



030603
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE GEOFISICA
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

EFFECTOS DE LOS CAMPOS ELECTRICOS ATMOSFERICOS EN
LOS RAYOS COSMICOS DETECTADOS EN LA SUPERFICIE
TERRESTRE

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (FISICA ESPACIAL)
P R E S E N T A :
LUIS XAVIER GONZALEZ MENDEZ

ASESOR: DR. JOSE FRANCISCO VALDES GALICIA

CIUDAD UNIVERSITARIA

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2003

A



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.

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la
UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el
contenido de mi trabajo académico.

NOMBRE: DR. XAVIER GONZALEZ

FECHA: Mérida 25/ Noviembre / 2003

FIRMA: [Firma]

A MIS PADRES

TESIS CON
FALLA DE C...

B

AGRADECIMIENTOS.

A mi tutor, Dr. José Francisco Valdés Galicia, con especial afecto por su asesoría durante mis estudios de Maestría y, sobretodo, por su valiosa ayuda en mi formación profesional y personal.

A los miembros del Jurado, Dra. Dolores Maravilla Meza, Dr. Jorge Pérez Peraza, Dr. Agustín Muhlia Velázquez, Dr. Sergei Pullnets.

A la Universidad Nacional Autónoma de México.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

RESUMEN.

El propósito de este trabajo es determinar la posibilidad de detectar campos eléctricos en la atmósfera generados en las tormentas eléctricas, a través de las variaciones en el flujo de los rayos cósmicos secundarios detectados en el monitor de neutrones de la Ciudad de México, fundamentados en la teoría general de los efectos meteorológicos en los rayos cósmicos, desarrollada por Lev Dorman.

El capítulo 1 muestra los aspectos generales de la física de rayos cósmicos para entender el comportamiento de éstos en su trayecto hacia la Tierra y su posterior interacción con el campo geomagnético y con la atmósfera terrestre.

En el capítulo 2 se muestran la formación y las características principales de las tormentas eléctricas, tomando en cuenta los estudios desarrollados sobre los mecanismos de electrificación, así como el desarrollo y subsiguiente medida de campos eléctricos en las mismas.

En el capítulo 3 se expone la teoría sobre la que se fundamenta este trabajo, acerca del efecto de un campo eléctrico atmosférico en la intensidad de rayos cósmicos en un monitor de neutrones, donde se conocen las variaciones esperadas en la razón de conteo de este monitor.

En el capítulo 4 se desarrollan los métodos de análisis de los datos de neutrones del monitor de la Ciudad de México, donde se muestran los análisis espectrales, los análisis por bloques, los análisis de tormentas aisladas y, finalmente, los análisis de épocas superpuestas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

RESUMEN.

ÍNDICE.

1. RAYOS CÓSMICOS.

1.1. Composición de los rayos cósmicos	2
1.2. Espectro de los rayos cósmicos	4
1.3. Modulación de rayos cósmicos por el sol	9
1.3.1. Variaciones en la intensidad de rayos cósmicos debidas al sol	11
1.3.1.1. Variación de 11 años	
1.3.1.2. Variación de 13.5 y 27 días	
1.3.1.3. Variación diurna	
1.3.1.4. Anisotropía norte-sur	
1.3.1.5. Decrecimiento Forbush	
1.3.2. Variaciones en la intensidad de rayos cósmicos debidas al campo geomagnético	18
1.4. Efectos atmosféricos	23
1.4.1. Chubasco atmosférico	23
1.4.2. Variaciones en la intensidad de rayos cósmicos debidas a la atmósfera	26
1.4.2.1. Efectos debidos a la humedad	
1.4.2.2. Efecto debido a la gravedad	
1.4.2.3. Efecto debido a la electricidad atmosférica	
1.4.2.4. Efectos debido a la temperatura	
1.5. El monitor de Neutrones	33

2. TORMENTAS ELÉCTRICAS.

2.1. Origen de las tormentas eléctricas	37
2.2. Características principales	41
2.2.1. Distribución de los cuerpos de precipitación en tormentas eléctricas	41

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

E

2.2.2.	Aspectos de la estructura de las tormentas eléctricas	43
2.2.3.	Mecanismos de electrificación de nubes	45
2.2.3.1.	Mecanismo de captura de iones	
2.2.3.2.	Carga inductiva de partículas en colisión	
2.2.3.3.	Mecanismos no inductivos	
2.2.3.4.	Electrificación por corrientes externas	
2.2.4.	Estructura de la carga en las tormentas eléctricas	50
2.3.	Mediciones de campos eléctricos asociados a tormentas eléctricas	53
2.3.1.	Campo eléctrico durante la electrificación inicial	53
2.3.2.	Campo eléctrico después de la electrificación inicial	54

3. TEORÍA DE DORMAN ACERCA DE LOS EFECTOS DE UN CAMPO ELÉCTRICO EN LA INTENSIDAD DE RAYOS CÓSMICOS EN UN MONITOR DE NEUTRONES.

3.1.	Producción de muones en chubascos atmosféricos de rayos cósmicos	58
3.2.	Efecto del campo eléctrico atmosférico en la componente muónica de los rayos cósmicos	61
3.2.1.	Expresión general	61
3.3.	Efecto del campos eléctrico atmosférico en un monitor de neutrones	65
3.3.1.	Variaciones esperadas en la razón de conteo del monitor de neutrones	66
3.3.2.	Expresión general para el efecto del campo eléctrico atmosférico en muones suaves	67

4. ESTUDIO DE CASOS.

4.1.	Introducción	71
4.2.	Primera selección de datos	72
4.3.	Análisis espectral	74
4.4.	Análisis de datos en bloque	81
4.5.	Análisis para tormentas aisladas	88

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

4.6. Análisis de épocas superpuestas	96
5. CONCLUSIONES	102
APÉNDICE A. TRANSFORMADA DE FOURIER.	107
REFERENCIAS.	110

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

G

CAPÍTULO 1

RAYOS CÓSMICOS

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1.1. COMPOSICIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

Los rayos cósmicos son partículas ionizadas que consisten de núcleos de átomos: donde los procesos de aceleración de las partículas arrancan los electrones de los átomos, dejando sólo núcleos y electrones aislados. Estas partículas son producidas por fuentes estelares, como el sol, las supernovas y sus remanentes, las estrellas de neutrones, los hoyos negros, los núcleos activos de galaxias, las radio galaxias y tal vez algunas otras fuentes hasta hoy desconocidas.

Cerca del 93% de los rayos cósmicos son núcleos de hidrógeno (protones), un 6% son núcleos de helio (partículas α) y el restante 1% son núcleos de elementos más pesados.

La abundancia de rayos cósmicos primarios (partículas que inciden sobre el tope de la atmósfera) es esencialmente diferente de la abundancia de núcleos en el universo (tabla 1.1) y (Figura 1.1). La diferencia es mayor para núcleos ligeros (Li, Be, B).

Tabla 1.1. Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria y en el Universo. La composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón. Estos datos son consistentes solo hasta 10^{16} eV. (Tomado de: Otaola & Valdés-Galicia, 1995).

Grupo	Elemento	Número atómico Z	Porcentaje de abundancia de los RC	Porcentaje de abundancia cósmica AC	Razón RC/AC
Protón	H	1	93	90.7	>1
Alfa	He	2	6.3	9.1	0.7
L	Li, Be, B	3 - 5	0.10	4×10^{-7}	3×10^5
M	C, N, O, F	6 - 9	0.42	0.14	3
II	Ne - K	10 - 19	0.14	0.054	10
VII	Ca - Zn	20 - 30	0.04	2×10^{-3}	20
VVII	Ga - U	31 - 92	2×10^{-6}	10^{-6}	2
SH	> U	110	?	?	?

Además de los núcleos normales se encuentran en los rayos cósmicos algunas partículas de antimateria, como los antiprotones (aproximadamente 200) con energías cercanas a 1 GeV, que fueron encontrados con el AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) en junio de 1998, (http://web.ngdc.noaa.gov/stp/solar/cosmic_rays/cosmic.html).

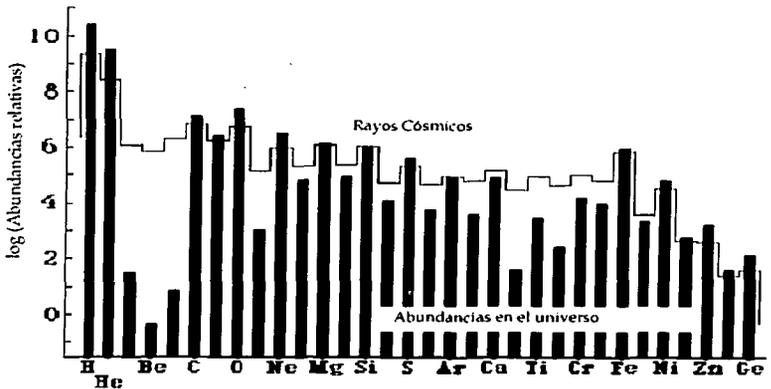


Figura 1.1. Abundancia relativa de elementos en los rayos c3smicos y en el universo. (Tomado de: http://www.physics.utah.edu/research/cosmic_web/index.html).

1.2. ESPECTRO DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

El espectro diferencial de energía de los rayos cósmicos está basado en mediciones obtenidas con diferentes instrumentos cubriendo un rango de energía de 10^9 a 10^{20} eV. (La mayor energía detectada en un rayo cósmico es de 3.2×10^{20} eV.).

Este espectro (figura 1.2) muestra que la relación entre el flujo de rayos cósmicos y la energía es potencial, con una ley de potencia dada por la ecuación (1.1).

Como primera aproximación, el flujo de rayos cósmicos energéticos es isotrópico cerca de la Tierra.

$$I(E) \propto E^{-\gamma} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.1)$$

en donde γ es el llamado índice espectral y es la principal característica del espectro.

La figura 1.3 muestra el espectro diferencial de energía para diferentes especies de rayos cósmicos, donde se observa que los espectros son similares entre sí, lo que indica muy probablemente que las partículas fueron aceleradas por los mismos procesos.

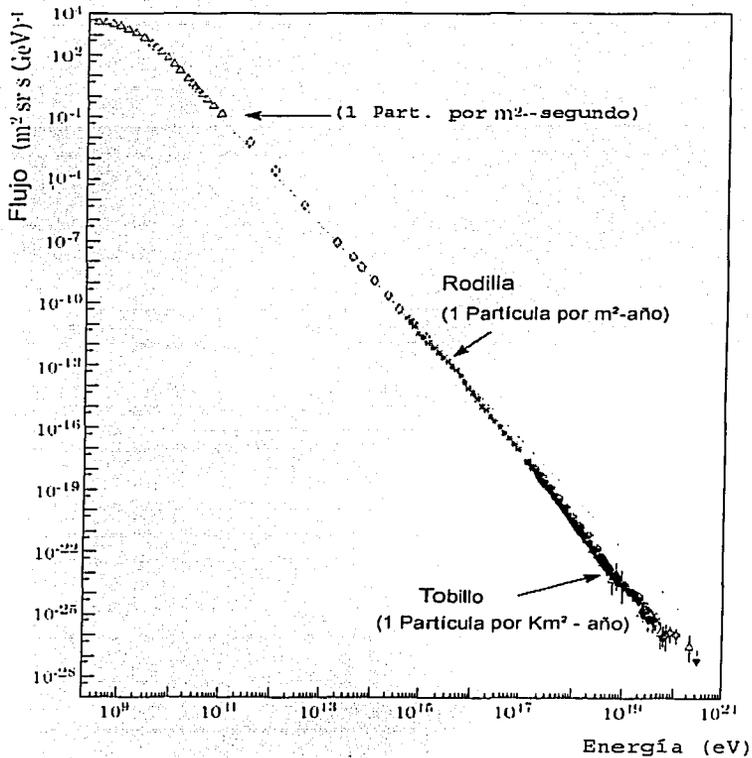


Figura 1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

El espectro de rayos cósmicos consiste de diferentes partes:

- Partículas con energías por debajo de 20-50 GeV, las cuales están sujetas a la modulación solar.
- En el rango de 10^{10} - 10^{15} eV, el espectro sigue una ley de potencias con índice espectral $\gamma \approx 2.7$.
- Aproximadamente a los 10^{15} eV, cambia la pendiente del espectro, haciéndose más pronunciada, con $\gamma \approx 3.1$. (Figura 1.2). Esto se conoce como la "rodilla". Al multiplicar el espectro por $E^{2.5}$ se puede observar el cambio de pendiente en la rodilla más claramente (figura 1.4).
- Dentro del rango 10^{15} - 10^{20} eV, el espectro sigue una ley de potencia con $\gamma \approx 3.1$.
- El espectro comienza a aplanarse nuevamente para energías de alrededor de 10^{20} eV. Esto se conoce como el "tobillo" del espectro. La fuente de éstas partículas en éste rango de energía es desconocida, aunque muy probablemente se trata de la transición entre RC galácticos y extragalácticos.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

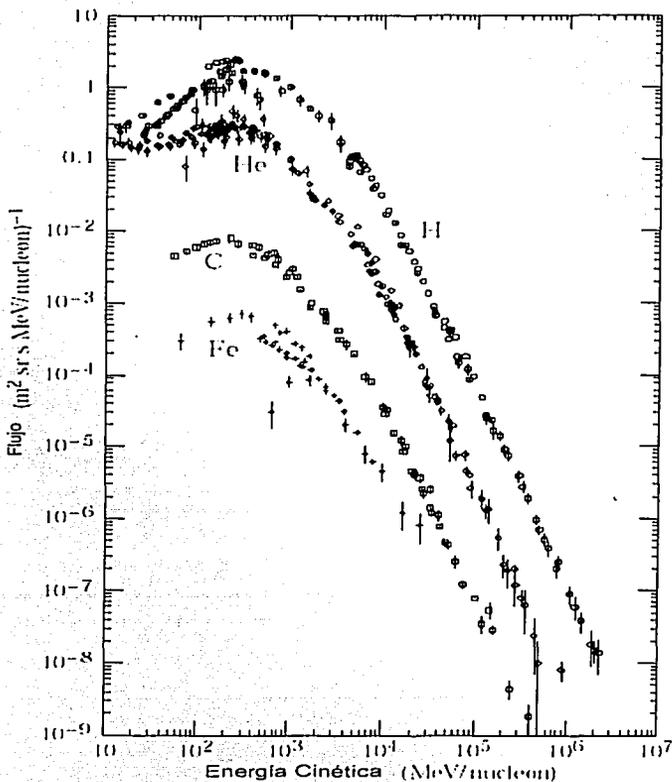


Figura 1.3. Espectro diferencial de algunas especies de rayos c3smicos cerca de la tierra.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

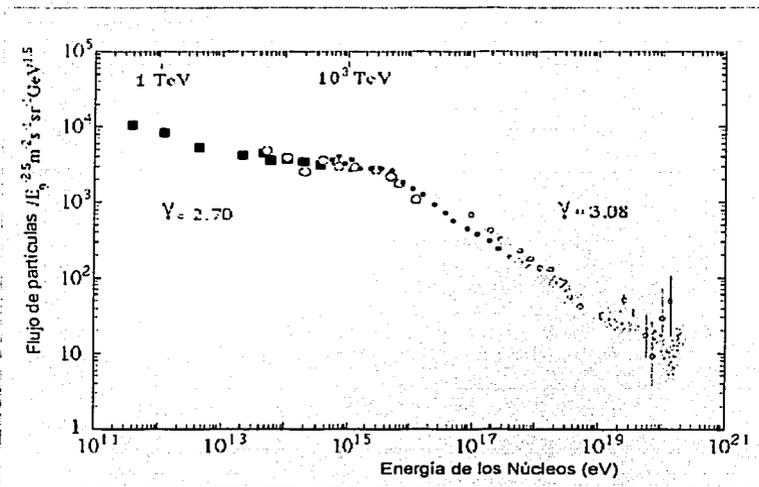


Figura 1.4. Espectro diferencial multiplicado por $E^{2.5}$ (Berezinskii, 1990).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1.3. MODULACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS POR EL SOL Y EL CAMPO GEOMAGNÉTICO.

Los rayos cósmicos (RC) están influenciados por el viento solar y el campo magnético interplanetario cuando entran a la heliosfera. Esta influencia se observa en el cambio de la intensidad del flujo y en el espectro de los RC, el cambio de la intensidad es llamada modulación solar (o heliosférica) de RC. La amplitud de la modulación depende del nivel de la actividad solar, resultando en una ciclicidad de 11 años en la intensidad de los RC. La amplitud de la modulación es muy diferente para diferentes energías de los RC, por ejemplo, la modulación es sólo un pequeño porcentaje del ciclo solar para partículas con energías de decenas de GeV/nucleón, mientras que puede ser un factor muy importante para partículas de 300 MeV.

La teoría de la modulación solar está bien desarrollada y está basada en la teoría de transporte (Parker, 1965). La ecuación de transporte se escribe, en términos generales, de la siguiente manera:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\mathbf{V} + \mathbf{v}_D) \cdot \nabla f + \nabla \cdot (\mathbf{K}^{(S)} \cdot \nabla f) - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln P} \quad (1.2)$$

donde $f(r, P, t)$ es la función de distribución de los rayos cósmicos (la densidad en el espacio fase o el número de partículas por unidad de volumen en el espacio fase ($d^3r d^3p$) promediada sobre las direcciones del movimiento de las partículas), P es la rigidez, r es la distancia al Sol y t es el tiempo. \mathbf{V} es la velocidad del viento solar dirigida radialmente (comúnmente \mathbf{V} se toma como 400 km s^{-1} en el plano eclíptico a la altura

de la Tierra y se supone que se incrementa conforme aumenta la latitud). (\mathbf{K}) es el tensor de difusión que puede ser dividido en una parte simétrica $\mathbf{K}^{(S)}$ y una parte antisimétrica $\mathbf{K}^{(A)}$. La parte simétrica está relacionada con la difusión y la antisimétrica está relacionada con el gradiente y la deriva de curvatura. El siguiente vector:

$$\mathbf{v}_D = -\nabla \times \mathbf{K}^{(A)} \cdot \frac{\mathbf{B}}{B} \quad (1.3)$$

es la velocidad de deriva del centro guía promediada sobre el ángulo de paso.

El primer término del lado derecho en la ecuación 1.2 incluye la convección exterior de rayos cósmicos debida al viento solar y la deriva de partículas debida a la curvatura y el gradiente del campo magnético interplanetario. El segundo término describe la difusión y el tercer término la pérdida de energía adiabática.

En el sistema coordenado, determinado por el campo magnético interplanetario, el tensor de difusión puede escribirse de la siguiente forma:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} k_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & k_T \\ 0 & -k_T & k_{\perp} \end{pmatrix} = \mathbf{K}^{(S)} + \mathbf{K}^{(A)} \quad (1.4)$$

La parte simétrica del tensor de difusión incluye los coeficientes de difusión paralelos (k_{\parallel}) y el perpendicular (k_{\perp}) al campo magnético promedio. El término antisimétrico k_T representa el coeficiente de deriva (Fisk, 1979).

Comúnmente la ecuación de transporte se resuelve numéricamente comenzando con un modelo de espectro interplanetario en la frontera externa de la heliosfera, donde la heliosfera se define como la región del

espacio interestelar con simetría esférica y un radio aproximado de 100 UA que está controlada por el Sol mediante el flujo del viento solar.

Los parámetros se determinan adecuando el modelo a los datos observados.

1.3.1. VARIACIONES EN LA INTENSIDAD DE RAYOS CÓSMICOS DEBIDAS AL SOL.

La intensidad de los RC ($E \leq 50$ GeV) no es constante y cambia continuamente en diferentes escalas de tiempo, debido a las irregularidades magnéticas provocadas por la turbulencia en el viento solar, las cuales se derivan de fenómenos solares.

Los RC fuera de la heliósfera tienen una distribución presumiblemente isotrópica y al ingresar a la misma interactúan con el viento solar; por lo que su propagación en el medio interplanetario depende de las irregularidades en el campo magnético, lo que genera variaciones en la intensidad de los RC (modulación solar).

Las variaciones correspondientes a los RC fuera de la magnetósfera de la tierra son periódicas y esporádicas. Periódicas son las variaciones diurnas de la intensidad de los RC y el efecto de la modulación del ciclo solar. Variaciones esporádicas son los decrecimientos Forbush y los decrecimientos en la intensidad de los RC debidos a nubes magnéticas. Las variaciones de 27 días son una combinación de efectos periódicos (rotación solar) y esporádicos (flujo de larga duración del viento solar rápido).

1.3.1.1. Variación de 11 años.

La intensidad de RC muestra variaciones de 11 años en anti-fase con la actividad solar (figura 1.5).

Las condiciones magnéticas de la heliosfera cambian conforme avanza el ciclo solar; de este modo las Irregularidades del campo magnético interplanetario varían, lo que provoca que la intensidad de RC también lo haga.

El mecanismo generador de esta variación se debe al equilibrio entre la convección generada por el viento solar (VS), que produce estructuras de gran escala que afectan partículas en un rango de energías menores a 35 GeV, la continua difusión de partículas cósmicas a lo largo de las líneas de campo magnético y a la deriva experimentada por los RC al moverse en el campo magnético con gradientes y curvaturas.

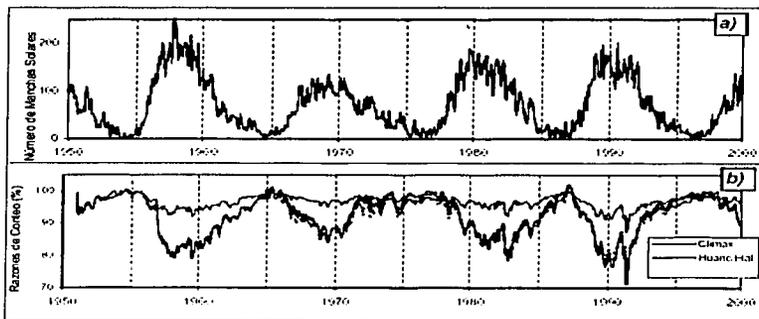


Figura 1.5. Modulación solar de rayos cósmicos (variación de 11 años). (Tomada de: <http://www oulu.fi/~spaceweb>).

- a) Número de manchas solares como índice de actividad solar.
- b) Razones de conteo de diferentes monitores de neutrones.

Al aumentar el número de manchas solares, la intensidad de la radiación cósmica decrece y viceversa; la reducción total en el nivel de radiación es de alrededor de 20%, con algunas diferencias de ciclo a ciclo. Las partículas de más baja rigidez serán las que con mayor dificultad se internarán en el medio interplanetario y, por tanto, la variación de 11 años, será mayor en estaciones polares que en estaciones ecuatoriales.

1.3.1.2. Variación de 13.5 y 27 días.

Se deben a asimetrías de larga duración de las estructuras del viento solar. Valdés y Dorman (1997) trabajaron sobre estas variaciones en relación con la hoja de corriente heliosférica. Concluyeron que la variación de 13.5 días mantiene una mejor correlación con la hoja de corriente y que la variación de 27 días está dada por una combinación entre la inclinación de la hoja de corriente heliosférica y algunos fenómenos recurrentes de la actividad solar, los cuales se manifiestan por la rotación, como son los flujos de alta velocidad. Por ejemplo, Richardson y Col. (1996) publicaron una variación entre la densidad de RC y los flujos corrotantes de alta velocidad en la heliósfera, donde concluyeron que estos flujos están acompañados de un decrecimiento en la densidad de iones con energías mayores de 60 MeV/nucleón.

1.3.1.3. Variación diurna.

La variación diurna es una variación del tipo sinusoidal de la intensidad de RC y se debe a la anisotropía del flujo de RC locales y, en menor medida, a la traslación de la Tierra alrededor del Sol. Esta variación

se observa si se analiza el primer armónico de la descomposición en series de Fourier de la intensidad registrada, la cual presenta un máximo alrededor de las 18 hrs. en tiempo local.

Esta variación está superpuesta a la de 11 años. Forman y Gleeson (1975) mostraron que los RC podrían corrotar con el campo magnético interplanetario. A 1 UA éste presenta una velocidad del orden de 400 km s^{-1} en la misma dirección que el movimiento orbital de la Tierra (30 km s^{-1}).

Así, los RC alcanzarán la Tierra en 18 hrs. tiempo local, como se muestra en la figura 1.6.

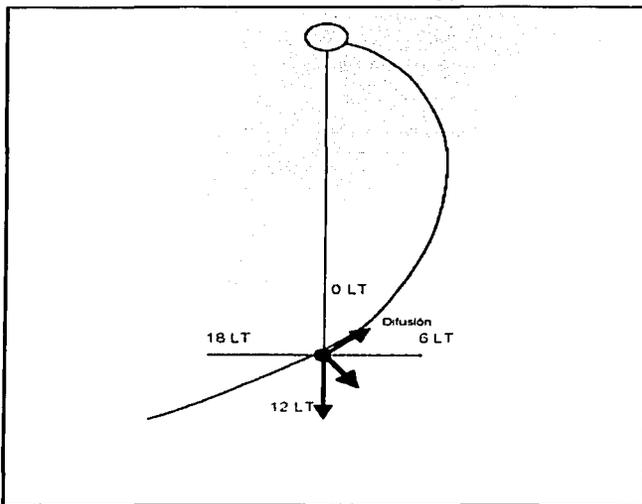


Figura 1.6. Un esquema de la anisotropía diurna de los rayos cósmicos.

1.3.1.4. Anisotropía largos norte-sur.

Compton y Getting (1935) analizaron datos de una cámara de ionización para una variación sideral y encontraron que la cresta de la variación tenía una fase aproximadamente a las 20 hrs. tiempo local. Las observaciones fueron hechas en el hemisferio norte. Claramente existió una anisotropía con una dirección fija relativa al fondo sideral y no a la línea Sol-Tierra, como para la anisotropía diurna. Jacklyn (1966) estudió la variación diurna sideral, utilizando dos telescopios (uno apuntando al hemisferio norte y el otro al hemisferio sur). El del hemisferio sur observó un máximo en la fase de 6 hrs. tiempo local, mientras que el norte observó un máximo a las 18 hrs. Swinson (1970) atribuyó ésta variación al campo magnético interplanetario dependiente y directamente perpendicular al plano eclíptico. La corriente de partículas en dirección perpendicular a la eclíptica fue descrita por Berkovitch (1969) reconoció que la anisotropía puede tener un componente en el plano ecuatorial. La figura 1.7 muestra como la anisotropía norte-sur surge de las órbitas de giro de las partículas alrededor del campo magnético interplanetario. Cuando la Tierra está sobre un lado de la hoja neutra (en un sector) habrá un componente del campo paralelo a la órbita de la Tierra (figura 1.7). Como la hoja neutra rota, la Tierra pasa dentro del siguiente sector solar y éste componente del campo se invierte. La dirección de giro de las partículas sobre el campo se invierte con la inversión del campo. Así, un gradiente radial está presente y hay una alta densidad de RC más alejados del sol. Por lo tanto, la región de alta densidad alternativamente alimenta el Sur y el Norte.

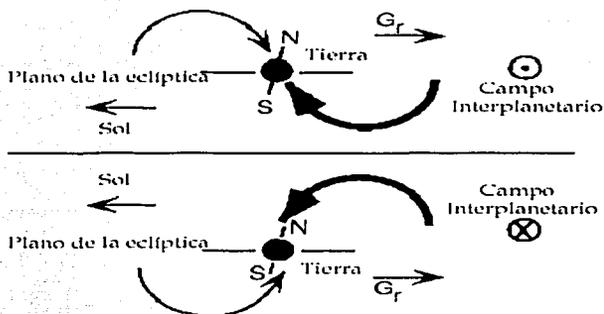


Figura 1.7. Representación de la anisotropía norte-sur y su dependencia sobre la dirección del campo magnético interplanetario.

La anisotropía simplemente surge de un flujo $\mathbf{B} \times \mathbf{G}_r$, donde \mathbf{G}_r representa el gradiente radial de las partículas. El flujo de partículas perpendicular al plano de la eclíptica no está alineado con la rotación axial de la Tierra.

1.3.1.5. Decrecimiento Forbush.

Descubierto por S. Forbush (Forbush, 1938), esta variación es la más espectacular de la radiación cósmica. Este decrecimiento es repentino y la intensidad de RC decae hasta un 30% durante algunas horas, seguido por una recuperación gradual que puede durar algunos días o semanas. Por su carácter de tiempo universal, esta variación se detecta en todas las estaciones de la Tierra al mismo tiempo.

Los decrecimientos Forbush (figura 1.8) son debido a choques interplanetarios que pasan por la órbita de la Tierra, produciendo una barrera efectiva a los RC. Este choque colecta partículas al frente del

mismo e incrementa la dispersión de partículas, provocando que en la densidad de RC se vea un pequeño incremento, justo antes de un decrecimiento Forbush. Se ha establecido que estos decrecimientos tienen una extensión espacial y han sido observados hasta a 50 UA del Sol.

Esta variación suele ocurrir en asociación con tormentas magnéticas, aunque la relación no es uno a uno. Estos decrecimientos pueden estar asociados con eyecciones de plasma coronal de altas velocidades como consecuencia de una fulguración solar o de la desaparición de un filamento (EMC). La mayoría de los estudios han concluido que la causa de éstos decrecimientos son las ondas de choque generadas en las eyecciones de masa coronal (EMC), las cuales actúan como un escudo o barrera magnética al paso de los RC. Así, cuando el punto de observación está fuera de la región del choque comienza a recuperarse gradualmente la intensidad de partículas. (Belov et al., 2001)

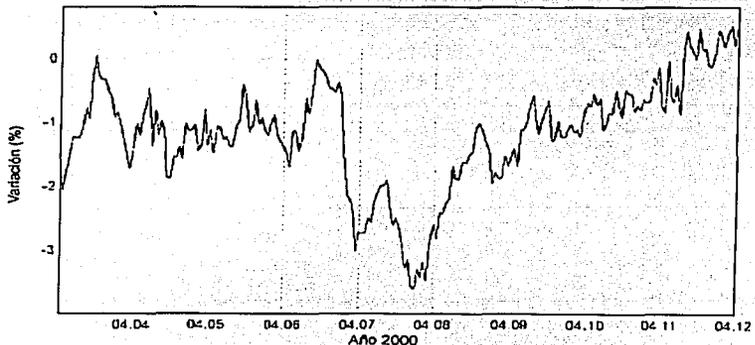


Figura 1.8. Un ejemplo de decrecimiento Forbush en la intensidad de RC.

(Tomada de: [http://www.oulu.fi/~ spaceweb](http://www.oulu.fi/~spaceweb))

1.3.2. VARIACIONES DE LA INTENSIDAD DE RAYOS CÓSMICOS DEBIDAS AL CAMPO GEOMAGNÉTICO.

Como Los RC son partículas cargadas, su propagación cerca de la Tierra es afectada por el campo geomagnético. La dirección de una partícula entrando a la atmósfera es frecuentemente muy distinta a la dirección original de la partícula fuera de la magnetosfera de la Tierra, en el espacio interplanetario. Un ejemplo de la trayectoria de una partícula se muestra en la figura 1.9.

La idea de encontrar la dirección original para una trayectoria resulta en el concepto de dirección asintótica. Esta es la dirección que el RC que entra debe tener en el espacio interplanetario para alcanzar un punto en la Tierra.

El campo geomagnético impide a las partículas de baja energía alcanzar la superficie. En presencia de un campo magnético una partícula cargada gira alrededor de las líneas de campo, debido a la fuerza de Lorentz. El radio de giro de la partícula depende de su energía y de la intensidad del campo magnético. La resistencia de una partícula cargada a girar en un campo se define como su rigidez magnética. De este modo, una partícula con mayor energía tendrá una rigidez mayor.

Ahora, si p representa el momento lineal de la partícula, Ze la carga eléctrica, B la intensidad del campo magnético y c la velocidad de la luz, el radio de giro de la partícula (r_g) se determina por la relación:

$$r_g = \left(\frac{pc}{Ze} \right) \frac{1}{Bc} = \frac{R}{Bc} \quad (1.5)$$

donde R es la rigidez magnética de la partícula. En ésta relación se nota que a mayor rigidez, mayor será el radio de giro. Para partículas relativistas R es la energía cinética de las mismas por unidad de carga.

Por lo tanto, las partículas de mayor energía no sentirán las primeras líneas del campo magnético hasta encontrar líneas de mayor intensidad y las partículas de menor energía girarán cerca de las primeras líneas de campo, ya que mantienen un radio de giro menor. Así, las partículas menos energéticas entrarán por los polos o por zonas de alta latitud, mientras que las de mayor energía podrán alcanzar zonas más ecuatoriales. De este modo, existe un valor de rigidez umbral para cada punto de la Tierra, esto significa que para que una partícula pueda alcanzar un lugar determinado en la superficie, requiere de una energía (rigidez) mínima.

Esto lleva al concepto de corte geomagnético, lo que implica una rigidez umbral para los RC que puedan alcanzar una cierta posición geográfica. En primera aproximación, la rigidez de corte geomagnético es calculada por la siguiente fórmula empírica:

$$R_{cut}(\gamma, \lambda) = 60 \frac{\cos^4 \lambda}{\left(\sqrt{(1 + \cos \gamma \cos^3 \lambda)} + 1\right)^2} \quad (1.6)$$

donde R_{cut} está expresada en GV, λ es la latitud geomagnética de la estación y γ es el ángulo de arribo de la partícula (RC). Para $\gamma=90^\circ$, $\cos(\gamma)=0$, la expresión para la rigidez es simple:

$$R_{cut} = 15(\cos \lambda)^4 \quad (1.7)$$

y es llamado el corte geomagnético vertical. La distribución de éste corte se muestra en la figura 1.11.

Ahora, como la rigidez umbral es mayor para un punto cercano al ecuador que para uno cercano a los polos, se sabe que entra un mayor número de RC por zonas polares que por ecuatoriales, lo que implica que es menor el número de RC muy energéticos que ingresan a la Tierra, tal como se muestra en la figura 1.10.

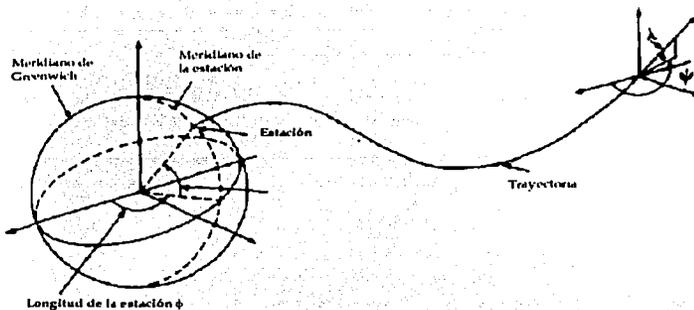


Figura 1.9. Ejemplo de la trayectoria de un RC en la magnetósfera de la tierra.

La intensidad total de RC por contador de neutrones como una función del corte geomagnético se muestra en la siguiente figura:

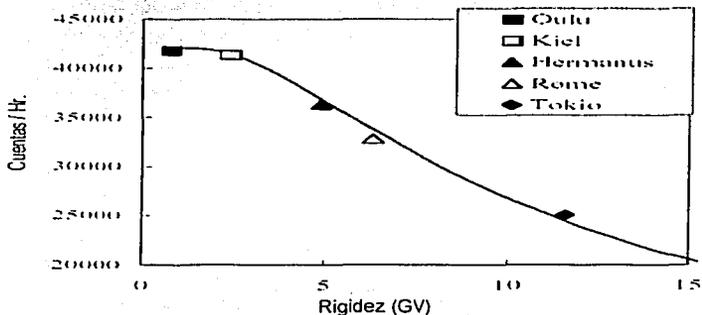


Figura 1.10. Intensidad de RC en diferentes monitores contra corte geomagnético para 1992. (Tomada de: <http://astro.physics.macalester.edu>).

En la figura 1.11 se puede observar que las coordenadas geomagnéticas no coinciden con las coordenadas geográficas debido a dos efectos, primero, el eje del dipolo magnético está inclinado con respecto al eje de rotación de la Tierra aproximadamente 11.2° . Segundo, el centro del dipolo está desviado con respecto al centro de la Tierra aproximadamente 534 km en la dirección de $\approx 22^\circ$ norte y $\approx 144^\circ$ este (cerca de la India), donde existe una región de campo magnético reducido (aumentando el flujo de RC), que es llamada anomalía sur-atlántica.

1.4. EFECTOS ATMOSFÉRICOS DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

1.4.1. CHUBASCO ATMOSFÉRICO.

La cantidad promedio de materia por unidad de área atravesada por un RC en la atmósfera (antes de una Interacción nuclear) es ≈ 140 g cm^{-2} . La cantidad de materia en la atmósfera de la Tierra es 1033 g cm^{-2} (atmósfera promedio). Por lo tanto, es muy improbable que un RC primario pueda alcanzar la superficie de la Tierra. Los RC sufren una serie de colisiones e interacciones, formando lo que se conoce como chubasco atmosférico (figura 1.12). Los chubascos atmosféricos consisten de tres componentes principales:

- La llamada componente suave o electromagnética, la cuál consiste de electrones, positrones y fotones, debidos al decaimiento de los piones neutros (π^0).

El mesón más común que es producido en un chubasco de RC es el plón. Los piones son de corta vida y decaen antes de llegar a Tierra. Los piones cargados decaen en muones de la misma carga, produciendo la mayoría de los muones observados en tierra.

- La segunda es llamada la componente dura o muónica. Esta consiste de muones. En la actualidad se sabe que los muones no interaccionan fuertemente y pertenecen, junto con los electrones, las tau (τ) y los neutrinos, a las partículas con interacciones débiles, las cuales son llamadas leptones. Los mesones son partículas que responden a interacciones fuertes.



• La tercera componente es la nucleónica, la cuál consiste en su mayoría de neutrones y protones. Las características de los constituyentes del chubasco están dadas en la tabla 1.2.

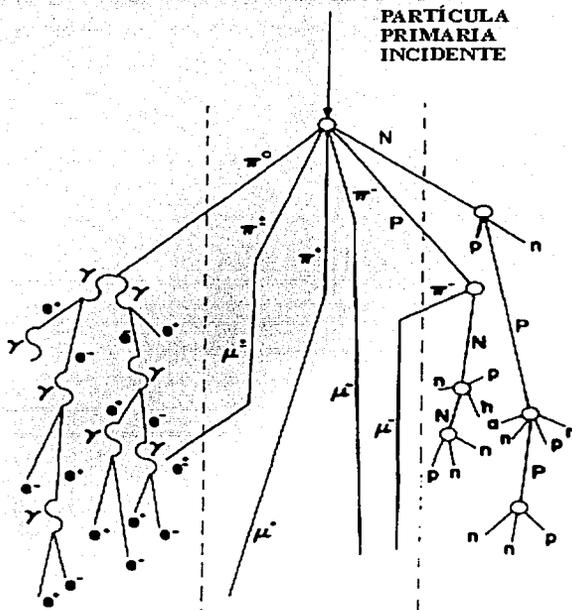


Figura 1.12. Un esquema de la cascada o chubasco atmosférico. (Tomada de: Otaola & Valdés-Galicia, 1995)

Tabla 1.2. Partículas en una cascada producida por rayos cósmicos.

Partícula	Interacción			Masa (MeV)	Tiempo de vida	Materia atravesada (g/cm ²)
	Electromagnética	Fuerte	Débil			
Pión	X	X		≈ 134	≈ 26 ns	≈ 115
Muón	X		X	≈ 106	≈ 2μs	≈ 260
Neutrón		X		932	12 min.	≈ 140
Protón	X	X		938	Estable	≈ 110
Electrón	X			0.511	Estable	≈ 100
Fotón	X				Estable	

Recientemente, han sido detectadas cascadas de muones de varias decenas de kilómetros, lo que implica que la energía del RC primario fue del orden de 10^{20} eV.

El flujo de diferentes componentes en la superficie se muestra en la figura 1.13. La componente neutrónica, consistente en neutrones supratérmicos, es muy significativa. Esta componente es detectada por monitores de RC en tierra (llamados monitores de neutrones). La otra componente importante es la muónica. Esta domina en energías superiores a 100 MeV. A bajas energías el flujo de muones decrece muy rápidamente por decaimiento. El flujo de muones es muy sensitivo a la estructura atmosférica (altura de la primera colisión). El flujo de protones es similar al de neutrones para energías superiores a 1 GeV, pero es más pequeño para bajas energías, ya que los protones térmicos causan ionización.

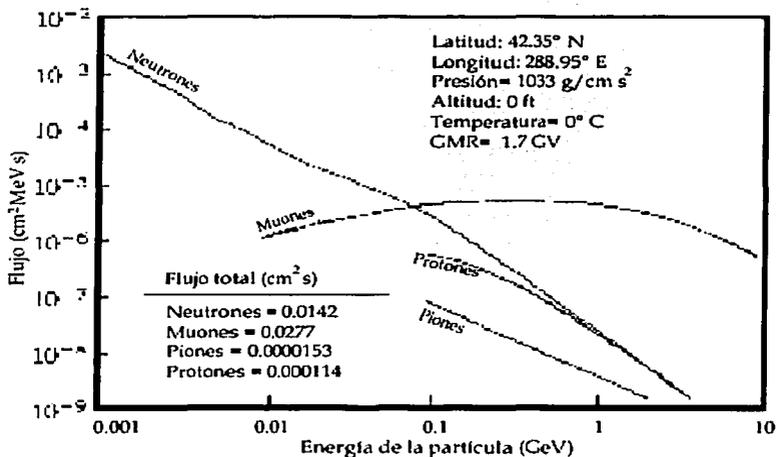


Figura 1.13. Flujo de diferentes componentes de la cascada atmosférica.

1.4.2. VARIACIONES EN LA INTENSIDAD DE RAYOS CÓSMICOS DEBIDAS A LA ATMÓSFERA.

Conforme la radiación cósmica secundaria atraviesa la atmósfera, su composición se ve afectada debido a la interacción con las partículas atmosféricas. Esta interacción está en función de distintos parámetros que afectan a esta última, como son la temperatura y la presión. Por lo tanto, si las condiciones atmosféricas varían, entonces debe variar también la intensidad de partículas secundarias registradas en detectores en tierra, aunado a las variaciones geomagnéticas antes mencionadas.

Ahora, si un monitor localizado en tierra tiene una rigidez umbral R , entonces las partículas con menor rigidez umbral no podrán ser registradas en ese monitor. Suponiendo dicha rigidez umbral y que la presión atmosférica, en esa localidad es h_0 , entonces la intensidad de la radiación cósmica secundaria de la i -ésima componente (incluyendo las tres componentes, dura, suave y nucleónica) puede ser establecida por la ecuación (Dorman, 1974):

$$N_R^i(h_0) = \int_R^\infty D(R') n^i(R', h_0) dR' \quad (1.8)$$

donde $D(R)$ es el espectro diferencial de energía de la radiación primaria, $n^i(R, h_0)$ es la multiplicidad integral, que genera el número de partículas i , producidas por un RC primario de rigidez R a una presión h_0 . Como el espectro diferencial de energía y la multiplicidad integral pueden variar, las variaciones en la intensidad estarán dadas por:

$$\delta N_R^i(h_0) = -D(R) n_R^i(R, h_0) \delta R + \int_R^\infty D(R') \delta n^i(R', h_0) dR' + \int_R^\infty \delta D(R') n^i(R', h_0) dR' \quad (1.9)$$

Para obtener las variaciones relativas se divide la ecuación (1.9) entre (1.8):

$$\frac{\delta N_R^i(h_0)}{N_R^i(h_0)} = -W_R^i(R, h_0) \delta R + \int_R^\infty W_R^i(R', h_0) \frac{\delta n^i(R', h_0)}{n^i(R', h_0)} dR' + \int_R^\infty W_R^i(R', h_0) \frac{\delta D(R')}{D(R')} dR' \quad (1.10)$$

donde, $W_R^i(R', h_0) = \frac{D(R') n^i(R', h_0)}{N_R^i(h_0)}$ se conoce como el coeficiente de acoplamiento entre las variaciones primarias y secundarias.

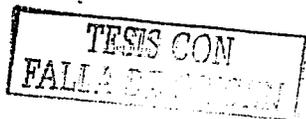
El primer término del lado derecho en la ecuación (1.10) determina las variaciones producidas por cambios en el umbral geomagnético, generadas por perturbaciones geomagnéticas.

El segundo término determina las variaciones relacionadas con el cambio de multiplicidad, generadas por las perturbaciones en la atmósfera terrestre, como son la temperatura, la presión y la densidad. El tercer término determina las variaciones asociadas con los cambios en el espectro de energía de los RC primarios antes de llegar a la atmósfera terrestre. En este trabajo nos ocuparemos principalmente de los segundos.

Las variaciones en la intensidad de los RC debidas a los cambios temporales atmosféricos se pueden dividir en cinco clases, las cuales son la temperatura, presión, humedad, gravedad y electricidad atmosférica.

1.4.2.1. Efectos debidos a la humedad.

Este efecto está relacionado con la cantidad de agua contenida en la atmósfera terrestre, la cual produce efectos de absorción de la radiación cósmica. El efecto de humedad puede producir variaciones en la intensidad de orden menor que las producidas por la temperatura (Dorman, 1957). Para ciertos lugares localizados en zonas más frías, este efecto puede ser relevante, debido a la acumulación de agua, en forma de nieve, por encima del detector, produciendo una absorción extra de partículas, lo que degenera en una variación en la intensidad de la radiación cósmica del orden de 0.1%. Este efecto se puede considerar estacional, debido a los cambios de humedad en cada estación.



1.4.2.2. Efecto debido a la gravedad.

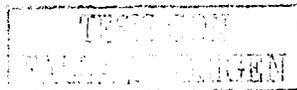
Este efecto es extremadamente pequeño. A nivel del mar existe una variación de $0.08\% / \text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$ de variación en la aceleración de la gravedad terrestre, (Dorman, 1975). Ahora, como en la realidad el valor de la gravedad dista mucho de mantener variaciones grandes, entonces el efecto que produce en la absorción de partículas puede ser despreciable.

1.4.2.3. Efecto debido a la electricidad atmosférica.

Este efecto se fundamenta en la Interacción del campo eléctrico atmosférico con las componentes secundarias cargadas de la radiación cósmica. El campo eléctrico atmosférico puede alcanzar una intensidad de 20 kV/m , (Dorman, 1987), lo que puede generar aceleraciones y desaceleraciones en la componente secundaria. Durante lluvia y tormenta fueron observadas pequeñas variaciones en la intensidad de rayos cósmicos por Alexeyenko (1984). Estas variaciones son de periodo corto, aproximadamente de 8 a 16 minutos de duración, generando intensidades del orden de 0.3% para muones con energías entre 20 y 90 MeV , (Alexeyenko, et. al., 1985). Estas variaciones han sido muy poco estudiadas y aunque de pequeña magnitud, son la motivación de este trabajo.

1.4.2.4. Efectos debidos a la presión.

Debido a la presión se generan tres efectos secundarios, que son absorción, decaimiento y generación. (Dorman, 1957). El de absorción se



genera por un incremento en la densidad del aire en la atmósfera (al aumentar la presión), lo que provoca que las partículas tengan que atravesar una mayor cantidad de masa, dando como consecuencia la disminución en su intensidad, por lo tanto es un efecto negativo. El efecto de decaimiento se genera por el incremento en la distancia del nivel de observación de la capa donde se generan los piones y los muones, esto se da por el incremento en la densidad, debido al aumento de presión atmosférica: efecto negativo. El tercer efecto es el de generación, el cual se debe al aumento en la producción de partículas secundarias, ya que al aumentar la presión aumentan las probabilidades de colisión: efecto positivo. Dorman, (1987), concluyó que el efecto de generación es despreciable al realizar observaciones al nivel del mar. Por lo tanto, el efecto total de la presión se puede considerar negativo.

1.4.2.5. Efecto debido a la temperatura.

El efecto de la temperatura se debe a la producción de partículas inestables y decae conforme se incrementa la altura sobre el nivel del mar.

Este efecto se fundamenta en la participación de piones y muones en la producción de nucleones y se divide en tres cadenas (figura 1.14): formación de neutrones por muones en un monitor, formación de neutrones por piones creados dentro del monitor y formación de neutrones por la participación de piones en la cascada atmosférica. (Dorman, 1974).

La segunda cadena, formación de neutrones por piones creados dentro del monitor, se debe a que los piones de baja energía producidos cerca del monitor pueden decaer o generar fisión nuclear, con la respectiva formación de neutrones. Así, al aumentar la temperatura disminuye la densidad atmosférica y se incrementa la probabilidad de decaimiento, lo que genera un decrecimiento de fisión nuclear por piones.

La tercera cadena, de formación de neutrones por piones en la cascada nuclear. Los piones se producen por la colisión de los protones primarios y generan o ayudan a generar neutrones, vía fisión nuclear o reacción con protones y como la fracción de piones depende de la energía de los protones primarios, éste proceso se complica, ya que pocos protones tienen la energía suficiente para producir esta cadena.

TESIS CON
FALLA DE CALIFICACIÓN

1.5. EL MONITOR DE NEUTRONES.

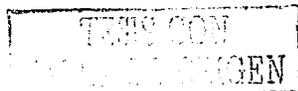
Se usa para detectar la componente nucleónica producida por la radiación cósmica primaria. La radiación primaria menos energética produce menos cantidad de neutrones y protones al interactuar con los núcleos atmosféricos. Estos nucleones producen a su vez nuevas desintegraciones nucleares y sus productos salen en todas direcciones.

Los neutrones son detectados por contadores proporcionales de trifluoruro de boro (BF₃) enriquecido con el isótopo B¹⁰ (96%), el cuál interactúa con los neutrones produciendo una radiación ionizante, mediante la siguiente reacción:



Para partículas de energía baja puede utilizarse a la atmósfera como moderador y para las de energía alta se utilizan moderadores integrados al instrumento hechos de carbón, parafina o plomo. Sin embargo, este método de detección responde a cualquier variación en la formación de neutrones rápidos en su vecindad, estas variaciones pueden ser causadas por fuentes radioactivas locales, movimiento de material pesado, caída de nieve, etc.

Estas dificultades se eliminan al hacer que los neutrones detectados sean producidos localmente en materiales condensados, colocados alrededor del contador. El número de neutrones producidos por un elemento es función del peso atómico y se denomina multiplicidad.



La razón de multiplicidad entre plomo y carbón es de 8 a 1 aproximadamente, por lo tanto, usando materiales de peso atómico alto como productor y un moderador local de neutrones, podemos excluir a la atmósfera como fuente y moderador de neutrones, logrando con esto un incremento en su producción.

El monitor de neutrones fue originalmente diseñado por J.A. Simpson (1953) y nombrado: monitor de neutrones IGY. Sin embargo, las necesidades de mayores tasas de conteo hicieron posible la aparición de un nuevo tipo de detectores los NM-64, que son de forma y dimensiones mayores al diseño de Simpson y que permiten también mejorar la resolución sobre la base de áreas o masas iguales de plomo, el nuevo detector (NM-64) es 3 veces más eficiente que el IGY. Un esquema del NM-64 se presenta en la figura 1.15.

El monitor consta de tres unidades que pueden ser independientes eléctricamente y que están separadas estructuralmente.

Cada unidad está compuesta de 1, 2, 3 ó 6 contadores BF₃ y cada monitor se identifica de acuerdo al número total de contadores (3NM64, 6NM64, 9NM64, 12NM64).

Las paredes de los contadores que pueden ser tan largas como sea conveniente, deben fabricarse con materiales de baja absorción de neutrones y además deben ser delgadas.

Cada contador está rodeado de un tubo de parafina o cera (\approx 2cm. de grosor), que actúa como moderador, es decir, su función es frenar o disminuir la energía de los neutrones para facilitar su captura por el BF₃.

El productor (fuente de neutrones) está hecho de plomo con una pureza del 99%, en forma de anillos de 10.2 cm. de grosor que rodean al moderador.

Por encima del productor y cubriéndolo se encuentra una capa de polietileno de baja densidad con 7.5 cm. de ancho cuyo propósito es

impedir la salida de neutrones producidos en el plomo (reflector). Esta capa sirve también para absorber los neutrones de baja energía provenientes de la vecindad del monitor, actuando así el reflector también como purificador.

La amplitud de los pulsos de salida de los contadores es del orden de milivolts, por lo tanto, antes del escalamiento de los pulsos para el registro es necesario amplificarlos y discriminar entre los producidos por partículas ionizantes débiles.

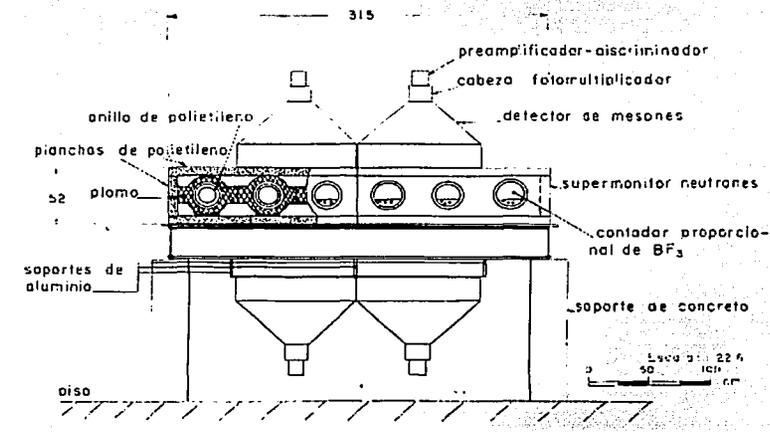


Figura 1.15. Esquema del monitor de neutrones.

Estos circuitos han sido diseñados para un mínimo de ruido en los registros de fondo, descargas eléctricas y están libres de variaciones debidas a la temperatura y a la edad del instrumento. El tamaño umbral de los pulsos del contador está entre 300 y 400 mV.



CAPÍTULO 2

TORMENTAS ELÉCTRICAS.

TESIS CON
FALLA DE CALIDAD

2.1. ORIGEN DE LAS TORMENTAS ELÉCTRICAS.

Se define una tormenta eléctrica como una nube que produce descargas eléctricas. La formación de una tormenta eléctrica es normalmente precedida por la acumulación de nubes que forman las grandes cumulonimbos. Cuando estas últimas nubes se han desarrollado hasta alcanzar algunos kilómetros de radio y se encuentran aproximadamente a 10 km de altura, las descargas eléctricas comienzan a aparecer. La formación de las tormentas requiere de una capa de aire caliente y húmedo debajo de una capa de aire frío y seco (para que se puedan generar las corrientes de convección), de éste modo se llevan a cabo las etapas de formación de la tormenta.

El ciclo de vida de una celda de tormenta eléctrica esta clasificada en tres etapas, (Byers, 1959) y se muestra en la Figura 2.1:

Etapas de cúmulo: La celda se forma por la acumulación de nubes y se caracteriza por una corriente ascendente a través de la celda que produce partículas de hielo y agua. Como esta corriente ascendente se eleva a través de la tropósfera, las partículas crecen en la corriente por una combinación de acumulación (las partículas más grandes atrapan a las más pequeñas al moverse) y condensación. Algunas partículas crecen lo suficiente como para que la corriente ascendente no las eleve, así comienzan a caer hacia la superficie terrestre. El arrastre de las partículas que caen forma una corriente descendente.

Etapas maduras: Comienza cuando la primera lluvia cae desde la base de la nube y alcanza la superficie. Durante esta etapa se incrementa la magnitud de la corriente ascendente y la celda continúa creciendo



verticalmente. Durante ésta etapa, la celda alcanza su máxima altura y el área horizontal de precipitación en la parte baja de la celda se incrementa. La corriente descendente, que comenzó en medias y bajas altitudes, crece horizontal y verticalmente.

Etapa de disipación: Comienza cuando el área de la corriente descendente se extiende completamente a través del nivel más bajo de la celda. Durante ésta etapa, la región de corriente descendente continúa creciendo. La corriente ascendente puede permanecer en la parte más alta de la tormenta, pero separada por aire de la parte baja y comienza a debilitarse. Debido al debilitamiento de la corriente ascendente, disminuye la condensación y deposición, provocando que la precipitación decrezca. Esto reduce la contribución de la precipitación a la corriente descendente y ésta comienza a decrecer también.

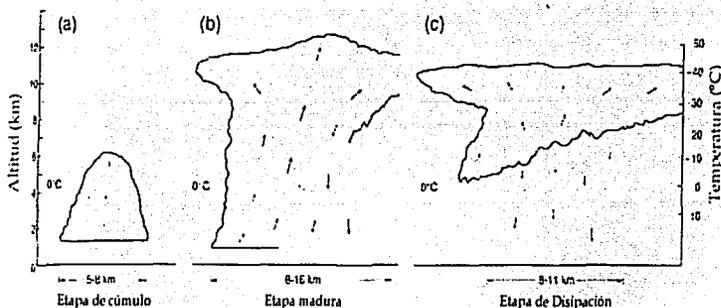
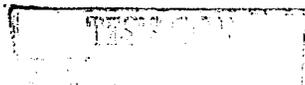


Figura 2.1. Etapas de una celda de tormenta: (a) la etapa de cúmulo, (b) la etapa madura, (c) la etapa de disipación.

Durante el desarrollo de la tormenta, los hidrometeoros (gotas, hojuelas de nieve, granizos) eléctricamente neutros son cargados por distintos mecanismos de electrificación. Por ejemplo: un congelamiento rápido de una gota esta acompañado por el rompimiento en pequeñas piezas de la cubierta de hielo que pueden ser eléctricamente cargadas. En respuesta, la gota (inicialmente neutra) se carga eléctricamente, (Kochin, 1996). De la misma forma, la corriente de aire que cubre una bolita de cristal de nieve descarga a las gotas cargadas, cargando así a la partícula de cristal de nieve con una carga de signo contrario, (Kochin, 1996), en este proceso se inducen campos eléctricos porque los portadores de las cargas de diferentes signos están cerca unos de otros, (ver sección 2.2.3).

En una tormenta eléctrica, la carga negativa se acumula en el centro de la nube y la carga positiva en la parte superior y sobre la superficie de la nube para generar el campo eléctrico que se muestra en la figura 2.2(a). Cuando el campo eléctrico se intensifica, los electrones presentes en la atmósfera pueden ser acelerados a energías tales que pueden arrancar electrones de las moléculas. De esta manera, los nuevos electrones libres chocan con más moléculas, tal que un gran número de electrones son liberados en un corto periodo de tiempo (algunos milisegundos). Entonces, una corriente eléctrica intensa puede fluir entre la superficie de la tierra y la nube o entre el tope de la nube y el centro de la misma. La formación de las descargas eléctricas o rayos implica la formación de un flujo electrónico líder o guía, cómo se muestra en la figura 2.2(b). Esta es un descarga de baja luminosidad, con una velocidad de propagación del orden de $1/1000 c$ (c es la velocidad de la luz).



Conforme los electrones se aproximan a tierra, un flujo de carga positiva se emite por objetos tales como árboles. Cuando el flujo guía y el flujo positivo emitido se conectan, la carga fluye a lo largo de la trayectoria de la guía y ocurre la descarga eléctrica.

A medida que los electrones chocan con átomos y moléculas del aire, éstos últimos absorben energía y son excitados, por lo cual tienen que emitir fotones para retomar su estado original de energía. Además, cómo el aire es súbitamente calentado por el paso de la intensa corriente eléctrica, se forma una onda de choque que genera un trueno. (Magono, 1980).

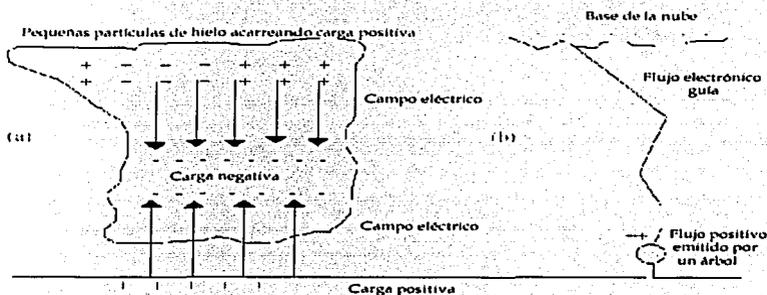


Figura 2.2. Formación de una descarga eléctrica.

2.2. CARACTERÍSTICAS PRINCIPALES.

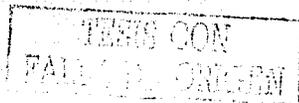
La mayoría de las tormentas eléctricas (TE) ocurren cuando existe calentamiento máximo en la atmósfera, lo que provoca que el aire sea inestable promoviendo la convección en la tormenta.

Las TE normalmente contienen varias celdas, cada una de ellas puede estar en una etapa diferente de crecimiento o disipación. El desarrollo de las subsecuentes celdas puede ser influenciado por el choque entre el flujo ascendente de aire caliente y el aire del medio ambiente, forzando a éste último a levantarse (debido a la diferencia de densidades), o por una región de convergencia que puede promover el desarrollo de nuevas celdas.

2.2.1. DISTRIBUCIÓN DE LOS CUERPOS DE PRECIPITACIÓN EN TORMENTAS ELÉCTRICAS.

Si la generación de carga y el mecanismo de acarreo difieren con diferentes cuerpos de precipitación, el conocimiento de la distribución de cada tipo de cuerpo en la tormenta es importante para comprender la electrificación de la TE.

El tipo de cuerpos presentes en una TE está determinado por la temperatura del aire, la humedad y la velocidad de la corriente ascendente. Un modelo de la distribución de estas partículas se da en la figura 2.3, que es una sección transversal de una celda de TE en su etapa madura. (Magono, 1980).



En este modelo, la mayoría del aire entra del fondo de la nube y asciende convergiendo en una corriente ascendente central. Cuando el aire alcanza la tropopausa, se esparce horizontalmente en un frente, debido a que la tropopausa es una capa estable sin corrientes de aire fuertes.

Las gotitas son producidas en el nivel de condensación en la base de la nube y crecen conforme son transportadas hacia arriba por la corriente ascendente. Algunas de estas pequeñas gotitas contienen núcleos congelados que son activos a aproximadamente -20°C y cuando las gotitas alcanzan éste nivel en la nube comienzan a congelarse y pueden caer contra la corriente ascendente, debido a que son muy grandes para ser acarreadas por ella.

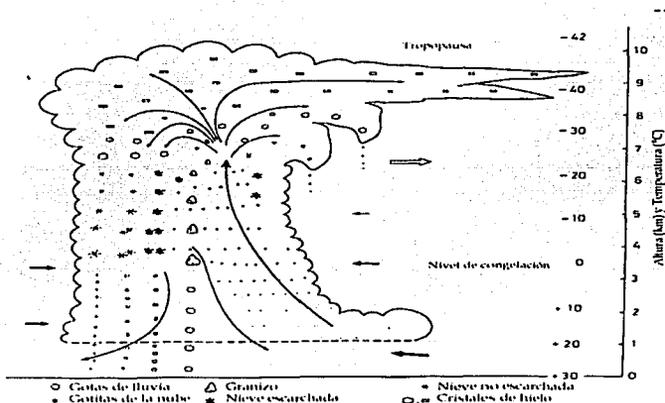


Figura 2.3. Distribución de elementos de precipitación en una celda de tormenta eléctrica, (Magono, 1980).

Conforme la corriente ascendente sube, su velocidad decrece, debido a que el tamaño de los cuerpos sin congelar se incrementa, por lo tanto, cuando la velocidad de la corriente descendente excede la de la corriente ascendente, estas partículas comienzan a caer a través de la nube. Conforme caen, crecen en distintos tipos de cristales de nieve dependiendo de la temperatura del medio ambiente y la humedad. Algunos forman pequeños copos de nieve por agregados. Los cristales y los copos se derriten en gotas de lluvia de varios tamaños conforme caen a través del nivel de derretimiento (que es la altura a la cuál los cristales y los copos de nieve comienzan a fundirse, hasta convertirse en gotas).

Cristales de nieve que caen dentro de una débil región de corriente ascendente serán capturados por gotitas congeladas y pueden convertirse en granizo suave, que forma grandes gotas de lluvia al alcanzar el nivel de derretimiento. Si el granizo suave parcialmente derretido cae dentro de una región de corriente ascendente nuevamente, entonces puede ser transportado y formar granizo antes que caiga finalmente a la superficie.

2.2.2. ASPECTOS DE LA ESTRUCTURA DE LAS TORMENTAS ELÉCTRICAS.

Como se muestra en la figura 2.4, conforme la tormenta se acerca, la presión del aire decrece gradualmente en la superficie, las variaciones en la temperatura son mínimas. Cuando la tormenta está ocurriendo, la presión se eleva 0.7 mb y la temperatura decrece aproximadamente 12°C. La lluvia es intensa y el viento sopla fuertemente, cambiando de dirección constantemente, (Fig. 2.4). La figura muestra las variaciones extremas generadas por una tormenta eléctrica en la atmósfera.



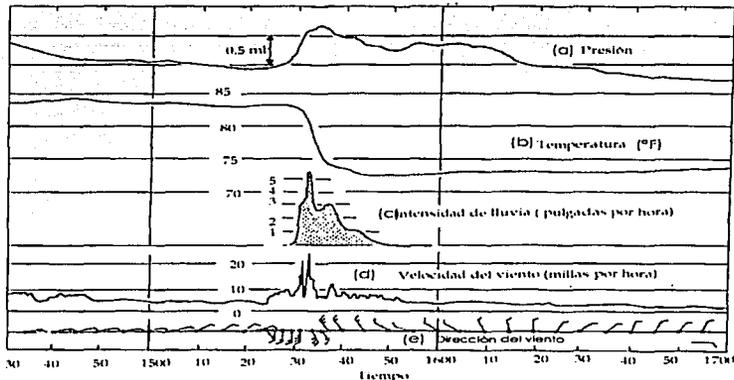


Figura 2.4. Valores del paso de una celda madura de tormenta eléctrica, (tomada de Magono, 1980). (a) curva de cambio de presión en mb. (b) curva de cambio de temperatura en °F. (c) Intensidad de lluvia en pulgadas/hr. (d) Velocidad del viento en millas/hr. (e) Dirección del viento, donde la punta de la cúña saliente marca la dirección y la mayor cantidad de marcas indica mayor intensidad del viento.

Estos cambios indican un área de convergencia del viento ascendente de la tormenta y un flujo de aire frío hacia abajo, lo que provoca la caída de la temperatura.

Es importante conocer la velocidad vertical del aire en una tormenta para entender la dinámica, los mecanismos de precipitación y la generación de carga.

Byers y Braham reportaron una velocidad máxima para una corriente ascendente de 30 m/s, en celdas en etapa madura de una tormenta. La velocidad descendente en esas celdas fue de 12 m/s, (Byers & Braham, 1948).

Abe reportó un incremento en la velocidad de la corriente ascendente en la TE de aproximadamente 8 m/s, (1950) mientras que Musil reportó velocidades verticales de 15 m/s, (1973).

2.2.3. MECANISMOS DE ELECTRIFICACIÓN DE NUBES.

2.2.3.1. Mecanismo de captura selectiva de iones.

Este mecanismo parte de las gotas de agua en la nube, estas gotas son cuerpos muy pequeños (radio promedio $\leq 100 \mu\text{m}$) al igual que los cristales de hielo, con una velocidad de caída $\approx 0.3 \text{ m/s}$, (MacGorman, 1998).

Las gotas, al precipitarse a través de la nube, pueden comenzar a polarizarse en un campo eléctrico. Si las gotas polarizadas interactúan con los iones que se mueven bajo la influencia del campo eléctrico y el viento, los iones del mismo signo de la parte baja de la gota serán repelidos y los de signo contrario serán atraídos y capturados. En la figura 2.5(a) y 2.5(c), los iones negativos son capturados en la parte baja de la gota.

Para este mecanismo, la velocidad de caída de los iones debe ser menor que la velocidad de caída de la gota. Si la velocidad del ión es mayor que la velocidad de caída de la gota, los iones de la misma polaridad que la parte baja de la gota pueden ser capturados en la parte alta de la gota. Así, los iones de ambos signos pueden ser capturados y la carga neta de la gota puede ser reducida o anulificada. En la figura 2.5(d), si los iones positivos tienen una velocidad mayor que la velocidad de caída de la gota, estos iones serán capturados en la parte superior de la gota.

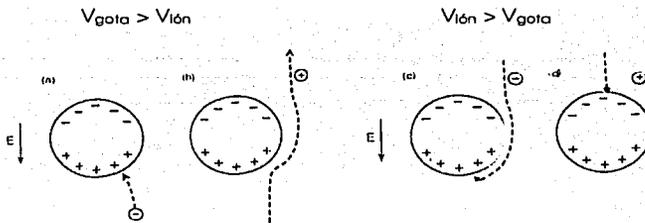


Figura 2.5. Captura selectiva de iones. (a) Colisión entre una gota de agua Polarizada en un E y un ion negativo. (b) Desviación de un ion positivo por una gota polarizada. (c) Desviación de un ion negativo por una gota polarizada y posterior captura. (d) Captura de un ion positivo por una gota polarizada.

Si los iones positivos son lentos, entonces no serán capturados, debido a que serán repelidos por la misma carga de la gota, Fig. 2.5(b). Este mecanismo es llamado mecanismo de captura selectiva de iones.

Como una gota gasta carga por la captura selectiva de iones, se reduce la atracción para carga adicional. Cuando los iones de la misma carga que la parte superior de la gota polarizada son capturados, la demarcación entre las cargas opuestas sobre la superficie de la gota se mueve hacia abajo. Eventualmente, el campo eléctrico no es lo suficientemente grande como para polarizar la gota, tal que no puede llevarse a cabo el proceso de carga nuevamente. En principio, si la captura selectiva de iones ocurre entre las regiones positiva y negativa de una tormenta eléctrica, la precipitación de partículas puede tender a capturar carga negativa, que puede incrementar la cantidad de carga en la región negativa de la tormenta eléctrica.

En la mayoría de las regiones de las TE con precipitación, las densidades de iones son insuficientes para permitir a este mecanismo cargar partículas lo suficientemente rápido para tener una contribución

significativa a la electrificación. Takahashi (1979) ha sugerido que la captura de iones por gotas es improbable para producir tormentas eléctricas en ausencia de otros mecanismos, porque las densidades de iones son muy pequeñas para electrificar una tormenta eléctrica dentro del tiempo de vida de una celda de tormenta.

2.2.3.2. Carga inductiva de partículas en colisión.

Este mecanismo sugiere la colisión de dos gotas polarizadas por el campo eléctrico del medio ambiente. Cuando estas últimas chocan con una gota que cae en la corriente descendente, algo de la carga en la parte baja de la gota que cae será transferida a la partícula de la nube. Ahora, si esta gota de la nube rebota, ocasionará que la carga en su parte superior se anule con la carga de la parte inferior de la gota mayor como se muestra en la figura 2.6.

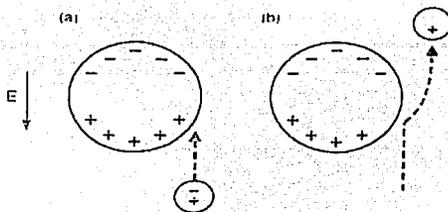


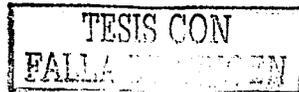
Figura 2.6. Carga inductiva de gotas a través de un choque.

Deben darse algunas condiciones para que el mecanismo inductivo sea efectivo. El tiempo de contacto debe ser suficiente para que la carga pueda fluir de una gota a otra. Equivalentemente, la conductividad de las partículas debe ser lo suficientemente alta para que la carga pueda ser transferida durante el tiempo de contacto. Esta transferencia de carga ha sido observada en colisiones entre dos gotas de agua líquida y entre una gota de agua y un trozo de hielo (Gaskell, 1980).

2.2.3.3. Mecanismos no inductivos.

Los mecanismos que no requieren de la polarización de los cuerpos (gotas, hielo) por un campo eléctrico pueden ser considerados mecanismos no inductivos. Por ejemplo, la separación de carga a través de la interfase agua-hielo de agua congelada puede ser responsable de la electrificación en tormentas eléctricas cuando se forman los cuerpos sólidos que se precipitan. Aquí, la carga se separa por colisiones entre cristales de nieve y gotitas de agua y entre cristales amorfos de nieve y partículas de hielo, este mecanismo es conocido como graupel-hielo, (Reynolds, 1957).

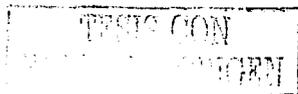
Se ha encontrado que el mecanismo graupel-hielo depende de distintos parámetros; por ejemplo, la magnitud y el signo de la carga de los cristales amorfos dependen de la temperatura, del contenido de agua líquida y del tamaño de los cristales de hielo con que chocan, (McGorman, 1998). Así, este mecanismo ocurre sólo cuando la cantidad de agua líquida es grande generando que los cristales amorfos de nieve se carguen positivamente. Al disminuir la cantidad de agua líquida, los cristales amorfos tenderán a mantener carga negativa.



A temperaturas cercanas a 0 °C, sin importar la cantidad de agua líquida contenida, los cristales se cargarán positivamente. La cantidad de carga contenida durante una colisión se incrementa cuando las dimensiones de los cristales de hielo son mayores. La carga transferida depende de las condiciones del sitio de colisión y es fuertemente afectado por contaminantes en el hielo, (McGorman, 1998).

2.2.3.4. Electrificación por corrientes externas.

Una corriente eléctrica que fluye a través de la frontera de las nubes genera una capa de carga en la frontera, (McGorman, 1998). La formación de la capa de carga no depende de que las partículas dentro de la nube estén siendo polarizadas por el campo eléctrico. En este modelo (figura 2.7), el medio ambiente fuera de las nubes tiene una carga espacial positiva que es arrastrada por las corrientes ascendentes dentro de las nubes y es atrapada por diferentes cuerpos como gotas. La resultante carga espacial de estos cuerpos causa una capa negativa sobre la frontera de la nube. La circulación de corriente fría causa que la frontera de la nube se mueva hacia abajo, acarreado consigo la capa de carga. La capa con carga negativa puede ser transportada a la parte baja de la tormenta y dentro de la nube atraer más carga positiva desde abajo. Este modelo es llamado el mecanismo convectivo, debido a su relación con los movimientos convectivos en la nube.



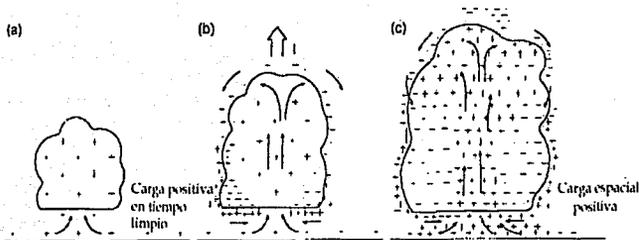


Figura 2.7. Mecanismo convectivo de carga. (a) Formación de la nube y se absorbe carga positiva. (b) Transporte de las cargas negativa y positiva. (c) Formación del campo eléctrico de la carga negativa en la parte baja de la nube, incrementando el flujo de carga positiva dentro de la base de la nube, (tomado de McGorman, 1998).

2.2.4. ESTRUCTURA DE LA CARGA EN LAS TORMENTAS ELÉCTRICAS.

Como una primera aproximación, un modelo simple de la estructura de la carga en tormentas eléctricas se muestra en la figura 2.8. En este modelo se conoce como estructura dipolar o tripolar a las cargas agrupadas verticalmente en la nube de tormenta eléctrica. La carga dominante en la parte alta de la tormenta eléctrica causa una capa de carga de polaridad opuesta que se forma sobre la frontera de la parte superior de la nube, esta capa es llamada la capa tamizada.



Figura 2.8. Descripción de la estructura de la carga de una tormenta eléctrica. Una tormenta eléctrica está descrita como un dipolo positivo (positivo sobre la carga negativa) o un tripolo.

La distribución de cargas en una tormenta eléctrica puede ser más compleja que el dipolo/tripolo. Por ejemplo, las cargas de polaridad opuesta pueden encontrarse a la misma altitud, como se muestra en la figura 2.9.

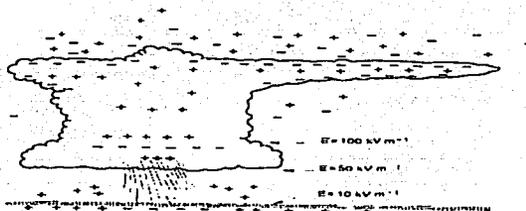
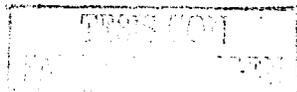


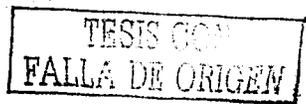
Figura 2.9. Estructura de la carga de una tormenta. (Krehbiel, 1986). Los valores del campo eléctrico son valores aproximados.

Aunque el número de mediciones in situ es muy pequeño para documentar que es lo que provoca las variaciones en la estructura de la carga observadas de tormenta a tormenta, algunos rasgos característicos, incluyendo algunas desviaciones de la estructura dipolo/tripolo tienden a presentarse en algunas tormentas.



Las siguientes características son típicas de la estructura total de la carga en tormentas eléctricas:

- La carga negativa comúnmente domina en la región baja de la tormenta eléctrica, por lo regular en algún rango de temperatura más caliente que $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$.
- Una región de carga positiva está típicamente justo encima de la carga negativa (probablemente $< 1\text{ km}$ de distancia).
- Perfiles verticales del campo eléctrico frecuentemente indican más de tres regiones de carga en la tormenta.
- Normalmente existe una capa de carga, llamada capa tamizada, con algunos cientos de metros de grueso en la frontera superior de la nube, donde típicamente esta capa contiene carga negativa. Esta capa se forma debido a que la carga espacial fuera de la nube de tormenta es positiva y es acarreada por las corrientes ascendentes dentro de la nube, donde es fácilmente capturada por los hidrometeoros (gotitas, cristales de hielo, etc.). La carga espacial resultante de estos hidrometeoros causa una capa negativa que se forma en la frontera de la nube.
- La precipitación normalmente acarrea carga predominantemente positiva debajo de la nube; la carga positiva en la precipitación cercana al suelo es afectada significativamente por los iones producidos por los puntos de descarga.



2.3. MEDICIONES DE CAMPOS ELÉCTRICOS ASOCIADOS A TORMENTAS ELÉCTRICAS.

El campo eléctrico está vinculado con los mecanismos de generación de carga en la tormenta, con la carga acarreada por iones y partículas y con la carga total y la electrificación inicial en las nubes.

Las mediciones in situ de los campos eléctricos, han sido hechas con aviones y globos. La información obtenida de ambos puede ser muy diferente. Comúnmente los aviones obtienen muchos valores horizontales pero con alturas establecidas y menores que los globos.

El cálculo del valor absoluto del campo eléctrico dentro de las tormentas eléctricas se complica, debido a que de las observaciones obtenidas en aviones es muy difícil remover por completo la influencia de la carga de la misma nave, (Magono, 1980); además, la conductividad eléctrica varía considerablemente desde la superficie hasta el tope de la nube, (Magono, 1980).

2.3.1. CAMPO ELÉCTRICO DURANTE LA ELECTRIFICACIÓN INICIAL.

No hay suficientes mediciones de la carga de partículas durante la electrificación de las tormentas. Una razón es que la electrificación inicial es una fase de corta vida, dificultando las mediciones in situ. Hay muy pocas mediciones de la carga de partículas durante esta etapa; por lo tanto, el campo eléctrico en ésta etapa es muy difícil de calcular.



Las conclusiones obtenidas de un estudio con mediciones in situ hecho por Dye et al., (1986) indican que el campo eléctrico (E) permanece $< 100 \text{ V/m}$ y una vez que comienza a incrementarse le toma 4 minutos alcanzar los 800 V/m y 5 minutos más alcanzó los 8 kV/m .

Dye et al. encontraron un $E=1 \text{ kV/m}$ en una tormenta eléctrica y todos los estudios que ellos realizaron, mostraron que una vez iniciada la etapa donde se producen las descargas eléctricas, el crecimiento del E se da de una manera rápida, (Dye et al, 1989).

2.3.2. CAMPO ELÉCTRICO DESPUÉS DE LA ELECTRIFICACIÓN INICIAL.

Imyanitov et al. (1969) estudiaron esta etapa en las tormentas y reportaron un E máximo de 400 kV/m , en tanto que los estudios realizados por Chapman usando globos dentro de las tormentas, proporcionaron valores más grandes de E, aproximado a 80 kV/m . (Chapman, 1953).

Otros estudios fueron realizados por Winn et al. (1983), usando un globo con aparatos de medición dentro de una tormenta eléctrica. Los resultados se muestran en la figura 2.10. En esa figura se puede ver que el campo eléctrico máximo fue aproximadamente 140 kV/m , a una altura de casi 5 Km .

Uno de los estudios más completos hechos con globo, fue llevado a cabo por Marshall y Rust, (1991). La figura 2.11 muestra un ejemplo de sus sondeos. En esta figura se muestran perfiles del campo eléctrico de una tormenta aislada. Estos autores encontraron un E promedio de 87 kV/m y un E mayor a 125 kV/m , con una temperatura promedio de 0°C . Para esta tormenta concluyeron que las variaciones de temperatura implicaban una variación directa en las mediciones del campo eléctrico debido a que

estas variaciones en temperatura afectan la formación de gotas, copos de nieve, cristales, etc.

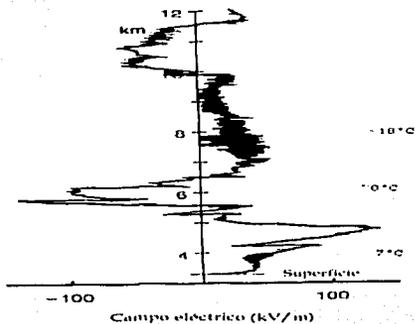


Figura 2.10. Perfil del campo eléctrico dentro de una tormenta eléctrica sobre Nuevo México, (Winn et al, 1981).

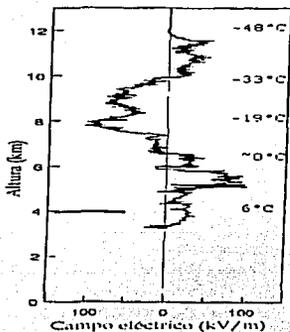
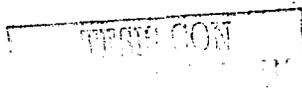
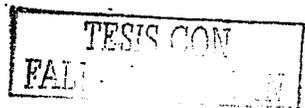


Figura 2.11. Perfil del campo eléctrico en una tormenta eléctrica sobre Nuevo México, Langmuir Laboratory, (Marshall y Rust, 1991)



Así, al comparar las figuras 2.10 y 2.11, se puede observar que las variaciones del campo eléctrico se dan desde distancias más cercanas a la superficie cuando la temperatura promedio de la tormenta es menor, como en la figura 2.10, al igual que aumenta la intensidad máxima del campo eléctrico.

Una conclusión de todas las mediciones es que existen campos eléctricos mayores de 100 kV/m, pero ocurren en una pequeña fracción del volumen total de la nube (de algunas decenas de m³). Los perfiles verticales dados por los globos sugieren que el grosor de las regiones con grandes campos eléctricos ($E \geq 90$ kV/m) comúnmente está sobre el orden de cientos de metros y no sobrepasa algunos kilómetros.



CAPÍTULO 3

TEORÍA DE DORMAN ACERCA DE LOS EFECTOS DE UN CAMPO ELÉCTRICO EN LA INTENSIDAD DE RAYOS CÓSMICOS EN UN MONITOR DE NEUTRONES.



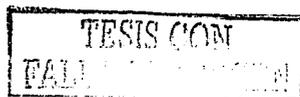
3.1. PRODUCCIÓN DE MUONES EN CHUBASCOS ATMOSFÉRICOS DE RAYOS CÓSMICOS.

Al ingresar a la atmósfera, los rayos cósmicos chocan después de haber atravesado en promedio aproximadamente 80 g/cm^2 de materia, o cerca de $1/14$ de la masa total de aire sobre el nivel del mar. De este modo, la probabilidad que un rayo cósmico evite una colisión y llegue al nivel del mar es prácticamente nula.

Las colisiones de la radiación cósmica primaria en la atmósfera pueden ser de dos tipos: con la estructura electrónica del átomo, o con el mismo núcleo. Las colisiones del primer tipo, las más frecuentes, generalmente dan lugar a que un electrón sea liberado de la estructura del átomo que sirvió como blanco; este es el mecanismo conocido como ionización. Como el núcleo es tan pequeño, el segundo tipo de colisiones es menos común e involucra cambios de energía muy grandes, son éstos, cuando ocurren, los que determinan toda la formación de rayos cósmicos secundarios en chubascos atmosféricos.

Cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el núcleo de un átomo atmosférico y lo desintegra, se generan partículas secundarias cargadas. Dependiendo de la energía de la partícula primaria incidente y del tamaño del núcleo, puede ocurrir una variedad de procesos, por ejemplo, una fracción de la energía del rayo cósmico incidente es absorbida por el núcleo, quedando éste último excitado. Esta energía es posteriormente emitida en forma de rayos γ y partículas β .

Debido a la energía tan grande de la partícula incidente, la mayor parte de las partículas secundarias que se producen se propagan en la misma dirección que traía la primaria.



La partícula primaria cede su energía a través de la atmósfera hasta el nivel del mar, formándose tres componentes; éstas son: la componente nucleónica, la componente dura o muónica y la componente blanda o electromagnética (figura 1.12).

Los neutrones y los protones producidos por la desintegración de núcleos de átomos atmosféricos son los que dan lugar a la componente nucleónica. Estos nucleones tienen suficiente energía para actuar como si fuesen partículas primarias e interactúan con nuevos núcleos atmosféricos, dando lugar, de este modo, al proceso conocido como chubasco.

La energía total que traía la partícula primaria no es igual a la de los nucleones producidos en la desintegración nuclear. Parte de esa energía se ocupa en la generación de un nuevo tipo de partículas y en proveerles la energía cinética con la cual se alejan del punto donde ocurrió la interacción. Estas nuevas partículas son los piones (símbolo π), los cuales, junto con las partículas generadas por su decaimiento, son los que determinan casi toda la radiación cósmica secundaria observada al nivel del mar.

Los piones son inestables, por este motivo decaen en uno o varios pasos en otra partícula estable. Los piones, en particular, existen en tres diferentes estados de carga, así, pueden tener carga eléctrica positiva, negativa o ser neutros. Los piones cargados decaen en muones de la misma carga y neutrinos, mientras los neutros decaen en dos fotones.

Los muones (símbolo μ), producto del decaimiento de los piones cargados, son también inestables, pero su vida media (aprox. 2×10^{-6} seg.) es lo suficientemente larga como para que algunos de ellos sobrevivan hasta la superficie gracias a la transformación de Lorentz. De hecho, los muones son el tipo más abundante de partículas de la radiación cósmica secundaria al nivel del mar.

La componente blanda o electromagnética está formada básicamente por fotones, electrones y positrones, los cuales son generados por el decaimiento de los piones neutros, por los procesos de ionización, producción de pares y por la cascada fotón-electrón. Los electrones producto del decaimiento de los muones pueden ser lo suficientemente energéticos como para iniciar un chubasco.

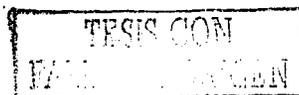
Con base en la producción de partículas y de los procesos de decaimiento se entiende que la composición de la radiación cósmica secundaria varía con la altura, o mejor dicho, con la profundidad atmosférica¹.

A partir de la intensidad de la radiación cósmica secundaria, detectada en la superficie por detectores como el monitor de neutrones, ha sido posible estudiar directamente las variaciones temporales en la intensidad de la radiación cósmica primaria en función de su localización geográfica, debido a que cada punto geográfico tiene un nivel mínimo de energía para las partículas primarias incidentes, como ésta se encuentra determinada por la presencia del campo geomagnético se le conoce también como umbral geomagnético.

El propósito de esta tesis es determinar la posibilidad de detectar campos eléctricos en la atmósfera a través de las variaciones en el flujo de rayos cósmicos secundarios detectados en el monitor de neutrones de la Ciudad de México.

En la siguiente sección pasamos a explicar la teoría en la que se basa nuestra investigación.

¹ La profundidad atmosférica es la masa por unidad de área en un punto de observación, es decir, sobre un nivel dado. Así, para un absorbente de densidad constante, la masa por unidad de área es igual al producto de su espesor por su densidad. Por ejemplo, al nivel del mar, la atmósfera terrestre tiene una masa por unidad de área de 1.033 Kg./m².



3.2. EFECTO DEL CAMPO ELÉCTRICO ATMOSFÉRICO EN LA COMPONENTE MUÓNICA DE LOS RAYOS CÓSMICOS.

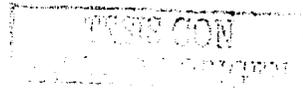
En esta sección y las sub siguientes haremos un resumen de la teoría de Dorman (Dorman & Dorman, 1995); según la cual, es posible detectar tormentas eléctricas mediante las fluctuaciones en la intensidad de rayos cósmicos registrados en monitores de neutrones.

3.2.1. EXPRESIÓN GENERAL.

De acuerdo con la teoría general de las variaciones atmosféricas de la componente muónica de los rayos cósmicos, (Dorman, 1954), la intensidad de muones para un campo eléctrico atmosférico nulo, puede expresarse como:

$$N_m(h_0, \Delta\varepsilon, x) = N_m^+(h_0, \Delta\varepsilon, x) + N_m^-(h_0, \Delta\varepsilon, x) \quad (3.1)$$

donde h_0 es la presión atmosférica en la altitud de observación, $x = \cos(z)$ (z es el ángulo cenital), $\Delta\varepsilon$ es la diferencia de energía entre el nivel de generación y el nivel de observación de muones, los índices + y - indican muones positivos y negativos. De acuerdo con Dorman (1974):



$$N_m^\pm(h_0, \Delta\varepsilon, x) = \int_0^{h_2} dh_1 \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^{h_2} F^\pm(\varepsilon, h_1, h_2, h_0, x) dh_1 \quad (3.2)$$

donde ε es la energía de los piones, h_1 es el nivel de generación de piones, h_2 es el nivel de generación de muones. La ecuación (3.2) representa el número de muones generados por el decaimiento de piones con energía ε , que pueden llegar del nivel de generación h_2 al nivel de observación h_0 .

En (3.2), F^\pm representa la probabilidad de que un pión se produzca con energía ε y alcance el nivel de generación de muones (h_2) o, en otras palabras, la probabilidad que el pión no decaiga entre h_1 y h_2 y que esos muones pasen del nivel de generación h_2 y alcancen el nivel de observación h_0 .

Ahora, si ε_{\min} es la energía mínima que el pión debe tener para producir muones cuyo umbral de energía es $\Delta\varepsilon$ y está representado por la ecuación:

$$\varepsilon_{\min} \equiv \Delta\varepsilon + \int_{h_2}^{h_0} a(h) dh \quad (3.3)$$

El parámetro $a(h)$ es la pérdida de energía del muón por g/cm^2 y es aproximadamente $2 \text{ MeV } (g/cm^2)^{-1}$ para muones negativos y positivos, sólo si el campo eléctrico atmosférico es cero, $E(h) = 0$, pero si tomamos en cuenta el campo eléctrico atmosférico, $a^+(h)$ y $a^-(h)$ para muones positivos y negativos puede ser diferente. Así, para muones con carga e , que llegan en un ángulo zenital z y con densidad de aire $r(h)$, la diferencia en pérdida de energía de los muones esta dada por la relación:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$\Delta a^\pm(h) = \mp \frac{exE(h)}{r(h)} \quad (3.4)$$

Ahora, usando las ecuaciones (3.1)-(3.4), podemos obtener el efecto del campo eléctrico atmosférico en los cambios de intensidad de muones positivos y negativos:

$$\Delta N_m^\pm = \pm \int_{h_1}^{h_0} dh_2 \left\{ \int_{h_2}^{h_0} \left[\frac{exE(h)dh}{r(h)} \right]_0^{h_2} \right\} F^\pm(\epsilon_{min}, h_1, h_2, h_0, x) dh_1 \quad (3.5)$$

La ecuación (3.5) describe el cambio en la intensidad muónica debida al campo eléctrico atmosférico.

Para tomar en cuenta todos los efectos posibles del campo eléctrico E en la intensidad de muones, habría que agregar a (3.5) la influencia de E sobre el decaimiento de los muones. La expresión completa puede hallarse en Dorman, et al. (1995).

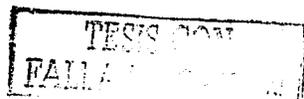
Sobre la base de los cálculos de la Integral en (3.5) y tomando en cuenta la diferencia entre las funciones para la producción de piones positivos y negativos en la atmósfera de la tierra, se puede hacer una aproximación del efecto del campo eléctrico atmosférico. Se puede calcular también, el papel del efecto del decaimiento muónico en el campo eléctrico atmosférico. Al hacer estos cálculos, Dorman (1995) encontró que este segundo efecto es de importancia menor.



Un análisis realizado por Dorman, con $E(h) \neq 0$, sólo en la región entre h_2 y h_0 , para $E(h) = 100$ y 300 V cm^{-1} , $h_c = 700 \text{ g cm}^{-2}$ y $x = 1$ (dirección vertical), dió como resultado una variación en el efecto de absorción sobre el valor a nivel del mar de 0.2% y 0.6% para muones duros (que son capaces de atravesar 10 cm. de plomo), (Dorman, 1995).

Usando las condiciones anteriores, Dorman calculó para la componente dura, usando datos de la estación de Baksan ($h_0 \approx 800 \text{ g/cm}^2$), un efecto de decaimiento de 0.2-0.36% y 0.10-0.30%, para muones con energías de 20 y 90 MeV, con $E(h) = 100$ y 300 V cm^{-1} .

Usando datos de rayos cósmicos con razón de conteo de 4 minutos del monitor de Baksan durante tormentas eléctricas, Alexeenko, et. al. (1985), encontraron una variación en la componente dura del orden de 0.5-0.7 % para un campo eléctrico aproximado a 20 kV/m. La conclusión fue que las variaciones del campo eléctrico durante la tormenta eléctrica fue la principal causa de pequeñas variaciones en la intensidad de muones.



3.3. EFECTO DEL CAMPO ELÉCTRICO ATMOSFÉRICO EN UN MONITOR DE NEUTRONES.

Es bien conocido que alrededor del 7% de la razón de conteo en un monitor de neutrones es causada por muones negativos suaves, (Hatton, 1971). En este proceso, el muón negativo, frenado dentro de la materia, es capturado por un núcleo según la reacción:



donde μ^- es un muón negativo, P es un protón, N es un neutrón y ν_μ es un neutrino

La mayor parte de la energía en reposo del muón es tomada por el neutrino, dejando al núcleo excitado con una energía de 10 a 20 MeV. El núcleo regresa a su estado normal con la emisión de neutrones, rayos γ y ocasionalmente protones, (Hatton, 1971).

La emisión de neutrones por parte de los núcleos después de absorber muones negativos ha sido ampliamente estudiada y se sabe que el número promedio de neutrones emitidos por muón absorbido en el plomo es de 1.6 ± 0.2 , (Tennent, 1960).

En este caso, el monitor de neutrones trabaja como un analizador magnético que detecta muones sólo de un signo. Esto es muy importante porque el efecto del campo eléctrico atmosférico tiene signo opuesto para muones positivos y negativos, tal que la mayor parte de este efecto en el telescopio de muones o cámara de ionización es compensada, y podemos observar solo una pequeña parte del efecto total para muones de un solo signo.



3.3.1. VARIACIONES ESPERADAS EN LA RAZÓN DE CONTEO DEL MONITOR DE NEUTRONES.

La razón de conteo de un monitor de neutrones en un nivel de presión h_0 está determinada por:

$$I_n(h_0) = I_n^{ucn}(h_0) + I_m(h_0) \quad (3.6)$$

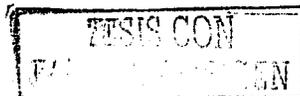
donde, $I_n^{ucn}(h_0)$ es la intensidad de neutrones formada por una cascada nucleónica en la alta atmósfera, los cuales son transportados hacia el nivel de observación por dispersión y absorción (el campo eléctrico atmosférico no tiene efecto en esto), mientras que $I_m(h_0)$ es la intensidad de conteo del monitor de neutrones causada por muones suaves negativos, los cuales producen primeramente mesoátomos (las influencias del campo eléctrico atmosférico sólo se dan en esta parte). En promedio:

$$\frac{\langle I_m^-(h_0) \rangle}{\langle I_n(h_0) \rangle} = k \quad (3.7)$$

donde, $\langle I_m^-(h_0) \rangle$ es el promedio de la intensidad de muones negativos y $\langle I_n(h_0) \rangle$ es el promedio de la intensidad de neutrones, ambos a presión atmosférica h_0 .

Entonces, la variación relativa del campo eléctrico atmosférico (denotado por el subíndice ae) es:

$$\left[\frac{\Delta I_n(h_0)}{I_n(h_0)} \right]_{ae} = k \left[\frac{\Delta I_m^-(h_0)}{I_m^-(h_0)} \right]_{ae} \quad (3.8)$$



Con base en datos experimentales, $k = 0.07$, (Dorman, 1995).

Trabajando con datos de muones suaves a nivel del mar y tomando en cuenta que los muones suaves dan una razón de conteo del 7% en un monitor de neutrones, Dorman, et. al, (1997) obtuvieron un efecto del campo eléctrico de alrededor de 0.35 %, para valores del campo eléctrico entre 10 y 20 kV/m.

3.3.2. EXPRESIÓN GENERAL PARA EL EFECTO DEL CAMPO ELÉCTRICO ATMOSFÉRICO EN MUONES SUAVES.

De acuerdo con la ecuación (3.2), la intensidad de muones negativos está determinada por:

$$[I_m^-(h_0)]^{max} = \int_0^{h_0} dh_2 \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon_{max}} d\epsilon \int_0^{h_1} F^-(\epsilon, h_1, h_2, h_0, x) dh_1 \quad (3.9)$$

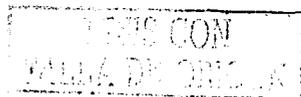
donde:

$$\epsilon_{min} = m_\mu c^2 + \int_{h_2}^{h_0} a^-(h) dh \quad (3.10)$$

$$\epsilon_{max} = \Delta\epsilon + \int_{h_2}^{h_0} a^-(h) dh \quad (3.11)$$

La ecuación (3.10) es la energía mínima que debe tener el muón para llegar al nivel de observación h_0 .

La ecuación (3.11) es la energía que debe tener el plón para producir muones negativos con energía $\Delta\epsilon$, en el nivel de observación (h_0).



Así, con base en las ecuaciones (3.3) a (3.11), se obtiene finalmente:

$$\Delta I_m^-(h_0, \Delta \varepsilon, x)_{ae}^{inve} = \int_0^{h_0} dh_2 \int_{h_1}^{h_2} \left[\frac{exE(h)dh}{r(h)} \right] \int_0^{h_1} dh_1 [F^-(\varepsilon_{max}, h_1, h_2, h_0, x) - F^-(\varepsilon_{min}, h_1, h_2, h_0, x)] \dots \quad (3.12)$$

La ecuación (3.12), describe el efecto del campo eléctrico atmosférico para muones en el intervalo de energía $\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}$. El subíndice *ae* denota el campo eléctrico atmosférico.

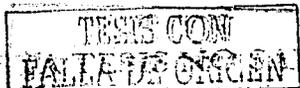
Dorman, (1995), calculó valores estimados para las variaciones en (3.12); primeramente, supuso un campo eléctrico dado por: $E(h) = 100$ y 300 V cm^{-1} , entre $h_c = 700 \text{ g cm}^{-2}$ y $h_0 = 1000 \text{ g cm}^{-2}$. En éste caso, en el intervalo de energía $\varepsilon_{max} - \varepsilon_{min}$, calculó:

$$\frac{\Delta I_m^-(h, \Delta \varepsilon, x)_{ae}^{inve}}{I_m^-(h, \Delta \varepsilon, x)_{ae}} = -3.9\% : -11.7\% \quad (3.13)$$

donde, ΔI_m^- es el cambio en la intensidad de muones negativos.

Estos resultados implican un cambio en la razón de conteo de un monitor de neutrones de aproximadamente 0.27 - 0.81 %, debido al efecto del campo eléctrico atmosférico generado por una tormenta eléctrica, basados en la teoría general de variaciones metereológicas de los rayos cósmicos.

Si calculamos los valores respectivos para $h_0 = 700 \text{ g/cm}^2$ y $h_c = 790 \text{ g/cm}^2$ (Ciudad de México), para $E = 100$ y 300 V/cm obtenemos $(\Delta I/I) = 0.35 - 0.8\%$, (Dorman, 1999), los cuales, en principio, serían distinguibles en los datos de 5 minutos del monitor de neutrones de la Ciudad Universitaria.



CAPÍTULO 4

ESTUDIO DE CASOS

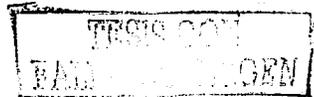
TEMAS CON
FALLA DE ORIGEN

4.1. INTRODUCCIÓN.

El propósito de este capítulo es buscar la señal que los campos eléctricos deben dejar en los monitores de neutrones de acuerdo con la teoría de Dorman, detallada en el capítulo anterior.

Los datos de neutrones fueron obtenidos del monitor de neutrones de la Ciudad de México, de los cuales se seleccionaron dos años de datos 1996 y 1997, debido a que el periodo coincide con el mínimo de actividad solar. Esto resulta conveniente pues así se reduce la posible influencia de fenómenos del Sol activo en los datos de rayos cósmicos utilizados. Los datos de tormentas eléctricas sobre la Ciudad de México fueron obtenidos del Servicio Meteorológico Nacional (SMN). Cabe mencionar que los datos obtenidos del SMN son datos proporcionados por un observador; por lo tanto, la duración e intensidad (representada en rayos, truenos y lluvia) de la tormenta eléctrica dependen del factor humano, por lo cual no es posible hacer un análisis con la precisión que hubiéramos deseado.

Con el fin de eliminar los posibles efectos debidos a perturbaciones geomagnéticas, se impuso como criterio que los días de tormenta tuviesen un índice geomagnético $K_p < 20$ para los periodos seleccionados.



4.2. PRIMERA SELECCIÓN DE DATOS.

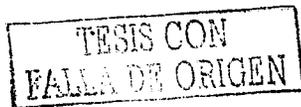
A fin de contar con suficientes datos para hacer análisis estadístico, se buscaron periodos donde existieran varias tormentas eléctricas que presentaran evidencias de campos eléctricos intensos representados por tormentas de larga duración (≥ 4 hrs.) con la presencia de rayos.

Con base en las consideraciones antes especificadas, se determinaron dos intervalos apropiados: el primero, del 14 al 19 de junio y el segundo, del 13 al 18 de julio, ambos en el año de 1996. Para el año de 1997 no se encontraron tormentas eléctricas que satisficieran las consideraciones especificadas anteriormente.

Las tormentas y su tiempo de duración, se muestran en las tablas 4.1 y 4.2, para el primer y segundo intervalos, respectivamente.

Para ser consistentes con la teoría de Dorman, se tomaron datos de 5 minutos del monitor de neutrones de la Ciudad de México ubicado en Ciudad Universitaria. Como vimos en el capítulo 3, Dorman especifica que las variaciones en las razones de conteo de los neutrones pueden relacionarse con los campos eléctricos en las tormentas eléctricas en la base de datos de neutrones con razones de conteo de 5 minutos.

En vista de que el monitor de neutrones tiene cortos periodos en que los datos no son confiables, debido a inestabilidades técnicas del equipo y los registros se reportan en ceros, sólo se consideran apropiados para el análisis de este trabajo intervalos para los cuales el número de ceros fuese menor a un 10% del total de la serie. En los casos pertinentes los datos faltantes se completaron mediante una interpolación lineal.

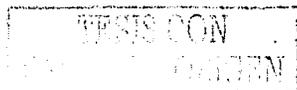


Intervalo 1: 14 a 19 de Junio de 1996			
Tormenta	Fecha de la Tormenta	Duración (hrs.)	Intervalo de duración de la Tormenta (tiempo local)
1	14 de Junio	5	20-24 hrs.
2	15 de Junio	5	0-4 hrs.
3	16 de Junio	6	16-21 hrs.
4	17 de Junio	6	0-5 hrs.
5	18 de Junio	4	16-19 hrs.
6	19 de Junio	4	17-20 hrs.

Tabla 4.1. Fecha y duración de las tormentas eléctricas para el intervalo 1.

Intervalo 2: 13 al 18 de Julio de 1996			
Tormenta	Fecha de la Tormenta	Duración (hrs.)	Intervalo de duración de la tormenta (tiempo local)
1	13 de Julio	4	17-20 hrs.
2	14 de Julio	5	0-4 hrs.
3	15 de Julio	5	20-24 hrs.
4	16 de Julio	5	0-4 hrs.
5	17 de Julio	6	14-19 hrs.
6	18 de Julio	5	15-19 hrs.

Tabla 4.2. Fecha y duración de las tormentas eléctricas para el intervalo 2.



4.3. ANÁLISIS ESPECTRAL.

Con el fin de buscar señales de alta frecuencia producidas en el monitor de neutrones por campos eléctricos variables se utilizó el método de la transformada rápida de Fourier (FFT), tal método genera espectros para cada serie de datos, obteniendo una relación entre potencia y frecuencia, (ver apéndice 1).

En este trabajo se llevó a cabo un análisis espectral para cada serie de datos, agrupados en 256 datos por serie (que corresponden a poco más de 21 hrs.), todos tomados del monitor de neutrones de la Ciudad de México.

Para cada día de tormenta, en los dos intervalos temporales elegidos se obtuvieron los espectros de cada serie, buscando evidencia de fluctuaciones distintas para periodos con o sin tormentas eléctricas.

Los datos de cada serie están parcialmente superpuestos; el punto de inicio para el segundo fue de 128 datos después del primero y así sucesivamente. Esta técnica es similar a la discutida por Priestley (1989), conocido como espectro dinámico. El empleo de pequeños intervalos garantiza que las series temporales representan un proceso estacionario, una condición necesaria para el uso de la mayoría de las técnicas espectrales, en particular para el FFT.

De esta manera se tienen 13 espectros, un espectro por cada 256 datos de 5 minutos del monitor de neutrones para el intervalo 1 y 11 espectros para el intervalo 2.

Aún cuando los periodos para el cálculo espectral son mayores que la duración de una tormenta, la técnica utilizada nos permite suponer que, de existir una señal sobresaliente debida a los campos eléctricos generados durante las tormentas, ésta debería notarse como diferencias

significativas entre los espectros calculados con datos que contienen el intervalo de tormenta y otros que no contienen tormenta alguna.

Mediante este método se pretende encontrar indicios de la posible influencia de las tormentas eléctricas en las fluctuaciones de la intensidad de rayos cósmicos. Se escogieron periodos largos antes y después de la tormenta, a fin de conocer el comportamiento espectral de los datos en tiempos sin tormenta y tener parámetros de comparación.

Así, para el primer intervalo de datos se obtuvieron 13 espectros. Debido a la eliminación de datos nulos en el conteo de neutrones, para el segundo intervalo de datos se obtuvieron 11 espectros.

En la figura 4.1 se muestran los datos de neutrones corregidos por efectos de presión en función del tiempo del intervalo 1 y en la figura 4.2 los del intervalo 2.

Los resultados seleccionados del cálculo espectral se muestran en las figuras 4.3 para el intervalo 1 y 4.4 para el intervalo 2.

La figura 4.3 muestra que los espectros 10 y 11 del intervalo 1 tienen una mayor potencia espectral que el resto de los calculados, además de una marcada tendencia decreciente con la frecuencia. Esta tendencia sigue una dependencia potencial ($P(f) \sim f^{-a}$), donde a es el índice espectral.

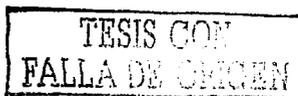
Este resultado puede constituir un indicio de la influencia de las tormentas eléctricas en la intensidad registrada en el monitor de neutrones de la Ciudad de México. Sin embargo, los intervalos utilizados contienen periodos mucho mayores que los de las tormentas, por lo cual se hace necesario un análisis que separe claramente los tiempos quietos de los tiempos de tormenta.

En la figura 4.4 se muestran los resultados de los cálculos espectrales del intervalo 2. Ninguno de los espectros calculados presenta dependencia alguna de la potencia con la frecuencia, más bien, son espectros típicos de "ruido blanco". (Bendat & Piersol, 1972).

El nivel de ruido es tan alto que impide extraer cualquier información significativa de ellos.

Para cada serie de tiempo mezclamos varias veces aleatoriamente los datos y obtuvimos una serie de ruido. Esta serie de ruido tiene características parecidas a la serie original, en particular el nivel de intensidad de sus variaciones. A cada serie de ruido se le calculó el espectro de potencia. A partir de este espectro formamos una nueva serie que contiene solamente la intensidad de cada pico del espectro. Finalmente, a esa serie se le calculó el nivel de confianza para el valor medio de la intensidad del ruido. Con base en este análisis, se pudo establecer el nivel de ruido dentro de nuestros espectros, los cuales se muestran en las figuras 4.3 y 4.4.

El análisis espectral nos permitió constatar que las tormentas eléctricas seleccionadas no producen efectos sistemáticos apreciables en las fluctuaciones de alta frecuencia en la intensidad registrada en el monitor de neutrones de la Ciudad de México. El nivel de ruido en los datos es alto para el tamaño de las series utilizadas. Las series más pequeñas hubiesen tenido menor resolución estadística, las series más grandes contendrían periodos demasiado largos comparados con la extensión de las tormentas. Las frecuencias que contienen suficiente potencia aparecen y desaparecen de manera intermitente y aleatoria en los espectros dinámicos calculados. Por otro lado, no se pudo construir un patrón de fluctuaciones razonablemente representativo de tiempos quietos, con el cual comparar los espectros que contienen tiempos de tormenta, porque prácticamente no hay diferencias entre ellos.



77

ESTADÍSTICA

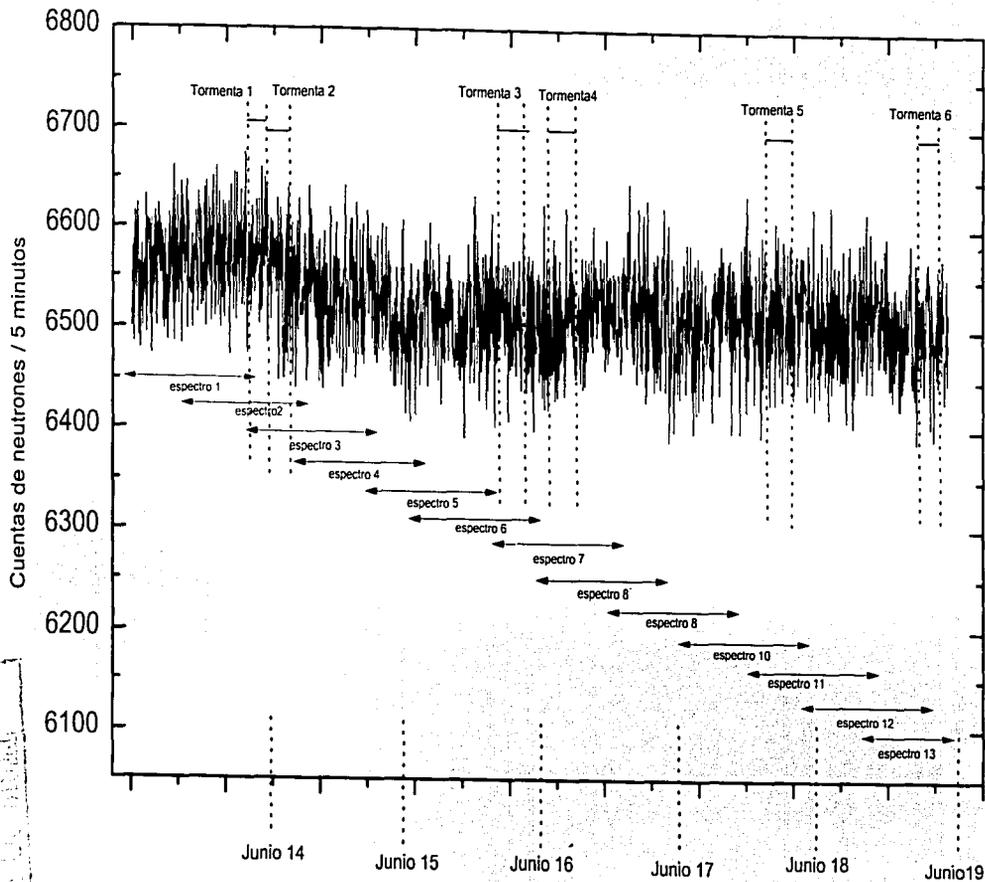


Figura 4.1. Cuentas de neutrones en función del tiempo para el intervalo 1, mostrando las 6 tormentas eléctricas.

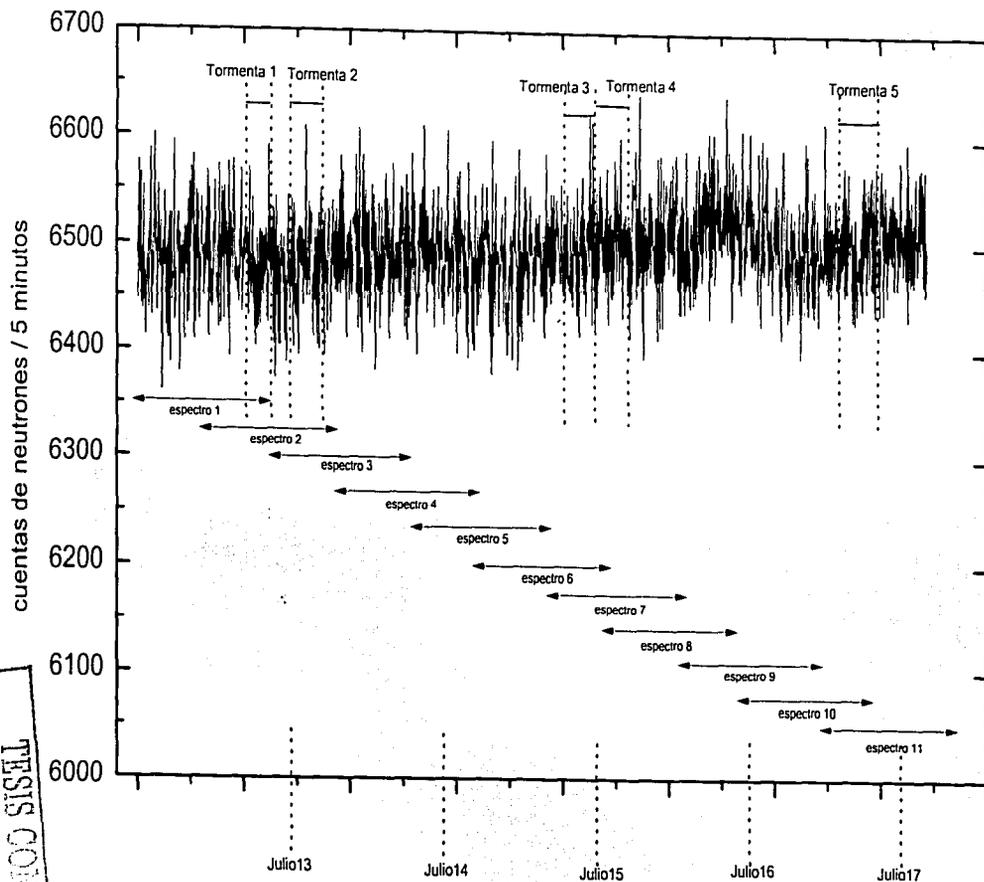


Figura 4.2. Cuentas en función del tiempo para el Intervalo 2, mostrando las tormentas.

bl

INSTITUTO
NACIONAL DE ESTADÍSTICA
Y CÁLCULO GENÉRICO

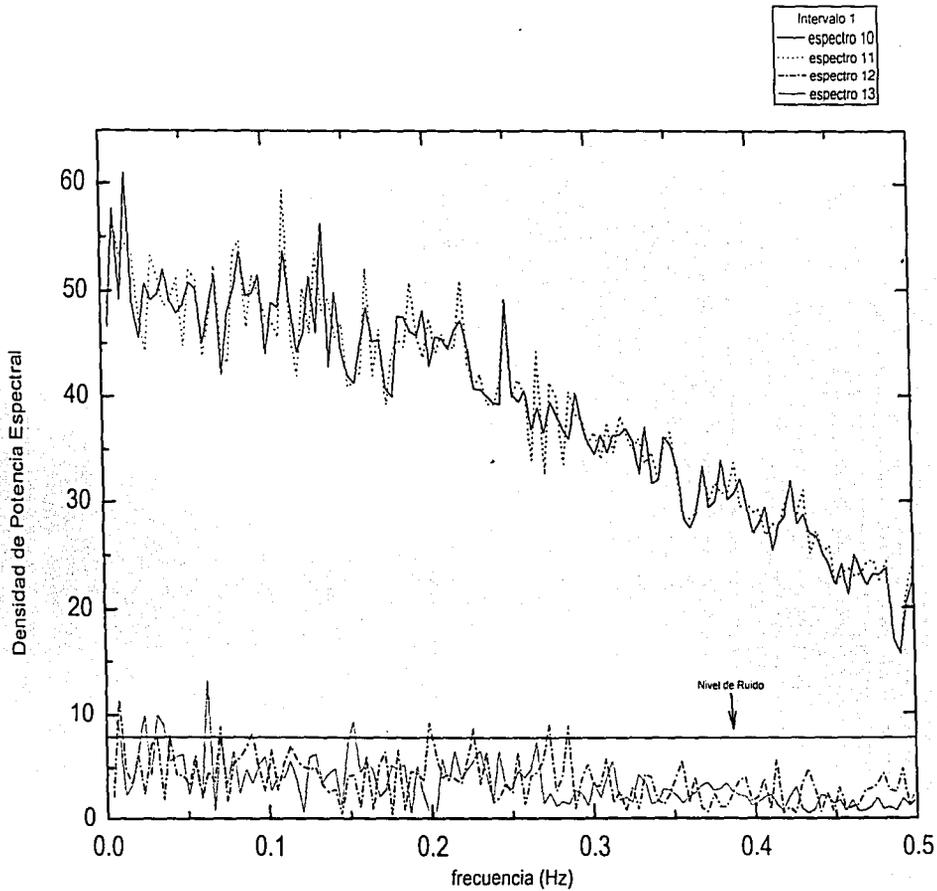


Figura 4.3. Espectros de los datos 10, 11, 12 y 13, para el intervalo 1, mostrando el nivel de ruido

88

TESIS
CON
FALLA DE ORIENTACION

Densidad de Potencia Espectral

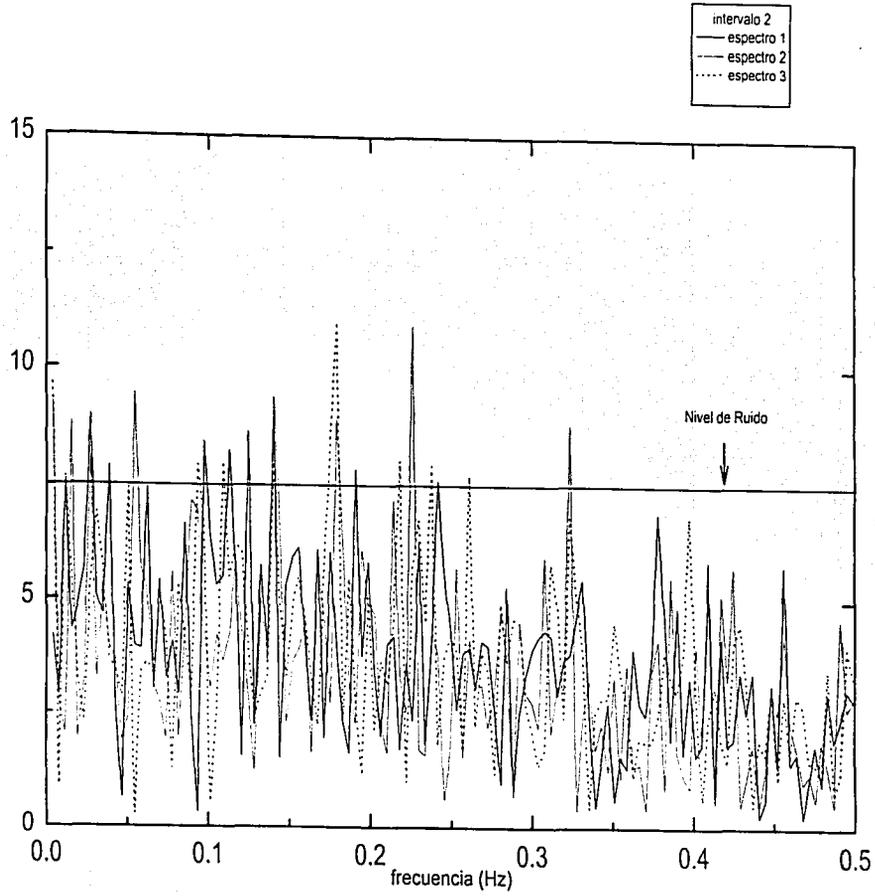


Figura 4.4. Espectros para los datos 1, 2 y 3 del intervalo 2, mostrando el nivel de ruido.

4.4. ANÁLISIS DE DATOS EN BLOQUE.

En vista de que el análisis realizado en la sección 4.3 para datos de 5 minutos no produjo resultados consistentes y se encontró un nivel de ruido alto; para este análisis, se aplicaron medias móviles a los datos de los dos intervalos temporales elegidos con el fin de remover las fluctuaciones de alta frecuencia, reducir los niveles de ruido, e identificar lapsos de tiempo donde no haya una clara tendencia ascendente o descendente en los datos (fluctuaciones alrededor de una media).

Con el fin de determinar si existen señales de larga duración en el monitor de neutrones debidas a la presencia de campos eléctricos atmosféricos, se procedió a separar los datos del monitor de neutrones correspondientes a tiempos de tormenta de aquellos registrados en tiempos quietos.

Una vez separados los dos conjuntos de datos, se procedió a identificar "bloques" (lapsos de tiempo donde no exista una clara tendencia en los datos) para los tiempos quietos. Para facilitar esta tarea, se calcularon medias móviles de 3, 5 y 7 datos. Se encontró que con las medias móviles de 7, los bloques en los que los datos de neutrones muestran variaciones alrededor de una media son fácilmente identificables, además que se produjo una drástica reducción en las variaciones de la media (de alrededor de 0.5% a solo 0.3%, aproximadamente). Se decidió entonces trabajar con medias móviles de 7 datos. En la tabla 4.3 se muestran los porcentajes de variación del conteo usando medias móviles de 3, 5 y 7 datos para los dos intervalos utilizados, donde se nota claramente que las fluctuaciones cuando se usaron medias móviles de 7 datos son menores que al usar medias móviles de 3 y 5 datos.

Intervalo 1			
	Medias Móviles de 3 datos	Medias Móviles de 5 datos	Medias Móviles de 7 datos
Variación del conteo promedio	0.44%	0.36%	0.32%
Intervalo 2			
	Medias Móviles de 3 datos	Medias Móviles de 5 datos	Medias Móviles de 7 datos
Variación del conteo promedio	0.53%	0.46%	0.44%

Tabla 4.3. Variación del conteo promedio para los datos de los intervalos 1 y 2 usando medias móviles de 3, 5 y 7 datos.

Los datos en los intervalos 1 y 2 se separaron en "tiempos quietos" y "tiempos de tormenta". Con el uso de una media móvil de 7 datos se identificaron bloques de datos sin tendencia en tiempos quietos. Para cada intervalo se calcularon medias y variaciones en las medias para cada bloque, para poder compararlo con los datos en tiempos de tormenta.

Un análisis similar fue hecho con los datos correspondientes a los tiempos de tormenta.

En las figuras 4.5 y 4.6 se muestran gráficas de los datos de los intervalos 1 y 2, respectivamente, donde pueden apreciarse los bloques y las tormentas en cada intervalo.

Los conteos promedio y las desviaciones en la media para cada uno de los bloques de tiempos quietos y los correspondientes para tiempos de tormenta se muestran en la tabla 4.4, para el intervalo 1 y en la tabla 4.5, para el intervalo 2.

INTERVALO 1					
DATOS EN TIEMPO DE TORMENTA			DATOS EN BLOQUES (TIEMPOS QUIETOS)		
Tormenta	Desviaciones en la Media	Conteos Promedio	Bloque	Desviaciones en la Media	Conteos Promedio
1	0.33%	65501	1	0.28%	65385
2	0.19%	65101	2	0.28%	65089
3	0.25%	65045	3	0.27%	65153
4	0.21%	65143	4	0.29%	65095
5	0.33%	65010	5	0.26%	65075

Tabla. 4.4. Conteos promedio y desviaciones en la media por bloque y tormenta para el intervalo 1, con media móvil de 7 datos.

INTERVALO 2					
DATOS EN TIEMPO DE TORMENTA			DATOS EN BLOQUES (TIEMPOS QUIETOS)		
Tormenta	Desviaciones en la Media	Conteos Promedio	Bloque	Desviaciones en la Media	Conteos Promedio
1	0.19%	65449	1	0.27%	65496
2	0.27%	65186	2	0.38%	65102
3	0.25%	64812	3	0.24%	64861
4	0.18%	64871	4	0.24%	64886
5	0.24%	64960	5	0.26%	64896
6	0.22%	65248	6	0.27%	65124

Tabla. 4.5. Conteos promedio y desviaciones en la media por bloque y tormenta para el intervalo 2, con media móvil de 7 datos.



De acuerdo con la teoría de Dorman, la presencia de un campo eléctrico constante debiera producir cambios apreciables en las fluctuaciones de la media, causadas por el cambio en la abundancia de muones negativos.

Con base en los resultados mostrados en la tabla 4.4, se puede observar una disminución en el porcentaje de desviación en la media para 3 de las 5 tormentas. Las diferencias en el porcentaje de desviación en la media para tiempos quietos con respecto a tiempos de tormenta son de 0.09%, 0.02% y 0.07%, para las tormentas 2, 3 y 4, respectivamente, lo que no demuestra una diferencia sistemática notable.

El conteo medio para los tiempos de tormenta en el intervalo 1 fue de 65160 cuentas y para los tiempos quietos fue de 65159, lo que no manifiesta variación alguna. Un hecho significativo es que las desviaciones en la media para tiempos quietos son de 0.267%, lo que es muy aproximado con el intervalo dado por la teoría de Dorman, cuyas predicciones se encuentran en el intervalo de 0.27 a 0.81%.

Para los resultados mostrados en la tabla 4.5, las variaciones en el porcentaje de desviación en la media fueron sistemáticamente menores en tiempo de tormenta que en tiempos quietos; salvo el caso de la tormenta 3, las variaciones fueron de 0.08%, 0.11%, 0.06%, 0.02% y 0.05%, para las tormentas 1, 2, 4, 5 y 6, respectivamente. De este modo, 8 de las 11 tormentas tienen desviaciones en la media menores que las correspondientes a tiempos de tormenta, lo que puede ser un indicio de variación entre tiempos.

El conteo medio para tiempos de tormenta fue de 65087 datos y para tiempos quietos fue de 65061, lo que al igual que el intervalo 1, no manifiesta una diferencia significativa. Las desviaciones en la media para

tiempos de tormenta son de 0.22%, lo que es menor a las predicciones de Dorman.

Si comparamos los resultados dados por este análisis, no se encuentran variaciones significativas en la intensidad de neutrones en tiempos quietos con respecto al tiempo en días de tormenta. La mayor variación es de 0.11%, correspondiente al intervalo 2, pero no es consistente en los diferentes bloques y tormentas. Además, los conteos promedio tampoco muestran una variación significativa entre los tiempos quietos y con tormenta. Aunque se debe resaltar el hecho de que las desviaciones en la media para tiempos de tormenta en el intervalo 1 son consistentes con la teoría de Dorman, lo que nos motivó a realizar un análisis distinto.

Por tal motivo, se consideró más factible el uso de datos para tormentas aisladas, como se describe en el siguiente análisis.



86

TESIS COMPLETA
FAMILIA

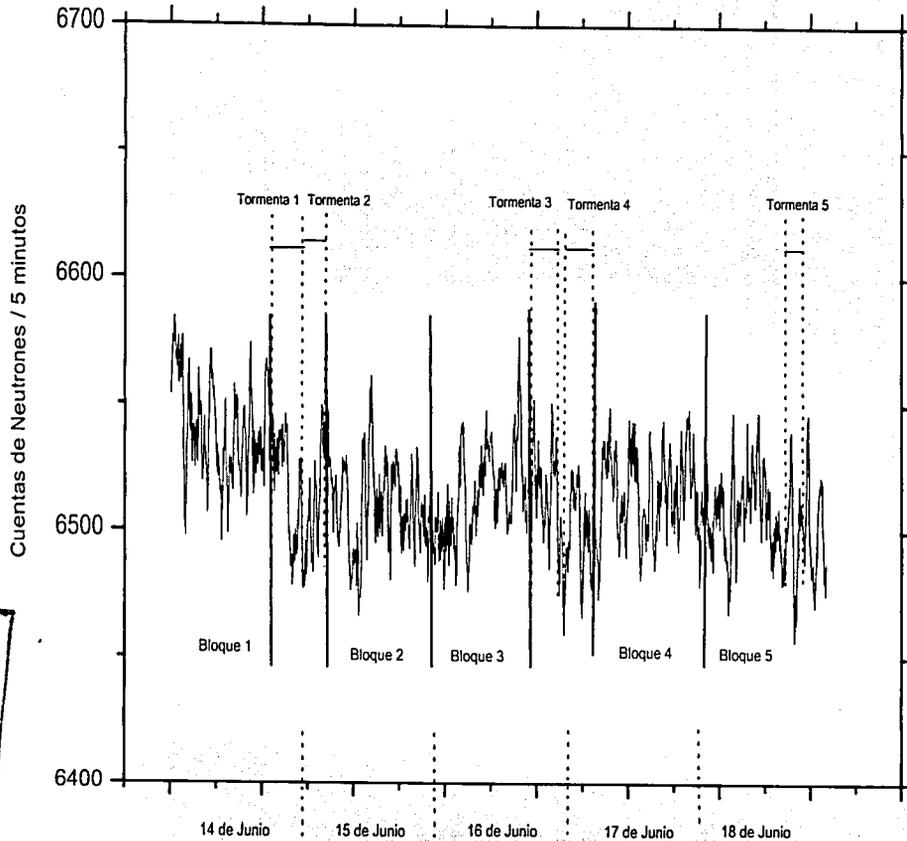


Figura 4.5. Cuentas de neutrones en función del tiempo para el intervalo 1 usando media móvil de 7 datos, mostrando bloques y tormentas.

LS

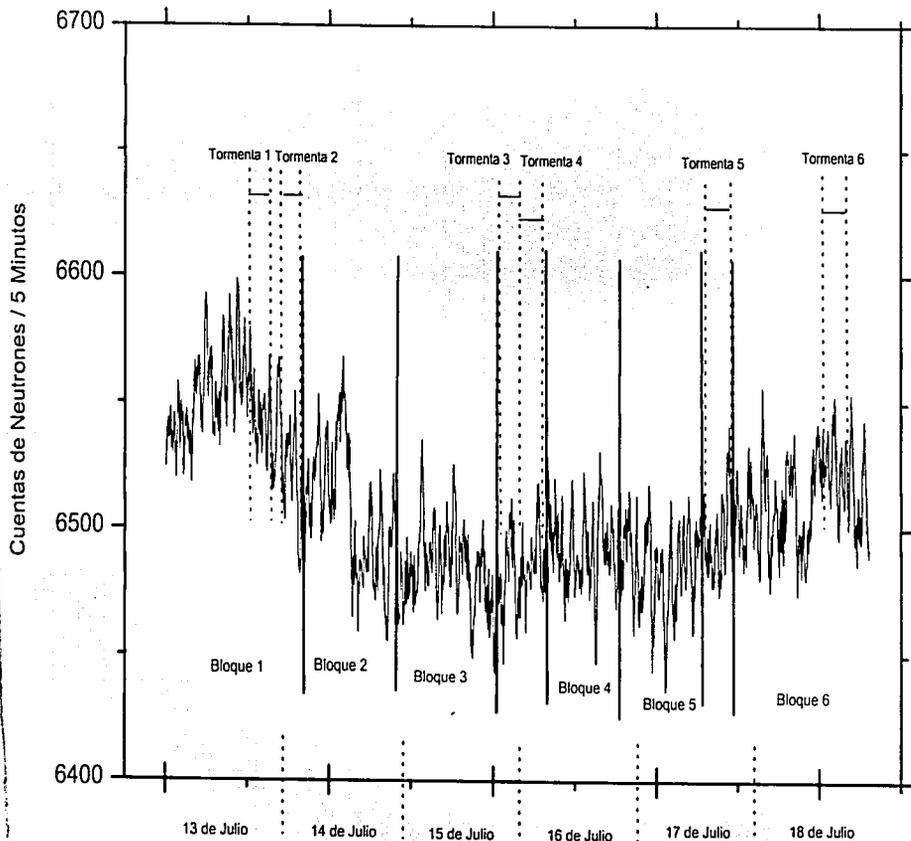
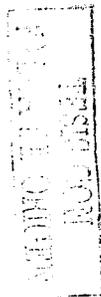


Figura 4.6. Cuentas de neutrones en función del tiempo para el intervalo 2 usando media móvil de 7 datos., mostrando bloques y tormentas.

4.5. ANÁLISIS PARA TORMENTAS AISLADAS.

Para tratar de diferenciar más claramente los tiempos de tormenta de los tiempos quietos, en este análisis se hizo una selección de datos alternativa: se determinaron las tormentas que hubiesen tenido una mayor actividad desde el punto de vista atmosférico, de este modo, se tomaron en cuenta aspectos como la duración de la tormenta eléctrica, la producción de rayos, los truenos y la lluvia con base en los datos proporcionados por el Servicio Meteorológico Nacional.

Se buscaron tormentas "aisladas", "fuertes" y de "larga duración". Aisladas implica que no hubiese existido otra tormenta en al menos ± 1 día, fuertes implica la presencia de rayos, truenos y lluvia y de larga duración que al menos tuviera 4 hrs. desde el comienzo de la tormenta al final de la misma.

Se seleccionaron 4 tormentas que se ajustaron mejor a los criterios establecidos con anterioridad. Se pudieron separar tres tormentas eléctricas para 1996, éstas fueron las ocurridas el 31 de Mayo, el 22 de Julio y el 14 de Septiembre. Para 1997 la tormenta fue la ocurrida el 18 de mayo.

En el análisis se usaron los datos del día de la tormenta ± 1 día y se hicieron medias móviles de 7 datos.

Para definir las características de los tiempos quietos se identificaron bloques de datos sin tendencia. Se calcularon las medias y las desviaciones en la media. Este procedimiento se repitió para los intervalos de tormenta.

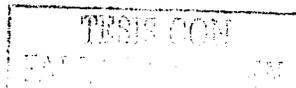
Los resultados se presentan en las tablas 4.6 y 4.7, para las tormentas de 1996 y 1997, respectivamente.



Las gráficas de éste análisis se muestran en las figuras 4.7 a 4.9 para las tormentas de 1996 y 4.10 para la tormenta de 1997, respectivamente.

Tormentas de 1996				
Conteo	Promedio	Desviaciones en la Media Para Tormenta de Mayo 31	Conteo Promedio por bloque (tiempo quieto)	Desviaciones en la Media Por Bloque (tiempo quieto)
65655		0.19%	65495	0.24%
			65673	0.26%
			65519	0.19%
Conteo	Promedio	Desviaciones en la Media Para Tormenta de Julio 22	Conteo Promedio por bloque (tiempo quieto)	Desviaciones en la Media Por Bloque (tiempo quieto)
65239		0.28%	65341	0.26%
			65227	0.26%
			65329	0.30%
Conteo	Promedio	Desviaciones en la Media Para Tormenta de Sep. 14	Conteo Promedio por bloque (tiempo quieto)	Desviaciones en la Media Por Bloque (tiempo quieto)
64869		0.23%	64547	0.36%
			64709	0.32%
			64735	0.32%

Tabla 4.6. Conteo promedio y desviaciones por bloque y tormenta para las tormentas con mayor actividad atmosférica en 1996.



Tormenta de 1997			
Conteo Promedio para la tormenta de Mayo 18	Desviaciones en la Media Para Tormenta de Mayo 18	Conteo Promedio por bloque (tiempo quieto)	Desviaciones en la Media Por Bloque (tiempo quieto)
66111	0.24%	65972	0.26%
		66052	0.24%
		66029	0.23%

Tabla 4.7. Conteo promedio y desviaciones por bloque y tormenta para la tormenta con mayor actividad atmosférica en 1997.

Los resultados de las tablas muestran que para la tormenta de mayo 31, el porcentaje de desviación en la media está muy por debajo de las predicciones de Dorman, además, las variaciones en el conteo entre los tiempos quietos y de tormenta no son significativas. Los porcentajes de desviación en la media para tiempos quietos son mayores que para la tormenta.

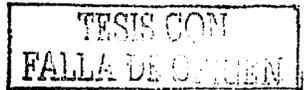
Para la tormenta de Julio 22, el porcentaje de desviación en la media se ajusta a las predicciones de Dorman, aunque las variaciones en el conteo promedio de neutrones no son significativamente diferentes y las desviaciones en la media para tiempos quietos son muy parecidas a la de tormenta, lo cual es distinto que para la tormenta de mayo 31.

La tormenta de Septiembre 14 mantiene un porcentaje de desviación en la media por debajo de los predichos por Dorman, aunque es menor que las desviaciones en tiempos quietos, hecho que no es sistemático para las tormentas analizadas, además, el conteo promedio

para la tormenta no es significativamente distinto que para tiempos quietos.

La tormenta de Mayo 18 de 1997 no muestra variaciones indicadoras de una posible tendencia, los conteos promedio son parecidos y no se ajustan a la teoría de Dorman. Las desviaciones en la media para tiempos quietos y de tormenta son muy parecidas no revelando una posible variación significativa en los datos de conteo.

Al analizar los resultados, no se encuentra alguna tendencia que nos pueda hacer suponer que las variaciones en la intensidad de los neutrones en el monitor puedan verse influenciados por un campo eléctrico. De este modo, se hizo un análisis más para comparar resultados en tiempo de tormentas con tiempos quietos, como se muestra en la siguiente sección.



rb

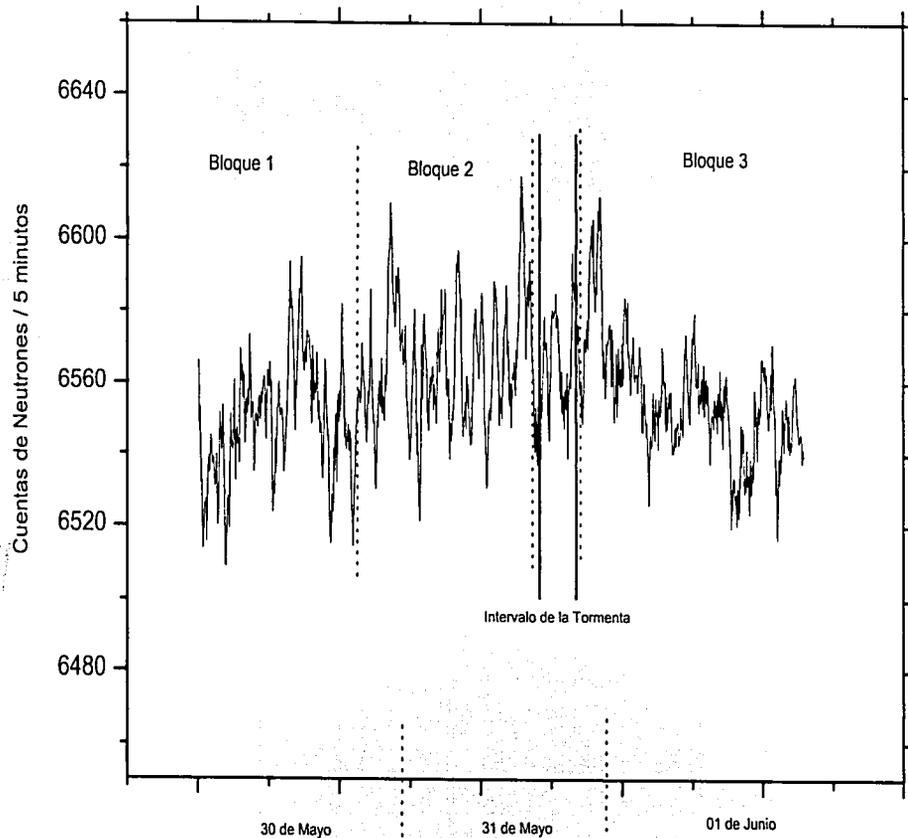


Figura 4.7. Cuentas de neutrones en función del tiempo con media móvil de 7 datos, para la tormenta del 31 de mayo de 1996.

93

TRMSS CON
FALLA DE ORIGEN

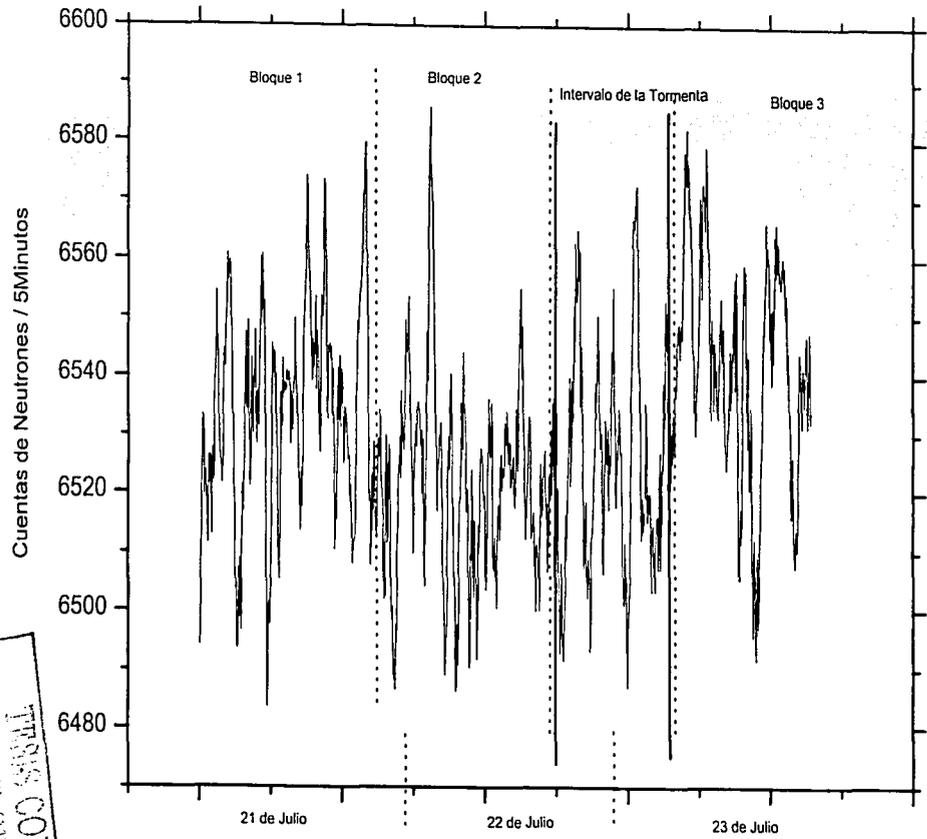


Figura 4.8. Cuentas de neutrones en función del tiempo con media móvil de 7 datos, para la tormenta del 22 de julio de 1996.

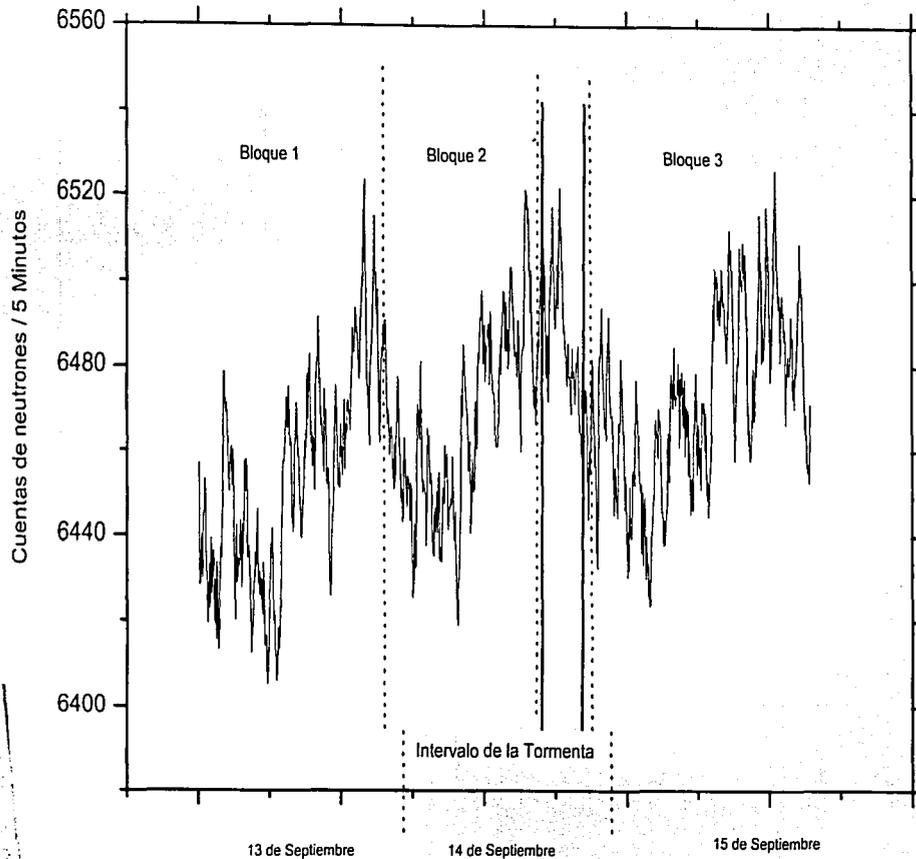


Figura 4.9. Cuentas de neutrones en función del tiempo con media móvil de 7 datos, para la tormenta del 14 de septiembre de 1996.

95

TESIS COM
FALLA DE ORIGEN

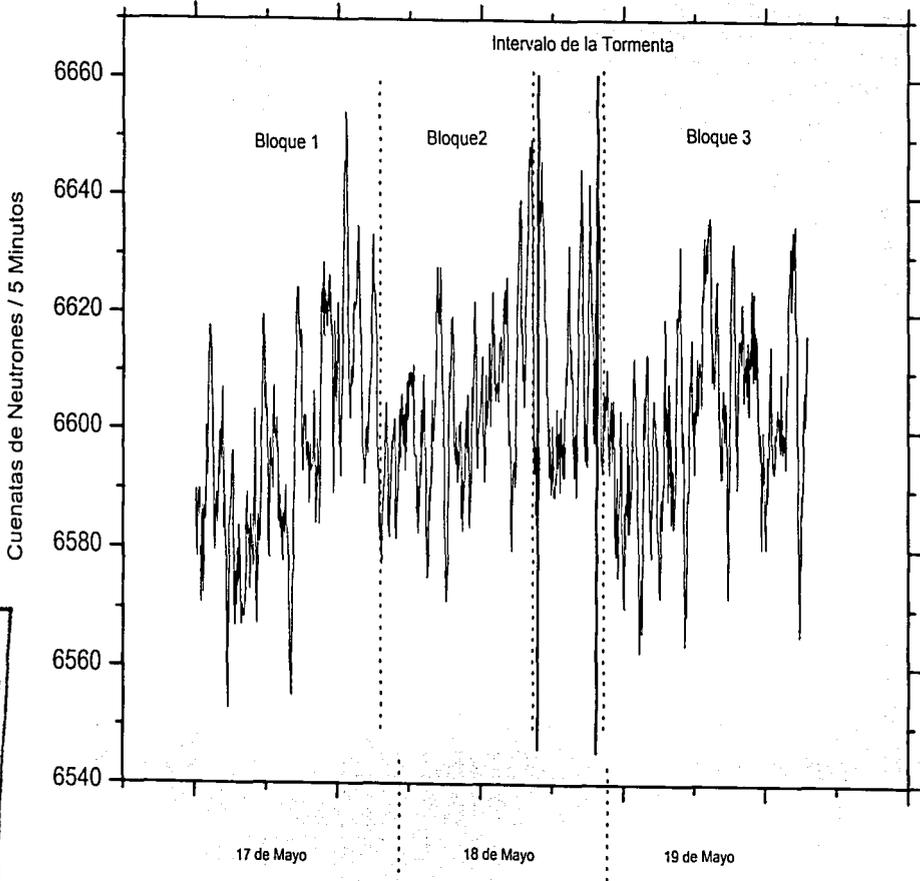


Figura 4.10. Cuentas de neutrones en función del tiempo con media móvil de 7 datos, para la tormenta del 18 de mayo de 1997.

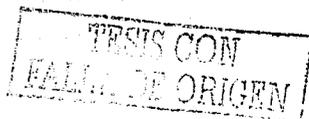
4.6. ANÁLISIS DE ÉPOCAS SUPERPUESTAS.

En las secciones anteriores, se eligieron dos intervalos de tiempo para los que existieron varias tormentas eléctricas. En esta sección se reportan los resultados de un análisis alternativo: el método de épocas superpuestas.

De la revisión de los datos de actividad eléctrica se identificaron tormentas importantes que estuviesen aisladas en el tiempo. Análogamente a la sección anterior, se definieron como tormentas importantes aquellas para las que estuviesen presentes todos los fenómenos observables (rayos, truenos, lluvia). Fueron considerados fenómenos aislados aquellos para los cuales no existiese alguna actividad eléctrica reportada durante las 72 hrs. anteriores o posteriores a la tormenta y, a diferencia de la sección anterior, se tomaron en cuenta también tormentas de menos de 4 hrs. de duración.

Para el año de 1996 fueron 9 las tormentas que satisfacen los criterios impuestos. En 1997 se encontraron sólo 5 de estas tormentas. Las tormentas seleccionadas se enlistan en la tabla 4.8.

El objetivo de analizar tormentas aisladas era el de tener una mejor definición de los conteos en tiempos quietos y ver si podían identificarse, mediante los datos del monitor de neutrones, la presencia de campos eléctricos previos, contemporáneos o posteriores al inicio de la tormenta eléctrica.



El método adoptado para el análisis es el llamado método de Chree de épocas superpuestas. Este método es muy utilizado para hacer inferencias acerca de la influencia de un fenómeno físico limitado en el tiempo sobre otro que es permanente.

1996	
<i>Tormenta</i>	<i>Duración (Hrs.)</i>
Marzo 5	4
Abril 16	2
Abril 30	2
Mayo 31	5
Junio 16	4
Julio 13	4
Julio 22	6
Septiembre 14	5
Diciembre 30	4
1997	
Mayo 18	6
Junio 1	5
Julio 26	3
Agosto 6	4
Septiembre 13	3

Tabla 4.8. Tormentas seleccionadas para los años 1996 y 1997.

Así pues, se utilizaron los conteos de neutrones de 5 minutos, a los que se filtró con una medla móvil de 7. Definimos una UTT (Unidad de Tiempo Tormenta) como el tiempo de duración de una tormenta eléctrica, así, para cada una de las tormentas eléctricas existirá su respectiva UTT que puede ser desde 2 hasta 6 horas.

Se definió como T_0 el intervalo de la tormenta, T_1 es el intervalo desde el inicio de T_0 hasta un UTT antes, T_1 va del final de T_0 hasta un UTT después y así sucesivamente. De esta manera, se tomaron 5 intervalos antes de T_0 y 5 después de él, de manera que el periodo total utilizado para cada tormenta es aproximadamente a dos días dentro de los cuales estamos seguros que solamente ocurrió una tormenta eléctrica.

Las intensidades promedio $I_1, \dots, I_0, \dots, I_5$ fueron pesadas por su correspondiente UTT para cada tormenta eléctrica, posteriormente se calculó una intensidad global promedio pesada ($\langle I_1 \rangle, \dots, \langle I_0 \rangle, \dots, \langle I_5 \rangle$) para las 14 tormentas eléctricas seleccionadas. Los resultados se muestran en las figuras 4.11 y 4.12.

Las figuras 4.11 y 4.12 muestran las variaciones en porcentaje de las intensidades globales promedio por unidad de tiempo tormenta (UTT). Las barras de error para cada figura muestran pequeñas variaciones. La figura 4.13 muestra las variaciones en porcentaje de las intensidades globales para todas las tormentas y esto permite comparar con las tormentas para cada año y verificar si se mantiene algún efecto.

Al analizar los resultados se puede notar una caída en la intensidad para el intervalo T_1 , en la figura 4.11 para 1996. Además, si se eliminara el punto T_1 , las gráficas serían muy parecidas, lo que nos puede indicar una tendencia en la intensidad global debida a la presencia de tormentas eléctricas intensas.

Los porcentajes de la intensidad global son muy similares para las tormentas de 1996 y 1997 y como cada grupo de datos fue pesado por su respectiva UTT, se elimina una posible influencia de tormentas de mayor duración sobre las de menor duración, facilitando así, el observar una posible influencia de los campos eléctricos en la intensidad promedio global.



bb

TESIS CON
FALLA DE COPIEN
MEXICO

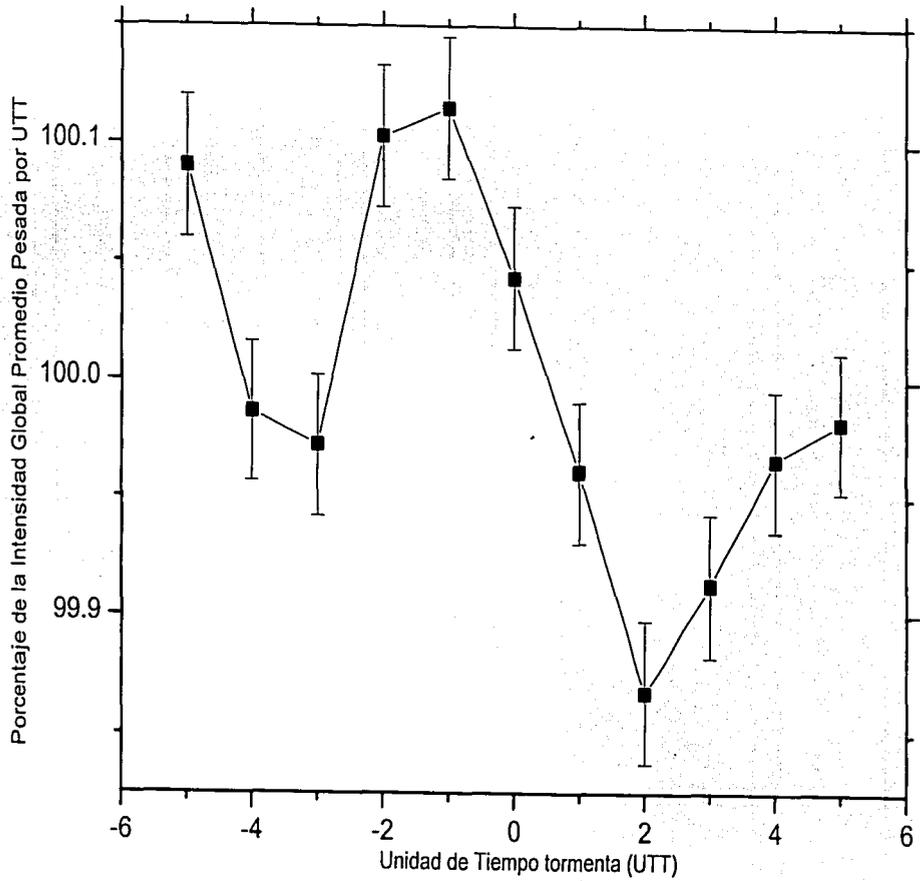


Figura 4.11. Porcentaje de la intensidad promedio por unidad de tiempo tormenta para los tormentos de 1996.

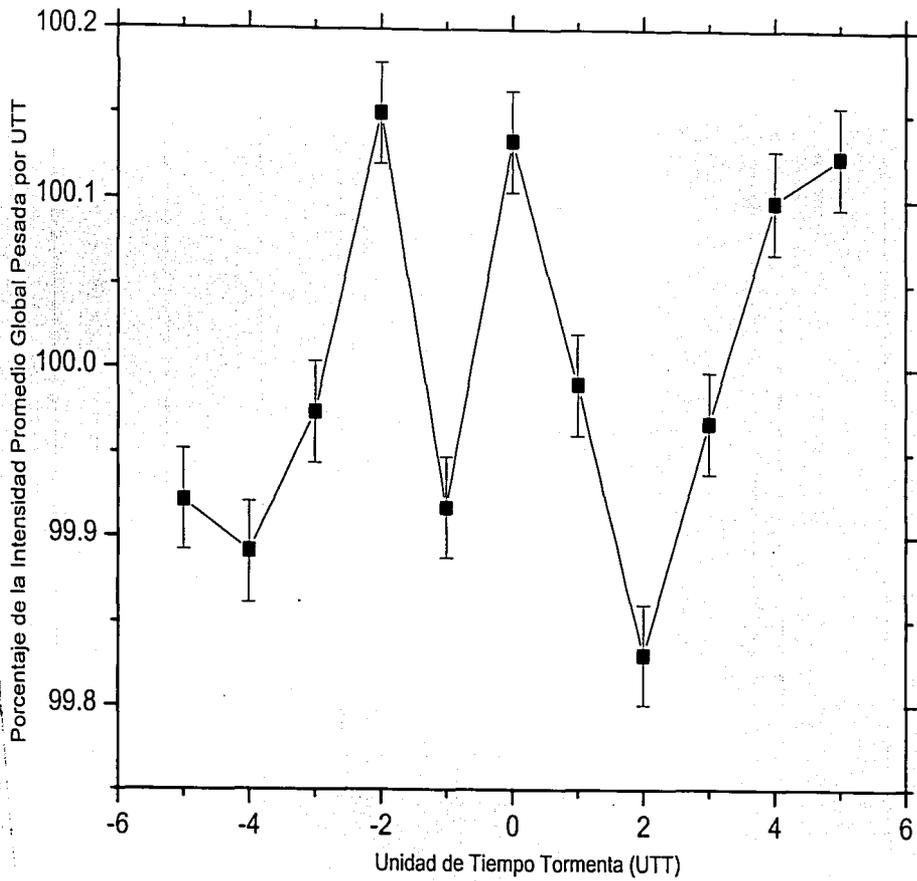


Figura 4.12. Porcentaje de la intensidad promedio por unidad de tiempo tormenta para las tormentas de 1997.

101

TESTES CON
FALLA DE ORIGEN

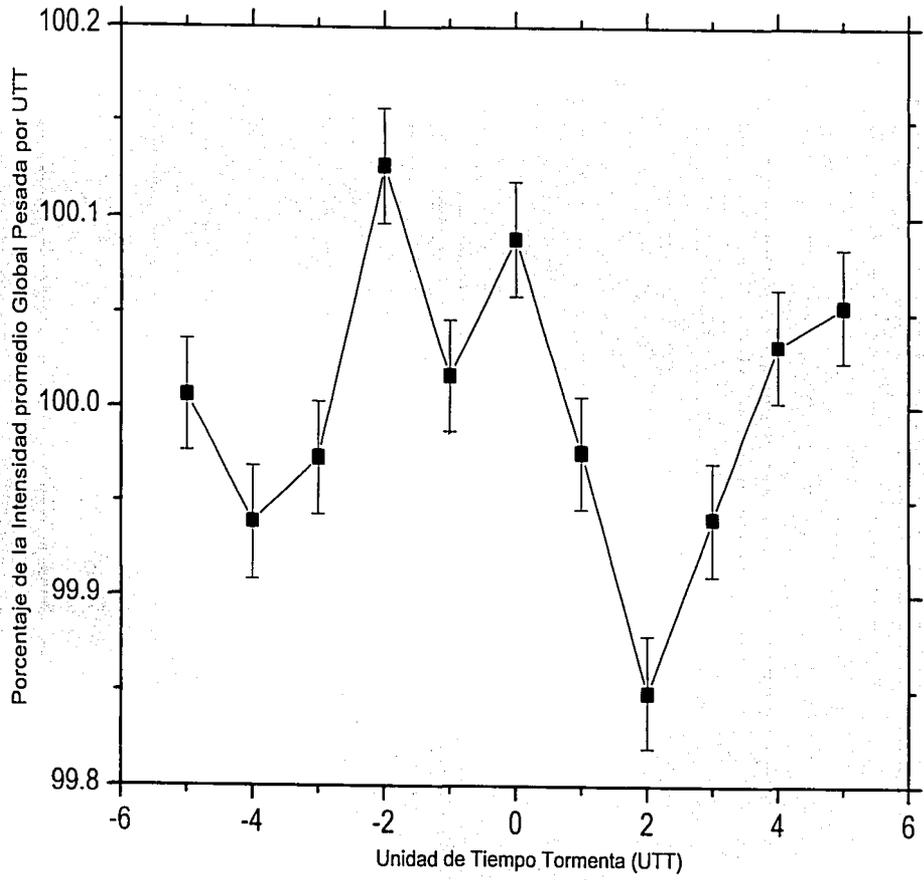


Figura 4.13. Porcentaje de la intensidad promedio por unidad de tiempo tormenta para todas las tormentas (1996 y 1997).

CONCLUSIONES



Con base en los estudios mostrados, se puede concluir que el análisis espectral mostró un indicio de la influencia de las tormentas eléctricas en las fluctuaciones de la intensidad de rayos cósmicos, debido a que dos de los espectros mantienen una mayor potencia que el resto de los espectros calculados y una tendencia descendiente con la frecuencia (Figura 4.3), sin embargo el nivel de ruido impide extraer información de los demás espectros.

Como se manejaron intervalos de tiempo que contuvieran suficientes tormentas sin importar su intensidad ni duración, la posible existencia de campos eléctricos de intensidad considerable durante todo el intervalo seleccionado no fue tomada en cuenta para este primer análisis, el cual buscaba señales de alta frecuencia producidas en el monitor de neutrones por campos eléctricos variables.

Este análisis constató que los intervalos de tiempo que contenían a las tormentas eléctricas no produjeron efectos sistemáticos apreciables en las fluctuaciones de alta frecuencia en la intensidad de neutrones registrada en el monitor de la Ciudad de México. De este modo, no se pudo construir un patrón de fluctuaciones para comparar tiempos quietos de tiempos con tormenta.

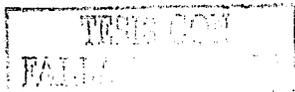
Al separar los tiempos quietos de los tiempos de tormenta se pudo determinar si existen señales de larga duración en el monitor de neutrones, debidos a los campos eléctricos atmosféricos, además, con el uso de una media móvil de 7 datos se pudo eliminar la influencia de las señales de muy alta frecuencia.

Al cotejar resultados de tiempos quietos y de tormentas, se pudo extraer un resultado apreciable, el cual consistió en que las desviaciones porcentuales en la media en tiempos de tormenta eléctrica son consistentes con los resultados publicados por Dorman, (Dorman, et al., 1995), debido a que estas desviaciones porcentuales están dentro del intervalo de variaciones propuestas por Dorman, el cuál es de 0.27% a 0.81%. Además, otro efecto significativo fue el hecho de que 8 de las 11 tormentas usadas para el análisis por bloques tienen desviaciones en la media menor que las correspondientes a tiempos quietos, lo que puede considerarse como un indicio de la posible influencia de los campos eléctricos en los conteos de neutrones.

Al analizar tormentas aisladas, se pretendía extraer la influencia de las tormentas eléctricas más intensas sobre las razones de conteo de neutrones en la Ciudad de México. Salvo para la tormenta de Julio 22, analizada en la sección 4.3, que generó una desviación en la media de 0.28%, ninguna de las demás tormentas generó resultados que pudieran ser consistentes con la teoría de Dorman. De este modo, las tormentas analizadas no generaron una tendencia sistemática.

Evitando la posible influencia de los datos de neutrones obtenidos durante tormentas de mayor duración sobre tormentas de menor duración, se definió y decidió el uso de la unidad de tiempo tormenta (UTT), para ser usada en el análisis de épocas superpuestas.

Con este análisis, nuevamente se buscaba la influencia de campos eléctricos atmosféricos sobre el conteo de neutrones en tormentas totalmente aisladas.



Las figuras 4.11 y 4.12 muestran una tendencia sistemática de la intensidad global de cuentas de neutrones a disminuir hasta el punto T_2 en las tormentas analizadas, para el año del mínimo solar (1996) y el año del comienzo de la actividad solar (1997), misma tendencia que se mantuvo cuando se usaron todas las tormentas (figura 4.13). Además, al eliminar el punto (T_1) en las figuras 4.11 y 4.12, estas gráficas son muy similares, lo que puede generar un indicio más de la posible influencia de los campos eléctricos atmosféricos intensos sobre la razón de conteo del monitor de neutrones de la Ciudad de México, debido a que se mantendría una caída en las cuentas de neutrones justo antes de que ocurra la tormenta eléctrica y podría ser registrado por el monitor de neutrones.

De acuerdo con Dorman (1995), es posible detectar los efectos de los campos eléctricos atmosféricos generados por tormentas eléctricas sobre los monitores de neutrones debido a la contribución de muones negativos con la razón de conteo total.

Este trabajo no muestra algún efecto significativo en las intensidades del monitor de neutrones de la Ciudad de México durante tormentas eléctricas ocurridas durante 1996 y 1997. La disminución fue de alrededor de 0.2%, pero de acuerdo con la teoría de Dorman (capítulo 3), deberíamos esperar un efecto de 0.27% a 0.81% en las razones de conteo del monitor de neutrones cuando se tienen intensidades de campo eléctrico de 100 a 300 Vcm^{-1} . Por lo tanto, nuestros resultados muestran que los campos eléctricos presentes son de menor intensidad que los usados en los cálculos de Dorman o que estos campos no son uniformes y varían en el tiempo y espacio sobre el desarrollo de la tormenta eléctrica.

Finalmente, es importante constatar que el trabajo realizado estuvo fundamentado en datos proporcionados por un observador, por ello, la intensidad y la duración de la tormenta eléctrica fueron dependientes del factor humano, por otro lado, no tuvimos acceso a intensidades del campo eléctrico. Esto último es de importancia relevante debido a que las mediciones hechas por Dorman se fundamentan en campos eléctricos cuyas intensidades fluctúan entre los 10 y 20 kV/m.

APÉNDICE A.

TRANSFORMADA DE FOURIER.

Un proceso físico puede ser descrito tanto en el dominio del tiempo, a través de $h(t)$ de cierta cantidad h ; o en el dominio de la frecuencia, para lo que se debe simplificar la amplitud H (generalmente es un número complejo) como función de la frecuencia f , es decir, $H(f)$, con $-\infty < f < \infty$. Ambas funciones, $h(t)$ y $H(f)$ están relacionadas por la transformada de Fourier, la cuál se expresa por:

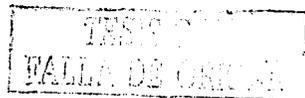
$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(2\pi i f t) dt \quad (\text{A.1})$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f) \exp(-2\pi i f t) df$$

Si t se mide en segundos, entonces f se expresa en Hz. Muchas ocasiones la función $h(t)$ se conoce para valores discretos del tiempo. Suponiendo que Δ denota el intervalo de tiempo entre dos mediciones consecutivas (intervalo de muestreo), entonces podemos escribir:

$$h_k = h(k\Delta), \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{A.2})$$

Para cada intervalo de muestreo Δ , existe una frecuencia especial, llamada frecuencia de corte o frecuencia crítica de Nyquist, dada por:



$$f_c = \frac{1}{2\Delta} \quad (\text{A.3})$$

Cuando se pasa al dominio de la frecuencia, el valor f_c indica la máxima frecuencia para la que se tendrá información. Este corte en frecuencia se debe al hecho de que el muestreo se hizo con cierto espaciamiento y no continuamente. Se está restringiendo el análisis de una función continua a una función definida en un intervalo finito de frecuencia. Esto hace que toda la densidad de potencia espectral que esté fuera del intervalo $-f_c < f < f_c$, será artificialmente desplazada hacia este intervalo. Este fenómeno se conoce como aliasing.

Transformada de Fourier discreta.

Suponiendo tener los valores medios de la cantidad continua $h(t)$, como (A.2). Para simplificar el análisis supondremos que N es un número par. Contamos con N valores de entrada de la variable h , entonces solamente se pueden producir N valores independientes a la salida, todos dentro del intervalo de Nyquist, es decir:

$$f_k = \frac{k}{n\Delta}, \quad k = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} \quad (\text{A.4})$$

Al considerar (A.4), la ecuación (A.1) se aproxima a:

$$H(f_k) \approx \Delta H_k = \Delta \sum_{n=0}^{N-1} h_n \exp(2\pi i k n / N) \quad (\text{A.5})$$

con f_k dada por la expresión (A.4).



Cooley y Tukey (1965) desarrollaron un algoritmo que simplifica enormemente el tiempo de cálculo de la transformada de Fourier (A.5), el método conocido como: Transformada Rápida de Fourier (FFT). A partir de entonces el algoritmo de la FFT ha sido usado para el cálculo de la transformada discreta de Fourier.



REFERENCIAS.

- Alexeenko, V. V., A. E. Chudakov, et al., Short perturbations of cosmic rays intensity and electric field in atmosphere, Proc. 19-th ICRC, La Jolla, 5, 332, 1985.
- Bendat, J. S. A. G. Piersol, *Random data: analysis and measurement procedures*, Wiley-Interscience, New York, 1971.
- Berkovitch, M., H. Carmichael, G. C. Hanna, and E. P. Hincks, *Phys. Rev.*, 119, 412, 1960.
- Byers, H. R. and Braham, R. R., 1948. *The Thunderstorm*. Weather Bureau, Washington, D. C., 287 pp.
- Chapman, S., 1953: Thunderstorm electrification in relation to rain and snow particles. In *thunderstorm Electricity*, H. R. Byers, ed., Univ. Chicago Press, Chicago, pp. 207-30.
- Dorman, L. I., I. V. Dorman, Cosmic ray atmospheric electric field effects, *Canadian J. of Physics*, 73, 440, 1995.



Dorman, L. I., I. V. Dorman, et al., Expected time variations of neutron monitor counting rate caused by CR particle energy change in the periods of thunderstorms, *Canadian J. of Physics*, 54, 1503, 1998.

Dorman, L. I., Geomagnetic and atmospheric effects in primary and secondary cosmic rays, Cosmogenic nuclei, Proc. 20-th Inter. Cosmic Ray Conf., 8, 186, 1987.

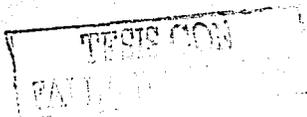
Dorman, L. I., *Meteorological Effects of Cosmic Rays*. NAUKA, Moscow, 1972.

Dorman, L. I., *Cosmic ray variations*, Gostekhizdat, Moscow, 1957.

Dye, J. E., W. P. Winn, J. J. Jones, and D. W. Breed, 1989. The electrification of New Mexico thunderstorms 1. Relationship between precipitation development and the onset of electrification. *J. Geophys. Res.*, 94, 8643-56.

Fisk, L. A., Solar System Plasma Physics, 1, ed. E. N. Parker, C. F. Kennel, L. J. and Lanzerotti, North-Holland NY, 1979.

Gaskell, W., and A. J. Illingworth, 1980: Charge transfer accompanying individual collisions between ice particles and its role in thunderstorm electrification. *J. Roy. Meteor. Soc.*, 106, 841-54.



Imyanitov, I. M., B. F. Evteev, and I. I. Kamaldina, 1969: A thunderstorm cloud. In *Planetary Electrodynamics*, Vol. 1, S. C. Coroniti and J. Hughes, eds., Gordon and Breach, New York, pp. 401-25.

Lethbridge, M. D., Cosmic Rays and Thunderstorm Frequency, *Geophysical Research Letters*, 8, 521, 1981.

Lethbridge, M. D., Thunderstorms, cosmic rays and Solar-Lunar Influences. *Journal of Geophysical Research*, 95, 645, 1990.

Marshall, T. C., and W. D. Rust, 1991: Electric field soundings through thunderstorms. *J. Geophys. Res.*, 96, 22, 297-306.

McGorman, R., W. Rust, *The electrical nature of storms*, Oxford University Press, New York, 1998.

Magono, C., *Thunderstorms*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1980.

Musil, D. J., Sand, W. R. and Schleusener, R. A., 1973. Analysis of data from T-28 aircraft penetrations of a Colorado hailstorm. *J. Appl. Meteorol.*, 12: 1364-1370.



Otaola, J. A., J. F. Valdés-Gallía, *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. La ciencia desde México, F. C. E., México, 1995.

Parker, E. N., *Planet. Space Sci.*, 13, 9, 1965.

Reynolds, S. E., M. Brook, and M. F. Gourley, 1957: Thunderstorms charge separation. *J. Meteor.*, 14, 426-36.

Schlegel, K., G. Diendorfer, Thunderstorm. lightning and solar activity, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 63, 1705, 2001.

Simpson, J. A., W. Fonger, and S. B. Trelman, *Phys. Rev.*, 934, 1953.

Swinson, D. B., *J. Geophys. Res.*, 75, 7303, 1970.

Takahashi, T., 1979: Warm cloud electricity in a shallow axisymmetric cloud model. *J. Atmos. Sci.*, 36, 2236-58.

Wallace, J. M., P. V. Hobbs, *Atmospheric Science*, Academic Press, New York, 1977.

Winn, W. P., C. B. Moore, and C. R. Holmes, 1981: Electric fields structure in an active part of a small, isolated thundercloud. *J. Geophys. Res.*, 86, 1187-93.

