

Tesis de Posgrado

Mediciones calibradas del flujo de radiación gamma a 1 Tev proveniente de fuentes galácticas

Rovero, Adrián Carlos

1995

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Rovero, Adrián Carlos. (1995). Mediciones calibradas del flujo de radiación gamma a 1 Tev proveniente de fuentes galácticas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2713_Rovero.pdf

Cita tipo Chicago:

Rovero, Adrián Carlos. "Mediciones calibradas del flujo de radiación gamma a 1 Tev proveniente de fuentes galácticas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1995.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2713_Rovero.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**MEDICIONES CALIBRADAS DEL FLUJO DE RADIACIÓN GAMMA A 1 TeV
PROVENIENTE DE FUENTES GALÁCTICAS**

Adrián C. Rovero

Trabajo de Tesis presentado para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas
1995

Director de Tesis: Dr. Trevor C. Weekes
Codirector de Tesis: Dr. Hector Kelly

Tesis

nj2

a Olga, Agustín y Matías

ÍNDICE

Capítulo 1: INTRODUCCIÓN

1.1 Motivación.	1
1.2 Guía de la Tesis.	2

Capítulo 2: ASTROFÍSICA DE MUY ALTAS ENERGÍAS

2.1 Introducción.	5
2.2 Producción y Atenuación de Fotones Gamma.	8
2.2.1 Procesos de Producción de fotones de MAE	8
2.2.2 Procesos de atenuación de fotones de MAE	10
2.3 Mecanismos de Aceleración de Partículas	11
2.4 Estado Actual de la Astronomía de MAE	13
2.4.1 La Nebulosa del Cangrejo	16
2.4.2 Cygnus X-3	19
2.4.3 Markarian 421	20
2.4.4 Pulsar PSR 1706-44	21

Capítulo 3: TÉCNICA CHERENKOV ATMOSFÉRICA

3.1 Introducción	23
3.2 Cascadas de Partículas en la Atmósfera	24
3.2.1 Cascadas iniciadas por rayos gamma (electromagnéticas)	25
3.2.2 Cascadas iniciadas por protones	26
3.2.3 Diferencias entre cascadas-p y cascadas- γ	27
3.3 Radiación Cherenkov	28
3.3.1 Producción de radiación Cherenkov	28
3.3.2 Radiación Cherenkov en la atmósfera	30
3.3.3 Radiación Cherenkov producida por cascadas	32
3.4 Detectores Cherenkov Atmosféricos - Técnicas de Detección	34
3.4.1 Antecedentes	34
3.4.2 Técnica básica - Detectores de primera generación	34
3.4.3 Detectores de segunda generación - Método de imágenes	37
3.4.4 Métodos de operación para sistemas de imágenes	38
3.5 El Telescopio de 10m del Observatorio Whipple	39
3.5.1 Descripción general	39
3.5.2 Reflector, montura y cámara	40
3.5.3 Electrónica, adquisición de datos	42
3.5.4 Normalización de datos	44
3.6 Calibración en Energía de Telescopios Cherenkov	45

**Capítulo 4: NUEVOS MÉTODOS DE OBSERVACIÓN Y ANÁLISIS
PARA SISTEMAS DE IMÁGENES**

4.1 Introducción	48
4.2 Cálculo de Significancias	49
4.3 La Técnica de Imágenes	52
4.3.1 Simulaciones - Antecedentes	52
4.3.2 Parametrización de Imágenes	56
4.3.3 Análisis Estándar - Supercortes	59
4.4 Optimización de Parámetros de Imagen	61
4.4.1 Datos Utilizados para el Estudio	62
4.4.2 Optimización de los Parámetros Elegidos	66
4.4.3 Comentarios	68
4.5 Nueva Metodología: Análisis-α	70
4.5.1 Planteo del Método	71
4.5.2 Determinación de ρ y α_0	73
4.5.3 Estudio de Efectos Sistemáticos	75
4.6 Conclusiones	77

Capítulo 5: CALIBRACIÓN ABSOLUTA DE UN TELESCOPIO CHERENKOV ATMOSFÉRICO

5.1 Introducción	79
5.2 Planteo del problema; Antecedentes	80
5.3 Calibración Utilizando Imágenes de Muones	83
5.3.1 Telescopio de muones	86
5.3.2 Predicción teórica de fotones emitidos	89
5.4 Condiciones del Experimento	93
5.5 Datos y Resultados	95
5.6 Área de Colección y Energía Umbral del Reflector de 10m	104
5.7 Conclusiones	107

Capítulo 6: OBSERVACIÓN DE FUENTES GALÁCTICAS

6.1 Introducción	110
6.2 Descripción de las fuentes observadas	114
6.2.1 Estrellas Wolf-Rayet	114
6.2.2 CG 135+01	117
6.3 Análisis de Datos	119
6.3.1 Observaciones - consistencia de los datos	119
6.3.2 Estrellas Wolf-Rayet	120
6.3.3 CG 135+01	123
6.4 Conclusiones	127

Capítulo 7: CONCLUSIONES GENERALES	132
Apéndice 1: Definición de los Parámetros de Imagen	136
Apéndice 2: Dispersión Total de la Imagen de un Muon	137
Referencias	139
Agradecimientos	144

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Motivación

La radiación gamma es el resultado directo de los procesos físicos más energéticos producidos en el universo. La astronomía de rayos gamma provee así información acerca de los procesos astrofísicos con mayor transferencia de energía, tales como expansiones rápidas en explosiones de supernova, aniquilación partícula-antipartícula, aceleraciones de alta energía, acreción gravitacional en objetos compactos, etc.. El universo es transparente a rayos gamma de energías por debajo de 10^{15} eV, mucho más que cualquier otra banda del espectro electromagnético, con muy poca, o nula, dispersión o absorción en el medio interestelar o intergaláctico. Esto permite el estudio de regiones que están oscurecidas por gas y polvo a otras longitudes de onda, ofreciendo la posibilidad de obtener información proveniente de regiones de muy alta temperatura o regiones de objetos exóticos donde haya alta densidad de partículas relativistas. Es posible también la identificación de fuentes puntuales ya que los rayos gamma no son desviados de su trayectoria por los campos magnéticos interestelares e intergalácticos, lo cual hace que mantengan su dirección de propagación desde la fuente hasta el observador. Las partículas cargadas, en cambio, cambian su dirección de propagación moduladas por los campos magnéticos cósmicos; tanto, que pierden totalmente la información acerca de sus orígenes. También los neutrones y mesones neutros, igual que los rayos gamma, pueden viajar sin deflexión desde la fuente que los genera, pero sus vidas medias son tan cortas que no pueden atravesar grandes distancias. Los neutrinos también viajan sin deflexión y son originados en interacciones análogas a las de los rayos gamma. Sin embargo, la interacción de éstos con la materia es demasiado débil como para hacer detecciones que no sean casos excepcionales.

De esta manera, al menos hasta el presente, la detección de rayos gamma cósmicos ofrece la única herramienta para llegar a penetrar el corazón de los procesos astrofísicos muy energéticos, limitado solamente por el fondo constituido por el flujo isotrópico de rayos cósmicos.

Los rayos gamma con energías mayores que 10^8eV no son originados en procesos térmicos sino que son el resultado de interacciones energéticas que involucran a electrones y nucleones. Por esta razón, la astronomía de rayos gamma está motivada principalmente por la posibilidad de brindar una solución al problema del origen de los rayos cósmicos, descubiertos en 1912 por Victor Hess. La astronomía gamma observacional enfrenta el desafío de demostrar la hipótesis de la generación de rayos cósmicos en fuentes puntuales, opuesta a la hipótesis de la aceleración de partículas por el medio interestelar, ya que estas fuentes discretas actuarían como generadores de rayos gamma a través de interacciones de rayos cósmicos con la materia. Si fueran detectadas fuentes puntuales en suficiente número e intensidad, quedaría explicada la naturaleza de la radiación cósmica.

Los procesos de producción de rayos cósmicos, de fundamental importancia para la astrofísica de alta energía y de rayos cósmicos, también captan interés en el campo de la física de altas energías. Esto se debe a que las fuentes de rayos cósmicos son capaces de acelerar partículas cargadas hasta energías mucho mayores que cualquier acelerador hecho por el hombre (10^{18}eV contra 10^{12}eV , aproximadamente). Las fuentes de rayos gamma energéticos, pueden imaginarse como laboratorios cósmicos en los cuales se puede estudiar el comportamiento de la materia a muy altas energías por medio de las características de la emisión gamma. Además, la interacción de estas partículas de extrema energía con la atmósfera provee a los físicos una herramienta con la cual se puede verificar cualquier extrapolación del conocimiento adquirido en los aceleradores de partículas actuales, a otros aceleradores de mayor energía en los cuales bien podrían descubrirse nuevos fenómenos físicos y nuevas partículas.

Lo expuesto en los dos últimos párrafos constituye la motivación original que impulsó el desarrollo de la astrofísica de muy altas energías. Desde el punto de vista astronómico, las observaciones de radiación gamma también captan interés; el espectro electromagnético de una fuente permite, en general, obtener conclusiones acerca de la dinámica que gobierna al sistema, los elementos que la componen, parámetros físicos, etcétera, y el espectro de rayos gamma no es una excepción a lo anterior. La aplicación de modelos que expliquen el flujo gamma observado, aún en el caso de tratarse de cotas máximas, puede contribuir a la determinación de densidades y mecanismos presentes en las regiones de formación de rayos gamma, entre otros. En particular, la astronomía gamma en el rango del TeV ha abierto un nuevo panorama para la cosmología con la reciente detección de la fuente extragaláctica Markarian 421, una galaxia de núcleo activo; se sugiere que las detecciones de fuentes extragalácticas darían mediciones independientes de la densidad intergaláctica de radiación infrarroja o de la constante de Hubble. La astronomía gamma de energías del TeV es, también, el complemento de detectores gamma montados sobre satélites, ya que se proyectan telescopios Cherenkov atmosféricos capaces de acceder a energías tan bajas como la máxima accesible por satélites al momento (~ 10 GeV) con el enorme beneficio de ser proyectos mucho menos costosos.

1.2 Guía de la Tesis

La astronomía gamma en el rango del TeV es una rama de la ciencia relativamente nueva y aún en desarrollo. Esto hace que prácticamente toda iniciativa científica que se pretenda realizar, lleve aparejado el desarrollo tecnológico del instrumental que se utiliza y, además, nuevas formas de análisis de datos, los cuales presentan constantes cambios en su forma y contenido. Casi como una regla, los trabajos de Tesis realizados en el tema poseen tres partes bien diferenciadas: un aporte a las técnicas de detección, un aporte al análisis de datos y un aporte científico en donde se utiliza lo desarrollado en las partes anteriores. El trabajo realizado aquí no es una excepción a esa regla.

Como consecuencia de lo expuesto, una introducción a los nuevos conceptos y

desarrollos tratados se hace necesaria. Es por eso que no sólo cada capítulo principal de la Tesis posee su propia introducción, sino que se han incluido dos capítulos introductorios para dar una visión general de la astronomía gamma del orden del TeV; en el capítulo 2, se describen los procesos que ocurren en el espacio y que tienen relación con rayos gamma de estas energías. El capítulo 3, por su lado, se dedica a la descripción de los fenómenos producidos en la atmósfera terrestre, desde las interacciones de rayos gamma y cósmicos en la atmósfera, hasta métodos de detección y descripción de telescopios utilizados en el rango del TeV.

Se presentan en este trabajo los resultados del análisis de datos tomados entre 1993 y 1994 con el telescopio Cherenkov atmosférico de diez metros de apertura del Observatorio "Fred Lawrence Whipple" sobre siete posibles fuentes de radiación gamma del orden del TeV. De los siete candidatos elegidos, seis son estrellas Wolf-Rayet, simples y binarias, y la restante es la fuente de radiación gamma del orden de 100 MeV GC 135+01, detectada por el satélite COS-B. Para el análisis de datos de las fuentes mencionadas, se utiliza un nuevo criterio, desarrollado en el capítulo 4, que modifica el método de observación de fuentes, eliminando la necesidad de tomar datos de comparación sobre otras regiones del cielo que no sean sobre la fuente en estudio. El capítulo 5, está dedicado a la forma de obtención de una calibración en energía del telescopio mencionado, con datos tomados en el mismo período de observación de las fuentes analizadas. Esto permite la determinación de flujos y, además, el desarrollo de un nuevo método para lograr calibraciones de telescopios Cherenkov atmosféricos. El análisis de estas fuentes y la discusión de resultados se dan en el capítulo 6.

Finalmente, en el capítulo 7, se presentan las conclusiones generales del análisis de datos realizado con el método desarrollado en el capítulo 4 y calibrados de acuerdo a lo obtenido en el capítulo 5, como así también los posibles pasos a seguir para la continuación de lo realizado en esta Tesis.

Capítulo 2

ASTROFÍSICA DE MUY ALTAS ENERGÍAS

2.1 Introducción

La astronomía de rayos gamma es una disciplina relativamente nueva que debe su existencia a una sugerencia hecha por Morrison (1958), acerca de que las fuentes de rayos gamma cósmicos deberían ser detectables en el rango de energía entre 0.2 y 400 MeV, usando detectores ubicados por encima de la atmósfera terrestre, en globos aerostáticos o aviones. Sin embargo, las estimaciones de flujos fueron muy optimistas y el desarrollo del campo fue muy lento en las décadas siguientes.

El espectro de *rayos gamma* ($r\gamma$) cubre demasiado del espectro electromagnético como para no necesitarse una definición más precisa del mismo. Abarcando 15 órdenes de magnitud en energía, la definición de $r\gamma$ va desde 0.51 MeV (masa en reposo del electrón) hasta, al menos, la energía correspondiente a la partícula más energética detectada al momento, $\sim 10^{20}$ eV. Para solucionar la ambigüedad, se separa al espectro de radiación gamma en rangos continuos de energías, las cuales corresponden a las energías cubiertas por las técnicas que se utilizan para detectarlos (ver Tabla 2.1). No es el objetivo aquí la descripción de cada una de las técnicas mencionadas en esa Tabla, lo cual puede encontrarse en la bibliografía (por ej.: Hillier, 1984; Ramana Murthy & Wolfendale, 1986), sino simplemente mencionar que existen y ubicar a la astronomía gamma de Muy Alta Energía (MAE; ~ 1 TeV) dentro del espectro electromagnético. Sí se describirán, en el Capítulo 3, las técnicas utilizadas en astronomía de MAE con telescopios Cherenkov atmosféricos, las cuales, básicamente, son técnicas para la detección de los fotones generados por efecto Cherenkov por las partículas de las cascadas iniciadas por $r\gamma$ o rayos cósmicos (rayos primarios) al entrar en la atmósfera terrestre.

Tabla 2.1: Subdivisiones del espectro electromagnético gamma.

Energía [eV]	Clasificación	Técnica Utilizada
$5.1 \times 10^5 - 5 \times 10^6$ (.51-5 MeV)	Baja Energía (BE)	Centelladores (satélite)
$5 \times 10^6 - 3 \times 10^7$ (5-30 MeV)	Media Energía (ME)	Telescopio Compton (satélite)
$3 \times 10^7 - 10^{10}$ (0.03-10 GeV)	Alta Energía (AE)	Cámara de Descarga (satélite)
$10^{11} - 10^{14}$ (0.1-100 TeV)	Muy Alta Energía (MAE, TeV)	Cherenkov Atmosférica (montaña o nivel del mar)
$10^{14} - 10^{17}$ (0.1-100 PeV)	Ultra Alta Energía (UAE, PeV)	Arreglo de Detectores de Partículas (montaña)
$10^{17} - 10^{20}$ (0.1-100 EeV)	Extrema Alta Energía (EAE, EeV)	Arreglo de Detectores de Partículas (nivel del mar)

El descubrimiento de pulsos Cherenkov iniciados por rayos primarios del orden del TeV (Galbraith & Jelley, 1953) fue seguido por algunos años de búsqueda de fuentes de rayos gamma por varios grupos, especialmente el de Crimea (Ucrania) desde 1960 a 1964 (Chudakov et al., 1965), en Inglaterra (Fruin et al., 1964), en Irlanda (Fegan et al., 1968) y en Estados Unidos (Fazio et al., 1972). Sólo fue reportada una señal de 3σ de significancia (esto es, la señal obtenida fue tres veces la varianza de la misma, § 4.2) proveniente de la Nebulosa del Cangrejo en 150 horas de observación entre 1969 y 1972 tomadas desde Mt. Hopkins (Fazio et al., 1972), resultado que fue tratado entonces como una cota superior del flujo a MAE. La astronomía de γ quedó luego en suspenso hasta los resultados de las observaciones de los grupos de Crimea y Tien Shan (Rusia) sobre Cygnus X-3 durante una erupción en radio (Vladimirsky et al., 1973). Se hicieron luego confirmaciones independientes de la emisión en MAE de esta fuente, reviviendo el interés por el tema y, desde principio de los años ochenta, un gran número de grupos (ver Tabla 2.2) ha usado distintos métodos de detección y análisis para aumentar la sensibilidad, obteniendo resultados interesantes.

La astronomía de γ ha cobrado un nuevo ímpetu en años recientes por el desarrollo

Tabla 2.2: Experimentos de la actualidad que utilizan técnicas Cherenkov atmosférica.

Técnica	Ubicación	País	Grupo
Imágenes + UV	Crimea	Ucrania	CAO
Imágenes	Arizona	EEUU	Whipple
Imágenes	Woomera	Australia	CANGAROO
Imágenes	La Palma	Canarias	HEGRA
Muestreo de frente de onda	Narrabri	Australia	Durham
Muestreo de frente de onda	Thémis	Francia	THEMISTOCLE
Muestreo de frente de onda	Thémis	Francia	ASGAT
Convencional	Potchefstroom	Sudáfrica	Potchefstroom
Convencional	Pachmarhi	India	Tata
Convencional	Gulmarg	India	
Convencional	Xing Long	China	IHEP

de telescopios y nuevas técnicas de análisis que permiten una mejor discriminación del fondo homogéneo de rayos cósmicos en un grado previamente imposible de lograr y, también, por el muy exitoso proyecto CGRO (Compton Gamma Ray Observatory). El instrumento EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope), montado en ese observatorio, puede detectar γ de AE (hasta 30 GeV, acercándose a los valores accesibles por los telescopios Cherenkov desde Tierra) con una sensibilidad un orden mayor a satélites anteriores y con resolución angular del orden de 0.1° . Este satélite ha provisto una gran cantidad de potenciales fuentes para la investigación por telescopios Cherenkov Atmosféricos y ha provisto información acerca de los procesos extraordinariamente energéticos que suceden en este tipo de fuentes.

Como fue mencionado en el capítulo anterior, la producción de γ de MAE está ligada a la presencia de partículas relativistas en las fuentes donde aquellos son generados. Por esta razón, en las secciones siguientes se describirán no sólo los mecanismos de producción y

absorción de radiación γ de MAE, sino también los de aceleración de partículas a energías observadas para los rayos cósmicos y que tengan relación con la producción de $r\gamma$ de MAE. Al final de este capítulo se dará una visión del estado actual de la astronomía γ de MAE, con la descripción de algunas fuentes de interés general o particular para esta Tesis.

2.2 Producción y Atenuación de Fotones Gamma

Los diversos procesos por los cuales se generan y absorben rayos gamma en situaciones astrofísicas, fueron descritos en detalle por varios autores (Fazio, 1967; Stecker, 1971; Hillier, 1984; Ramana-Murthy & Wolfendale, 1986). No es la intención aquí hacer una descripción detallada de esos procesos, sino sólo mencionar los más importantes en relación a fotones γ de MAE y que serán citados en algún momento del desarrollo del trabajo, ya sea porque son procesos involucrados en las interacciones ocurridas en las fuentes o bien están relacionados con los átomos de la atmósfera terrestre en la generación y evolución de cascadas atmosféricas (§ 3.2).

2.2.1 Procesos de Producción de Fotones de MAE:

La emisión de radiación γ puede darse por varios procesos; *a) transición entre niveles dentro de un núcleo*: manifestado como líneas en el espectro electromagnético y de ninguna importancia para la astrofísica de MAE; *b) aniquilación partícula antipartícula*: este proceso produce ya sea radiación γ o mesones. Los ejemplos más importantes son la aniquilación electrón positrón, que produce radiación γ , y la aniquilación nucleón antinucleón con la producción, principalmente, de piones; *c) decaimiento de partículas elementales*: la gran mayoría de las partículas elementales son inestables y decaen a estados más estables por medio de transiciones electromagnéticas o nucleares. Un decaimiento electromagnético está frecuentemente asociado a la emisión de uno o más $r\gamma$, siendo el caso más importante para

el rango de MAE el decaimiento del mesón π^0 a dos $r\gamma$. *d) aceleración de partículas cargadas:* bajo ciertas condiciones, las partículas cargadas aceleradas pueden llegar a radiar rayos γ . Dado que la potencia radiada por una partícula en esas condiciones es inversamente proporcional al cuadrado de su masa, en la mayoría de las situaciones sólo se considera a los electrones como importantes emisores de radiación por este mecanismo. Según sea la naturaleza de la fuerza que acelera al electrón, el proceso toma distintos nombres: *bremsstrahlung* cuando el electrón es acelerado en el campo electrostático de un núcleo, *sincrotrón o ciclotrón* cuando el campo acelerador es magnético y *dispersión Thomson o Compton* cuando la aceleración es en el campo electromagnético de un fotón.

La emisión de fotones γ que los electrones relativistas producen por *bremsstrahlung* es la principal fuente de generación de $r\gamma$ secundarios en cascadas atmosféricas (§ 3.2). En el caso de *bremsstrahlung* relativista se puede ver que la energía de un electrón decae exponencialmente con la distancia de penetración en el medio (Longair, 1992); puede así definirse una longitud característica de radiación, X_0 , cantidad que juega un papel importante en el desarrollo de cascadas electromagnéticas (§ 3.2.1). Otro mecanismo generador de radiación γ , presente en muchas fuentes emisoras, es el Compton Inverso; un electrón relativista colisiona con un fotón del medio, generalmente óptico o UV, entregando parte de su energía a este, que puede pasar a ser un fotón γ . Para regiones suficientemente extensas, los fotones pueden sufrir varias colisiones en las que ganan energía, pudiendo alcanzar una energía máxima correspondiente a la de los electrones aceleradores.

Finalmente, mencionaremos el decaimiento del mesón π^0 , el más importante en el rango de MAE. Cuando un mesón π^0 decae (con una vida media, en reposo, de $\sim 10^{-16}$ s), produce dos rayos gamma de energías $E_0 = 1/2 m_\pi c^2 = 70$ MeV en el sistema de referencia del pion, donde m_π es la masa en reposo del mismo. Estos piones son el producto de colisiones de alta energía de nucleones o la aniquilación nucleón-antinucleón, por lo que serán creados en reacciones a velocidades relativistas, con lo que el decaimiento del π^0 se hará a gran velocidad, dando lugar a la creación de fotones gamma de MAE o UAE en el sistema de laboratorio. La distribución en energía de los $r\gamma$ resultantes $n_{(E)}$, será, en el sistema de

laboratorio (Longair, 1992):

$$n_{(E)} = \frac{1}{E_o} \frac{\sqrt{1 - \beta_\pi^2}}{\beta_\pi} \quad (6.1)$$

donde β_π es la velocidad del pion neutro (v_π/c). La energía de los $r\gamma$ emitidos estará, además, entre los límites:

$$E_o \sqrt{\frac{1 - \beta_\pi}{1 + \beta_\pi}} \leq E \leq E_o \sqrt{\frac{1 + \beta_\pi}{1 - \beta_\pi}} \quad (6.2)$$

Como se ve de las ecuaciones anteriores, la energía del rayo emergente está sólo limitada por la velocidad del pion que, a su vez, depende del espectro de energía de los nucleones intervinientes en la reacción que lo genera.

2.2.2 Procesos de Atenuación de Fotones de MAE:

En el rango de energías del orden del TeV, el proceso dominante por el cual los rayos gamma interactúan con la materia es la producción de pares electrón-positrón en el campo electrostático de una partícula o núcleo. Este efecto es despreciable en el medio interestelar por la baja densidad, pero es importante en caso de que los $r\gamma$ atraviesen zonas de alta densidad, tales como nubes interestelares. También la atmósfera terrestre es suficientemente densa, con lo que la primer interacción del $r\gamma$ de MAE al entrar a esta será la producción de un par electrón-positrón. Otras interacciones con la materia son dominantes a más bajas energías (Compton y fotoeléctrico), convirtiéndose éstos entonces en los mecanismos por los cuales se disipará la energía de los $r\gamma$ secundarios generados por el $r\gamma$ de MAE incidente (ver § 3.2.1).

La interacción de rayos gamma con fotones de menor energía, también produce un par electrón positrón. La condición para que esta reacción ocurra es $E_1 E_2 > (m_e c^2)^2$, donde los

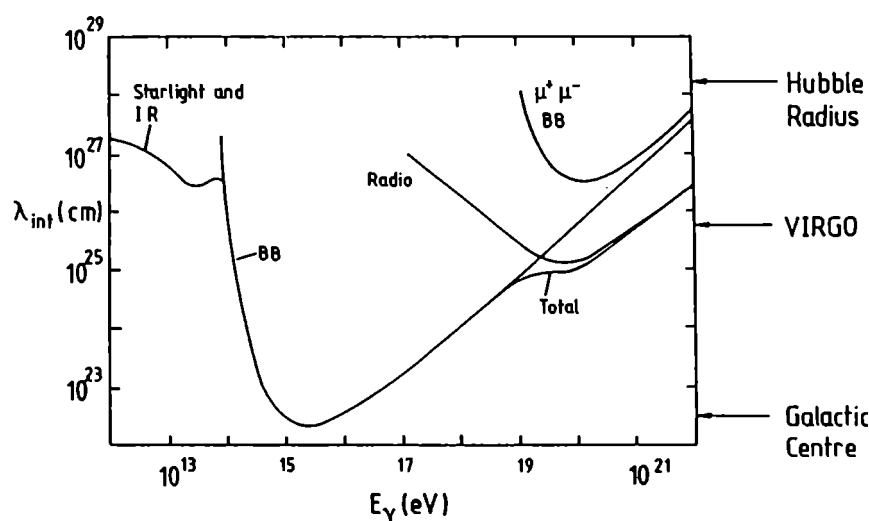


Figura 2.1: Longitud de interacción de la radiación gamma a diferentes energías (Ramana Murthy & Wolfendale, 1986).

subíndices 1 y 2 indican los fotones interactuantes. Esta última condición hace que fotones γ de MAE sean capaces de interactuar con los abundantes fotones de baja energía del fondo cósmico. No obstante, puede verse en la Figura 2.1 que el universo es relativamente transparente hasta 10^{27} cm (~ 300 Mpc) en el rango de MAE (Ramana Murthy & Wolfendale, 1986), con lo cual sólo el flujo de fotones γ proveniente de fuentes extragalácticas podrá ser significativamente afectado por esta reacción.

2.3 Mecanismos de Aceleración de Partículas

Desde que se descubrió que la radiación cósmica está formada por partículas, los científicos están tratando de explicar cómo son acelerados los rayos cósmicos a tan altas energías y si es un fenómeno producido a escalas galácticas o en fuentes puntuales. Cualquiera sea el modelo que se adopte, debe ajustarse a las siguientes características: el espectro de las partículas cósmicas que llegan a la Tierra debe seguir una ley de potencia tal que $dN_{(E)} \propto E^{-2.7} dE$; debe poder alcanzar energías tan altas como las más energéticas observadas, $\sim 10^{20}$ eV; y debe generar una abundancia relativa de elementos químicos que se ajuste a lo observado.

Los mecanismos aceleradores de partículas en condiciones astrofísicas son en la actualidad tema de estudio y discusión (por ej. Longair, 1992; Biermann, 1993) que escapan a las motivaciones de esta Tesis. En lo que sigue, y sólo por completitud, se hará una sintética descripción del mecanismo acelerador planteado como fuente de partículas energéticas en los objetos que fueran observados y que son incluidos en el análisis realizado en este trabajo.

Después de algunos intentos por lograr un modelo que cumpla con las condiciones mencionadas anteriormente, la primera teoría cuantitativa por la cual se pudo hacer una comparación con las observaciones es debida a Fermi (1949). El principio básico de su modelo es la ganancia de energía que las partículas experimentan en colisiones con nubes interestelares que poseen campos magnéticos. Los campos magnéticos serían los responsables de la reflexión de la partícula en la nube (espejos magnéticos), la cual ganaría energía en colisiones frontales y perdería en colisiones de cola, con una ganancia neta expresada por: $dE/dt=4M(V/c)^2 E$, donde E es la energía de la partícula, V la velocidad de la nube y M la frecuencia de colisiones. Fermi obtuvo de esta manera, y haciendo aproximaciones sobre la distancia media entre colisiones (del orden del *parsec*), una representación razonable del espectro de rayos cósmicos. Sin embargo, Fermi no consideró las pérdidas de energía de las partículas por ionización, que son muy importantes en procesos tan lentos y extendidos, y, además, sobreestimó las velocidades de las nubes interestelares, por lo que este mecanismo, llamado *de segundo orden de Fermi*, no fue tan eficiente como se propuso. Fermi (1954) planteó entonces como solución a este problema que las colisiones de cola se redujeran al mínimo con lo que las pérdidas de energía son menores y el proceso de aceleración mucho mas rápido. Si ese fuera el caso, la ganancia de energía de las partículas sería $dE/dt \propto (V/c)E$, por lo que este mecanismo es llamado *aceleración de Fermi de primer orden* (primer orden en la velocidad) y es, como se ve, mucho más rápido que la primera versión.

Utilizando este principio, Bell (1978a; 1978b) y Blandford & Ostriker (1978) modelaron la aceleración de partículas en frentes de ondas de choques generados en remanentes de explosiones de supernovas, los cuales se propagan a través del medio

interestelar a velocidades mucho mayores que la del sonido del medio (del orden de 10^4 km/s). El plasma que está detrás de la onda de choque, que en el sistema de referencia del frente será *corriente abajo*, es más denso y energético que el plasma que está delante de la onda, *corriente arriba*. Algunas de las partículas que son alcanzadas por el frente, ganan energía al rebotar con los campos magnéticos del plasma; el proceso es elástico ya que no es debido a colisiones entre partículas, sino a interacciones con irregularidades del campo magnético. De esa manera, las partículas son enviadas nuevamente corriente arriba cruzando el frente de choque, en donde pueden sufrir nuevas deflexiones y ser eventualmente alcanzadas de nuevo por la onda, en un proceso repetitivo en donde la ganancia de energía de la partícula depende de la energía inicial de ésta. Si llamamos β a esa ganancia promedio por ciclo y P a la probabilidad de que la partícula permanezca dentro de la zona de aceleración, entonces, después de k colisiones, $E=E_0\beta^k$ y $N=N_0P^k$, donde N_0 y E_0 son los valores iniciales de la cantidad de partículas y energía de las mismas, respectivamente. Eliminando k de esas dos ecuaciones, se llega a obtener un espectro de potencia cuyo índice espectral es -2, valor al que se arriva estimando β y P a partir de la diferencia de velocidades a ambos lados de la onda de choque. Las energías final y máxima de cada partícula no sólo dependen de las condiciones de la onda de choque, sino también del campo magnético existente en la zona de aceleración. A mayor intensidad del campo magnético, el ciclo realizado por la partícula al atravesar la onda de choque se ve reducido porque la probabilidad de ser deflectado por las irregularidades del campo son mayores. Luego, durante el tiempo de vida de la onda de choque, la partícula realizará más ciclos y, por lo tanto, ganará mayor energía.

2.4 Estado Actual de la Astronomía de MAE

Luego de más de cuarenta años de realizados los experimentos de Galbraith & Jelley (1953), lo que podría considerarse el comienzo del desarrollo del área, la astronomía y de MAE se encuentra en un estado muy activo. La etapa de desarrollo básico de técnicas de detección y análisis de datos está siendo superada y, paralelamente, se forman numerosos

grupos nuevos de trabajo en todo el mundo que realizan experimentos independientes. La tendencia actual es la de diseñar sistemas de detectores Cherenkov a gran escala, como queda evidenciado por las reuniones realizadas en Palaiseau (Francia, 1992), Calgary (Canadá, 1993) y Tokio (Japon, 1994), con el fin de compatibilizar las iniciativas de los distintos grupos en el desarrollo de tal sistema ("Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector"). Todo esto, unido al descubrimiento de nuevas fuentes, hace que la comunidad científica brinde total apoyo a la adjudicación de fondos para una cooperación mundial que facilite la realización de los proyectos mencionados (Snowmass-94).

Con todo, y tal vez por ser aún una disciplina en desarrollo, la lista de fuentes de radiación γ de MAE no es lo extensa que se desearía. El consenso es que existe sólo una fuente absolutamente establecida, la *Nebulosa del Cangrejo* (NC), y una serie de fuentes que han sido detectadas por algún grupo y no confirmadas en forma fehaciente, o son impredeciblemente variables (en lo que parece ser casi una regla para la mayoría de los objetos) de suerte tal que formar un catálogo de fuentes es una tarea algo subjetiva. Weekes (1992), haciendo una recopilación de objetos con detecciones reportadas en MAE y UAE, presentó una lista de 22 fuentes. Sin embargo, el mismo autor hace notar la marginalidad y/o no regularidad en la detección de muchas de las fuentes observadas, con excepción de la NC, como se mencionó anteriormente.

Al catálogo de Weekes (1992) deben agregarse dos fuentes recientemente detectadas y aún en estudio: la galaxia de núcleo activo Markarian 421 y el pulsar PSR 1706-44, ambas aún no confirmadas por segundos grupos, pero con altas significancias e incluidas en la Tabla 2.3 junto con las fuentes del catálogo de Weekes (1992). Estas dos fuentes, junto con la NC, tienen en común el haber sido descubiertas utilizando la llamada Técnica de Imágenes (§ 4.3), que es la utilizada en las observaciones analizadas en esta Tesis y que aparece como la más importante y exitosa de todas las desarrolladas al presente. Por lo anterior, y por considerarse de interés general y/o particular en el desarrollo del trabajo, las fuentes recién mencionadas, junto con Cyg X-3, serán descriptas más extensamente en secciones siguientes. En cuanto al resto de los objetos de la Tabla 2.3, se puede decir que en general son fuentes no confirmadas

Tabla 2.3: Catálogo de fuentes de radiación gamma de Muy Alta Energía.

<u>Pulsares</u>	<u>Binarias</u>	<u>Remanentes de Supernova</u>
PSR 0355+54	Her X-1	Nebulosa del Cangrejo (NC)
PSR 0531+21 (Cangrejo)	Cyg X-3	
PSR 0833—45 (Vela)	Vel X-1	<u>Extragalácticas</u>
PSR 1509—58	Sco X-1	Cen A
PSR 1706—44	SMC X-1	M31
PSR 1953+29	LMC X-4	Markarian 421
PSR 1937—21	Cen X-3	
PSR 1957+20	4U 0115+63	<u>Variables Cataclísmicas</u>
PSR 1855+09	1E 2259+58	AE Aqr
		AM Her

o, simplemente, no vuelvas a detectar. Tal es la situación de los púlsares, todos con resultados objeto de controversias en el rango de MAE, siendo únicamente los correspondientes al Cangrejo y a Vela asociados a fuentes de AE; estos púlsares, además, están asociados a las fuentes puntuales más intensas del cielo en ese rango de energía.

De las fuentes extragalácticas, por su lado, las de núcleo activo (AGN) se presentan como muy promisorias, entre las que se encuentra Markarian 421, aunque también M31 y Cen-A fueron reportadas y, de nuevo, no confirmadas. Hay otro aspecto importante en la detección de fuentes extragalácticas referida a temas cosmológicos que serán discutidos en § 2.4.3.

El grupo de las binarias es el más estudiado de la lista y, la mayoría de ellas, parecían estar bien establecidas antes de 1985 con la detección por varios grupos, detecciones generalmente asociadas a periodicidades de las fuentes en otras bandas del espectro. Todas tendrían en común una asociación con objetos compactos como compañeras y la emisión en radiación X.

2.4.1 La Nebulosa del Cangrejo:

Este objeto ha sido estudiado desde los comienzos de la astronomía de MAE y es uno de los remanentes de supernova más jóvenes conocidos, observado primero por los chinos hace aproximadamente novecientos años. La Nebulosa del Cangrejo es la remanente de supernova (RSN) más brillante de la galaxia en radiación X; es la única nebulosa a la que se le ha detectado radiación de sincrotrón polarizada en todas las longitudes de onda, desde radio hasta X. El objeto que contiene en su centro es un púlsar muy joven (menos de mil años) el cual, además, es el más luminoso conocido.

La NC fue detectada en MAE en varios experimentos durante los últimos 20 años. Fue detectada primero por un grupo del Instituto Smithsonian con un telescopio de primera generación (ver § 3.4.2) de baja energía umbral (Fazio et al., 1972); el análisis fue basado en 150 horas de observación entre 1969 y 1972, con lo que se logró sólo 3σ de significancia. Luego de esta detección marginal, se reportó una confirmación por el grupo de Tien Shan (Mukanov, 1983) pero con flujos demasiado altos que nunca fueron reconfirmados. Con la primera versión de cámara del telescopio Whipple (37 pixels), se detectó a la NC con una significancia aún no lo suficientemente alta como para considerarse determinate, 5.6σ , con 34 horas de observación tomadas entre 1983 y 1985 (Cawley et al., 1985). La primer evidencia clara de que la NC es un emisor γ de MAE, se logró con la obtención de 9σ de significancia de las observaciones tomadas con la misma cámara de 37 pixels del grupo Whipple durante los años 1986 a 1988, utilizando criterios de selección de eventos basados en simulaciones que permitió la eliminación de más del 98% de los eventos causados por la radiación de rayos cósmicos del fondo (Weekes et al., 1989). Este resultado fue luego confirmado por un grupo de la Universidad de Michigan (Akerlof et al., 1989). Estos sucesos motivaron la construcción de una nueva cámara, de alta resolución, para el telescopio de 10 metros de diámetro del Observatorio Whipple (109 pixels; § 3.5.2), con la que se logró una significancia de 20σ en 30 horas de observación tomadas entre 1988 y 1989, dando un flujo de 7×10^{-11} fotones $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ para radiación γ por encima de 0.4 TeV (Vacanti et al., 1991). Además, por primera vez en esta clase de experimentos, se pudo trazar un espectro de energía a partir de observaciones

tomadas con un solo instrumento. En años recientes se han reportado confirmaciones de esta detección, todas consistentes con las anteriores y ninguna de ellas presentando evidencias de variabilidad, poniendo a esta fuente en la muy importante posición de fuente estable, tomada ya por muchos autores como fuente de referencia. Como tal, la NC continúa siendo observada, lográndose ya significancias globales muy elevadas.

La importancia de dejar en claro lo indiscutible del establecimiento de la NC como fuente estable radica en permitir, sin que queden dudas sobre su validez, nuevos estudios para la optimización de criterios de análisis de datos y obtención de espectros de energía a partir de observaciones hechas sobre esta fuente. En particular, caso que afecta a esta Tesis, la obtención de un nuevo método de observación de candidatos que hace innecesaria la adquisición de datos de comparación (capítulo 4).

Dada la importancia de la NC en todos los rangos del espectro electromagnético y lo muy estudiado y observado de esta fuente, existen varios trabajos que intentan explicar el origen de la radiación observada. Una revisión de esos modelos para el rango de radiación γ está dado por De Jager & Harding (1992), quienes calculan el espectro de emisión de la NC por medio de la combinación de emisión sincrotrón y Compton Inverso por parte de electrones. Está bien establecido que el púlsar central de la nebulosa inyecta electrones relativistas en la misma, los que pierden su energía, principalmente, por emisión sincrotrón en el campo magnético que el mismo púlsar genera, dando lugar al espectro de radiación de AE. Los electrones, cuya energía máxima está calculada en $\sim 10^{15}$ eV, también producen radiación γ de MAE a través de la interacción con fotones del medio por el mecanismo Compton Inverso, generándose así un espectro Compto-sincrotrón en el rango del TeV. La forma final del espectro calculado de esa manera, es sensiblemente dependiente del campo magnético medio de la nebulosa. De esa manera, De Jager & Harding (1992) ajustaron las observaciones hechas en todos los rangos de radiación γ , variando el campo magnético; luego, compararon a este con mediciones independientes del mismo, dando un resultado consistente. El espectro calculado por los autores citados, junto con las observaciones realizadas por varios grupos en distintos rangos de energía, puede verse en la Figura 2.2.

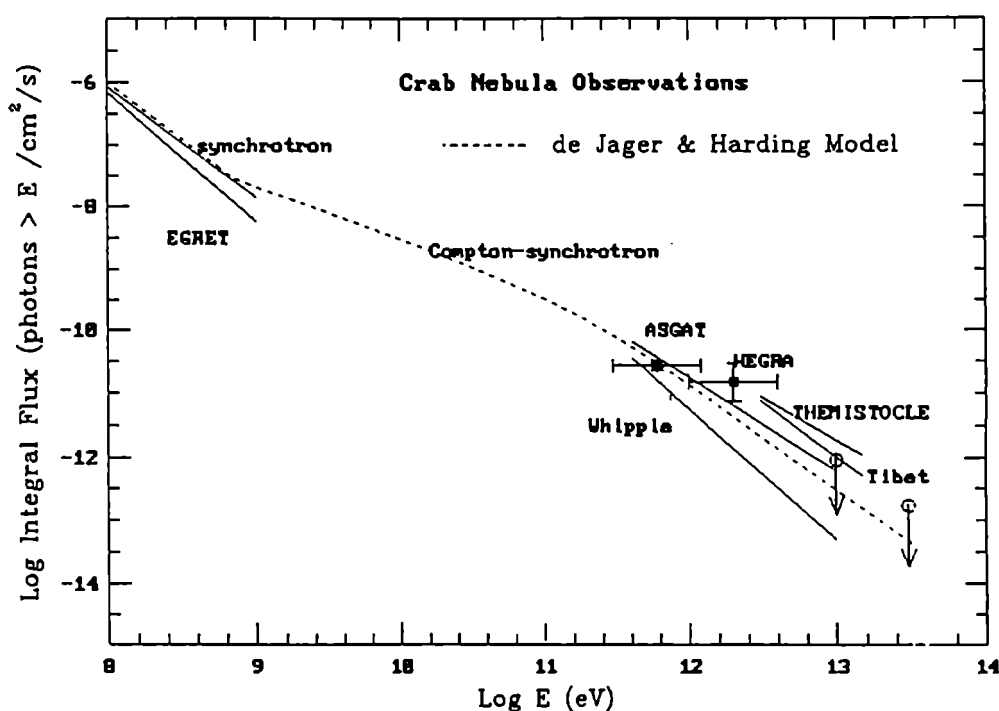


Figura 2.2: Mediciones del flujo a varias energías realizadas sobre la Nebulosa del Cangrejo y modelo que ajusta las observaciones (Lamb, 1994).

El problema de la determinación de áreas de colección y energías umbrales de telescopios Cherenkov atmosféricos, cobra en la NC un caso de interés. Los métodos de selección de eventos utilizados para discriminar la señal y del fondo de rayos cósmicos, son críticos para la determinación de los parámetros mencionados. Recientemente, Lewis et al. (1993) ha extendido estos métodos con el fin de lograr una respuesta del telescopio menos correlacionada con la energía (más plana) y ha derivado, consecuentemente, un espectro para la NC el cual presenta diferencias con el originalmente calculado por Vacanti et al. (1991), tema que se encuentra aún en discusión dentro del grupo Whipple, originador de ambos espectros. Un punto de incerteza dentro de la discusión es la llamada *calibración absoluta*, responsable de la vinculación entre la energía del rayo primario generador del evento registrado por el telescopio y los parámetros obtenidos por éste. La obtención de una calibración como la mencionada, es tema de este trabajo y será desarrollada en el capítulo 5.

2.4.2 *Cygnus X-3*:

Este sistema binario de baja masa y con emisión de rayos X es el más enigmático de todas las binarias listadas en la Tabla 2.3. En radiación X muestra un período de 4.8 hs que, se supone, pertenece al movimiento orbital. En radio, presenta variaciones irregulares con cambios de intensidad de factores 10^3 y en IR es también variable. Entre fines de la década del setenta y principios de la del ochenta, fue motivo de observación y estudio en el rango de MAE, mostrando detecciones positivas por varios grupos independientes que identificaron claramente el período de 4.8 hs. También fue detectada y confirmada en UAE por varios grupos. Todas esas detecciones parecieron indicar, para mediados de los ochenta, que Cyg X-3 era una fuente establecida.

Sin embargo, posteriormente a las detecciones mencionadas, Cyg X-3 parece haberse "apagado" como fuente de radiación a MAE (O'Flaherty et al., 1992); desde 1988 hasta 1990 no hubo más que algunos reportes de cotas límites en los flujos observados. La posible detección de un púlsar de período de 12.59 ms en en rango del TeV por parte del grupo de Durham, con datos tomados entre 1981 y 1988, no hizo más que agregar factores de discusión, ya que esta detección no pudo ser confirmada por ningún otro grupo, siendo todos los intentos de resultado negativo. Una revisión de todos los problemas y estudios realizados sobre esta fuente puede hallarse en el trabajo realizado por Fegan (1993).

Lo que hace a esta fuente interesante desde el punto de vista de esta Tesis, es la posibilidad de tener como primaria a una estrella Wolf-Rayet (WR); van Kerkwijk et al. (1992), analizando líneas de emisión de He, observaron lo fuerte y ensanchado de las líneas de He I y He II y lo débil de las líneas de H, características de estrellas WR y le asignaron un tipo espectral WN7. Este resultado fue confirmado en un trabajo reciente presentado por Cherepashchuk & Mofat (1994) quienes, además, relacionan lo observado con una fase de período muy corto, y por lo tanto de difícil detección, en la evolución de estrellas WR con componentes compactas. Estos hechos convierten a Cyg X-3 en un posible criterio para la selección de candidatos a emisores y de MAE entre las estrellas WR, criterios que serán analizados en el capítulo 6.

2.4.3 Markarian 421:

Markarian 421 (Mrk 421) es una galaxia elíptica gigante con núcleo activo del tipo BL Lacertae; ha sido identificada como una fuente fuertemente variable en las bandas de radio, óptico y X, con duraciones erráticas del orden de días (en óptico) u horas (en X). Fue detectada también en radiación γ de AE por el instrumento EGRET a bordo del satélite CGRO, junto con otros objetos extragalácticos (Fichtel et al., 1992).

No existen modelos detallados que expliquen las características de este tipo de objetos; muestran brillos en el cielo comparables al de estrellas, lo que implica, dado su lejanía, que son extremadamente luminosos, tal vez varios órdenes de magnitud mayor que nuestra galaxia. Se especula que consistirían de un objeto compacto muy masivo, presumiblemente un agujero negro de más de $10^8 M_{\odot}$, con un disco de acreción rodeado de una envoltura caliente y muy frecuentemente con la presencia de jets perpendiculares al disco galáctico. La radiación γ se originaría en ondas de choque generadas por los jets relativísticos o el disco de acreción.

Luego de detectada por el EGRET, Mrk 421 se convirtió en buen candidato a emisor de radiación de MAE; fue detectada por el grupo Whipple en ese rango de energía (Punch et al., 1992) durante observaciones realizadas junto con otros objetos extragalácticos candidatos a emisores (Kerrick et al., 1993), siete de los cuales también fueron detectados por EGRET. La señal reportada fue de una significancia de 6.3σ , en 7.5 horas de observación, dando un flujo integral de 1.5×10^{-11} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para energías mayores que 0.5 TeV, lo que equivale a un 30% del flujo de la NC (Punch et al., 1992); para una distancia a la fuente de 124 Mpc, la luminosidad de Mrk 421 sería de 10^{43} erg s^{-1} , considerando radiación isótropa. La última afirmación sería incorrecta si se considera que la fuente posee jets, de lo cual existen indicaciones.

Además de ser la más débil de las fuentes extragalácticas detectadas por EGRET, Mrk 421 tiene una diferencia que la hace particular frente a las demás, su distancia o corrimiento al rojo ($z=0.031$). En virtud del efecto de absorción descrito en § 2.2.2, podría ser que Mrk 421 haya sido detectada sólo por ser la más próxima; la radiación proveniente de las demás

sufriría demasiada absorción por la interacción con los fotones de baja energía intergalácticos como para ser detectadas con los telescopios actuales; la Figura 2.3 muestra la severidad de este efecto en un ejemplo que compara la absorción para el quásar 3C 279 ($z=0.54$) y para Mrk 421. Si este fuera el caso, se podrían obtener cotas límites en la radiación infraroja de fondo (Biller et al., 1995) o mediciones de la constante de Hubble (Salamon et al., 1994).

Mrk 421 continuó siendo monitoreada por el grupo Whipple posteriormente a su detección, obteniéndose 130 horas de observación en 90 noches. El flujo de la fuente, entre diciembre de 1993 y mayo de 1994, mostró una declinación del 50% respecto al registrado en 1992. Sin embargo, en 36 minutos de observación del 14 de mayo de 1994, la fuente mostró un incremento del flujo en un factor 4 o 5 por encima del mínimo detectado, y el 15 del mismo mes, en 28 minutos de observación un incremento de factor 2 sobre el anterior, poniendo a Mrk 421 en un nivel de brillo superior al de la NC (Kerrick et al., 1994). Las observaciones debieron ser suspendidas luego hasta el 29 de mayo, fecha en que se volvió a registrar el nivel más bajo de emisión. La observación del incremento en el flujo de Mrk 421 se produjo con un día de anticipación al crecimiento en intensidad observado en radiación X entre 2 y 10 keV (Takahashi et al., 1994), lo cual sería una confirmación del evento registrado en MAE.

2.4.4 Púlsar PSR 1706-44:

Se conocen, al presente, cinco púlsares emisores de radiación γ y de AE; el del Cangrejo, Vela, Geminga, PSR 1055-52 y el radio púlsar PSR 1706-44. El único de ellos hasta ahora asociado a una fuente de emisión de MAE es el del Cangrejo (asociado a la NC). El púlsar

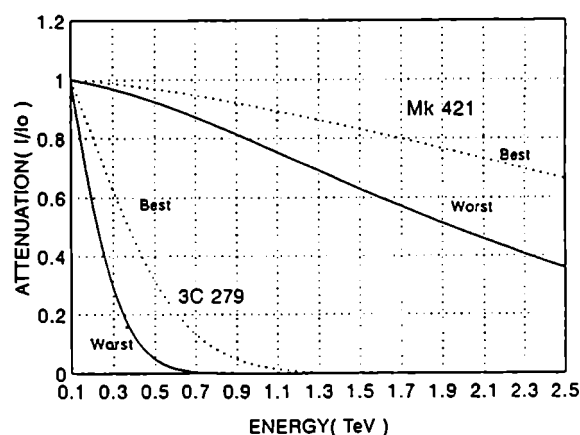


Figura 2.3: Atenuación de radiación gamma para dos fuentes extragalácticas con distintos corrimientos al rojo. Se indican el mejor (punteado) y peor caso, según modelos existentes (Fegan, 1993).

PSR 1706-44 fue detectado por el CGRO e identificado con la fuente 2CG 342-02 de período 102 ms (detectada por el satélite COS-B). Posee, al igual que la NC, una nebulosa que lo rodea. Fue detectado en MAE por el grupo CANGAROO (Australia) en 1992 con una significancia que va desde 5 hasta 9σ según el análisis aplicado (Ogio et al., 1993), correspondiendo a un flujo estable (no pulsante) de $\sim 1 \times 10^{-11}$ fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para fotones de energía mayor que ~ 1 TeV (aproximadamente el mismo que la NC); este flujo es dos órdenes de magnitud menor que lo que se esperaría por la extrapolación del espectro γ de AE, contrariamente a lo que ocurre con la NC. La detección de este púlsar en energías del orden del TeV fue confirmada por el mismo grupo utilizando observaciones realizadas durante 1993, con una significancia de 10σ (Kifune et al., 1995).

La relevancia de esta detección, de confirmarse, sería, para el hemisferio Sur, equivalente a la de la Nebulosa del Cangrejo en el hemisferio Norte: una fuente de referencia estable.

Capítulo 3

TÉCNICA CHERENKOV ATMOSFÉRICA

3.1 Introducción

En la región del espectro electromagnético óptico y de radio, las observaciones astronómicas pueden realizarse desde la superficie de la Tierra con una mínima absorción por parte de la atmósfera. Sin embargo, para frecuencias más altas los detectores deben ubicarse fuera de la atmósfera, montados sobre satélites o globos, ya que ésta tiene coeficientes de atenuación significativamente elevados para el rango del espectro electromagnético que va desde el ultravioleta hasta gamma. Para radiación de MAE, la opacidad atmosférica es equivalente a la de 1 m de plomo y, además, el flujo de fotones es tan bajo ($\sim 1 \text{ m}^{-2}\text{año}^{-1}$ para energías mayores que 1 TeV y para la fuente más intensa conocida) que aún con satélites no se puede obtener suficiente estadística como para lograr observaciones significativas, ya que se requeriría de volúmenes de detección extraordinariamente grandes y la tecnología de satélites pone serias limitaciones en el tamaño de los detectores. Sin embargo, a esas energías, el resultado de la interacción de los r y γ con la atmósfera puede ser utilizado para detectar esos fotones usando observatorios en Tierra. La Técnica Cherenkov Atmosférica hace uso de este fenómeno y es, al presente, el único método disponible de detección a MAE.

Las secciones siguientes de este capítulo serán dedicadas a la descripción de los fenómenos producidos por los rayos primarios al llegar a la Tierra; su interacción con los átomos de la atmósfera, el desarrollo de esas interacciones en ésta, formas de detección y métodos de análisis de datos. Se describirá también al telescopio Cherenkov Atmosférico del Observatorio Whipple, con el que se realizaron las observaciones utilizadas en esta Tesis, y se discutirá su calibración como punto introductorio al capítulo siguiente.

3.2 Cascadas de Partículas en la Atmósfera

La interacción de rayos primarios energéticos (protones, núcleos y fotones γ) con la atmósfera terrestre crea una cascada de partículas secundarias, las cuales, si poseen carga eléctrica, perturban al medio produciendo luz por efecto Cherenkov que puede ser colectada por un detector. Tales cascadas se conocen como *cascadas extendidas en aire* ya que el desarrollo lateral de los fotones Cherenkov que generan es del orden de 10^4m^2 (a altitudes de detección). De esta manera, la atmósfera pasa a ser parte del detector ya que actúa como calorímetro para los rayos primarios, detector que se completa con un colector de la luz Cherenkov generada por las partículas (en realidad, por el medio) que componen la cascada. El área de colección para tal detector no depende del área del colector, sino del desarrollo lateral de los fotones producidos por la cascada; la detección puede realizarse en cualquier lugar dentro del radio de desarrollo lateral de los fotones generados en el proceso. Esto constituye una tremenda ventaja sobre detectores satelitales, ya que en éstos el área de colección es proporcional al área del detector.

La técnica descrita anteriormente se conoce como Cherenkov Atmosférica y cubre el rango de energías entre 100 GeV y 100 TeV (MAE).

Como queda expuesto, no sólo los γ pueden generar cascadas en la atmósfera (cascadas- γ) cuyos fotones sean detectables, sino que también los protones, núcleos de He y núcleos pesados generan cascadas similares. De los últimos, los protones son la principal componente de este "fondo" de cascadas (aproximadamente el 80%, en número). Ya que las características de las cascadas causadas por estas partículas son las mismas, al menos comparadas con las cascadas- γ , las llamaremos con el término genérico "cascadas-p". La señal producida por estas cascadas-p constituye el fondo para la señal γ . Para incrementar la señal sobre el fondo es necesario poder distinguir las cascadas- γ del resto de los eventos, para lo cual es imprescindible conocer las diferencias entre ambos tipos de sucesos.

3.2.1 Cascadas Iniciadas por Rayos Gamma (electromagnéticas):

Puede verse (por ej. Evans, 1955) que para energías mayores que 20 MeV el mecanismo dominante de absorción de $r\gamma$ en la atmósfera terrestre es la producción de pares, o sea la creación de un par electrón-positrón relativístico en el campo coulombiano de un átomo. El camino libre medio del fotón γ para esta interacción, λ_i , es de 48.5 g cm^{-2} , con lo que el promedio de las interacciones ocurre a una altitud aproximada de 20 km. Además, comparando la profundidad atmosférica a nivel del mar, 1033 g cm^{-2} , con el valor de λ_i , se deduce que, virtualmente, ningún $r\gamma$ de alta energía llega al nivel del mar, que equivaldría a recorrer aproximadamente $20 \lambda_i$.

El electrón o positrón producido en la primera reacción del $r\gamma$ incidente, es atenuado en la atmósfera por ionización o bremsstrahlung. Estos dos efectos son igualmente importantes para un valor crítico de energía del electrón, ϵ_c , que, para aire, es de 83 MeV (Longair, 1992). Por encima de esa energía el efecto dominante es bremsstrahlung y, por lo tanto, el electrón generará un fotón γ secundario; éste es el caso para cascadas cuya energía inicial está en el rango de MAE. La longitud típica para que esto suceda (longitud característica de radiación, X_0 ; § 2.2.1) es 38 g cm^{-2} , similar a λ_i para electrones relativistas (Hillier, 1984).

De esta manera, los $r\gamma$ de MAE producen electrones y positrones relativistas, los cuales producen fotones γ de alta energía y así sucesivamente, formando una cascada de fotones γ y electrones. La cascada continúa su desarrollo hasta que la energía de los electrones cae por debajo de ϵ_c , a partir de lo cual éstos pierden más energía por ionización que por bremsstrahlung y el número de partículas decrece exponencialmente por absorción. La Figura 3.1 muestra un caso

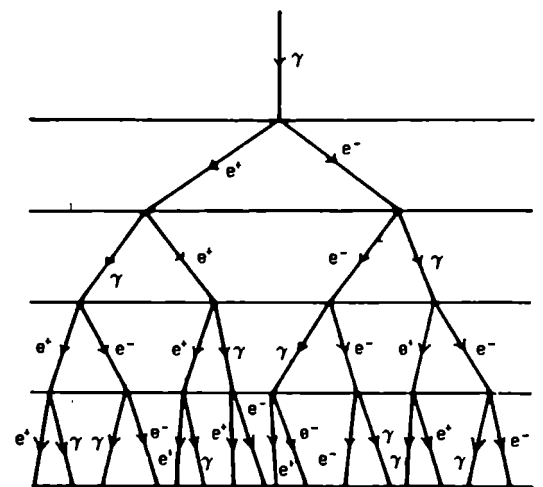


Figura 3.1: Modelo simple de cascada- γ o electromagnética (también llamada electrónica).

simplificado de cascada electromagnética en donde se supone que después de recorrer una distancia $R \approx \lambda$, fotones γ y electrones reaccionan produciendo pares o fotones de la forma descrita anteriormente y repartiendo su energía por partes iguales entre los dos productos de la reacción.

3.2.2 Cascadas Iniciadas por Protones:

El camino libre medio de un protón de alta energía en la atmósfera es de 80 g cm^{-2} (Longair, 1992), o sea algo menos de un décimo de la profundidad de la atmósfera, lo que implica que el promedio de las interacciones iniciales con la atmósfera se produce a $\sim 18 \text{ km}$ de altitud. La colisión de tal protón con un núcleo de oxígeno o nitrógeno resulta, principalmente, en la producción de piones (π^0 , π^+ y π^-) y nucleones secundarios. Estos nucleones secundarios, junto con la partícula primaria, forman la llamada "cascada nucleónica", la que continúa interactuando con otros núcleos del aire y generando más piones, dando lugar a una

línea de reacciones nucleares en la cascada, siguiendo la trayectoria inicial del generador de la misma y pudiendo consistir sólo de algunos nucleones de alta energía, frecuentemente una sola partícula de alta energía. Esta cascada nucleónica sigue desarrollándose hasta que la energía de sus nucleones baja de 1 GeV , aproximadamente el nivel de energía para la producción de piones múltiples (Longair, 1992). Por debajo de este nivel, los protones secundarios son rápidamente frenados por ionización.

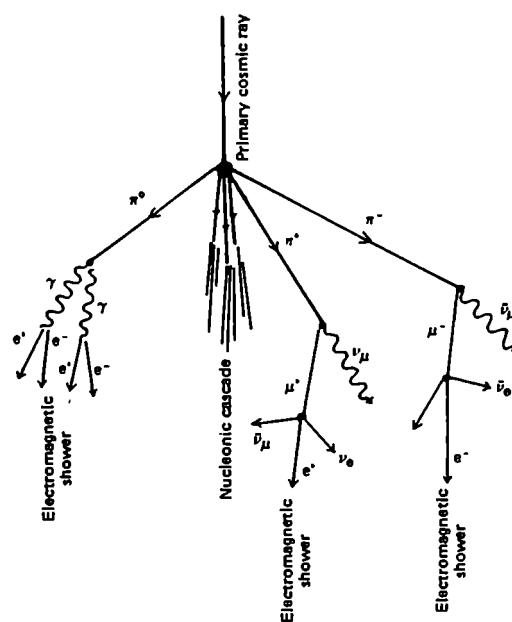


Figura 3.2: Diagrama esquemático del desarrollo de una cascada nucleónica (Longair, 1992).

Así, la cascada nucleónica produce a su paso piones de todo tipo. Los piones neutros decaen a dos $r\gamma$ (§ 2.2.1), los cuales inician cascadas electromagnéticas, electrón-fotón, como las descritas en la sección anterior. La mayoría de los piones cargados, por su lado, decaen en muones y neutrinos en un tiempo medio, en reposo, de 2.5×10^{-8} s y estos muones pueden tener suficiente tiempo, si son de baja energía, para decaer a un electrón y un neutrino en un tiempo medio de 2.2×10^{-6} s.

Resumiendo (ver Figura 3.2), las cascadas-p consisten de un centro de nucleones que alimentan la producción de piones neutros, los cuales decaen a 2 $r\gamma$, generando cascadas electromagnéticas, y piones cargados que generan muones, electrones y neutrinos. La sumatoria de todas estas componentes da la estructura general de una cascada-p, cuyo número de partículas depende de la profundidad en la atmósfera. La Figura 3.3 muestra la estructura mencionada, pero considerando la contribución de todas las cascadas de los rayos cósmicos que arriban a la Tierra.

3.2.3 Diferencias Entre Cascadas-p y Cascadas- γ :

A pesar de que las cascadas-p y γ son, básicamente, similares en forma, se pueden encontrar distinciones que faciliten la diferenciación entre ellas. Para una dada energía, la cascada-p se desarrolla más tarde en la atmósfera que la γ ya que la longitud de interacción para los protones es mayor. Esto hace también que la cantidad de longitudes de interacción que tienen las cascadas-p para su desarrollo en la atmósfera sea la mitad que para las γ , con lo que se esperarían mayores fluctuaciones en su composición. La componente electrónica de las cascadas-p no proviene de una cascada simple, sino de una superposición de muchas cascadas secundarias generadas por los productos de las reacciones del centro nucleónico. El momento transversal en las interacciones hadrónicas del centro nucleónico es mayor que el de las interacciones producidas en una cascada electromagnética, lo cual implica mayores ángulos de dispersión en las trayectorias de las partículas resultantes, aproximadamente 200 veces mayor para el caso de cascadas-p.

Por lo mencionado anteriormente, la distribución de partículas es más ensanchada e irregular en una cascada-p, constituyendo la base del criterio de selección de eventos generados por r γ utilizado por la Técnica de Imágenes (§ 4.3).

Otra diferencia utilizada en algunos casos para la discriminación entre tipos de cascadas es el número de muones; en cascadas-p éste es mucho mayor que en el caso electromagnético; para una energía primaria de 1 TeV, se generan alrededor de 50 muones (Gaisser, 1990) y sólo algunos en una cascada- γ de la misma energía. Lo anterior lleva implícito otra diferencia fundamental: el número de electrones; dado que en una cascada-p se generan muchas partículas pesadas, la energía que resta para la creación de electrones, a igualdad de energía primaria, es menor que en el caso γ , en donde los electrones son la componente principal de la cascada.

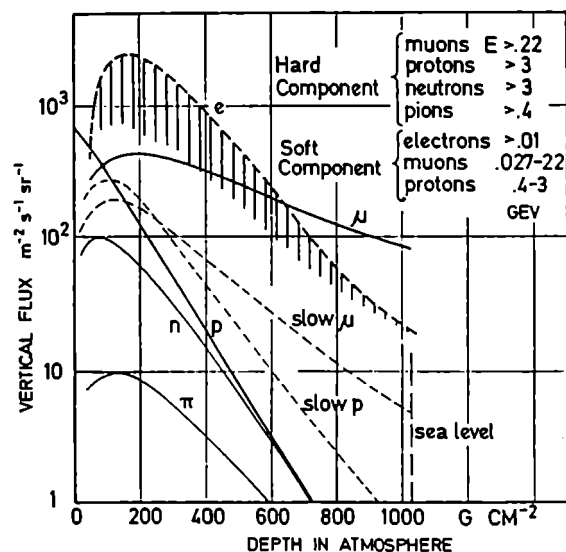


Figura 3.3: Flujos verticales de los distintos componentes de cascadas iniciadas por rayos cósmicos, en función de la profundidad en la atmósfera (Hillas, 1972).

3.3 Radiación Cherenkov

3.3.1 Producción de Radiación Cherenkov:

Cuando una partícula cargada pasa a través de un medio dieléctrico con una velocidad mayor que la velocidad de fase de la luz en ese medio ($c_n = c/n$, donde n es el índice de refracción), se emite luz con un espectro continuo por parte del medio que rodea a la trayectoria de la partícula en cuestión, conocida como "radiación Cherenkov". Los primeros

trabajos sobre este tipo de radiación son debidos a Cherenkov, de allí su nombre, quien realizó experimentos en la década del treinta; una detallada revisión sobre la historia y desarrollo teórico del fenómeno fue dado por Jelley (1958; 1967).

Básicamente, al pasar la partícula cargada, el medio dieléctrico se polariza eléctricamente y los átomos quedan formando pequeños dipolos. Así, cada elemento de trayectoria emite un pulso breve que se propaga con velocidad c_n . En general, los pulsos provenientes de elementos sucesivos interfieren negativamente, pero si la velocidad de la partícula es mayor que c_n , se obtiene interferencia positiva para un dado ángulo, θ_c , con respecto a la trayectoria (análogo al caso de ondas supersónicas en un fluido; Figura 3.4).

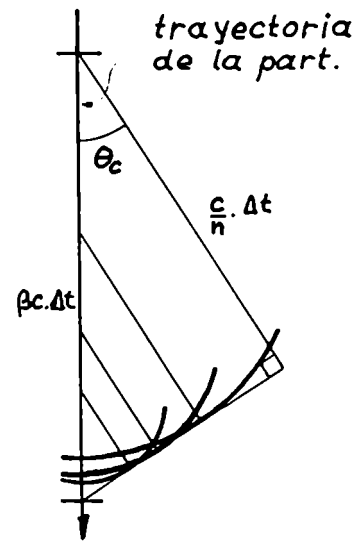


Figura 3.4: Condición de interferencia positiva de la luz Cherenkov emitida al paso de una partícula cargada.

La condición de interferencia positiva queda dada por (ver Figura 3.4),

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \quad (3.1)$$

donde βc es la velocidad de la partícula. De esta ecuación básica, se pueden deducir algunas características de la radiación Cherenkov. Tiene una cota mínima, o umbral, en la velocidad de la partícula, $\beta_u=1/n$, por debajo de la cual no habrá radiación y, además, en ese caso límite, la dirección de la radiación coincide con la de la partícula ($\theta_c=0$). La correspondiente energía umbral de Cherenkov para la partícula es $\check{E}_u=\gamma_u m_0 c^2$, donde $\gamma_u=(1-\beta_u^2)^{-1/2}$ y m_0 es la masa en reposo de la partícula. Hay también un ángulo máximo de emisión $\theta_{max}=\arccos(1/n)$, el cual se da cuando $\beta=1$. La emisión no ocurre cuando $n<1$, ya que esto implicaría $\beta>1$, con lo que la emisión Cherenkov no se da para radiación X o γ , ni tampoco para longitudes de onda

correspondiente a bandas de absorción del medio.

El problema de la radiación emitida por una partícula cargada moviéndose uniformemente en un medio dieléctrico fue originalmente tratado por Frank y Tamm (1937). Ellos mostraron que la energía radiada por unidad de longitud de trayectoria de la partícula es:

$$\frac{dE}{dl} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega \, d\omega \quad (3.2)$$

donde α es la constante de estructura fina, ω la pulsación de la luz emitida, z la carga de la partícula y e la carga electrónica. Introduciendo la 3.1 en la anterior y despreciando dispersión del medio, la producción de fotones Cherenkov entre λ_1 y λ_2 por una partícula cargada ($z=1$), a un ángulo θ_c (que está relacionado con la energía de la partícula; ecuación 3.6) es,

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 2\pi\alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \text{sen}^2(\theta_c)$$

donde dN/dl es la densidad de fotones por unidad de longitud emitidos por la partícula, la cual llamamos $n(\theta_c, \lambda)$ y que puede expresarse, para θ_c pequeños, como:

$$n(\theta_c, \lambda) = \frac{dN}{dl} \approx 2\pi\alpha \theta_c^2 \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.3)$$

de donde se ve que las longitudes de onda cortas son más favorecidas, dando al espectro visible de luz Cherenkov un tono azulado, muy familiar a las personas que trabajan con sustancias radioactivas o en reactores nucleares.

3.3.2 Radiación Cherenkov en la Atmósfera:

Cuando se considera radiación Cherenkov en la atmósfera, deben tenerse en cuenta las variaciones de las características de esta en función de la altitud. La relación entre presión a una cierta profundidad p_v en la atmósfera y la altura sobre el nivel del mar h , puede

aproximarse a la de una atmósfera ideal e isotérmica (Gaisser, 1990). En tal caso, $p_v = p_0 \exp(-h/h_0)$ donde p_0 es la profundidad atmosférica a nivel del mar, aproximadamente 1033 g cm^{-2} , y h_0 la escala de altura, $h_0 = mg/RT = 7.1 \text{ km}$. Luego la densidad será: $\rho = -dp_v/dh$. Si se expresa el índice de refracción como $n = 1 + \eta$, entonces η es proporcional a la densidad y decrece con la altura como $\eta = 2.93 \times 10^{-4} \exp(-h/h_0)$. Para la emisión Cherenkov en aire, donde $\eta \ll 1$, el ángulo máximo de emisión y la energía umbral Cherenkov, mencionados en la sección anterior, quedan determinados por:

$$\check{E}_u \approx \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2\eta}} \quad \theta_{\max} \approx \sqrt{2\eta} \quad (3.4)$$

Así, la energía umbral crece y el ángulo de emisión decrece con la altitud. Como ejemplo, las energías umbrales al nivel del Observatorio Whipple en Mt. Hopkins (2.3 km de altura) son: del electrón, 23 MeV; del muon, 4.8 GeV y del protón, 42 GeV, correspondiendo a un ángulo máximo de emisión Cherenkov de 1.26° (θ_{\max}). Además, tomando la ecuación 3.1 en la aproximación de ángulos pequeños ($\theta_c \ll 1$), el factor de Lorentz ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$) para una partícula con energía mayor que la umbral, quedará: $\gamma = (\theta_{\max}^2 - \theta_c^2)^{-1/2}$; cuyo valor mínimo (umbral), corresponde a $\theta_c = 0$ y es $\gamma_u = 40$. Por lo tanto $\beta = 1$ en todos los casos de interés y la energía cinética de la partícula, $E = m_0 c^2 (\gamma - 1)$, será prácticamente la total. Luego, el término *energía* se referirá a la energía cinética la cual puede expresarse, además, como $E = \beta p c$, donde p es el impulso. Otras ecuaciones útiles que serán usadas más adelante y que se derivan de lo anterior son:

$$\theta_c = \sqrt{\theta_{\max}^2 - \left(\frac{m_0}{\beta p}\right)^2} \quad (3.5)$$

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\theta_{\max}^2 - \theta_c^2}} \quad (3.6)$$

la ecuación 3.5 permite la definición de *energía de saturación* como la energía a partir de la

cual el ángulo Cherenkov es prácticamente el máximo. Para definir matemáticamente esa energía, se puede pedir que el segundo término de la ecuación 3.5 se haga dos órdenes de magnitud más pequeño que el primero. Con esa definición, las energías de saturación para el electrón y muon serán 2 y 500 GeV, respectivamente, para una altura de 2300 m (Mt. Hopkins).

Faltaría aún considerar, para la descripción de las características generales de la luz Cherenkov, los efectos de absorción, dispersión y difracción en la atmósfera, pero esos efectos son pequeños y han sido tomados en cuenta en simulaciones teóricas.

3.3.3 Radiación Cherenkov Producida por Cascadas:

Aunque las partículas de las cascadas pueden ser absorbidas antes de llegar al nivel del detector, los fotones Cherenkov (con longitudes de onda mayores que ~ 350 nm) que ellas producen no son acentuadamente atenuados por la atmósfera, convirtiéndose así en una componente penetrante de las cascadas. La principal partícula generadora de fotones Cherenkov en una cascada es el electrón. Esto se debe, fundamentalmente, a que es la partícula más abundante y, además, por ser mucho más efectiva que las partículas pesadas en la producción de luz Cherenkov (a igualdad de energía); sólo la velocidad y la carga de la partícula intervienen en la emisión Cherenkov (ec. 3.2). Como ejemplo, un γ de 1 TeV genera aproximadamente 1000 electrones en el máximo de producción de la cascada (aproximadamente a 10 km de altitud o 250 g.cm⁻² de profundidad atmosférica). Estos electrones, con energías por encima de la umbral para radiación Cherenkov (ec. 3.4), producen fotones Cherenkov que, en conjunto, forman un frente circular de aproximadamente 200 m de diámetro y 1 m de espesor (conocido como "panqueque") y densidad típica ~ 50 fotones.m⁻². La cantidad de fotones por unidad de área que posee ese frente, en función de la distancia radial al eje de la cascada generadora, se conoce como *distribución lateral* y es calculada por medio de simulaciones de Monte Carlo; las principales características que muestran las distribuciones laterales es un corte en la cantidad de fotones para distancias radiales mayores que 100 m y,

en el rango de MAE, una cascada-p necesita el doble de energía primaria que una cascada- γ para generar la misma cantidad de fotones Cherenkov (Weekes & Turver, 1977). Otra distribución de mucho interés es la *distribución angular* de los fotones que componen el llamado panqueque; la forma de la imagen generada en la cámara de un telescopio Cherenkov viene dada por esta distribución y el hecho de que las cascadas-p sean más irregulares (ver § 3.2.3) hace que la distribución angular de éstas también lo sea, con lo que se tiene una herramienta más para la distinción entre ambas. De hecho, esta es la base de la Técnica de Imágenes que se discutirá en el capítulo 4. Como anticipo y al solo efecto de la mejor comprensión de algunos comentarios que se harán antes del capítulo mencionado, se puede decir que las imágenes generadas por γ son de forma aproximadamente elíptica y más pequeñas que las irregulares imágenes generadas por rayos cósmicos.

El espectro de luz Cherenkov generado por cascadas también puede obtenerse por simulaciones numéricas aplicando, básicamente, la ecuación 3.3 a cada partícula de la cascada y sustrayendo los fotones absorbidos por la atmósfera. La Figura 3.5 da un ejemplo de espectro de ese tipo (resultado de simulaciones propias, ver § 5.6), en donde se ve el efecto causado por la absorción atmosférica; por razones que se aclararán en el próximo capítulo, también se incluye en la figura el espectro generado por una partícula simple (un muon de 10 GeV de energía).

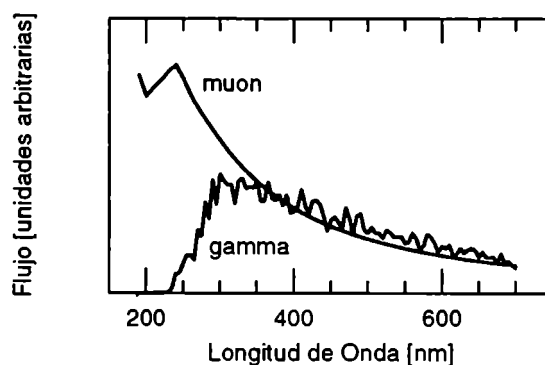


Figura 3.5: Espectro típico de luz Cherenkov generado por una cascada iniciada por un γ . También, el espectro Cherenkov generado por una partícula simple. Ambos casos son simulados.

3.4 Detectores Cherenkov Atmosféricos - Técnicas de Detección

3.4.1 Antecedentes:

Blackett (1948) calculó que la contribución de la luz Cherenkov producida en la atmósfera por los rayos cósmicos es un factor 10^{-4} del continuo de luz visible proveniente del cielo nocturno. No obstante, la posibilidad de detectar esa luz, manifestada en pulsos muy breves ($<10^{-6}$ s), no fue considerada en ese momento. Los pulsos Cherenkov provenientes del cielo fueron primeramente observados por Galbraith & Jelley (1953), usando pequeños espejos esféricos apuntados al cenit con un tubo fotomultiplicador en el foco; ellos encontraron que la relación de la luz Cherenkov del cielo hallada por Blackett (1948) se incrementa varios órdenes de magnitud durante el destello causado por las cascadas. A pesar de que Galbraith & Jelley (1953) notaron el potencial de esta técnica para el estudio de fuentes de rayos cósmicos, la misma no fue utilizada sino hasta que Zatsepin & Chudakov (1962) específicamente lo propusieron para la detección de cascadas inducidas por rayos γ ; estos autores, además, montaron un observatorio de rayos γ de muy alta energía en Crimea utilizando doce detectores con espejos de 1.5 metros de diámetro (obtenidos de equipos militares de la segunda guerra mundial).

Los primeras revisiones de trabajos en el área fueron hechas por Jelley (1958; 1967), y, más recientemente por, Ramana Murthy (1987) y Weekes (1988).

3.4.2 Técnica Básica - Detectores de Primera Generación:

La base de la técnica es la detección de fotones Cherenkov producidos, principalmente, por los electrones que componen las cascadas atmosféricas (3.3.3). La detección de esta radiación inmersa en el considerablemente elevado flujo de luz del cielo nocturno ($\Phi=6.4 \times 10^7$ fotones $\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$, para longitudes de onda entre 430 y 550 nm; Jelley, 1967), sólo es posible debido a lo rápido del pulso (<10 ns). No se conoce ningún otro mecanismo atmosférico o

astrofísico que pueda producir pulsos en esa escala de tiempos y, si el detector tiene la capacidad de integración de ese orden, la única fuente de ruido serán las fluctuaciones estadísticas de la luz del cielo. Este flujo de luz del cielo es variable de noche a noche, y consiste aproximadamente de partes iguales de luz estelar y luz proveniente de transiciones moleculares en la atmósfera. Otra importante fuente de luz de fondo la constituye la luz dispersa proveniente de ciudades cercanas.

Los requerimientos básicos para un telescopio Cherenkov Atmosférico son un colector de luz (como un espejo o lente de Fresnel), un detector de pulsos rápidos de luz (tal como un tubo fotomultiplicador) y la electrónica necesaria para registrar esos pulsos rápidos. Estos telescopios están restringidos a operar bajo muy buenas condiciones meteorológicas, en noches sin Luna, en lugares distantes de fuentes contaminantes de luz, tales como ciudades, y preferiblemente a elevada altitud; generalmente se los ubica en observatorios ópticos. La elevación de la fuente en observación no puede ser demasiado baja ya que el espesor de la atmósfera haría que las cascadas se inicien muy lejos del detector y, por consiguiente, la luz Cherenkov recibida estaría muy atenuada; como elevación mínima aceptable se toma 55° (Cawley et al., 1990). El tiempo útil de observación, limitado por las condiciones mencionadas, es del 10% del año.

Los primeros detectores de este tipo, llamados de *primera generación*, no trataban de distinguir entre cascadas- γ y cascadas-p, sino sólo de hallar anisotropías en el campo de rayos cósmicos de fondo. Consideremos uno de esos detectores; para un telescopio cuyo espejo tiene un área A , campo visual cuyo ángulo sólido es Ω y con un fotomultiplicador de eficiencia cuántica η , el número de fotoelectrones generados por el fotomultiplicador en un tiempo τ (tiempo de integración) debido al fondo de luz nocturno, Φ , será $N_f \propto \Phi \eta \tau \Omega A$, con lo que el ruido debido a las fluctuaciones de Poisson de la luz del cielo será $N_f^{1/2}$. La señal proveniente de la cascada está dada por $S \propto \eta A$, luego, la energía umbral del telescopio, que es inversamente proporcional a la relación señal-ruido, será

$$E_u \propto \left(\frac{\Phi \tau \Omega}{A \eta} \right)^{1/2} \quad (3.7)$$

lo que indica que, para minimizar la energía umbral, se puede incrementar el área del espejo, acortar el tiempo de integración (hasta el límite de duración de los pulsos Cherenkov) o achicar el campo visual (hasta el límite del tamaño angular de la luz generada por las cascadas).

Una forma mejor de medir el rendimiento de un detector, debida a Weekes (1988), consiste en calcular la sensibilidad del detector al flujo por encima de su energía umbral o media o, de otra manera, el número de desviaciones estándar, N_σ , para la cual la señal es detectada por encima del fondo

$$N_\sigma \propto \frac{A_g T^{1/2} E^{0.8-G}}{A_f^{1/2} \Omega^{1/2}} \quad (3.8)$$

donde A_g y A_f son las áreas de colección (ya no la del espejo) dependientes de la energía, para radiación gamma y radiación de fondo respectivamente, T el tiempo de observación, Ω el campo visual y G el índice espectral integral de la fuente de rayos gamma, el cual, en la mayoría de los casos, debe inferirse. Obviamente, de la ecuación anterior se concluye que debe minimizarse A_f y maximizarse A_g para obtener mayor significancia en la detección de fuentes observadas, parámetros que dependen no sólo de la energía del rayo primario correspondiente, sino también de los criterios de selección de eventos considerados y o del fondo de rayos cósmicos. Los detectores que utilizan métodos de selección como el mencionado son llamados de *segunda generación*.

A partir de la ecuación 3.8, además, se pueden crear criterios de comparación de telescopios o sistemas; se podría decir, por ejemplo, que dos telescopios tienen la misma sensibilidad si ambos obtienen igual número de desviaciones estándar para la misma fuente en igual tiempo de observación, con lo que el criterio se independiza de las características físicas de los telescopios y de los criterios de selección que cada observador aplique a los datos obtenidos con el mismo.

3.4.3 Detectores de Segunda Generación - Método de Imágenes:

Los detectores que intenten discriminar una señal en contra del fondo de rayos cósmicos, deben considerar diversas propiedades de las cascadas- γ y cascadas-p: distribuciones lateral y angular, contenido espectral y forma del pulso registrado por los telescopios (comportamiento temporal). Las distintas técnicas utilizadas en telescopios de segunda generación, están descritas por Fegan (1993). Las dos técnicas más exitosas son: *técnica de imágenes* (detectores de distribución angular) y *técnica de muestreo de frente de onda* (detectores de distribución lateral).

Los detectores de distribución lateral, cuyo desarrollo pionero se debe a Tornabene y Cursimano (1968), son arreglos de detectores separados por distancias de entre 10 y 100 m, de manera de poder registrar la distribución lateral de luz proveniente de cascadas atmosféricas; cada detector del arreglo consiste de un espejo y uno o más fotomultiplicadores en el plano focal. La naturaleza de la distribución lateral puede usarse para distinguir entre cascadas- γ y cascadas-p y la energía de ésta puede estimarse con el área de los pulsos registrados por cada detector. Para la determinación de la dirección de incidencia de la señal detectada, se miden los tiempos de arribo a cada detector individual y se compone la señal total del evento. Esta técnica ha sido adoptada por varios grupos y utilizada con buenos resultados por el grupo de Durham (Gibson et al., 1982b) y por los grupos franceses de ASGAT (Goret et. al., 1993) y THEMISTOCLE (Baillon et al., 1991).

La técnica de imágenes fue propuesta luego que Hill y Porter (1961) fotografiaran pulsos Cherenkov provenientes de cascadas de energías por encima de 10 TeV utilizando intensificadores de luz; quedó así en evidencia la posibilidad de distinguir cascadas- γ de cascadas-p analizando las imágenes que estos generan. La primera implementación de esta técnica, hecha por Grindlay et al. (1976), usó un detector con un anillo de fotomultiplicadores alrededor del fotomultiplicador central en el plano focal de un espejo, bajo la suposición de que las cascadas- γ provenientes de fuentes puntuales tienden a dar imágenes más circulares

que las generadas por el campo isotrópico de rayos cósmicos. Esta técnica es la precursora de los sistemas que utilizan un denso arreglo de fotomultiplicadores en el plano focal, para la obtención de imágenes de alta resolución de la distribución angular de la luz Cherenkov proveniente de cascadas atmosféricas. La técnica fue desarrollada por la Colaboración Whipple (Cawley et al., 1990), ha sido adoptada por los grupos HEGRA (Aharonian et al., 1991a) y CANGAROO (Ebisuzaki et al., 1991) y será descrita en detalle en el capítulo 4, como introducción al desarrollo de nuevas metodologías de análisis.

Para la utilización de estas técnicas, se han desarrollado distintos métodos de operación de los sistemas para permitir el cálculo de la significancia estadística de los datos adquiridos. Se describirán a continuación los métodos utilizados en sistemas que aplican la técnica de imágenes.

3.4.4 Métodos de Operación para Sistemas de Imágenes:

Se utilizan dos métodos de operación para la adquisición de datos con detectores Cherenkov de Imagen: *Con/Sin* (C/S) fuente, el cual se utiliza para estudios de emisión continua de radiación, y *Seguimiento* de fuente, para estudios de periodicidad y emisión pulsada.

El método C/S permite la comparación de la tasa de eventos adquiridos "con" la fuente, o sea apuntando a la fuente, con la tasa de eventos tomados de una región de comparación, la región "sin" la fuente (cada conjunto C/S es conocido como *par* C/S). Sin embargo, los cambios en la sensibilidad del instrumental y cambios en la transparencia atmosférica podrían hacer que esta comparación no tenga significado alguno si las dos observaciones, C y S, estuvieran separadas en el tiempo. Además, la región de comparación debe tener la misma elevación que la de la fuente al ser observada ya que la tasa de eventos es función de la elevación. Por su lado, el efecto del campo magnético terrestre sobre los fotomultiplicadores en función del ángulo azimutal debe ser también considerado, aunque este puede ser

notablemente reducido con blindajes magnéticos. Por todo esto, las observaciones C y S deben ser tomadas tan cercanas como sea posible en espacio y tiempo y tratando de que el brillo del cielo sea semejante en ambos casos. El método, en la práctica, es hacer la observación C durante un cierto período de tiempo (generalmente 30 minutos) y luego hacer la observación S durante el mismo tiempo y para las mismas coordenadas locales (azimut y elevación) con las que fue hecha C. El caso inverso, S antes que C, puede darse también, dependiendo de las condiciones del cielo.

En el método de Seguimiento, las observaciones se realizan sólo sobre la fuente, sin región de comparación, lo cual permite hacer estudios de variaciones relativas del flujo que se está observando, si lo hubiera. Con esto, se duplica el tiempo sobre fuente, pero el método no permite hacer observaciones con el propósito de estudiar emisión continua de radiación. Sin embargo, como veremos en el capítulo 4, existe una forma de análisis desarrollada en esta Tesis que permite tales estudios.

3.5 El Telescopio de 10m del Observatorio Whipple

3.5.1 Descripción General:

El telescopio Cherenkov Atmosférico del Observatorio Whipple (Figura 3.6), ubicado en Mt. Hopkins, Arizona, EEUU (latitud $31^{\circ}41'18''$ Norte, longitud $110^{\circ}53'06''$ Oeste, elevación 2320 m, 780 g.cm^{-2} de profundidad atmosférica), es un detector Cherenkov de Imagen el cual utiliza un arreglo de 109 fotomultiplicadores (cámara de alta resolución) en el plano focal de un reflector de 10 metros de diámetro (por esa razón también llamado 10m) que capta los pulsos Cherenkov generados por cascadas atmosféricas. El telescopio se conoce también como *Detector de Imágenes de Alta Resolución*.

El reflector y los fotomultiplicadores están ubicados en una montura altitud-azimut. La electrónica para la adquisición de datos y el control de movimiento de la montura, están

localizados al lado del reflector. Los datos son analizados a posteriori por distintos grupos que forman la "Colaboración Whipple", utilizando procedimientos estandarizados basados en programas Fortran y C. La energía umbral del detector varía entre 0.3 y 0.5 TeV, según sea la condición del recubrimiento de los espejos que componen el reflector y las condiciones de disparo del sistema. El flujo mínimo detectable, definido como el que permite la obtención de significancias no marginales, es dependiente de los métodos de análisis de datos aplicados. Para el caso del 10m, con la cámara de alta resolución y los actuales métodos de análisis (ver capítulo 4), el flujo mínimo detectable es 0.1 flujos de la NC; esto es: 7×10^{-12} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, para fotones con energías mayores que la umbral (Reynolds et al., 1993), lo cual corresponde aproximadamente a 4×10^{-12} erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Una descripción completa de todos los componentes del detector está dada por Cawley et al. (1990).

3.5.2 El Reflector, Montura y Cámara:

El reflector (ver Figura 3.6) está formado por 248 espejos esféricos de contorno exagonal, cada uno de diámetro 61 cm y radio de curvatura 14.6 m. La estructura tubular que los contiene le da al conjunto una forma de casquete esférico de 7.3 m de radio y 10 m de apertura, de tal forma que cada uno de los espejos está enfocado al centro de curvatura del casquete donde se encuentra ubicada la cámara de alta resolución. Este tipo de estructura es conocida como "diseño Davies-Cotton" (Davies & Cotton, 1957), y tiene la ventaja de suprimir la aberración esférica, aún considerando que los espejos individuales son esféricos. Una desventaja de esta conformación es que el tiempo de tránsito de la luz hasta llegar a la cámara no es el mismo para los espejos de la periferia que para los internos del reflector, lo que introduce unos 6 ns de dispersión en los pulsos Cherenkov recibidos. Dado que en este experimento no se investiga la forma del pulso Cherenkov, esto no representa un problema excepto por el hecho de que el tiempo de integración se ve incrementado, permitiendo la introducción de más ruido al sistema (§ 3.4.2). La escala focal es de 12.8 cm/grado y el reflector es un sistema $f 0.7$. Lewis (1990) mostró que el diseño Davies-Cotton es superior al de espejos parabólicos para imágenes fuera del eje óptico y que la dispersión del 10m es 0.13°

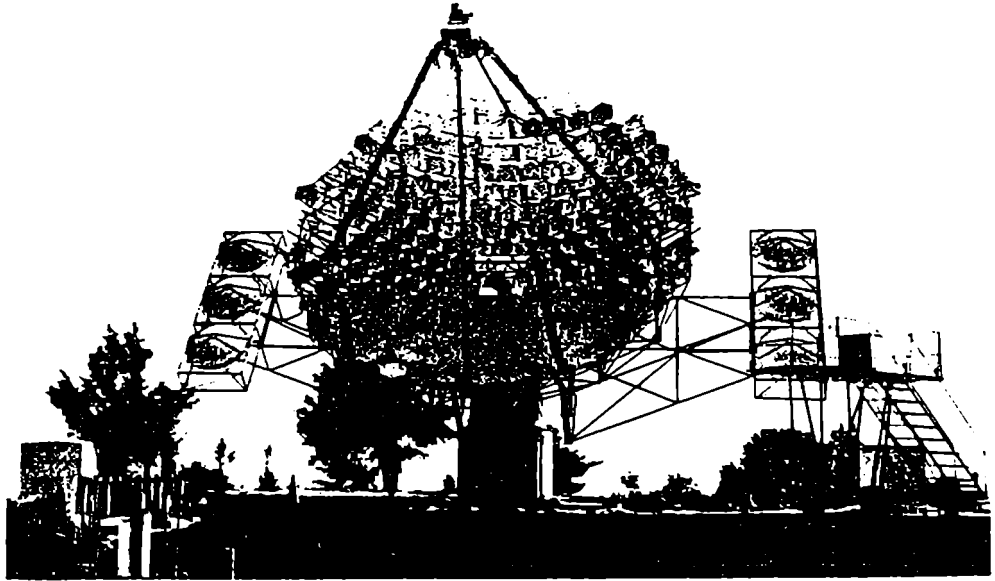


Figura 3.6: Telescopio de 10 metros del observatorio Whipple

RMS para espejos en la periferia del reflector y 0.05° para los cercanos al centro. En la práctica, una magnitud importante que define la calidad de la óptica del telescopio, es la dispersión de la señal obtenida por el telescopio por el tránsito de una estrella en uno de sus fotomultiplicadores; en el caso del 10m, esta dispersión es de 0.13° RMS.

El arreglo de fotomultiplicadores (también llamados FMT o *fototubos*) sufre cambios a medida que el proyecto evoluciona. En particular afecta al trabajo descrito aquí el cambio producido en julio de 1993, en el cual se reemplazó al anillo externo de 18 FMT de 50 mm de diámetro (ver Figura 3.7a) por otros tantos de las mismas características que los fototubos internos (Figura 3.7b). La parte interna de la cámara, común a ambas versiones de la misma, consiste de 91 FMT de respuesta rápida y alta eficiencia cuántica, de 2.9 cm de diámetro y espaciados 3.2 cm en un arreglo exagonal. Esos fototubos (Hamamatsu R1398) poseen blindaje magnético y tienen las siguientes características: rango espectral, 185-650 nm; ganancia típica, 5.3×10^6 ; eficiencia cuántica a 380 nm, 28 % y tiempo de respuesta (rise time), 2 ns. La separación de los FMT entre sí, hace que la cámara tenga una resolución de 0.25° ;

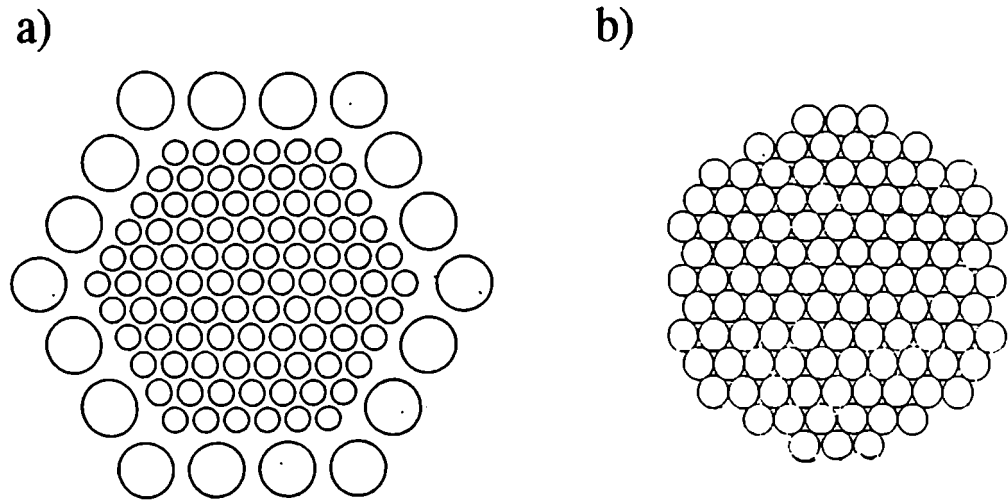


Figura 3.7: Dos versiones de la Cámara de Alta Resolución del telescopio Whipple. Los círculos indican las posiciones de cada uno de los fotomultiplicadores.

esto podría ser reducido hasta el límite de la dispersión del sistema óptico (0.13°), lo cual sería ventajoso y costoso. No obstante, 0.25° es adecuado para análisis de imágenes ya que el tamaño de la mínima imagen generada por un evento γ , no es muy diferente a esa cantidad. El área efectiva cubierta por los fotocátodos de los FMT es del 62% del campo visual. Los FMT están conectados a la electrónica a través de 50 m de cable coaxial tipo RG-58.

La montura, en donde están el reflector y la cámara, está controlada por una microcomputadora dedicada a ese fin que, junto con indicadores de posición digitales (encoders), le dan al sistema una precisión en la posición de 0.1° .

3.5.3 Electrónica, Adquisición de Datos:

El circuito esquemático y simplificado del sistema electrónico de adquisición de datos puede verse en la Figura 3.8. La señal proveniente de los FMT es filtrada por medio de un circuito pasa-altos, con lo que sólo los pulsos rápidos son analizados, y amplificada 10 veces.

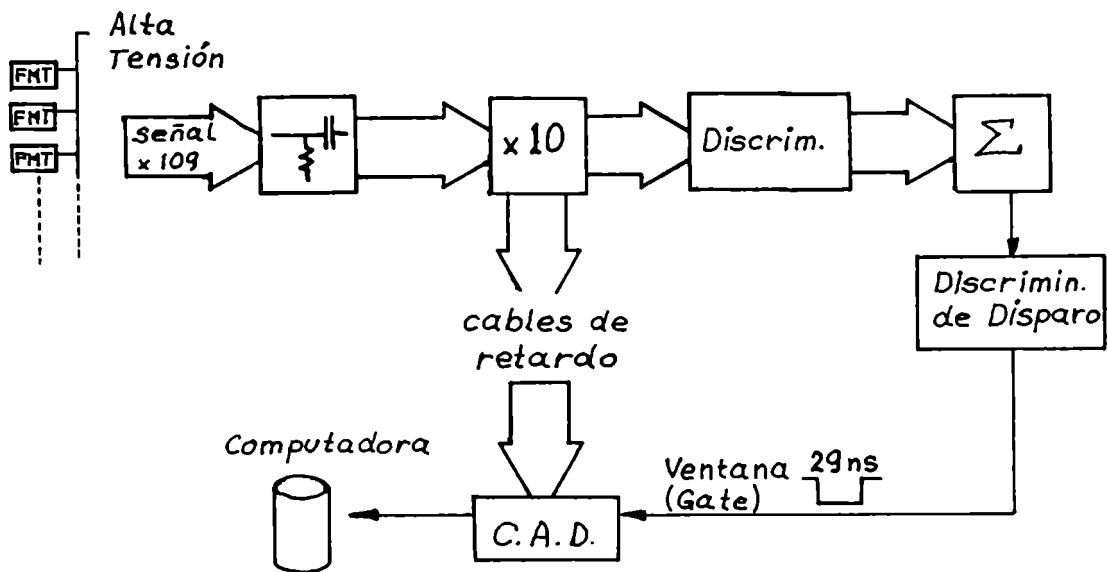


Figura 3.8: Esquema básico de la electrónica para la adquisición de datos del telescopio Whipple.

Una de las salidas del amplificador es enviada a la unidad CAD (Convertor Analógico-Digital) por medio de cables retardadores (60 ns) y la otra a los discriminadores. Cada discriminador da un señal de salida sólo si el pico de la señal de entrada supera cierto umbral predeterminado (normalmente el correspondiente a 40 fotoelectrones generados en el FMT). Luego, las salidas de los discriminadores son sumadas, obteniéndose un pulso proporcional al número de señales de entrada (y no a los valores de esas señales) que han pasado el discriminador. Este pulso se envía al *discriminador de disparo* el cual da una salida si el número de canales que ha excedido el umbral está por encima de cierta *multiplicidad* (cantidad de canales que pasan el discriminador, requerida para aceptar el evento; normalmente 2 canales). El pulso de salida del discriminador de disparo es una ventana (gate) para los CAD de 29 ns. Los cables retardadores que llevan la señal de los amplificadores hasta los CAD, permiten al circuito generador de la ventana tener tiempo de analizar los pulsos y de decidir si el evento debe o no ser grabado. Si el caso es que debe ser aceptado, las señales de los 109 FMT son digitalizadas y grabadas en el disco de una computadora en unidades llamadas *cuentas digitales* (cd), juntamente con la hora sideria y la hora universal.

3.5.4 Normalización de Datos:

Se realizan dos tipos de normalizaciones con anterioridad a la aplicación de cualquier análisis de datos obtenidos en la forma descrita anteriormente: sustracción de los valores pedestales de los CAD y normalización del campo visual.

El valor de pedestal de un CAD, es el valor de la señal de salida de éste cuando la señal de entrada es nula. Este valor es prefijado por medio de potenciómetros en los CAD, típicamente en 20 *cd*, y se utiliza para evitar que las fluctuaciones en el sistema den como salida del CAD una señal pseudonegativa. Esto significa que todas las señales registradas para cada uno de los FMT tienen un exceso que debe ser sustraído a fin de obtener la señal verdadera. Para la determinación de los pedestales, el sistema es disparado artificialmente en forma periódica durante la observación, con lo que la señal grabada es sólo proveniente de los valores pedestales más fluctuaciones de la luz del cielo. El valor medio de esos datos para cada FMT será, luego, el valor del pedestal de ese canal, y la desviación de los datos, σ_p , representará las fluctuaciones de la luz del cielo, llamada *ruido del cielo*. Luego, cualquier valor que se mida en los FMT durante la adquisición de datos, tendrá un error, o variación, proveniente del ruido del cielo cuyo valor es σ_p , típicamente 3 *cd*.

La normalización del campo visual se realiza aplicando a cada canal un factor que compense las diferencias de ganancia que posee cada FMT. Para obtener esas ganancias relativas, se efectúa la adquisición de datos para, aproximadamente, 1000 eventos, iluminando uniformemente la cámara con una lámpara de nitrógeno destelladora (la cual genera pulsos de entre 2 y 10 ns de duración). Se calcula luego el promedio de la cantidad de *cd* que ha registrado cada canal y se calculan los factores de normalización para cada uno de ellos relativos al promedio general.

3.6 Calibración en Energía de Telescopios Cherenkov

El problema de la determinación de área de colección y energía umbral de telescopios Cherenkov, parámetros necesarios para el cálculo de flujos integrales u obtención de espectros, es aún tema de estudio y discusión en Astronomía de MAE. En particular, la contribución del satélite CGRO en cuanto a valores de flujos de distintas fuentes, ha puesto a la astronomía de MAE en la necesidad de determinar los flujos con mayor precisión que en la era pre-CGRO, con el fin de compatibilizar resultados.

El área de colección está básicamente definida por el área máxima dentro de la cual puede impactar un rayo primario y aún ser capaz de disparar al sistema, con lo cual es dependiente de la energía que posee el rayo generador de la cascada. La energía umbral del telescopio, por su lado, es la energía del rayo primario para la cual el instrumento deja de detectar a la cascada generada por este. Las definiciones dadas son una simplificación del problema, ya que estas cantidades están interrelacionadas entre sí y con otros parámetros no mencionados.

En principio, se puede conocer la curva de respuesta de un telescopio simplemente viendo cual es la tasa de eventos registrados (*conteo*) en función de las *cd* totales del evento, lo cual es función de la energía primaria. La Figura 3.9 ejemplifica esto para datos crudos, sin ningún tipo de selección de datos; la curva muestra una disminución del conteo para energías altas, respondiendo al espectro de rayos cósmicos, y un decaimiento hacia energías bajas como resultado del "corte" en la respuesta del telescopio o *energía umbral*. Parte de la discusión mencionada arriba se centra en la definición de la energía umbral; ésta debe encontrarse entre los valores E_1 y E_2 de la figura. Es evidente que la respuesta del telescopio comienza a disminuir para valores de energía cercanos al pico de la curva de referencia. Es razonable,

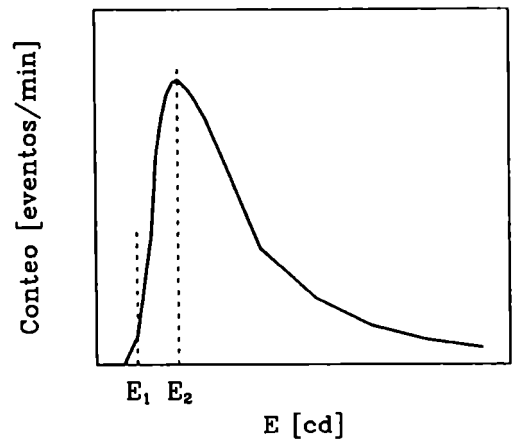


Figura 3.9: Curva típica de respuesta de un telescopio Cherenkov. E_1 y E_2 son los límites admitidos para la definición de energía umbral.

entonces, tomar ese valor como la energía más representativa, ya que es el valor para el cual se registra la mayor cantidad de eventos (máximo de conteo). Consecuentemente, se tomará como energía umbral al valor de energía correspondiente al comienzo de la declinación en el conteo registrado por el instrumento, energía que estará expresada en *cd*. Dado que esas unidades no son más que números que representan cantidades registradas por la electrónica del instrumento, debe encontrarse una equivalencia que permita expresar la cantidad de *cd* obtenida en un dado evento, con la energía primaria que dio lugar al mismo, proceso llamado *calibración en energía del telescopio*.

En el caso de telescopios de primera generación, la calibración en energía se realiza simplemente comparando el conteo registrado, con el espectro de rayos cósmicos que recibe el detector, esto es, ajustando la parte derecha de la curva de la Figura 3.9 a la curva de rayos cósmicos y viendo a qué energía corresponde la definida como umbral en la forma descrita anteriormente. Este método permite resolver el problema para los rayos cósmicos, pero, dado que a igualdad de fotones Cherenkov generados en una cascada, la energía necesaria para un p (rayo cósmico) primario es aproximadamente el doble que para un γ primario (§ 3.3.3), la energía umbral para $r\gamma$ sería la mitad de la calculada para rayos cósmicos en la forma descrita. Lo anterior es la base del criterio tradicional de calibración y sólo es aceptable para telescopios de primera generación o telescopios con cámara cuyos pixels sean lo suficientemente grandes como para homogeneizar los efectos o diferencias en las distribuciones de luz Cherenkov de cascadas- γ y p .

En el caso de cámaras de alta resolución cuyos pixels son comparables al desarrollo angular de las imágenes de cascadas- γ , y por lo tanto menor que el de cascadas- p , el problema está lejos de ser resuelto con la técnica mencionada anteriormente. Supongamos el caso de dos eventos, uno γ y otro p , que generan la misma cantidad de luz Cherenkov en un dado FMT de la cámara. El hecho de que la imagen generada por el p sea más dispersa (§ 3.2.3), hace que se requiera una cantidad total de fotones Cherenkov mayor que en el caso γ para lograr la condición supuesta anteriormente. Por lo tanto, la energía del p primario debe ser mayor

que la del $r\gamma$ y la relación entre esas energías tan complicada como las diferencias entre distribuciones angulares y espaciales de ambos tipos de cascadas. Si a eso se une que un p necesita mayor energía para generar la misma cantidad total de fotones, entonces la energía requerida por el p es aún mayor. Lo anterior hace que la calibración en energía de un telescopio de segunda generación no pueda realizarse sobre la base del conteo de eventos del fondo de rayos cósmicos.

Debe recurrirse entonces a un concepto más básico: la cantidad de fotones necesarios en cada FMT para el disparo de la cámara. Si uno conoce esa cantidad, entonces puede simular numéricamente eventos γ y obtener la energía del primario correspondiente a la mínima cantidad de fotones por FMT requerida para el disparo del sistema lo que, por definición, será la energía umbral del telescopio para radiación γ . El área efectiva se calcularía como la correspondiente a la máxima distancia desde el eje de la cascada que, dada la distribución lateral, provea esa mínima cantidad de fotones por FMT necesarios para el disparo, distancia que dependerá de la energía. En la práctica, esa cantidad de fotones por FMT se fija por medio de la tensión aplicada en los discriminadores individuales de cada FMT (ver 3.5.3), lo cual significa, a su vez, una cierta cantidad de cd por FMT. Por lo tanto, todo el problema se reduce a obtener la relación *foton/cd*, cantidad de fotones requerida para generar un cd , o cualquier otra magnitud relacionada con esta, conocida como *calibración absoluta*, tema que se desarrollará en el capítulo 5.

Capítulo 4

NUEVOS MÉTODOS DE OBSERVACIÓN Y ANÁLISIS PARA SISTEMAS DE IMÁGENES

4.1 Introducción

Lo nuevo de la astronomía de radiación γ de MAE y los continuos avances tecnológicos realizados sobre los telescopios Cherenkov, hace que las técnicas de detección y análisis de datos obtenidos con tales telescopios estén en continuo desarrollo. Dos aspectos importantes de las técnicas mencionadas, tendientes a mejorar las significancias totales obtenidas, serán tratadas en este capítulo: la optimización de métodos de selección de eventos utilizados al presente por el grupo Whipple y la forma de observación de posibles fuentes de radiación γ . En el primero de ellos, se trata de optimizar las definiciones de los rangos de validez de los parámetros que caracterizan las imágenes obtenidas en el plano focal de telescopios Cherenkov atmosféricos, logrando una mejor discriminación entre eventos- γ y p. En cuanto a la forma de observación de fuentes, se halla la manera de eliminar la necesidad de obtener datos de regiones de comparación, desarrollando una nueva metodología, llamada *análisis- α* , que estima el fondo a partir de las observaciones hechas sobre la fuente en estudio. En ambos casos se utilizan datos de la NC como fuente patrón para probar la eficacia de lo desarrollado, datos que serán previamente estudiados y consistidos en las secciones siguientes.

Previo a este desarrollo, se hace una descripción de la estadística aplicable a los datos obtenidos por telescopios Cherenkov atmosféricos bajo distintas circunstancias. También se describe la metodología actual de análisis de datos aplicada por el grupo Whipple para la discriminación de eventos- γ y p (*Técnica de Imágenes*) y la evolución de las simulaciones de cascadas atmosféricas que dieron origen a dicha técnica.

4.2 Cálculo de Significancias

Una parte esencial en el establecimiento de objetos puntuales como fuentes de radiación γ , es la evaluación de la probabilidad estadística asignada a una detección positiva. Debido a que las observaciones son básicamente un conteo de eventos generados ya sea por el objeto observado o por el fondo, debe evaluarse qué tan significativa es la detección o qué nivel de confianza posee. En definitiva se trata de evaluar si el exceso de conteo de eventos sobre un candidato a emisor γ es genuino o simplemente debido a una fluctuación estadística en el conteo de eventos del fondo.

Supongamos el caso de una observación cuyo conteo sobre el objeto emisor es N_e , obtenido en un tiempo t_e , y cuyo conteo y tiempo de observación sobre el fondo son N_f y t_f respectivamente (ver Figura 4.1). Se define a la cantidad ρ como la relación entre los tiempos de observación del emisor y del fondo, t_e/t_f , o como la relación de cualquier otra magnitud que normalice la cantidad de eventos adquiridos en ambas mediciones;

por ejemplo en el caso de emisión de una línea, ρ podría definirse como la relación entre la cantidad de canales (o intervalo de longitudes de onda) cubiertos por el pico de emisión definido por tal línea y la cantidad de canales adyacentes al pico tomados como fondo. De esa manera, la cantidad de eventos de comparación a considerar en el cálculo estadístico será $N_c = \rho N_f$, con lo que el exceso, o señal, será $N_s = N_e - \rho N_f$.

La forma más natural de evaluar la significancia del exceso así obtenido es estimando la desviación estándar de la señal por medio de las varianzas de cada una de las cantidades involucradas. Luego, $\sigma^2(N_s) = \sigma^2(N_e) + \rho^2 \sigma^2(N_f)$ y, dado que las variables N_e y N_f siguen distribuciones de Poisson, sus desviaciones serán las raíces cuadradas de ellas mismas, por lo

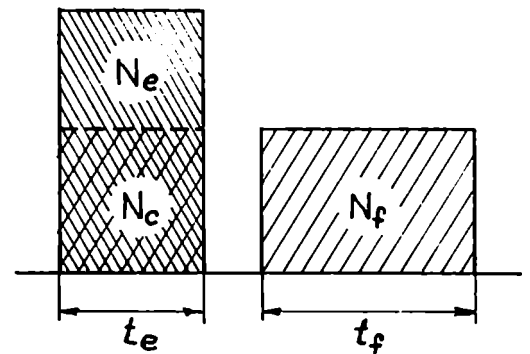


Figura 4.1: Configuración típica del conteo de eventos para una observación en astronomía γ .

que $\sigma(N_s) = (N_e + \rho^2 N_f)^{1/2}$. Con lo anterior, la significancia, S , de la señal observada, medida en unidades de desviaciones estándar, será:

$$S = \frac{N_s}{\sigma(N_s)} = \frac{N_e - \rho N_f}{\sqrt{N_e + \rho^2 N_f}} \quad (4.1)$$

Para el caso de observaciones C/S (§ 3.4.4), la cantidad normalizadora ρ será la unidad. Consiguientemente $N_f = N_c$, y:

$$S = \frac{N_e - N_c}{\sqrt{N_e + N_c}} \quad (4.2)$$

Otra forma de plantear el problema es pensar que lo que uno desea estimar es, en realidad, qué tan probable es que el exceso observado sea causado por una fluctuación del fondo. En tal caso, debe suponerse que no existe una fuente emisora y que los conteos N_e y N_f son debidos exclusivamente al fondo. Bajo esa suposición, N_e seguirá una distribución de Poisson con esperanza $\langle N_e \rangle$ y N_f hará lo mismo pero con esperanza $\langle N_e \rangle / \rho$, con lo que la desviación estándar de la señal será, $\sigma^2(N_s) = (1 + \rho)\langle N_e \rangle$. La mejor estimación de $\langle N_e \rangle$ se obtendrá tomando todas las observaciones (supuestas pertenecientes al fondo), normalizadas al período de observación t_e , de la forma:

$$\langle N_e \rangle = \frac{N_e + N_f}{t_e + t_f} t_e = \frac{\rho}{1 + \rho} (N_e + N_f)$$

luego, calculando la desviación de la señal en forma similar a lo realizado anteriormente, la significancia será:

$$S = \frac{N_s}{\sigma(N_s)} = \frac{N_e - \rho N_f}{\sqrt{\rho(N_e + N_f)}} \quad (4.3)$$

La exactitud de las ecuaciones 4.1 y 4.3 fue probada por Li & Ma (1983) por medio de simulaciones. Ellos tomaron como hipótesis que todos los eventos observados son provocados por el fondo con un valor esperado de $\langle N_e \rangle$. Luego, generaron una muestra de

cantidades N_e y N_f , para distintos valores de ρ , derivados de una distribución de Poisson con esperanza $\langle N_f \rangle$, para la obtención de N_f , y $\rho \langle N_f \rangle$ para la obtención de N_e . Posteriormente, calcularon las significancias en las formas descritas anteriormente para un número elevado de casos y compararon la distribución de esas significancias con una distribución gaussiana, que sería lo esperado si los conteos N_e y N_f son suficientemente altos (>10 eventos). La conclusión de Li & Ma es que, para valores de $\rho < 1$, la ecuación 4.1 sistemáticamente subestima la significancia y la ecuación 4.3 la sobreestima, tendencias que desaparecen para $\rho = 1$.

Una mejor distribución de las significancias, utilizando el criterio anterior, se logra cuando estas son calculadas a partir de una ecuación derivada del método de "inferencia estadística", con $\langle N_s \rangle = 0$ como hipótesis nula. Para ese caso, la ecuación obtenida por Li & Ma (1983) para S es:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_e \ln \left[\frac{1 + \rho}{\rho} \left(\frac{N_e}{N_e + N_f} \right) \right] + N_f \ln \left[(1 + \rho) \left(\frac{N_f}{N_e + N_f} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (4.4)$$

con la cual se logra un mejor ajuste de las significancias a una distribución gaussiana, indicando que la ecuación 4.4 es la que menor desvío sistemático introduce en el cálculo de significancias para los casos en que $\rho \neq 1$.

En todos los casos analizados hasta aquí se tomó como hipótesis que el valor de ρ no posee incerteza. Si ese no fuera el caso, la desviación de la señal, $\sigma(N_s)$, sería mayor de lo supuesto y, por lo tanto, la significancia menor. Se preferirá en esas situaciones, en lo que a esta Tesis se refiere, tomar la ecuación 4.1 para ser conservadores en la estimación de significancias.

El nivel de confianza de una detección cuya significancia es s , vendrá dada por la función de Gauss integrada entre $-s$ y s . El nivel de confianza requerido para aceptar una detección como positiva no está bien definido, por lo que queda a criterio de quien hace el análisis; muchas veces éste toma otros elementos de juicio, como detecciones anteriores o condiciones generales de la experiencia, para tomar una decisión acerca de la certeza de la detección. El nivel de confianza generalmente requerido para aceptar una detección, y que se

adoptará como criterio para la detección de fuentes en este trabajo, es el correspondiente a 3σ de significancia, esto es 99.86%, lo que equivale a una posibilidad en aproximadamente 750 de obtener un resultado de 3σ debido a fluctuaciones del fondo.

4.3 La Técnica de Imágenes

4.3.1 Simulaciones - Antecedentes:

Las primeras estimaciones sobre la forma de las imágenes de luz Cherenkov generada por cascadas- γ en el plano focal de un telescopio Cherenkov atmosférico fueron realizadas analíticamente por Zatsepin (1965) y por medio de simulaciones de Monte Carlo por Rieke (1969) y Castagnoli et al. (1972). Las estimaciones indicaron que la forma promedio de las imágenes- γ es circular para pequeños parámetros de impacto (cuando el eje de la cascada está cerca del telescopio) y comienza a tener forma de cometa (casi elíptica) y desplazarse del centro de la cámara a medida que el parámetro de impacto crece (Figura 4.2). Por lo tanto, la orientación de la elipse está relacionada con la dirección de arribo de las cascadas, de tal forma que los ejes mayores de las imágenes generadas en la cámara apuntan hacia la posición de la fuente. Las predicciones mencionadas difieren en cuanto al tamaño angular de las imágenes a lo largo del eje mayor, lo cual proviene de los diferentes modelos de cascadas utilizados y diferentes tiempos de integración del telescopio. Zatsepin (1965) extendió sus modelos analíticos a imágenes generadas por protones, obteniendo indicaciones de que el análisis de imágenes podría utilizarse para distinguir entre eventos γ y p , ya que las imágenes de estos últimos se predecían menos compactas que las γ y con una distribución aleatoria en las direcciones de los ejes mayores, debido a lo isotrópico del campo de protones (o, en general, de rayos cósmicos).

A pesar de lo anterior, simulaciones realizadas por Browning & Turver (1975; 1977) indicaron que las fluctuaciones en la formación de cascadas- γ darían imágenes más irregulares y ensanchadas que lo predicho anteriormente, en parte debido al efecto geomagnético sobre

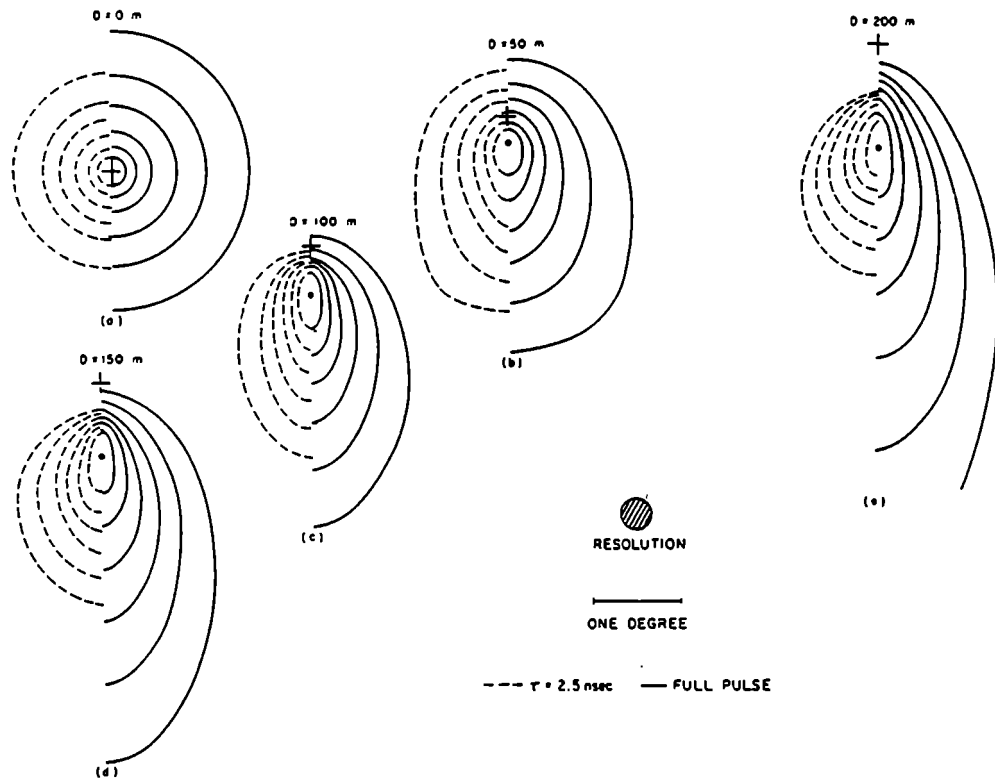


Figura 4.2: Distribución angular de imágenes simuladas formadas en la cámara de un telescopio Cherenkov atmosférico, generadas por un rayo γ de 0.1 TeV y para distintos parámetros de impacto, D . Cada isofota representa una reducción de intensidad por un factor $\sqrt{10}$. Las curvas a la derecha representan el pulso completo de luz y las de la izquierda son para un telescopio con 2.5 ns de tiempo de integración (Rieke, 1969).

las partículas componentes de la cascada (no considerado en los primeros trabajos) que dispersa a las mismas y, por lo tanto, desfigura la imagen de luz Cherenkov que llega a la cámara, efecto que se incrementa para grandes parámetros de impacto. Ellos concluyeron que el análisis de la imagen no podría dar indicación de la ubicación de la fuente ya que los ejes mayores de las supuestas elipses no estarían bien determinados.

El desarrollo de modelos para simulaciones numéricas de cascadas atmosféricas, se vio beneficiado por el enorme crecimiento en la rapidez y potencia de nuevas computadoras, juntamente con mediciones sobre las características de cascadas. Esto permitió el refinamiento de los cálculos que consideran los procesos físicos desarrollados en las cascadas incluidos en tales simulaciones, dando lugar a nuevos cómputos y nuevas conclusiones acerca de la factibilidad del análisis de imágenes como discriminador de eventos. Plyasheshnikov & Bignami (1985) realizaron simulaciones de imágenes- γ y p para el telescopio Whipple, intentando cuantificar la efectividad de discriminación que poseen algunos parámetros

calculados a partir de la distribución angular de la cascada (parámetros de la imagen). Ellos encontraron, contrariamente a Browning & Turver (1975; 1977), que las imágenes- γ son regulares, como función del parámetro de impacto, y que el ensanchamiento de las mismas no es tan grande como la predicha por Browning & Turver, sino más bien similar a la imagen promedio hallada por Rieke (1969). La orientación del eje mayor de una elipse ajustada a la imagen, con respecto a la línea que une el centroide de la imagen con la posición de la fuente, α , fue encontrada como un buen discriminador. También se determinó que las fluctuaciones de luz a lo largo del eje mayor de la elipse, χ^2 , son un buen discriminante debido a que éstas son mayores en los casos p que en los γ . La conclusión de Plyasheshnikov & Bignami (1985) fue que una combinación entre α y χ^2 podría incrementar la relación señal ruido por un factor cuatro o cinco, especialmente si se excluyen imágenes cuyos parámetros de impacto sean muy pequeños (debido a que las imágenes- γ son casi circulares), o muy grandes (ya que las imágenes se escapan del campo visual y, por lo tanto, son recortadas).

Las simulaciones numéricas más completas realizadas al momento, que fueran el comienzo del desarrollo de la técnica de imágenes como discriminador entre eventos- γ y p, y que diera lugar a la detección de la Nebulosa del Cangrejo con 20σ de significancia (§ 2.4.1), fueron hechas por Hillas (1985). Las simulaciones fueron realizadas para el telescopio de 10m (§ 3.5), sobre cascadas- γ y p. Las cascadas-p fueron simuladas tomando un espectro de fondo con energías distribuidas como $E^{-2.65} dE$, con direcciones de incidencia tomadas en forma aleatoria (fondo de rayos cósmicos). Las cascadas- γ fueron simuladas con un espectro $E^{-2.25} dE$, con direcciones del rayo incidente provenientes de una fuente centrada en el campo visual de la cámara del detector. Los parámetros de impacto se variaron sobre un área correspondiente a 250 m de radio. Se incluyeron aberraciones globales del detector, astigmatismo e imperfecciones en los espejos. La Figura 4.3 muestra ejemplos de imágenes γ y p de alta resolución derivadas de estas simulaciones, como así también la superposición de una de ellas con la cámara del 10m.

En el estudio hecho por Hillas se encontró, nuevamente, que las imágenes-p son más alargadas y anchas y con mayores fluctuaciones que las imágenes- γ . El tamaño medio

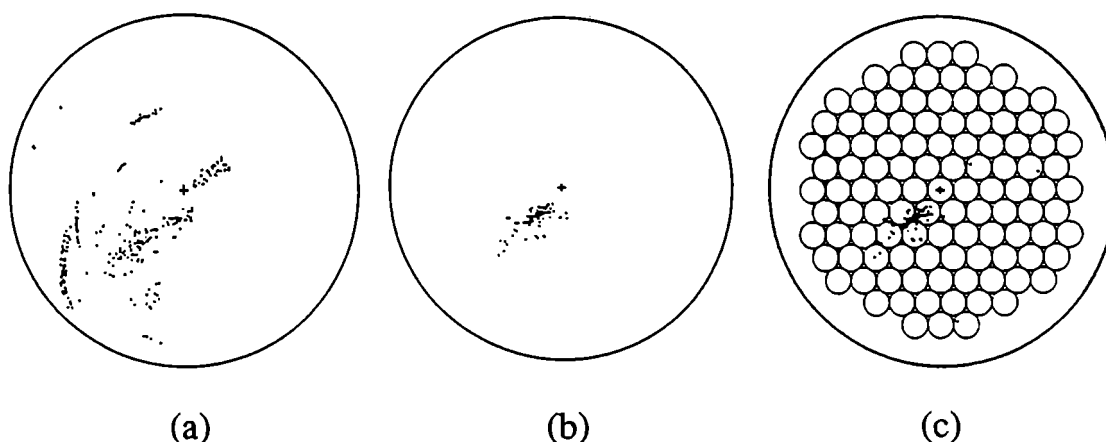


Figura 4.3: Distribución de fotoelectrones en una imagen: a) generada por un protón de 1TeV; b) generada por un fotón γ de 320 GeV; c) Superpuesto con la cámara del 10m.

(diámetro medio) de las primeras es de 1.0° , mientras que en el caso γ es de 0.5° . Los ejes de las imágenes- γ apuntan hacia la ubicación de la fuente, como en las simulaciones de Rieke (1969). Las imágenes- γ son más regulares y con un mejor comportamiento con respecto al parámetro de impacto, lo cual reafirma los resultados de Plyasheshnikov & Bignami (1985). Algo nuevo en los resultados de estas simulaciones es la aparición de imágenes anillo, principalmente en las generadas por protones ya que tienen una componente mayor de muones, lo cual contribuye, además, al ensanchamiento de la imagen.

En sus simulaciones, Hillas (1985) hizo un seguimiento de cada fotón generado por las partículas de las cascadas hasta llegar al plano focal del 10m, considerando también fluctuaciones de la luz del cielo nocturno, para ver si esos fotones eran capaces de disparar el telescopio con una cámara de 37 pixels de 0.5° de resolución (primera versión de la cámara del 10m). Se definieron parámetros de las imágenes en forma similar al trabajo de Plyasheshnikov & Bignami (1985) basado en un análisis de momentos de la distribución de fotoelectrones. Estudiando la discriminación lograda con estos parámetros, Hillas (1985) predijo un incremento en la relación señal ruido de un factor cinco a siete; imágenes con *ancho y largo* muy extensos podrían ser descartadas, como así también imágenes cuya orientación α no es pequeña. Para la cámara de 37 elementos, la resolución era comparable

al tamaño de la imagen γ , por lo que la determinación de la orientación no era lo suficientemente precisa. Esto contribuyó a tomar la decisión de disminuir el tamaño de los pixels de la cámara y aumentar su número a 109 elementos (cámara actual).

Muchos otros cálculos y simulaciones se han realizado posteriormente al original de Hillas, aunque la definición de parámetros permanece vigente. Un ejemplo de aplicación de simulaciones para un telescopio Cherenkov atmosférico y una completa descripción de la complejidad de los procedimientos para simular cascadas atmosféricas, está dada en el trabajo de Kertsmann & Sembroski (1994).

Los parámetros en la forma definida por Hillas (1985) son los actualmente utilizados en el análisis de datos obtenidos con la cámara de alta resolución del telescopio reflector de 10m y serán descriptos matemática y físicamente en la sección siguiente.

4.3.2 Parametrización de Imágenes:

Las imágenes generadas en el plano focal de un telescopio Cherenkov son parametrizadas, según las definiciones de Hillas (1985), de manera de describir su forma y orientación, de la siguiente manera (ver Figura 4.4): *Ancho*: dispersión RMS a lo largo del eje menor de la imagen; *Largo*: dispersión RMS a lo largo del eje mayor de la imagen; *Desvío*: distancia desde el eje de la imagen al centro del campo visual; *Ancho Azimutal*: ancho RMS de la imagen con respecto al eje que une el centro del campo visual con el centro de la imagen; *Distancia*: separación del centro de la imagen con respecto al centro del campo visual y *Orientación*: ángulo formado entre el eje de la imagen y la línea que une el centro del campo visual con el centro de la imagen, también llamado α . Un parámetro adicional que se usará en el transcurso del capítulo, es el *tamaño*: sumatoria de las *cd* de todos los fototubos involucrados en la imagen. Las definiciones matemáticas de cada uno de ellos puede encontrarse en el Apéndice 1.

La Figura 4.5 ayuda a la interpretación física de los parámetros definidos

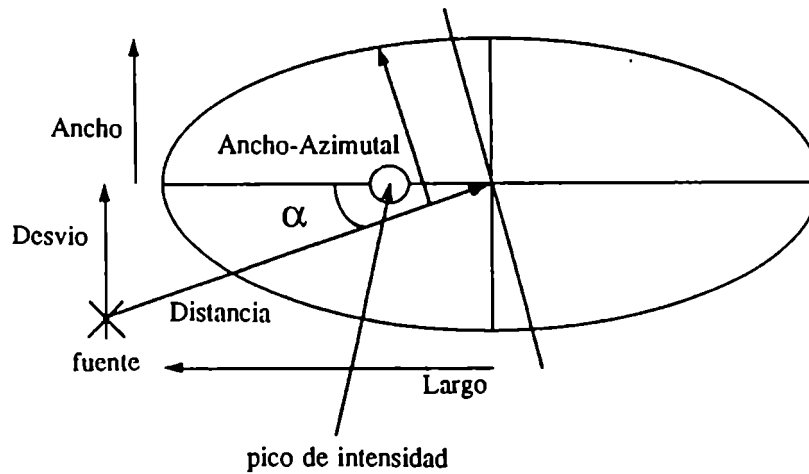


Figura 4.4: Definición de los parámetros de imagen dada por Hillas (1985).

anteriormente, ejemplificando la formación de una imagen en la cámara; el exágono en perspectiva dibujado por encima del telescopio, representa la proyección de la cámara y sus lados marcan los límites del campo visual, cuyo semiángulo es z . El lóbulo c representa la envolvente de todas las partículas generadas en la cascada desde las que se emiten los fotones Cherenkov, algunos de los cuales serán captados por el telescopio.

El *tamaño*, tal como fue definido anteriormente, tiene directa relación con la cantidad de fotones generados en la cascada y es, en primera aproximación, proporcional a la energía del rayo primario generador de la misma. Los significados de *distancia* y *orientación* ya fueron tratados previamente (§ 4.3.1); la primera de ellas es dependiente del parámetro de impacto y de la energía del rayo primario, siendo esta última dependencia un reflejo del hecho de que la cascada se desarrolla a más altitud para menor energía del primario. La *orientación*, por su lado, es el ángulo formado entre los ejes del telescopio y la cascada generadora de la imagen, por lo que un valor grande de α indicará que la dirección de arribo del rayo primario no es coincidente con aquella a la que apunta el telescopio. Finalmente, el *ancho* y *largo*, o más genéricamente la *forma*, es la proyección del desarrollo lateral y longitudinal, respectivamente, de la cascada de partículas.

Las simulaciones hechas por Hillas (1985) fueron aplicadas a la cámara de 109 elementos del telescopio de 10m (Lang, 1991). Las imágenes generadas por protones concordaron con las observaciones del fondo realizadas con el reflector, incrementando de esa manera la confianza en las simulaciones. La Figura 4.6, muestra la distribución de los parámetros de Hillas para eventos- γ simulados y eventos-p observados, para casos en los que el máximo de la imagen no se encuentre en el tubo central ni en el círculo externo de fototubos de la cámara, de manera de excluir grandes y pequeños parámetros de impacto. Las figuras que muestran las distribuciones de los parámetros de la imagen, indican claramente una separación entre los dominios de los eventos γ y p. En base a eso, se pueden seleccionar los eventos γ definiendo rangos, o cotas, en los dominios de dichos parámetros, los cuales son llamadas *cortes*. La técnica que hace uso de esos cortes para la discriminación entre imágenes γ y p, es llamada *Técnica de Imágenes*.

Es de hacer notar que los gráficos de la Figura 4.6 han sido hechos para cantidades semejantes de eventos- γ y p, a los efectos de trabajar con estadísticas comparables en ambos casos. No obstante, la realidad es que los eventos- γ son mucho menos numerosos que los p por varios órdenes de magnitud. Esto implica que los cortes a aplicar a los datos deben ser tales que permitan descartar a la mayoría de los eventos-p, aún si en ese proceso se eliminan del análisis muchos eventos- γ .

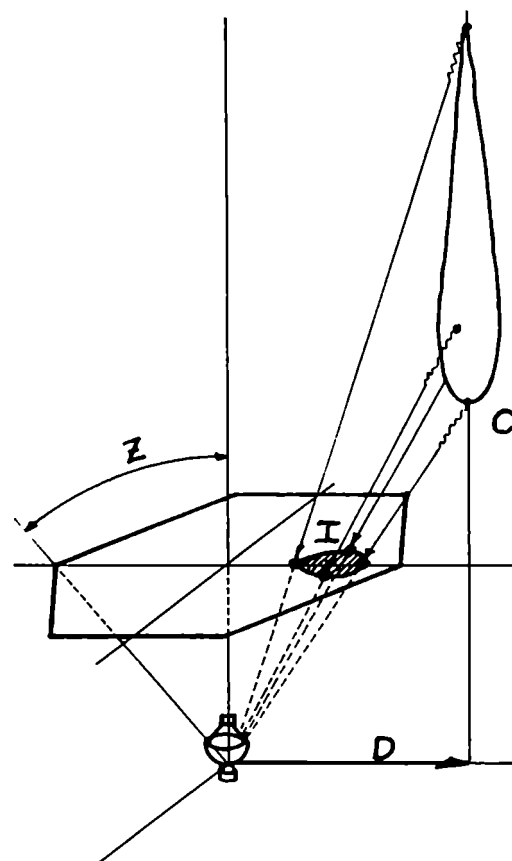


Figura 4.5: Ejemplo de formación de una imagen en la cámara del 10m (no a escala): C es el desarrollo de la cascada de partículas en la atmósfera; I es la imagen generada en el plano focal; D es el parámetro de impacto y Z es el ángulo del campo visual.

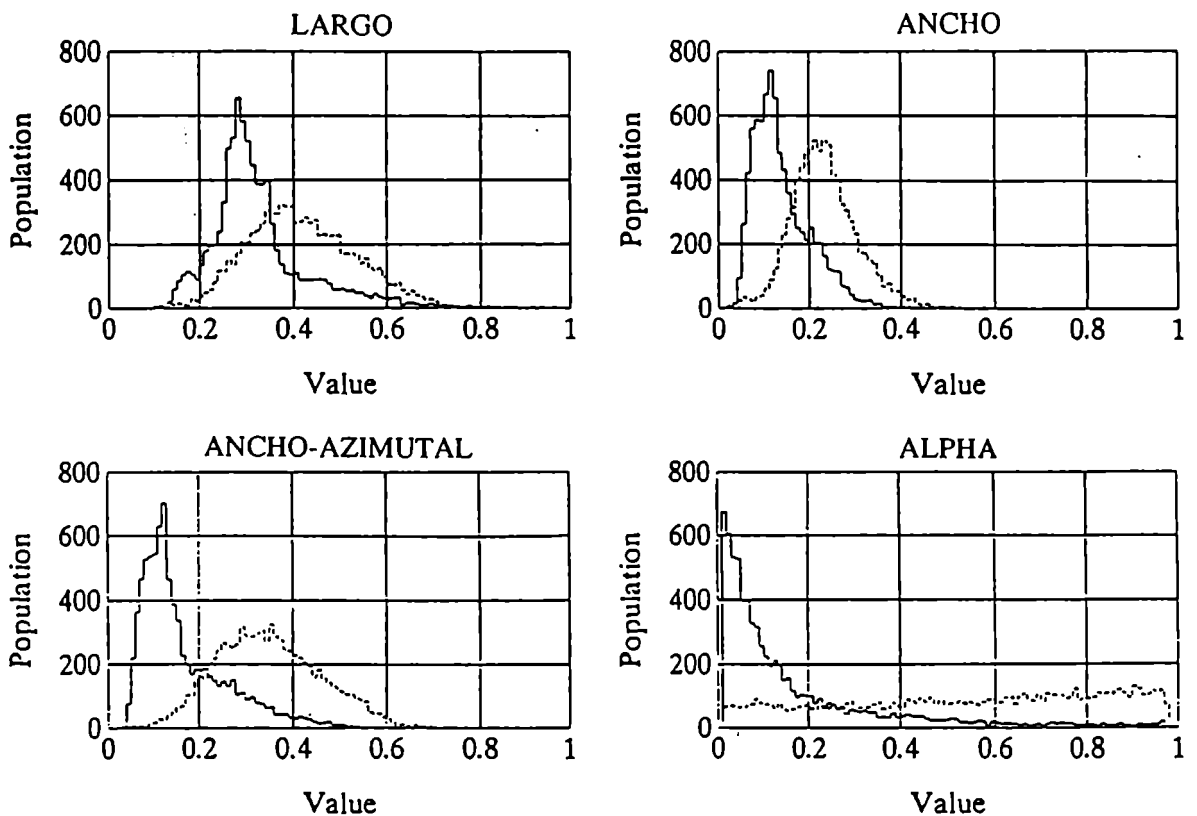


Figura 4.6: Distribución de los parámetros de Hillas para imágenes producidas por rayos γ (línea llena) y protones (línea punteada).

4.3.3 Análisis Estándar - Supercortes:

Las técnicas de selección de eventos γ , están basadas en los resultados de simulaciones como las expuestas en la sección anterior, ya sea por la aplicación de *cortes* en uno o más parámetros de imagen. Los 20σ de significancia obtenidos para la NC con los datos adquiridos en el período 1988/89 presentados por Vacanti et al. (1991), fueron calculados utilizando los parámetros *ancho azimutal* y *distancia* con los *cortes* derivados por Hillas (1985) y por medio de la ecuación 4.2, ya que el procedimiento de adquisición de datos fue la obtención de pares C/S, que implica igual cantidad de tiempo de observación sobre la fuente y sobre la zona de comparación (§ 3.4.4). El método utilizado por Vacanti et al. (1991) incluye una "limpieza" de las imágenes de cada evento que consiste en eliminar, previo a la parametrización de la imagen, cualquier FMT que registre menos de 10 *cd*.

El establecimiento de la NC como fuente estable, de la cual la detección reportada por Vacanti et al. (1991) forma parte (§ 2.4.1), permitió la utilización de los datos adquiridos sobre ella como base para el desarrollo de nuevos métodos de procesamiento de la información, como fuera mencionado en el capítulo 2. Punch et al. (1991) utilizaron los parámetros *largo*, *ancho*, *distancia* y *orientación* para la optimización, *a posteriori*, de la significancia de la base de datos 1988/89,

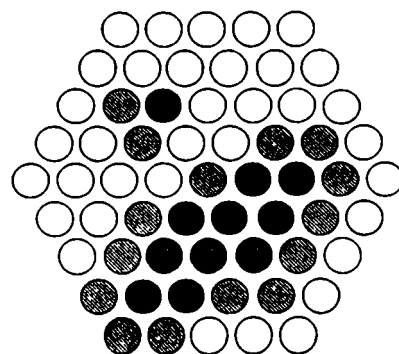


Figura 4.7: Ejemplo de la configuración de una imagen luego de aplicar el criterio de *figura* y *contorno*. Los fototubos negros pertenecen a *figura* y los sombreados a *contorno*.

dando origen al método llamado *Supercortes*. En el desarrollo del método se notó la importancia del procedimiento de limpieza de la imagen previo a su parametrización, lo cual puede cambiar el resultado final de la significancia, y se incluyó este procedimiento en la optimización del método. La operación de limpieza se realizó separando a la imagen en dos partes, *figura* y *contorno*, definiéndose para ello dos umbrales U_f y U_c , los cuales representan la cantidad de desviaciones estándar de los valores de pedestal, σ_p (§ 3.5.4), que la señal de los fototubos debe superar para que éstos sean considerados pertenecientes a alguna de esas dos partes ($U_f > U_c$). Los FMT que posean al menos $U_f \sigma_p$ cuentas digitales, pertenecerán a la *figura* y los que superen $U_c \sigma_p$ pertenecerán al *contorno*, con el aditivo, en este último caso, de que deben tener como vecino al menos un FMT perteneciente a la *figura*. Todos los demás fototubos de la cámara son anulados a los efectos de la parametrización de la imagen considerada. En la Figura 4.7, puede verse un ejemplo de cómo queda configurada la imagen de un evento, luego de aplicar el criterio de *figura* y *contorno* mencionado.

De esa manera, y utilizando los parámetros de imagen mencionados anteriormente, se obtuvo una significancia de 34σ sobre los mismos datos analizados por Vacanti, significancia que no puede ser considerada real ya que se refiere a los datos con los cuales se maximizó. Esos mismos criterios fueron luego aplicados (*a priori*) a los datos tomados posteriormente

a la optimización; sobre 20.5 horas de observación tomadas en 1989-90 se obtienen 24.5σ de significancia y sobre 18 horas en 1990-91, 17.6σ . Esto da, para el período completo 1988-91, una significancia en la detección de la NC de 45.5σ en 68.4 horas de observación (Reynolds et al., 1993).

Los *cortes* en los parámetros y los umbrales que definen la *figura* y el *contorno* de la imagen, utilizados en el método *Supercortes*,

pueden verse en la Tabla 4.1. Este método ha sido el utilizado en forma estándar por el grupo Whipple para el análisis de los datos de todas las observaciones realizadas con posterioridad al desarrollo del mismo y está completamente descripto por Reynolds et al. (1993).

Tabla 4.1: Rango de validez de los parámetros de imagen definidos para el método de selección de eventos llamado *Supercortes*.

$0.073^\circ \leq ancho \leq 0.15^\circ$
$0.16^\circ \leq largo \leq 0.30^\circ$
$0.51^\circ \leq distancia \leq 1.10^\circ$
$0^\circ \leq orientación \leq 15^\circ$
Umbral de <i>figura</i> : $U_f = 4.25$
Umbral de <i>contorno</i> : $U_c = 2.75$

4.4 Optimización de Parámetros de Imagen

La optimización de los cortes realizada durante el desarrollo del método *Supercortes*, no incluyó en ningún momento un análisis de la relación entre distintos parámetros de imagen; por ejemplo, los cortes en la *distancia* hacen que ésta esté definida en un intervalo de $\sim 0.6^\circ$, pero cabe preguntarse qué pasaría si se divide a esta región en varios rangos más pequeños y se optimizan los demás cortes de parámetros para cada una de las subdivisiones de *distancia*. Esto constituye la idea básica del estudio que se realiza en esta sección sobre algunos de los parámetros de imagen utilizados por *Supercortes*.

Una razón adicional que motiva la reoptimización de *Supercortes*, está dada por los cambios en las condiciones físicas que experimenta el telescopio con el transcurso del tiempo. Si, por ejemplo, la reflectividad de los espejos ha disminuido, la cantidad mínima de fotones necesaria para el disparo del sistema habrá de aumentar, con lo que la energía del rayo primario también lo hará. Aunque en la práctica se trata de compensar esas variaciones

cambiando las condiciones en los discriminadores del circuito de adquisición de datos, lo anterior implica que la optimización de los *cortes* realizada en algún momento de la historia del reflector, no tenga por qué ser válida un tiempo después; dado que la derivación del método *Supercortes* fue realizada con observaciones de la NC tomadas en el período 1988/89, se plantea la necesidad de verificar si el método mencionado es aún el óptimo.

Los parámetros U_f y U_c , umbrales de *figura* y *contorno*, fueron estudiados previamente con datos tomados sobre el Cangrejo en el período 1992/93, por otros miembros de la colaboración Whipple, con el fin de reoptimizar sus valores (Fennell et al., 1993). El nuevo par de umbrales derivados de tal estudio, no dio un mejoramiento significativo en la señal obtenida, comparada con la que da el método *Supercortes*. Otro estudio, realizado por Lewis et al. (1993), deriva cortes en función de la energía primaria para todos los parámetros utilizados por *Supercortes*, con excepción de U_f y U_c , con el fin de optimizar la función área de colección, $A_{(E)}$, y lograr así un mejor cálculo en la obtención de espectros.

Del resto de los parámetros utilizados por *Supercortes*, se estudian en las secciones siguientes *distancia* y *orientación*, con el agregado de *tamaño* y un estudio de la posible dependencia de la significancia con la *elevación* de la fuente; cuando una fuente es observada a baja elevación, la capa atmosférica que deben atravesar los rayos primarios es mayor que cuando la fuente está en el cenit, lo que implica que la cascada se formará más alejada del telescopio y, por lo tanto, los parámetros de imagen serán diferentes, incluyendo el *tamaño* que se verá reducido por absorción. Para este estudio se utilizan, nuevamente, datos observados sobre la NC pero en este caso obtenidos en el período 1993/94, haciéndose previamente un estudio de consistencia de datos y aplicación del método *Supercortes*, a los fines de comparar los resultados luego de la optimización.

4.4.1 Datos Utilizados para el Estudio:

Los datos tomados para el análisis, son todos los pares C/S obtenidos en la temporada 1993/94, con la cámara de alta resolución sobre la Nebulosa del Cangrejo y bajo condiciones

normales de operación; en total, 20 pares.

La calidad del cielo fue verificada controlando que los conteos de eventos por minuto de cada par sean constantes durante el tiempo que dura la observación. Los datos fueron reducidos y normalizados en la forma usual (§ 3.5.4) y la significancia total, y la de cada par, calculadas por medio de Supercortes. La Tabla 4.2 muestra los datos y resultados de tal análisis; columna 1: fecha de la observación; columna 2: elevación media del telescopio durante la observación;

columna 3: tiempo observado; columna 4: total de eventos registrados, sin ningún análisis (crudos); columna 5: total de eventos después de aplicados los cortes (Supercortes) y columna 6: significancia del par derivada por la ecuación 4.2. La distribución de las significancias individuales de cada par calculadas por medio de Supercortes están también graficadas en la Figura 4.8, en donde pueden verse las desviaciones a partir de la significancia promedio de los 20 pares C/S. El 80% de los casos se encuentran en el rango $\pm 1\sigma$, por lo que se concluye que los valores de las significancias individuales están dentro de lo esperado para una muestra normal de observaciones. Debe notarse aquí que los tiempos de observación para algunos pares C/S son distintos del resto (ver Tabla 4.2), lo cual implica un cambio en la significancia esperada para cada uno de esos pares. No obstante, lo anterior indica que se trata de una muestra de datos sin errores sistemáticos y, aún más importante, que la fuente observada es estable.

Una forma útil y elegante de visualizar la existencia de una fuente, y que se usará en secciones siguientes, es por medio de la distribución de eventos en la variable α . Si se exceptúa la aplicación del corte en α durante la selección de eventos por medio de Supercortes y luego se grafica la distribución de esa variable para todos los eventos, se podrá observar claramente, en el caso de tratarse de una fuente con emisión, el exceso de eventos para los

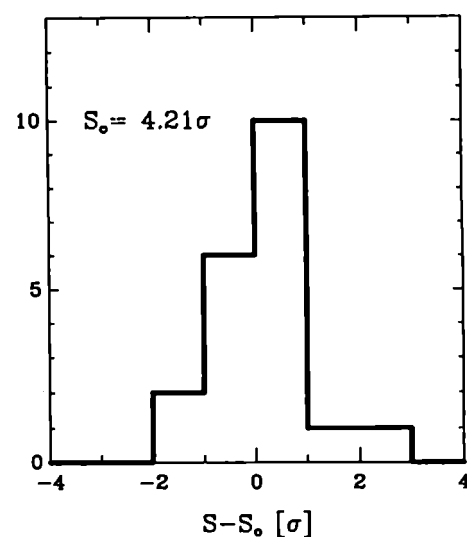


Figura 4.8: Distribución de las 20 significancias individuales de las observaciones realizadas sobre el Cangrejo, obtenidas con *Supercortes*.

Capítulo 4

Tabla 4.2: Análisis de los datos de la Nebulosa del Cangrejo, utilizados en la optimización de parámetros.

Análisis Estándar (Supercortes)								análisis- α	
Fecha de observ.	Elev. media [°]	Δt [min]	Total de eventos crudos		Total de eventos γ		S [σ]	Total de eventos del fondo	S [σ]
			C	S	C	S			
15/9/93	56.6	28	10228	9981	79	51	2.45	191	3.71
17/9/93	58.5	28	10218	9857	102	61	3.21	181	6.46
18/9/93	63.0	13	4853	4674	58	16	4.88	77	6.19
19/9/93	65.0	15	5746	5764	49	19	3.63	97	3.84
20/9/93	71.4	28	10822	10526	87	37	4.49	179	5.06
21/9/93	66.1	28	9829	10178	83	36	4.30	152	5.64
22/9/93	62.0	28	9667	9725	85	56	2.44	137	6.45
23/9/93	60.8	28	9544	9440	84	35	4.49	155	5.63
23/9/93	71.4	10	3605	3538	35	7	4.32	49	4.63
20/10/93	80.1	28	11441	11261	118	56	4.70	267	5.09
21/10/93	79.6	28	10720	10887	103	60	3.37	216	5.37
24/10/93	67.1	28	10862	10849	97	56	3.31	242	4.01
24/10/93	77.8	28	11129	10712	104	39	5.44	208	5.73
10/11/93	71.0	28	10685	10539	111	56	4.26	235	5.51
10/11/93	76.2	28	10802	10973	122	36	6.84	265	5.58
10/11/93	80.1	11	4443	4601	44	10	4.63	87	3.78
20/11/93	57.3	28	9866	9928	122	66	4.08	290	4.88
6/12/93	59.5	38	16146	16209	182	106	4.48	422	6.20
6/12/93	66.2	23	10318	10354	101	53	4.93	248	4.11
15/12/93	72.1	28	13713	13460	146	73	4.93	297	6.65

valores de α menores, como quedó en evidencia en la Figura 4.6c. La correspondiente distribución en α para la muestra de 20 pares de la NC que se analiza aquí, puede verse en la Figura 4.9a; la línea de trazos indica eventos registrados en las observaciones *sin fuente* (S), o fondo, y la línea llena *con fuente* (C). Como se espera, los datos C poseen un exceso en el conteo para imágenes con bajo valor α , indicando que éstas apuntan al centro de la cámara de alta resolución en donde se ubicaba la fuente durante la observación. Se ve también, en la misma figura, que el exceso desaparece para $\alpha \approx 25^\circ$, punto a partir del cual la observación *con fuente* se identifica con el fondo. Por otro lado, si se calcula la significancia acumulada para distintos valores del corte en α , α_c , se obtiene la curva de la Figura 4.9b. El máximo de tal curva corresponderá al α_c que optimiza la significancia; para el caso de los 20 pares que se analizan, ese valor es $\alpha_c = 13^\circ$, muy cercano al valor derivado por Punch et al. (1991) para Supercortes (ver Tabla 4.1).

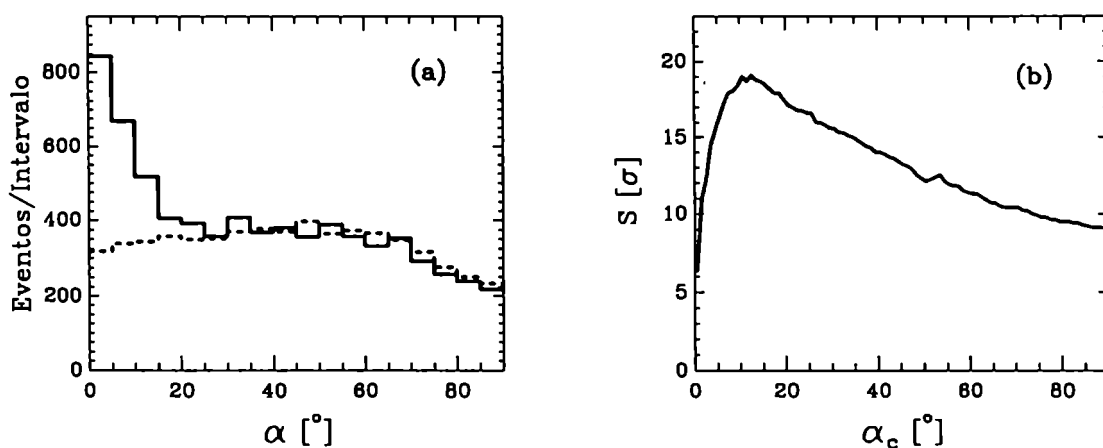


Figura 4.9: Aplicaciones de los 20 pares de datos de la Nebulosa del Cangrejo: a) distribución del parámetro α para observaciones sobre fuente (línea llena) y del fondo (línea de trazos); b) Significancia total para distintos valores del corte en orientación, α_c .

4.4.2 Optimización de los Parámetros Elegidos:

El estudio se realizó, como quedara expresado anteriormente, sobre los parámetros *distancia* y *orientación*, utilizados por Supercortes, con el agregado de *tamaño* y *elevación*. La Base del método fue la obtención del corte óptimo en *orientación*, α_c , en función de *distancia*, *tamaño* y *elevación*, utilizando para ello el método descrito en la obtención de la Figura 4.9b; esto es, obtener el α_c que maximiza la significancia total de la muestra, en este caso como función de las demás variables.

Los datos de la NC utilizados para tal fin, fueron procesados en la forma usual y luego parametrizados según las definiciones de Hillas (procedimiento normal para Supercortes). Hasta aquí, la cantidad de eventos que componen las observaciones son los llamados datos "crudos" que figuran en la Tabla 4.2. Se aplicaron luego los cortes en *largo*, *ancho* y *distancia* como los especificados por Supercortes, luego de lo cual quedaron para el análisis 7202 eventos *sobre fuente* y 6184 eventos de *fondo*. Todas la imágenes correspondientes a esos eventos, tienen *forma* aceptada como imagen- γ (por haber superado los cortes de *largo* y *ancho*), sus centroides están comprendidos en el rango 0.51° - 1.1° dentro de la cámara (por la aplicación del corte en *distancia*) y su distribución en α es la dada por la Figura 4.9a.

Cualquier dependencia de α_c con el resto de los parámetros, tendrá que ser estudiada en forma discreta ya que la cantidad de datos disponibles así lo impone. A tal fin, se definieron intervalos para cada variable de forma de mantener un número razonable de eventos en cada uno de ellos. Se separó a la muestra de datos en dos grupos de elevaciones: *alta elevación* y *baja elevación* (de aquí en más, *alta* y *baja*). La Figura 4.10 representa la cantidad de tiempo de observación en función de la elevación.

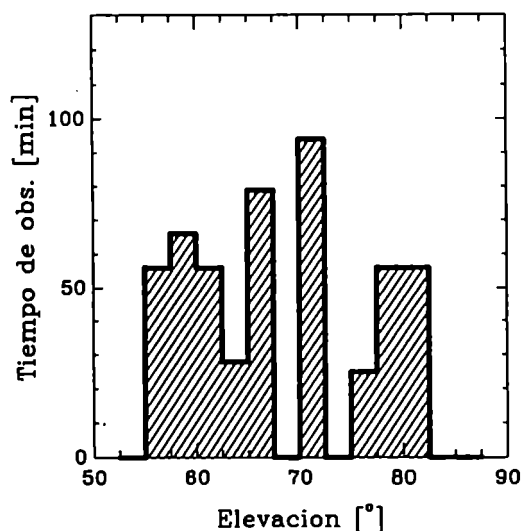


Figura 4.10: Distribución del tiempo de observación sobre la Nebulosa del Cangrejo en función de la elevación del telescopio.

En ella se ve que la muestra puede separarse en dos grupos, $>70^\circ$ y $<70^\circ$, manteniendo la cantidad de tiempo de observación de ambos aproximadamente igual. Con esto, los datos de *alta* lo compondrán 217 minutos de observación (9 pares) y los de *baja* 285 minutos (11 pares). Luego, para cada grupo de elevación, los datos fueron separados por *distancia* y *tamaño*, dividiendo a estos en seis intervalos; la *distancia* fue dividida en intervalos iguales de 0.1° de ancho, entre 0.5° y 1.1° . El *tamaño*, por su lado, fue dividido en intervalos irregulares entre 100 *cd* e infinito, de manera de mantener, aproximadamente, un número de eventos significativo en cada intervalo; el histograma de la Figura 4.11 representa la distribución del número de eventos para cada intervalo de *tamaño* y el rango de cada uno de ellos, medidos en *cd*. Por debajo de 100 *cd*, como puede verse en la misma figura, no existen eventos que superen los cortes previamente aplicadas a los datos.

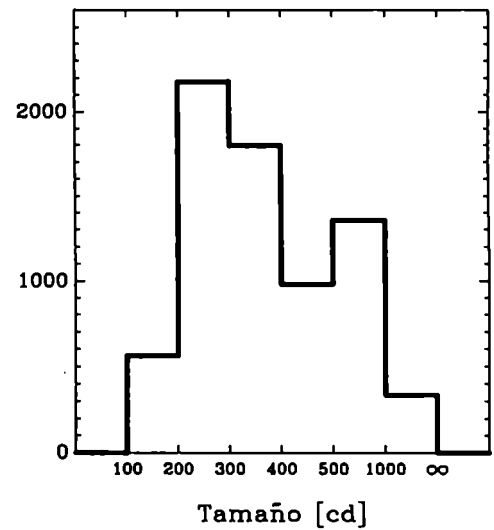


Figura 4.11: Distribución en la variable tamaño de los datos obtenidos sobre el Cangrejo .

De esta manera, los datos quedaron ubicados en dos grupos de elevación, con 36 "casilleros" cada uno que representan las posibles combinaciones de los parámetros *distancia* y *tamaño*, en una matriz de datos que llamaremos D. El método de optimización, como fue expuesto anteriormente, será variar α_c para cada elemento de D de manera de maximizar la significancia total; esto es: obtener una matriz de cortes, A, cuyas componentes sean los α_{cij} que aplicados a los elementos de la matriz D, d_{ij} , maximizarán la significancia total S. Para lograr esto, se utilizó un método iterativo; se calculó la significancia S para toda la muestra tomando valores iniciales de α_{cij} correspondientes al corte fijado por Supercortes, esto es: $\alpha_{cij}=15^\circ \forall i,j$. Luego se tomó al elemento d_{ij} y se obtuvo el α_{cij} que maximiza a S, de la misma forma que fuera indicada en § 4.5.1 (ver Figura 4.9b), repitiéndose el procedimiento para todos los elementos de D. Lo anterior fue hecho varias veces hasta que la diferencia en el valor de S obtenido por las dos últimas iteraciones fuera no significativa. De esta manera,

se obtuvo al final del procedimiento la matriz de cortes A que aplicados a D maximiza a S.

Las significancias finales para cada uno de los dos grupos de elevación, y la total de la muestra, derivadas de la aplicación de lo realizado, pueden verse en la Tabla 4.3, en la que se incluyen, además, los resultados de la aplicación de Supercortes a los datos correspondientes en cada caso.

Tabla 4.3: Valores de las significancias totales y para las dos particiones de la muestra en elevación (baja y alta): utilizando los valores estándar de los cortes (Supercortes) y los derivados en esta sección (matriz A).

Cortes Aplicados	Significancias [σ]		
	baja	alta	total
Supercortes	12.2	14.4	18.2
Matriz A	14.0	14.7	20.2

4.4.3 Comentarios:

Cualquiera sea la muestra de datos que uno analice, siempre será posible encontrar un conjunto de cortes, en este caso la matriz A, que mejore la significancia de cualquier método aplicado a la misma muestra, que haya sido definido previamente (en este caso Supercortes). Este hecho es consecuencia de las fluctuaciones naturales que existen entre conjuntos de datos adquiridos independientemente y bajo las mismas condiciones experimentales; es de esperar que una muestra cualquiera, no dé la misma significancia que aquella en la que el método fue basado.

El estudio realizado aquí es un ejemplo de lo dicho anteriormente; luego de la optimización, el mejoramiento de la significancia total fue de aproximadamente el 10%, cantidad no significativa considerando que se trata de la muestra que se utilizó para el estudio. Luego, como en el caso de los otros parámetros estudiados por Fennell (1993), la conclusión es que el método Supercortes sigue siendo el óptimo y no permite un mejoramiento en las significancias obtenidas con él, al menos sobre la base de los parámetros utilizados y con el limitante de la cantidad de datos analizados aquí.

se obtuvo al final del procedimiento la matriz de cortes A que aplicados a D maximiza a S.

Las significancias finales para cada uno de los dos grupos de elevación, y la total de la muestra, derivadas de la aplicación de lo realizado, pueden verse en la Tabla 4.3, en la que se incluyen, además, los resultados de la aplicación de Supercortes a los datos correspondientes en cada caso.

Tabla 4.3: Valores de las significancias totales y para las dos particiones de la muestra en elevación (baja y alta): utilizando los valores estándar de los cortes (Supercortes) y los derivados en esta sección (matriz A).

Cortes Aplicados	Significancias [σ]		
	baja	alta	total
Supercortes	12.2	14.4	18.2
Matriz A	14.0	14.7	20.2

4.4.3 Comentarios:

Cualquiera sea la muestra de datos que uno analice, siempre será posible encontrar un conjunto de cortes, en este caso la matriz A, que mejore la significancia de cualquier método aplicado a la misma muestra, que haya sido definido previamente (en este caso Supercortes). Este hecho es consecuencia de las fluctuaciones naturales que existen entre conjuntos de datos adquiridos independientemente y bajo las mismas condiciones experimentales; es de esperar que una muestra cualquiera, no dé la misma significancia que aquella en la que el método fue basado.

El estudio realizado aquí es un ejemplo de lo dicho anteriormente; luego de la optimización, el mejoramiento de la significancia total fue de aproximadamente el 10%, cantidad no significativa considerando que se trata de la muestra que se utilizó para el estudio. Luego, como en el caso de los otros parámetros estudiados por Fennell (1993), la conclusión es que el método Supercortes sigue siendo el óptimo y no permite un mejoramiento en las significancias obtenidas con él, al menos sobre la base de los parámetros utilizados y con el limitante de la cantidad de datos analizados aquí.

Por otro lado, durante lo realizado en esta sección, quedó en evidencia el efecto de borde de la cámara sobre la distribución del parámetro α , el que puede verse en la Figura 4.12. Observemos la distribución de eventos del fondo; para una *distancia* pequeña, la imagen del evento estará totalmente incluida en la cámara y no se esperan efectos de borde, por lo que la distribución de los eventos en la variable α será aproximadamente plana (Figura 4.12a); para una *distancia* grande, en cambio, los efectos de borde causados en la distribución de la *orientación* son evidentes (Figura 4.12b). La explicación de este fenómeno radica en la forma en que la dirección del eje principal de la imagen es calculada. Las imágenes son aproximadamente elipses, por haber superado los cortes en *ancho y largo*, y sus ejes mayores están orientados al azar ya que los datos pertenecen al fondo. Cuando parte de la imagen es recortada, esta pierde su forma y, por lo tanto, su orientación deja de ser la original. El efecto se hace crítico para orientaciones extremas; cuando $\alpha=0^\circ$ o $\alpha=90^\circ$, cualquier modificación en la forma de la imagen hará que su orientación sea distinta a esos valores. En cambio es mucho menos probable que un α intermedio termine siendo un extremo luego de ser recortada la imagen. Esto hace que haya una contribución extra de eventos con orientaciones intermedias a expensas de los extremos, efecto visible en la Figura 4.12b.

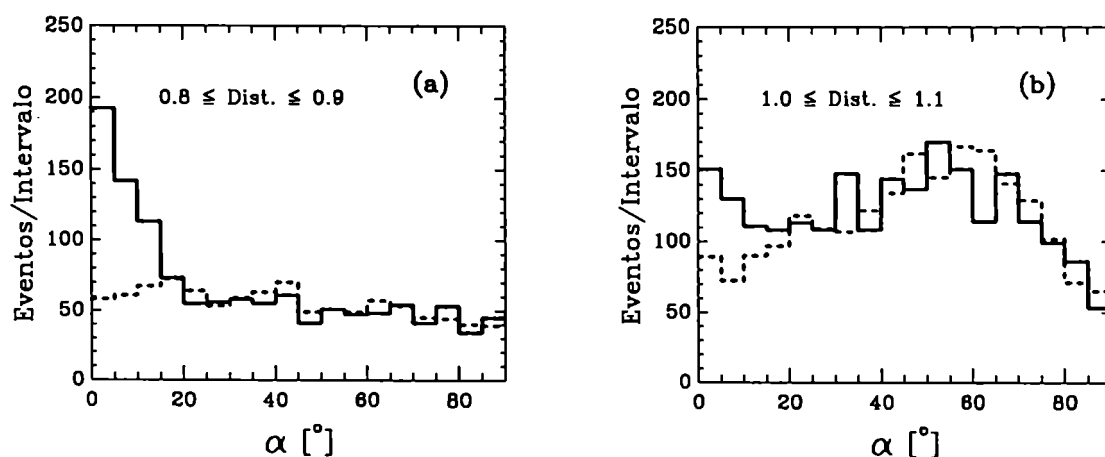


Figura 4.12: Distribución de eventos en la variable α para distintos intervalos de *distancia*, mostrando el efecto de borde de la cámara. a) Para una *distancia* chica, de manera que las imágenes están totalmente incluidas en la cámara; b) para una *distancia* grande en donde las imágenes son recortadas ya que exceden el campo visual.

4.5 Nueva Metodología: Análisis- α

El procedimiento estándar de observación y análisis de datos adoptado por la Colaboración Whipple para el estudio de emisión γ de MAE proveniente de fuentes puntuales, es la obtención de pares C/S (§ 3.4.4) y la posterior aplicación de Supercortes a los eventos registrados y normalizados. El método estándar, como lo llamamos, ha permitido el descubrimiento y confirmación de fuentes como la Nebulosa del Cangrejo y Markarian 421; es un método bien fundamentado y ha sido consistentemente utilizado durante años por la Colaboración Whipple. El hecho de que existan al presente fuentes confirmadas de radiación γ a estas energías, hace posible introducir cambios en la metodología de análisis para el mejor aprovechamiento de los datos, sin necesidad de ser tan conservadores como cuando se desarrolla una metodología sólo basada en simulaciones numéricas. El método estándar tiene su origen en simulaciones y fue luego optimizado con observaciones de la NC (§ 4.3.3), pero aún existen aspectos que pueden ser mejorados; en esta sección serán tratados el tiempo de observación y la cantidad de eventos utilizados para el análisis de significancias. El tiempo disponible para la observación de una fuente en estudio, debe ser repartido entre observación con fuente y observación del fondo por partes iguales. Si se pudiera obtener una estimación del fondo a partir de la observación con fuente, el tiempo dedicado a ésta última se duplicaría, dando un incremento en la significancia (si efectivamente se trata de una fuente emisora) de un factor $\sqrt{2}$ (según las ecuaciones de § 4.2). Por otro lado, el método estándar, por medio de Supercortes, sólo utiliza una fracción de los eventos disponibles antes de aplicar el corte en α (ver Figura 4.9a), descartando todos los eventos cuyas orientaciones sean mayores que α_c , tomando así sólo las imágenes que se encuentran en el rango de orientaciones subtendidas por el exceso. La mayoría de los eventos descartados de esa manera se distribuyen de la misma forma para las observaciones sobre fuente y fondo, según fuera notado en la sección 4.4.3.

Lo anterior constituye el principio de la idea que se desarrolla a continuación; utilizar el hecho de que los eventos de las observaciones registrados para C y S están igualmente distribuidos para $\alpha > \alpha_c$, para algún valor de α_c , con el fin de obtener una estimación del fondo con los eventos de C que estén en esa región de la distribución en α . Esto no sólo aumentará

la estadística en la evaluación del fondo, sino que eliminará la necesidad de la adquisición de datos en zonas de comparación.

4.5.1 Planteo del Método:

Supongamos tener un par C/S, al cual le hemos ya aplicado todas las correcciones y cortes como en el método estándar, pero hemos deliberadamente dejado de aplicar el corte en la orientación, α_c . Luego, graficamos la distribución de α para los eventos en C y S por separado y obtenemos los gráficos de la Figura 4.13. Si siguiéramos con la aplicación de Supercortes, como lo hace el método estándar, tomaríamos sólo los eventos de C y S con orientaciones menores que α_c , definiendo de esa manera N_e y N_r , como en § 4.2, y calcularíamos la significancia por medio de la ecuación 4.2. Supongamos, en cambio, que se conoce la relación $\epsilon=N_e/N_r$ para cualquier par de datos C/S; se podría, entonces, obtener una estimación de la zona de comparación para una observación i particular, N_{ci} , a partir de N_r , de la forma $N_{ci}=\epsilon N_r$. Para el cálculo de la significancia de la observación i , dado lo anterior, sólo se utilizarían los eventos adquiridos sobre la fuente, N_e y N_r , dejando de ser necesaria la adquisición de datos de fondo.

La metodología descripta utiliza la distribución en α como base del análisis, por lo que será llamada *análisis- α* . En ella intervienen dos parámetros no determinados aún: α_0 y ϵ ; El valor de α_0 debe ser lo más bajo posible, para tomar la mayor cantidad de datos y aumentar así la estadística, pero no tanto, de manera de garantizar que al tomar N_r no se incluya ningún evento que pertenezca al exceso de la fuente emisora, al menos en cantidades significativas. Lo anterior indica que la elección del parámetro α_0 es un balance entre ganar estadística tomando un α_0 pequeño e incluir eventos del exceso en la estimación del fondo por tener un α_0 demasiado pequeño. Aún en el caso de ganar estadística tomando un α_0 bajo, no sería correcto desde el punto de vista físico, tomar eventos del exceso para el cálculo del fondo, por lo que, en principio, el valor de α_0 no debería ser inferior a aproximadamente 25° , según se puede apreciar de la figura 4.9a.

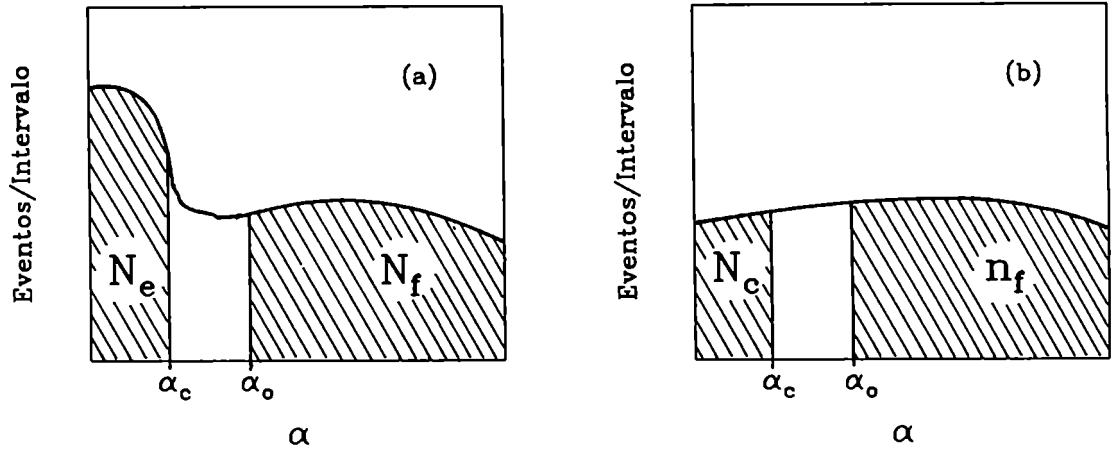


Figura 4.13: Ejemplos de distribuciones α para observaciones sobre fuente (a) y de fondo (b). α_c es el corte en orientación impuesto por Supercortes y α_o es el límite inferior en la determinación del fondo para el análisis- α .

Debido a que las distribuciones α de eventos con orientaciones mayores que α_o es la misma para los casos C y S, se cumple la igualdad $N_f = n_f$, dentro de las incertezas definidas por la estadística de Poisson de esas cantidades. Por lo tanto, el valor de ϵ puede estimarse a partir de las mucho más abundantes observaciones de fondo disponibles en banco de datos, por medio de la relación N_f/n_f . Esto implica que ϵ tiene el mismo significado que se le diera a ρ en la sección 4.2: es un factor que normaliza la cantidad de datos disponibles sobre fuente con las adquiridas en el fondo. Por lo tanto, las significancias de las observaciones analizadas por medio del análisis- α se calcularán con la ecuación 4.4 para $\rho = N_f/n_f$, constante que se determina a partir de observaciones del fondo e independientemente de la fuente en estudio.

Se debe notar aquí que el *análisis- α* no está basado en la optimización de ningún parámetro a fin de maximizar la significancia de una fuente confirmada. La derivación del método se hace aprovechando el hecho de que se puede determinar la región de comparación con menos incerteza que con otros métodos, lo que implica mayor significancia para los mismos datos.

En las secciones siguientes se hallan estos dos parámetros del *análisis- α* y se probará que el cálculo de significancias para este método no presenta errores sistemáticos visibles.

4.5.2 Determinación de ρ y α_0 :

Para la obtención de la relación ρ , se utilizaron datos tomados en el período 1993/94 pertenecientes a regiones de comparación y de fuentes que no dieran ningún tipo de indicación de existencia de excesos de conteo. Los datos fueron elegidos de la base de datos del Whipple, teniendo cuidado de tomar sólo aquellos adquiridos con cielo de buena calidad, sin estrellas en el campo visual que obligaran al apagado de fototubos durante la observación y con elevaciones mayores que 50° . La cantidad total de datos seleccionados, considerados fondo, fue de 104 observaciones de aproximadamente 30 minutos cada una.

Se calcularon luego las relaciones N_c/n_r para cada observación, para seis valores de α_0 (15° ; 20° ; 25° ; 30° ; 35° y 40°), con el fin de elegir el mínimo posible que no introduzca ningún sesgo en la obtención del ρ final. La Figura 4.14 muestra las distribuciones de los ρ así calculados, para los valores de α_0 elegidos; como se espera, las distribuciones obtenidas para α_0 pequeño son menos dispersas por tener éstas mayor cantidad de eventos involucrados en el cálculo y, por lo tanto, menores fluctuaciones. Dado lo asimétrico de las distribuciones de los ρ , el valor medio de la muestra no es necesariamente el mejor estimador de ρ , también la mediana y el valor más probable son posibles estimadores. Cualquiera sea el valor elegido, debe ser tal que permita obtener un resultado neutro en el cálculo de significancias de los excesos de las 104 observaciones

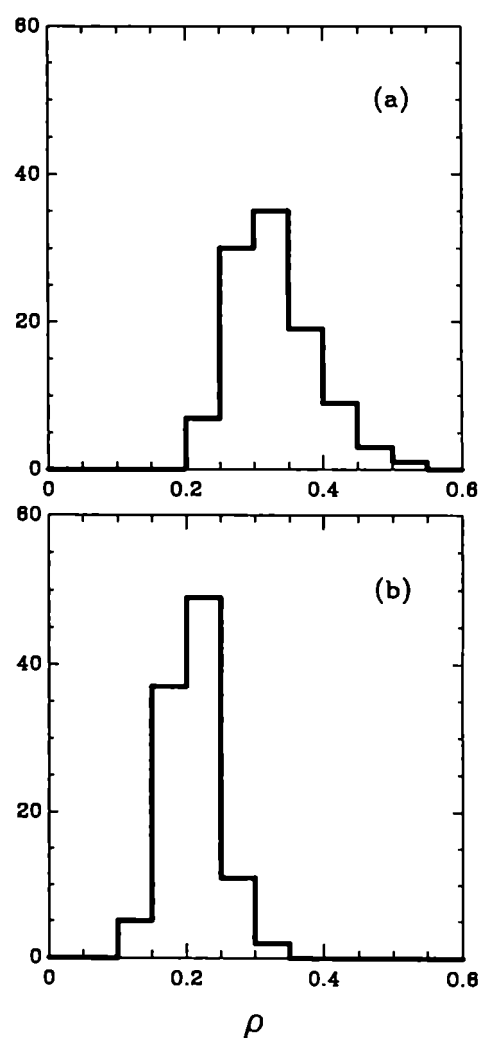


Figura 4.14: Distribución de ρ para las 104 observaciones del fondo. (a) para $\alpha_0=40^\circ$; (b) para $\alpha_0=15^\circ$.

de la muestra, ya que ésta está compuesta por observaciones del fondo. Se calcularon, entonces, las significancias totales de los datos de la muestra para los valores correspondientes al promedio, ρ_μ , la mediana, ρ_m , y el más probable, ρ_p , para los distintos valores de α_o en la forma descrita en § 4.5.1. Los resultados de ese cálculo, Figura 4.15, indican que para cualquiera de los α_o , el promedio es el estimador de ρ que logra el mejor ajuste de la significancia total a un valor nulo; se tomará entonces $\rho = \rho_\mu$.

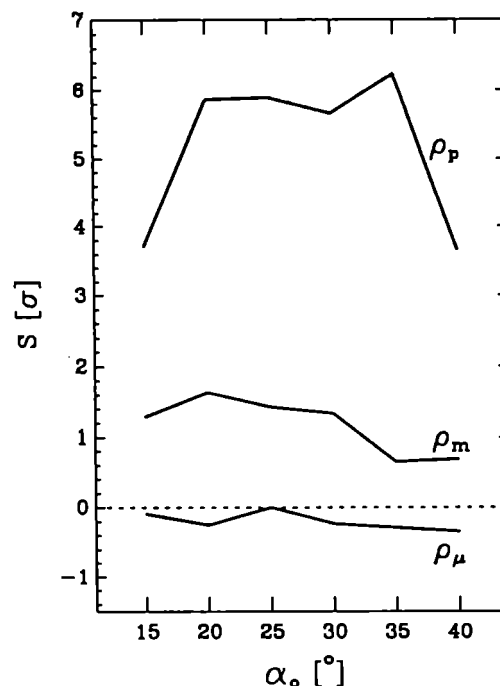


Figura 4.15: Significancias totales de la muestra de observaciones del fondo para distintos valores de α_o y ρ .

La elección del mínimo α_o que no introduzca errores sistemáticos en las significancias debe ser evaluado sobre datos que posean exceso. Se calcularon, entonces, las significancias totales de las 20 observaciones C del Cangrejo descritos en § 4.4.1 para los 6 α_o en estudio y para el valor de ρ adoptado. Los resultados pueden verse en la Figura 4.16; se observa en dicha figura que los valores no cambian notablemente para ningún α_o ; no obstante, existe un crecimiento a medida que α_o baja desde el valor máximo (40°) debido al mejoramiento de la estadística, hasta el punto en donde se comienza a tomar datos del exceso, esto es, por debajo de 25°. Se adopta, en consecuencia, ese valor de α_o como el mínimo posible.

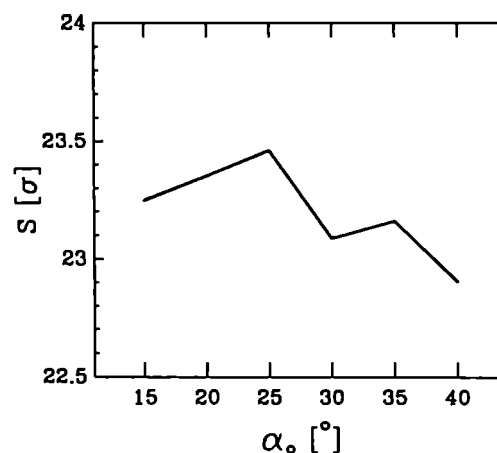


Figura 4.16: Significancias totales de las 20 observaciones con fuente de la Nebulosa del Cangrejo para distintos valores de α_o y para $\rho = \rho_p$.

De esta manera, los parámetros necesarios para el análisis- α serán:

$$\begin{aligned} \rho &= 0.2430 \pm 0.0004 \\ \alpha_o &= 25'' \end{aligned} \tag{4.5}$$

siendo el error en ρ puramente estadístico. Para la determinación de la existencia o no de errores sistemáticos en la derivación de estos valores, se deben estudiar las distribuciones de las significancias a partir del análisis- α con el uso de los parámetros hallados.

4.5.3 Estudio de Efectos Sistemáticos:

Los efectos sistemáticos son detectados por la presencia de distribuciones no esperadas en los datos y/o resultados. En la búsqueda de tales efectos y a fin de verificar que el análisis- α es válido para el nivel de estadística que se maneja, se realizaron varios tipos de estudios. El primero de ellos fue para eliminar la posibilidad de dependencias con la elevación de los datos utilizados para la derivación del ρ . Se puede observar en la Figura 4.17, que no existe correlación entre las elevaciones de las 104

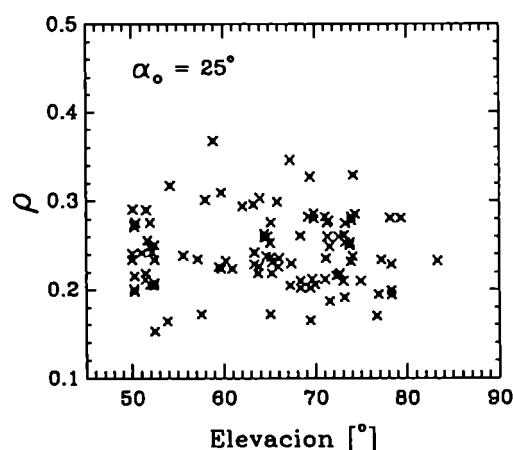


Figura 4.17: Correlación con la elevación de los ρ calculados para cada una de las 104 observaciones del fondo.

observaciones del fondo con los ρ calculados a partir de cada una ellas. En la misma figura, la ausencia de puntos por debajo de 50° de elevación es debida al corte realizado en ese parámetro en la elección de los datos. Por otro lado, y como fuera mencionado anteriormente, la significancia de esas 104 observaciones debe ser nula o, estadísticamente dicho, las significancias individuales de cada una de ellas deben estar distribuidas normalmente alrededor del origen. La Figura 4.18 muestra los resultados de tales cálculos; el número de casos entre los límites $\pm 1\sigma$ es del 64% cuando lo esperado es del 68%, por lo que se concluye que los

valores de las significancias de las 104 observaciones del fondo siguen una distribución normal. Dos casos en la figura presentan desviaciones que exceden los 3σ de significancia, cuando lo esperado para una muestra de 104 valores es de 0.28 casos. Lo anterior indicaría que esos dos datos poseen anomalías, a pesar de no haberse encontrado ningún indicio de tales anomalías durante todo el proceso de obtención de los esos valores. De cualquier manera el resultado final no se altera por ese hecho; la distribución de significancias está centrada en el origen y no presenta sesgos visibles.

Finalmente, se realizó una prueba sobre las 20 observaciones C tomadas sobre el Cangrejo para verificar cómo se distribuyen las significancias calculadas por medio del análisis- α utilizando los datos que dieron origen a los parámetros que el método usa. El resultado puede verse en la Tabla 4.2; las dos últimas columnas muestran el total de eventos del fondo tomados sobre la observación C del par, para $\alpha > 25^\circ$, y las significancias individuales resultantes del exceso. La distribución de esas significancias está en la Figura 4.19, la cual presenta características similares a la correspondiente al de las significancias obtenidas por Supercortes (ver Figura 4.8), mostrando estabilidad de la fuente y no sesgos visibles.

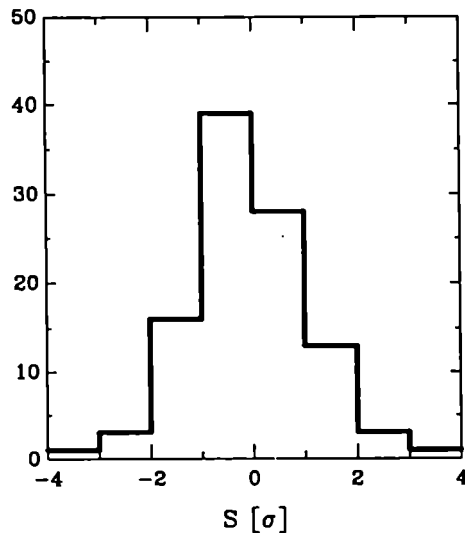


Figura 4.18: Distribución de las significancias para las 104 observaciones correspondientes al fondo.

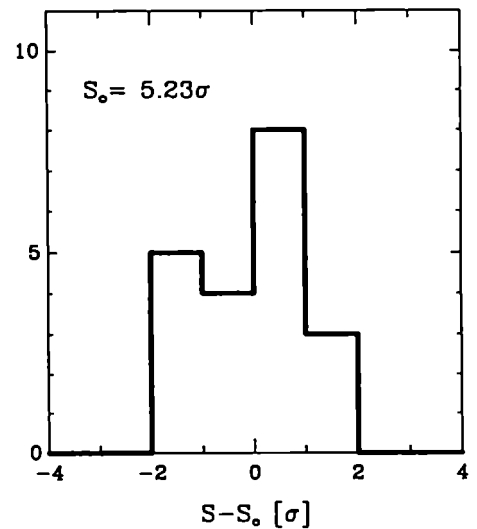


Figura 4.19: Distribución de las significancias individuales de las observaciones sobre el Cangrejo obtenidas con el análisis- α .

4.6 Conclusiones

Se han realizado aquí dos tipos de estudios. En el primero de ellos se intentó obtener nuevos valores para los cortes de ciertos parámetros de imagen, tratando de aumentar las significancias obtenidas por medio del método estándar a través de *Supercortes*. Los resultados, ya discutidos en § 4.4.3, dan significancias que no indican un mejoramiento del sobre el método estándar. Considerando además los estudios realizados por otros autores sobre la optimización de cortes de distintos parámetros, se concluye que *Supercortes* constituye un conjunto de cortes que hace del método estándar uno muy estable, independiente de variaciones en las condiciones físicas del telescopio a lo largo del tiempo, variaciones que sin duda están presentes. Esto da a la metodología utilizada por la Colaboración Whipple un grado de confianza muy elevado, a la cual el trabajo realizado en esta sección ha contribuido.

El segundo estudio fue el desarrollo de una nueva metodología que permite, como principal resultado, reducir el tiempo de observación a la mitad, comparado con el método estándar. Esa metodología se dio en llamar análisis- α y utiliza, como criterio de discriminación de eventos, al muy estable y probado *Supercortes*. Como ejemplo de lo que significa el análisis- α basta mencionar que si el tiempo que normalmente se dedica a la observación del fondo, cuando se utiliza el método estándar, fuera dedicado a observar la fuente, se obtendría una ganancia del 40% en la significancia del resultado. Esto es muy importante para el estudio de fuentes establecidas como la NC o Mrkarian 421 y es vital a la hora de decidir si continuar o no observando una fuente cuyo resultado es ambiguo.

La forma de calcular las significancias para el análisis- α fue discutida al comienzo del capítulo. Para todas las pruebas realizadas en el desarrollo del mismo se utilizó la ecuación 4.4 por ser ésta la que no introduce sesgos en los resultados. No obstante, el valor de la constante ρ fue siempre tomada, por hipótesis, como un valor determinado, siendo que en realidad posee cierto error derivado de la forma en que fue obtenido. Si se desea considerar ese error en el cálculo de significancias, debería incluirse un término en la cálculo de la desviación de la señal obtenida. Dado que el error en ρ depende de la cantidad de datos

utilizados para hallar su valor y dado que esa cantidad es elevada comparada con la cantidad de datos que normalmente se poseen para la evaluación de la significancia de un resultado, se puede ver que la incidencia sobre la significancia total es despreciable.

Existe un efecto, aún no mencionado, sobre los resultados del análisis- α con respecto a la cantidad de fototubos de la cámara que se encuentran apagados durante la adquisición de datos. Cuando son apagados una cantidad elevada de FMT, comienza a desvirtuarse el concepto de orientación de la imagen debido a que la forma que ésta tiene no es registrada correctamente por el instrumento. Esto hace que la distribución de eventos en la variable α cambie su forma y, por lo tanto, la relación ρ hallada en condiciones normales de operación pierda cierta vigencia. Para evaluar qué tan grande es el desvío del cálculo de significancias obtenidas con el análisis- α debido a ese efecto, basta con hacer un estudio para la NC, ya que ésta es la fuente observada por el grupo Whipple con mayor cantidad de fototubos apagados (alrededor de 10 FMT). En la aplicación del análisis- α se han utilizado, como el método lo requiere, sólo los datos adquiridos sobre fuente, datos C, pero no se ha hablado sobre los datos de comparación, datos S, adquiridos para la aplicación del método estándar. Como hemos dicho en el desarrollo del capítulo, la aplicación del análisis- α a datos del fondo debe dar un resultado negativo, esto es, significancia nula. En el caso de los datos S para el Cangrejo, el análisis- α da un resultado de -1.9σ , lo cual se considera no significativo y por lo tanto aceptable como resultado. Debe notarse aquí que se están analizando 20 observaciones del fondo cuando lo común para cualquier fuente en estudio son 10 observaciones. Con lo anterior se quiere notar que aún en el caso de tener una cantidad elevada de tubos apagados y de estar analizando una cantidad relativamente grande de observaciones, el resultado de la aplicación del análisis- α a observaciones del fondo da aceptablemente nula.

Por lo discutido anteriormente, se tomará al análisis- α y a la ecuación 4.4 como el método de análisis para el cálculo de las significancias de las observaciones realizadas para este trabajo y descriptas más adelante.

Capítulo 5

CALIBRACIÓN ABSOLUTA DE UN TELESCOPIO CHERENKOV ATMOSFÉRICO

5.1 Introducción

Para telescopios Cherenkov atmosféricos de segunda generación (§ 3.4.3), la determinación de energía umbral y área de colección implica el desarrollo de simulaciones de eventos y para encontrar la mínima cantidad de fotones requerida en los FMT para el disparo del sistema (ver § 3.6). La energía umbral así definida, no es sino un caso particular de lo que se denomina *calibración absoluta* de un telescopio, esto es, la relación entre la energía del rayo primario y las magnitudes medidas por el sistema, en este caso, *cuentas digitales*.

Las simulaciones numéricas realizadas en la actualidad sobre el desarrollo de una cascada en la atmósfera (por ej. Kertzman & Sembroski, 1994), permiten relacionar la cantidad de fotones Cherenkov existentes a una dada altitud con la energía del rayo primario que dio lugar a esa cascada. Se pueden obtener así las distribuciones lateral y angular de fotones y conocer cuántos de estos llegan a un punto determinado de la cámara del telescopio considerado. Con esto, luego, es posible calcular la cantidad de fotones en cada FMT para un evento de energía dada, que será la energía umbral del telescopio si la cantidad de fotones en los FMT es la mínima necesaria para el disparo del sistema. Sin embargo, la condición de disparo del sistema no está fijada en *fotones* sino en *cd* por medio de la tensión en los discriminadores (§ 3.5.3), con lo que una dada energía del rayo primario corresponderá a una cierta cantidad de *cd* medidas en los CAD (Convertor Analógico Digital). Por lo tanto, la relación buscada para obtener una calibración se reduce a conocer cuántas *cd* se obtienen por

cada fotón que ingresa al sistema ya que la cantidad y distribución de estos últimos determina la energía del rayo primario. Por razones que veremos más adelante, esta relación se expresa muy frecuentemente en *fotoelectrones/cd* en vez de *fotones/cd*; en cualquier caso, y por simplicidad, llamamos *calibración absoluta* a dicha relación.

Se han intentado varios métodos para obtener la calibración absoluta de telescopios Cherenkov. El primero de ellos consiste en comparar el conteo de eventos observado por el telescopio con el espectro de rayos cósmicos, en forma similar al método tradicional descrito en 3.6, pero esta vez la energía umbral obtenida será sólo para rayos cósmicos. Simular luego los eventos para esa energía y calcular la cantidad de fotones por FMT que estos dan, cantidad que se relaciona con las *cd* observadas para los mismos eventos para obtener, luego, la calibración absoluta. Debido a que en estos cálculos se incluye a todos los rayos cósmicos, no sólo protones sino núcleos en general, el problema no es sencillo de resolver; la complicación es tal que sólo recientemente algunos grupos están finalizando las simulaciones necesarias para el cálculo de la calibración absoluta (West & Hillas, 1994). Los demás métodos para la obtención de la calibración están relacionados directamente con los factores involucrados en la conversión de *fotones* a *cd*; estos métodos serán mencionados a en el desarrollo del siguiente punto.

5.2 Planteo del Problema; Antecedentes

La Figura 5.1 ilustra los factores involucrados en el proceso de conversión entre fotones y cuentas digitales. Consideremos el caso de los fotones que llegan al reflector (punto A) y que afectan sólo a un FMT de la cámara de un telescopio Cherenkov como el descrito en la sección 3.5. Con esto estamos diciendo que no hay factores geométricos que hagan perder fotones en el camino entre el reflector y el FMT. Si afectamos a esa cantidad de fotones por la función $Ref_{(\lambda)}$, reflectividad de los espejos del reflector, obtendremos los fotones que llegan al FMT (punto B), el cual convierte esos fotones en electrones, llamados fotoelectrones (fe), mediante efecto fotoeléctrico y con una eficiencia $EC_{(\lambda)}$, eficiencia cuántica

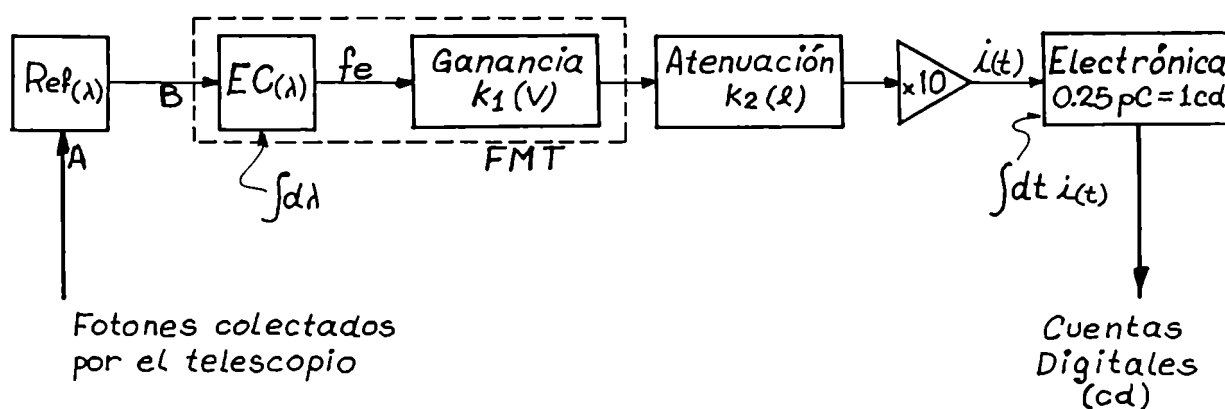


Figura 5.1: Factores involucrados en la conversión de fotones a cuentas digitales, *cd*.

o respuesta del FMT (punto C). Esta última etapa es un proceso integrador ya que se generan fe con una eficiencia que depende de λ , pero una vez generados se pierde toda información acerca del espectro de fotones que dio lugar al proceso; el resultado a la salida del FMT es el mismo para cualquier fe que se haya generado, sin importar la energía del fotón generador ya que la energía residual del electrón, resultado del proceso fotoeléctrico, es despreciable comparada a la que adquiere en la primer etapa de aceleración dentro del FMT. El fe es así acelerado en varias etapas, tantas como dínodos tenga el FMT, obteniéndose una ganancia de corriente que depende de la tensión aplicada entre dínodos (típicamente 100 V), reflejada en la constante $k1(V)$ (punto D). El pulso así generado se ve afectado por la atenuación en los cables que depende de la longitud de estos, $k2(L)$, y por último es amplificado y digitalizado por la electrónica del sistema (§ 3.5.3) obteniéndose un número expresado en *cd*. Esta cantidad en *cd* es el resultado de otro proceso integrador que mide la carga total de la señal recibida ($1\text{ cd} \equiv 0.25 \cdot 10^{-12}$ Coulomb), proceso producido en el CAD.

Se plantean dos formas de obtener la calibración absoluta: hallar la relación fe/cd o la relación $foton/cd$. En ambos casos debe contarse con una fuente de fotones de brillo conocido

(fuente patrón) que, además, debe ser generadora de pulsos rápidos de luz, tan rápidos como los pulsos Cherenkov ($\sim 2\text{ns}$), combinación que es muy difícil de conseguir.

En la primera de las formas de calibración mencionada se coloca la fuente patrón de luz en el punto B (Figura 5.1), se calcula la cantidad de fe por medio de la función $EC_{(\lambda)}$ y se mide la cantidad obtenida de cd . Luego, la calibración es sólo una constante independiente de λ y que, por lo tanto, tiene la ventaja de poder utilizarse para cualquier tipo de espectro de energía que el telescopio esté observando. El problema que se plantea en este caso es que para conocer la cantidad de fe generados se debe usar la respuesta del FMT, $EC_{(\lambda)}$, que sólo se conoce en promedio para un FMT de fabricación estándar. Esto hace que la precisión de la cantidad de fe calculados se reduzca mucho por el error cometido en esa conversión, no importando cuan bien conocida sea la fuente de luz utilizada para la prueba.

En el segundo caso, la fuente patrón debe ubicarse en el punto A del diagrama, con lo que las funciones $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$ quedan incluidas en la calibración, eliminándose cualquier posible incerteza en sus valores. Esto hace que la calibración sea dependiente de λ , lo que implica que la fuente patrón ubicada en A debe ser de longitud de onda variable. Una dificultad adicional es que la fuente patrón debe ser colocada en una posición suficientemente alejada del telescopio que pueda considerarse el infinito. La única forma de poder hacer una calibración $fotón/cd$ no dependiente de λ es asegurando que el espectro de la fuente patrón sea el mismo que el observado por el telescopio durante su operación, o sea el generado por cascadas. De esta manera se logra que la fuente patrón y la luz Cherenkov de cascadas generen la misma cantidad de fe para igual flujo de fotones entrando al sistema y la calibración puede expresarse como una constante independiente de la longitud de onda. Aún en el caso de expresar a la calibración como fe/cd , la utilización de un espectro patrón semejante al generado por cascadas tiene una ventaja adicional: el de minimizar cualquier error cometido en la aplicación de las funciones $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$ al utilizar la calibración en simulaciones de cascadas; de hecho, el error sería nulo si los espectros fueran idénticos. Lo anterior es la consecuencia de utilizar las mismas funciones $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$ para obtener la calibración y para la simulación numérica de los fe generados en una cascada.

Es obvio que el segundo de los métodos mencionados anteriormente incluye también

al primero de ellos. Si uno encuentra una fuente patrón cuyo espectro sea semejante al generado en las cascadas por emisión de luz Cherenkov, sólo basta con afectar a ese espectro con las funciones $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$ para obtener la cantidad de fe que los fotones generan, cantidad que será tan precisa como lo sean $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$.

El primer intento por obtener una calibración absoluta para el telescopio de 10 m del observatorio Whipple fue hecha por Gorham (1986); él utilizó una fuente radioactiva y un centellador colocados en frente de un FMT; así, los fotones producidos por las partículas en el centellador fueron usados como fuente patrón. Después de calibrar la fuente, la utilizó con cada uno de los 19 FMT internos de la primera versión de la cámara del 10m (que poseía un total de 37 FMT de 50 mm de diámetro). Otros intentos fueron los de Lewis (1986) sobre la cámara de 37 FMT y la de Kwok (1989) sobre la cámara de alta resolución del 10m (Figura 3.7a); en ambos casos se midieron los factores involucrados en la conversión entre fe y cd (constantes $k1_{(v)}$, $k2_{(l)}$ y otros factores en Figura 5.1) para algunos tubos de la cámara. En un intento más reciente Rose (1994) trató de relacionar las fluctuaciones de la distribución de fe con la de los valores pedestales de los CAD, lo cual está en íntima relación con el tipo de estadística producida dentro de los FMT.

En lo que sigue de este capítulo se verá que se puede encontrar una fuente de fotones cuyo espectro se asemeje al generado por cascadas; aunque la semejanza no es suficiente para lograr una calibración $foton/cd$, lo es para minimizar cualquier efecto proveniente de los errores en las funciones $EC_{(\lambda)}$ y $Ref_{(\lambda)}$ al utilizar esta calibración en simulaciones numéricas.

5.3 Calibración Utilizando Imágenes de Muones

Un método elegante para proveer imágenes de luz de brillo conocido es utilizar la luz Cherenkov que generan los muones al pasar cerca del telescopio; el espectro producido por los muones es semejante al generado en cascadas precisamente por tratarse, en ambos casos, de luz (ecuación 3.3).

Las técnicas ópticas que involucran detección de muones para obtener calibraciones o mediciones indirectas de ciertas magnitudes de un experimento no son nuevas. Se han utilizado, por ejemplo, en experimentos con aceleradores (Barrelet et al., 1982) para la determinación de energías, o en la calibración de detectores Cherenkov que no utilizan técnicas de imagen (Rowell et al., 1991). La desventaja de tomar la luz de estos muones como fuente para la calibración es que el espectro que generan no es exactamente igual producido por una cascada, debido a las diferencias en la absorción atmosférica que sufren los fotones que llegan al reflector. Los fotones detectables por un telescopio Cherenkov, generados por muones que atraviesan al telescopio, no pueden provenir de una distancia mayor que R/θ_c , aproximadamente, donde R es el radio del telescopio (típicamente R/θ_c es algunos cientos de metros; ver Figura 5.4). Luego, la absorción de esos fotones por la atmósfera es mucho menor que para aquellos generados en cascadas, los cuales viajan algunos kilómetros antes de llegar al reflector; esto hace que el espectro resultante sea diferente en ambos casos (ver Figura 3.5). Obviamente, lo anterior no es un problema para telescopios cuya respuesta de los FMT esté por encima del límite superior de la banda de absorción de la atmósfera (~ 350 nm). No obstante, la semejanza entre el espectro producido por muones y el de cascadas- γ , hace del primero una fuente patrón ventajosa por las razones mencionadas en § 5.2, sobre todo considerando que la respuesta del sistema cae para longitudes de onda menores que 350 nm, lugar en donde las diferencias de los dos espectros se hace más notable.

Otra ventaja fundamental de utilizar muones como fuente patrón es que la imagen formada en la cámara es un círculo, que llamaremos *anillo*, cuyo radio de curvatura es el ángulo de emisión Cherenkov, θ_c . Esto se debe a que la emisión Cherenkov posee simetría cilíndrica alrededor de la trayectoria de la partícula. Luego, si llamamos φ a la coordenada azimutal de esa configuración cilíndrica, todos los fotones llegan al reflector con el mismo ángulo de incidencia para un dado φ , lo cual genera un solo punto como imagen. Si luego se consideran todos los posibles φ , la imagen es un círculo. Este hecho permite obtener la energía del muon generador de la imagen con buena precisión (§ 3.3.2) y, así, poder calcular la cantidad y dirección de los fotones generados por el muon por medio de las ecuaciones descriptas en el capítulo 3. Otros parámetros deducibles de un *anillo* son el ángulo cenital y

el parámetro de impacto; el primero es la distancia entre el centro de la cámara y el centro del *anillo* y el segundo se puede obtener de la distribución de luz a lo largo del *anillo*. Este último método para el cálculo del parámetro de impacto introduce error en la predicción de los fotones recibidos por el reflector, por lo que la utilización de un detector de muones en coincidencia con el telescopio determina este parámetro y reduce el error mencionado. El detector de muones o *telescopio de muones* será descrito en el próximo punto donde, además, se mostrará su principio de funcionamiento.

La posibilidad de la detección y reconocimiento de imágenes de muones por un telescopio Cherenkov atmosférico de segunda generación fue demostrada utilizando el reflector de 10m del Observatorio Whipple (§ 3.5) durante su operación normal. Fleury et al. (1991) informaron sobre la detección de imágenes *anillo* utilizando la cámara versión ultravioleta (Urban et al., 1991) del reflector de 10m; esta cámara, es diferente a la descrita en § 3.5.2 sólo por los fototubos que la componen, los cuales responden al rango ultravioleta del espectro de luz (entre 200 y 350 nm) y tienen una eficiencia cuántica máxima de ~12%. También con la cámara visible (§ 3.5.2) se pudo identificar tales imágenes (Rose, 1993), aún considerando que esta última posee menor coeficiente señal ruido para la detección de muones debido a mayores fluctuaciones de la luz del cielo. En ninguno de los casos anteriores se utilizó un telescopio de muones en coincidencia, por lo que obtener una calibración a partir de esos datos sería complicado e impreciso.

El método que se propone aquí para la calibración absoluta consiste, entonces, en observar las imágenes producidas por la luz Cherenkov emitida por muones y relacionar las *cd* obtenidas de esa manera con los *fe* calculados teóricamente por medio de las ecuaciones que describen la emisión Cherenkov de una partícula cargada y para las condiciones en que el muon fue detectado.

5.3.1 Telescopio de Muones:

Una forma de detectar partículas cargadas cuyas velocidades sean relativistas y conservando información sobre el ángulo de la trayectoria es por medio de un telescopio Cherenkov de primera generación (§ 3.4.1) con una barrera óptica (ver Figura 5.2a). La barrera consiste de un cilindro con tapa de igual diámetro que el espejo del telescopio y está construido de un material no transparente a la luz Cherenkov; esto hace que sólo los fotones que son generados dentro del cilindro puedan ser colectados. Por lo tanto, sólo serán detectadas las partículas capaces de generar luz Cherenkov y que entren a la barrera con una trayectoria que se encuentre, aproximadamente, dentro del campo visual del telescopio.

Un telescopio como el descrito fue construido para la calibración del reflector de 10 m utilizando un espejo parabólico de 1.5 m de diámetro y 63 cm de distancia focal perteneciente a equipamiento militar de descarte (searchlights); el FMT fue de 42.7 mm de

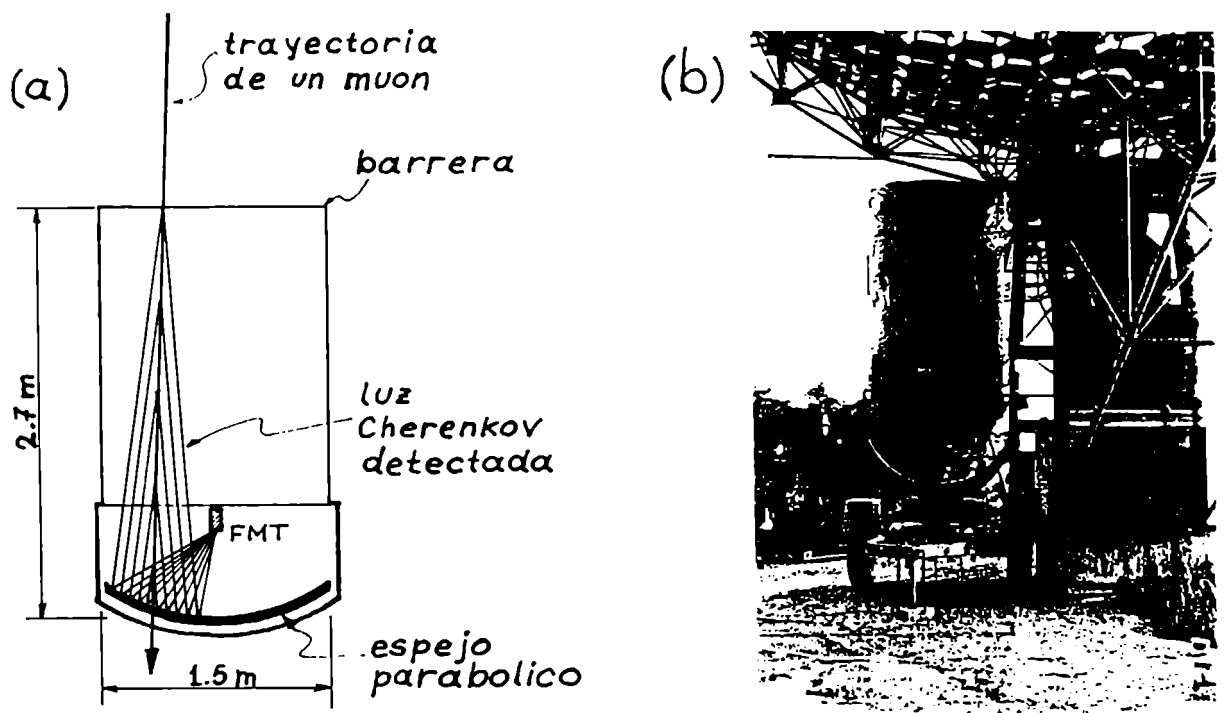


Figura 5.2: Telescopio de muones; a) esquema de su construcción, b) fotografía al lado del reflector de 10 metros, ambos apuntando al cenit.

diámetro efectivo y fotocátodo bialcalino (RCA 6342A/V1), lo que le da un rango espectral entre 300 y 660 nm; la barrera fue de 2.7 m de longitud, construida de hierro y PVC (ver Figura 5.2b). Con esas dimensiones el telescopio tiene un campo visual máximo de 3.9° y área de colección $a=1.8 \times 10^4 \text{ cm}^2$, siendo su aceptación, $\int d\Omega da=35 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Además, para una partícula con energía de saturación ($\beta=1$) la cantidad de fe producidos se estima en 18, lo que sería la cantidad máxima posible de obtener con este telescopio.

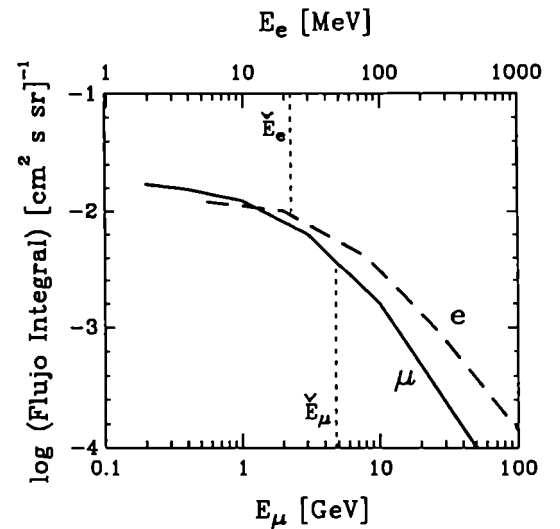


Figura 5.3: Flujo integral estimado de muones y electrones a una altura de 2300 m (Obs. Whipple). Los valores son extrapolaciones de datos observacionales (Alkofer, 1984) tomados a distintas alturas.

Las partículas detectables por un telescopio de estas características a una altura como la del Observatorio Whipple, o menor, son básicamente muones y electrones. También p , π y K , pero en cantidades mucho menores que las anteriores (ver Figura 3.3). Las energías umbrales de Cherenkov para estas partículas (§ 3.3.2) son $\check{E}_\mu = 4.8 \text{ GeV}$ y $\check{E}_e = 23 \text{ MeV}$. Esto implica que todos los muones y electrones con $E > \check{E}$ serán detectables por efecto Cherenkov, siendo el flujo de partículas para esas energías semejantes para ambos (ver figura 5.3).

Debe notarse aquí que la cantidad de luz Cherenkov generada por electrones y muones será la misma para igual velocidad, con lo que, por ejemplo, un muon de 10 GeV emitirá lo mismo que un electrón de 48 MeV. La diferencia fundamental entre estas dos partículas es la dispersión por colisiones múltiples, σ_{cm} , que causa la atmósfera en sus trayectorias. Para igual velocidad de la partícula, y por tanto igual cantidad de luz Cherenkov emitida, la dispersión sufrida por un electrón es mucho mayor que la del muon. Si por ejemplo se pide que la dispersión sea menor que una longitud típica en la cámara, como lo es el diámetro de un fototubo ($\sigma_{cm} < 0.2^\circ$), se puede ver que sólo los electrones con energías mayores que la de saturación (§ 3.3.2) cumplen con tal condición. Tal restricción hace que el flujo de electrones

disminuya notablemente; en particular, para la condición sobre σ_{cm} mencionada, sólo serían detectados los muones cuyas energías fueran $E_{\mu} > 6.5$ GeV y electrones con $E_e > 5$ GeV, con lo que la cantidad de muones sería aproximadamente cien veces la de electrones. Para energías del electrón menores que 5 GeV las imágenes generadas serán *anillos* muy dispersos, siendo la dispersión mucho mayor al radio del mismo, en la mayoría de los casos. Esto causa una desconcentración de fotones en los FMT de tal forma que un telescopio Cherenkov con cámara de alta resolución podría no dispararse para un electrón y sí para un muon, ambos con igual velocidad, discriminando así en contra de electrones. Se puede estimar crudamente cual debería ser la frecuencia de detección para el telescopio de muones y obtener una aproximación de la forma de la distribución de ángulos Cherenkov para esos eventos, a fin de compararlos luego con los datos observacionales. Si consideramos sólo muones con energías mayores que 6.5 GeV, el flujo que penetra en la atmósfera hasta una altura como la del Observatorio Whipple será (ver Figura 5.3): $2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, que con una aceptación de $35 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ hacen que el telescopio de muones tenga una frecuencia teórica de detección de 87 mHz (5.2 muones/min.). Por su lado, la distribución de las energías de esos muones, $f_{(E)}$, será la correspondiente al espectro de la Figura 5.3; básicamente, para $E_{\mu} > 6.5$ GeV, $f_{(E)} \propto E^{-2}$. No obstante, lo que se medirá en las observaciones serán los ángulos de Cherenkov, θ_c , tomados como los radios de los anillos de cada evento, con lo que será de utilidad tener una distribución estimada para $\theta_c, f_{(\theta_c)}$. Para ello se utilizó la relación $d\theta_c f_{(\theta_c)} = dE f_{(E)}$ o: $f_{(\theta_c)} = f_{(E)} (d\theta_c / dE)^{-1}$. Con lo anterior, y teniendo en cuenta la ecuación 3.6, se puede estimar a la distribución de ángulos Cherenkov observables como:

$$f_{(\theta_c)} \propto \left(\frac{\theta_{\max}^2}{\theta_c^2} - 1 \right)^{-1/2} \quad (5.1)$$

donde se han omitido todas las constantes de proporcionalidad que estarán dadas por las normalizaciones de cada una de las distribuciones.

Otra propiedad importante de estos telescopios con barrera, aún no mencionada, es la de no detectar eventos causados por cascadas; esto se debe a que la luz Cherenkov generada

por ésta no puede penetrar la barrera. De esa manera se elimina todo el fondo de eventos causados por rayos cósmicos, no interesantes para la calibración.

Lo mencionado anteriormente es la base para la detección de muones utilizada en la calibración absoluta que se describe en este capítulo; utilizar al reflector de 10m en coincidencia con un telescopio con barrera como el descrito anteriormente, al cual llamaremos *telescopio o detector de muones*, para eliminar todos los eventos provocados por cascadas; usar un umbral en los FMT durante la adquisición de datos lo suficientemente elevado para discriminar electrones y, finalmente, descartar cualquier evento registrado que tenga alta dispersión en la imagen *anillo* correspondiente.

5.3.2 Predicción teórica de fotones emitidos:

En esta sección se encontrarán las ecuaciones que permiten calcular la cantidad de fotones emitidos por una partícula cargada por efecto Cherenkov, que arriban a un punto específico de una cámara como la descrita en 3.5.2, ecuaciones que luego permitirán calcular la contribución de cada FMT al total de fotones colectados por la cámara.

Consideremos la contribución de fotones Cherenkov emitidos por un muon en la atmósfera terrestre, el cual posee un ángulo cenital z y que atraviesa al telescopio con parámetro de impacto d (Figura 5.4). La densidad de fotones Cherenkov que arriban al telescopio por unidad de área será:

$$f = \frac{n_{(\theta_c, l, \lambda)}}{2\pi r \theta_c} \quad (5.2)$$

donde $n_{(\theta_c, l, \lambda)}$ es la cantidad de fotones por unidad de longitud emitidos por el muon que llegan a la superficie del reflector, θ_c el ángulo de emisión Cherenkov en la atmósfera ($\theta_c < 1$), l la longitud recorrida por los fotones y λ la longitud de onda del fotón emitido. El máximo

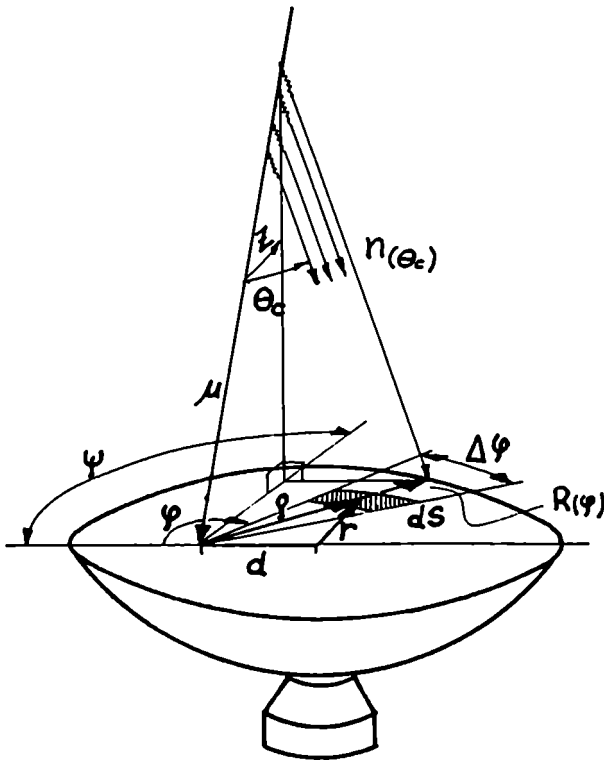


Figura 5.4: Geometría de la emisión Cherenkov detectada por el 10m. θ_c es el ángulo Cherenkov, z el ángulo cenital y d el parámetro de impacto del muon.

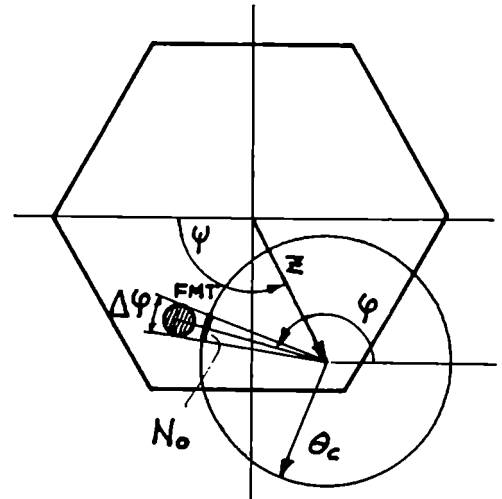


Figura 5.5: Imagen de un muon en la cámara de alta resolución. FMT: tubo fotomultiplicador.

ángulo cenital detectable por el telescopio es del orden del campo visual del mismo ($\sim 3^\circ$) por lo que se ha omitido, en la ecuación anterior, la complicada dependencia de f con z , aproximación que es válida hasta segundo orden en z .

El término $n_{(\theta_c, l, \lambda)}$ viene dado por la ecuación 3.3, con un factor adicional que considera la absorción atmosférica de los fotones emitidos hasta llegar al reflector, $a_{(l, \lambda)}$, luego

$$n_{(\theta_c, l, \lambda)} = 2\pi\alpha\theta_c^2 \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} a_{(l, \lambda)} \quad (5.3)$$

con:

$$a_{(l, \lambda)} = e^{-l(N_{O_2}\sigma_{fO_2} + N_{O_3}\sigma_{fO_3})}$$

donde N es la densidad de partículas de la atmósfera y σ_{ef} la sección eficaz de los elementos considerados más importantes en el proceso de absorción atmosférica para longitudes de onda

entre 190 y 700 nm (oxígeno y ozono). El número de fotones que llegan al elemento de superficie dS será entonces:

$$\int dS = \alpha \theta_c d\varphi dr \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} a_{(r,\lambda)} \quad (5.4)$$

donde se ha expresado a la absorción atmosférica en función de la distancia radial r ($l = r/\theta_c$). A partir de este punto, la cantidad de fotones se ve afectada por la reflectividad del telescopio, $Ref_{(\lambda)}$, y luego por la respuesta de los FMT, $EC_{(\lambda)}$, para convertirlos en fotoelectrones (fe). Llamaremos a esos dos factores, que sólo dependen de la longitud de onda, con el término genérico $\Psi_{(\lambda)}$, el cual será la unidad si el resultado ha de expresarse en *fotones* en vez de *fe*. Finalmente, la cantidad de *fe* correspondientes a un elemento de arco $\Delta\varphi$, del *anillo* formado en la cámara será (ver Figura 5.5):

$$N_0 = \alpha \theta_c \int_{\Delta\varphi} d\varphi \int_0^{R_{(\varphi)}} dr \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} a_{(r,\lambda)} \Psi_{(\lambda)} \quad (5.5)$$

con:
$$R_{(\varphi)} = \sqrt{R^2 - d^2 \cdot \text{sen}^2(\varphi)} - d \cdot \text{cos}(\varphi)$$

donde $R_{(\varphi)}$ es la distancia radial total sobre el reflector que corresponde al elemento de arco $\Delta\varphi$, R el radio del reflector y d el parámetro de impacto del muon. La ecuación anterior representa la cantidad de *fe* que llegan a la cámara de un reflector, correspondiente a un elemento de arco $\Delta\varphi$ de la imagen generada por la partícula sin factores de ensanchamiento de la imagen. Varios factores contribuyen al ensanchamiento de la imagen *anillo* formada en la cámara. Para el caso del reflector de 10m, los factores más importantes son aberraciones de los espejos del telescopio y dispersión del muon sufrida en la atmósfera por colisiones múltiples (Vacanti et al., 1994). Las aberraciones del 10m fueron estudiadas por Lewis et al. (1990) quienes concluyeron que el efecto más importante es el de astigmatismo del reflector, el cual es dependiente de la distancia del espejo considerado al centro del reflector, r . Por su lado, la dispersión del muon en la atmósfera es dependiente de la energía de éste y de la

distancia recorrida, valores que pueden expresarse en función de θ_c y $R_{(\varphi)}$ (ver figura 5.4 y ecuación 3.6). Luego, la dispersión total a considerar para el caso del 10m será una función $\sigma_{T(\theta_c, r, \varphi)}$ (Apéndice 2), la cual está graficada en la Figura 5.6 para varios valores de r . Con esto, la distribución de fotones, o fe , alrededor del *anillo* será una gaussiana $g(\theta, \sigma_T)$, donde θ es la distancia entre el punto considerado dentro del FMT y el *anillo* (ver Figura 5.7). Luego, la cantidad de fe que recibe el i -ésimo FMT estará dada por

$$N_i = \int_{\theta_1}^{\theta_2} N_0 g_{(\theta, \sigma)} d\theta \quad (5.6)$$

con lo que,

$$N_i = \frac{\alpha \theta_c}{\sqrt{\pi}} \int_{\Delta\varphi} d\varphi \int_0^{R_{(\varphi)}} dr \int \frac{d\lambda}{\lambda^2} a_{(r, \lambda)} \Psi_{(\lambda)} \int_{\Delta u} e^{-u^2} du \quad (5.7)$$

donde $u = \theta / \sigma_T$. La ecuación 5.7 es entonces la cantidad de fe que se generan en uno de los FMT que tienen lugar en la formación de la imagen *anillo* originada por un muon. La única

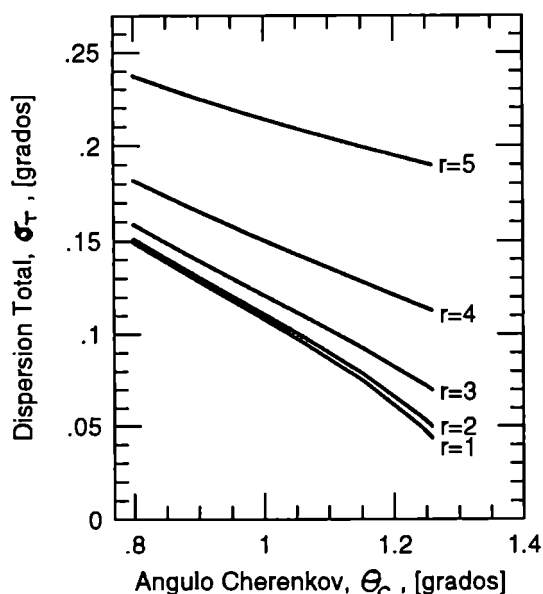


Figura 5.6: Dispersión total causante del ensanchamiento de la imagen *anillo* en el reflector de 10m para $\varphi = \text{cte}$; r es la distancia desde el eje del reflector al espejo considerado [metros].

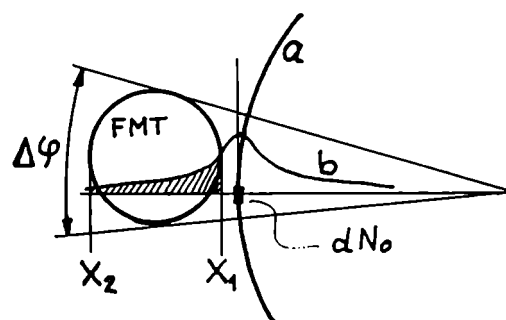


Figura 5.7: Luz de la imagen dispersada de un *anillo* que contribuye a un FMT particular; a: parte de la imagen *anillo*, sin dispersión; b: distribución de los fotones debido a la dispersión.

fotones en la atmósfera, $a_{(r,\lambda)}=0$, con lo que la integración en λ es independiente de las otras aproximación factible para ayudar a resolver la 5.7 es la de considerar no absorción de variables y , por lo tanto, la ecuación puede resolverse. Salvo para esa integral y en ese caso particular, el resto de las integrales de la 5.7 debe resolverse numéricamente.

5.4 Condiciones del Experimento

Las primeras detecciones de muones utilizando un telescopio Cherenkov atmosférico en coincidencia con un detector de muones fueron realizadas como prueba con el reflector del Observatorio Whipple y presentadas, primeramente, por Rovero et al. (1992) y más tarde por Jiang et al. (1993). En ambos casos los datos fueron tomados mediante experiencias similares a la que se describe aquí, en noches lo suficientemente nubladas para ser no observables desde el punto de vista astronómico, pero útiles para la obtención de imágenes de muones ya que la luz de estos es producida, como mucho, a 500 m de altura sobre el telescopio.

Para la calibración de la cámara de alta resolución (ver Figura 3.7a), del telescopio de 10 metros del Observatorio Whipple (§ 3.5) se tomaron mediciones utilizando el equipo descrito en la Figura 5.8. El detector de muones (§ 5.3.1) fue colocado debajo del reflector de 10m a la mínima separación posible, 2.05 m entre ejes, para lograr que el parámetro de impacto del muon detectado sea pequeño y así tener una distribución de luz Cherenkov a lo largo del *anillo* lo más homogénea posible. El sistema fue operado en una noche clara, considerada observable, y con ambos telescopios apuntando al cenit para lograr el máximo flujo de muones (y, en general, el de cualquier otra componente de rayos cósmicos). La Figura 5.8a muestra el circuito utilizado, el cual debe ser compuesto con el correspondiente al del 10m (Figura 3.8). El telescopio de muones se disparó cada vez que la señal registrada y amplificada 16 veces superara un umbral de 30 mV en el discriminador, para una tensión aplicada al FMT de 1400 V; con esto se consiguió una frecuencia de disparo de 330 Hz. Ese umbral del discriminador correspondió, aproximadamente, a 8.5 *fe* generados en el fotocátodo del FMT, con lo que la energía mínima requerida por un muon para el disparo del telescopio

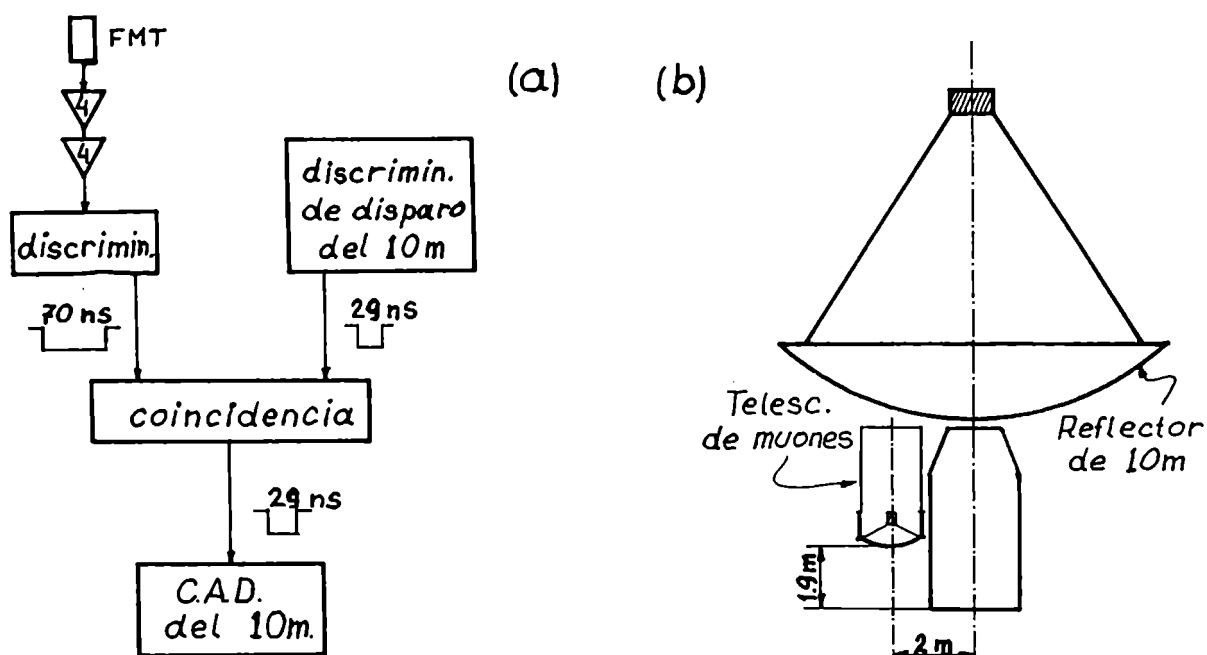


Figura 5.8: Esquema del equipo utilizado para la obtención de imágenes de muones. a) electrónica del detector de muones. b) configuración del experimento.

de muones sería ~ 6.5 GeV. La salida del discriminador fue una ventana (gate) de 70 ns, lo suficientemente ancha como para prevenir defasajes, conectada a una unidad de coincidencia con la señal de disparo del 10m. Los requerimientos para el disparo del 10m fueron de multiplicidad 3; al menos tres FMT de los 91 internos de la cámara superando el umbral de sus respectivos discriminadores. Estos últimos fueron fijados en 30 mV, bastante más bajo que lo normal (~ 70 mV), para permitir la detección de la muy tenue luz Cherenkov generada por muones (comparada con la generada por cascadas). Se obtuvo así una frecuencia de disparo para el 10m de ~ 800 Hz. La ventana generada por el discriminador de disparo del 10m fue, como lo es en operación normal, de 24 ns.

Los eventos fueron grabados cada vez que se registró una coincidencia entre los disparos individuales de ambos telescopios, con lo que se eliminó la mayoría de los eventos generados por cascadas que son vistos por el 10m. De esta manera, la electrónica del sistema no "pierde tiempo" grabando eventos que no son de interés (no generados por muones), lo cual restringe la disponibilidad del mismo para el registro de eventos por el agregado de "tiempo muerto". La frecuencia de disparo de todo el sistema, ambos telescopios en coincidencia, fue de 3.2 eventos por minuto.

5.5 Datos y Resultados

Los datos fueron tomados el 20 de mayo de 1993 bajo las condiciones descritas anteriormente, registrándose un total de 703 eventos en 220 minutos de observación. De esa cantidad de eventos se espera que una porción no despreciable sea originada en coincidencias casuales entre los disparos del detector de muones y el 10m; la tasa de disparos aleatorios entre dos señales de períodos τ_1 y τ_2 y frecuencias f_1 y f_2 está dada por $2\tau f_1 f_2$, donde τ es el tiempo de resolución de coincidencia del sistema y es, en primera aproximación, $\tau_1 + \tau_2$. Luego, tomando en cuenta los valores mencionados en § 5.4, la frecuencia de disparos aleatorios esperada sería de 2.8 eventos/min. Obviamente las dos señales que llegan a la unidad de coincidencia de la Figura 5.8a no están totalmente descorrelacionadas y esa es la razón por la cual la frecuencia de coincidencias observadas es mayor que la aleatoria. No obstante una gran porción de los 703 eventos registrados deberá ser descartada.

A los datos obtenidos se les aplicaron las normalizaciones usuales (§ 3.5.4) y una serie de criterios de selección para descartar los eventos de no muy buena calidad o que no fueran originados por muones (ver también discusión en § 5.3.1), como así también para depurar las imágenes de los eventos seleccionados. Solamente los 91 fototubos internos de la cámara de alta resolución fueron utilizados para el análisis de cada evento (con excepción del tubo número 8; apagado por problemas técnicos) por ser estos los más importantes para la cámara y comunes a las dos versiones de configuración de la misma (§ 3.5.2). Previo a la aplicación de cualquiera de los criterios que se describen a continuación, los valores registrados por los FMT (medidos en cd) menores que cero fueron tomados como nulos, ya que representan desviaciones negativas a partir del valor medio del pedestal producidas por fluctuaciones en la luz del cielo nocturno y de ninguna manera provenientes de luz Cherenkov.

Se hizo una verificación parcial de la correcta coincidencia entre los disparos del detector de muones y el telescopio, verificando que los valores de pedestales para dos canales en desuso (el 114 y 118; sin conexión a FMT) se mantuvieran constantes para todos los eventos considerados. Podría suceder que los dos instrumentos se dispararan por eventos descorrelacionados; en tal caso, si las ventanas generadas por el detector de muones y el 10m

no coinciden plenamente en el tiempo (una totalmente incluida dentro de la otra), la salida de la unidad de coincidencia (Figura 5.8a) sería de duración menor que 24 ns. Esto hace que el tiempo de lectura de las señales de los 91 FMT en los CAD sea menor al estipulado, lo que implica una posible reducción en la señal registrada. Como los canales en desuso sólo registran los valores de pedestal, si la ventana en los CAD es la correcta, la lectura en ellos debe ser la misma para cualquier evento. Siguiendo este criterio, se descartaron 15 eventos sobre los 703 registrados dado que la lectura en los canales de prueba fue menor que la del pedestal correspondiente. Esta verificación es parcial ya que podría darse coincidencia plena de eventos descorrelacionados y este método sería incapaz de detectarlas.

A los 688 eventos restantes se les aplicó una rutina de selección pidiendo dos condiciones, i) que el tamaño del evento (suma sobre todos los valores de los FMT de la cámara) fuera menor que 1500 *cd* (cantidad empírica); esta condición descarta muchos eventos originados en cascadas atmosféricas, las cuales son mayoría en la composición de la señal del 10m y que, ocasionalmente, también disparan al detector de muones por medio de alguna de las partículas generadas en la cascada y ii) que el evento involucre al menos 5 FMT consecutivos cuyas señales estén entre 5 y 100 *cd*; con esta segunda condición se descartan los eventos marginales o que hayan sido generados en condiciones muy particulares como, por ejemplo, por el tránsito de alguna partícula por algunos fototubos de la cámara del 10m en combinación con un disparo casual del detector de muones. El hecho de pedir que al menos haya 5 FMT consecutivos en el evento tiene que ver con la forma circular de la imagen generada por muones.

Así, por la aplicación de lo anterior se descartaron 118 eventos (el 17%). La selección de las imágenes que forman anillos en la cámara (imágenes de muones) se completó en forma manual, utilizando una rutina que permitió la visualización del evento por medio de una pantalla de computadora; este último procedimiento tuvo el único fin de determinar si la imagen formada era parte de una circunferencia, dándole al operador sólo la posibilidad de tomar o descartar el evento. Luego, utilizando lo anterior, se obtuvieron 340 eventos (arcos y anillos) llamados *eventos- μ* (eventos considerados correspondientes a muones) que, comparado con la frecuencia de detección estimada en § 5.3.1, significa que el sistema tiene

una eficiencia del 30% en la detección de muones. De esos 340 *eventos- μ* se eligieron los mejores y más completos arcos y anillos cuyos radios no fueran pequeños ($>0.8^\circ$ en la cámara) de manera de garantizar que la energía de la partícula sea lo suficientemente grande como para minimizar los efectos de dispersión en la atmósfera y así descartar posibles eventos generados por electrones. Después de la aplicación de la última selección mencionada, la muestra se redujo a 114 imágenes consideradas muy buenos *eventos- μ* , tres de los cuales pueden verse en las Figuras 5.9a.

Para proseguir con el análisis debe encontrarse la energía del muon, relacionada con el ángulo Cherenkov, y la posición del evento en la cámara. Para ello, se aplicó una rutina a los 114 *eventos- μ* de la muestra con el fin de obtener el radio (ángulo Cherenkov) y posición más probables de las imágenes anillo dentro de la cámara, por medio de una función Chi-cuadrado que minimizó las distancias de todos los FMT involucrados en cada evento a una circunferencia. Esa información permitió hallar la energía, por medio de la ecuación 3.6, y el ángulo cenital de la trayectoria del muon (ver § 5.3), resultados que pueden verse en la Tabla 5.1.

Una vez conocidos los ángulos Cherenkov de los eventos observados, se descartaron aquellos con ángulos mayores que el máximo posible correspondiente a las condiciones atmosféricas (básicamente al índice de refracción) del Observatorio Whipple ($\theta_{\max}=1.26^\circ$, § 3.3.2). De esta manera se dejaron de lado otros 6 eventos cuyos ángulos Cherenkov hallados no son reales, sino deficiencias en la rutina que ajusta el anillo a la imagen del evento, lo cual es crítico para energías altas debido al efecto de saturación (§ 3.3.2). La Figura 5.10 muestra la distribución de los radios de los *eventos- μ* que fueron calculados en la forma descrita anteriormente y el valor máximo correspondiente, así como la distribución estimada hecha en § 5.3.1 (línea de trazos). Finalmente quedaron para el análisis y cálculo de la calibración absoluta, 108 *eventos- μ* .

El último paso en la obtención de la cantidad total de *cd* correspondientes a un evento dado, es la depuración de las imágenes registradas por la cámara, esto es, para cada *evento- μ*

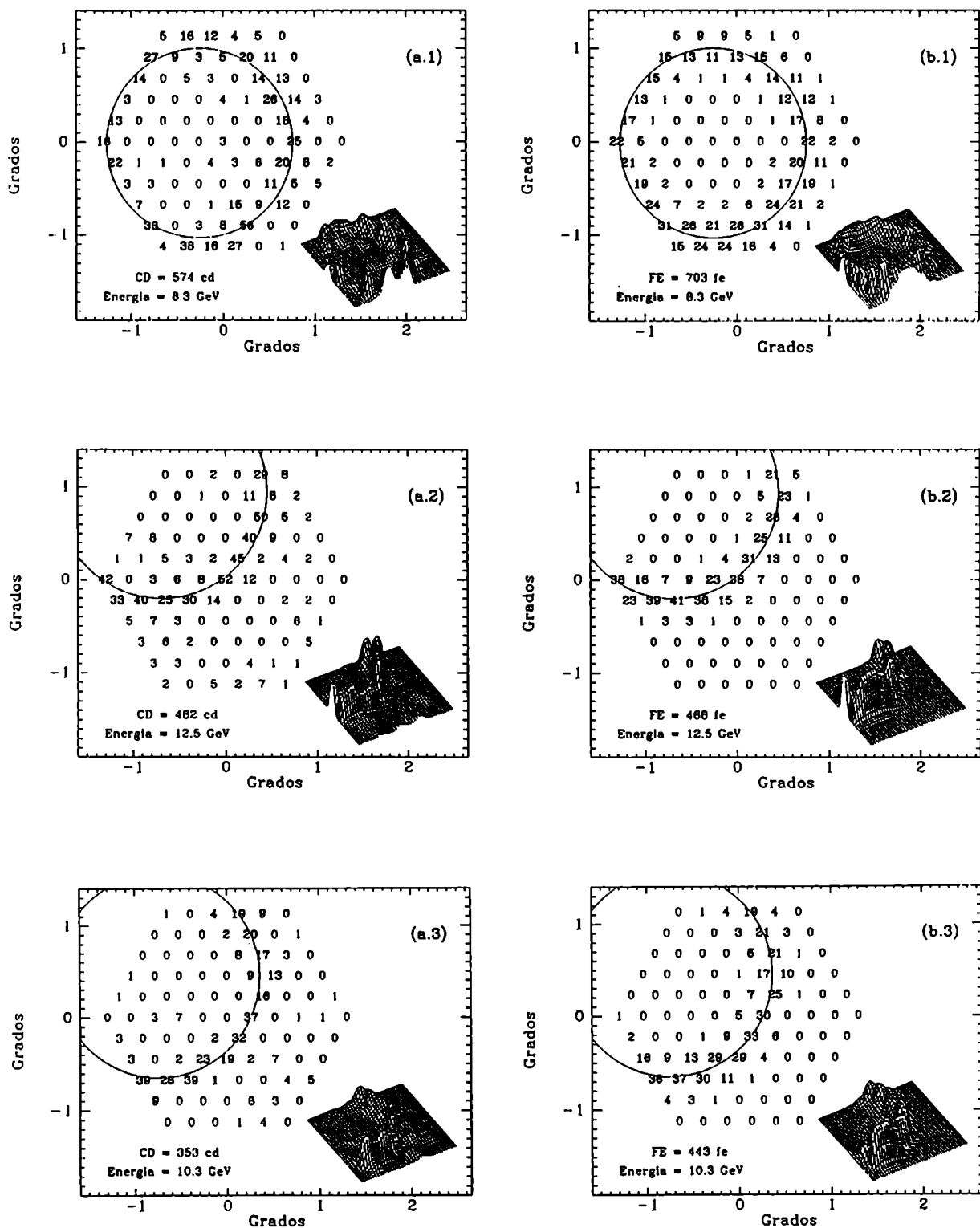


Figura 5.9: Algunos ejemplos de la muestra de eventos analizados para la calibración. Los números indican la posición de los FMT y su lectura; figuras (a): eventos observados, en *cd*; figuras (b): eventos estimados, en *fe*.

de los FMT que no corresponden a la imagen generada por el muon. El criterio aplicado fue descartar cualquier fototubo cuya distancia al *anillo* fuera mayor que 2.5 veces la dispersión total de la imagen generada por el muon, σ_T (Apéndice 2), con un mínimo de 0.2° correspondiente al tamaño del FMT. La expresión $2.5 \sigma_T$ sale de considerar la distancia al *anillo* para la cual la distribución de luz Cherenkov alrededor del mismo iguala al valor de las fluctuaciones de luz del cielo; si la distribución de *cd* alrededor del *anillo* es una gaussiana centrada en el mismo, con máximo M y desviación estándar σ_T , la distancia x para la cual la distribución de fotones iguala a las fluctuaciones será: $M \exp(-x^2/2\sigma_T^2) = \sigma_p$,

aproximadamente. Luego, considerando que la fluctuación de los datos es $\sigma_p \approx 3 \text{ cd}$ (desviación estándar de los pedestales, § 3.5.4) y tomando un valor $M \approx 50 \text{ cd}$ (de las observaciones; ver Figura 5.9a), queda: $x \approx 2.5 \sigma_T$. Para la evaluación de σ_T , por simplicidad y a los efectos de formar un criterio de selección, se tomó la aberración de los espejos para una distancia promedio desde el centro del reflector, pesada con el área del mismo, resultando $r = 3.5 \text{ m}$. Con esta elección de r , σ_T sólo depende de la energía del muon, que es fácilmente calculable.

La cantidad total de *cd* para un *evento- μ* dado, que llamamos CD , será entonces la sumatoria de las *cd* de cada uno de los FMT que han superado todos los pasos anteriores. Con esto, sólo queda calcular la cantidad de *fe* correspondientes a cada uno de los eventos observados para obtener, relacionándolos con las CD , la calibración buscada.

La predicción teórica sobre la cantidad de *fe* correspondiente a cada uno de los FMT que toman parte en cada *evento- μ* se realizó mediante la ecuación 5.7 descrita anteriormente.

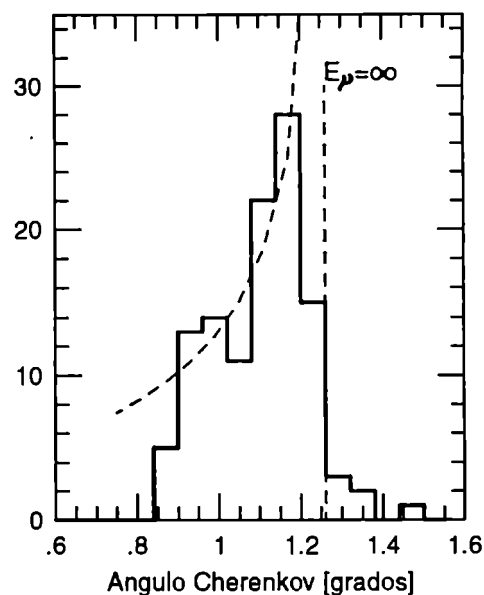


Figura 5.10: Distribución de radios de los *eventos- μ* , θ_c , calculados a partir de las observaciones. Línea de trazos: distribución esperada (ver texto).

Para la integración numérica en λ se utilizó un método trapezoidal con paso de 5 nm, entre 190 y 700 nm, y para las tres integrales restantes el método de cuadratura de Gauss. Una vez calculada la cantidad de fe correspondientes a cada FMT, se utilizó por consistencia el mismo criterio de depuración aplicado a los datos observacionales referido a los FMT que forman parte del *anillo*; de los fototubos que pasaron la depuración se obtuvo la cantidad total de fe para cada evento, FE . La calibración es, finalmente, la relación FE/CD para cada uno de los 108 eventos aceptados; esto implica que hay 108 diferentes calibraciones con las que se puede obtener un resultado general estadístico. Los valores para cada evento pueden verse en la Tabla 5.1, cuyas columnas contienen: 1) ángulo Cherenkov de la luz emitida por el muon, θ_c ; 2) ángulo cenital de la trayectoria del muon; 3) energía del muon; 4) fotoelectrones totales producidos calculados para el evento, FE ; 6) Cuentas digitales totales medidas, CD y 7) calibración en fe/cd .

Un ejemplo donde se muestran las cantidades involucradas en la predicción teórica puede verse en la Figura 5.11, la cual corresponde a un evento generado por un muon de 10 GeV y ángulo cenital nulo, bajo las condiciones experimentales descritas en 5.4. La Figura 5.11a es el espectro de fotones Cherenkov que llegan al reflector y son detectados por los FMT; puede verse la influencia de la absorción atmosférica en las longitudes de onda cortas (línea de puntos: espectro sin absorción). También se muestra la cantidad total de fotones detectados en el evento. La Figura 5.11b es la eficiencia cuántica, $EC_{(\lambda)}$, o respuesta de los FMT. En línea de trazos se muestra la especificación del fabricante y en línea llena el promedio de las mediciones hechas sobre dos FMT actualmente en uso (el 23 y el 58) en la cámara del reflector de 10m. Las mediciones, también realizadas por el fabricante (Hamamatsu), fueron hechas especialmente para la obtención de esta calibración y fue motivada por inconsistencias halladas en los cálculos de la calibración por la aplicación de la eficiencia cuántica original especificada por el fabricante; el origen de la diferencia entre las dos curvas es, muy probablemente, debido al desgaste de los fototubos que ya tienen seis años de uso. La Figura 5.11c es la reflectividad de los espejos, $Ref'_{(\lambda)}$, según mediciones hechas sobre una muestra de espejo unos meses después de realizada la adquisición de datos para calibración (Baillon, 1993). Esos valores de la reflectividad fueron verificados para varios

espejos del reflector, utilizando dos tipos distintos de espectrómetro (disponibles en el Observatorio Whipple), para longitudes de onda entre 310 y 700 nm. Se estimó también la diferencia de reflectividad entre espejo limpio (Baillon, 1993) y espejo en condiciones normales de operación, resultando ésta en un decremento del 4% para cualquier longitud de onda (cantidad que está considerada en la figura). Finalmente, la Figura 5.11d muestra el espectro de fe generado a partir del espectro de fotones luego de afectar a este último con las funciones $Ref_{(\lambda)}$ y $EC_{(\lambda)}$. El espectro de fe se muestra para el solo efecto de ver cuáles son las longitudes de onda que más contribuyen al total de la señal pues, como se dijo anteriormente, cada fe dará la misma cantidad de cd sin importar el origen del fotón que lo generó. También se observa la cantidad total de fe del evento, FE .

En la Figura 5.9 (página 98) se ven tres ejemplos de $eventos-\mu$ de la muestra; los números indicados corresponden a los valores de cada uno de los FMT de la cámara. Las Figuras 5.9a, como se mencionó anteriormente, son eventos obtenidos durante la observación, con posterioridad a todas las

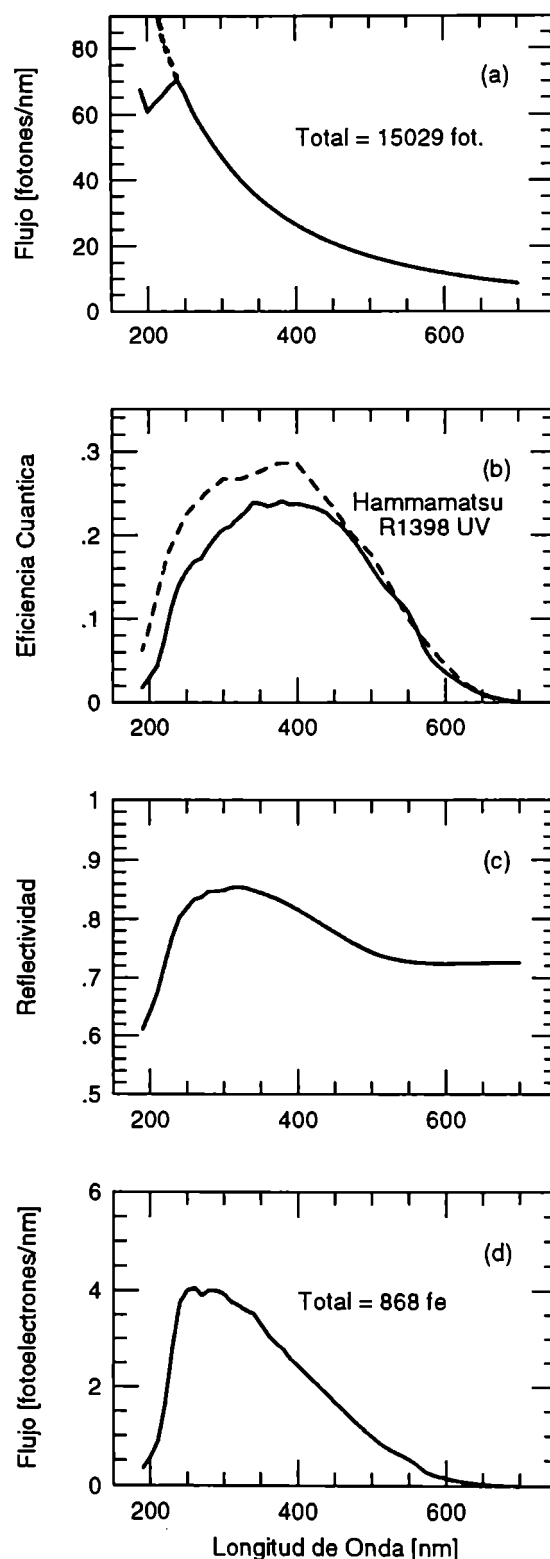


Figura 5.11: Ejemplo de las cantidades involucradas en la predicción teórica de un evento generado por un muon de 10 GeV.

Capítulo 5

Tabla 5.1: Resultados de la calibración para cada evento analizado; datos derivados de las observaciones y de estimaciones analíticas (ver texto).

θ_c [°]	E_p [GeV]	FE [fe]	CD [cd]	N° de FMT	Calib. [felcd]	θ_c [°]	E_p [GeV]	FE [fe]	CD [cd]	N° de FMT	Calib. [felcd]
1.03	8.3	703	574	40	1.225	1.15	11.9	570	393	25	1.450
1.07	9.1	302	374	24	0.807	0.89	6.8	520	447	32	1.163
1.16	12.5	468	482	24	0.971	1.12	10.4	710	525	34	1.352
0.87	6.6	530	461	40	1.150	1.14	11.1	850	608	44	1.398
1.04	8.6	291	313	23	0.930	1.25	31.3	435	372	19	1.169
1.02	8.2	415	368	34	1.128	1.20	16.3	515	401	27	1.284
1.03	8.3	618	462	41	1.338	1.23	20.9	343	344	18	0.997
1.13	10.8	367	321	22	1.143	1.12	10.4	371	349	22	1.063
1.18	14.0	781	528	36	1.479	1.05	8.7	551	432	29	1.275
0.99	7.8	781	705	48	1.108	1.22	19.0	390	402	20	0.970
1.14	11.1	367	366	17	1.003	1.17	13.2	373	320	18	1.166
1.18	13.4	721	536	35	1.345	1.17	12.7	432	381	28	1.134
1.19	14.4	420	399	24	1.053	1.16	12.2	491	370	25	1.327
1.05	8.8	442	416	25	1.062	1.21	16.8	445	344	21	1.294
0.87	6.7	372	349	21	1.066	1.20	15.3	766	499	36	1.535
1.14	11.1	816	576	45	1.417	1.04	8.6	696	514	37	1.354
1.13	11.1	307	304	24	1.010	1.20	16.1	376	395	22	0.952
0.94	7.2	612	516	36	1.186	1.01	8.1	549	349	31	1.573
1.09	9.6	289	282	21	1.025	0.93	7.1	397	286	22	1.388
1.01	8.0	463	359	25	1.290	1.13	10.8	676	476	31	1.420
1.21	17.5	420	320	22	1.312	1.15	11.7	460	310	22	1.484
1.04	8.6	604	446	38	1.354	1.01	8.1	450	337	24	1.335
0.98	7.7	466	453	24	1.029	1.16	12.5	412	348	25	1.184
1.12	10.4	579	486	30	1.191	1.11	10.2	538	419	30	1.284
1.14	11.2	466	392	21	1.189	0.91	7.0	664	588	40	1.129
1.14	11.3	313	373	27	0.839	1.11	10.3	443	353	23	1.255
0.95	7.3	513	392	32	1.309	1.02	8.2	657	603	45	1.090
1.13	11.1	799	530	38	1.508	0.99	7.8	261	266	19	0.981
1.19	14.5	409	430	22	0.951	1.19	14.7	404	395	23	1.023
1.18	13.6	720	562	36	1.281	0.95	7.3	444	348	25	1.276
1.23	23.4	504	322	20	1.565	1.09	9.7	656	464	31	1.414
0.94	7.2	463	334	25	1.386	0.99	7.8	599	485	42	1.235
1.23	23.4	628	477	31	1.317	0.94	7.2	694	646	48	1.074
1.16	12.3	864	791	46	1.092	1.17	12.8	374	360	21	1.039
1.18	13.9	668	632	33	1.057	1.11	10.3	787	591	43	1.332
1.01	8.0	409	408	24	1.002	1.24	24.3	343	319	20	1.075
1.09	9.6	651	540	33	1.206	1.05	8.6	804	585	49	1.374
0.94	7.3	412	413	29	0.998	0.91	6.9	332	363	25	0.915
0.95	7.4	574	565	36	1.016	0.87	6.6	379	319	30	1.188
1.09	9.6	697	533	39	1.308	1.09	9.6	759	447	44	1.698
1.15	11.7	729	486	33	1.500	1.25	33.6	378	314	17	1.204
0.90	6.9	482	450	37	1.071	0.98	7.7	634	523	37	1.212
1.26	69.9	377	338	20	1.115	1.19	14.3	523	352	24	1.486
1.12	10.4	375	386	23	0.972	1.25	49.4	307	311	21	0.987
1.14	11.5	783	538	39	1.455	1.10	9.9	845	551	43	1.534
1.14	11.5	436	376	27	1.160	1.05	8.7	403	432	30	0.933
1.15	12.0	378	370	19	1.022	1.00	7.9	708	632	44	1.120
1.14	11.2	732	554	40	1.321	1.11	10.3	372	365	24	1.019
0.91	6.9	369	320	22	1.153	1.18	13.5	621	466	26	1.333
0.92	7.1	345	386	27	0.894	1.11	10.3	563	404	27	1.394
1.00	7.9	422	350	28	1.206	1.11	10.1	783	611	45	1.282
0.95	7.3	391	344	22	1.137	1.02	8.3	533	446	31	1.195
1.05	8.8	537	422	24	1.273	1.12	10.4	399	359	19	1.111
1.13	11.0	642	475	29	1.352	1.22	20.0	293	253	20	1.158

calibraciones mencionadas en el texto. Las 5.9b son las contrapartes teóricas de los eventos calculados a partir de los datos obtenidos del ajuste del *anillo* a las observaciones y por medio de la ecuación 5.7. En ambos casos, los números en tipografía gruesa son los tenidos en cuenta para el cálculo de la calibración, después de haber pasado la depuración de las imágenes.

El resultado final de la calibración para el 10m, medida en fe/cd , puede tomarse en principio como el valor medio de los calculados para cada evento. En ese caso, la calibración será $1.2 \pm 0.02 fe/cd$, donde el error es puramente estadístico y deriva de la desviación estándar de las calibraciones individuales de la muestra, $\sigma = 0.183$. La distribución de las calibraciones se ajusta a una normal con una probabilidad del 75%, valor derivado del test χ^2 (ver Figura 5.12a).

Otra forma de calcular el resultado final de la calibración es tomando la pendiente de la recta que ajusta a los pares (fe, cd) de la muestra. La figura 5.12b muestra dicha recta, cuyos parámetros calculados por cuadrados mínimos dan $1.33 \pm 0.07 fe/cd$ para la pendiente y $-52 \pm 32 fe$ para la ordenada al origen. El hecho de que la recta

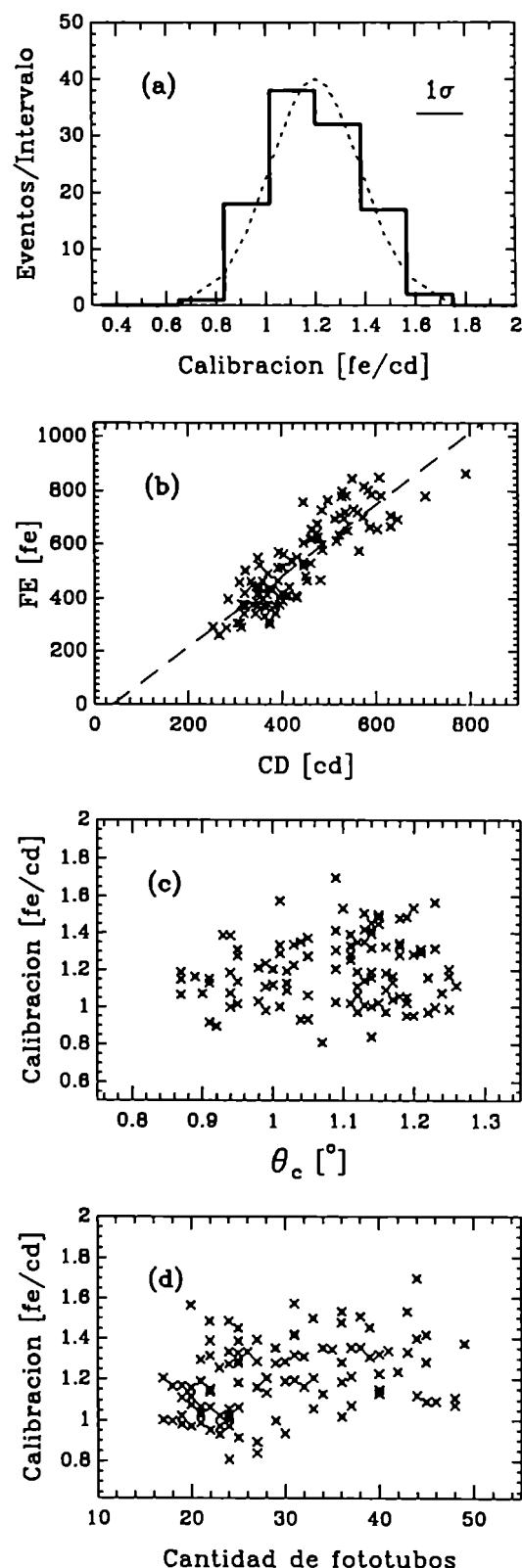


Figura 5.12: Distintas pruebas realizadas sobre los resultados de las calibraciones individuales de cada evento (ver texto).

no pase por el origen es evidencia de que se está cometiendo algún error sistemático en el cálculo de las calibraciones individuales; no tiene sentido que uno pueda obtener una cierta cantidad no nula de cd a la salida de un CAD, cuando no tiene ningún fe en el cátodo del FMT correspondiente.

Para investigar posibles errores sistemáticos en la muestra se hicieron varios estudios, dos de los cuales están graficados en las Figuras 5.12c y d. En la primera de ellas se trata de correlacionar el ángulo Cherenkov con la calibración, resultando en una, al menos aparente, descorrelación. La Figura 5.12d, por su lado, muestra los valores de las calibraciones en función de la cantidad de FMT involucrados en el evento; en este caso se observa una leve tendencia positiva de los valores de la calibración para eventos con gran número de fototubos. Si se tiene en cuenta que los eventos con mayor número de FMT también tendrán mayor cantidad de cd y fe , se concluye que esos eventos corresponden a los más alejados del origen en la Figura 5.12b; esto explica el por qué del no pasaje por el origen de la recta en esta última figura.

Una mejor aproximación al valor real de la calibración, dado lo anterior, podría darlo el cálculo de la pendiente de la recta en la Figura 5.12b por medio de cuadrados mínimos, pero considerando al origen como un punto de la muestra con peso estadístico infinito; la calibración calculada de esa manera da un valor de $1.22\text{ }fe/cd$.

Como puede apreciarse, los valores calculados anteriormente están dentro de un error del 10%, por lo que se tomará como calibración general al valor promedio entre ellos con un error como el mencionado. Luego, la calibración será $1.25\pm 0.13\text{ }fe/cd$.

5.6 Área de Colección y Energía Umbral del Reflector de 10m:

La calibración hallada en la sección anterior es el eslabón que permite obtener, mediante simulaciones numéricas, la cantidad de cd generadas en una cascada para un parámetro de impacto y energía primaria dados. Luego, se puede calcular el área de colección

para una dada energía determinando cual es el máximo parámetro de impacto que permite el disparo del sistema; el área de colección para esa energía será la que queda definida por un círculo cuyo radio es esa distancia máxima. En realidad, el cálculo no es tan determinístico y lo que se hace es calcular la eficiencia de disparo para cada parámetro de impacto. El procedimiento se repite para distintas energías primarias, obteniéndose el área de colección en función de la energía, $A_{(E)}$.

Las simulaciones de cascadas- γ se realizaron por medio de programas existentes que fueron desarrollados por integrantes de la colaboración Whipple siguiendo la teoría expuesta por Kertzman & Sembroski (1994). No obstante, dichos programas fueron modificados para considerar algunos cambios relevantes a este trabajo, como ser la eficiencia cuántica de los fototubos, la reflectividad de los espejos, etc.

Para cada energía primaria considerada, E_j , se simularon 20 cascadas- γ para 95 parámetros de impacto, $d_i = 12, 14, 16, \dots, 200$ m. Una vez obtenidos los 1900 eventos para cada energía primaria se aplicó a cada uno el criterio de selección estándar (§ 4.3.3) y se determinó, para cada d_i , la cantidad de eventos que son capaces de disparar al sistema, calculándose las *eficiencias*, ϵ_i , como esa cantidad sobre los 20 totales. El área de colección para esa energía primaria será entonces la sumatoria de $\epsilon_i a_i$, donde a_i es el área del anillo correspondiente a cada parámetro de impacto; o sea:

$$A_{(E_j)} = \sum_{\forall d_i} \epsilon_i \left[d_i^2 - (d_i - \Delta d)^2 \right] \pi \quad (5.8)$$

donde Δd es el ancho del anillo considerado (intervalo del parámetro de impacto = 2 m). Los resultados de este cálculo pueden verse en la Tabla 5.2, en donde la columna 1 indica las energías primarias consideradas y la columna 2 las áreas de colección derivadas de lo anterior.

El área de colección así calculada permite obtener el espectro de energía de una fuente emisora, esto es, relacionando la cantidad de eventos- γ registrados para cada energía y el área de colección correspondiente a la misma. Si, en cambio, sólo se desea ubicar un punto en el espectro integral de la fuente, debe hablarse del flujo de la fuente para radiación γ con

energías mayores que la umbral y debe calcularse un área de colección referida a esa energía. En esos casos, y dado que la definición de energía umbral es ambigua (ver § 3.6), es conveniente calcular valores efectivos de la energía umbral y el área de colección. Otro caso en donde es útil tener valores efectivos es cuando la detección de la fuente es negativa. En tal situación es posible obtener una cota máxima del flujo integral de la fuente observada correspondiente a la energía umbral.

Tabla 5.2: Valores del área de colección para cada energía primaria considerada.

E [TeV]	$A_{(E)}$ [m ²]
0.1	0.
0.2	3480.
0.3	20905.
0.4	36083.
0.6	44060.
0.8	50560.

La curva de respuesta del telescopio se halla convolucionando el espectro de $r\gamma$ que éste recibe con la función $A_{(E)}$. Si bien esta respuesta puede cambiar para distintos tipos de espectros detectados, no lo hace en forma significativa; por esa razón se utilizó aquí el espectro dado por Vacanti et al. (1991) para la Nebulosa del Cangrejo, esto es:

$$\frac{dN_{(E)}}{dE} = 2.77 \cdot 10^{-7} E^{-2.4 \pm 0.3} \frac{1}{m^2 s TeV} \quad (5.9)$$

donde $N_{(E)}$ es el número de $r\gamma$ que llegan a la Tierra por unidad de área y tiempo. Luego, de la convolución de las ecuaciones 5.8 y 5.9 se obtiene la frecuencia de conteo de eventos γ detectados por el 10m en función de la energía primaria, $\nu_{(E)}$, (ver Figura 5.13). Según lo discutido en § 3.6, la energía umbral del telescopio será la correspondiente al máximo de la curva de respuesta, esto es, $E_u=0.3$ TeV.

La superficie subtendida por la curva de respuesta será la frecuencia de detección de eventos por parte del telescopio, que llamamos ν . El área efectiva de colección, A_e , correspondiente a la energía umbral debe ser tal que mantenga constante a ν , luego:

$$\nu = \int_0^{\infty} A_{(E)} k E^{-\gamma} dE = \int_{E_u}^{\infty} A_e k E^{-\gamma} dE \quad (5.10)$$

donde k y γ son los parámetros que definen el espectro considerado, en este caso los correspondientes a la ecuación 5.9. Resolviendo la integral de la ecuación anterior se obtiene $\nu = 2.8 \text{ r}\gamma/\text{min}$ y un valor del área efectiva de colección, $A_e = 31.3 \times 10^3 \text{ m}^2$; la frecuencia ν hallada es coincidente con lo observado para la Nebulosa del Cangrejo.

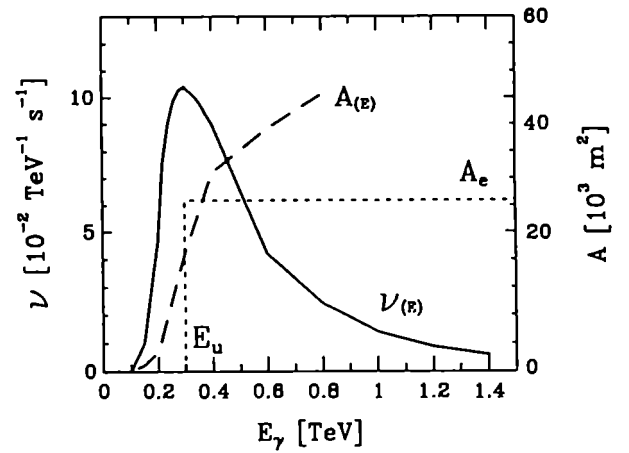


Figura 5.13: Área de colección, $A_{(E)}$, y frecuencia de conteo de eventos, $\nu_{(E)}$, para el 10m. A_e es el área efectiva de colección correspondiente a la energía umbral E_u .

En el análisis de las fuentes que se verán en el próximo capítulo no se trabaja en ningún momento con espectros de energía. Por lo tanto, para la descripción de todo

lo referido a flujos de fuentes en estudio no se utiliza la función $A_{(E)}$, sino los valores hallados de energía umbral y área efectiva de colección. Luego, los flujos que se hallen serán los correspondientes a $r\gamma$ con energías mayores que E_u y detectados con un área de colección A_e , tal que:

$$\begin{aligned} E_u &= 0.3 \text{ TeV} \\ A_e &= 3.1 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \end{aligned} \tag{5.11}$$

5.7 Conclusiones

Se propuso aquí un método para la obtención de la calibración absoluta de telescopios Cherenkov atmosféricos que es novedosa y más precisa que cualquier otro propuesto previamente; dicho método junto con los resultados hallados en este capítulo están siendo preparados para su publicación (Rovero et al., 1995).

Los trabajos anteriores sobre la calibración absoluta del 10m, ya mencionados en § 5.2,

dan resultados con errores que van desde el 20% (Kwok, 1989) hasta el 40 o 50% (Gorham, 1986; Lewis, 1986). Además, ni siquiera se menciona en esos trabajos el problema de las diferencias entre los espectros de fuentes utilizadas como patrón y la luz Cherenkov de cascadas atmosféricas, también discutido en § 5.2. Otra diferencia fundamental que debe mencionarse con respecto a intentos anteriores, es el hecho de que en la calibración utilizando imágenes de muones se utiliza todo el sistema del detector, desde la atmósfera hasta el último paso del procesamiento de la señal; todos los trabajos anteriores utilizan información adquirida sobre partes del sistema, en ningún caso, por ejemplo, se considera la reflectividad de los espejos.

El error asumido para la calibración hallada en este capítulo es más bien el producto de un error sistemático, relacionado con la cantidad de fototubos involucrados en cada uno de los eventos- μ analizados. Este error podría ser corregido ya que, seguramente, proviene de la rutina que ajusta el anillo a los datos o, también, de la dispersión considerada en cada caso, responsable de la magnitud del "ancho" del anillo y, por lo tanto, de la cantidad de FMT considerados en el evento. No obstante, el 10% del valor de la calibración es suficiente para asegurar que las variaciones de ésta, debido a errores sistemáticos están acotadas y es, además, considerablemente menor que cualquiera de los calculados anteriormente para el 10m.

Un paso adelante en el tipo de análisis realizado aquí sería el de obtener la calibración para cada fototubo en forma individual. Si se contara con suficiente cantidad de datos se podría realizar lo hecho aquí para cada FMT, con la ventaja de poder tomar sólo los fototubos más involucrados en el evento y dejar de lado los marginales que, muy probablemente, son el factor generador del error sistemático discutido anteriormente.

La calibración absoluta permitió, posteriormente, la realización de simulaciones con el fin de calcular la función área de colección, la cual es necesaria para la obtención de espectros de fuentes observadas. Una descripción menos rigurosa de la respuesta del detector se puede dar por medio de los parámetros E_u y A_e . Durante el cálculo de tales parámetros podrían haberse estimado los errores atribuidos a los mismos, pero debe notarse que la importancia de ese error sería relativa ya que la elección de la energía umbral es ambigua.

Además, debe considerarse que las variaciones en el flujo integral correspondiente a E_u , debido a fluctuaciones en el valor de éste, hacen que el flujo calculado se desplace por una curva aproximadamente paralela a la definida por el espectro de la fuente. Lo anterior implica que los errores en E_u provocan corrimientos en los valores de los flujos que se están calculando que son coherentes con el espectro de la fuente misma. Luego, pierde relevancia hablar de errores en el valor hallado de la energía umbral que, de cualquier manera, no superarían el 30%.

Capítulo 6

OBSERVACIÓN DE FUENTES GALÁCTICAS

6.1 Introducción

En los primeros dos capítulos de esta Tesis se puntualizó la importancia del estudio de los rayos cósmicos para la astrofísica de MAE, ya que la generación de radiación γ a esas energías está ligada a la presencia de partículas aceleradas a niveles relativistas. Lo anterior indica que la teoría conocida sobre posibles fuentes de rayos cósmicos debería constituir una ayuda importante en la búsqueda de candidatos a emisores γ .

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos por Victor Hess en 1912, han permanecido sin respuesta el origen y los mecanismos responsables de la generación de tales partículas. El origen local, galáctico, de los rayos cósmicos, fue propuesto por Alfvén (1939) y confirmado por los estudios hechos por Garcia-Muñoz et al. (1977) sobre la edad de los rayos cósmicos detectados en la Tierra. Este último resultado no se aplica a rayos cósmicos de ultra alta energía, los cuales serían de origen extragaláctico (Cocconi, 1956; Hillas, 1984).

Los rayos cósmicos están compuestos por los mismos elementos encontrados en la galaxia. No obstante, las abundancias de algunos de ellos son notablemente diferentes a las galácticas; elementos como el H y el He poseen abundancias relativas menores que la galáctica y, en cambio, Ne y Mg son sobreabundantes. En particular, la sobreabundancia de esos y otros elementos se justifica por la emisión de los mismos por parte de estrellas Wolf-Rayet, cuyas atmósferas se calcula son muy ricas en esos componentes debido a la etapa evolutiva que ellas representan en la vida de las estrellas (Silberberg & Tsao, 1990).

Ya desde hace varias décadas algunos autores proponen a las explosiones de supernova como productores de rayos cósmicos (Baade & Zwicky, 1934; Hayakawa, 1956). En la actualidad, existe cierto consenso acerca de que la radiación cósmica se origina en explosiones

y remanentes de supernova; la mayoría de los rayos cósmicos con energías por debajo de 10^{13} eV, aproximadamente, serían predominantemente generados en explosiones de estrellas contra el medio interestelar y entre esa energía y 10^{15} eV muy probablemente predominarían los rayos cósmicos generados en explosiones de estrellas contra el viento formado por ellas mismas (Biermann, 1993). En este último caso, si el presursor de la supernova es una WR, se explica también cómo son acelerados los elementos eyectados por ésta que incrementan la abundancia de rayos cósmicos en los elementos mencionados anteriormente. En lo dicho, se entiende por explosión al proceso que extingue la energía liberada por la supernova contra el medio circundante (de miles de años de duración). Los primeros trabajos considerando estos objetos como los generadores de radiación cósmica, se deben a Shklovskii (1953) y Ginzburg (1953), que utilizaron como mecanismo acelerador el propuesto por Fermi (§ 2.2.3); este mecanismo parece dominar la aceleración de partículas en los frentes de ondas de choque formados en las atmósferas de objetos con fuertes vientos.

No sólo explosiones y remanentes de supernova serían capaces de generar radiación γ de MAE, como queda evidenciado por las detecciones en el rango del TeV de objetos galácticos como púlsares y binarias (Weekes, 1988), aunque muchas de esas detecciones sean, en la actualidad, negativas (Reynolds et al., 1993)(§ 2.4). Otros objetos de estudio con posibilidades de emitir radiación γ son las estrellas tempranas con fuertes vientos, en los cuales existirían ondas de choque capaces de acelerar partículas a niveles de energía adecuados.

Desde la observación de radiación no térmica (NT) proveniente de estrellas OB y WR, muchos autores (por ej.: White, 1985; Pollock, 1987) han concluido que, bajo ciertas circunstancias, pueden acelerarse electrones hasta energías relativistas en los vientos estelares de estrellas calientes. Estos electrones serían los responsables de la emisión NT producida en radio (emisión de sincrotrón) y el mejor indicador de la existencia de los mecanismos de aceleración de partículas; es de notar que la no detección de radiación NT no implica que los mecanismos de aceleración no estén presentes, ya que esta radiación es fácilmente absorbida y muchas veces difícil de identificar por sobre el espectro térmico de radio. Sería posible

entonces que hubiera también aceleración de protones y, por lo tanto, generación de radiación γ de MAE a través de la desintegración del mesón π^0 , producto de las reacciones de los protones acelerados con partículas térmicas del viento. Aún mayor sería la contribución de radiación γ si las partículas involucradas en el proceso fueran más masivas y el viento estelar muy denso, como es el caso en estrellas WR (White & Chen, 1992), en donde los vientos están formados, mayoritariamente, por He. Esto implica que hay disponibilidad de partículas α y que, por tener éstas un camino libre medio mayor que el de p, sufren un salto mayor de energía en cada frente de onda de choque que atraviesan (White & Chen, 1992), resultando en consecuencia fotones γ más energéticos y un corte de energía más elevado. Por último, en estrellas WR queda por considerar colisiones entre partículas α (una acelerada por las ondas de choque y la otra térmica). Este último tipo de reacciones no han sido muy estudiadas al presente pero pueden ser estimadas, con muy buena aproximación para altas energías, a partir de las reacciones p-p del mismo tipo manteniendo constante la energía por nucleón (Karabarbounis et al., 1981).

Los modelos que describen emisión de radiación γ en estrellas con fuertes vientos fueron desarrollados primeramente para estrellas tempranas tipo OB, ya que sus atmósferas son descriptibles, matemáticamente, como vientos dominados por radiación. En esos modelos se propone la aceleración de partículas ya sea en múltiples frentes de onda de choque (White, 1985) o simples (Biermann & Casinelli, 1993), para la interfase del choque de vientos en sistemas binarios (Eichler & Usov, 1993) o para vientos de estrellas simples (White & Chen, 1992). Estos últimos autores calcularon los flujos de radiación γ a partir del decaimiento del π^0 para varias estrellas OB y para la WR binaria γ^2 Vel, en un intento por determinar la detectabilidad de esos objetos por el instrumento EGRET (del satélite CGRO); la Figura 6.1 muestra los espectros calculados como así también el límite de detección del EGRET, siendo el flujo para γ^2 Vel dependiente del modelo de viento que se utilice en la estimación, por lo que pueden verse las dos curvas que marcan los flujos límites, GV1 y GV2. Lo relevante de ese cálculo, en lo que a astronomía de MAE se refiere, es lo extendido de la energía máxima de corte del espectro para el caso de la WR, lo cual es debido a la existencia de campos

magnéticos relativamente elevados en la zona de formación de los fotones γ . Si el cálculo de White & Chen (1992) es correcto, estrellas del tipo γ^2 Vel serían detectables por telescopios Cherenkov como el 10m, cuya energía umbral es de 300 GeV (§ 5.6) y cuyo flujo mínimo detectable es de $\sim 7 \times 10^{-12}$ fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (§ 3.5.1). Otra indicación de que las WR podrían ser emisores en el rango de MAE, lo constituye el caso del sistema binario Cyg X-3, cuya componente primaria sería una WR (§ 2.4.2).

Lo mencionado en los párrafos anteriores sustenta la hipótesis de que algunas estrellas WR podrían ser fuentes de radiación γ de MAE. Para investigar esa posibilidad, se eligieron varias estrellas WR con al menos alguna característica requerida por los modelos de emisión y/o similitudes con el sistema Cyg X-3 o γ^2 Vel, para la observación con el telescopio Cherenkov atmosférico del Observatorio Whipple (§ 3.5). Las estrellas elegidas y sus principales características serán mencionadas en los puntos siguientes, como así también una descripción de las características generales de estrellas WR.

A la lista mencionada anteriormente, se agregó un objeto particular también para su observación: la fuente de radiación γ de AE detectada por el satélite COS-B, CG 135+01. Esta fuente tiene varios indicadores que sugieren la posibilidad de emisión γ de MAE, los cuales serán descriptos en la sección siguiente.

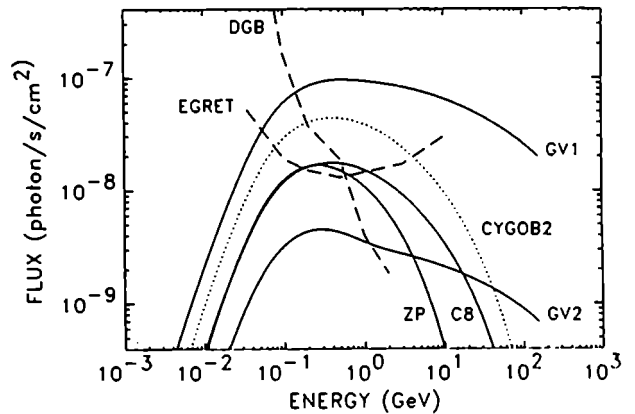


Figura 6.1: Flujos calculados por White & Chen (1992) para varias estrellas OB y para la WR binaria γ^2 Vel. Líneas llenas; ZP: ζ Pup; C8: Cyg OB2 8A; GV1 y GV2: γ^2 Vel para dos modelos distintos de viento. Línea punteada: combinación para cuatro estrellas de Cyg OB2. Líneas de trazos; EGRET: límite de detectabilidad del instrumento del satélite CGRO; DGB: flujo galáctico difuso detectado por el mismo instrumento.

6.2 Descripción de las Fuentes Observadas

6.2.1 Estrellas Wolf-Rayet:

Las estrellas WR son objetos calientes y luminosos cuya característica más notoria es el fuerte viento estelar. El valor medio de la pérdida de masa es aproximadamente de $2 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ con grandes incertezas especialmente para tipos tempranos (Abbott & Conti, 1987). Este hecho hace que no sea posible clasificarlas espectralmente como al resto de las estrellas, sino por las características de sus líneas de emisión que, precisamente por ser los vientos tan densos, son fuertes y ensanchadas. La clasificación se hace en dos tipos espectrales: WN y WC, con sus correspondientes subtipos indicados por números en la forma usual. Las primeras muestran líneas en emisión de He y N y las segundas, más evolucionadas, de He, C y O. Existen otras clasificaciones como WO (fuertes emisiones de O) o WR+a (algunas líneas en absorción se han detectado en sus espectros indicando la posibilidad de un sistema binario). Hay 158 WR clasificadas en nuestra galaxia (van der Hucht, et al., 1981), de las cuales 3 son binarias visuales, aproximadamente 22 binarias espectroscópicas de doble línea y 7 sistemas WR+a. En ningún caso se observan fuertes líneas de H, lo cual implica que los vientos de estrellas WR están formados mayoritariamente por He.

Dada la ubicación del telescopio Whipple y las restricciones que la técnica de detección impone en cuanto a la elevación mínima de la fuente observada (§ 3.4.2), la lista de estrellas WR disponibles en los catálogos para observación se reduce a la mitad; entre las WR descartadas se incluye a la más cercana al sistema solar y una de las mejores candidatas a emisor γ de MAE, $\gamma^2\text{Vel}$. De las estrellas disponibles, entonces, las consideradas mejores candidatas son las que figuran en la Tabla 6.1. Las primeras tres columnas de esa tabla son la identificación de las estrellas; número de la estrella en el catálogo WR (van der Hucht, et al. 1981), nombre de la estrella, si lo posee, e identificación HD. Cada una de las columnas restantes involucra un criterio de selección de candidatos (datos extraídos de van der Hucht, 1992); el tipo espectral (columna 4) no sólo es un indicador de similitud con la estrella Cyg

Tabla 6.1: Características de las estrellas WR seleccionadas.

WR	Nombre	HD	Tipo Espectral	d [kpc]	P	Exceso NT	Exceso X	B. [gauss]	COS-B
125	IC14-36		WC7+OB	4.66	>14 años	✓	✓		✓
133		190918	WN4.5+O9.5 Ia	2.09	112.7 días				
139	V444 Cyg	193576	WN5+O6	1.74	4.21 días				
140		193793	WC7+O4-5	1.34	7.94 años	✓	✓	~220	✓
144	HM19-1		WC4	1.74		✓			
147	NSG.AS431		WN8+c?	0.63		✓			

X-3 o γ^2 Vel (ver § 6.1), sino que estaría ligado también a la emisión de radiación X; la emisión X es más frecuente en WR de tipo espectral WN (Pollock, 1994) Además, las más evolucionadas, WC, contribuirían en mayor grado a la sobreabundancia de algunos componentes de la radiación cósmica. La distancia a la fuente (columna 5) es, obviamente, importante desde el punto de vista observacional. Como ejemplo, si γ^2 Vel (d=0.45 kpc) estuviese a la distancia correspondiente a WR125, el flujo mostrado en la Figura 6.1 se vería disminuido en un factor 100, lo que pondría a esa fuente, si las estimaciones fueran correctas, en el límite de detectabilidad del telescopio Whipple. El período del sistema (columna 6), en caso de binarias, es importante para conocer la posición relativa de las componentes del sistema; períodos largos son indicadores de gran excentricidad y, por lo tanto, de que el pasaje por periastro del sistema es un momento de mucho acercamiento entre componentes, lo cual podría significar procesos más energéticos que para el resto de las posiciones orbitales. En el caso de WR140, las observaciones que serán analizadas aquí se realizaron muy cerca del periastro, lo cual es un hecho afortunado considerando lo largo de su período. La emisión de radiación NT en radio (columna 7) es, como se mencionó anteriormente (§ 6.1), uno de los mejores indicadores de la presencia de mecanismos de aceleración de partículas, base de la producción de radiación γ . En el caso de la radiación X (columna 8), sólo tendría relación con la emisión γ si fuera causada por radiación de sincrotrón, indicando la posibilidad de fuertes

aceleraciones, campos magnéticos o componentes compactas. La no detección de esta radiación, como en el caso de la NT, no asegura la no presencia de los mecanismos aceleradores de partículas. El campo magnético en la superficie de la estrella, B. (columna 9), interviene en la determinación de la energía de corte del espectro (White & Chen, 1992). En realidad, lo importante es el campo magnético en la zona de aceleración de partículas, el

cual no necesita ser elevado para lograr extender la energía de corte, con lo que esta se convierte en muy difícil de estimar con precisión. Por último, la columna 10 indica una posible identificación de la WR con zonas del cielo que mostraron cierta significancia en la detección de radiación γ de AE por parte del satélite COS-B.

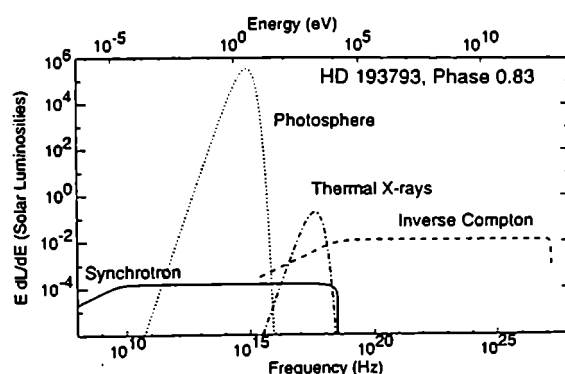


Figura 6.2: Modelos de emisión para varias bandas del espectro calculadas para la binaria WR140 (White & Chen, 1994).

De las estrellas WR listadas en la Tabla 6.1, WR140 es la más analizada en todos los rangos del espectro electromagnético. Un estudio detallado de esta estrella está dado por Williams et al. (1990); WR140 es un sistema binario muy luminoso ($M_v = -6.1$), compuesto por una estrella de secuencia principal O4-5 de $38 M_{\odot}$ y una secundaria WC7 de $13 M_{\odot}$, con largo período orbital (7.94 años) y excentricidad muy elevada ($e=0.84$). Las pérdidas de masa son $5.7 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ para la WR y $1.8 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ para la primaria y la velocidad terminal de ambos vientos es de aproximadamente 3000 km/s. Presenta variaciones en los flujos de radio, IR y X. En radio se observa una fuerte emisión NT que sufre una extinción variable a lo largo de la órbita, superpuesta con la emisión libre-libre que genera el continuo. La radiación X, por su lado, es uno a dos órdenes de magnitud más brillante que para estrellas O o WR simples, lo que sustenta el argumento de la generación de radiación X en la colisión de los vientos.

Recientemente, White & Chen (1994) han calculado el espectro de WR140, desde radio hasta γ , incluyendo la radiación producida por las partículas aceleradas en la onda de choque

generada por los vientos de sus componentes (ver Figura 6.2). Los cálculos se extienden hasta la región de MAE, utilizando para ello el mecanismo Compton Inverso que sufren los muy abundantes fotones UV del medio. Considerando la distancia a la fuente, el resultado obtenido por White & Chen (1994), daría un flujo para radiación γ de energía mayor que 0.3 TeV de aproximadamente $6 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Lo anterior indicaría que no es posible para el telescopio Cherenkov atmosférico del Observatorio Whipple poder detectar esa señal un orden de magnitud menor que la considerada mínima, pero debe tenerse en cuenta que los autores mencionados no incluyen en su cálculo la contribución hecha por el decaimiento de los piones neutros generados por colisiones de protones y núcleos de He que seguramente están presentes.

6.2.2 CG 135+01:

La fuente de radiación γ de alta energía, $\sim 100 \text{ MeV}$, CG 135+01 (también 2CG 135+01), fue una de las fuentes intensas en el catálogo del satélite COS-B no identificadas con ningún objeto conocido (Hermsen et al., 1977; Swanenburg et al., 1981). Inmediatamente después del descubrimiento, se propusieron dos posibles objetos como los correspondientes a esa fuente. Uno de ellos fue la fuente extragaláctica ($z=0.044$) de radiación X QSO 4U0241+62, para la cual los errores en la posición de las detecciones de los satélites Uhuru y SAS-3 se superponen con el del COS-B (Aparao et al., 1978). El otro objeto propuesto fue la fuente de radio NT altamente variable GT 0236+610 (Gregory & Taylor, 1978). Sin embargo, observaciones recientes sobre CG 135+01 realizadas en el rango de altas energías con el instrumento EGRET montado en el satélite CGRO, han mejorado la determinación de la posición de la fuente γ y permitido la exclusión de QSO 4U0241+62 como posible emisor de la radiación detectada (von Montigny et al., 1993).

La fuente GT 0236+610 es también coincidente con la estrella LSI+61°303 (Sanduleak, 1978), de tipo espectral B0 Ve. GT 0236+610 muestra erupciones de radiación NT en radio con un período de 26.496 días (Taylor & Gregory, 1982), caracterizadas por un rápido

crecimiento (algunos días) seguido de un lento decrecimiento. Estas erupciones en radio son moduladas por un período de 4 años (Gregory et al., 1989), cuya causa es atribuida por los mismos autores a fluctuaciones en la envoltura de la estrella B o a la precesión de jets relativísticos originados en la componente compacta del sistema. El período de 26.496 días fue también detectado en óptico (Meldenson & Mazeh, 1989), pero no en Infrarojo (D'Amico et al., 1987), Ultravioleta (Howarth, 1983) ni X (Bignami et al., 1981).

La configuración teórica aceptada en la actualidad para el sistema CG 135+01/GT 0236+610/LSI+61°303 (que llamaremos CG) es la de un sistema binario compuesto por una estrella B0 Ve y un objeto compacto (presumiblemente una estrella de neutrones; Gregory et al., 1989), con un período orbital de 26.496 días y distancia aproximada de 2.3 Kpc. De observaciones espectroscópicas se infiere que para una inclinación del plano orbital de $i=70^\circ-80^\circ$ y una masa para la estrella primaria de 5-10 M_\odot , la masa del objeto compacto estaría en el rango 1.1-1.5 M_\odot . Basados en lo anterior, Maraschi & Treves (1981) propusieron el modelo llamado *modelo de púlsar joven*, en el cual se supone que el objeto compacto es un púlsar de edad 10^4-10^5 años, con un fuerte viento relativístico. Luego, la emisión γ de AE sería originada en los frentes de onda de choque generados por los vientos de la estrella y el púlsar por medio del mecanismo Compton Inverso entre los electrones acelerados y los fotones ópticos primarios. Esos electrones también serían los responsables de la emisión periódica NT en radio a través de radiación sincrotrón; al tener el sistema una órbita excéntrica, el campo magnético en la zona de los frentes de choque es más intenso durante el pasaje de periastró, lo que hace que los electrones ganen mayor energía y produzcan un incremento en la emisión NT, origen de la periodicidad observada.

Los electrones relativísticos generadores de la radiación NT en radio podrían ser capaces de producir rayos γ de MAE por medio de radiación Compton-sincrotrón. No obstante, son el mejor indicio de que existen los mecanismos aceleradores que pueden producir partículas relativistas más pesadas y, luego, radiación γ de MAE por decaimiento del π^0 , la cual, en principio, tendría el mismo comportamiento cíclico que el de la radiación NT.

6.3 Análisis de Datos

6.3.1 Observaciones - Condiciones de la Adquisición:

Los datos sobre las fuentes en estudio fueron tomados durante la temporada de observación 1993/94 y en noches observables. Se aplicaron los procesos de reducción y normalización de datos usuales, como así también las pruebas de consistencia corrientes. Los modos de observación utilizados fueron cambiando entre *Seguimiento* y la adquisición de *pares C/S*. El método de análisis que se aplicará será el análisis- α para los datos adquiridos con *Seguimiento* y *con fuente*, C, de la forma descripta en el capítulo 4 y, cuando sea posible, también se usará *Supercortes* con el propósito de comparar nuevamente ambos métodos.

Durante el período de adquisición de datos, la cámara del reflector de 10m sufrió distintos cambios que hacen que las observaciones tengan diferencias entre sí, por lo que en algunos casos deben analizarse por separado. El primer cambio se produjo en julio de 1993, fecha en la que la cámara dejó de tener FMT de 50mm de diámetro, pasando a tener la configuración de la Figura 3.9b. Este cambio no introduce modificaciones significativas en los métodos de análisis para ambas cámaras, por lo que los datos correspondientes a ellas serán analizados de la misma manera. El segundo cambio fue realizado en mayo de 1994; a partir de ese momento se agregó a la cámara un

Tabla 6.2: Tiempos de observación en minutos para las distintas fuentes en diferentes condiciones de adquisición. En el modo *pares*, el tiempo indicado es sólo para observación *con fuente* (el mismo tiempo fue dedicado al fondo). Las cantidades entre paréntesis indican número de observaciones realizadas.

Fuente	Conos	Modo de Obs.	
		Seguim.	Pares
WR 125		(2) 73	(3) 115
WR 133	✓	(11) 304	
WR 139	✓	(9) 277	
WR 140	✓	(2) 56	
		(4) 173	(13) 358
WR 144			(2) 56
WR 147	✓	(2) 58	
			(3) 84
CG 135			(11) 293

dispositivo llamado "*conos*" que permite colectar la luz que llega a la zona muerta del plano focal, esto es, entre fototubos. Debido a que el área de dicha zona es relativamente elevada con respecto al total (38%), la cantidad de luz colectada por los FMT en cada evento es mayor. Lo anterior hace que el coeficiente ρ calculado para el análisis- α en el capítulo 4, no tenga por qué ser válido para observaciones realizadas con *conos*. Afortunadamente, la erupción registrada sobre la fuente Mrk 421 (ver § 2.4.3) fue observada con esta última configuración de cámara, lo que permite una reevaluación de ρ para ser utilizado en el análisis- α de las observaciones adquiridas con *conos*. El valor del parámetro mencionado será en este caso: $\rho=0.291$ (con $\alpha_0=25^\circ$) y, como verificación, la significancia calculada para la erupción de Mrk 421 por medio de Supercortes y análisis- α es, respectivamente, 5.48σ y 6.53σ . La estabilidad del análisis- α ya fue probada anteriormente, por lo que se omite aquí hacer mención de los estudios realizados sobre el nuevo valor de ρ obtenido para observaciones con *conos*.

El detalle de las observaciones, tipo de cámara utilizada, tiempo de adquisición y tipo de observación para cada fuente en estudio, cuyos datos serán analizados en las secciones siguientes, puede verse en la Tabla 6.2; columna 1: fuente observada; columna 2: indica si la observación fue hecha con *conos*; columna 3: modo en que se realizó la observación (seguimiento o pares C/S).

6.3.2 Estrellas Wolf-Rayet:

Los datos obtenidos con las observaciones de las seis estrellas WR de la Tabla 6.2 fueron analizados, de acuerdo a las condiciones de adquisición, por medio del análisis- α y/o Supercortes, según corresponda y como fuera descrito en secciones anteriores. También, se analizó por separado todo dato que fuera tomado con *conos*, utilizando la constante ρ correspondiente. Para el análisis- α , y en los casos en que fuera posible, se utilizaron, juntos, los datos adquiridos en los modos *seguimiento* y *con fuente*. Las columnas bajo los rótulos "Análisis- α " y "Supercortes" de la Tabla 6.3 muestran los tiempos de observación y las

Tabla 6.3: Significancias de las observaciones realizadas sobre las estrellas WR, derivadas de la aplicación del Análisis- α y Supercortes, y flujos integrales máximos estimados para cada una de ellas. La cota en el flujo es la obtenida a partir del Análisis- α .

Fuente	ρ	N_e	N_r	Análisis- α		Supercortes		Flujo máximo	
				t_{obs} [min]	S [σ]	t_{obs} [min]	S [σ]	[$\gamma/\text{cm}^2 \text{ s}$]	[$\text{erg}/\text{cm}^2 \text{ s}$]
WR 125	0.243	339	1342	188	0.64			2.79 10^{-11}	1.32 10^{-11}
	1.	196	196			115	0.00		

WR 133	0.291	2891	10251	304	-1.49			3.25 10^{-11}	1.56 10^{-11}

WR 139	0.291	1863	6579	277	-1.04			2.86 10^{-11}	1.37 10^{-11}

WR 140	0.243	674	2747	531	0.22				
	0.291	311	1135	56	-0.94			0.88 10^{-11}	0.42 10^{-11}
	1.	474	484			358	-0.32		

WR 144	0.243	94	350	56	0.86				
								3.08 10^{-11}	1.48 10^{-11}
	1.	94	109			56	-1.05		

WR 147	0.243	134	633	84	-1.47				
	0.291	369	1235	58	0.44			2.51 10^{-11}	1.20 10^{-11}
	1.	134	125			84	0.56		

significancias de las detecciones calculadas de la manera descripta para las fuentes estudiadas.

En ninguno de los casos analizados las significancias son indicativo de detecciones positivas, por lo que debe concluirse que los eventos registrados durante las observaciones no provienen de las fuentes, sino que pertenecen al fondo. Para ilustrar lo anterior, se presenta en la Figura 6.3 la distribución de eventos en el parámetro *orientación* correspondiente a WR140, similarmente a lo que fuera hecho para el Cangrejo en § 4.4.1 (Figura 4.9a).

Para verificar el resultado mencionado arriba, esto es, que todos los datos adquiridos pertenecen al fondo, se consideró a todas las observaciones como parte de una muestra y se graficó la distribución de los valores de las significancias de cada una de ellas. Dicha muestra está formada por 72 observaciones de aproximadamente 30 minutos, adquiridas bajo distintas condiciones de la cámara (con y sin *conos*) y con distintos modos, esto es, las 72 observaciones pueden ser *seguimiento, con fuente o sin*

fuente. En cada caso se las consideró como seguimiento (en este caso, "seguimiento del fondo") y se calculó la significancia por medio del análisis- α en la forma habitual y con el ρ correspondiente al tipo de cámara. La Figura 6.4 refleja el resultado de lo realizado; la distribución de las significancias calculadas de la forma mencionada no muestra contradicción con pertenecer a una muestra de datos proveniente del fondo.

Lo hecho anteriormente implica que se pueden derivar cotas máximas a los flujos de las fuentes observadas, las cuales están determinadas por la condición de detectabilidad del telescopio utilizado; si las fuentes no fueron detectadas positivamente, implica que los flujos provenientes de ellas son, al menos, menores que cierta cota máxima.

Teniendo en cuenta que el requerimiento para tener una detección positiva es obtener un exceso de 3 desviaciones estándar

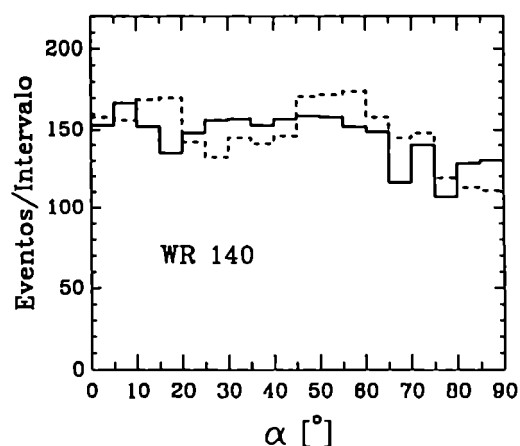


Figura 6.3: Distribución de eventos para el parámetro de imagen *orientación* para las observaciones sobre WR 140. Línea llena: datos *con fuente*; línea de trazos: datos del *fondo*.

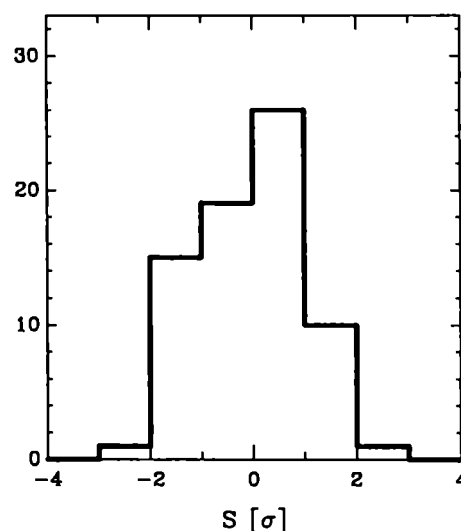


Figura 6.4: Distribución de significancias de todas las observaciones realizadas sobre las seis WR, consideradas parte de una muestra adquirida sobre el fondo.

dar y considerando además la ecuación 4.1, se deduce que para una detección negativa debe cumplirse que: $N_e - \rho N_f < 3(N_e - \rho^2 N_f)^{1/2}$. El primer miembro de esa desigualdad es la señal proveniente de la fuente, la cual da una estimación del flujo de la misma si se considera el tiempo total de observación y el área de colección con la que fue obtenida. Luego:

$$F_{(E \geq E_u)} \approx \frac{N_e - \rho N_f}{t_{obs} A_e} < \frac{3\sqrt{N_e + \rho^2 N_f}}{t_{obs} A_e} = F_{max} \quad (6.1)$$

donde N_e , N_f y ρ tienen el mismo significado que en § 4.2, A_e es el área efectiva de colección del telescopio y E_u la energía umbral del mismo (§ 5.6). La aproximación, en la ecuación anterior, se debe a que el valor de A_e es el efectivo para fotones γ cuya energía es mayor que la umbral y no contempla, en ningún momento, el tipo de espectro de la fuente, el cual es totalmente desconocido. Luego, F_{max} es una cota máxima al flujo integral de la fuente, esto es, al flujo de rayos γ con energías mayores que la umbral. Teniendo en cuenta, además, el valor en unidades de energía de E_u ($E_u=0.48$ erg), el resultado puede expresarse también en unidades cgs. La Tabla 6.3 resume los resultados discutidos hasta aquí; columna 1: fuente observada; columna 2: valor de ρ correspondiente al tipo de cámara y modo de observación; columnas 3 y 4: número de eventos registrados que corresponden a la emisión y al fondo, respectivamente, como fueran definidos en § 4.5.1; columnas 5 y 6: tiempo de observación y significancia derivada del análisis- α ; columnas 7 y 8: idem anterior, para Supercortes; columnas 9 y 10: Cota máxima para el flujo integral de la fuente para radiación γ de energía mayor que la umbral, en distintas unidades.

6.3.3 CG 135+01:

Los datos disponibles sobre esta fuente fueron todos adquiridos con el mismo tipo de cámara y en modo *pares*, como puede verse en la tabla 6.2. Por lo expuesto en § 6.2.2, existen dos tipos de análisis que se pueden realizar sobre dichos datos: el primero de ellos es la búsqueda de emisión estable, similarmente a lo realizado para las estrellas WR en la sección

Tabla 6.4: Significancias de las observaciones realizadas sobre la estrella CG 135 +1, similarmente a lo descrito para las estrellas WR en la Tabla 6.3.

Fuente	ρ	N_e	N_f	Análisis- α		Supercortes		Flujo máximo	
				t_{obs} [min]	S [σ]	t_{obs} [min]	S [σ]	[$\gamma/\text{cm}^2 \text{ s}$]	[$\text{erg}/\text{cm}^2 \text{ s}$]
CG 135	0.243	652	2605	293	0.63			$1.56 \cdot 10^{-11}$	$0.75 \cdot 10^{-11}$
	1.	652	591			293	1.81		

anterior; el segundo, el estudio de posibles pulsaciones en la emisión, en relación al período orbital y su modulación de 4 años de duración. En el último de los casos, se plantea como hipótesis que la emisión en MAE tiene relación con lo que sucede en radio; podrían también realizarse estudios sobre otros períodos, en particular múltiplos de los ya conocidos, pero la cantidad de información no es suficiente siquiera para cubrir adecuadamente el ciclo orbital de 26.5 días y, además, no existen indicaciones que sugieran tales períodos.

Para el estudio de emisión estable por parte de la binaria se procedió de la manera descrita anteriormente para las estrellas WR, hallándose los valores de la Tabla 6.4, en donde el significado de cada columna es idéntico al correspondiente a las anteriores (ver Tabla 6.3). Los valores del exceso registrado para la fuente no superan el mínimo requerido de 3σ , lo que permite, también en este caso, la obtención de una cota máxima al flujo integral de la fuente, el cual puede verse en la misma tabla.

Existen observaciones sobre CG en el rango de AE, entre 50 MeV y 3 GeV, reali-

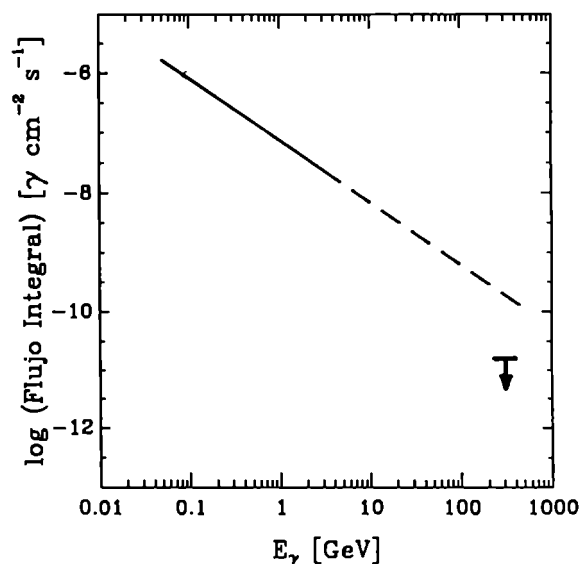


Figura 6.5: Espectro integral de CG 135+01; línea llena: obtenido por Kniffen et al. (1995); línea de trazos: extrapolación de lo anterior; cota: valor máximo hallado en este trabajo.

zadas por el CGRO por medio del instrumento EGRET (Kniffen et al., 1994). El espectro diferencial derivado por los autores es $1.07 \times 10^{-9} (E/275 \text{ MeV})^{-2.04} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$; el correspondiente espectro integral puede verse en la Figura 6.5, en donde, además, se lo ha extrapolado hasta el rango de MAE a fin de comparar el resultado de Mattox (1994) con la cota máxima del flujo derivada en este trabajo. La diferencia hallada implica que el espectro extrapolado predice un flujo 13 veces mayor que la cota para MAE, lo cual significa que el espectro de la fuente debe tener un corte entre 3 y 300 GeV, aproximadamente.

Para el análisis periódico de la fuente debería obtenerse la curva de luz, esto es, la curva que indica el flujo de la fuente en función del tiempo, sobre la cual se haría un análisis periódico para hallar las posibles dependencias cíclicas del flujo emitido. La cantidad de datos disponibles aquí no permite tal estudio, por lo que sólo se intentó comprobar si el resultado negativo del análisis de emisión estable, calculado anteriormente, fue una consecuencia de la dilución sufrida por los datos, correspondientes a un pico de emisión, con los datos del resto del ciclo. Además, la única indicación de variación cíclica de la fuente es la obtenida por Taylor & Gregory (1982) en radio, con período de 26.5 días, razón por la cual se estudiará sólo esa posibilidad.

A tal fin, se obtuvieron las significancias de cada una de las observaciones por separado y se calculó la fase del sistema en la que fueron adquiridas, correspondiente al ciclo mencionado; los resultados pueden verse en la Tabla 6.5. La Figura 6.6 muestra el ciclo de 26.5 días

Tabla 6.5: Significancias de las observaciones realizadas sobre CG 135+01. Columnas: 1) fase según el ciclo de 26.5 días; 2) y 3) análisis- α para cada observación y para grupos según la fase; 4) Supercortes para los grupos de observaciones.

Fase	Análisis- α		Supercor. [σ]
	[σ]	[σ]	
0.19	-0.71		
0.19	-1.05		
0.25	-0.53	-0.91	-0.58
0.25	-2.22		
0.25	2.09		
0.82	0.95		
0.89	-0.34		
0.91	2.78		
0.91	0.07	1.72	3.10
0.91	0.88		
0.97	-0.22		

hallado en radio y las significancias de las once observaciones de la tabla anterior; la ausencia de datos entre las fases 0.3 y 0.8 se debe, principalmente, al hecho de que esa parte del ciclo era coincidente con el de Luna llena, al momento de las observaciones, impidiéndose así la operación del telescopio durante el pico de emisión en radio. Dada la escasez de información y con el fin de obtener una menor dispersión en los datos graficados en la Figura 6.6, se agrupó a las observaciones, según su fase, en tres grupos: las correspondientes al máximo (fases 0.5 a 0.8), al mínimo (0.1 a 0.5) y a una zona intermedia del período en estudio (0.8 a 0.1) (ver Figura 6.6). Se calculó luego la significancia de cada zona tomando todas las observaciones correspondientes; los resultados están graficados en la misma figura y pueden verse en las últimas columnas de la Tabla 6.5, en donde se han incluido también, para su posterior comparación, los resultados de la aplicación de Supercortes.

Desafortunadamente, no se posee información sobre la parte del ciclo que sería más interesante para el análisis periódico. No obstante, y a la luz de los resultados, se puede afirmar que el resultado negativo obtenido para la emisión estable de CG, no es debido a una dilución de los datos causado por la emisión cíclica coincidente con la de radio, sino más bien atribuible a la poca disponibilidad de datos o, simplemente, a la no emisión por parte de la fuente.

Es obvio que el período de 4 años sugerido para el sistema CG (Gregory et al., 1989)

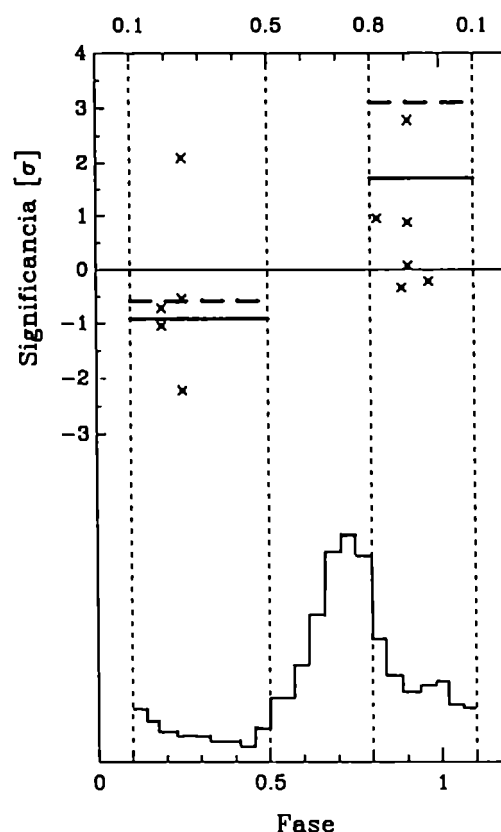


Figura 6.6: Estudio periódico realizado sobre CG 135+01. Líneas punteadas: separación de los datos en grupos según su coincidencia con el ciclo de emisión en radio. Los segmentos indican las significancias de las observaciones del grupo; línea llena: aplicando análisis- α ; línea de trazos: Supercortes. Los puntos son las significancias de las observaciones individuales. Abajo: ciclo hallado en radio (5 GHz) (Taylor & Gregory, 1982).

es imposible de resolver con la información manejada al presente en el rango de MAE. No obstante, se ubicaron los lapsos durante los cuales el sistema CG es observable por el telescopio de 10m, de aproximadamente cuatro meses a partir de octubre, en el ciclo mencionado, con el fin de estudiar la posible influencia del mismo en las observaciones.

En la Figura 6.7 se ve que las observaciones analizadas aquí fueron adquiridas en un máximo del ciclo de 4 años y que, tal vez, haya que esperar al año 1997 para estar en la misma situación y poder observar durante

el pico del ciclo orbital de 26.5 días, que fuera imposible de hacer durante 1993. De cualquier manera, el monitoreo de la estrella es recomendable para esclarecer el comportamiento de este interesante sistema.

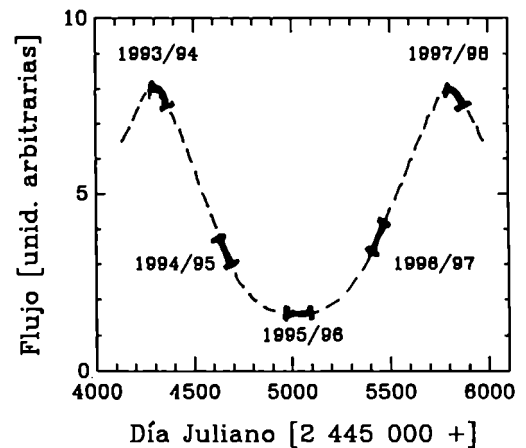


Figura 6.7: Ciclo de 4 años sugerido por Gregory et al. (1989) para CG 135+01. Se indican los períodos en que el sistema puede ser observado desde el Obs. Whipple (entre octubre y febrero de cada temporada).

6.4 Conclusiones

Los resultados obtenidos en este capítulo, en lo que a estrellas WR se refiere, han sido presentados parcialmente en forma preliminar por la Colaboración Whipple (Rovero, 1994). La no detección de flujos de MAE proveniente de estos objetos debe permitir obtener algún tipo de conclusión acerca de los parámetros que caracterizan los sistemas estudiados, estos últimos con diversidad de tipo espectral y composición (WN, WC, simples y binarias) permitiendo, de alguna manera, cierta generalidad en las conclusiones. Podría pensarse que esa generalidad está afectada por el hecho de que Cyg X-3 es una WR binaria de la cual se ha registrado emisión de MAE en el pasado (ver § 2.4.2) en contradicción con el resultado encontrado aquí. Pero, debe tenerse en cuenta que la justificación de esa emisión, y como resultado del análisis de las WR estudiadas en esta Tesis, es más atribuible al hecho de que

ese sistema posee una componente compacta, característica común con otros objetos emisores de la lista presentada en § 2.4. Se puede argumentar también que algunas de las estrellas están excesivamente alejadas como para ser posible la detección de sus flujos tan débiles. Por ejemplo, la distancia a la fuente WR125 es tal que se requeriría un flujo 12 veces mayor que para WR140, una binaria del mismo tipo espectral en ambas componentes.

La contribución a los rayos cósmicos por parte de estrellas WR, que explica los excesos de abundancia de algunos elementos que componen los mismos, necesitaría de mecanismos de aceleración ubicados fuera del sistema de la estrella. Este resultado concuerda con lo supuesto por algunos autores (por ej. Silberberg & Tsao, 1990), quienes proponen la aceleración por ondas de choque del medio interestelar o de remanentes de supernova; a la vez, pareciera contradecir lo sugerido otros autores (por ej. White & Chen (1992) quienes estiman que los vientos de estrellas WR debieran ser capaces de acelerar una cantidad importante de partículas y de generar no menos importante cantidad de radiación γ . No obstante, no se pretende hacer aquí ningún tipo de aseveración sobre esta cuestión, ya que la solución de este tipo de problemas requiere de mucho estudio y es tema de mucha discusión por parte de los expertos en el campo.

Otra posible solución al problema de la aceleración de las partículas eyectadas por las WR hasta energías de rayos cósmicos podría provenir de la posibilidad de que estas estrellas sean las precursoras de explosiones de supernova; estas se encargarían de acelerar el material eyectado por la WR durante su vida por medio del mecanismo de Fermi en la onda de choque generada durante la explosión (Silberberg et al., 1990; Biermann, 1993).

Por otro lado, y en virtud de los modelos existentes ya citados en § 6.1, la no detección de radiación de MAE debería permitir obtener cotas superiores para los campos magnéticos existentes en las atmósferas de estrellas, por medio de la aplicación de modelos que limiten el corte máximo de energía del espectro electromagnético. Un caso típico para la aplicación de lo anterior sería el de WR140, para la cual se sugiere, además, un límite inferior para el valor del campo magnético de aproximadamente 100 Gauss, en un trabajo basado en el flujo de radiación NT detectado sobre la fuente (White & Chen, 1994). Sobre esta estrella,

la más estudiada de la muestra, se pueden hacer algunos otros comentarios: la cota obtenida aquí para el flujo implica que el espectro integral de la fuente es más pronunciado que el correspondiente a un índice espectral de -1.6, conclusión a la que se llega teniendo en cuenta el flujo medido en altas energías por el satélite COS-B (esta detección no está confirmada, sino sugerida como positiva por Pollock, 1987). Ese valor del índice espectral es semejante al de la Nebulosa del Cangrejo, la cual, y a pesar de las diferencias en el tipo de objetos, puede considerarse típica en cuanto a la forma del espectro. Esto sería, además, coherente con la predicción de White & Chen (1994) (ver § 6.2.1) ya que el flujo límite hallado es un orden de magnitud mayor que el estimado por ellos para éste rango de energía. Lo anterior indicaría también que la contribución al flujo de radiación γ que produciría el decaimiento del π^0 , no considerado en la predicción mencionada, no sería elevada, concordando de esa manera con el modelo, que sólo utiliza los electrones acelerados en los vientos de las estrellas y no partículas pesadas que, además, contribuirían al flujo de radiación cósmica.

Las fases del sistema WR140 correspondientes al período en el que fue observado por el grupo Whipple van desde 0.1 a 0.3, aproximadamente, mientras que la predicción de White & Chen (1994) fue realizada para 0.83. Esto último podría constituir un factor a tener en cuenta a la hora de comparar la predicción teórica con el resultado obtenido aquí, pero el modelo que ellos utilizan no es tan dependiente de la fase por lo que sería poco probable encontrar una contradicción entre modelo y observaciones.

La fuente CG 135+01, por su lado, fue estudiada por medio de dos tipos de análisis. En el primero de ellos, emisión estable, el resultado fue una cota máxima para el flujo, que pone un límite al espectro obtenido en el rango de altas energías por Kniffen et al. (1994). La conclusión a la que se llegó por medio de ese análisis fue que debe existir un corte en el espectro entre 5 y 300 GeV. Si bien no es la única posibilidad, el espectro de esta fuente podría muy bien responder al generado por efecto Compton Inverso, el cual posee un corte como el mencionado y es, además, sugerido para esta estrella como el causante de la radiación X y γ por Maraschi & Treves (1981). En ese modelo, la radiación NT producida en radio sería explicada por el mecanismo de sincrotrón por parte de los electrones relativistas y el campo

magnético de un púlsar, como componente compacta del sistema binario. Los fotones ópticos y UV emanados por la estrella B0 serían acelerados por los electrones mencionados por medio de Compton Inverso hasta energías del orden de los cientos de MeV, dando lugar al espectro observado en AE, pero no serían suficientemente energéticos para llegar a MAE, al menos a niveles detectables por el 10m y en función de la cantidad de tiempo que se ha observado a la fuente.

El segundo de los análisis realizados sobre CG fue el de periodicidad. Se demostró entonces que el hecho de no detectarse emisión estable no es consecuencia de que se estuviera promediando, de alguna manera, la emisión producida en un pico con la no emisión correspondiente, de un ciclo de período 26.5 días. Debe notarse aquí que podrían existir ciclos con otros períodos, pero en ningún caso existen indicios que siquiera sugieran tales ciclos. Por otro lado, el estudio no demuestra que no exista emisión periódica, ya que hay una porción considerable del ciclo de la que no se tiene ninguna información y que es, además, la correspondiente al supuesto pico de emisión de la periodicidad estudiada.

Hasta el momento no se ha hecho mención del resultado derivado por la aplicación de Supercortes a las observaciones agrupadas por intervalo de fase realizado en el estudio de periodicidad (ver Figura 6.6). Aún sin tener información adquirida sobre las fases correspondientes al pico, se obtiene un valor de significancia de 3.1σ , el cual sería considerado una buena indicación de emisión si no se hubiera decidido tomar sólo los valores derivados del análisis- α . Este resultado podría significar que realmente existe emisión pero no puede ser resuelta por el análisis- α , o que Supercortes es menos estable y que por lo tanto sus fluctuaciones incrementan un resultado que es no determinante. En cualquier caso, todo análisis se ve severamente limitado por la cantidad de información disponible y por el hecho de que el supuesto máximo de emisión está fuera de la muestra.

Para resolver lo anterior, deben tomarse más observaciones; se han estado realizando tales observaciones durante la temporada 1994/95, aunque los resultados no han sido analizados aún, y, probablemente, se realicen observaciones también durante 1995/96. No obstante, es claro que si el ciclo de 4 años derivado por Gregory et al. (1989) es verdadero,

la obtención de un resultado concluyente acerca de la periodicidad de CG, en lo que al ciclo orbital se refiere, tendrá que ser pospuesto hasta después de 1997 (ver Figura 6.7). Lo anterior se ve sustentado por otro hecho aún no mencionado aquí: existen observaciones sobre CG, realizadas fuera del contexto de este trabajo, adquiridas en la temporada 1990/91 que dan un resultado negativo (Akerlof et al., 1991). En aquel momento no se realizó ningún tipo de análisis periódico, por lo que los datos fueron reanalizados aquí con el solo fin de verificar cualquier comportamiento cíclico que pudiera aparecer con respecto al período analizado en este trabajo y utilizando exactamente el mismo análisis usado para las observaciones de 1993/94. El resultado de tal estudio fue negativo, aún en el caso en que las observaciones coincidieron parcialmente con el pico del ciclo orbital visto en radio. Pero, como puede verse también de la Figura 6.7, la modulación de 4 años sobre el flujo estaba próxima a su mínimo (debe tenerse en cuenta que la temporada 1990/91 tiene la misma fase que la de la temporada 1994/95).

Capítulo 7

CONCLUSIONES GENERALES

Las técnicas que se utilizan en Astronomía de Muy Altas Energías tienden, en la actualidad, a tratar de lograr una reducción en las energías umbrales de telescopios de segunda generación, con el fin de obtener un sustancial aumento en los flujos detectables desde Tierra. Este es un paso más hacia el desarrollo de telescopios de generaciones futuras, los cuales permitirán acceder a gran parte del espectro de radiación gamma que actualmente es sólo observable desde satélite. Existe un serio limitante en el camino hacia las bajas energías: el fondo de muones. Las cascadas atmosféricas, como se vio en el capítulo 3, generan partículas secundarias que, a su vez, inician nuevas cascadas cuyas componentes contribuyen así al pulso de luz Cherenkov detectable por telescopios atmosféricos. En particular, los muones no generan cascadas secundarias, sino que atraviesan la atmósfera interactuando sólo por colisiones, convirtiéndose así en la componente penetrante de la cascada de partículas. Esa componente penetrante, como se vio en el capítulo 5, genera imágenes que tienen forma de arco de circunferencia, cuya longitud depende del parámetro de impacto del muon. Para un número elevado de muones, el arco generado es muy pequeño y sólo ocupa algunos fototubos, lo cual hace que la imagen sea muy similar a la generada por una cascada- γ . Luego, si aumentar el flujo detectable de una fuente implica bajar la energía umbral, entonces lo anterior constituye el principal escollo para lograrlo, ya que el número de muones crece enormemente y se incrementa el fondo de eventos registrados por el telescopio que, además, son difíciles de distinguir de los eventos gamma.

Una posible solución para ese problema es colocar dos o más telescopios Cherenkov en la misma montura y generar el disparo del sistema bajo ciertas condiciones de coincidencia entre ambos telescopios. Se puede así discriminar en contra de las imágenes de muones locales, las cuales son altamente dependiente del parámetro de impacto y, por lo tanto, generan

imágenes diferentes en cada una de las cámaras. Esta solución es la adoptada por el grupo de Durhan, con la construcción en Australia de telescopios que poseen tres reflectores en la misma montura, con cámaras de distinta resolución en cada uno de ellos.

Otra solución que se maneja para resolver el problema del fondo de muones y poder bajar la energía umbral, es aumentar la cantidad de pixels de la cámara y disminuir su tamaño. De esta manera se podría resolver mejor la forma de la imagen, detectar si se trata de un arco de anillo generado por algún muon y descartar el evento. Este tipo de solución será explorada por los grupos franceses y por el grupo Whipple. En este último, se utilizarán 541 fototubos de diámetros que van desde 12 a 50 mm, dependiendo de la distancia al centro de la cámara, aumentándose así la resolución al doble.

La contribución realizada por el trabajo hecho en esta Tesis a lo descrito anteriormente, es importante para el desarrollo de los métodos de discriminación de muones mediante el análisis de datos. La técnica descrita en el capítulo 5 para la identificación de imágenes de muones, bien puede ser empleada para detectar y descartar los eventos generados por éstos y así reducir la influencia del fondo de muones. Además, para la calibración de la nueva cámara a instalar en el telescopio de 10 metros, el método desarrollado aquí será de aplicación inmediata; sólo es necesario la adquisición de nuevos datos de calibración y la actualización de los parámetros que describen el problema. Luego, lo realizado en el capítulo 5 provee un método estudiado y probado para la calibración de la nueva configuración del detector de alta resolución.

Una consecuencia inmediata de una mejora como la descrita arriba, realizada en la cámara de un telescopio Cherenkov, es la posibilidad de mejorar también los métodos de análisis y observación. Se vio en el capítulo 4 que los valores de los cortes en los parámetros de imagen que utiliza el método Supercortes, no son mejorables, al menos con la cantidad de datos de la Nebulosa del Cangrejo utilizados en ese análisis para la optimización de dichos cortes. Lo anterior no implica que el método Supercortes sea inmejorable, sino que los cortes que utiliza están cerca de los óptimos alcanzables que cualquier metodología probada haya podido lograr, para los datos adquiridos con la cámara de alta resolución. No se obtuvo la misma conclusión en lo que respecta al método de observación, demostrándose que en modo

seguimiento y utilizando una forma distinta de comparación con el fondo, se pueden lograr dos ventajas fundamentales: ahorro significativo de tiempo de observación y mejora en la evaluación de la señal detectada, mediante lo que se dio en llamar Análisis- α . Una tercera mejora podría explorarse para el método Análisis- α : su posible utilización para datos adquiridos en noches de mala calidad. El hecho de que los datos de comparación sean tomados simultáneamente con los de la fuente, haría que cualquier variación en las condiciones de transparencia del cielo, modifique por igual la tasa de eventos para fuente y para el fondo. Lo anterior debe ser probado mediante un estudio en donde se utilicen datos adquiridos sobre alguna fuente emisora y bajo las condiciones climáticas mencionadas. Tal estudio debe concluir que no se introducen sesgos en la distribución de eventos en el parámetro α , cuando el método es aplicado a datos tomados con mal tiempo. Esto último es una extensión de lo realizado en este trabajo y constituye tema de posible análisis para el futuro.

Las observaciones realizadas sobre las estrellas WR fueron motivadas, principalmente, por las estimaciones realizadas por White & Chen (1992) sobre los flujos de radiación γ de alta energía detectables por el CGRO. En aquel trabajo, los autores mostraron que la emisión de gamma de alta energía era posible por parte de objetos estelares con vientos muy fuertes y densos, como en el caso de estrellas WR, y hacían estimaciones para la WR binaria γ^2 Vel. Otras motivaciones fueron el caso de Cyg X-3 y los modelos que toman a estrellas WR como las responsables de la contribución de ciertos elementos a la composición de rayos cósmicos.

Los resultados hallados aquí no pueden ser concluyentes acerca del origen del mecanismo acelerador de los elementos eyectados por las WR. Sí, en cambio, se obtuvieron conclusiones acerca del sistema WR140, estrella para la cual la cota en el flujo de MAE es coherente con la predicción de White & Chen (1994). En ese modelo, los electrones son los responsables de la emisión en X y γ . Si se incluyera la contribución del decaimiento del π^0 al flujo electromagnético de MAE, éste debiera superar en un orden de magnitud al ya estimado por los autores, conclusión que resulta de considerar el límite hallado aquí para el flujo del sistema.

Sobre la otra fuente analizada en este trabajo, CG 135+01, se obtuvo una cota máxima para el flujo que es inferior a lo que se predice por observaciones realizadas a menores energías. Se concluyó entonces que debe existir un corte en el espectro entre 3 y 300 GeV, respondiendo al comportamiento estimado por modelos que utilizan el mecanismo Compton Inverso para explicar la emisión del sistema.

Por otro lado, el análisis periódico muestra que habría evidencias de la existencia de los períodos detectados en radio: el orbital de 26.5 días, modulado por un ciclo de 4 años; ante la hipótesis de que el flujo de MAE posee la misma variación que el ciclo orbital, los resultados muestran significancias que, si bien son marginales, sugerirían la existencia de tal ciclo y motivan a seguir el estudio sobre este sistema. Aún mayor es esa motivación si se tiene en cuenta que el supuesto pico del ciclo orbital no fue observado. En tal sentido, las observaciones realizadas en 1990 deberían echar luz sobre el tema, pero tales observaciones fueron hechas durante un mínimo del ciclo de 4 años. Si bien podría suceder que la fuente no sea emisora de MAE en absoluto, el hecho de no haberse observado nunca al sistema durante el pico de emisión en radio, constituye la mayor duda que permite decir que debe seguir observándose al sistema antes de ser categóricos en la conclusión acerca de la periodicidad.

Quedó expuesto a lo largo de este trabajo la evidente dependencia del desarrollo tecnológico al que está supeditado cualquier emprendimiento científico en Astrofísica de Muy Altas Energías. Es de esperar entonces que el avance de la tecnología permita una profundización del conocimiento de manera tal que estos y muchos otros misterios del cosmos lleguen a ser develados.

Apéndice 1

DEFINICIÓN DE LOS PARÁMETROS DE IMAGEN

Supongamos que el i -ésimo fototubo de la cámara de alta resolución registra una señal s_i y tiene coordenadas x_i , y_i medidas en grados y con origen en el centro de la cámara. Se definen los siguientes momentos y desviaciones:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i} \quad \langle y \rangle = \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i}$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum s_i x_i^2}{\sum s_i} \quad ; \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum s_i y_i^2}{\sum s_i} \quad ; \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i}$$

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad ; \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \quad ; \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

si llamamos:

$$d = \sigma_{x^2} - \sigma_{y^2} \quad ; \quad u = 1 + d/z$$

$$z = [d^2 + 4(\sigma_{xy})^2]^{1/2} \quad ; \quad v = 1 - d/z$$

luego:

$$\langle Largo \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2} \quad ; \quad \langle Ancho \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2}$$

$$\langle Desvío \rangle^2 = \frac{u \langle x \rangle^2 + v \langle y \rangle^2}{2} - \frac{2\sigma_{xy} \langle x \rangle \langle y \rangle}{z}$$

$$\langle Distancia \rangle^2 = \langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2 \quad ; \quad \alpha = \text{Orientación} = \text{arc sen} \left(\frac{\langle Desvío \rangle}{\langle Distancia \rangle} \right)$$

$$\langle Ancho-Azimutal \rangle^2 = \frac{\langle x \rangle^2 \langle y^2 \rangle - 2 \langle x \rangle \langle y \rangle \langle xy \rangle + \langle x^2 \rangle \langle y \rangle^2}{\langle Distancia \rangle^2}$$

Apéndice 2

DISPERSIÓN TOTAL DE LA IMAGEN DE UN MUON

Un haz de rayos paralelos incidiendo sobre el reflector de un telescopio debería generar una imagen puntual en la cámara del mismo. Dada la existencia de aberraciones ópticas, esa imagen tendrá en realidad cierta dispersión que estará caracterizada por el ancho RMS (σ) de la distribución de fotones que forma la imagen.

Las aberraciones de los espejos del 10m fueron estudiadas por Lewis (1990); la principal fuente de aberraciones es el astigmatismo, el cual es dependiente de la distancia del espejo considerado al centro del reflector, ρ . Si a esto se une la aberración causada por el desalineamiento de los espejos ($\sigma \sim 0.05^\circ$), la dispersión total de cualquier imagen que se genere en la cámara puede representarse por la función:

$$\sigma_{ab}(\rho) = (7.014 \rho^{3.322} + 424.6) 10^{-4}$$

la cual está expresada en grados. Las constantes de la función anterior fueron halladas por medio del ajuste empírico de los valores de las aberraciones mencionadas anteriormente; si se tiene en cuenta que $\rho^2 = r^2 + d^2 + 2rd \cos(\varphi)$ (ver Figura 5.4) puede expresarse entonces:

$$\sigma_{ab}(r,\varphi) = [7.014 (r^2 + d^2 + 2rd \cos(\varphi))^{1.661} + 424.6] 10^{-4} \quad (\text{A2.1})$$

donde las variables ya han sido definidas anteriormente (ver § 5.3.2). Luego, la imagen anillo de un muon en la cámara se verá distorciónada o "ensanchada" según una gaussiana con dispersión $\sigma_{ab}(r,\varphi)$. En el caso de muones debe considerarse también la dispersión de la imagen causada por los cambios en la trayectoria del muon debido a colisiones múltiples (σ_{cm}) de éste con las partículas del aire; este ensanchamiento estará dado por (Perkins, 1987):

$$\sigma_{cm}(\theta_c, \varphi) = \langle \theta_{cm} \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{\sqrt{2} \beta pc} \sqrt{\frac{L}{L_0}}$$

donde p es el impulso del muon; L es la distancia recorrida por el mismo y L_0 una longitud característica (365 m). La distancia recorrida por el muon, y de interés para el problema, puede expresarse como: $L \approx R_{(\varphi)}/\theta_C$ (ver Figura 5.4). Considerando, además, que $\beta pc \approx E$ (§ 3.3.2) y teniendo en cuenta la relación entre ángulo Cherenkov y energía de la partícula (ecuación 3.6), se tiene:

$$\sigma_{cm}(\theta_C, \varphi) = 0.14 \sqrt{\frac{R_{(\varphi)} \theta_C}{L_0}} \sqrt{\frac{\theta_{\max}^2}{\theta_C^2} - 1} \quad (\text{A2.2})$$

donde $\theta_{\max} = 1.26^\circ$ (ver § 3.3.2). Luego, el ensanchamiento total de la imagen de un muon debido a aberraciones del telescopio y a los cambios de trayectoria que sufre la partícula por colisiones múltiples será:

$$\sigma_T(\theta_C, r, \varphi) = \sqrt{\sigma_{ab}^2(r, \varphi) + \sigma_{mc}^2(\theta_C, \varphi)}$$

en donde los términos dentro de la raíz están dados por las ecuaciones A2.1 y A2.2.

BIBLIOGRAFÍA

- Abbott, D.C. y Conti, P.S., *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, **25**, 113 (1987).
- Aharorian, F.A., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 615 (1991).
- Akerlof, C.W., *et al.*, *Proc. GRO Science Workshop, Goddard SFC (Greenbelt)*, 4-49 (1989).
- Akerlof, C.W., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 324 (1991).
- Alfvén, H., *Phys. Rev.*, **55** 2nd Series, 425 (1939).
- Apparao, K.M.V., *Nature*, **273**, 450 (1978).
- Baade, W. y Zwicky, F., *Proc. Nat. Acad. Science*, **20**, 259 (1934).
- Baillon, P., comunicación privada (1993).
- Baillon, P., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 220 (1991).
- Barrelet, E., *et al.*, *Nuclear Instr. Meth.* **200**, 219 (1982).
- Bell, A.R., *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **182**, 147 (1978a).
- Bell, A.R., *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **182**, 443 (1978b).
- Biermann, P., *Proc. 23th I.C.R.C. (Calgary)*, "Invited, Rapporteur and Highlights Papers", p. 220 (1993). Editores: D.A. Leahy, R.B. Hicks y D. Venkatesan. World Scientific. Nueva Jersey, Londres.
- Biermann, P. y Cassinelli, J.P., *Astron. Astrop.*, **277**, 691 (1993).
- Bignami, G.F., *et al.*, *Astrop. J.*, **247**, L85 (1981).
- Billier, S.D., *et al.*, *Astrop. J.*, en prensa (1995).
- Blandford, R.D. y Ostriker, J.P., *Astrop. J.* **221**, L29 (1978).
- Blackett, P.M.S., *Physical Society Gassiot Committee Report* **34** (1948).
- Browning, R. y Turver, K.E., *14th I.C.R.C. (Munich)*, **8**, 3002 (1975).
- Browning, R. y Turver, K.E., *Il Nuovo Cimento*, **38A**, 223 (1977).
- Castagnoli, C., Picchi, P. y Locci, M.A., *Il Nuovo Cimento*, **9B**, 213 (1972).
- Cawley, M.F., *et al.*, *Proc. 19th I.C.R.C. (La Jolla)*, **1**, 131 (1985).
- Cawley, M.F., *et al.*, *Exper. Astron.*, **1**, 173 (1990).
- Cherepashchuk, A.M. y Moffat, A.F.J., *Astrop. J.*, **424**, L53 (1994).
- Chudakov, A.E., *et al.*, *Proc. P.N. Lebedev Physics Inst.*, **26**, 199 (1965).
- Cocconi, G., *Il Nuovo Cimento*, **3**, 1433 (1956).

Bibliografía

- D'Amico, N., *et al.*, *Astron. Astrop.*, **80**, 114 (1987).
- Davies, J.M. y Colton, E.S., *J. Solar Energy Science and Engineering*, **1**, N° 2 y 3 (1957).
- De Jager, O.C. y Harding, A.K., *Astrop. J.*, **396**, 161 (1992).
- Ebisuzaki, S., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 607 (1991).
- Eichler, D. y Usov, V., *Astrop. J.*, **402**, 271 (1993).
- Evans, R.D., "*The Atomic Nucleus*" (1955). McGraw-Hill, Nueva York.
- Fazio, G.G., *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, **5**, 481 (1967).
- Fazio, G.G., *et al.*, *Astrop. J.*, **175**, L117 (1972).
- Fegan, D.J., "*Gamma Ray Astronomy Above 0.1 TeV*" (1993). Para ser publicado por World Scientific Publishing Co.; Editor: James Matthews (Universidad de Michigan).
- Fegan, D.J., *et al.*, *Canadian J. of Physics*, **46**, S433 (1968).
- Fennell, S., *et al.*, Reporte interno a la Colaboración Whipple (1993).
- Fermi, E., *Physical Review*, **75**, 1169 (1949).
- Fermi, E., *Astrop. J.*, **119**, 1 (1954).
- Fichtel, C.E., *et al.*, *AIP Conference Proc. (St. Louis)*, **280**, 461 (1992).
- Fleury, P., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 595 (1991).
- Fruin, J.H., *et al.*, *Physics Letters*, **10**, 176 (1964).
- Frank, I. y Tamm, Ig., *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **14**, 109 (1937).
- Gaissner, T.K., "*Cosmic Rays and Particle Physics*" (1990). Cambridge University Press, Nueva York.
- Galbraith, W. y Jelley, J.V., *Nature*, **171**, 349 (1953).
- García-Muñoz, M., *et al.*, *Astrop. J.*, **217**, 859 (1977).
- Gibson, A.I., *et al.*, *Proc. Int. Workshop on VHE Gamma-Ray Astron. (Ootacamund)*, **97** (1982).
- Ginzburg, V.L., *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **92**, 1133 (*NSF-Trans.* **230**) (1953).
- Gordhan, P.W., Tesis Doctoral, Universidad de Hawaii (1986).
- Gorci, P., *et al.*, *Astron. Astrop.*, **270**, 401 (1993).
- Gregory, P.C., *et al.*, *Astrop. J.*, **339**, 1054 (1989).
- Gregory, P.C. y Taylor, A.R., *Nature*, **272**, 704 (1978).
- Grindlay, J.E., *et al.*, *Proc. Gamma-Ray Symp. (Goddard)*, **84** (1976).
- Hayakawa, S., *Progr. Theoret. Physics*, **15**, 111 (1956).
- Hemmen, W., *et al.*, *Nature*, **269**, 494 (1977).

Bibliografía

- Hill, D.A. y Porter, N.A., *Nature*, **191**, 690 (1961).
- Hillas, A.M., *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, **22**, 425 (1984).
- Hillas, A.M., *Proc. 19th I.C.R.C. (La Jolla)*, **3**, 445 (1985).
- Hillas, A.M., "*Cosmic Rays*" (1972). Pergamon Press. Oxford, Nueva York.
- Hillier, R., "*Gamma Ray Astronomy*" (1984). Clarendon Press, Oxford.
- Howarth, I.D., *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, **203**, 801 (1983).
- Jiang, Y., *et al.*, *Proc. 23th I.C.R.C. (Calgary)*, **4**, 662 (1993).
- Jelley, J.V., "*Cherenkov Radiation and its Applications*" (1958). Pergamon Press, Oxford.
- Jelley, J.V., *Prog. Elem. Part. Cosmic Ray Phys.*, **9**, 41 (1967).
- Karabarbounis, A., *et al.*, *Physics Letters*, **104B**, N^o 1, 75 (1981).
- Kerrick, A.D., *et al.*, *Proc. 23th I.C.R.C. (Calgary)*, **1**, 405 (1993).
- Kerrick, A.D., *et al.*, *Astrop. J. Letters*, en prensa (1995).
- Kertzman, M.P. y Sembroski, G.H., *Nucl. Instr. Meth. A*, **343**, 629 (1994).
- Kifune, T., *et al.*, *Astrop. J.*, en prensa (1995).
- Kniffen, D., *et al.*, en preparación (1995).
- Kwok, P.W., Tesis Doctoral, Universidad de Arizona (1989).
- Lamb, R.L., comunicación privada (1994).
- Lang, M.J., Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Irlanda, University College, Dublin (1991).
- Lewis, D.A., Reporte interno a la Colaboración Whipple (1986).
- Lewis, D.A., *Experimental Astronomy*, **1**, 213 (1990).
- Lewis, D.A., *et al.*, *Proc. 23th I.C.R.C. (Calgary)*, **1**, 279 (1993).
- Li, T. y Ma, Y., *Astrop. J.*, **272**, 317 (1983).
- Longair, M.S., "*High Energy Astrophysics*" (1992). Cambridge University Press, Cambridge.
- Maraschi, L. y Treves, A., *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, **194**, Short Communication, 1P (1981).
- Mendelson, H. y Mazeh, T., *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, **239**, 733 (1989).
- Morrison, P., *Il Nuovo Cimento*, **7**, 558 (1958).
- Mukanov, D.B., *Izvestiya Kymaskoi Astrofizicheskoi Observatorii*, **67**, 55 (1983).
- O'Flaherty, K.S., *et al.*, *Astrop. J.*, **396**, 674 (1992).
- Ogio, S., *et al.*, *Proc. 23th I.C.R.C. (Calgary)*, **1**, 392 (1993).

Bibliografía

- Perkins, D.H., "Introduction to High Energy Physics" (1987). Addison-Wesley, Menlo Park.
- Plasheshnikov, A.V. y Bignami, G.F., *Il Nuovo Cimento*, **8C**, 39 (1985).
- Pollock, A.M.T., *Astron. Astrop.*, **171**, 135 (1987).
- Pollock, A.M.T., *Proc. 163rd Symposium of the IAU (Elba)*, 429 (1994).
- Punch, M., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **1**, 464 (1991).
- Punch, M., *et al.*, *Nature*, **358**, 477 (1992).
- Ramana-Murthy, P.V. y Wolfendale, A.W., "Gamma Ray Astronomy" (1986). Cambridge University Press, Cambridge.
- Reynolds, P.T., *et al.*, *Astrop. J.*, **404**, 206 (1993).
- Rovero, A.C., *Proc. 163rd Symposium of the IAU (Elba)*, 518 (1994).
- Rovero, A.C., *et al.*, *CGRO Symp. (St. Louis), AIP Conference Proc.*, **280**, 1176 (1992).
- Rovero, A.C., *et al.*, en preparación para ser presentado en *Astroparticle Physics* (1995).
- Ricke, G.H., *Smith. Astrop. Obs. Special Report*, **301** (1969).
- Rose, J., Reporte interno a la Colaboración Whipple (1993).
- Rose, J., Reporte interno a la Colaboración Whipple (1994).
- Rowell, G.P., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 642 (1991).
- Salamon, M.H., Stecker, F.W. y De Jager, O.C., *Astrop. J. Letters*, **423**, L1 (1994).
- Sanduleak, N., circular de la UAI N° 3170 (1978).
- Shklovskii, I.S., *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **91**, 475 (1953).
- Silberberg, R. y Tsao, C.H., *Astrop. J.*, **352**, L49 (1990).
- Silberberg, R., *et al.*, *Astrop. J.*, **363**, 265 (1990).
- Stecker, F.W., "Cosmic Gamma Rays" (1971). Mono Book Corp., Baltimore.
- Swanenburg, B.N., *et al.*, *Astrop. J.* **243**, L69 (1981).
- Urban, M., *et al.*, *Proc. 22nd I.C.R.C. (Dublin)*, **2**, 189 (1991).
- Takahachi, T., *et al.*, circular de la UAI N° 5993 (1994).
- Taylor, A.R. y Gregory, P.C., *Astrop. J.*, **255**, 210 (1982).
- Tornabene, H.S. y Cusimano, F.J, *Canadian J. of Physics*, **46**, S81 (1968).
- Vacanti, G., *et al.*, *Astrop. J.*, **377**, 467 (1991).
- Vacanti, G., *et al.*, *Astroparticle Physics*, **2**, 1 (1994).

Bibliografía

- van der Hucht, K.A., *et al.*, *Space Science Rev.*, **28**, 227 (1981).
- van der Hucht, K.A., *Astron. Astrop. Rev.*, **4**, 123 (1992).
- van Kerkwijk, M.H., *et al.*, *Nature*, **355**, 703 (1992).
- Vladimirsky, B.M., Stepanian, A.A. y Fomin, V.P., *Proc. 13th I.C.R.C. (Denver)*, **1**, 456 (1973).
- von Montigny, C., *et al.*, circular de la UAI Nº 5708 (1993).
- Weckes, T.C., *Phys. Reports*, **160**, 1 (1988).
- Weckes, T.C., *Space Science Reviews*, **59**, 315 (1992).
- Weckes, T.C. y Turver, K.E., *Proc. 12th ESLAB Symposium (Frascati)*, ESA SP-124, 279 (1977).
- Weckes, T.C., *et al.*, *Astrop. J.*, **342**, 379 (1989).
- White, R.L., *Astrop. J.*, **289**, 698 (1985).
- White, R.L. y Chen, W., *Astrop. J.*, **387**, L81 (1992).
- White, R.L. y Chen, W., *Proc. 163rd Symposium of the IAU (Elba)*, 438 (1994).
- Williams, P.M., *et al.*, *Mon. Not. R. Ast. Soc.*, **243**, 662 (1990).
- West, M. y Hillas, A.M., comunicación privada (1994).
- Zatsepin, V.I., *Soviet Physics JETP*, **20**, 459 (1965).
- Zatsepin, V.I. y Chudakov, A.E., *Soviet Physics JETP*, **15**, 1126 (1962).

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Trevor C. Weekes por haberme dado la oportunidad de iniciarme en el apasionante tema de la astrofísica de altas energías y por su constante motivación al desarrollo de mi carrera científica.

Al Dr. Hector Kelly por su guía como consejero de estudios y Codirector de este trabajo.

A los integrantes del Grupo de Rayos Gamma del Whipple Observatory por su disponibilidad para discusiones y la ayuda técnica y científica brindada en todo momento durante los más de tres años de mi estadía en el grupo.

Al Harvard-Smithsonian CfA por haberme otorgado los subsidios necesarios para el desarrollo de este trabajo y para mi crecimiento dentro de la comunidad científica.

Al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas por el otorgamiento de las becas que me permitieron, sobre todo en los primeros años, desarrollar mi carrera de Doctorado.

A Olga Penalba por su ayuda en la aplicación de algunos temas sobre estadística.

A Nestor Rotstein y Eduardo Colombo por los comentarios y correcciones sobre el texto.

Un especial agradecimiento a mi esposa e hijos quienes con mucha comprensión han sobrellevado durante años mi falta de dedicación hacia ellos. Sin el apoyo y aliento que he recibido de ellos en todo momento, la concreción de esta Tesis hubiera sido una meta inalcanzable.