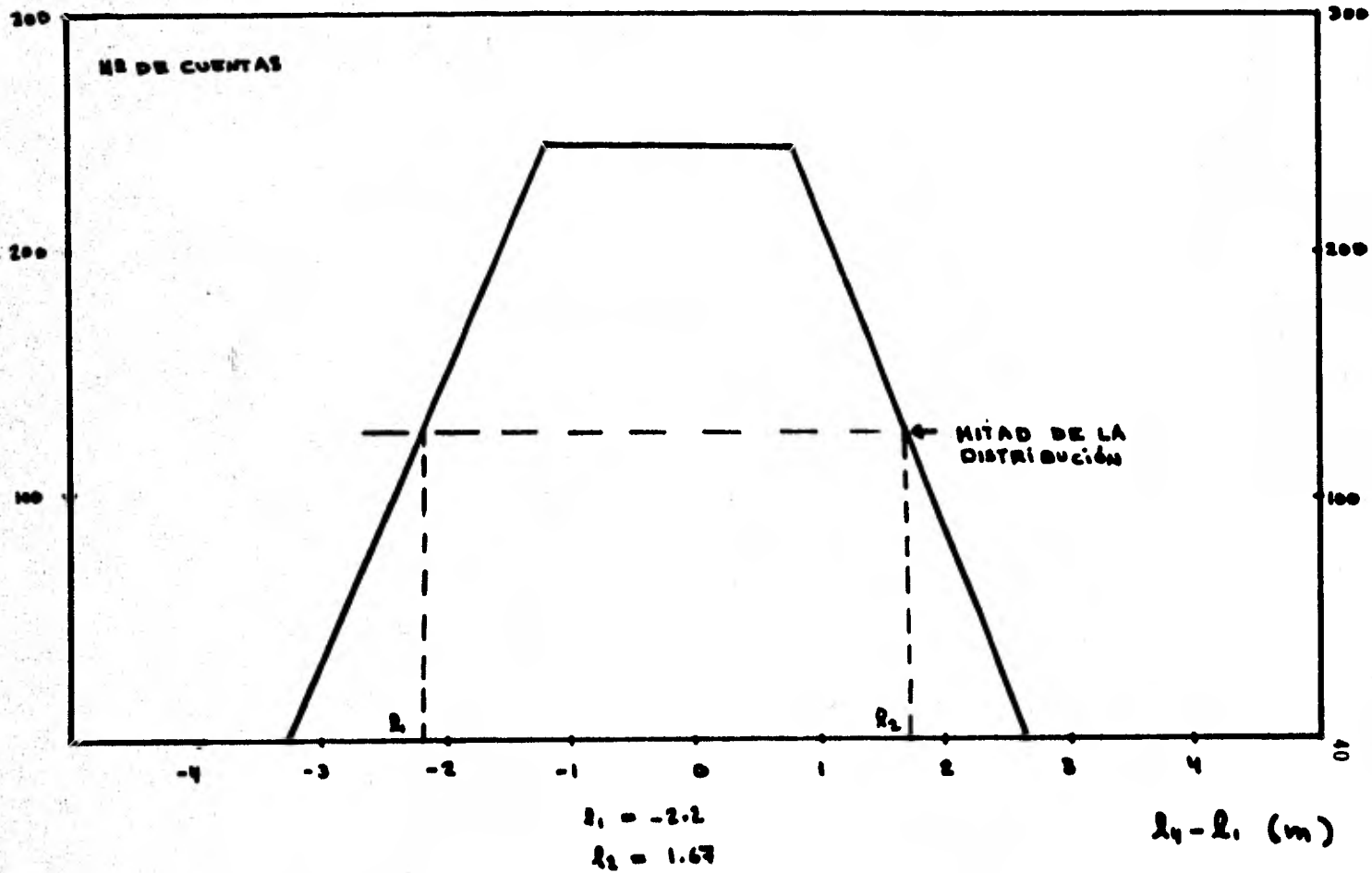
$$t_e = 19.35 \text{ ns.}$$

#### 4.6 Angulo sólido del sistema.

Para la medición de los espectros es necesario conocer el ángulo sólido formado por el sistema. De acuerdo en las medidas especificadas en el capítulo III para los centelladores y tomando en cuenta que el ángulo sólido lo podemos definir como

$$\Omega = \frac{A_z}{R^2} \quad (8)$$

Fig. 4.7



en donde  $A_2$  es el área de  $S_2$  y  $R$  es la distancia que hay entre  $S_1$  y  $S_2$  se tiene que el ángulo sólido por área está dado por

$$A_1 \Omega = A_1 \times \frac{A_2}{R^2} \quad (9)$$

donde  $A_1$  = area de  $S_1$

por lo tanto

$$A \Omega = (28 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}) \times \frac{24 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}}{(161 \text{ cm})^2} \quad (10)$$

ie;  $A \Omega = 23.33 \text{ cm}^2$ ,

Una vez que se montaron los centelladores y los instrumentos como lo muestran las figuras 3.4 y 3.5, se procedió a medir coincidencias triples durante 61 minutos.

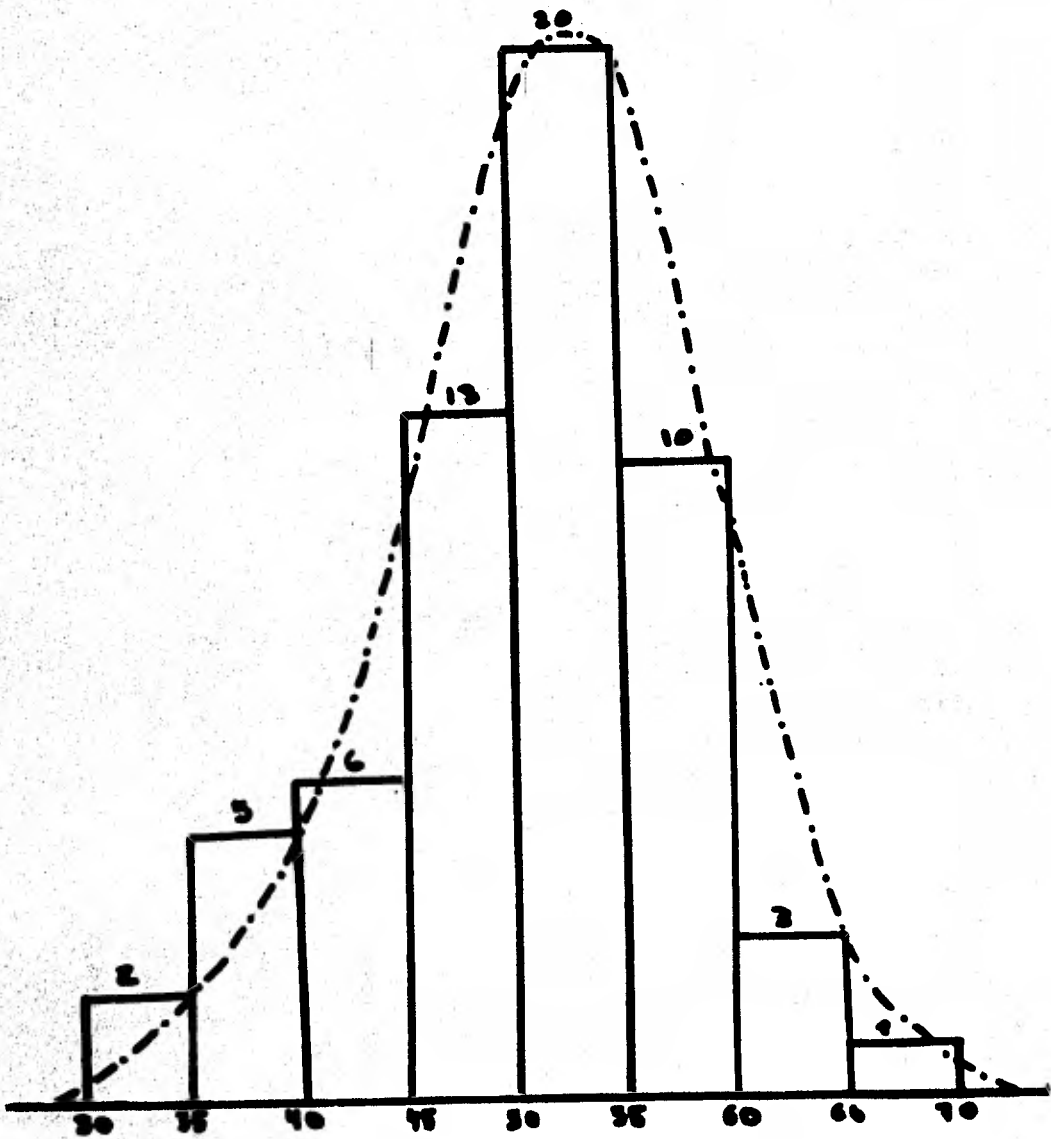
Se registró el número de cuentas por minuto y se construyó el histograma mostrado en la figura 4.8. En ella se puede trazar una curva, la cual es aproximadamente una gaussiana caracterizada por  $\sigma = \sqrt{N}$  y  $\epsilon = \frac{\sigma}{N}$ . El número de cuentas promedio por cada 61 minutos transcurridos es de 3043 cuentas por lo que se obtiene:

$$\bar{X} = \frac{3043}{61} = 49.89, \quad (11)$$

como la media. El error está dado por:

$$\frac{\sqrt{3043}}{61} = 0.9, \quad (12)$$

Fig. 4.8

HISTOGRAMA OBTENIDO PARA COINCIDENCIA TRIPLE

entonces la media de la distribución incluyendo el error corresponde a:

$$\bar{x} = 48.89 \pm 0.9 \quad (13)$$

Para checar que los aparatos estaban funcionando bien se tomaron las siguientes coincidencias:

$S_1$ y $S_2$	60 seg	51 ctas
"	"	55 "
"	"	51 "
"	"	42 "
"	"	58 "

Se observa que el número promedio de cuentas por minuto es de 51.4. Mientras que el sistema de coincidencias que se muestra a continuación,

$S_1$ y $S_2$ y ( $S_3$ ó $S_4$ )	60 seg	43 ctas
"	"	46 "
"	"	43 "

da como promedio de cuentas por minuto (para triple coincidencia) el valor de 44. Tomando la diferencia entre triple y doble coincidencia de los valores promedios se obtiene:

$$S_1 \text{ y } S_2 \text{ y } (S_3 \text{ ó } S_4) - (S_1 \text{ y } S_2) = 51.4 - 44.0 = 7.4,$$

lo que muestra que el número de cuentas para los centelladores  $S_3$  o  $S_4$  debe de ser aproximadamente igual a 7 cuentas por minuto.



A continuación se hizo una medición para checar el último resultado, obteniéndose:

$S_3$ ó $S_4$	60 seg	7 ctas
"	"	6 "
"	"	7 "

cuyo promedio es de 6.6, este resultado está de acuerdo con el valor que se esperaba.

#### 4.7 Obtención de datos

Cuando los aparatos están montados tal y como lo muestran las figuras 3.1, 3.2, 3.4 y 3.5. Se tomó la razón de cuentas. Este procedimiento se efectuó sin la presencia de las placas de plomo. El número de cuentas obtenidas en tales circunstancias, proporciona información acerca del efecto que produce el concreto (del techo del edificio) y la madera que soporta a los centelladores, en la medición de los espectros. Se observó que existe un alcance asociado a los dos últimos absorbedores. Los momentos de las partículas que dejan pasar el concreto y la madera de nuestro laboratorio, corresponde a 7MeV/c en adelante. Posteriormente se agregaron placas de plomo, y cada vez que ésto se repetía se tomó la razón de cuentas durante varias horas.

Denotamos con  $\Delta t$  la cantidad de placas agregadas,  $t$  el alcance correspondiente a  $\Delta t$ ,  $P$  como el límite superior de momentos de las partículas absorbidas y a  $N$  como el número de cuentas por minuto. Construimos el siguiente cuadro:

$\Delta t_1$	$t_1$ (gr/cm <sup>2</sup> )	$P_1$ (MeV/c)	$N_1$ (cuentas por min.)
$\Delta t_2$	$t_2$	$P_2$	$N_2$
.	.	.	.
.	.	.	.
$\Delta t_n$	$t_n$	$P_n$	$N_n$

El intervalo seleccionado de momentos de las partículas está dado por  $P = P_{i+1} - P_i$ , donde  $i = 1, 2, \dots, N$ . Estas partículas se están registrando en coincidencia. En ese intervalo de momentos el número detectado es de:

$$N_{i+1} \pm \epsilon_{i+1} - (N_i \pm \epsilon_i) = N_{\alpha} \pm \sqrt{(\epsilon_{i+1})^2 + (\epsilon_i)^2}$$

$$= N_{\alpha} + \epsilon_{\alpha} = d N_{\alpha} \quad (14)$$

donde  $\alpha = N - 1$  y  $N_{\alpha}$  representa el número de partículas registradas. Si deseamos calcular el número de partículas por unidad de ángulo sólido, por área, por unidad de tiempo, por GeV/c, hay que dividir  $dN_{\alpha}$  por  $d\Omega dA dt dP$ , obteniéndose:

$$\frac{dN_{\alpha}}{d\Omega dA dt dP} = \frac{dN_{\alpha}}{23.38 \times 60 \times 1.0 \times 10^{-3} \times \Delta P} = \frac{dN_{\alpha}}{(4) \Delta P} \quad (15)$$

con esta relación es posible obtener las siguientes tablas:

(# de placas)	Coincidencias	tiempo(min)	Promedio
0	3043	61	49.9 ± .90
	33968	660	51.46 ± .28
0	37011	721	51.3 ± .46
1	3878	90	43.1 ± .70
"	3220	72	44.7 ± .79
"	7098	162	43.8 ± .52
2	3550	90	39.4 ± .66
"	10009	246	40.7 ± .40
"	13559	336	40.35 ± .35
3	5753	146	39.4 ± .52
"	14029	360	38.9 ± .33
"	29327	763	38.4 ± .22
"	28134	730	38.5 ± .23
"	77243	1999	38.6 ± .13

4	2218	60	$36.9 \pm .78$
"	26974	740	$36.4 \pm .22$
"	2406	73	$32.9 \pm .67$
"	31571	873	$36.16 \pm .20$
<hr/>			
5	26791	760	$35.25 \pm .22$
"	3937	110	$35.79 \pm .57$
"	30728	870	$39.32 \pm .20$
<hr/>			
6	5586	162	$34.5 \pm .46$
"	3088	90	$34.3 \pm .61$
"	12475	360	$34.6 \pm .31$
"	21149	612	$34.56 \pm .23$
<hr/>			
8	25141	788	$31.9 \pm .20$
<hr/>			
11	23678	772	$30.67 \pm .20$
<hr/>			

Con los datos anteriores fué posible construir la siguiente tabla:

	t(gr/cm)	P(MeV/c)	P(MeV/c)	c/m + error	Coinci- dencias	$\frac{dN}{F}$
0	4.3	7	26	$51.3 \pm .26$	$7.5 \pm .6$	$.206 \pm .016$
1	11.61	33	43	$43.8 \pm .52$	$3.45 \pm .63$	$.057 \pm .01$
2	18.92	76	44	$40.35 \pm .35$	$1.75 \pm .37$	$.028 \pm .006$
3	26.24	120	75	$38.6 \pm .13$	$2.44 \pm .24$	$.023 \pm .0023$
4	33.85	195	105	$36.16 \pm .2$	$.84 \pm .28$	$.0057 \pm .002$
5	40.87	300	200	$35.32 \pm .2$	$.76 \pm .3$	$.0027 \pm .001$
6	48.18	500	1300	$34.56 \pm .23$	$2.66 \pm .3$	$.00146 \pm .00016$
8	62.8	1800	8200	$31.9 \pm .2$	$1.23 \pm .28$	$.000107 \pm .000024$

donde  $c/m+$  = coincidencias/minuto + error.  $\frac{dN}{F} = \frac{dN}{\Delta A \Delta t \text{ GeV/c}}$

El número de coincidencias en la tabla anterior corresponde en su mayor parte a electrones. Para la construcción de una tabla similar de los muones, el procedimiento es el mismo, solo que fuimos aumentando el número de placas de plomo en la parte inferior del detector  $S_2$ .

t	CUENTAS	TIEMPO	PROMEDIO
0	8533	313 min	27.26±.29
11	1933	116 min	16.66±.38
22	10104	654 min	15.45±.15
34.5	12331	871 min	14.49±.13
54.5	15862	1200 min	13.22±.10
67	6915	557 min	12.4 ±.15

realizando las operaciones convenientes se obtiene la siguiente tabla:

t	t/gr/cm <sup>2</sup>	P(MeV)	P(MeV/c)	c/m + error	coincidencias	$\frac{dN}{F}$
0	10	84		27.26±.29		
11	90.5	216	126	16.16±.38	10.6±.48	.06±.0027
22	171	310	100	15.45±.15	1.21±.41	.0086±.003
34.5	256	410	100	14.49±.13	.96±.20	.0068±.0014
54.5	393	560	150	13.22±.1	1.27±.16	.006±.0008
67	477	675	115	12.4±.15	.82±.18	.0051±.0011
	10000			0	12.4 ±.15	.0095±.00001

#### 4.8 Corrección de datos.

Se dijo al principio del capítulo que cuando ponemos una barrera de plomo, hay partículas que logran atravesarlo y otras que quedan absorbidas por éste. Para cada grosor en centímetros de plomo, hay un alcance asociado, para el cual, a su vez le corresponde un momento específico. Así las partículas que logran atravesar dicho grosor, serán aquéllas que tienen momento mayor que P, mientras que las absorbidas tienen momento menor o igual que P.

Para hacer las correcciones de los puntos correspondientes al espectro medido, hicimos lo siguiente; el intervalo (1800 MeV/c - 10000 MeV/c) tiene asignado como cantidad de electrones y de muones el valor experimental dado por  $1.07 \times 10^{-4}$  (Fig.4.9). Fijándose en la curva de absorción (fig. 4.1) observamos que el alcance asignado al intervalo (70 gr/cm<sup>2</sup> - 88 gr/cm<sup>2</sup>) y la contribución al número de partículas correspondientes a los muones está comprendida en el intervalo (180 MeV/c - 210 MeV/c) de tal manera que se tiene:

$$\mu + e = \frac{1.07 \times 10^{-4} \times 3.2 \text{ GeV/c}}{\text{cm}^2 \text{ str seg GeV/c}} = \frac{8.777 \times 10^{-4}}{\text{cm}^2 \text{ str seg}}$$

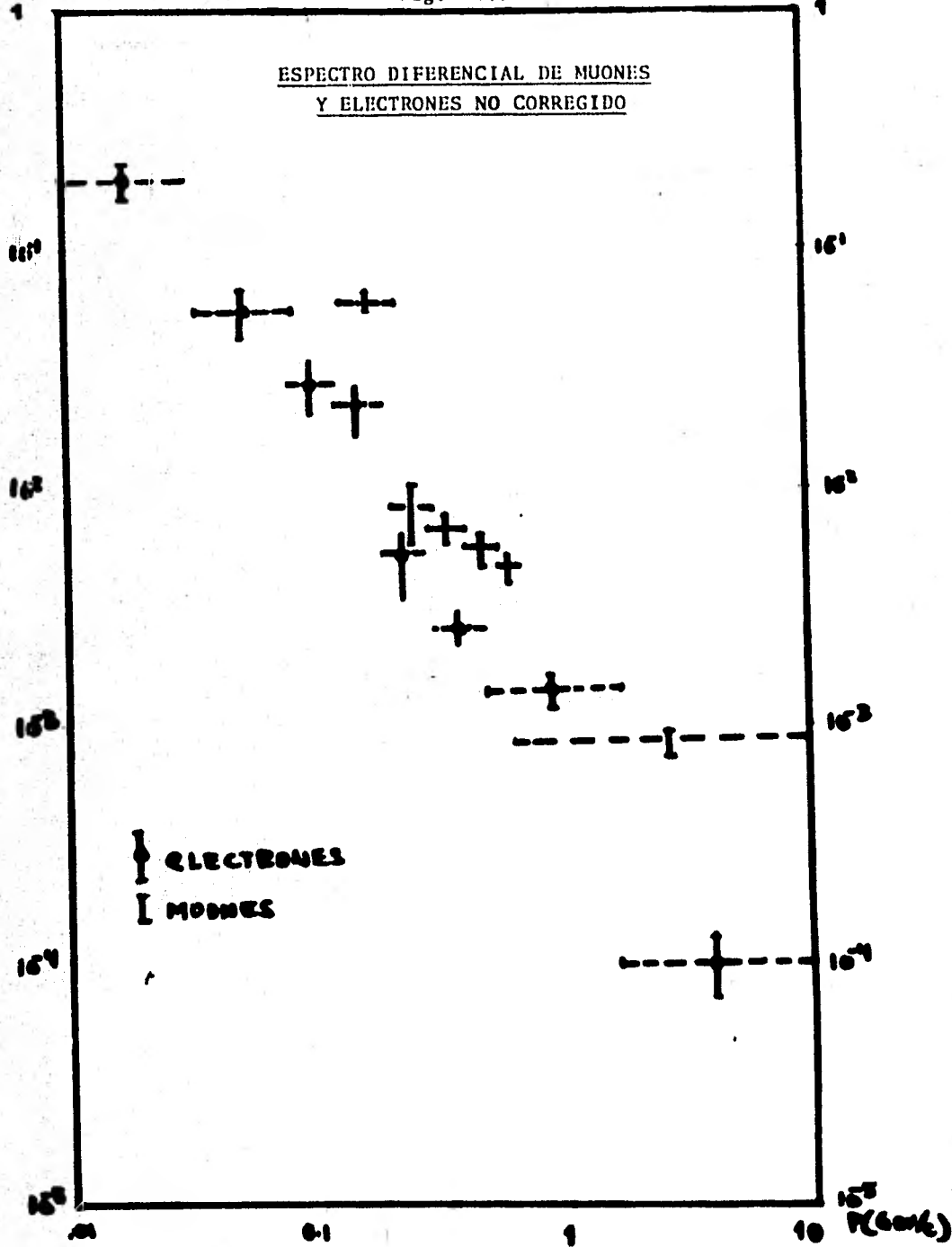
y para los muones,  $\mu = \frac{8.6 \times 10^{-3} \times 0.025 \text{ GeV/c}}{\text{cm}^2 \text{ str seg GeV/c}}$

$$= \frac{2.15 \times 10^{-4}}{\text{cm}^2 \text{ str seg}}$$

por lo tanto:  $e = \mu + e - \mu = \frac{8.77 \times 10^{-4} - 2.15 \times 10^{-4}}{\text{cm}^2 \text{ str seg}}$

NUMEROS PARTICULAS  
 cm<sup>2</sup> str seg GeV/c

ESPECTRO DIFERENCIAL DE MUONES  
Y ELECTRONES NO CORREGIDO



$$\rightarrow e = \frac{0.63 \times 10^{-3}}{\text{cm}^2 \text{str seg}}$$

$$\therefore \frac{\text{electrones}}{\text{cm}^2 \text{str. seg GeV/c}} = \frac{0.6624 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{str seg}}{8.2 \text{ GeV/c}}$$

i.e.; el número de electrones es:

$$e = \frac{8.078 \times 10^{-5}}{\text{cm}^2 \text{str seg GeV/c}}$$

para la corrección de los demás datos se siguió un procedimiento análogo:

$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 500 \text{ MeV/c} - 1300 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 155 \text{ MeV/c} - 185 \text{ MeV/c} \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \mu + e \\ \mu \end{array}} \right\} \rightarrow \left( \frac{48 \text{ gr}}{\text{cm}^2}, \frac{70 \text{ gr}}{\text{cm}^2} \right)$$

$$\begin{aligned} \mu + e &= 1.46 \times 10^{-3} \times 1.3 = 1.898 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{str seg.} \\ \mu &= 9 \times 10^{-3} \times 0.030 = .27 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{str seg.} \end{aligned}$$

$$e = \mu + e - \mu = 1.628 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{str seg}$$

$$e = \frac{1.628 \times 10^{-3}}{1.3} = 1.25 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{str seg GeV/c}$$

---


$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 300 \text{ MeV/c} - 500 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 145 \text{ MeV/c} - 155 \text{ MeV/c} \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \mu + e \\ \mu \end{array}} \right\} , \left( \frac{40 \text{ gr}}{\text{cm}^2}, \frac{48 \text{ gr}}{\text{cm}^2} \right)$$

$$\mu + e = 2.7 \times 10^3 \times 0.2 = 0.54 \times 10^3$$

$$\mu = 0.01 \times 0.01 = 0.0001$$

$$e = \mu + e - \mu = 4.4 \times 10^{-3} / \text{cm}^2 \text{ str seg.}$$

$$e = 4.4 \times 10^3 / 0.2 = \frac{2.2 \times 10^2}{\text{cm}^2 \text{ str seg GeV/c}}$$

$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 195 \text{ MeV/c} - 300 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 130 \text{ MeV/c} - 1555 \text{ MeV/c} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} 36.5 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2} - 28 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2} \end{array} \right.$$

$$\mu + e = 5.65 \times 10^3 \times 0.105 = 5.9 \times 10^9$$

$$\mu = 1.2 \times 10^3 \times 0.025 = 1.05 \times 10^9$$

$$\mu + e - \mu = 4.88 \times 10^9 / \text{cm}^2 \text{ str seg.}$$

$$e = \frac{4.88 \times 10^9}{0.105} = \frac{4.64 \times 10^3}{\text{cm}^2 \text{ str seg GeV/c}}$$

$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 76 \text{ MeV/c} - 120 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 110 \text{ MeV/c} - 120 \text{ MeV/c} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} 20 \text{ gr/cm}^2 - 26 \text{ gr/cm}^2 \end{array} \right.$$

$$\mu + e = 2.8 \times 10^2 \times 0.044 = 0.123 \times 10^2$$

$$\mu = 2.3 \times 10^2 \times 0.01 = 0.023 \times 10^2$$

$$e = \mu + e - \mu = \frac{1.02 \times 10^2}{\text{cm}^2 \text{ str seg}}$$

$$e = 1.2 \times 10^2 / 0.044 = \frac{2.72 \times 10^2}{\text{cm}^2 \text{ str seg GeV/c}}$$



$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 33 \text{ MeV/c} - 76 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 90 \text{ MeV/c} - 110 \text{ MeV/c} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} 11.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \\ 21.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \end{array} \right.$$

$$\mu + e = 5.65 \times 10^3 \times 0.043 = 0.243 \times 10^2$$

$$\mu = 2 \times 10^3 \times 0.02 = 0.04 \times 10^2$$

$$e = \mu + e - \mu = 0.203 \times 10^2 / \text{cm}^2 \text{ str } 30\%$$

$$e = \frac{0.203 \times 10^2}{0.043} = \frac{5.5 \times 10^2}{\text{cm}^2 \text{ str } 30\% \text{ } 60\%}$$

$$\begin{array}{l} \mu + e \rightarrow 7 \text{ MeV/c} - 33 \text{ MeV/c} \\ \mu \rightarrow 65 \text{ MeV/c} - 90 \text{ MeV/c} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} 5 \text{ g/cm}^2 \\ 12 \text{ g/cm}^2 \end{array} \right.$$

$$\mu + e = 2.05 \times 10^1 \times 0.026 = 0.053 \times 10^1$$

$$\mu = 1.5 \times 10^3 \times 0.025 = 0.0375 \times 10^3$$

$$\mu + e - \mu = e = 0.0526 \times 10^1$$

$$e = \frac{0.0526 \times 10^1}{0.026} = \frac{2.02 \times 10^1}{\text{cm}^2 \text{ str } 30\% \text{ } 60\%}$$

Una vez que se han corregido los datos obtenidos para los electrones, se sigue el mismo procedimiento para la corrección de datos correspondientes a triples coincidencias. Estos contienen muones en su mayor parte, excepto para el primer dato, el cual se tomó sin la presencia de las placas de plomo. Por consiguiente, se observa de la curva de absorción, que se ha tomado en cuenta aquella cantidad de electrones para los cuales, el momento de ellos sobrepasa el valor correspondiente a 25 Mev/c. Se utilizó el método de mínimos cuadrados y ajustamos dos líneas, una que pasa por las partes superiores de los errores y otra que pasa por las partes inferiores de cada uno de ellos. Las ecuaciones para cada una de estas líneas está dada por:

$$Y_3 = 1.15 \times 10^{-3} x^{-1.39} \quad (\text{para la de arriba})$$

$$Y_2 = 6.0 \times 10^{-4} x^{-1.467} \quad (\text{para la de abajo}) \quad (17)$$

en la parte superior del espectro la curva es más plana y se procedió a unirla con cada una de estas líneas, de tal manera que el área bajo la parte superior está dada por:

$$N = \int_{0.11}^{\infty} Y_2 dx + 2.8 \times 10^{-3}, \quad (18)$$

donde  $2.8 \times 10^{-3}$  corresponde a la cantidad de electrones comprendida desde 25 Mev/c hasta 110 Mev/c,

$$\Rightarrow N_3 = \frac{1.15 \times 10^{-3}}{-0.39} x^{-0.39} \Big|_{0.11}^{\infty} + 2.8 \times 10^{-3}, \quad (19)$$

$$\Rightarrow N_s = 9.66 \times 10^{-3} \quad (20)$$

y para la parte inferior se tiene:

$$N_i = \int_{0.025}^{\infty} Y_i dx = \frac{6 \times 10^{-4}}{-0.467} x^{-0.467} \Big|_{0.025}^{\infty} \quad (21)$$

es decir

$$N_i = 7.2 \times 10^{-3} \quad (22)$$

en otras palabras; el número máximo de electrones es:

$$N_{\max}^e = 9.66 \times 10^{-3} \quad (23)$$

y el número mínimo es:

$$N_{\min}^e = 7.2 \times 10^{-3} \quad (24)$$

$$\therefore N_e^{>25\text{keV/c}} = \left( \frac{N_{\max}^e + N_{\min}^e}{2} \right) \pm \left( \frac{N_{\max}^e - N_{\min}^e}{2} \right)$$

$$N_e^{>25\text{keV/c}} = (8.43 \pm 2.46) \times 10^{-3}$$

El punto que se desea corregir tiene un intervalo correspondiente a 126 MeV/c y un valor de  $6 \times 10^{-2}$ .

$$\therefore 6 \times 10^{-2} \times 0.126 = 7.56 \times 10^{-3} = N_{\mu c} \quad (25)$$

esto implica que el número de muones está dado por:

$$N_{\mu} = -79 \pm 1.31 \times 10^{-3}, \quad (26)$$

con

$$N_{\mu}^{\max} = 0.52 \times 10^{-3}, \quad (27)$$

y

$$N_{\mu}^{\min} = 0, \quad (28)$$

ya que no puede haber un número negativo de muones.

El número de muones en el intervalo 84 MeV/c - 210 MeV/c está dado por:

$$N_{\mu} = \frac{0.52 \times 10^{-3}}{0.126} = 4.1 \times 10^{-3}, \quad (29)$$

Por el momento ya tenemos con precisión las cantidades de los electrones y de los muones. Finalmente para el caso de los electrones se consideró la línea recta promedio definida como:

$$Y = A_m X^{M_p} \quad (30)$$

donde

$$A_m = \frac{A_1 + A_2}{2} \quad y \quad M_p = \frac{M_1 + M_2}{2} \quad (31)$$

resultando  $A_m = 8.75 \times 10^{-4}$  y para  $M_p$ , el valor de  $M_p = -1.4285$ , es decir los electrones están distribuidos de acuerdo a la ecuación:

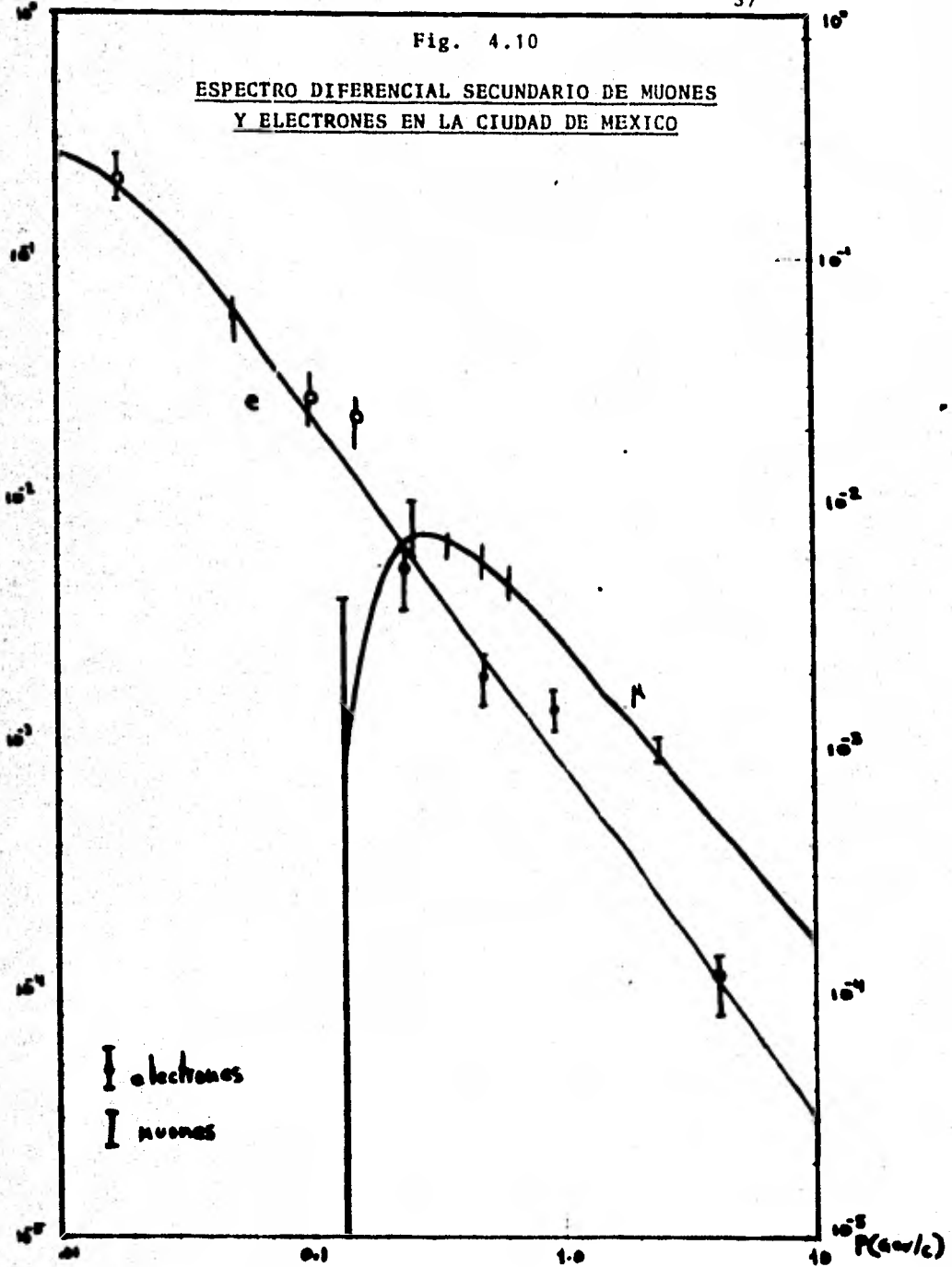
$$Y = 8.75 \times 10^{-4} X^{-1.4285} \quad (32)$$

en escala logarítmica y en la región (10MeV/c - 10 GeV/c), -véase la fig. 4.9-. El espectro diferencial final de los momentos para los electrones y los muones está mostrado en la fig. 4.10. La línea vertical en la mitad de la gráfica representa el error correspondiente al número de muones en el intervalo.

Fig. 4.10

ESPECTRO DIFERENCIAL SECUNDARIO DE MUONES Y ELECTRONES EN LA CIUDAD DE MEXICO

Partículas  
cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> 200 GeV/c



- (12) **Reviews of Modern Physics, Volume 52, number 2, part. II  
April 1980**
- (13) **J. L. Osborne and A. W. Wolfendale "Origin of Cosmicrays"**
- (14) **"Cosmic Ray Physics" Satio Hayakawa.**

## CAPITULO V

## Conclusiones:

Los espectros diferenciales obtenidos, tanto el de los muones como el de los electrones, fueron medidos bajo el techo del edificio. Tomando en cuenta que el concreto tiene una densidad de  $2.5 \text{ gr/cm}^3$  y que el techo del edificio tiene un grosor de 15 cm de concreto, se tiene en consecuencia que el alcance correspondiente es de  $37.5 \text{ gr/cm}^2$ . Esto quiere decir que los espectros obtenidos se midieron a una profundidad atmosférica de  $837.5 \text{ gr/cm}^3$ , que corresponde a una altitud de 2200 m sobre el nivel del mar. Se concluye por lo tanto que las mediciones no son afectadas por la presencia del concreto.

Los resultados inmediatos que se desprenden del análisis de los espectros obtenidos son los siguientes:

- a) La máxima contribución al número de partículas corresponde a electrones con momentos que están entre 10 MeV/c y 20 MeV/c.
- b) El número de electrones decrece cuando aumenta el momento.
- c) La presencia de muones para momentos menores que 100 MeV/c es prácticamente insignificante y despreciable.
- d) Para momentos grandes, la cantidad de muones predomina sobre la cantidad de electrones.
- e) En el capítulo IV fig. 4.2, se mostró un espectro secundario diferencial de momentos, para los electrones y los muones, medido a una altitud de aproximadamente 35 km. sobre el nivel del mar. Es interesante comparar este espectro con el nuestro. Extrapolando el espectro de la figura 4.2, encontramos que hay aproximadamente  $4 \times 10^{-9}$  electrones con momentos



correspondientes a 10 GeV/c, mientras que el espectro obtenido en la ciudad de México hay  $3 \times 10^{-5}$  electrones con la misma cantidad de momento. Es decir el espectro obtenido difiere por cuatro órdenes de magnitud. La explicación de esto, se debe a que el primer espectro fué medido a una altura en la cual predominan los protones, partículas alfa y núcleos más pesados. Cuando los protones inciden sobre la atmósfera interaccionan fuertemente con los núcleos de los átomos de la misma y se producen piones como fué mencionado en el capítulo II. Los piones decaen en muones y neutrinos (o en dos fotones para el caso del pion neutro), que a la vez generan el proceso descrito como cascadas dando lugar a la presencia de electrones en la altura de la Ciudad de México. De ahí la diferencia entre los dos espectros.

Obtenemos finalmente como resultado, que efectivamente, en la Ciudad de México la componente de los rayos cósmicos se debe básicamente a electrones de baja energía y a muones en un rango de energías más alto.

BIBLIOGRAFIA

Bruno Rossi "High Energy Particles" Prentice-Hall.

Bruno Rossi and K. Greisen. Rev. Mod. Phys. 13 240 1941.

Bruno Rossi and K. Greisen. Rev. Mod. Phys. 20 537 1948

Emilio Segré Vol. I. "Experimental Nuclear Physics". John Wiley and Sons, Inc. New York.

Emilio Segré "Nuclei and Particles" W. A. Benjamin, Inc, (Advanced Book program).

Evans, Robley. D. "The Atomic Nucleus".

Condon and Odishaw Second Edition "Hand-Book of Physics" Mc Graw Hill.

L.C.L. Yuan and C.S Wu. "Methods of Experimental Physics". Academic Press Editors Vol. 5.

Mc Graw-Hill "Berkley Quantum Physics Course" McGraw-Hill. Vol. 4

Marcelo Alonso y Eduard J. Finn "Fundamentos Cuánticos y Estadísticos". Fondo Educativo Interamericano.

M Moszinski and B. Bengston. Nuclear Instruments and Methods 158 1979. North-Holland Publishing Co.

Perkins Donald H. "Introduction to High Energy Physics". Adison-Wesley.

Robert Simpson "Introductory Electronics for Scientists and Engineers". Allyn (Publisher)

Reviews of Modern Physics, Volume 52 number 2. Part II. April 1980.