



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Construcción y caracterización de un detector
de agua Cherenkov, para estimar el ruido de
fondo para el experimento HAWC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

PRESENTA:

Mariana Vargas Magaña

DIRECTOR DE TESIS:

José Rubén Alfaro Molina



2007



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1.- Datos del alumno Apellido Paterno Apellido Materno Nombre Teléfono Universidad Facultad Carrera No Cuenta	Vargas Magaña Mariana (52) (55) 58 45 42 70 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 09710146-2
2.- Datos del tutor Grado Nombre Apellido Paterno Apellido Materno	Dr. José Rubén Alfaro Molina
3.- Datos del sinodal 1 Grado Nombre Apellido Paterno Apellido Materno	Dr. Victor Manuel Vélazquez Aguilar
4.- Datos del Sinodal 2 Grado Nombre Apellido Paterno Apellido Materno	Dr. Eleazar Cuautle Flores
5.- Datos del sinodal 3 Grado Nombre Apellido Paterno Apellido Materno	Dr. Ernesto José María de la Salet Belmont Moreno
6.- Datos del sinodal 4 Grado Nombre Apellido Paterno Apellido Materno	Dr. Gerardo Herrera Corral
7.- Datos del trabajo escrito Título Número de paginas Año	Construcción y caracterización de un detector de agua Cherenkov, para estimar el ruido de fondo en el experimento HAWC. 127 2007

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Importancia de los rayos cósmicos	2
1.2. Detectores de Rayos Cósmicos	2
1.3. HAWC	7
1.3.1. Descripción del detector HAWC	8
1.3.2. Importancia de HAWC	9
1.3.3. Importancia de la medición del ruido de fondo	9
2. Rayos Cósmicos	11
2.1. Historia Rayos Cósmicos	11
2.2. Rayos Cósmicos	13
2.2.1. Composición Rayos Cósmicos	13
2.2.2. Espectro de los rayos Cósmicos	14
2.3. Influencia del campo magnético terrestre : Rigidez Magnética	17
2.4. Cascadas Extensas	19
2.4.1. Desviación lateral	20
2.4.2. Multiplicidad	21
2.4.3. Componentes electromagnética, muónica y hadrónica	21
2.4.4. Cascada Electromagnética	22
2.4.5. Cascada Nuclear: Características Generales	23
2.5. Parámetros Físicos Medibles	26
2.5.1. Flujo	26
2.5.2. Identificación de Partículas	27
2.5.3. Reconstrucción del Primario	29
3. Principios Físicos del Funcionamiento de un detector de Radiación Cósmica	33
3.1. Interacción de la Radiación y Materia	33
3.1.1. Poder de Frenado Lineal	34
3.1.2. Curva de Bragg	35
3.1.3. Sección Transversal	36
3.1.4. Camino Libre Medio	36
3.1.5. Longitud de penetración: Rango	37
3.1.6. Longitud de Radiación	38
3.2. Descripción Funcionamiento de un detector	38
3.2.1. Propiedades de un Detector	38
3.3. Detector de Centelleo	40
3.4. Tubo Fotomultiplicador	43
3.5. Detector Cherenkov	45
3.5.1. Radiación Cherenkov	45

4. Procesamiento de las señales	49
4.1. Características de las señales en Física de Altas Energías	49
4.1.1. Señales analógicas y digitales	50
4.1.2. Señales rápidas y lentas	51
4.2. Modos de operación de un detector	51
4.3. Análisis de las señales: Espectros de amplitudes de pulsos	52
4.3.1. Espectro diferencial de amplitudes	52
4.3.2. Espectro integral de amplitudes	53
4.4. Electrónica utilizada para el procesamiento de la señal	54
4.4.1. Discriminador	54
4.4.2. Unidad de Coincidencia	56
4.4.3. Contador	57
4.4.4. Amplificadores	57
4.4.5. Atenuadores	57
4.4.6. Generador de Compuertas	58
4.4.7. Generador de retrasos	58
4.4.8. Convertidor de tiempo a amplitud TAC	58
4.4.9. Convertidor de señal analógica a digital (ADC)	58
4.4.10. Analizador Multicanal	59
5. Detector de Agua Cherenkov (DAC)	61
5.1. Diseño y construcción del Detector de Agua Cherenkov (DAC)	61
5.1.1. Tanque	62
5.1.2. Tubo Fotomultiplicador	63
5.1.3. Circuito de toma de Datos y Cables	64
5.1.4. El agua	65
5.1.5. Cubierta Exterior	67
5.2. Detectores Auxiliares: Detectores de Centelleo	68
5.3. Especificaciones Técnicas de la Electrónica	68
5.4. Descripción del Experimento	69
5.4.1. Configuración de conteo	70
5.4.2. Configuración de Coincidencias	71
5.4.3. Configuración de tiempo entre eventos	72
5.5. Caracterización del experimento	74
5.5.1. Plateau del Tubo Fotomultiplicador del DAC	74
5.5.2. Forma de la señal	74
5.5.3. Dependencia con la Exposición a la luz del PMT	76
5.5.4. Dependencia con el ancho de la señal digital del discriminador	77
5.5.5. Dependencia con la dinámica del agua	79
5.5.6. Variación de las Tasas de conteo debida a reflejo y cables	80
6. Resultados y Conclusiones	85
6.1. Medición de Flujo de Rayos Cósmicos en la Ciudad de México	85
6.1.1. Estabilidad del espectro integral de altura de pulsos	85
6.1.2. Espectro Integral de amplitudes dentro y fuera del edificio	86
6.1.3. Espectro IFUNAM vs Laboratorio Nacional Los Álamos	87
6.1.4. Voltaje de operación y saturación del PMT	87
6.1.5. Espectros con y sin Coincidencias	88
6.2. Medición del Decaimiento de muones	89
6.2.1. Resultados de la Vida Media del Muón	90
6.3. Mediciones del Flujo de rayos de Cosmicos en Sierra Negra	90
6.3.1. Medidas adicionales	95

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	III
6.3.2. Fuente de Alimentación Corriente Alterna o Generador de Gasolina	96
6.4. Variación del Flujo con la Altitud	97
6.4.1. Medición del Plateau con la altura	98
6.5. Conclusiones	99
A. Definiciones: Ángulo Solido	111
B. Cálculo del Flujo para un detector de centelleo	113
C. Estimación de las energías de muones que decaen	115
D. Impedancias Características y Reflexiones	117

Índice de figuras

1.1. Espectro de energías de los rayos cósmicos y colisionadores	2
1.2. Intervalos de energías de los diferentes tipos de detectores	3
1.3. Telescopios Cherenkov del detector HESS	4
1.4. Cámara y arreglo de telescopios Cherenkov del experimento VERITAS.	5
1.5. Arreglo de detectores Ice Cube y sensor óptico DOM	5
1.6. Diagrama de una RPC y figura del arreglo ARGO	5
1.7. Tanques Cherenkov del experimento AUGER	6
1.8. Arreglo Superficial Tibet AS y detectores de centelleo.	6
1.9. Detector <i>Milagro</i> , arreglo de fotomultiplicadores al interior de la poza.	7
1.10. Perspectiva de como quedaría el detector HAWC	8
2.1. Composición de los Rayos Cósmicos	14
2.2. Abundancias de los elementos (He-Ni) de los rayos cósmicos medidos en la Tierra comparadas con las abundancias del sistema solar	15
2.3. Espectro de energía de los Rayos Cósmicos	16
2.4. Campo Magnético Dipolar Terrestre	18
2.5. Magnetósfera	18
2.6. Cinturones de radiación	18
2.7. Esquema del desarrollo de una cascada	20
2.8. Curva de la cascada en función de la profundidad atmosférica	24
2.9. Flujo de rayos cósmicos	27
2.10. Componentes de una cascada en función de la distancia al núcleo	28
2.11. Diferencias del espectro generado por un gama y un hadrón.	31
3.1. Curva de pérdida de Energía Específica	35
3.2. Curva de Bragg	35
3.3. Curva de rango o penetración	37
3.4. Esquema de un detector de centelleo	40
3.5. Niveles de energía moleculares de un centellador orgánico	41
3.6. Bandas de valencia y conducción de un centellador inorgánico	41
3.7. Esquema típico de una guía de luz	42
3.8. Esquema de un tubo fotomultiplicador	43
3.9. Espectro del fotoelectrón único	44
3.10. Eficiencia Cuántica del fotomultiplicador	45
3.11. Cono de luz y Ángulo Cherenkov	47
4.1. Pulso de corriente o voltaje en función del tiempo, donde t_r es el tiempo de ascenso, t_d tiempo de descenso, w el ancho y H la altura del pulso.	50
4.2. En la parte superior espectro diferencial de altura de pulsos, en la parte inferior espectro integral de altura de pulsos.	53

4.3. A la izquierda imagen de los modulos NIM, a la derecha imagen de estructura NIMBIN	54
4.4. Esquema Discriminador	54
4.5. Efecto de caminado, 2 señales de diferente amplitud pero que coinciden en tiempo son introducidas al discriminador, debido a las diferencias de amplitud, la señal A dispara el discriminador a un tiempo t_a y la señal B a un tiempo t_b aun cuando coinciden en tiempo	55
4.6. El efecto de <i>jitter</i> debido a las fluctuaciones estadísticas y el ruido en la señal original, dos señales idénticas no siempre serán disparadas en el mismo punto.	55
4.7. Forma de disparo LE, consiste en disparar justo el momento en el que la señal pasa el nivel umbral	56
4.8. Método de disparo FZC, el pulso es transformado en un pulso bipolar y el disparo se hace en el momento que la señal cruza el nivel cero.	56
4.9. Método de disparo CF, la señal lógica es generada a una fracción constante de la altura del pico	57
4.10. Esquema de contador y módulo de coincidencias	57
4.11. Esquema del módulo TAC	58
5.1. A la izquierda foto del DAC previo a una excursión, a la derecha DAC en el IFUNAM	62
5.2. A la izquierda esquema del tanque, a la derecha foto del DAC	63
5.3. Interior de tanque forrado con Tivek pegado a las paredes internas con silicon de pesera.	63
5.4. A la izquierda tanque abierto lleno de agua con capa de Tivek flotando, a la derecha tanque cerrado con cables acoplados.	64
5.5. PMT Hamamatsu modelo R5912 con base 980237	64
5.6. A la izquierda dimensiones del PMT y a la derecha curva de eficiencia cuántica	65
5.7. PMT a punto de colocarse en el DAC	65
5.8. Diagrama del circuito de toma de datos	66
5.9. Tanque lleno de agua	66
5.10. Primera etapa. Cubierta compuesta de 3 capas, primera capa con cortina negra, posteriormente plastico y finalmente aluminio	67
5.11. Segunda etapa, cubierta especial doble cara, de un lado plástico color metálico y por el otro lado de tela negra.	67
5.12. A la izquierda, al centro y ala derecha	68
5.13. Configuración con centelladores, para medir el flujo de muones verticales	68
5.14. Electrónica utilizada en el experimento	69
5.15. Esquema de la configuración de conteo	70
5.16. Esquema de la configuración de coincidencias	71
5.17. Esquema de la configuración de tiempo entre eventos	72
5.18. Plateau del DAC, Thrs=30mV, w=240ns	75
5.19. Plateau del Detector de Centelleo 1	76
5.20. Señal del osciloscopio tomada a V=1700V, Thrs=30mV, w=240ns, H=2200m	77
5.21. Dependencia de las tasas de conteo con la exposición del PMT a la luz (10 min)	78
5.22. Tiempo de estabilización	79
5.23. Problema de dobleo conteo debido al ancho de la señal del discriminador	79
5.24. Dependencia con el ancho de la señal del discriminador	80
5.25. Configuración utilizada para medir dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal del discriminador en el intervalo 1 a 6 μ s.	81
5.26. Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal del discriminador a un voltaje umbral fijo de 30mV y 400mV	82
5.27. Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal para Thrs=30mV	83
5.28. Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal para Thrs=400mV	83
5.29. Dependencia con la turbulencia del agua despues de 10min agitación	84

5.30. Dependencia con la turbulencia en agitación constante	84
6.1. Espectros tomados dentro del edificio	86
6.2. Espectros tomados fuera del edificio	87
6.3. Variación diaria de la tasa de conteo a Thr=400mV, w=240ns.	88
6.4. Variación del espectro dentro y fuera del edificio	89
6.5. Comparación de las mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos	90
6.6. Comparación de espectros a V=1300 y V=1700 dentro del IFUNAM	91
6.7. Espectro de muones verticales	92
6.8. Vida Media del muón	93
6.9. Comparación de mediciones de la Sierra Negra vs Lab. Nac. Los Álamos a 4200m	94
6.10. Variación del espectro de alturas de pulsos con altitud:septiembre	95
6.11. Variación del espectro de alturas de pulsos con altitud:noviembre	96
6.12. Comparación de mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos en Septiembre	97
6.13. Comparación de mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos en Diciembre	98
6.14. Espectro integral de altura de pulsos a 4029m	99
6.15. Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos a 4200m	100
6.16. Variación de los espectros con el voltaje	101
6.17. Espectros a diferentes altitudes y fuente de alimentación eléctrica	102
6.18. Espectros tomados alimentando el detector con CA	102
6.19. Espectro alimentando el detector con el generador de gasolina	103
6.20. Espectros medidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos	103
6.21. Comparación de los espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos: Abril	104
6.22. Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos aprox 1400m	104
6.23. Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos aprox. a 3100m	105
6.24. Variación del Plateau con la altitud	105
C.1. Tasa de Perdida de energía de muones en diversos líquidos	116

Capítulo 1

Introducción

La idea de este proyecto surge de la necesidad de medir el flujo de rayos cósmicos en Sierra Negra, Puebla, ante la posible instalación en México del observatorio de rayos gama ultraenergéticos HAWC (*High Altitude Water Cherenkov*). Los promotores de este observatorio querían una medida *in situ* del ruido de fondo ocasionado por la radiación cósmica, para poder estimar la sensibilidad que tendría el detector de construirse en México. Para poder realizar dichas mediciones fue necesario construir y caracterizar un prototipo del detector de agua Cherenkov que pudiera ser trasladado al sitio de interés. Esta tesis se concentra en el proceso de diseño, construcción y caracterización que llevaron finalmente a la medición del flujo de rayos cósmicos en Sierra Negra. Adicionalmente, se utilizó el detector para hacer un estudio de la variación del flujo de rayos cósmicos con la altitud. Resulta importante mencionar que para construir el detector se utilizó el tubo fotomultiplicador¹ proporcionado por el proyecto *Milagro*², con la idea de que el prototipo reprodujera lo mejor posible una de las celdas del detector HAWC, pues como se verá más adelante, *Milagro* es el antecesor directo del detector HAWC. Asimismo, se aprovechó el hecho de que un prototipo similar al que construimos había sido elaborado por el Laboratorio Nacional de Los Álamos E.U., entonces resultaba de interés comparar nuestras mediciones con las que habían sido tomadas por su análogo en Los Álamos y sus alrededores, que incluyen mediciones realizadas a altitudes similares a las que se usaron en la tesis.

Este primer capítulo pretende introducir al lector al experimento que inspira esta tesis desde una perspectiva actual, por lo cual, en la primera parte del capítulo se habla de la importancia que tiene en hoy en día el estudio de los rayos cósmicos, en particular se habla sobre las razones de estudiar rayos gamas muy energéticos. Posteriormente en la segunda parte se bosquejan algunos de los detectores más importantes de rayos cósmicos que están en marcha en estos momentos (ARGO, HESS, TIBET γ , VERITAS, *Milagro*), la parte relativa al detector *Milagro* es especialmente extensa por ser éste el antecesor directo de HAWC, en esta sección también se habla de las ventajas que tiene la técnica de arreglos Cherenkov usando agua en relación a los otros tipos de arreglos en la superficie. Finalmente se dedica la tercera y última sección al detector HAWC, en esta sección se describe el detector y sus objetivos así como la importancia de las mediciones del ruido de fondo que se realizaron para este proyecto.

Para desarrollar este capítulo me basé en las referencias [1], [2], [3], [5] y [6] para lo relacionado a los detectores actuales, en las referencias [7] [8] y [9] para lo referente a HAWC, todo lo relacionado a los rayos gamas se basó en [10].

¹La abreviación de la palabra tubofotomultiplicador en la literatura especializada es PMT que viene de la palabra en inglés Photomultiplier Tube, de aquí en adelante se denotará a los tubos fotomultiplicadores simplemente por sus siglas en inglés

²Detector Cherenkov de cascadas extensas en agua

1.1. Importancia de los rayos cósmicos

El estudio de los rayos cósmicos fue y continua siendo un tema de investigación importante tanto para la astrofísica como para la física de altas energías. La radiación cósmica es importante para la astrofísica porque ayuda a entender los procesos más energéticos que tienen lugar en nuestra galaxia o en el cosmos en general. Para la física de partículas provee la oportunidad de estudiar partículas muy energéticas provenientes del cosmos, algunas de ellas inclusive con energías no reproducibles en los aceleradores actuales. Cabe notar que solo las primeras generaciones de la interacción tienen energías en el centro de masa mayores a las alcanzadas en los experimentos de aceleradores actuales. Para tener una idea de los ordenes de magnitud notemos que los aceleradores actuales han explorado interacciones hadrónicas con energías en el centro de masa de hasta 2 TeV, mientras que el estudio de los rayos cósmicos se extiende por encima de los 10^{19} eV que equivale a una energía en el centro de masa de 140 TeV. Mas aún, con el LHC que entrará en marcha el próximo otoño 2007 se planea alcanzar energías de 5 TeV por nucleón que en colisiones Pb-Pb equivaldría una energía en el centro de masa de 1245 TeV equivalentes a 10^{17} eV en el sistema de laboratorio (ver figura 1.1)

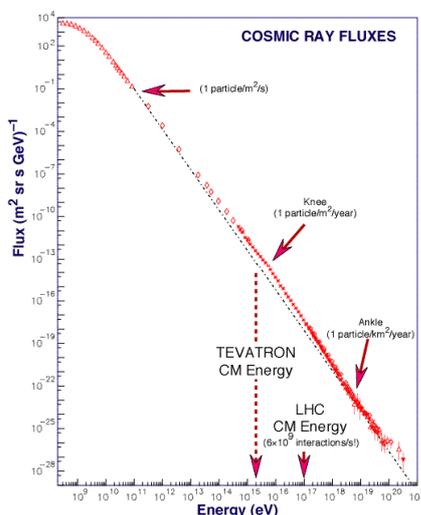


Figura 1.1: Espectro de energías de los rayos cósmicos y colisionadores

Así mismo los rayos cósmicos son de interés general porque constituyen el ruido de fondo de todos los experimentos y también frecuentemente son la fuente de calibración para los instrumentos.

El entendimiento en torno a los rayos cósmicos se limita a los rayos cósmicos menos energéticos, a energías mayores a 10^{19} eV se desconoce el origen y la composición. Las dificultades que se han enfrentado para estudiar los rayos cósmicos ultra energéticos son de tipo práctico y teórico, en cuanto a la cuestión práctica tenemos que el flujo de partículas a estas energías es muy bajo del orden de 1 *Cuentas*/Km²año. Por el lado teórico encontramos que no se conocen los procesos dentro de la galaxia que puedan producir tan altas energías.

1.2. Detectores de Rayos Cósmicos

En la actualidad existe un conjunto muy amplio de detectores de rayos cósmicos cada uno de ellos diseñado para explorar un tipo de partículas y/o un espectro de energías determinado.

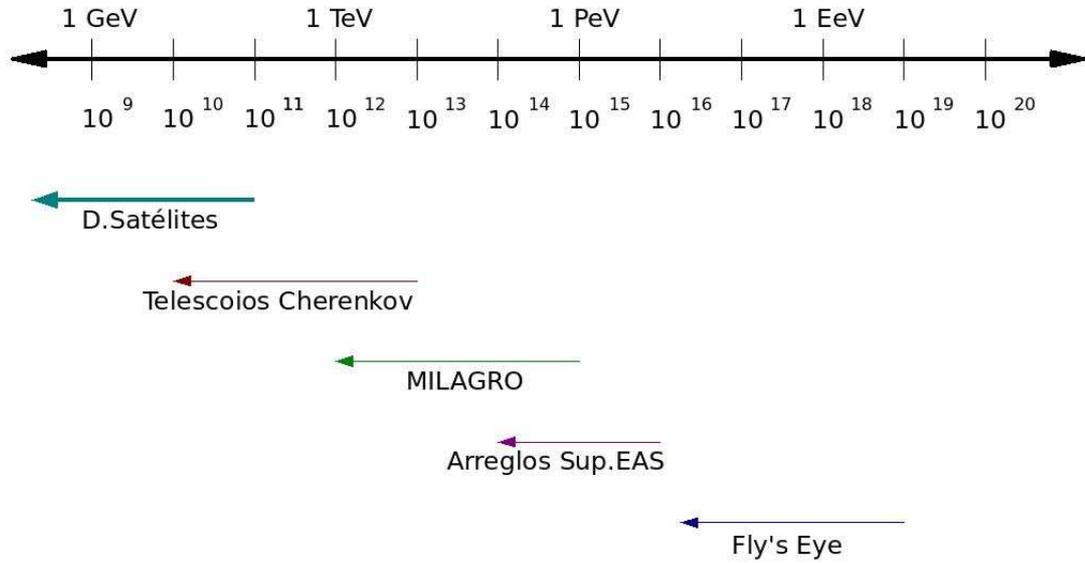


Figura 1.2: Intervalos de energías de los diferentes tipos de detectores

Existen desde los detectores espaciales, experimentos en globos, detectores atmosféricos y arreglos de detectores de cascadas extensas en la superficie (EAS³) de muy diversas configuraciones. Los detectores de rayos cósmicos actuales están enfocados a estudiar la región de más alta energía ($> 10^{15} eV$). En particular, algunos de los observatorios actuales esta enfocado al estudio de los rayos gamma muy energéticos. A continuación se presenta en la figura 1.2 los diferentes tipos de detectores actuales así como el intervalo de energías que cubren.

La detección directa de los rayos cósmicos primarios solo puede llevarse a acabo mediante detectores en globos y satélites, desafortunadamente estos experimentos están limitados a energías menores a unos cientos de GeV debido a que, a energías superiores, los bajos flujos implican que para la detección se requiera mayor extensión espacial y temporal. De ahí la importancia de los rayos cósmicos secundarios, pues a partir de su estudio es posible determinar los parámetros importantes de los rayos cósmicos primarios. Las ventajas que presenta el estudio de los rayos cósmicos secundarios en la superficie es que el área de detección puede llegar a ser varios ordenes de magnitud mayor que la de detectores colocados en globos o satélites ⁴.

Las técnicas de detección de las cascadas extensas utilizadas en las ultimas décadas son tres: Radiación Cherenkov, centelladores y Fluorescencia, los arreglos de superficie son diversos, como arreglos de contadores Cherenkov, arreglos de detectores de centelleo y arreglos de placas resistivas por mencionar solo algunos. El objetivo principal del estudio de las cascadas extensas es determinar el espectro de energías, composición y anisotropía en la llegada de los rayos primarios hasta las mas altas energías y a partir de ello encontrar su posible origen así como idéntificar los posibles métodos de aceleración a tan altas energías.

A diferencia de la radiación cósmica cargada que es dispersada de manera isotrópica por el campo magnético de la galaxia perdiendo la información de su origen, la radiación neutra como los rayos gamma viaja en línea rectas y las fuentes pueden ser identificadas de ahí la reelevancia de su detección. Sin embargo la atmósfera es opaca a un rango de energías para los gama solo aquellos con energías por encima de $10^{12} eV$ (TeV) son detectables. Es importante enfatizar que debido a que los flujos a estas energías son muy pequeños la detección debe realizarse en la superficie

³En la literatura especializada se les identifica por sus siglas en inglés que significan Extensive Air Shower Arrays

⁴Lo cual resulta determinante para energías mayores a $10^{14} eV$ cuyo flujo es aproximadamente de $1 m^{-2} Hr^{-1}$

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

1.2. DETECTORES DE RAYOS CÓSMICOS

terrestre a través de las cascadas electromagnéticas que generan.

La detección de rayos gama muy energéticos ⁵ solo puede llevarse a cabo mediante 2 tipos de instrumentos: los telescopios de imagen atmosféricos Cherenkov (IACT) ⁶ como HESS y VERITAS y los arreglos superficiales de Chubascos de partículas (EAS) ⁷ como *Milagro* y *Argo*.

A continuación hablaremos de algunos de los detectores de rayos cósmicos más relevantes en la actualidad.

- El detector HESS (High Energy Stereoscopic System) es un sistema de 4 telescopios Cherenkov (ver figura 1.3) que están colocados en Namibia a una altura de 1800m, este sistema es capaz de realizar la reconstrucción estereoscópica ⁸ de los Chubascos de partículas y su objetivo es mapear tanto espectral como espacialmente fuentes extendidas de rayos gama de muy alta energía (por encima de los 100 GeV) como lo son los remanentes de supernovas. Existen otros sistemas de telescopios Cherenkov aéreos como MAGIC que permiten emprender campañas de observación conjuntas.



Figura 1.3: Telescopios Cherenkov del detector HESS

- El experimento VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) también consiste en un arreglo de 4 telescopios Cherenkov (ver figura 1.4) que está ubicado en Arizona, E.U. cuya capacidad es, al igual que HESS la reconstrucción estereoscópica de los chubascos de partículas con el objetivo de mapear espacial y espectralmente las fuentes de rayos gama muy energéticos (VHE).
- El proyecto ICE CUBE consiste en un detector de neutrinos energéticos que, se especula, explora el rango de energías que va de TeV a PeV. Los neutrinos que portan tales energías son generados en núcleos activos de galaxias (AGN), en los destellos de rayos gama, remanentes de supernovas y algunos otros lugares del cosmos con densidades de energía muy grandes. El detector consiste en un cubo de hielo de 1 Km de lado con un arreglo de 80 resortes (strings), cada resorte contiene 60 sensores ópticos llamados DOM's (Digital optical Module) y cada módulo óptico es un detector conformado por un PMT y la electrónica asociada aislado en una cavidad esférica de vidrio. En figura 1.5 se muestra la estructura del arreglo y el esquema de uno de los sensores ópticos.
- El experimento ARGO-YBJ (Astrophysical Radiation Ground-Based Observatory), se ubica en el Tibet, China, está focalizado a estudiar la física de los rayos gama a energías mayores

⁵Se refiere a rayos gamas por encima de 100 GeV

⁶En la literatura especializada se les identifica por sus siglas en inglés que significan Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes

⁷Extensive Air Shower Arrays

⁸Estereoscópica quiere decir en 3 dimensiones, como la visión humana que a partir de un sistema binocular puede percibir la profundidad y volumen de los objetos

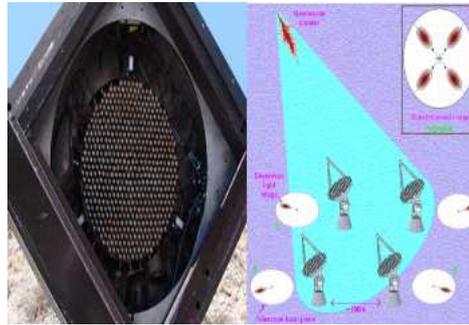


Figura 1.4: Cámara y arreglo de telescopios Cherenkov del experimento VERITAS.

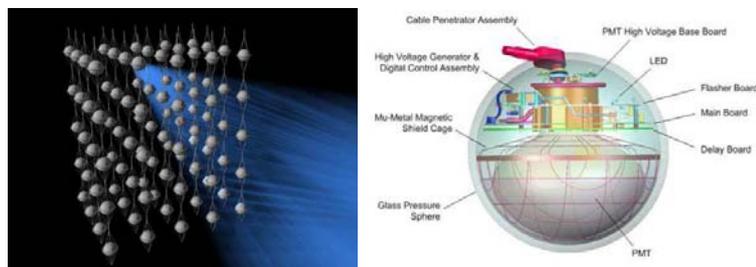


Figura 1.5: Arreglo de detectores Ice Cube y sensor óptico DOM

a 100 GeV, a partir del estudio de los chubascos de partículas. Consiste en un arreglo de dimensiones $74 \times 78 \text{ m}^2$ totalmente cubierto de Placas Resistivas Contadoras (RPC) de $280 \times 125 \text{ cm}^2$ cada uno. El área que rodea al detector central tiene un arreglo de RPC's que cubre parcialmente la superficie restante, las dimensiones finales son de aproximadamente $100 \times 100 \text{ m}^2$. El plano de las RPC's esta cubierto por una capa de 0.5 cm de grosor de plomo. En la figura 1.6 se muestra un esquema de una RPC y la figura del arreglo.



Figura 1.6: Diagrama de una RPC y figura del arreglo ARGONAT

- El proyecto AUGER, este detector esta situado en los dos Hemisferios Norte y Sur, el sur esta localizado en Mendoza, Argentina y el detector norte estara localizado en Utah, EU, una vez concretado todo el proyecto, se trata de un detector híbrido ya que emplea dos técnicas complementarias para estudiar las cascadas de partículas, por un lado un detector óptico de fluorescencia que medirá el desarrollo de las cascadas en la atmósfera y por el otro un arreglo gigantesco de detectores de agua Cherenkov que medirá la distribución temporal y lateral de la lluvia de partículas al nivel de la superficie (ver figura 1.7). El arreglo triangular de detectores de la superficie consta de 1600 detectores distribuidos en un área de 3000 Km^2



Figura 1.7: Tanques Cherenkov del experimento AUGER

dejando entre cada detector un espacio de alrededor de 1.5 Km.

- El experimento Tibet AS γ es un arreglo de detectores construido en el Tibet, China, a una altitud de 4300m cuyo objetivo es encontrar fuentes de rayos gama muy energéticos (3 TeV). Esta diseñado para medir el espectro de energía y composición química de los rayos cósmicos. El arreglo consiste en 697 contadores de centelleo colocados con 7.5m de espaciamiento y 436 contadores en los lados colocados con 15m de espaciamiento. Cada plastico centellador tiene un área de 0.5m² y 3cm de grosor y esta equipado con un tubo fotomultiplicador. En la figura 1.8 se muestra una foto del arreglo superficial y de los detectores de centelleo.



Figura 1.8: Arreglo Superficial Tibet AS y detectores de centelleo.

- El detector *Milagro* es un observatorio que estudia los chubascos de partículas utilizando detectores de agua Cherenkov. Esta diseñado para estudiar los rayos gama en el rango de energías de entre 1 hasta 100 TeV, consiste en una piscina de 20 000 toneladas métricas de agua pura (60m \times 80 m \times 8 m) en cuyo interior hay una estructura de 723 tubos fotomultiplicadores de 8 pulgadas colocados en dos capas y esta diseñado para medir las diferentes componentes de los chubascos (ver figura 1.9). La primera capa de PMT's, que se denota como *Air Shower Layer*, se encuentra a 1.5m de profundidad , esta compuesta por 450 PMT's localizados en una red de 2.8m. Esta capa esta diseñada para medir la componente electromagnética, sirve como señal de disparo del detector y se utiliza para reconstruir la geometría de la cascada. La segunda capa, que se conoce como *Capa muonica*, consiste de 273 PMT's desplegados en una red con espaciamiento de 2.8m y suspendidos a 6m de profundidad. Esta capa mide las componentes hadrónica y muónica, y sirve para el rechazo del ruido de fondo generado por hadrones. Este es uno de los primeros detectores diseñado para estudiar cascadas extensas a energías de 1 TeV usando técnicas Cherenkov. Este detector se encuentra en Los Álamos, Nuevo México a una altura de 2650 m de altitud sobre el nivel del mar.

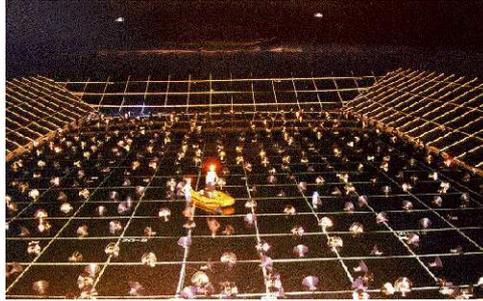


Figura 1.9: Detector *Milagro*, arreglo de fotomultiplicadores al interior de la poza.

Un aspecto que quisiera resaltar de *Milagro* es la utilización de radiación Cherenkov en agua para estudiar los chubascos de partículas.

La técnica Cherenkov tiene ventajas en comparación con otros arreglos superficiales de chubascos de partículas interesados en estudiar los rayos gama como el Tibet AS_γ y el observatorio ARGO los cuales utilizan centelladores y cámaras resistivas para detectar partículas cargadas en las cascadas. Las ventajas que presenta son: su eficiencia superior, capacidad calorimétrica y bajo costo.

La diferencia radica en que los rayos gamas, que sobrepasan entre 5 y 10 veces a las partículas cargadas en las cascadas electromagnéticas, para que puedan ser detectados en detectores como ARGO y AS_γ , se tenga que utilizar capas extra de plomo que absorban el ruido de fondo ocasionado por la radiación cargada, resultando que inclusive detectores tan grandes como ARGO tengan la misma resolución que detectores mas pequeños como *Milagro*.

Además el ángulo Cherenkov del agua es 41° lo que permite que un arreglo espaciado una longitud de aproximadamente la mitad de su profundidad sea sensible en el 100 % de su área. lo cual contrasta con otros arreglos superficiales de detectores que solo son sensibles en un pequeño porcentaje del área que cubren.

Por otro lado el agua sirve como escudo de la radiación electromagnética, por tanto una capa de PMT's a una profundidad de 4m constituye un detector efectivo de muones, lo cual permite construir a bajo costo un gran detector que distinga muones y hadrones, *Milagro* ha probado este método en el rechazo del ruido de fondo producido por los rayos cósmicos.

1.3. HAWC

El experimento HAWC, cuyo nombre viene de sus siglas en inglés *High Altitud Water Cherenkov Observatory* que significa Observatorio de Agua Cherenkov de Altas Energías, se trata de la siguiente generación de arreglos para la detección de Chubascos de partículas (EAS) basado en la técnica Cherenkov en agua. HAWC retoma la tecnología de detectores de agua Cherenkov previamente probada en el experimento *Milagro* y lo combina con una localización en una mayor altitud ($>4000\text{m}$ sobre el nivel del mar) y algunas mejoras en el diseño.

Se espera que esta combinación de factores permitira un incremento en la sensibilidad en un factor de aproximadamente 15 en relación a *Milagro*. El incremento de la sensibilidad de HAWC se debe a 3 características novedosas en el diseño: el incremento en la altitud, el incremento en el área y el aislamiento óptico de los tubos fotomultiplicadores. Como resultado HAWC detectará, con una significancia de 5σ sobre el ruido, señales de la Nebulosa del Cangrejo en un transito de 4 horas (como referencia *Milagro* se tardaría aproximadamente 5 meses en lograrlo).



Figura 1.10: Perspectiva de como quedaría el detector HAWC

1.3.1. Descripción del detector HAWC

El detector consiste en una piscina de $150\text{m} \times 150\text{m} \times 5\text{m}$ de profundidad, la cual está cubierta con una capa de polipropileno-nylon. Esta capa aislara 125 toneladas métricas de agua. El agua será tomada de la región circundante y se planea construir un sistema para filtrarla. Se utilizarán un conjunto de 900 tubos fotomultiplicadores que se instalarán en una red de 30×30 con 5m de espaciamiento, la red se colocará a 4 m de la superficie del agua. Cabe mencionar que HAWC reutilizará los fotomultiplicadores y la electrónica de su antecesor *Milagro*⁹ Los detalles de la construcción del reservorio de agua dependerán del sitio donde se decida instalar el detector. El sitio de instalación no ha sido definido, los 2 lugares posibles son el Tibet, China y Sierra Negra, México, ambos localizados a una altitud de alrededor de 4000m.

Comparado con el diseño de *Milagro*, una de las mejoras que se introdujo en el diseño de HAWC es la distribución de los fotomultiplicadores. En *Milagro* había dos capas de fotomultiplicadores, la primera para la reconstrucción del frente de onda y la otra para la separación de gamas y hadrones, en HAWC la función de estas dos capas se combina en una sola. La profundidad de dicha capa fue determinada como resultado de la optimización de dos factores: rechazo del ruido de fondo y la resolución angular del detector. Esta optimización consiste en garantizar que la profundidad sea suficiente para que las partículas electromagnéticas sean absorbidas antes de alcanzar a los fotomultiplicadores¹⁰ y la luz Cherenkov generada por dicha partículas ya haya sido dispersada y también para garantizar la separación de gamas y hadrones¹¹. Para determinar la profundidad también se tomó en cuenta que la profundidad debe ser menor que la longitud de atenuación de la luz Cherenkov en el agua que es aproximadamente 30m para maximizar la luz detectada.

La segunda mejora en el diseño se refiere al aislamiento de los PMT's. El aislamiento de los PMT's tiene por objeto reducir el ruido de los tubos fotomultiplicadores, reducir la tasa de disparo de los muones y mejorar la capacidad de rechazo del ruido de fondo. Esta mejora se debe a que durante el funcionamiento de MILAGRITO (un prototipo de *Milagro*) se observó que la luz que viajaba casi horizontal a través de la piscina generaba señales en PMTS lejanos a su origen. Este fenómeno afecta la resolución angular porque esta luz horizontal provoca dispersión en la señal en relación con el tiempo de llegada de las partículas.

⁹Los fotomultiplicadores utilizados en *Milagro* son HAMAMATSU R5912, tanto el PMT como la base del prototipo que se construyó para este experimento fueron proporcionados por *Milagro*

¹⁰Para lograrlo se requiere que la profundidad sea mayor al longitud de radiación en el agua que es aproximadamente 40 cm

¹¹Una profundidad mayor implica mayor rechazo del ruido de fondo pero también reduce la separación de gamas y hadrones y en consecuencia la resolución angular

1.3.2. Importancia de HAWC

Los estudios de astrofísica de rayos gama muy energéticos se enfocan en los ambientes más extremos del universo como las regiones del espacio que están bajo la influencia de campos gravitacionales y magnéticos muy intensos. HAWC además de expandir los límites del conocimiento de los objetos más energéticos (TeV), también contribuirá al entendimiento de las leyes fundamentales de la física y el contenido de partículas del universo

Los incrementos en la sensibilidad de HAWC en relación a *Milagro* permitirán estudios de rayos gama muy energéticos que son imposibles con los instrumentos actuales, a continuación enumeramos algunos de las posibilidades que abre la puesta en marcha de este arreglo:

1. HAWC monitoreará el cielo en cada punto de los 2π estereoradianes logrando en un periodo de 5 años de observación un inspección del cielo con un umbral detección de ~ 20 mCrab ¹².
2. La sensibilidad de HAWC es mayor que la de los IACT's para fuentes extendidas que sobrepasen 0.25°
3. HAWC será sensible a emisiones repentinas de destellos de rayos gama.

1.3.3. Importancia de la medición del ruido de fondo

Debido a la incidencia constante de rayos cósmicos hadrónicos primarios y la generación subsecuente de chubascos en todas direcciones entonces la reconstrucción de un chubasco generado por un gamma se enfrenta al problema del inmenso ruido de fondo generado por los chubascos de hadrones primarios. Por lo tanto para identificar claramente los chubascos generados por gammas es necesario conocer claramente el ruido de fondo. En particular en el caso del experimento HAWC, ya que el detector esta constituido esencialmente por un conjunto de PMT que detectarán el paso de las partículas, se tiene que establecer una multiplicidad mínima, que defina una señal de disparo. Si el voltaje umbral en cada PMT es muy bajo o la frecuencia del ruido en los PMT es demasiado alta, la multiplicidad requerida para generar la señal de disparo debe de ser grande, lo afecta la eficiencia de detección y de hecho marca la energía mínima que debe tener el gamma primario para que su chubasco pueda ser detectado. Por lo tanto para definir dicha señal de disparo se requiere conocer las tasas de conteo (en cada PMT) debidas a los rayos cósmicos para diferentes voltajes umbrales, esto en términos del detector constituye su ruido de fondo. Por lo que medir las tasas de conteo en función de los voltajes umbrales permitirán definir la condición de disparo en términos de la multiplicidad.

Como se vera más adelante conforme aumentamos la altitud la cantidad de rayos gama energéticos detectables aumenta lo cual resulta una ventaja dado que el flujo es pequeño, sin embargo al mismo tiempo aumenta el ruido de fondo ocasionado por el resto de las partículas cargadas entonces es importante balancear ambos efectos para poder estimar la sensibilidad del detector. De ahí la importancia de las mediciones del ruido de fondo dentro del marco del experimento HAWC, ya que esta medida ayudará a simular de forma mucho mas realista cuanto de lo que se gana en señal debido a la altitud será efectivo dado el nivel de ruido en el lugar.

¹²Un miliCrab es una milésima de la intensidad de la Nebulosa del Cangrejo, los astrónomos utilizan esta unidad cuando son comparadas observaciones de diferentes detectores o instrumentos

Capítulo 2

Rayos Cósricos

Este capítulo esta dedicado a introducirnos a la ciencia de los rayos cósricos, en la primera parte se presenta una perspectiva histórica, se habla de los primeros experimentos realizados y se sintetizan los principales avances que se han hecho en la materia de forma cronológica.

En la segunda parte se define que son los rayos cósricos y se habla de su origen, su composición química, su espectro de energías, la región de la rodilla y de las teorías más relevantes que intentan explicarla. Para finalizar esta segunda parte se habla la región de ultra alta energía y de las dificultades teóricas que existen para entenderla

Una vez que ha sido descrita la radiación cósrica grandes rasgos , en la tercera parte se discute la relación del campo magnético terrestre con el flujo de rayos cósricos; se explica como este campo magnético limita la penetración de una parte de la radiación cósrica.

En la cuarta parte se presenta una discusión sobre las cascadas extensas que son generadas por los rayos cósricos primarios al penetrar la atmósfera terrestre. Se describen las componentes hadrónica, muónica y electrónica de las cascadas extensas. Así mismo, se introducen conceptos como la producción máxima de partículas y la dependencia del flujo con la altitud. Finalmente en la quinta parte se habla de algunos parámetros físicos medibles como son el flujo y parámetros de las cascadas que permiten la identificación de partículas, asimismo se dedican unos párrafos para hablar de como se lleva a cabo la reconstrucción de las propiedades del primario.

Para desarrollar este capítulo me base en las referencias [11] y [12] para la parte de rayos cósricos, en la referencia [13] para la parte histórica y la parte de las cascadas extensas, finalmente para lo relacionado con las componentes de la cascada y los parámetros medibles me base en las referencias [14] y [4]; para todo lo relacionado con los rayos gama seguí la referencia [10].

2.1. Historia Rayos Cósricos

A finales del siglo XIX se pensaba que la ionización del aire era originada por material radiactivo de la tierra y por mucho tiempo se pensó que la radiación provenia del centro del planeta. Fue hasta 1912 que el físico Víctor Hess observo a bordo de un globo aerostático a una altura de 5 000 m (con un par de electros copios) que la radiación aumentaba con la altura y entonces concluyo que la radiación tenia un origen extraterrestre. Más tarde la hipótesis de Hess fue corroborada por el físico alemán W. Kohlhorster a una altura de 9300 m. El origen extraterrestre de dicha radiación no fue aceptado inmediatamente lo que llevo a nuevos experimentos. Es así como Milikan junto con un grupo de colaboradores realizaron una serie de experimentos que verificaron la hipótesis de Hess y es entonces cuando se le da el nombre de radiación cósrica.

Con el desarrollo de detectores como el Contador Geiger y las Cámaras de Niebla, se fue desmarañando el misterio de los rayos cósricos, primero se descubrió que que dicha radiación

CAPÍTULO 2. RAYOS CÓSMICOS

2.1. HISTORIA RAYOS CÓSMICOS

cósmica tenía dos componentes: una suave que en pocos milímetros de plomo era absorbida y una componente penetrante que requería varios metros de plomo para ser absorbida. También se mostró (sujetando las cámaras de niebla a campos magnéticos) que el campo magnético afectaba la intensidad de la radiación. El estudio de los rayos cósmicos despertó gran interés durante la década de los 40 lo que propició el descubrimiento de nuevas partículas y en consecuencia el desarrollo de la teoría, análogamente con el desarrollo de las teorías como la Electrodinámica cuántica se logro un mejor entendimiento de la radiación cósmica.

El primer avance importante de retroalimentación entre los rayos cósmicos y la física de partículas fue dado por Anderson, alumno de Milikan, quien descubre estudiando los rayos cósmicos el positrón en 1932. El descubrimiento de la antipartícula del electrón llevo al entendimiento del proceso de creación de pares positrón-electrón a partir de rayos gama. Posteriormente se acumularon evidencias de la creación de gamas a partir del proceso de bremsstrahlung de electrones muy energéticos y con ello se completo el rompecabezas que llevo finalmente a la teoría de la cascada electromagnética. Proceso que explicaba la absorción de la componente suave de los rayos cósmicos. El siguiente paso también sucedió en experimentos de rayos cósmicos. Sujetando las cámaras de niebla a campos magnéticos se encontró que los rayos cósmicos estaban compuestos de partículas cargadas positiva y negativamente, al analizar las trayectorias se llega descubrimiento de partículas cargadas con masa intermedia entre el electrón y el proton, a dichas partículas se denominaron mesones μ . Sin embargo por mucho tiempo se desconoció el origen de tales partículas así como el de los electrones energéticos que ocasionaban las cascadas electromagnéticas.

En 1947 una parte del acertijo sale a la luz cuando Lattes descubre los piones y muestra que estos decaen en muones y neutrinos. Su descubrimiento lo hace por medio de emulsiones muy sensibles que expuso a los rayos cósmicos a grandes alturas. Las siguiente incógnita a resolver era de donde provenían los piones.

Para completar el panorama se descubre alrededor de 1932 una componente extra además de la suave y la penetrante: la componente hadrónica; una componente capaz de producir cascadas penetrantes la cual esta compuesta de protones, neutrones y piones. Se generaron entonces una serie de experimentos a diferentes alturas de las diferentes componentes y finalmente se completo el esquema y se mostró la existencia de radiación cósmica primaria la cual a través de colisiones energéticas y decaimientos daba origen a la radiación cósmica secundaria. Se realizaron entonces experimentos para determinar la composición de los primarios y fue 1948 cuando a partir de los experimentos de Bradt y Peterson se encuentra que la radiación cósmica primaria estaba compuesta de protones, partículas alfa y núcleos más pesados. De igual manera con detectores colocados en altitudes mayores se identifican nuevas partículas kaones e hiperones (Λ , Σ , Ξ), se descubrió también sus respectivos decaimientos. De esta forma para finales de los años cuarenta los procesos que generaban la radiación cósmica secundaria habían sido totalmente esclarecidos,

El descubrimiento de las Cascadas Extensas se dio por Bruno Rossi en 1936 quien notó la coincidencia de muchas partículas en un plano horizontal. Un estudio más sistemático fue realizado por Pierre Auger, quien encontró coincidencias en tres planos separados alrededor de 75 m. Durante los 40's tuvo gran relevancia el estudio de las cascadas extensas, pues se observa que las partículas responsables de las cascadas era mucho más energéticas (10^{20} eV) que las que podrían producirse en aceleradores. Actualmente algunas de las energías más altas que se han observado en los rayos cósmicos continúan siendo al menos 10 ordenes de magnitud mayores que las energías alcanzadas en los aceleradores actuales (GeV).

Paralelamente en los años 40 también ya se especulaba la existencia de rayos cósmicos eléctricamente neutros, conforme se entendía mejor el Universo y los diferentes procesos que se llevan a cabo en las estrellas, la producción de fotones (radiación gama) y de neutrones de alta energía (MeV y quizás GeV) era casi un hecho. Sin embargo debido a que las cascadas producidas por gamas primarios son rápidamente absorbidas, no fue sino hasta los años 60 cuando satélites militares norteamericanos OGO, OSO, Vela (que buscaban restringir pruebas nucleares en la URSS) dieron cuenta de estos gamas primarios, mostrando que el rango de energías era amplio, desde unos cuantos keV hasta cientos de MeV. Dada la imposibilidad de detectar de forma eficiente gamas

con energías de cientos de GeV por detectores en satélites espaciales o en vuelo en globos, tuvo que esperarse hasta los años 80 en que el observatorio WHIPPLE mostró sin lugar a dudas la existencia de radiación cósmica fotónica cuya energía era superior a los TeV, lo que abrió una nueva etapa en la ciencia de rayos cósmicos, en particular gamas ultraenergéticas porque es posible correlacionar la emisión de esta radiación con fenómenos astronómicos ya que a diferencia de los rayos cósmicos cargados, los gama al ser eléctricamente neutros no son desviados por los campos magnéticos y nos permite ubicar la fuente que los emite. Al mismo tiempo estos fotones gama pueden ser una consecuencia de zonas de aceleración de partículas que a su vez podrían ser la fuente de los rayos cósmicos hadrónicos ultraenergéticos.

2.2. Rayos Cósmicos

Por radiación cósmica nos referimos a las partículas provenientes del cosmos que viajan a través del espacio a velocidades cercanas a la de la luz y que continuamente llegan a nuestro planeta en todas direcciones. La mayoría de estas partículas corresponden a núcleos de los más ligeros a los más pesados, adelante se discutirá detalladamente su composición.

Los rayos cósmicos se clasifican en dos categorías principales: primarios y secundarios. Los rayos cósmicos primarios son aquellos que se originan de procesos estelares y llegan sin interactuar a la atmósfera terrestre, dichos rayos primarios conforme atraviesan la atmósfera van interactuando con los núcleos de aire; producto de dichas interacciones, se generan nuevas partículas que son las que nos llegan a la superficie terrestre, a dichas partículas se conoce como rayos cósmicos secundarios. Por tanto los protones, helio así como el carbón oxígeno, hierro y otros núcleos que son sintetizados en las estrellas son primarios, en cambio núcleos como el litio, berilio y boro, los cuales no son producto de nucleosíntesis estelar serían los rayos secundarios.

La radiación cósmica tiene orígenes diversos una parte proviene del sistema solar SCR (Solar Cosmic Rays), particularmente de las explosiones solares, estos rayos cósmicos abarcan un rango de energías de entre $10^9 eV$ (1 GeV) hasta $10^{12} eV$ y es fácil distinguirlos pues están correlacionados con la actividad solar. Tenemos los rayos cósmicos provenientes de nuestra galaxia GCR (Galactic Cosmic Rays), cuyas fuentes principales son explosiones de supernovas, pulsares y otros objetos estelares, estos rayos cósmicos abarcan energías de entre $10^{17} eV$ (100 PeV) y $10^{19} eV$ (1 EeV). Finalmente tenemos los rayos cósmicos de ultra alta energía UHECR (Ultra High Energy Cosmic Rays), los cuales alcanzan energías mayores a $10^{20} eV$ (10 EeV), sin embargo no se sabe con certeza su procedencia, algunos autores sostienen que provienen de fuera de nuestra galaxia por ende los denominan Rayos Cósmicos Extragalácticos ECR, (Extra Galactic Cosmic Rays).

2.2.1. Composición Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos están compuestos 90 % de protones, 9 % de partículas α y 1 % de núcleos masivos y electrones. Aunque la mayoría de las partículas que componen los rayos cósmicos son protones se han observado todos los núcleos hasta llegar al uranio. En la figura 2.1 se muestran las abundancias relativas de los diferentes núcleos con información del experimento franco-suizo HEAO-C2.

Una forma de identificar el origen de los rayos cósmicos primarios es investigar su composición y espectro de energías, para después, compararlos con otros objetos astrofísicos y así encontrar pistas del lugar donde fueron expulsados y de alguna forma acelerados. En la figura 2.2 se muestra la composición de los rayos cósmicos comparada con la del sistema solar, se observa el efecto par-impar donde los núcleos pares son más abundantes que los impares, también vemos que los núcleos mas pesados ($Z > 1$) son más abundantes en relación a los protones en el espectro correspondiente a los rayos cósmicos comparado con el espectro del sistema solar, la segunda diferencia es que los dos grupos de elementos (Li, Be, B) y (Ti, V, Cr, Mn) son más abundantes en los rayos cósmicos

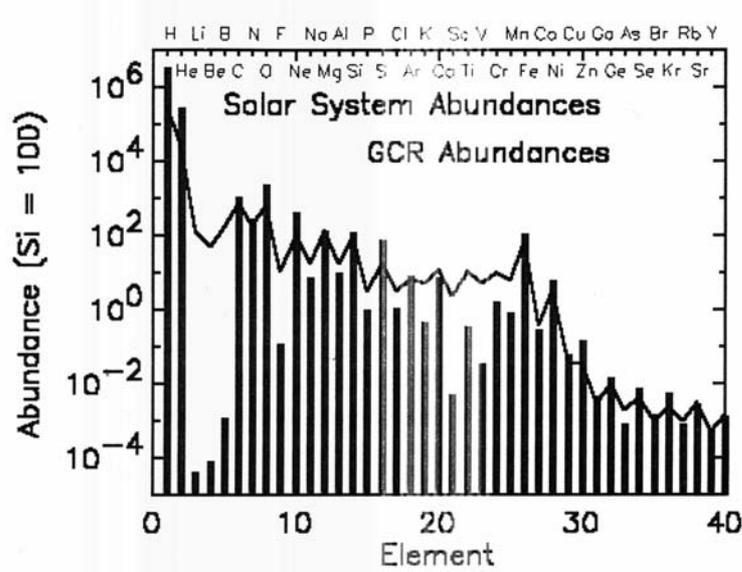


Figura 2.1: Composición de los Rayos Cósmicos

que en el sistema solar, lo cual tiene que ver con que son productos de colisiones ¹ de los núcleos de carbono y oxígeno por un lado y de hierro por el otro, ellos son producidos en las colisiones de rayos cósmicos en el medio interestelar.

2.2.2. Espectro de los rayos Cósmicos

La figura 2.3 muestra el espectro de energía de los rayos cósmicos, este espectro puede describirse por medio de una ley de potencias con un flujo diferencial dado por:

$$\frac{dN}{dE} \approx E^{-(\gamma+1)} \quad (2.1)$$

con un índice espectral de $E^{-2,7}$. La primera característica de este espectro es que a bajas energías desciende abruptamente alrededor de 1 GeV, este descenso se atribuye a la dispersión en la heliosfera para rayos cósmicos de bajas energías.

La Rodilla (Knee)

Otro aspecto importante del espectro es la rodilla . La rodilla es un cambio en la Ley de potencias de $E^{-2,7}$ a $E^{-3,0}$ que ocurre en la región de varios cientos de TeV hasta algunos PeV. Este cambio en el espectro fue observado por primera vez en 1958 por el grupo de la Universidad Estatal de Moscú. Esta región ha despertado gran interés y hasta la fecha se sigue investigando dado que se desconocen las fuentes que puedan originar estos rayos cósmicos en esta región así como la composición y la razón por la que aparece este cambio en la ley de potencias.

Existen tres grandes teorías que intentan explicar la presencia de esta rodilla: el modelo de Fotedesintegración, el modelo de propagación de rayos cósmicos y el modelo de aceleración de rayos cósmicos.

¹De la sección transversal de colisión se sabe la que la cantidad de materia atravesada por estos rayos cósmicos es del orden de 5 a 10 g/cm² que equivale a 1000 kpc

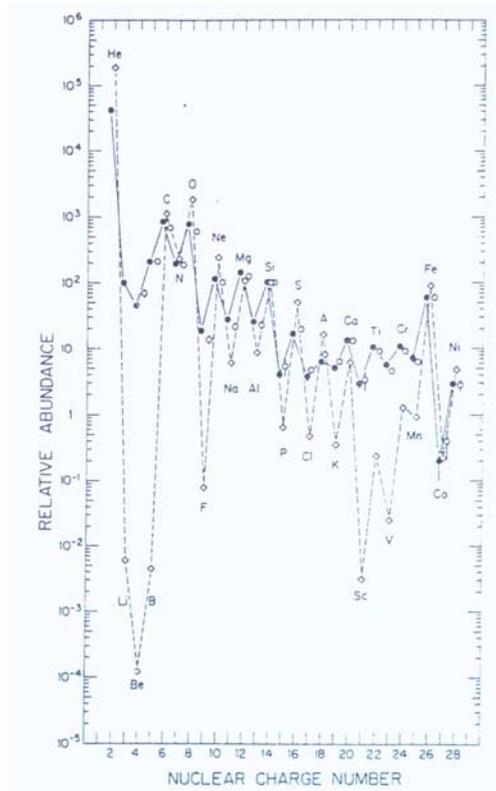


Figura 2.2: Abundancias de los elementos (He-Ni) de los rayos cósmicos medidos en la Tierra comparadas con las abundancias del sistema solar

- El primer modelo se basa en el proceso de Fotodesintegración. Este modelo, propuesto por Hillas en 1979, sostiene que si la composición química de los Rayos Cósmicos en esta región es ligera, la rodilla puede atribuirse al proceso de fotodesintegración de rayos cósmicos más masivos por fotones ópticos y UV presentes alrededor de la fuente. Para entender el fenómeno de fotodesintegración supongamos que los núcleos pasan a través de una región que contiene fotones en la región del visible y ultravioleta. Si nos colocamos en el sistema de referencia en reposo del núcleo, los fotones aparecen como rayos gamma con energía del orden de MeV, a esta energía, los fotones son capaces de romper los núcleos.

El modelo de la fotodesintegración también integra las reacciones de foto-piones con protones ². Para entender este proceso nuevamente se debe analizar el proceso en el sistema de referencia en reposo del proton, en este sistema, los fotones de fondo parecen como gamas y los protones pierden energía debido a los siguientes procesos:

$$p + \gamma \longrightarrow p + \pi^0 \quad (2.2)$$

$$p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+ \quad (2.3)$$

Este modelo predice con éxito los flujos de los rayos cósmicos, sin embargo, falla en la descripción de la región de la rodilla pues sostiene que la composición en la región de la rodilla tendría que ser más ligera lo cual contradice experimentos.

²Comparando las energías umbrales requeridas para que sucedan ambos procesos se concluye que el proceso de fotoproducción de piones no es el proceso más importante y la rodilla debe ser resultado del proceso de fotodesintegración.

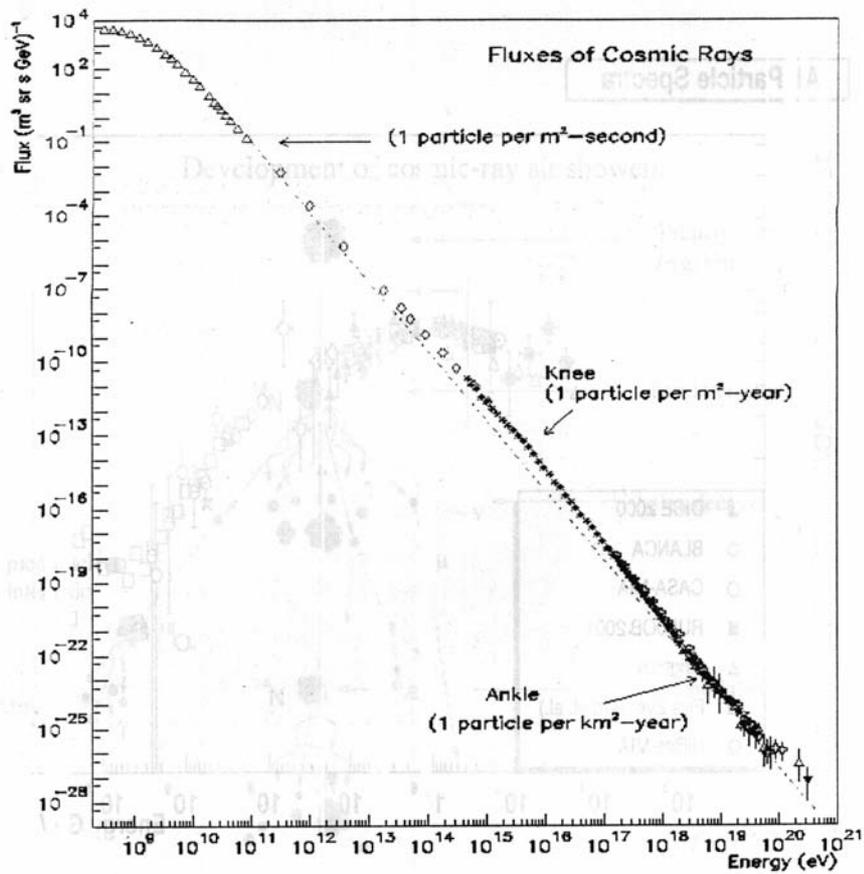


Figura 2.3: Espectro de energía de los Rayos Cósmicos

- La segunda teoría que intenta explicar la existencia de la rodilla se basa en modelos de la propagación de los rayos cósmicos. Se cree que los rayos cósmicos están confinados a nuestra galaxia y su halo. Entonces conforme los rayos cósmicos se mueven a través de la galaxia su trayectoria se altera por el campo magnético de la galaxia. El girorradio de una partícula cargada esta dado por:

$$r_g = \left(\frac{pc}{Ze}\right) \frac{\sin\theta}{Bc} \quad (2.4)$$

donde p es el momento de la partícula, c la velocidad de la luz, Ze la carga de la partícula, B el campo magnético de la galaxia y θ el ángulo con respecto a la dirección del campo magnético.

Cuando el girorradio (geodésica) del rayo cósmico excede el tamaño del halo, entonces la galaxia no puede contener el rayo cósmico. De la ecuación se observa que el girorradio es proporcional al momento del rayo cósmico, si r_g es mayor que el volumen de contención de la galaxia, el rayo cósmico escapa. La rodilla sería el resultado de protones muy energéticos cuyo girorradio es muy grande (entonces escapan) y por ende la composición del espectro sería más pesada alrededor de la rodilla.

- La teoría de aceleración de rayos Cósmicos explica la existencia de la rodilla basada en la suposición de que los rayos cósmicos pueden ser acelerados por supernovas o sus remanentes alcanzando energías altas del orden de la rodilla.

Rayos Cósmicos de ultra energéticos: Crisis GZK

La ultima característica del espectro que es importante es la región de ultra alta energía del espectro. El flujo de rayos cósmicos ha sido observado hasta energías de 10^{20} eV. Estas energías exceden el corte (valor umbral) Greisan-Zatsepin-Kuzmin (GZK). El corte GZK establece que los rayos cósmicos que viajan más de 50 Mpc deben tener una energía máxima de 6×10^{19} eV. Esta afirmación esta basada en el hecho de que los protones ultra energéticos sufren el proceso de producción de fotopiones con la radiación de fondo en la región de las microondas, y por su parte los núcleos más masivos llevan a cabo el proceso de fotodesintegración. Sin embargo las mediciones de los experimentos de HiRes y AGASA (entre otros) indican una violación del corte GZK.

Existen 4 posibles explicaciones a esta violación: los resultados son incorrectos, las fuentes de los eventos súper GZK son locales, las fuentes de los eventos GZK son exóticos (como cosmic string anihallation, materia oscura, neutrinos) o la inavariancia de Lorentz no es válida a ultra altas energías. Experimentos como HiRes y Auger pretenden dar luces a esta incógnita conocida como Crisis GZK.

2.3. Influencia del campo magnético terrestre : Rigidez Magnética

El flujo de rayos cósmicos que llega a la superficie terrestre esta determinado por el campo magnético terrestre, quien es el responsable de que las partículas cargadas sean desviadas e inclusive impide que algunas de ellas penetren la atmósfera terrestre.

El campo magnético terrestre puede describirse en primera aproximación por un campo dipolar cuyo eje de inclinación con respecto al eje de rotación es de 11.5° (ver figura 2.4)

Otra fuente de campo magnético que interactúa con el campo geomagnético es el viento solar el cual da origen a una cavidad en el espacio interplanetario llamada magnetosfera, la cual esta dominada por el campo geomagnético en los alrededores de la Tierra pero debido a la presión del flujo del viento solar generan una especie de cola en un extremo y una compresión en el otro lado

CAPÍTULO 2. RAYOS CÓSMICOS
2.3. INFLUENCIA DEL CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE : RIGIDEZ MAGNÉTICA

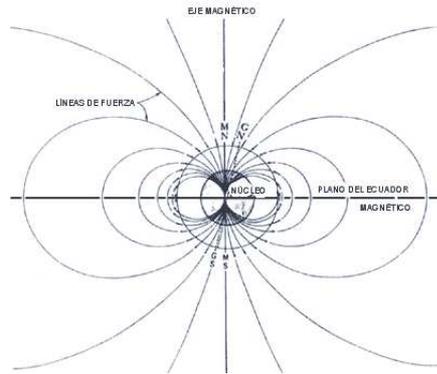


Figura 2.4: Campo Magnético Dipolar Terrestre

extremo como se observa en la figura 2.5.

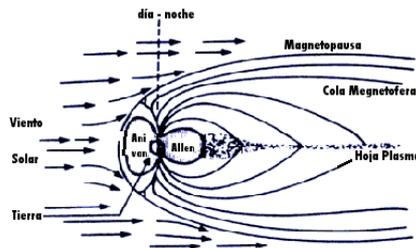


Figura 2.5: Magnetósfera

El campo geomagnético Terrestre además de impedir el paso a las partículas menos energéticas logra atrapar a algunas de las partículas cargadas generando unos cinturones de radiación. Las partículas atrapadas son obligadas a recorrer trayectorias helicoidales en torno a las líneas de campo terrestre. Estos cinturones de radiación también contribuirán al campo magnético circunsterrestre neto(ver figura 2.6).³

El campo magnético neto forma un especie de escudo protector contra la radiación cósmica con

³Estos cinturones irradian energía y formarán cinturones diferentes que dependerán del tipo de partículas que lleguen y de la energía que traigan.

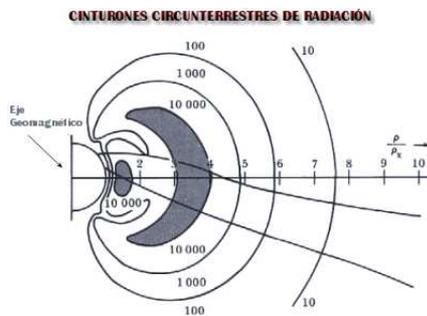


Figura 2.6: Cinturones de radiación

una configuración compleja que impone restricciones a las partículas que llegan dependiendo de su energía y dirección. Se define entonces una cantidad conocida como rigidez magnética, momento por unidad de carga, que mide de alguna forma la efectividad de la capa protectora formada por la magnetosfera y esta dado por:

$$Br \equiv \frac{P}{Ze} = mvZe \quad (2.5)$$

Donde B es el campo magnético, r el girorradio, P momento, Ze la carga del núcleo, m la masa y v la velocidad del rayo cósmico.

Para cada punto en la magnetosfera y para cualquier dirección de una trayectoria a ese punto existe un valor umbral de la rigidez magnética, para el cual por debajo de dicho valor las partículas cargadas no atravesarán la magnetosfera, a dicho nivel se conoce como valor de corte geomagnético. Los primeros valores de los cortes geomagnéticos (rigidez geomagnética crítica) fueron estudiados por Stormer en 1930. Actualmente hay estudios que actualizan periódicamente los valores de corte magnéticos ante los continuos cambios de la Magnetosfera. Las estimaciones de dichos cortes se calculan en ausencia de actividad solar dado que los vientos solares distorsionan de manera importante la magnetosfera. ⁴

Como hemos dicho anteriormente los rayos cósmicos que logran atravesar la magnetosfera interactuarán con la atmósfera generando chubascos de partículas. La mayor parte de dichas partículas son protones, por ende resulta natural definir la efectividad de la magnetosfera en términos de la rigidez magnética de los protones primarios (pc) donde p es el momento del proton y c la velocidad de la luz. Las unidades usuales de la rigidez magnética son volts. Entonces se define la rigidez geomagnética como la energía mínima requerida para que un protón primario pueda generar un chubasco que pueda alcanzar la superficie terrestre. La rigidez geomagnética, también conocida como efecto de la latitud, ha sido ampliamente estudiada y su variación con el ciclo solar son objeto de experimentos que continuamente arrojan correcciones.

2.4. Cascadas Extensas

Cuando un rayo cósmico primario entra a la atmósfera, ya sea un proton o neutrón, este en algún punto de su trayectoria interactuará a través de la fuerza fuerte ⁵ con un núcleo del aire (nitrógeno, oxígeno, etc). El punto donde interactúa es al azar y se basa en una estadística basada en la sección transversal del núcleo que sirve de blanco. En estas colisiones de altas energías parte de la energía del primario se pierde en la producción de partículas secundarias que consisten de mesones, bariones e hiperones como son los piones, kaones, pares nucleones-antinucleones, entre otras. Estas partículas secundarias conforme van cayendo van produciendo más partículas hadrónicas. Algunas de las partículas generadas serán inestables (como los mesones y neutrinos ν) y en vez de interactuar con los núcleos de aire simplemente decaen en otras partículas. Pero un buen número de las partículas generadas continuarán interactuando con los núcleos del aire formándose así un chubasco de partículas compuesto por miles de millones de partículas, a este fenómeno también se le denomina Cascada Extensa.

La figura 2.7 se muestra esquemáticamente el desarrollo de una cascada.

La formación de estas cascadas extensas esta estrechamente relacionada con profundidad atmosférica. La profundidad atmosférica terrestre se refiere a la distancia que atraviesa la partícula y se mide en cantidad de materia atravesada. En general la profundidad atmosférica decrece exponencialmente con la altitud lo cual permite que las partículas inestables tengan mayor oportunidad de decaer. Por lo cual resulta importante mostrar la relación entre la profundidad atmosférica y la

⁴La capa magnética que impide la incidencia de rayos cósmicos en todos los puntos excepto en los polos para partículas con trayectorias verticales.

⁵Por ser hadrones

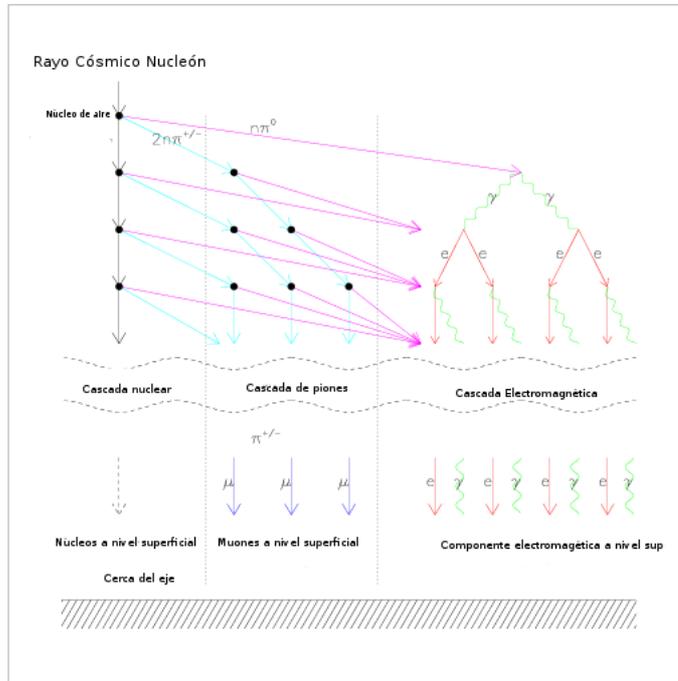


Figura 2.7: Esquema del desarrollo de una cascada

altitud, a continuación se muestra la ecuación que representa una atmósfera estándar.

$$h(x) = h_0(x) \ln(1030/x) \quad (2.6)$$

donde $h(x)$ es la altitud en metros medida sobre el nivel del mar a una profundidad atmosférica medida en gcm^{-2} y $h_0 = 6,200 + 2,2x$ es la variable que escala la altitud en metros.

Algunos parámetros que caracterizan a las cascadas extensas son: distribución de densidad lateral y multiplicidad las cuales serán descritas a continuación.

2.4.1. Desviación lateral

Una característica de las Cascadas Extensas es que presentan una desviación lateral, las partículas de menor energía tienden a desviarse más que las partículas de mayor energía. Esta desviación provoca que las partículas presenten una distribución característica, en el centro se presenta una alta densidad de partículas y conforme te alejas radialmente del centro la densidad de partículas decrece. La dirección del centro corresponde a la dirección de incidencia del rayo primario. Esta desviación lateral se debe a que las partículas secundarias en las colisiones, debido a la conservación del momento, adquieren momento transversal por lo cual se desvian un ángulo θ con respecto a la dirección de la partícula primaria. Dicho ángulo θ esta dado por :

$$\theta = p_t/p_l \quad (2.7)$$

donde p_l es el momento longitudinal y p_t el momento transversal. La distribución de momento transversal de una cascada es generalmente de la forma:

$$f(p_t)dp_t \approx \frac{p_t}{p_0^2} e^{-p_t/p_0} dp_t \quad (2.8)$$

donde p_0 es el valor promedio de p_t el cual depende del tipo de partícula y de p_l en menor medida así como de la energía de la partícula primaria E_0

2.4.2. Multiplicidad

Como resultado de las colisiones resulta la creación de partículas secundarias, asimismo en estas colisiones el rayo primario pierde energía que es cedida a las partículas secundarias formadas de la interacción con núcleos del aire. El número total de partículas secundarias formadas de la interacción se denomina multiplicidad, la cual crece en relación a la energía.

2.4.3. Componentes electromagnética, muónica y hadrónica

Las cascadas extensas pueden ser analizadas separando las diferentes componentes a pesar de que en el proceso de formación de la cascada todas las componentes están interrelacionadas. Para ello sera importante describir con más detalle el proceso general y así ubicar donde intervienen cada una de las componentes.

Primeramente centremonos en la formación de la cascada Nuclear. Los rayos primarios, nucleones o núcleos, interaccionan con los núcleos de aire, generando partículas, la mayoría de las partículas producidas en la primera interacción son piones cargados o neutros. Las partículas producidas interactuarán con el aire mientras caen, algunas de ellas son inestables y decaerán.⁶ Las partículas producidas en sucesivas interacciones serán del mismo tipo pero con energías menores, dichas partículas interactuarán o decaerán conforme esta cascada nuclear se propaga hacia la superficie terrestre.

Ahora ubiquemos el proceso de formación de la cascada electromagnética. Como dijimos anteriormente una importante porción de las partículas generadas en esta cascada nuclear son piones neutros π^0 los cuales tienen una vida media de $\approx 10^{-16}$ s por ende decaen inmediatamente en dos rayos gama:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (2.9)$$

Los rayos gama inician las cascadas electromagnéticas, los productos de dichas cascadas son fotones, electrones y positrones. Los anteriores constituyen la componente electromagnética de la Lluvia de partículas (Air Shower, AS). Cabe notar que un rayo gama proveniente del cosmos podría generar una cascada puramente electromagnética, de hecho para el experimento HAWC las cascadas de interés son aquellas generadas por gamas primarios.

Las partículas hadrónicas secundarias, generadas en esta cascada nuclear, pueden ser cargadas⁷. El decaimiento de los mesones cargados (π^\pm, K^\pm) da lugar a los muones. Cuando los mesones cargados decaen los modos dominantes de decaimiento son:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.10)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu \quad (2.11)$$

$$K^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad (2.12)$$

Las fracciones de probabilidad en las que ocurren los decaimientos de los kaones son 63,5% la primera (2.11) y 21,2% la segunda (2.12). Estos muones forman la componente muónica de

⁶Si el camino libre medio de decaimiento es mayor que el camino libre de interacción, considerando el efecto relativista de la dilatación del tiempo, el proceso de decaimiento dominará y viceversa si es menor dominarán las colisiones.

⁷Como ya se dijo las partículas secundarias generadas consisten de mesones, bariones e hiperones como son los piones (π^\pm), kaones (K^\pm), etc

la cascadas extensas, los neutrinos que se producen en estos decaimientos como interaccionan unicamente via fuerza debil escapan llevandose consigo una importante cantidad de energia del rayo primario.

Los hadrones que sobreviven a nivel de la superficie forman la componente hadrónica de la cascada de partículas

Conforma la cascada se propaga hacia la superficie terrestre las componentes hadrónica y electromagnética crecen, alcanzan un máximo y luego decrecen. La componente muónica practicamente no se atenúa despues de alcanzar el máximo pues esta sólo pierde energía vía ionización. A continuación se desarrollará con mayor detalle cada componente. Por su interés intrínseco en el estudio de los gamas primarios y dado que la mayoría de las partículas resultantes de las cascadas nucleares son electrones y fotones, desarrollaremos primero las Cascadas electromagnéticas.

2.4.4. Cascada Electromagnética

La cascada electromagnética es resultado de interacciones electromagnéticas de electrones y fotones con núcleos atmosféricos⁸. Las interacciones de fotones se dan vía tres procesos: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares⁹. Los electrones por su parte interactúan vía dos procesos: ionización y Bremsstrahlung.¹⁰

La cascada electromagnética se genera cuando un fotón muy energético (como un rayo γ) entra a la atmósfera o se genera en ella e interactúa con un núcleo del aire y crea un par electrón-positrón, los electrones que continúan siendo muy energéticos interactúan con el campo generado por los núcleos vía el proceso Bremsstrahlung y emiten fotones energéticos los cuales generan más pares electrón-positrón, entonces conforme se propagan hacia abajo se van generando más electrones y fotones generando la cascada electromagnética ES (Electromagnetic Shower).

Existen varias aproximaciones¹¹ para resolver el problema de la cascada electromagnética sin embargo aquí no se discutirá ninguna aproximación únicamente se mencionará sus características más importantes. El objetivo de estas aproximaciones es encontrar el número de partículas y el espectro de energías en alguna etapa de la cascada, en general las aproximaciones desprecian los procesos de efecto Fotoeléctrico y Compton dado que solo estudian partículas muy energéticas. En aproximación llamada **A** todos los procesos excepto creación de pares y el efecto Bremsstrahlung son despreciados, en la aproximación **B** además de la creación de pares y el efecto Bremsstrahlung también se toma en cuenta la perdida por ionización de los electrones. A continuación se muestran los resultados de estas aproximaciones que resulten de interés para la tesis.

Para cascadas iniciadas por fotones de energía E_0 El número promedio de partículas cargadas de todas las energías $N(E_0, t)$, como función de la profundidad t medida en unidades de longitud de radiación¹² esta dado aproximadamente por:

$$N_e(E_0, t) = \frac{0,31}{\beta_0^{1/2}} e^{t[1 - \frac{3}{2}Ln(s)]} \quad (2.13)$$

donde s esta dado por:

$$s \simeq \frac{3t}{t + 2\beta_0} \quad (2.14)$$

⁸Más discusión en el libro Rossi

⁹Estos efectos están desarrollados en el capítulo 3: Principios Físicos de un Detector

¹⁰Ionización es el proceso mediante el cual un electrón (o positrón) al pasar en un medio interactúa con los átomos del medio desprendiendo electrones y/o iones. Bremsstrahlung es el proceso en el que un electrón energético interactúa con el campo electromagnético de los núcleos del medio emitiendo fotones.

¹¹Las diferentes aproximaciones se discuten en la referencia

¹²La longitud de radiación se define se define en el capítulo 3, en la sección de interacción de la radiación con la materia

y $\beta_0 = \text{Ln}(E_0/\epsilon_0)$ El número de partículas crece inicialmente con la profundidad t , alcanza un máximo y decrece, el parámetro s es llamado el parámetro de la edad y es una medida del estado de desarrollo de la cascada. Su valor es cero cuando inicia la cascada, menor a 1 mientras alcanza un máximo, 1 cuando alcanza el máximo y mayor a uno despues, cuando $s = 2$ el número de partículas es muy pequeño. la profundidad, t_{max} , a la que la cascada alcanza un máximo esta dada por:

$$t_{max}(E_0) = 1,01 \left[\text{Ln} \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.15)$$

y el número máximo de partículas:

$$N_{max}(E_0) = \frac{0,31}{[\text{Ln}(E_0/\epsilon_0) - 0,18]^{1/2}} \frac{E_0}{\epsilon_0} \quad (2.16)$$

El número máximo de partículas cuya energía es mayor a una E esta aproximadamente dada por:

$$N_e(E_0, E, t) = \frac{0,135}{\beta^{1/2}(E)[1 + 0,4(s - 1)]} e^{t(1 - \frac{3}{2}s)} \quad (2.17)$$

donde $s = \frac{3t}{t + 2\beta(E)}$ y $\beta(E) = \text{Ln}(E_0/E)$. La profundidad del máximo y el número máximo de partículas es:

$$t_{max}(E_0, E) = 1,01 \left[\text{Ln} \left(\frac{E_0}{E} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.18)$$

y

$$N_{max}(E_0, E) = \frac{0,135}{[\text{Ln}(E_0/E) - 0,18]^{1/2}} \frac{E_0}{E} \quad (2.19)$$

Las formulas anteriores se refieren a una cascada promedio pues existen fluctuaciones. Conforme la cascada se desarrolla hay una desviación lateral perpendicular a la dirección del primario debida al dispersión coulombiana múltiple. El ángulo de dispersión promedio de un electrón con energía E al atravesar un δx de materia es:

$$\langle \delta\theta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 \delta t \quad (2.20)$$

donde $E_s = m_e c^2 \left(\frac{4\pi}{\alpha} \right)^{1/2} = 21,2 \text{MeV}$ y t esta medida en longitud de radiación.

Los parámetros descritos anteriormente son válidos para cascadas puramente electromagnéticas por tanto cuando la componente electromagnética se genero de una cascada nuclear se requiere un análisis diferente. En la siguiente sección se hablará de las componentes de una cascada nuclear.

2.4.5. Cascada Nuclear: Características Generales

Para estudiar las propiedades de las componentes muónica, hadrónica y electrónica de una cascada generada por un protón o núcleo se recurre necesariamente a modelos de interacción hadrónica, este tema ha sido ampliamente estudiado para determinados modelos.¹³ El desarrollo de las cascadas se ha estudiado resolviendo numéricamente una serie de ecuaciones de difusión acopladas que dependerán del modelo de interacción. Dichas ecuaciones rigen la propagación de los componentes, se deben fijar también las condiciones a la frontera¹⁴. Este método es útil para estudiar las propiedades promedio de las cascadas inclusive el desarrollo lateral de las mismas. Para estudiar las fluctuaciones se recurre a simulaciones Monte Carlo.

Las simulaciones Monte Carlo implican la generación de las coordenadas espaciales y de momento de las partículas producidas en las interacciones bajo el modelo supuesto. El algoritmo consiste de dos partes, primero la generación de las interacciones y de los atributos de las partículas producidas

¹³Por ejemplo se puede asumir un modelo en que solo se generen piones y bariones

¹⁴ejemplo si la cascada fue iniciada por un proton o neutrón, etc

y segundo la propagación hacia abajo de dichas partículas tomando en cuenta las interacciones y decaimientos.

Mientras que algunas características de las cascadas extensas dependen del modelo de interacción que sea considerado existen algunas características que son generales las cuales a continuación enunciare.

Componente Electrónica

Basado una simulación Monte Carlo usando el modelo de escalamiento para interacciones nucleares, Gaisser y Hillas encuentran que el número promedio de partículas $N(E, t)$ a una profundidad X en una lluvia iniciada por protones de energía E_0 puede ser representada por:

$$N_e(E_0, t) = S_0 \frac{E_0}{\epsilon} e^{t_m} \left(\frac{t}{t_m} \right)^{t_m} e^{-t} \quad (2.21)$$

donde

$$t_m(E_0) = \frac{X_m(E_0)}{\lambda} = \frac{X'_0}{\lambda} \text{Ln} \left(\frac{E_0}{\epsilon} \right) - 1 \quad (2.22)$$

Siendo $S_0 = 0,045$, $\epsilon = 0,074$, X_m la profundidad máxima de la cascada en $g\text{ cm}^{-2}$, $t = \frac{X}{\lambda}$, $X_0 = 36\text{ g cm}^{-2}$ y $\lambda = 70\text{ g cm}^{-2}$.

La formula correspondiente para una lluvia iniciada por un núcleo con número de masa A y energía total E_0 es:

$$N_e(A, E_0, t) = S_0 \frac{E_0}{\epsilon} e^{t_m} \left(\frac{t}{t_m} \right)^{t_m} e^{-t} \quad (2.23)$$

donde

$$t_m(A, E_0) = \frac{X_m(A, E_0)}{\lambda} = \frac{X'_0}{\lambda} \text{Ln} \left(\frac{E_0}{A\epsilon} \right) - 1 \quad (2.24)$$

En la figura 2.8 se muestra la curva de la cascada con respecto a la profundidad esta graficada para una energía $E_0 = 10^5\text{ GeV}$ y una energía de $E_0 = 10^7\text{ GeV}$.

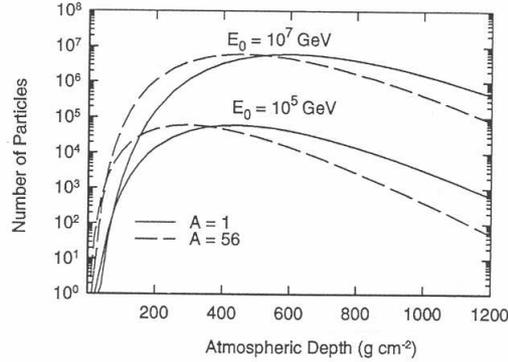


Figura 2.8: Curva de la cascada en función de la profundidad atmosférica

En la misma figura tenemos la curva de la cascada generada por un núcleo de hierro con una energía primaria de $E_0 = 10^5\text{ GeV}$ y de 10^7 GeV .

En ambos casos tenemos que el número de partículas crece inicialmente de forma logarítmica con la profundidad, alcanza un máximo y disminuye posteriormente. Notamos que la posición de los máximos varía dependiendo de la energía del primario. En el caso de núcleos más masivos

encontramos que la profundidad en que alcanza el máximo el chubasco se desvía por $0.51 \lambda L n A$. Asimismo se observa que el número máximo de partículas no depende de A .

Sin embargo cuando son observadas las cascadas en la tercera parte más baja de la atmósfera cuando se encuentra el chubasco por debajo del máximo tenemos que las cascadas: i) vienen de diferentes puntos de la atmósfera para un número másico y una energía dados, ii) una energía primaria diferente para un número másico dado y iii) diferentes números másicos. Por ende el tamaño realista del espectro de la cascada $G(N_e, x)dN_e$, para una profundidad dada x esta dada por:

$$G(E_e, x)dN_e = dN_e \Sigma_A \int p(A, E_0, N_e, x) F_A(E_0) dE_0 \quad (2.25)$$

donde $p(A, E_0, N_e, x)dN_e$ es la probabilidad que un primario con un número de masa A y energía total E_0 da lugar a una cascada de tamaño N_e en un intervalo diferencial dN_e y profundidad x , la cual tiene que obtenerse mediante una simulación Monte Carlo dado un modelo de interacción. y $F_A(E_0)dE_0$ es el espectro de energías de los primarios de con número de masa A .

Componente Hadrónica

En cuanto a la componente hadrónica, constituye el 1% del número total de partículas esta conformado de piones, kaones y bariones, esta componente constantemente transfiere energía a la componente electrónica via el decaimiento de los π^0 producidos en las interacciones nucleares de la cascada hadrónica. Debido a que adquieren momento transversal cuando se originan, esta componente hadrónica presenta una desviación lateral $r_h(m)$ aproximada para hadrones con momento p de:

$$r_h = l \frac{p_0}{p} \quad (2.26)$$

donde l es el trayecto libre medio de interacción y p_0 el momento transversal. La distribución lateral es generalmente de la forma:

$$\rho_h(E_h, r) = N_h(E_h) r^{\alpha_h} e^{-r/r_h} \quad (2.27)$$

donde $\rho_h(E_h, r)$ es la densidad de hadrones de energía E_h y una distancia r del núcleo y $N_h(E_h)$ el número total de hadrones de energía E_h .

Los hadrones al ser más masivos que los electrones se retrasan llegando despues del frente electrónico que viaja casi a la velocidad de la luz, el tiempo de retraso dt depende de la masa y energía

$$dt \propto \gamma^{-2} = (E_h/m)^{-2} \quad (2.28)$$

Componente muónica

Finalmente la componente muónica proviene del decaimiento de piones y kaones. Constituye un 10% del número total de partículas de la cascada, dado que los muones no interaccionan fuertemente las únicas pérdidas se deben a la ionización y decaimiento. Los muones se caracterizan por viajar practicamente en línea recta hasta el nivel observable, la desviación lateral de los muones se debe al momento transversal adquirido por sus antecesores los piones. La dispersión múltiple y el campo geomagnetico también influyen en dicha desviación lateral, sin embargo esta última únicamente produce la asimetría en la distribución azimutal. Los muones más alejados del centro de la cascada dan información de los primarios y las interacciones superiores. La dispersión lateral claramente depende de la energía de los primarios. Greisen sugiere que para energías $> 1 \text{ GeV}$ la siguiente función describe la desviación lateral de los muones a nivel del mar:

$$\rho_\mu(N_e, r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} r^{-3/4} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} m^{-2} \quad (2.29)$$

donde ρ_μ es la densidad de muones de energía mayor a 1GeV a una distancia r del centro de la cascada N_e . Los muones se desvían mucho más que los electrones. El espectro de energías de los muones puede ser representado por una serie de potencias como para los hadrones, es plana a bajas energías debido a las pérdidas por ionización y decaimiento con el decrecimiento de la energía de los muones y se vuelve escalonada para mayores energías, la relación entre el número de muones y el tamaño de la cascada para E_μ es:

$$N_\mu(E_\mu) \propto N_e^{\alpha_\mu}(E_\mu) \quad (2.30)$$

El exponente α_μ decrece con E_μ debido a que los piones de mayor energía tienen menor probabilidad de decaer. Esto hace a los muones sensibles al número de masa, de la siguiente ecuación se observa que el número de muones crece para primarios más pesados,

$$N_\mu(A) \propto A \left(\frac{N_e}{A} \right)^{\alpha_\mu} \propto A^{1-\alpha_\mu} \quad (2.31)$$

2.5. Parámetros Físicos Medibles

Una vez que se definieron los parámetros que caracterizan los chubascos de partículas describiremos algunos de los parámetros físicos medibles que nos dan información de la dirección de incidencia, composición y espectro de energías de los primarios lo cual a su vez nos da indicios del origen de la radiación cósmica.

Una primer parámetro que resulta importante es el número de rayos cósmicos que nos llegan, pues dependiendo de ello podemos deducir características del primario que origino la cascada de partículas. Evidentemente la tasa de conteo es un parámetro que varia de un detector a otro por tanto con la idea de poder comparar los resultados obtenidos con diferentes detectores en diferente tiempo y lugar fue necesario definir un parámetro físico independiente del detector, es así como surge la idea de medir el flujo.

2.5.1. Flujo

El flujo de rayos cósmicos se define como la tasa de conteo ¹⁵ por unidad de área por unidad de ángulo sólido.

Para entender como se obtiene el flujo de un detector tomemos como ejemplo un detector de centelleo compuesto de dos paneles separados por una distancia d como se muestra en el esquema 2.9

En la figura se muestran con rojo las líneas que indican el rango de direcciones de las partículas que atraviesan el panel superior del detector y llegan al área A del panel inferior para ser detectadas, si barremos con dicha área A todo el panel inferior obtendremos el conjunto de caminos trayectorias que pueden seguir los rayos cósmicos para ser detectadas. El rango angular en tres dimensiones que cubre un detector para un localización dada (por ejemplo el área A) de uno de los paneles se llama ángulo sólido subtendido. La definición se presenta en el apéndice A

La forma estándar de calcular el flujo es dividir la tasa de rayos cósmicos por el ángulo sólido subtendido y por el área del detector, la fórmula para obtener el flujo del detector que estamos describiendo es la siguiente:

$$F_{rc} = \frac{n_s d^2}{A_S A_I} \quad (2.32)$$

Para derivar esta formula véase el Apéndice B.

¹⁵La tasa de conteo es el número de partículas por unidad de tiempo

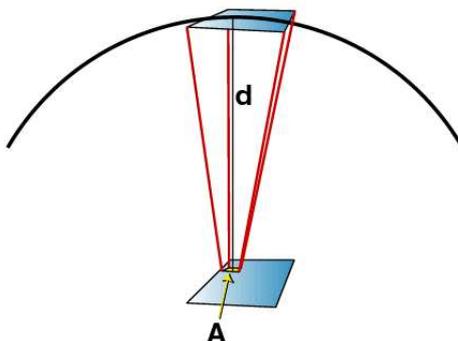


Figura 2.9: Flujo de rayos cósmicos

2.5.2. Identificación de Partículas

En detectores espaciales y de globo la identificación de partículas es directa. En los Chubascos de partículas la identificación del primario que dio origen a un chubasco de partículas es indirecta. La identificación del primario se lleva a cabo a través de la medición parámetros de la cascada y de la simulaciones y modelos teóricos.

En las secciones anteriores se describió como se desarrollan teóricamente las cascadas extensas y se mostraron los parámetros que las caracterizan, como desviación lateral, profundidad máxima de la cascada, número máximo de partículas, etc, así mismo se mostró la relación que tiene estos parámetros con la energía del primario dirección y composición. Teniendo en cuenta esa información a continuación serán expuestos los parámetros físicos medibles de la cascada que proporcionan información sobre los rayos primarios. Posteriormente se habla un poco de la reconstrucción de las propiedades de la cascada como son energía, composición y dirección y finalmente se habla de la detección de gamas

Componentes muónica y electromagnética

La medición de las componentes nos da información sobre los primarios, en particular las componentes electromagnética y muónica. La componente electromagnética nos permite inferir propiedades como la energía del primario y la componente muónica la masa. En las cascadas nucleares alrededor del 30 % de la energía es transferida a la cascada electromagnética, de tal suerte que la cascada electromagnética disipa el 90% de la energía del primario vía ionización, el resto de la energía la transportan los muones y neutrinos. Por lo tanto podemos asumir que la energía disipada vía la componente electromagnética aproxima bastante bien la energía del primario. Utilizando detectores de fluorescencia, por ejemplo, es posible medir esta componente electromagnética.

Al ser la componente muónica un indicador de la masa del primario, nos proporciona al mismo tiempo información de la composición del primario. El modelo de superposición de núcleos pesados nos explica que lluvias generadas por núcleos de masa A producen más muones que lluvias generadas por protones de la misma energía, dado que la energía total se divide entre el número de nucleones entonces toma menos generaciones distribuir la energía hadrónica en piones de baja energía que decaen antes de interactuar, lo cual significa menor energía disipada vía cascadas electromagnéticas. Partiendo de ciertas simulaciones se predice que la dependencia del número de muones que alcanzan la superficie en una lluvia inducida por un proton esta relacionada con la energía como $E^{0,85}$, entonces ¹⁶ una lluvia inducida por un núcleo con A

¹⁶Por el modelo de superposición

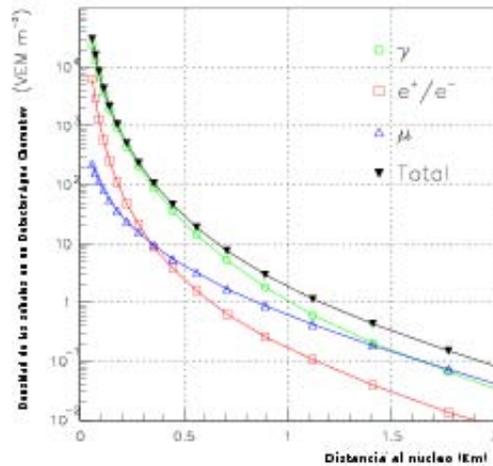


Figura 2.10: Componentes de una cascada en función de la distancia al núcleo

nucleones estará relacionada con la lluvia de un protón por:

$$N_{\mu}^A = A^{0,15} N_{\mu}^p \quad (2.33)$$

Para entender estas dependencias tomemos como ejemplo una lluvia inducida por un hierro ($A=56$). Esta cascada tendrá 80 % más muones que una lluvia inducida por un proton de la misma energía. Un arreglo de superficie con detectores de agua Cherenkov o detectores centelladores son sensibles a la componente muónica. En la figura 2.10 se observa como varían las componentes en función de la distancia al núcleo del chubasco.

Parámetros de la estructura espacial de la cascada

El desarrollo espacial de la cascada también nos proporciona información del primario. En general tenemos que una cascada extensa espacialmente podemos pensarla como un disco delgado de partículas moviéndose a la velocidad de la luz a través de la atmósfera a lo largo de un eje conocido como *Eje de la lluvia* al disco se conoce como centro o núcleo, sabemos que existe una profundidad a la que la lluvia alcanza un máximo X_{max} que depende tanto de la energía como de la masa del primario. Así, a una misma energía una lluvia iniciada por núcleo desarrollará más rápido que la de un protón (dado que la sección transversal es mayor y tendera a interactuar antes). Sabemos también que la lluvia se esparcirá en torno al eje debido a la dispersión múltiple coulombiana y el momento transversal adquirido en las interacciones y decaimientos. El efecto combinado de los factores provoca una distribución lateral de las partículas, tal que la mayor densidad se encuentra en torno al eje y cae con la distancia en una escala determinada por el radio de Moliere en aire¹⁷. La distribución de partículas es axialmente simétrica en torno al eje. Un primer parámetro físico que se mide relacionado con la estructura espacial de la cascada sería la distribución lateral a nivel del suelo conocida como la función de distribución lateral la cual dependerá del detector y la profundidad a la que sea medido. Para entender mejor como se mide este parámetro ejemplifiquemos con un detector de fluorencia

¹⁷El radio de Moliere se refiere a una característica propia de un material que describe las propiedades de sus interacciones electromagnéticas. Esta relacionado a la longitud de radiación por medio de la expresión: $R_M = 0,0265 X_o (Z + 1,2)$ donde X_o es la longitud de radiación, Z el número atómico. El radio de Moliere del aire es 80 m a nivel de suelo

¹⁸. Este detector es capaz de estudiar el desarrollo de la cascada a través de la medición de la intensidad de la luz a diferentes profundidades, la cual refleja el desarrollo longitudinal de la cascada ¹⁹ y nos permite medir un segundo parámetro referente a la estructura espacial: la profundidad máxima de la lluvia. Una forma indirecta de medir la distribución lateral que se realiza con detectores de superficie es covolucionando el espectro de energías obtenido en la superficie a una distancia del núcleo dada y utilizando las curvas de respuesta de los detectores.

Parámetros de estructura del tiempo

En desarrollo temporal de la cascada también nos proporciona información del primario. En una cascada extensa el núcleo de la cascada junto con el resto de las partículas que llegan primero a la superficie forman una especie de cono que representa el frente de la cascada, las partículas más lejanas al centro por geometría llegarán después, entonces lejos del centro las partículas están desviadas en tiempo de forma proporcional a su distancia al núcleo, la medición de este parámetro permite distinguir entre cascadas grandes generadas lejos de cascadas chicas generadas cerca, dado que el tiempo desviado es mayor conforme la profundidad máxima se incrementa. Midiendo la distribución de tiempos de las partículas que llegan y midiendo la curvatura del frente de la lluvia, es posible la reconstrucción de propiedades del primario como masa y energía²⁰. Otro parámetro medible sería el tiempo de ascenso el cual se basa en el fenómeno de que la componente muónica tiende a llegar antes que la electromagnética dado que sufre menor dispersión. Por tanto, las cascadas iniciadas por núcleos más pesados que los protones ²¹ llegan primero que lluvias originadas por protones de la misma energía. La medición del tiempo de ascenso constituye uno de los parámetros que determinan la composición de un primario en los arreglos de superficie. Un ejemplo práctico de medición del tiempo de ascenso sería la medición del intervalo de tiempo entre la llegada del 10 % y 50 % de los puntos de la señal integrada ($t_{10/50}$).

2.5.3. Reconstrucción del Primario

Una vez identificados los parámetros físicos medibles de las cascadas extensas (componente muónica, electrónica, distribución lateral, profundidad máxima, distribución de tiempos y tiempo de ascenso) dedicaremos unos párrafos para ejemplificar como se lleva a cabo la reconstrucción de las propiedades del primario como son energía, dirección y composición.

Energía

Como se dijo la cantidad de luz producida en cada profundidad de la atmósfera es proporcional al tamaño de la lluvia y entonces al número de partículas N_e . Midiendo la luz producida a diferentes profundidades un detector de fluorescencia determina el perfil longitudinal del chubasco $N_e(X)$. La integral del perfil longitudinal es una medida calorimétrica de la energía electromagnética total:

$$E_{em} = 2,2MeVcm^2g^{-1} \int N_e(X)dX \quad (2.34)$$

dado que en promedio se depositan 2.2 MeV en la atmósfera cada intervalo de 1 g/cm^2 . Cabe mencionar que esta energía corresponde a un límite inferior para la energía del primario. La energía no medida mediante detector de fluorescencia puede calcularse por medio de la densidad de muones que llega a un arreglo superficial interpolando o extrapolando con algún parámetro bien conocido

¹⁸Este detector aprovecha el principio de que los rayos cósmicos ionizan y excitan el N_2 del aire y emisión de fotones en la región ultravioleta

¹⁹La integral de la función de distribución lateral es proporcional a la energía disipada en la atmósfera

²⁰Estas cantidades son sensibles fracción de muones y la profundidad máxima

²¹Cuyas componentes muónicas son más grandes y que fueron generadas más alto en la atmósfera

obtenido de simulaciones que este bien correlacionado con la energía total para todas las partículas primarias.

Masa Primaria

Las tres cantidades correlacionadas con la masa del primario son densidad de muones, profundidad máxima y tiempo de ascenso, todas ellas son utilizadas para determinar la composición del primario.

Recordemos la ecuación 2.33 que nos relaciona el número de muones que produce una lluvia generada por un núcleo de masa A con el número de muones generados por un protón de la misma energía. De la explicación anterior encontramos que la profundidad máxima X_{max} y el número de muones están correlacionados ambos con la masa del primario. La medición de cualquiera de los dos parámetros nos permite deducir la masa del primario.

La tercera cantidad medible que está correlacionada con la masa es el tiempo de ascenso de una partícula lejos del núcleo, su relación se explica en términos del desarrollo del chubasco, un desarrollo temprano implica trayectorias similares para las partículas detectadas así que llegan más amontonadas, esto se acentúa en detectores de agua Cherenkov.

Dirección del Primario

La reconstrucción geométrica consiste en localizar el núcleo de la cascada y su eje se realiza por triangulación de información de tres estaciones de medición en la superficie, la dirección del eje de la cascada se determina mediante tres puntos espaciales y tres tiempos de llegada. La posición del eje en el espacio se localiza explotando la simetría axial de la cascada.

Cabe mencionar que la determinación de parámetros como la dirección de arribo y la energía puede ser medida independientemente del modelo hadrónico sin ambigüedad, en cambio la composición está íntimamente ligada al modelo hadrónico de interacción supuesto sobretodo en las primeras interacciones así que resulta importante el estudio de las interacciones hadrónicas a altas energías y sus fluctuaciones.

Detección de Rayos gama

En la detección de gamas evidentemente nos encontramos con la dificultad de tener un enorme ruido producido por el resto de radiación cósmica cargada, afortunadamente esta radiación es altamente isotrópica y uniforme en el tiempo a pesar de las fluctuaciones estadísticas entonces es posible detectar los gamas expulsados de fuentes puntuales dado que corresponden a picos en la distribución espacial. (Ver figura 2.11)

Por encima de los $10^{16}eV$ los rayos gama producen una característica distintiva debido al efecto LPM ²² [4] el cual reduce la sección transversal electromagnética provocando que el perfil longitudinal se vuelva más grande, por tanto en lluvia de partículas generada por un gama se esperaría obtener un perfil más ancho que el que se obtendría en un chubasco inducido por una partícula hadrónica. EL efecto LPM es mayor conforme el gama tiene mayor energía.

²²Efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal

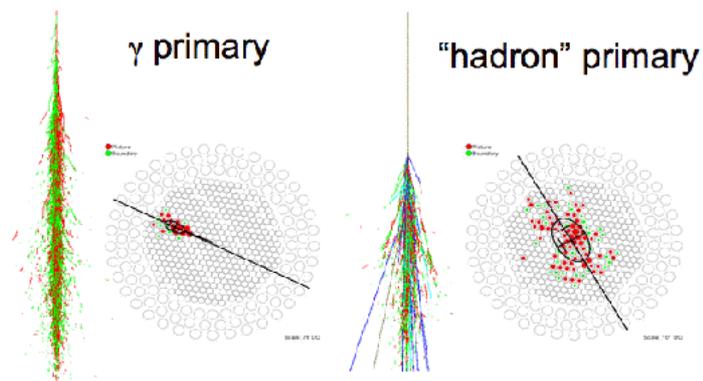


Figura 2.11: Diferencias del espectro generado por un gama y un hadrón.

Capítulo 3

Principios Físicos del Funcionamiento de un detector de Radiación Cósmica

Este capítulo está dedicado a explicar los principios físicos del funcionamiento de un detector de radiación cósmica para lo cual primeramente se da una breve introducción al tema de como interacciona la radiación con la materia, posteriormente se habla de los principios de funcionamiento de un detector en general y posteriormente se habla de los parámetros importantes de un detector como son sensibilidad, respuesta, eficiencia y resolución entre otros. Más adelante se describen los principios físicos de funcionamiento de los detectores que se utilizaron en el experimento que son: detector de Centelleo (para mediciones auxiliares) y el detector Cherenkov. Para este capítulo me base en las referencias [15], [16], [17] y [18] en lo relacionado con interacción radiación materia y detectores.

3.1. Interacción de la Radiación y Materia

Para hablar de la interacción de la radiación con la materia es conveniente clasificar a la radiación en diferentes tipos: primeramente podemos separar la radiación neutra y la radiación de las partículas cargadas; pues dependiendo si se trata de partículas cargadas o radiación neutra el tipo de interacciones con la materia será diferente.

Entre la radiación neutra tenemos dos tipos básicamente: las partículas neutras como son los neutrones, neutrinos y la radiación electromagnética como son rayos X y rayos γ .

La radiación electromagnética interacciona vía tres procesos:

- *Efecto fotoeléctrico*. Es el proceso en el cual un fotón transfiere toda su energía a un electrón de un átomo y lo desprende. Este proceso es importante únicamente a bajas energías del orden de la energía de amarre de los electrones atómicos.
- *Efecto Compton*. Es el proceso en el que un fotón interactúa con un electrón libre, entonces el fotón transfiere parte de su energía y momento al electrón. Este efecto es importante a bajas energías de unos cuantos MeV.
- *Producción de pares*. Es el proceso en el que el fotón interactúa con el campo coulombiano del núcleo, en dicha interacción el fotón desaparece y se crean un par electrón-positrón, este proceso puede suceder únicamente a energías mayores a la masa en reposo de la pareja.

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN Y MATERIA

Las energías involucradas en los diferentes procesos determinan su relevancia en los procesos que se estudien. En el caso de los rayos cósmicos, los chubascos de partículas son iniciados por partículas muy energéticas por tanto los efectos Fotoeléctrico y Compton son despreciables. Las partículas neutras como los neutrones por ser hadrones interactúan únicamente vía la interacción fuerte y los neutrinos interactúan únicamente vía la fuerza débil con núcleos y electrones. En general diremos que dichas partículas tienen únicamente interacciones nucleares cuando colisionan directamente con los núcleos del material absorbente. Al interactuar desaparecen dando lugar a otras partículas secundarias las cuales son comúnmente partículas más pesadas, como núcleos del material absorbente.

Entre las partículas cargadas tenemos electrones e iones con masas atómicas mayores a la unidad como protones y partículas alfa (${}^4\text{He}$). Las partículas cargadas únicamente interactúan vía la fuerza coulombiana, sin embargo dependiendo de la energía de la partícula cargada cuando atraviesa un material pueden ocurrir 3 fenómenos:

1. Puede ionizar la materia, es decir, desprenderle electrones,
2. Puede excitar a los electrones de los átomos propiciando transiciones de estado y la subsecuente emisión de fotones.
3. Puede emitir radiación Cherenkov.

3.1.1. Poder de Frenado Lineal

En términos generales podemos decir que como resultado de dicha interacción la radiación pierde energía cediéndola a la materia. Se define entonces la cantidad Poder de frenado lineal S que nos dice que la pérdida diferencial de energía en un diferencial de la trayectoria dentro de un material esta dado por la siguiente expresión:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.1)$$

Dicha cantidad también se conoce como pérdida de energía específica o tasa de pérdida de energía. Para partículas cargadas, la pérdida de energía específica crece conforme la velocidad de la partícula es menor. La expresión clásica de S esta dada por la formula de Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad (3.2)$$

donde B esta dado por:

$$B = Z \left[\text{Ln} \frac{2m_0 v^2}{I} - \text{Ln} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3.3)$$

En esta expresión v y Ze son la velocidad y carga de la partícula primaria y N y Z son la densidad de partículas y el número atómico de los átomos que absorben, m la masa del electrón en reposo, I es la ionización promedio. Esta expresión es válida para partículas cargadas cuya velocidad sea mucho mayor comparada con las velocidades orbitales de los electrones del material absorbente.

Para partículas con velocidades mucho menores a c solo el primer término de B es importante.¹, en este caso $S \propto 1/v^2$ (o inversamente $S \propto E$), es decir $\frac{dE}{dx}$ es ta dominado por el factor $1/\beta^2$ y decrece con el incremento de la velocidad, esta alcanzar un mínimo alrededor de $v \simeq 0,96c$ ². A energías mayores a este punto el término $1/\beta^2$ se vuelve casi constante como se observa en la figura 3.1 .

Debido al hecho de que la pérdida específica de energía para partículas con velocidades cercanas

¹El término B varia poco con relación a la velocidad de la partícula por tanto el comportamiento de S puede deducirse directamente de los demás factores.

²Las partículas en este punto se conocen como de mínima ionización

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN Y MATERIA

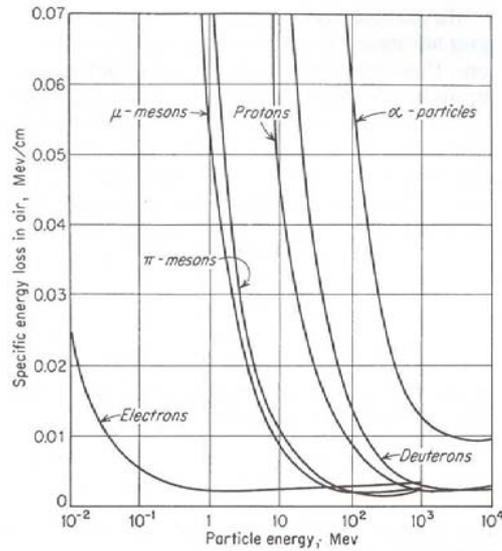


Figura 3.1: Curva de pérdida de Energía Específica

a las de la luz tiende a un valor mínimo cuasiconstante se les denomina *partículas de mínima ionización*. Cabe notar que el valor de mínima ionización es casi igual para partículas con igual carga, para partículas con mayor carga presentaran una pérdida de energía mayor. En cuanto al material absorbente el producto NZ representa la densidad de electrones en el absorbente, entonces materiales con mayor densidad tendrán un poder de frenado mayor.

3.1.2. Curva de Bragg

De la figura anterior se observa que conforme las partículas penetran la materia, y su energía disminuye, su tasa de pérdida de energía va en aumento y más energía sera transferida al material hacia el final de su trayectoria. A la curva que describe la pérdida de energía a lo largo de una trayectoria seguida por una partícula cargada se conoce como Curva de Bragg la cual muestra la cantidad de ionización creada por una partícula a lo largo de su trayectoria. En esta curva se observa que hacia el final del trayecto es cuando se deposita la mayor cantidad de energía y luego cae abruptamente. A continuación se presenta en la figura 3.2.

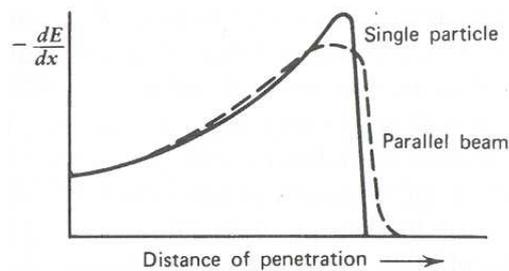


Figura 3.2: Curva de Bragg

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN Y MATERIA

3.1.3. Sección Transversal

Otro concepto importante para entender la interacción radiación materia es la sección transversal, nos da la probabilidad de que una interacción ocurra. Para definirla pensemos en un haz de partículas I que incide sobre un blanco, que puede ser otra partícula. Pensemos que este haz de partículas tiene distribución uniforme espacial y temporalmente tal que pueda hablarse de un flujo F de partículas incidentes, por unidad de área y tiempo; entonces nos fijamos en el número de partículas dispersadas en un ángulo sólido por unidad de tiempo $\frac{dN_s}{d\Omega}$. La sección transversal diferencial se define entonces como la fracción promedio de partículas dispersadas en el ángulo sólido $d\Omega$ por unidad de tiempo por unidad de flujo.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega} \quad (3.4)$$

En términos cuánticos la sección transversal es la probabilidad de dispersión en un $d\Omega$ dado dividido por la probabilidad total de incidir sobre una unidad de área frente al blanco.

(insertar dibujo Sección transversal cuaderno)

La sección transversal diferencial varía en general con la energía y el ángulo de dispersión, la sección transversal total σ_T para una energía determinada E esta dada por:

$$\sigma(E) = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.5)$$

En términos prácticos el blanco es usualmente una capa delgada de material que contiene muchos núcleos dispersores y se desea saber el número de interacciones promedio. Asumiendo una distribución uniforme de los centros dispersores y que la capa es tan delgada que ningún centro dispersor se antepone a otro, se define el número de centros dispersores por unidad de área perpendicular A que será vista por el haz como $N\delta x$ donde N es la densidad de centros dispersores y δx es el grueso del material a lo largo de la dirección del haz, siempre que el haz se más ancho que el blanco³, el número de partículas incidentes elegibles para una interacción es FA , entonces el número de partículas dispersadas por unidad de ángulo sólido y tiempo es:

$$N_s = FAN\delta x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.6)$$

y el número total de partículas dispersadas por unidad de tiempo es:

$$N_T = FAN\delta x\sigma \quad (3.7)$$

dividiendo N_T/FA se tiene la probabilidad de dispersión de una partícula en un blanco con un grueso δx , es decir, la probabilidad de que una partícula interaccione en una capa de material delgada de grueso δx (con muchos centros dispersores) esta dada por:

$$P_{int}\delta x = N\sigma\delta x \quad (3.8)$$

3.1.4. Camino Libre Medio

Otro parámetro importante cuando se estudia la interacción radiación materia es el camino libre medio, que es la distancia promedio que viaja una partícula sin sufrir una colisión. En la subsección anterior se habló de la probabilidad de interacción de una partícula que viaja a través de un material delgado ahora nos preguntaremos por la probabilidad de sobrevivir una distancia x , es decir de no interactuar en una distancia x . Denotemos con $P(x)$ a dicha probabilidad, la cual esta dada por:

$$P(x) = \exp(-wx) \quad (3.9)$$

³Si el haz es menor que el blanco es el área cubierta por el haz

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.1. INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN Y MATERIA

Entonces la probabilidad de sufrir una interacción en cualquier lugar en una distancia x es:

$$P_{int}(x) = 1 - \exp(-wx) \quad (3.10)$$

Calculemos ahora la distancia promedio que viaja una partícula sin interaccionar λ :

$$\lambda = \frac{\int xP(x)dx}{\int P(x)dx} = \frac{1}{w} \quad (3.11)$$

Evidentemente el camino libre medio esta relacionado con la sección transversal y la densidad de centros dispersores, para obtener la relación de λ con σ y N , pensemos nuevamente en un material de grosor δx entonces la probabilidad de interacción puede ser aproximada por (expandingo la exponencial en series y conservando únicamente a primer orden):

$$P_{int} = 1 - \left(1 - \frac{\delta x}{\lambda} + \dots\right) \simeq \frac{\delta x}{\lambda} \quad (3.12)$$

Comparando con 3.8 encontramos que $\lambda = 1/N\sigma$ Entonces la probabilidad de interacción y sobrevivencia quedan escritas de la siguiente forma:

$$P_{int} = 1 - \exp(-x/\lambda) = 1 - \exp(-N\sigma x) \quad (3.13)$$

$$P(x) = \exp(-x/\lambda) = \exp(-N\sigma x) \quad (3.14)$$

Por otra parte también se define de manera análoga al camino libre medio de interacción, el *Camino Libre Medio de Decaimiento* que es la distancia promedio que viaja una partícula sin sufrir un decaimiento.

3.1.5. Longitud de penetración: Rango

Este parámetro mide la longitud que logran penetrar las partículas antes de perder toda su energía, y es función de del tipo de partículas. Para determinar esta cantidad experimentalmente se hace pasar un haz de partículas a una energía a través de diferentes grosores del material y se mide la tasa de partículas transmitidas. La curva típica es la razón versus grosor del absorbente que se conoce como la curva de rango-distancia la cual se observa en la figura 3.3.

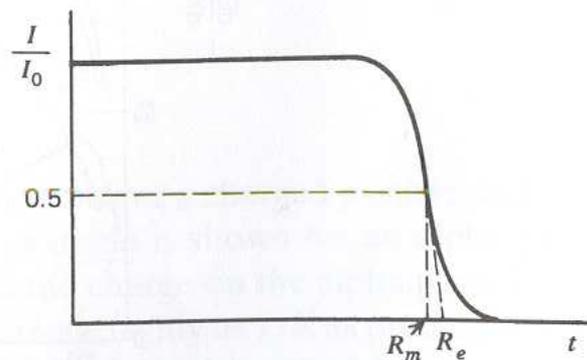


Figura 3.3: Curva de rango o penetración

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.2. DESCRIPCIÓN FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR

3.1.6. Longitud de Radiación

A energías por debajo de algunos cientos de GeV, los electrones y positrones son las únicas partículas en que la radiación (por Bremsstrahlung) contribuye de manera importante a la pérdida de energía de la partícula. Se define como la distancia durante la cual el electrón pierde energía por un factor $1/e$ por radiación. La longitud de radiación esta dada por:

$$L_{rad} = \frac{1}{N\Phi_{rad}} \quad (3.15)$$

donde Φ_{rad} esta dado por:

$$\Phi_{rad} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} - f(Z) \right] \quad (3.16)$$

3.2. Descripción Funcionamiento de un detector

En esta sección se describirá los fundamentos del funcionamiento de los detectores utilizados el experimento para la medición del flujo de rayos cósmicos; antes de describir cada detector en particular daré características generales de cualquier detector así como algunas definiciones sobre las propiedades de un detector como Sensibilidad, Respuesta, Eficiencia y Resolución.

3.2.1. Propiedades de un Detector

Un detector de partículas (o cuantos de radiación) en términos generales es aquel instrumento que registra el paso de un partícula y hace algún tipo de medición de sus propiedades. La información es registrada mediante los procesos físicos involucrados en la interacción de la partícula con el material, en general se expresa en términos de la carga liberada durante su paso por la materia o cuantificación de la luz. Dichos procesos de interacción de la radiación con la materia se discuten en la primera sección titulada Interacción de la Radiación con la Materia.

Un detector puede registrar el paso de un partícula solo si dicha partícula transfirió parte de su energía al material, dicha energía tendrá que ser mayor comparada con la energía térmica promedio del material que detecta. La detección descansa fundamentalmente en los estados cuantizados del material, cuando existen estados cuantizados cuya energía umbral excede a la energía térmica promedio de los átomos y moléculas y es menor que la energía de una partícula ionizante es posible su detección. Esto pone un limite inferior a las energías de las partículas que vayan a ser detectadas. Las transiciones más bajas ocurren en semiconductores y son del orden de eV, en detectores de gas tenemos ordenes de 10 eV, etc. El caso que nos interesa es la detección de los rayos cósmicos secundarios, como ya se dijo en el segundo capítulo, a la superficie terrestre llegan mayoritariamente muones y electrones cuyas energías umbrales son del orden de MeV.

El resultado de una interacción de la radiación en el detector de agua Cherenkov es la emisión de fotones que al pasar por el tubo fotomultiplicador genera una corriente. La carga generada entonces debe ser colectada para formar la señal eléctrica que es procesada en la electrónica. Entonces la carga sería la integral en el tiempo de la corriente durante el tiempo de colección t_c . A continuación se describirá brevemente algunas de las propiedades mas importantes que caracterizan un detector en general.

Sensitividad de un detector

La primera propiedad de un detector es su sensibilidad la cual se define como la capacidad de producir una señal útil para un tipo de radiación dado. Cada detector esta diseñado para un tipo de radiación y un rango de energías, la sensibilidad de un detector depende de

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.2. DESCRIPCIÓN FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR

varios factores: la sección transversal de las reacciones ionizantes en el detector, su masa, y el ruido inherente, tanto la sección transversal como la masa determinan la probabilidad de que la radiación incidente convierta parte de su energía en el detector en forma ionización que genere una señal, entonces debe garantizarse que exista una tasa de interacción suficiente. Así mismo, el ruido determina el nivel mínimo de ionización que debe producirse en el detector para que una señal sea detectable obviamente debe ser mucho mayor que el ruido promedio del detector.

Respuesta de un detector

Dado que la ionización producida en un detector es proporcional a la energía pérdida por la radiación en el volumen, si el detector es suficientemente grande tal que la radiación sea completamente absorbida entonces tal ionización nos dará una medida de la energía de la radiación. Usualmente la señal de salida esta dada en forma de un pulso de corriente, entonces la cantidad de ionización esta reflejada en la carga eléctrica contenida en la señal, es decir la integral del pulso en el tiempo, esta integral es directamente proporcional a la amplitud del pulso o altura de la señal, entonces esta característica puede ser utilizada en lugar de la carga, la relación entre la energía de la radiación y la carga total o altura del pulso se conoce como la respuesta del detector. Evidentemente desearíamos que tal relación fuese lineal sin embargo la respuesta en general depende del tipo de partícula y su energía.

Resolución de un detector

Para los detectores que están diseñados para medir la energía de la radiación incidente, el factor más importante es la resolución en la energía, es decir la capacidad del detector de distinguir dos energías cercanas. En general este factor puede medirse mandando un haz monoenergético de radiación y analizando el espectro resultante. La resolución esta dada en términos del ancho distribución a la mitad del máximo FWHM (Full width at half maximum) si denotamos a este ancho por ΔE tenemos que la resolución se define como el cociente $\Delta E/E$.

Eficiencia de un detector

En principio un detector genera un pulso de salida por cada partícula que interactúa en el volumen del detector. En el caso ideal en que el detector identifique cada cuanto de radiación que incide se tiene una eficiencia del 100 %. Sin embargo en la práctica no se alcanzan tales eficiencias. La eficiencia absoluta se define como:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\text{No de pulsos registrados}}{\text{No de cuantos de radiación emitidos por la fuente}} \quad (3.17)$$

La eficiencia absoluta dependerá no solo de las propiedades del detector sino también de la geometría del mismo así como de la distancia de la fuente al detector, por lo tanto es conveniente medir la eficiencia intrínseca la cual se define como:

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{No de Eventos registrados}}{\text{No de eventos incidentes en el detector}} \quad (3.18)$$

Esta detección excluye la dependencia con el ángulo sólido subtendido por el detector. La relación entre las 2 definiciones de eficiencia esta dada por:

$$\epsilon_{int} = \epsilon_{abs} 4\pi/\Omega \quad (3.19)$$

donde Ω es el ángulo sólido.

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.3. DETECTOR DE CENTELLEO

Tiempo muerto de un detector

En todos los detectores existe un intervalo de tiempo mínimo entre dos eventos para que sea posible detectarlos como eventos separados, a dicho parámetro del detector se le conoce como tiempo muerto. Dependiendo del detector, cuando 2 señales llegan muy cercanas en tiempo tal que la segunda señal llega dentro del tiempo muerto del detector existen 2 posibilidades : que el detector sea sensible a la segunda señal y la acumule distorsionando la señal o que sea insensible y que ningún evento posterior al primero y dentro del tiempo muerto sea detectado. En ambos casos existe una distorsión de las tasas de conteo y una distorsión de la distribución de tiempo en la llegada de los eventos. Para eliminar las distorsiones debidas al tiempo muerto se requiere que las tasas de conteo del detector sean lo suficientemente bajas para que la probabilidad de que ocurra un evento dentro del tiempo muerto sea muy pequeña.

3.3. Detector de Centelleo

Como se observa en la figura 3.4 un detector de centelleo consta de tres componentes, centellador, colector o guía de luz y el Tubo Fotomultiplicador.

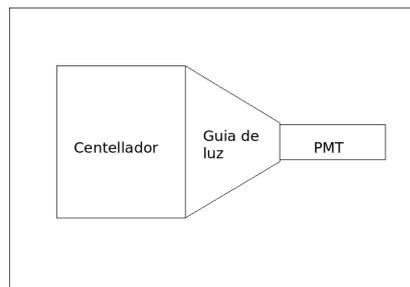


Figura 3.4: Esquema de un detector de centelleo

El principio de funcionamiento de un detector de Centelleo se basa en el hecho de que al pasar una partícula cargada por un material centellador, esta excita los electrones del material generando transiciones de estado, dichos átomos cuando regresan a su estado base emiten fotones. Dichos fotones son colectados y transformados en un pulso eléctrico, señal que nos permite detectar la partícula. En suma un detector de centelleo registra el paso de una partícula detectando los fotones emitidos por material centellador debido a la interacción de la partícula cargada con el centellador.

Por tanto un material centellador debe poseer las siguientes propiedades:

1. El material debe ser transparente a los fotones emitidos y no deben existir otros mecanismos en el material que restauren la excitación de los átomos e impidan entonces la emisión de fotones.
2. La conversión de energía a radiación en el visible debe ser lineal.

Existen 2 tipos de centelladores: orgánicos e inorgánicos.

En los centelladores orgánicos la emisión de fotones depende de la estructura de niveles de energía de la molécula. Los niveles de energía atómicos originales son modificados por la interacción generando niveles compuestos de energía que dependen de la distancia interatómica (como se observa en la figura 3.5)

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.3. DETECTOR DE CENTELLEO

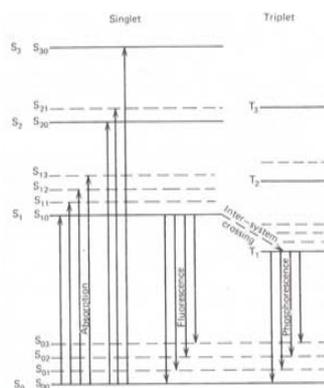


Figura 3.5: Niveles de energía moleculares de un centellador orgánico

Los centelladores inorgánicos basan su propiedad de emisión en la estructura cristalina del material. La cual deriva en una estructura de bandas. Tenemos que los electrones están rodeados de átomos de la red cristalina, y la banda de conducción donde los electrones se mueven libremente esta vacía. Cuando una partícula cargada llega excita a un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción creando una pareja, electrón-hoyo que con el tiempo se recombinan generando un fotón (Ver figura 3.6)

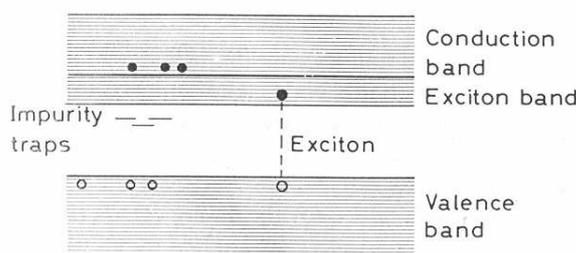


Figura 3.6: Bandas de valencia y conducción de un centellador inorgánico

Los fotones emitidos por el material centellador deben ser colectados y conducidos a un dispositivo que traduzca la señal luminosa en una señal eléctrica (tubo fotomultiplicador). Sin embargo la luz generada en el material centellador se puede perder, básicamente existen dos formas posibles: la primera es que la luz escape en las fronteras del material centellador y la segunda que la luz sea absorbida por el centellador. Si el detector es pequeño el ultimo efecto es despreciable ⁴

Para evitar la pérdida de luz por las fronteras del centellador comúnmente se redirige la luz con reflexiones internas o externas para ello se forra el centellador con material reflejante, evidentemente en cada reflexión existe una degradación por tanto es conveniente que no haya un gran número de reflexiones.

La superficie reflectora puede ser especular (tipo espejo, el ángulo de incidencia es igual al de reflexión) o difusa (la reflexión es casi independiente del ángulo de incidencia y sigue la Ley

⁴Solo cuando las dimensiones del material centellador son tales que las trayectorias realizadas por los fotones sean comparables con la longitud de atenuación, la absorción se vuelve importante

CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA

3.3. DETECTOR DE CENTELLEO

del coseno de Lambert $dI/d\theta \propto \cos\theta$). Así para la colección de luz usualmente se forra de aluminio cuando se desea reflexión especular o de algún material difusor como MgO, TiO₂ u Al₂O₃ (comúnmente se encuentran en forma de pintura blanca). Una cuestión importante resulta la reflectividad que presentan dichos materiales versus la longitud de onda.

Aunque generalmente se han obtenido buenos resultados únicamente con el forro reflejante externo, también se ha encontrado que se obtiene aun mejores resultados maximizando la reflexión interna al mismo tiempo por tanto resulta importante que el medio que rodea al centellador tenga un índice de refracción que sea lo menor posible para lograr minimizar el ángulo de Brewster⁵ y con ello las pérdidas por transmisión. Un procedimiento común es envolver el centellador con aluminio y posteriormente forrarlo con una cinta light-tight o cinta negra (ver figura 5.12).

Para el acoplamiento entre el PMT y el centellador en contraste con el caso anterior que se requería reflexión total interna, ahora se necesita un material que permita la máxima transmisión de la luz. Por tanto, el contacto óptico entre los dos medios debe ser hecho con un material cuyo índice de refracción sea cercano al índice del centellador y la ventana del PMT. Es posible utilizar grasa de silicón o aceite cuando es posible o deseable acoplar directamente el PMT al Centellador. Sin embargo hay dispositivos en que no es posible acoplar directamente ambos dispositivos entonces se utilizan dispositivos denominados guías de luz que conducirán la luz colectada en el centellador al fotomultiplicador bajo el principio de reflexión interna. Par este fin se puede utilizar plexiglass ó lucita. Las guías de luz pueden diseñarse de muchas formas y son particularmente útiles para adaptar cualquier forma de centellador a la cara circular de que usualmente tiene un PMT. Un ejemplo, se observa en la figura 3.7, sería adaptar un centellador con forma rectangular delgado a un PMT con ventana circular.

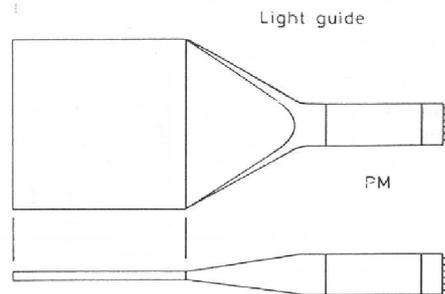


Figura 3.7: Esquema típico de una guía de luz

Para la conducción también es posible utilizar una pieza de material corredor de frecuencia (WLS Wavelegth Shifter) con la geometría adecuada para acoplar el centellador al dispositivo que hace la conversión de señal. Los materiales corredores de frecuencia mejor conocidos por *Wave Length Shifters* consisten de materiales centelladores (liquidos o plásticos) que incorporan aditivos orgánicos cuyo función es absorber la luz generada por los centelladores y volverla a irradiar a una longitud de onda mayor. La idea de estos dispositivos es que la luz emitida corresponda al espectro de emisión del pico de respuesta del tubo fotomultiplicador.

Para traducir la débil señal óptica emitida por el material centellador a una señal eléctrica usualmente se emplea un tubo Fotomultiplicador (PMT) que es un sensor sensible a los fotones el cual transforma los fotones en una corriente eléctrica que podemos medir. En la siguiente sección se hablara detalladamente del tubo fotomultiplicador.

Las señales eléctricas obtenidas del PMT son procesadas mediante módulos de electrónica de los

⁵El ángulo de Brewster esta dado por $\theta_B = \sin^{-1}(\frac{n_{alr}}{n_{cent}})$ donde n_{alr} se refiere al índice de refracción de los alrededores y n_{cent} al índice de refracción del centellador a ángulos mayores al θ_B hay reflexión total interna, a ángulos menores la reflexión es parcial y una parte de la luz es transmitida

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.4. TUBO FOTOMULTIFICADOR

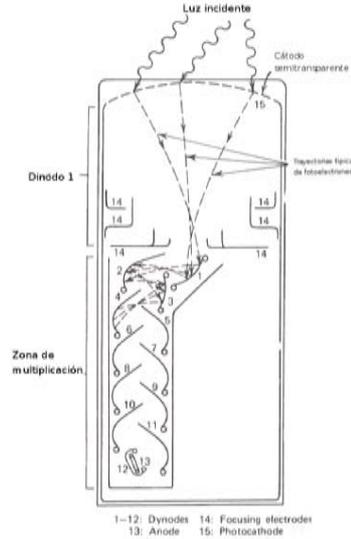


Figura 3.8: Esquema de un tubo fotomultiplicador

cuales se hablara en el proximo capítulo.

3.4. Tubo Fotomultiplicador

Un fotomultiplicador es un dispositivo que convierte la luz muy débil a señales eléctricas medibles. La configuración básica de un fotomultiplicador consiste en un material fotosensible y una estructura de amplificación. Como se ve en el esquema 3.8 básicamente tenemos una ventana que deja entrar la luz al tubo, los fotones golpean el fotocátodo que cubre superficie interna de la ventana.

El fotocátodo es de un material con una función de trabajo menor a la energía que portan los fotones en el visible. Entonces al incidir la luz desprende electrones del cátodo vía efecto fotoeléctrico.

De la ecuación de Einstein tenemos que:

$$E = h\nu - \phi \tag{3.20}$$

donde E es la energía cinética del electrón, ν es la frecuencia de la luz incidente y ϕ es la función de trabajo. Existe una frecuencia mínima para que tenga lugar el efecto fotoeléctrico pero aún por encima de este nivel umbral la probabilidad que suceda no es unitaria.

Dentro del tubo fotomultiplicador hay una serie de dinodos los cuales están a voltajes positivos mayores con respecto al cátodo, asimismo la diferencia de potencial entre dinodos aumenta sucesivamente. De esta forma los electrones que se desprenden del cátodo son acelerados hacia el primer dinodo, entonces al chocar cada electrón desprenderá electrones secundarios de este dinodo que a su vez serán acelerados hacia el segundo dinodo y así sucesivamente generado una avalancha de electrones las cuales serán colectadas finalmente en el ánodo.

La ganancia en cada electrodo se conoce como factor de emisión secundaria δ . Un fotomultiplicador típico tendrá 12 etapas de amplificación (oscilan entre 10 y 14) y dará ganancias de alrededor de 10^8 .

Un concepto importante cuando hablamos de tubos fotomultiplicadores es el concepto de fotoelectrón único o espectro de un electrón único. Idealmente el sistema de amplificación o multiplicación de electrones debería dar una ganancia constante para una energía fija de los electrones que

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.4. TUBO FOTOMULTIPLICADOR

entran en el sistema de dinodos. En la práctica esto no sucede así por la naturaleza estadística de la emisión de electrones secundarios. Electrones de la misma energía pueden producir diferente número de electrones secundarios produciéndose fluctuaciones en la ganancia. Una medida de la fluctuaciones en esta cadena de amplificación esta dada por el espectro del fotoelectrón único (ver figura 3.9). Este es el espectro que se obtiene del tubo fotomultiplicador al hacer incidir en él fotones aislados, uno por uno. esta medición nos da la respuesta del sistema de amplificación y puede ser medido iluminando muy débilmente el PMT de tal forma que la probabilidad de que entre al PMT más de un fotón a la vez sea despreciable.

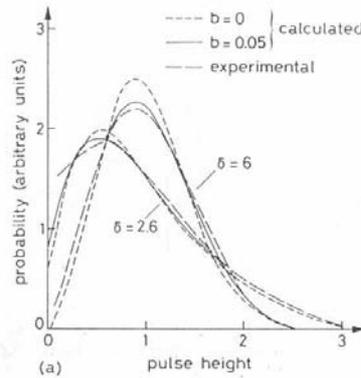


Figura 3.9: Espectro del fotoelectrón único

A continuación se describirán brevemente dos propiedades importantes que caracterizan un PMT: la eficiencia Cuántica y su ganancia.

- **Eficiencia Cuántica.** La eficiencia cuántica de un fotomultiplicador se refiere al hecho de que el efecto fotoeléctrico es un evento probabilístico así que la conversión fotoeléctrica sigue una distribución estadística que varía con la frecuencia de la luz incidente y la estructura del material. La respuesta en todo el espectro esta expresada en el parámetro llamado eficiencia cuántica $\eta(\lambda)$ que se define como:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{No de fotoelectrones desprendidos}}{\text{No de fotones incidentes en el cátodo}(\lambda)} \quad (3.21)$$

donde λ es la longitud de onda de la luz incidente.

La siguiente figura muestra la gráfica de la eficiencia cuántica del fotomultiplicador en función de la longitud de onda. Como puede observarse en la figura 3.10 la respuesta espectral es tal que solo en un rango de longitudes de onda la luz es convertida eficientemente.

- **Ganancia de un tubo fotomultiplicador.** La ganancia del tubo fotomultiplicador se refiere al factor de amplificación total y depende del número de dinodos en el PMT y del factor de emisión secundaria δ el cual a su vez sera función de la energía del electrón primario. Asimismo tenemos que la energía de los electrones incidentes en cada dinodo son función de la diferencia de potencial entre dinodos V_d entonces tenemos que la Ganancia queda determinada por:

$$G = \delta^n = (KV_d)^n \quad (3.22)$$

Una relación que resulta importante sera la variación de la ganancia en función del voltaje que se le suministra al fotomultiplicador.

$$\frac{dG}{G} = n \frac{dV_d}{V_d} = n \frac{dV_b}{V_b} \quad (3.23)$$

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.5. DETECTOR CHERENKOV

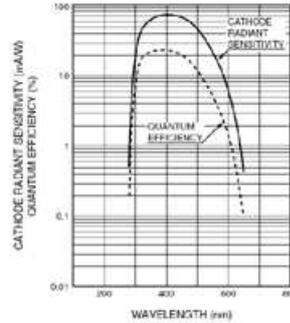


Figura 3.10: Eficiencia Cuántica del fotomultiplicador

donde V_b sería el mínimo voltaje suministrado al PMT para una ganancia dada G con n etapas de amplificación.

- Corriente Oscura. Aún cuando el PMT no este iluminado una pequeña corriente fluye y se le conoce como corriente oscura y se debe a emisión térmica del cátodo y dinodos, contaminación radiactiva y fenómenos de ionización. La componente más importante de esta corriente oscura es el ruido térmico.

3.5. Detector Cherenkov

Como se observa en el esquema un detector Cherenkov consta de tres componentes: un radiador, un reflejante y un fotomultiplicador. Su principio de funcionamiento se basa en que cuando pasa una partícula cargada que viaje a una velocidad mayor que la de la luz en ese medio, es decir a través del radiador, se genera un cono de luz en la dirección de la velocidad de la partícula la cual se denomina radiación Cherenkov. Dicha luz es reflejada por las paredes internas del detector para ser finalmente capturada por el fotomultiplicador que genera un pulso que es medido mediante la electrónica. Hasta aquí existe cierto parecido con los detectores por centelleo. Sin embargo este tipo de detector tiene características únicas como un umbral (threshold) inherente que depende únicamente del índice de refracción del radiador.

$$E_{umbral} = m_e c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (3.24)$$

Únicamente las partículas cargadas que excedan esta energía umbral pueden generar radiación cherenkov. Los fotones generados son creados en tiempos extremadamente cortos de picosegundos. El ángulo Cherenkov esta dado por:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (3.25)$$

En el caso de nuestro detector únicamente es sensible a la intensidad de la luz y no es capaz de medir el cono (ángulo) por ende no se tiene información de la velocidad ni de la energía.

3.5.1. Radiación Cherenkov

El funcionamiento del detector que construí para mi tesis se basa en la generación de la radiación Cherenkov, por lo cual resulta importante conocer la física detrás. La radiación Cherenkov se atribuye a la polarización asimétrica del medio enfrente y detrás de un partícula cargada, la cual representa un dipolo eléctrico neto que varia en el tiempo Un fenómeno análogo se observa en una onda de choque acústico generada por un objeto que se mueve a velocidades ultrasónicas. Las

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.5. DETECTOR CHERENKOV

ondas Cherenkov pueden ser generadas por la superposición de ondas de Huygens producidas por una partícula a lo largo de su trayectoria.

Para poder entender mejor supongamos una partícula cargada que viaja a velocidad constante, dicha partícula sera fuente de campo eléctrico vista en el sistema de referencia de su centro de masa. Por ende las componentes del campo se moverán a la velocidad de la partícula y el campo en cualquier punto sera una superposición de de amplitudes de tipo:

$$\phi_o e^{i(k\hat{r}) - \omega t} \quad (3.26)$$

donde la frecuencia angular ω esta relacionada con la velocidad de la partícula V y el vector de onda de la partícula κ por medio de la siguiente relación:

$$\omega = V \cdot \kappa \quad (3.27)$$

Para introducir la interacción con el medio se introduce la constante dieléctrica $\epsilon(\omega)$. El efecto del medio puede verse a través de la siguiente ecuación:

$$\omega^2 = \frac{\kappa^2 c^2}{\epsilon(\omega)} \quad (3.28)$$

El efecto del medio es el de reducir la velocidad de fase de los fotones a :

$$u(\omega) = \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (3.29)$$

Las partículas con velocidades v superiores a la velocidad de fase de los fotones u generan la radiación Cherenkov. Es decir cuando el índice de refracción es superior a uno. En este caso la componente transversal del vector de onda es real.

Para entenderlo supongamos por simplicidad un sistema de 2 dimensiones con la dirección de movimiento de la carga en el eje x y la dirección transversal en la dirección y. De la ecuación 3.27 se obtiene la componente del vector de onda κ_y a lo largo de la dirección de movimiento.

$$\kappa_x = \frac{\omega}{v} \quad (3.30)$$

Utilizando ahora la ecuación 3.28 que hace referencia a la magnitud del vector de onda,

$$\kappa_x^2 + \kappa_y^2 = \frac{\omega^2}{u(\omega)^2} = \frac{\omega^2 \epsilon(\omega)}{c^2} \quad (3.31)$$

eliminando κ_x de ambas ecuaciones obtenemos la componente transversal:

$$\kappa_y = \frac{\omega}{v} \left(\frac{v^2}{u(\omega)^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.32)$$

De la expresiones anteriores 3.30 y 3.32 se observa que las componentes del vector de onda son reales y corresponden a fotones que se propagan a partir de la partícula. Estos fotones son emitidos a un ángulo θ_c medido a partir de la trayectoria de la partícula. Dicho ángulo satisface la relación:

$$\tan \theta_c = \frac{\kappa_x}{\kappa_y} = \sqrt{\frac{v^2}{u^2} - 1} \quad (3.33)$$

que se reduce a:

$$\cos \theta_c = \frac{u}{v} = \frac{c}{v \sqrt{\epsilon}} = \frac{1}{\beta n} \quad (3.34)$$

**CAPÍTULO 3. PRINCIPIOS FÍSICOS DEL FUNCIONAMIENTO DE UN
DETECTOR DE RADIACIÓN CÓSMICA**
3.5. DETECTOR CHERENKOV

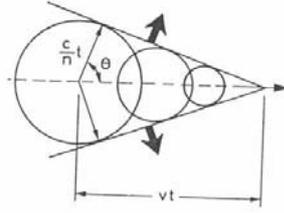


Figura 3.11: Cono de luz y Ángulo Cherenkov

La cual se conoce como la relación Cherenkov. A partir de la figura 3.11 es posible mostrar como los fotones emitidos a un ángulo θ_c tal que cumplan la relación 3.33 llegan al mismo tiempo formando el frente de onda.

Cuando se consideran radiadores finitos de longitud L , se encuentra que la radiación no solamente es emitida a un ángulo θ_c , sino que se presenta una distribución de la intensidad alrededor del ángulo θ_c originada por efectos de difracción. Dicha distribución presenta un máximo en $\theta = \theta_c$ y la distancia entre máximos consecutivos es: $\Delta\theta = (\lambda/L) \sin \theta_c$ donde λ es la longitud de onda de la luz Cherenkov.

El número de fotones emitidos por diferencial de longitud de onda y diferencial de ángulo es:

$$\frac{d^2}{d\lambda d\cos\theta} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2 \sin^2\theta \quad (3.35)$$

donde $x(\theta) = [1/(n\beta) - \cos(\theta)]\pi L/\lambda$, en el caso límite en que $L \gg \lambda$, la función $(\sin x/x)^2 L/\lambda$ se vuelve una función δ en $x=0$, tal que el número de fotones despues de la integración angular se transforma a:

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} L \sin^2\theta_c \quad (3.36)$$

Entonces el número de fotones emitidos en el intervalo de longitudes de onda del visible (λ_1, λ_2) sería entonces:

$$N = 2\pi\alpha L \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{\sin^2\theta_c}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.37)$$

Entonces para un fotocátodo sensible en la región del visible (400, 700) nos encontramos que el número de fotones por unidad de longitud [cm] sería:

$$\frac{N}{L} = 490 \sin^2\theta_c \quad (3.38)$$

Capítulo 4

Procesamiento de las señales

Como ya se dijo un detector registra la información de la radiación que detecta en forma de una señal eléctrica, para extraer la información de la radiación es necesario utilizar módulos de electrónica que nos permitan procesar las señales. Este capítulo resume las ideas principales sobre señales y su tratamiento, lo cual permitirá al lector entender los capítulos subsecuentes donde se hablara de las configuraciones de la electrónica que se utilizaron y los espectros de pulsos que se generaron. El capítulo¹ se divide en 3 secciones, en la primera sección se introduce toda la terminología de las señales, se describen los dos tipos de señales que existen: las señales analógicas y digitales y se habla de la clasificación de las señales en dos categorías: rápidas y lentas. Como se verá a lo largo del capítulo estas características de las señales son importantes cuando se diseñan las configuraciones de la electrónica. En la segunda parte se habla de los diferentes modos de funcionamiento de un detector en relación al procesamiento de la información, en particular se profundiza en el modo de pulsos que es el modo que corresponde al detector utilizado en el experimento; en esta misma sección se habla sobre el análisis de las señales por medio de los espectros de amplitudes de pulsos y se explica como a partir de estos se puede extraer información de la radiación incidente. Finalmente en la tercera parte se da una descripción de los módulos de la electrónica que se utilizaron en el experimento.

4.1. Características de las señales en Física de Altas Energías

En física nuclear y subnuclear la codificación de la información se registra en forma de pulsos. Para identificar las características principales de los pulsos y definir la terminología que se utilizará en la tesis, se partirá de la figura 4.1 donde se observa un pulso ideal, el cual puede ser de corriente o voltaje, que esta en función del tiempo.

Entonces se definen las siguientes características:

- Línea Base . Se refiere al nivel de corriente o voltaje al que decae el pulso, el cual es usualmente cero pero podría darse el caso que fuese otro valor debido a la superposición de un nivel constante de voltaje o corriente.
- Altura de pulso o Amplitud. Se refiere a la altura H del pulso medido desde la línea base hasta el máximo.
- Ancho de la señal. Se refiere al ancho w de la señal medido usualmente a la mitad del máximo de la señal (FWHM).

¹Para desarrollar este capítulo seguí las referencias [15] y [16]

CAPÍTULO 4. PROCESAMIENTO DE LAS SEÑALES
4.1. CARACTERÍSTICAS DE LAS SEÑALES EN FÍSICA DE ALTAS ENERGÍAS

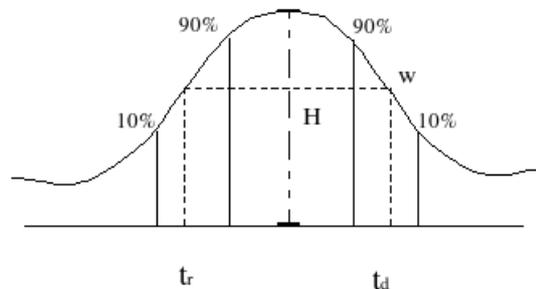


Figura 4.1: Pulso de corriente o voltaje en función del tiempo, donde t_r es el tiempo de ascenso, t_d tiempo de descenso, w el ancho y H la altura del pulso.

- *Leading Edge*. Se refiere al flanco de la señal que llega primero en tiempo.
- *Falling Edge*. Se refiere al flanco de la señal que llega al final en el tiempo.
- Tiempo de Ascenso . Se refiere al tiempo t_r que toma al pulso ascender del 10% al 90 % de su amplitud.
- Tiempo de Caída Se refiere al tiempo t_d que le toma a la señal caer del 90 al 10 % de su amplitud total.
- Tipo de señal : unipolar o bipolar. Un pulso unipolar se refiere a aquel pulso en que tiene su lóbulo mayor contenido en una lado de la línea base, en los pulsos bipolares la señal cruza la línea base y tiene 2 lóbulos mayores, uno de cada polaridad.

4.1.1. Señales analógicas y digitales

Existe una primera clasificación de las señales en dos categorías: analógicas y digitales. Esta distinción es importante puesto que los módulos de electrónica funcionan específicamente para un tipo dado de señales. Una señal analógica codifica en valores continuos la información variando una o más de las características siguiendo una relación fija con la información. Por ejemplo en un material centellador se generan pulsos cuya amplitud es proporcional a la energía depositada en el detector. Si consideramos cada altura de pulso o forma como un estado, entonces se puede decir que la señal analógica puede tomar un número infinito de estados.

Una señal digital o lógica por el contrario solo puede tomar un número discreto de estados, es decir, la información tiene una naturaleza cuantizada. Por ejemplo un contador de Geiger Müller tiene dos estados presente y no presente, los pulsos generados tendrán la misma amplitud y forma sin importar la energía de la radiación detectada.

Las señales lógicas guardan menos información que las analógicas, sin embargo tienen la ventaja de que, como no tiene que preservarse exactamente la forma o amplitud, es mucho más fácil llevarlos a la práctica y por lo general los problemas de ruido y distorsión afectan menos a la información. Por lo general las señales analógicas provenientes de los detectores de radiación son transformadas a señales digitales en algún momento durante el procesamiento de las señales. Usualmente esta conversión se realiza en las primeras etapas; por ejemplo cuando se pasa la señal analógica por un discriminador el cual condiciona el paso de la señal a que el pulso exceda cierto valor umbral y solo

cuando se cumple la condición saca como resultado una señal digital. Como se verá mas adelante existe una gran variedad de módulos de electrónica para el procesamiento de señales, algunos trabajan únicamente con señales analógicas, otros solo con digitales y unos hacen la conversión entre ambos ya sea de señales analógicas a digitales ADC (Analog to Digital Converters) o a la inversa de digitales a analógicas los DAC's(Digital to Analog Converters), por tanto es imprescindible tomar en cuenta esta distinción.

4.1.2. Señales rápidas y lentas

En las configuraciones electrónicas también es importante distinguir las señales rápidas y lentas por razones técnicas, pues de ello depende su tratamiento. Las señales rápidas por lo general se refieren a pulsos con tiempos de ascenso de nanosegundos y las señales lentas tienen tiempos de cientos de nanosegundos o mayores. Los pulsos rápidos son importantes en aplicaciones de tiempo y tasas de conteo altas. En estas aplicaciones es importante preservar información de los tiempos de ascenso durante el procesamiento de la señal. Por su parte, las señales lentas funcionan mejor para la espectroscopía dado que son menos susceptibles al ruido.

En particular el tratamiento de las señales rápidas es crítico debido a que tienen mayor susceptibilidad a sufrir distorsión. La combinación de resistencias capacitores e inductancias puede generar circuitos parásitos con respuestas de tránsito cuyos tiempos característicos sean del orden de la duración de la señal ocasionando deformaciones. Un segundo problema con las señales rápidas es el problema de la distorsión generada por las conexiones con los cables. Este problema se origina debido a corta duración de los pulsos comparado con el tiempo de tránsito en las interconexiones. Por esta razón existen estándares de la electrónica especiales para procesar cada tipo de señales.

4.2. Modos de operación de un detector

La mayoría de los detectores operan en tres modos: el primer modo es el de pulsos, el segundo modo es el de corriente y el tercer modo es el de voltaje MSV (Mean Square Voltaje Mode), sin embargo el tercer modo no es muy común por lo que omitiré los detalles. Un detector que opera en el modo de pulsos esta diseñado para guardar cada cuanto de información que interactúa con el detector por lo que, en contraste con los otros dos modos, preserva toda la información del pulso como amplitud, tiempo de cada evento individual, carga, etc. El modo de corriente registra únicamente la carga total, es decir, la integral en el tiempo de cada destello de corriente.

Los detectores que se utilizaron en el experimento operan en el modo de pulsos por ende revisaremos algunas de las características más importantes de este modo de operación. La señal producida en un detector depende del circuito al que el detector se conecta. En términos abstractos podemos representarlo por su circuito equivalente con R_e y C_e su resistencia y capacitancia equivalentes. La relación de la constante de tiempo asociada al circuito $\tau = R_e C_e$ y el tiempo de colección de la carga t_c determina dos extremos de este modo de operación:

Caso 1: $\tau \ll t_c$

En el caso en que la constante de tiempo se mucho menor que el tiempo de colección de la carga, la corriente que fluye por la resistencia es aproximadamente igual al valor instantáneo de la constante que fluye en el detector, por lo tanto, al voltaje $V(t)$ producido en el detector como se ilustra en la figura. Este modo de operación se utiliza cuando las tasas de conteo son altas o la información referente al tiempo es más importante que la información de la energía.

Caso 2: $\tau \gg t_c$

Este es el caso más común en que la constante de tiempo asociado al circuito es mucho mayor al tiempo de colección de la carga del detector, en este caso, poca corriente fluye por la resistencia durante el tiempo de colección y la corriente del detector es integrada en la capacitancia y se

descarga la resistencia regresando V a cero.

El modo de operación que se define en el caso 2 tiene las siguientes características relevantes:

- El tiempo de ascenso esta determinado por el tiempo de colección de carga del detector, no influye el circuito externo.
- El tiempo de descenso (el tiempo para restaurar V a cero) esta determinado por la constante de tiempo asociada al circuito externo.
- La amplitud de la señal esta determinada por $V_{max} = \frac{Q}{C}$ donde Q es la carga colectada en el detector y C la capacitancia del circuito equivalente. Es decir la amplitud V_{max} es proporcional a la carga generada en el detector.

En un detector operado en el modo de pulsos la salida del detector es una secuencia de pulsos que representan la interacción de la radiación en el detector. Una medición de las tasas de conteo de los pulsos nos proporciona la tasa de interacciones de la radiación en el detector. Existen ciertas variantes, un detector que funciona en el modo de pulsos puede tener como objetivo medir tanto la amplitud como la carga de cada cuanto de luz o simplemente enfocarse en registrar los pulsos por encima de cierto nivel umbral de amplitud sin importar su carga, este modo es útil cuando únicamente la intensidad de la radiación interesa y no las energías. Este segundo método es el que se implementó en nuestras mediciones; en la siguiente sección se detallará el tipo de espectros que se obtiene.

4.3. Análisis de las señales: Espectros de amplitudes de pulsos

La amplitud de los pulsos refleja la carga generada en cada interacción individual. Un método común para extraer información de la radiación incidente es obtener la distribución de amplitudes de pulsos. La carga en cada interacción individual nos proporciona información de de la interacción que dependerá de cada detector, por ejemplo, en el caso de los detectores de centelleo, la carga es proporcional a la energía depositada por las partículas. En el caso del detector cherenkov, la carga es proporcional a la trayectoria seguida por la partícula que genera la radiación Cherenkov. Existen dos formas de extraer información de la distribución de altura de pulsos a continuación se explicara cada una de ellas.

4.3.1. Espectro diferencial de amplitudes

En este espectro, el eje de las abscisas representa la altura de los pulsos que corre de cero al valor más alto, el eje de las ordenadas se presenta el diferencial de pulsos dN que correspondiente al diferencial de amplitudes dH dividido por el incremento de amplitudes, es decir, dN/dH . En figura 4.2 se muestra la curva que se obtiene. A partir de la distribución diferencial de amplitudes es posible extraer información de la radiación incidente. La distribución en si misma no tiene significado físico, para obtener la interpretación física se requiere integrar. La integral del área bajo la distribución corresponde al numero de pulsos con altura entre los límites de integración, es decir N_{H_1, H_2} corresponde al número de pulsos entre H_1 y H_2 :

$$N_{H_1, H_2} = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH \quad (4.1)$$

Así el número total de pulsos se obtiene integrando la distribución de cero a la amplitud máxima, la máxima altura observada correspondera al punto en que la distribución se va a cero . Los picos en la distribución corresponden a las amplitudes en que se observa mayor frecuencia de pulsos y los valles los de menor frecuencia.

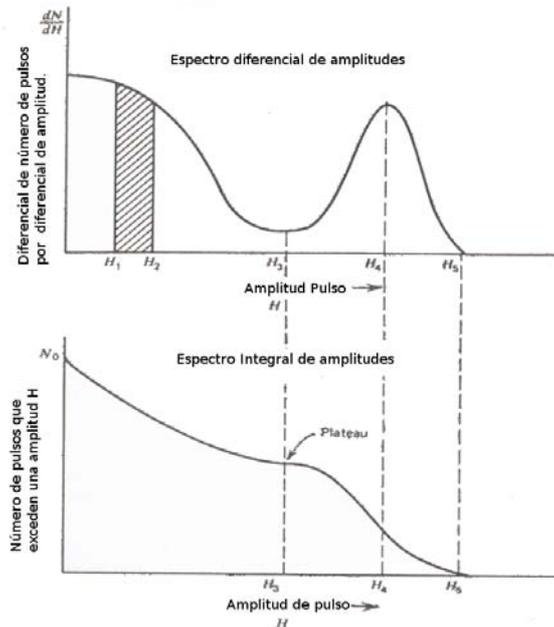


Figura 4.2: En la parte superior espectro diferencial de altura de pulsos, en la parte inferior espectro integral de altura de pulsos.

4.3.2. Espectro integral de amplitudes

La forma integral de presentar la información de distribución de amplitudes es menos común sin embargo la interpretación física es inmediata. En la figura 4.2 se observa un ejemplo de este tipo de espectro. La abscisa es la misma que en la distribución diferencial, la altura del pulso, pero la ordenada representa ahora el número de pulsos tal que su amplitud excede un valor de la amplitud H dado.

Esta curva es monótonamente decreciente pues conforme aumentamos la altura del pulso un número menor de pulsos exceden dicho valor de la amplitud H . El número total de pulsos esta dado por el valor de la integral en $H = 0$ y el valor máximo de altura de pulsos se alcanza cuando la distribución va a cero.

Ambas distribuciones proporcionan la misma información y una puede derivarse de la otra, es decir, la amplitud de la distribución diferencial a un valor de altura H esta dado por el valor absoluto de la pendiente de la distribución integral. Los picos y valles en la distribución diferencial están relacionados con los máximos y mínimos locales de la pendiente de la distribución integral.

Como se observa en la figura 4.2 existen ciertas regiones donde la pendiente es mínima, lo cual significa que cambios en el voltaje umbral no generan cambios drásticos en los conteos, a dichas regiones se denomina *Plateau* de la distribución, estas regiones son importantes cuando se montan dispositivos experimentales contadores de pulsos, pues se requiere establecer un punto de operación del detector donde los conteos sean estables en el tiempo. Es posible obtener experimentalmente el espectro integral de amplitudes por medio de detectores de radiación operados en modo de conteo utilizando una configuración electrónica relativamente simple, más adelante se explicara detalladamente por ahora solo mencionare que se requiere unicamente un discriminador en que se varia el nivel de voltaje umbral de cero a H_{max} y se van tomando las tasas de conteo (número de pulsos en un intervalo de tiempo fijo).

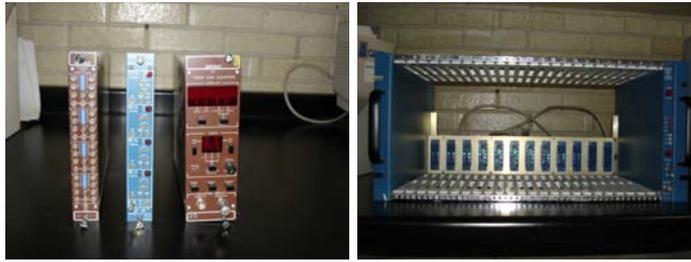


Figura 4.3: A la izquierda imagen de los modulos NIM, a la derecha imagen de estructura NIMBIN.

4.4. Electrónica utilizada para el procesamiento de la señal

Para procesar las señales provenientes del tubo fotomultiplicador en nuestro experimento se utilizó electrónica tipo NIM. La electrónica tipo NIM es un estándar establecido para física nuclear y de altas energías. Su nombre viene de sus siglas en inglés NIM (Nuclear Instrumental Module). Los aparatos electrónicos básicos son construidos en forma de módulos con ciertas dimensiones bien definidas siguiendo un estándar mecánico y ciertas especificaciones eléctricas (ver imagen 4.3). De esta forma se garantiza que cada módulo embone una estructura tipo BIN (ver imagen 4.3) estandarizado que les proveerá de un voltaje estándar a cada módulo. Este sistema esta diseñado para facilitar la generación del sistema electrónico que se requiera de acuerdo a la aplicación, y posteriormente puedan ser transferidos a otro sistema electrónico con otra aplicación.

4.4.1. Discriminador

El discriminador es un módulo que responde únicamente a señales de entrada cuya altura exceda cierto valor umbral. Si este criterio se satisface el discriminador responde sacando una señal lógica estándar. El valor del voltaje umbral puede ser ajustado manualmente girando el potenciómetro que generalmente se encuentra al frente del módulo. La función más común del discriminador es bloquear el ruido de baja amplitud proveniente del detector y/o fotomultiplicadores. Los pulsos que nos interesan deben en principio sobrepasar el voltaje umbral y serán transformados en pulsos lógicos para su procesamiento posterior con la electrónica. Por ende este módulo puede considerarse un convertidor de señales analógicas a digitales.

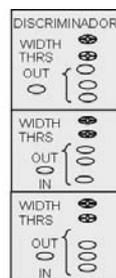


Figura 4.4: Esquema Discriminador

En los experimentos de física nuclear experimental y de partículas uno de los factores más importantes en la medición de los tiempos. La relación entre la llegada del pulso y el procesamiento es particularmente importante. Las variaciones mayores en aplicaciones de tiempo ocurren debido a dos efectos que ocurren en la generación de la señal lógica por el discriminador (o SCA), los

CAPÍTULO 4. PROCESAMIENTO DE LAS SEÑALES
4.4. ELECTRÓNICA UTILIZADA PARA EL PROCESAMIENTO DE LA SEÑAL

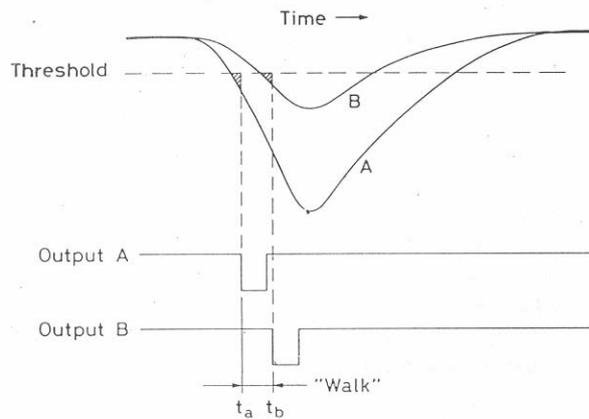


Figura 4.5: Efecto de caminado, 2 señales de diferente amplitud pero que coinciden en tiempo son introducidas al discriminador, debido a las diferencias de amplitud, la señal *A* disparara el discriminador a un tiempo t_a y la señal *B* a un tiempo t_b aun cuando coincidían en tiempo

efectos son: Caminado (*walk*) y *jitter*.

El efecto de caminado es ocasionado por las variaciones en la amplitud o del tiempo de ascenso de las señales de entrada. Para entender el efecto supóngase 2 señales de diferente amplitud pero que coinciden en tiempo como se observa en la figura 4.5. Imaginemos que son introducidas al discriminador, debido a las diferencias de amplitud, la señal *A* disparara el discriminador a un tiempo t_a y la señal *B* a un tiempo t_b aun cuando eran exactamente coincidentes en tiempo

El efecto de *jitter* se debe a las fluctuaciones estadísticas y el ruido en la señal original del detector, debido a esta fluctuaciones dos señales idénticas no siempre serán disparadas en el mismo punto, la variación en tiempo dependerá de la amplitud de las fluctuaciones lo anterior se ilustra en la figura 4.6.

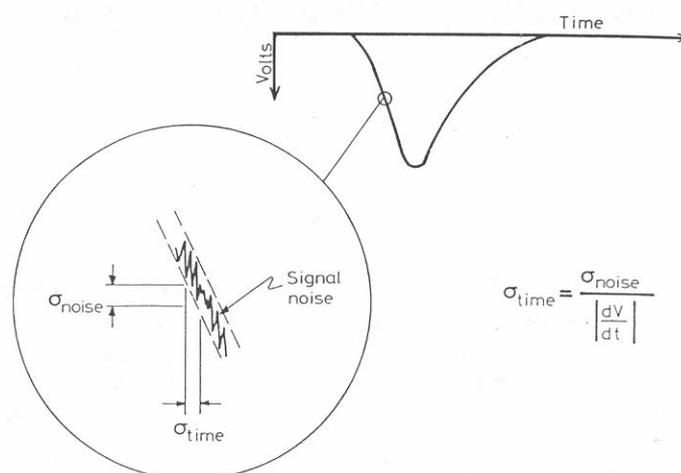


Figura 4.6: El efecto de *jitter* debido a las fluctuaciones estadísticas y el ruido en la señal original, dos señales idénticas no siempre serán disparadas en el mismo punto.

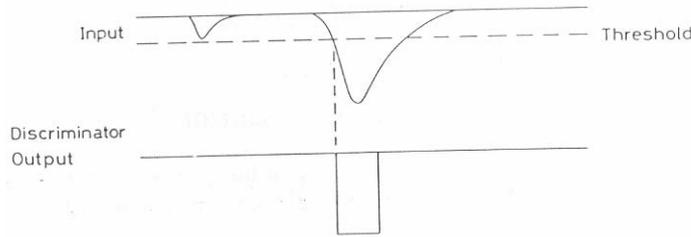


Figura 4.7: Forma de disparo LE, consiste en disparar justo el momento en el que la señal pasa el nivel umbral

Un aspecto importante del discriminador es el método de disparo que utilice. Hay tres formas de disparo, (LE) Leading Edge Triggering, Fast Zero Crossing Triggering (FZC) y (CF) Constant Fraction triggering .

La forma de disparo tipo LE consiste en disparar justo el momento en el que la señal pasa el nivel umbral (ver figura 4.7). Esta forma de disparo es la más común. Este método está sujeto a problemas de caminado pero puede utilizarse obteniéndose buenos resultados si las amplitudes están restringidas a un rango pequeño.

La técnica FZC fue desarrollada para evitar el problema del caminado del método LE, en este método el pulso es transformado en un pulso bipolar y el disparo se hace en el momento que la señal cruza el nivel cero, este método permite que la relación temporal sea precisa y que no dependa de la amplitud. (Ver figura 4.8)

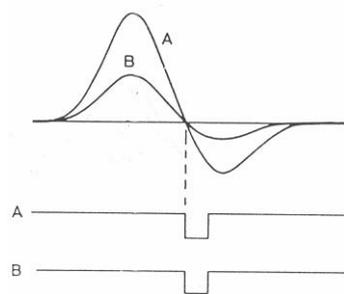


Figura 4.8: Método de disparo FZC, el pulso es transformado en un pulso bipolar y el disparo se hace en el momento que la señal cruza el nivel cero.

Finalmente el método más eficiente es el de CF en este método la señal lógica es generada a una fracción constante de la altura del pico (ver imagen 4.9) produciendo una señal libre del problema de caminado.

4.4.2. Unidad de Coincidencia

La unidad de coincidencias (ver figura 4.10) determina si 2 o más señales lógicas coinciden en tiempo y genera una señal lógica cuando esto sucede. La coincidencia consiste en que en una ventana de tiempo se superpongan las señales al menos parcialmente. Este periodo de tiempo determina el

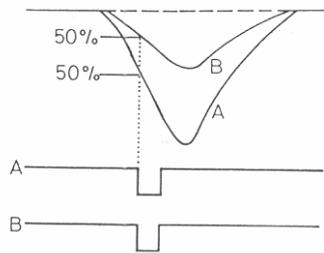


Figura 4.9: Método de disparo CF, la señal lógica es generada a una fracción constante de la altura del pico

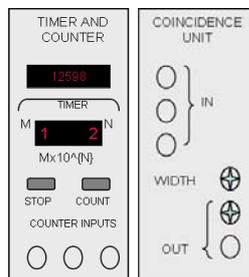


Figura 4.10: Esquema de contador y módulo de coincidencias

tiempo de resolución. La determinación electrónica de la coincidencia de dos señales lógicas puede llevarse a cabo de varias maneras. Un método consiste en utilizar una ventana de transmisión (ventana lineal); otro método consiste en sumar las señales de entrada y hacer pasar la suma de los pulsos por un discriminador colocado a un voltaje umbral tal que solo pueda pasarlo cuando los pulsos se superpongan en el tiempo. La unidad de coincidencias es un ejemplo de compuertas lógicas, es decir unidades que efectúan operaciones equivalentes a la lógica Boleana.

4.4.3. Contador

Es un dispositivo que proporciona el número de eventos que llegan a la entrada y muestra el resultado en una pantalla. Se requiere que la señal de entrada del contador sea una señal lógica (ver figura 4.10).

4.4.4. Amplificadores

Los amplificadores tienen 2 propósitos principales, ya sea amplificar la señal o dar una forma conveniente a la señal para su procesamiento. Cualquiera que sea el caso debe preservarse la información de interés. En nuestro caso lo que nos interesa es la altura de los pulsos, por ende debe preservarse estrictamente la proporcionalidad entre la amplitud de entrada y la de la salida.

4.4.5. Atenuadores

La función de estos dispositivos es atenuar la señal por la misma razón que los amplificadores la atenuación debe ser lineal.

4.4.6. Generador de Compuertas

El generador de compuertas (Gate Generator) es un dispositivo cuya función usualmente es disparar la señal, es decir, para activar un dispositivo. Para ello genera pulsos de ancho variable que sirven como compuertas los cuales oscilan de nanosegundos hasta segundos, la duración puede fijarse por medio de un potenciómetro colocado al frente del módulo. El generador de compuertas sirve para activar algún dispositivo por un intervalo de tiempo por ejemplo un contador es este sentido sirve como un medidor del tiempo (timer) o temporizador. Los generadores de compuertas suelen ser disparados por una señal lógica.

4.4.7. Generador de retrasos

El generador de compuertas (Delay Generator) como entrada recibe un pulso y lo retrasa un tiempo que es ajustable, logrando acercar o alejar pulsos. Los retrasos pueden ir desde nanosegundos hasta microsegundos.

4.4.8. Convertidor de tiempo a amplitud TAC

El Convertidor de Tiempo a Amplitud mejor conocido como TAC por sus siglas en inglés (Time to Amplitud Converter) es un dispositivo que convierte el periodo de tiempo entre 2 pulsos lógicos en un pulso cuya altura es proporcional a la duración. Este pulso debe ser analizado por un analizador multicanal para dar un espectro como función del intervalo de tiempo. Unidades como esta se conocen como TDC (Time to Digital Converter). El tiempo medido por el TAC es disparado por un pulso que corresponde al inicio (START) y un pulso posterior da la señal de parada (STOP). El método utilizado al interior del TAC es el empezar una descarga a tasa constante de un capacitor con la llegada de la señal de START y la descarga se para con la señal de STOP. Entonces la carga total colectada es proporcional al intervalo de tiempo.



Figura 4.11: Esquema del módulo TAC

4.4.9. Convertidor de señal analógica a digital (ADC)

Mejor conocido como ADC por sus siglas en inglés (Analogical to Digital Converter) es un dispositivo que transforma la información contenida en una señal analógica a una señal digital equivalente. Para entender la función del ADC utilicemos un ejemplo: supongamos un ADC que acepte señales de entrada en un rango entre 1 y 10 V y tenga un rango de salida de entre los números 0 y 1000. Entonces una señal de entrada de 2.5 V será transformada en el número 250. La resolución del ADC depende de su rango de digitalización. Existen 2 tipos de ADC: sensibles a picos o sensibles a carga. En el primero el máximo voltaje de la señal será digitalizado, en el segundo, será digitalizada la carga total integrada QDC (Charge to Digital Converter). Tanto el tiempo de integración como el tiempo que el dispositivo busca un máximo esta determinado por el ancho (width) de una señal que sirva de compuerta (gate signal). El tiempo requerido para la

digitalización se denomina tiempo de conversión el cual es del orden de μs .

Existen varios métodos electrónicos para hacer la conversión de analógico a digital, la más sencilla es el método Wilkinson. Esta técnica consiste en que la señal de entrada es usada para cargar un capacitor que posteriormente será descargado a tasa constante, al inicio de la descarga un contador contara los pulsos de un reloj de frecuencia u oscilador que se pone en marcha al inicio de la descarga y que para de contar cuando se haya descargado completamente el condensador.

El segundo método es del aproximación sucesiva Aquí el pulso entrante es coparado a una serie de voltajes de referencia para determinar la altura del pulso. Si la señal es mayor al voltaje de referencia con que fue comparado se suma la mitad del voltaje con que fue comaparado y se vuelve a comparar con un voltaje de referencia si es menor que este entonces la mitad del voltaje de referencia es sustraído y así sucesivamente hasta encontrar la mejor aproximación. También es posible una combinación de los métodos anteriores.

4.4.10. Analizador Multicanal

El analizador multicanal conocido como MCA (Multichannel Analyzer) es un dispositivo que recoge pulsos, los clasifica y guarda de acuerdo a su altura en una memoria multicanal. Como resultado obtienes un espectro de la altura de los pulsos. El MCA trabaja digitalizando la amplitud de la señal de entrada por medio de un ADC. El MCA recoge este número e incrementa la memoria del canal cuya dirección es proporcional al valor digitalizado. El número total de canales en que el intervalo de voltaje es digitalizado se conoce como ganancia de conversión.

Capítulo 5

Detector de Agua Cherenkov (DAC)

Este capítulo se enfoca en el proceso de construcción y caracterización del Detector de Agua Cherenkov (DAC) que fue utilizado para medir el flujo de rayos cósmicos en Sierra Negra, Puebla. En la primera parte se describe detalladamente el diseño y construcción del Detector de Agua Cherenkov y también las características de los detectores de centelleo que fueron utilizados para las mediciones del flujo de muones verticales.

La segunda sección se enfoca a explicar el experimento, es decir la medición del flujo de rayos cósmicos, para ello se presentarán las configuraciones de la electrónica que se montaron, se explica como funcionan cada una de las configuraciones y sus objetivos, así como el tipo de espectros que se midieron.

Finalizada la construcción del detector y previo a la puesta en marcha del mismo, se requirió de un periodo de caracterización para entender completamente el funcionamiento del DAC, y así, poder garantizar que las mediciones del flujo de rayos cósmicos fuesen correctas. La tercera y última sección se enfoca a este proceso de caracterización del DAC. Este proceso inicia con la determinación de los parámetros de operación del DAC, como son los *Plateau's* de los detectores, así como la medición del tiempo de estabilización del PMT ante la exposición a la luz. Una vez determinados estos parámetros del DAC se procedió a caracterizar las señales obtenidas con el detector (forma, amplitud, tiempo ascenso, etc), se habla también de la presencia de reflexiones y de señales adicionales a la señal principal no localizadas en el tiempo. Posteriormente se realizaron mediciones para determinar: 1) la dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal digital; 2) la dependencia de las tasas de conteo con la turbulencia del agua. Para culminar la sección referente a la caracterización, se habla de un error sistemático que se encontró durante este proceso de caracterización, relacionado con la longitud del cable y un reflejo asociado a la señal. Cabe mencionar que durante este proceso de caracterización fue de gran utilidad retomar los resultados de la experiencia previa del Laboratorio Nacional Los Álamos con un prototipo similar, a lo largo del capítulo se compara nuestros resultados con esta experiencia cuando es pertinente.

5.1. Diseño y construcción del Detector de Agua Cherenkov (DAC)

Como ya se dijo en el capítulo anterior un Detector de Agua Cherenkov consta de un recipiente que contiene el radiador el cual debe estar herméticamente cerrado para impedir el paso de la luz cuyas paredes internas deben ser reflejantes y en cuyo interior se coloca un PMT. El PMT emitirá pulsos eléctricos cuando se produzca una señal luminosa en el interior del tanque. Las

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

5.1. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)



Figura 5.1: A la izquierda foto del DAC previo a una excursión, a la derecha DAC en el IFUNAM

señales eléctricas emitidas por el PMT posteriormente son procesadas por medio de módulos de electrónica.

El diseño del detector se concentra en 2 características principales: la primera característica es su portabilidad, dado que el objetivo principal era medir el ruido de fondo de HAWC en el posible lugar donde se instalaría el experimento, era indispensable que pudiéramos trasladar el detector a Sierra Negra para medir; la segunda característica es que el prototipo debía reproducir una de las celdas del experimento HAWC, dado que precisamente se buscaba estimar el ruido que tendría cada celda. Para lograr ambos objetivos, se construyó un detector (ver figura 5.1) cuyas dimensiones nos permiten trasladarlo y con una configuración electrónica austera para facilitar los traslados. Asimismo, para cumplir el segundo objetivo nos fue proporcionado uno de los PMT's utilizados en MILAGRO con su correspondiente base y circuito desacoplador de la señal del alto voltaje. El utilizar el mismo PMT y electrónica similar permitirá que los resultados se puedan aplicar a una de las celdas de HAWC. A continuación describiré detalladamente las características del diseño y construcción de cada componente del DAC en la sección correspondiente.

5.1.1. Tanque

El tanque es un barril comercial de polietileno negro cuya forma podemos aproximar por un cilindro cuyas dimensiones son: 90 cm de altura y diámetro de 57 cm (ver figura 5.2). El tanque se eligió de este material para conservar la pureza del agua, pues la experiencia del Laboratorio Nacional Los Álamos con un tanque metálico, el cual fue cubierto con una capa de pintura, resulto en variaciones de las propiedades ópticas del agua debidas a la oxidación y restos de pintura suspendidos en el agua.

Las paredes internas, así como el fondo fueron forradas con Tyvek¹; un material que permite una reflexión difusa. El Tyvek es un material fabricado por la empresa DuPont esta hecho de fibras de polietileno de entre 5 – 10 μ m orientadas al azar que están parcialmente expuestas en la superficie. Esta configuración de las fibras ocasiona que la superficie sea irregular o rugosa, comparada con las longitudes de onda del visible y UV, permitiendo una reflexión difusa. La reflectividad del Tyvek es de aproximadamente del 90 % en la region del visible, 400-600 nm², baja a 86 % para 360 nm, 78% a los 320 nm y baja hasta 60 % para 200 nm. Por tanto, el Tyvek resulta un material idóneo para forrar el tanque porque tiene una alta reflectividad en el rango de frecuencias donde la la intensidad de la luz Cherenkov es alta dada una sensibilidad normal del fotocátodo. Además el Tyvek presenta propiedades mecánicas y físicas deseables, es impermeable al agua, es resistente a esfuerzos tangenciales aunque es posible romperlo con esfuerzos cortantes (con tijeras por ejemplo),

¹Tyvek es una marca registrada por la empresa DuPont

²La región del espectro electromagnético que corresponde al visible va de el violeta (450nm) al rojo (700nm)

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)
5.1. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

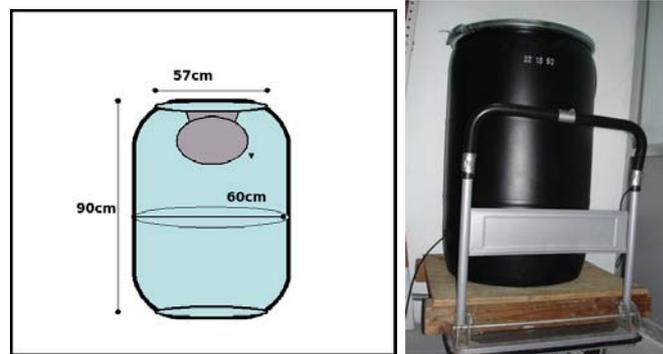


Figura 5.2: A la izquierda esquema del tanque, a la derecha foto del DAC

es inerte a ácidos, bases y solventes.

El Tyvek fue cortado a la medida exacta del tanque y para pegarlo a las paredes se utilizó silicon de pesera transparente con antifungisida para evitar la proliferación de hongos y consecuentemente el cambio de las propiedades ópticas del radiador; se utilizaron dos capas de Tyvek para forrar el tanque (ver figura 5.3).



Figura 5.3: Interior de tanque forrado con Tivek pegado a las paredes internas con silicon de pesera.

Para la tapa se corto un pedazo de Tivek en forma de dona a la medida exacta del tanque y cuya circunferencia interna permite insertar el PMT, de esta forma al llenarse el tanque de agua, la tapa flota en la superficie del agua y el PMT queda sumergido en el agua y cubierto por el material reflejante. En la tapa se hicieron unos orificios para pasar el cable del PMT los cuales fueron sellados con silicon negro una vez instalado el cable del PMT.

5.1.2. Tubo Fotomultiplicador

El fotomultiplicador empleado es del tipo de los PMT utilizados en MILAGRO y sera el tipo de fotomultiplicador que se utilizara en el experimento HAWC. Se trata de un PMT de 8" pulgadas marca Hamamatsu modelo R5912 con base 980237. Es un PMT tipo hemisférico con un cátodo bialcalino.

En la figura 5.6 se presenta el esquema del PMT donde se muestran las dimensiones, en la misma figura a la derecha se presenta la curva de la eficiencia cuántica que muestra que el intervalo de longitudes de onda que abarca este PMT va de los 300nm a los 650 nm y el pico de la sensibilidad

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

5.1. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)



Figura 5.4: A la izquierda tanque abierto lleno de agua con capa de Tivek flotando, a la derecha tanque cerrado con cables acoplados.



Figura 5.5: PMT Hamamatsu modelo R5912 con base 980237

esta a una longitud de onda de 420 nm.

El PMT se colocó en el centro del tanque con la superficie sensible dirigida hacia el fondo del tanque. La parte fotosensible completamente sumergida en el agua. Cabe mencionar que el tubo fotomultiplicador fue proporcionado por el grupo de investigación del Laboratorio Nacional Los Álamos y corresponde a uno de los PMT's utilizados en MILAGRO por un lado y al análogo del Detector de Agua Cherenkov construido por el Laboratorio Nacional Los Álamos, por el otro.

5.1.3. Circuito de toma de Datos y Cables

Se utilizó un circuito de toma de datos cuyo diagrama se presenta a continuación en la figura 5.8. El circuito tiene como entradas la señal del fotomultiplicador y el alto voltaje y como salida la señal proveniente del PMT desacoplada del alto voltaje. El circuito fue construido por el grupo de investigación del Laboratorio Nacional Los Álamos (LANL³) y es el mismo que se utilizó en el prototipo que el grupo construyó para medir las tasas de conteo.

Se utilizaron cables RG58 para conectar el alto voltaje y las señales y cables tipo LEMO de diferentes longitudes para la electrónica. A continuación se presentan las especificaciones de los cables:

- RG58: Cables coaxiales usualmente utilizados para instrumentación nuclear que siguen un estándar de calidad cuyo material aislante es polietileno, tienen un diámetro de 0.50 cm, una impedancia característica de 53.5Ω , la velocidad a la que se propaga la señal es 0.659c, la

³De aquí en adelante se denotará al Laboratorio Nacional Los Alamos por sus siglas en inglés LANL (Los Alamos National Laboratory)

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

5.1. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL DET

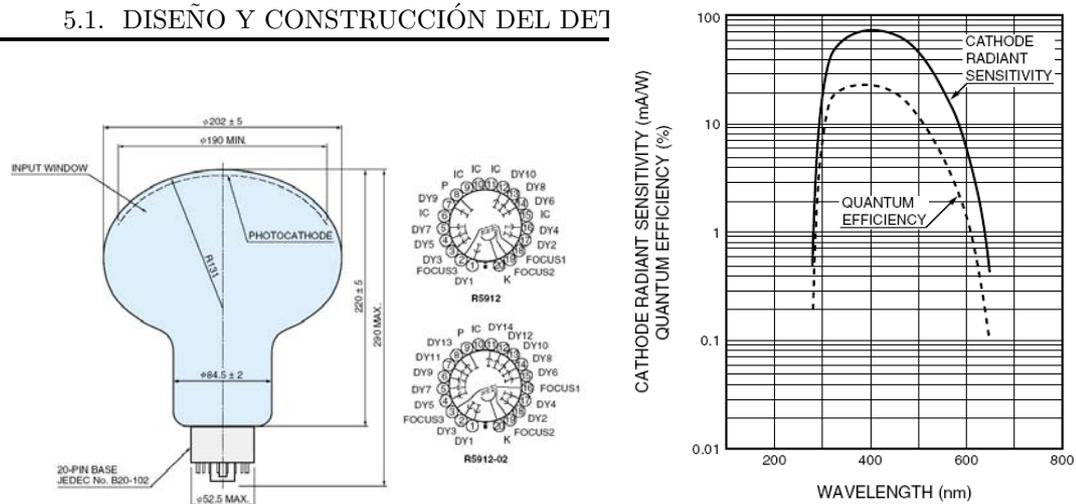


Figura 5.6: A la izquierda dimensiones del PMT y a la derecha curva de eficiencia cuántica



Figura 5.7: PMT a punto de colocarse en el DAC

capacitancia del cable es de 93.5 pF/m y la atenuación de la señal es de 0.135 dB para 100 MHz y 0.312 dB para 400 MHz, usan conectores tipo BNC ⁴.

- LEMO⁵ Se refiere a un estandar de cables diseñado para electrónica tipo NIM y CAMAC (conocido como 00.250) que se usa en aplicaciones de física nuclear y de partículas. Consiste de cables coaxiales con conectores miniatura tipo *push-pull* con 50 Ohms de impedancia, usados para señales anaógicas y digitales rápidas. Estos cables reemplazan a los cables con conectores tipo BNC en diseños con alta densidad.

5.1.4. El agua

Dado que todo el análisis de datos se basa en las propiedades ópticas del agua, se requiere que el agua que se utilice como radiador sea lo más pura posible para garantizar las propiedades ópticas de la misma. Por tanto para asegurarnos de la pureza del agua se recurrió a una medición de la conductividad de la misma, este indicador nos permite determinar la cantidad de sales minerales y cloro que posee el agua y con ello el grado de pureza de la misma. Se analizaron diferentes tipos

⁴Los conectores de los cables coaxiales son conocidos como BNC (Bayonet Neill-Concelman), los cuales son conectores tipo RF, es decir cables diseñados para radiofrecuencias del orden de miles MHz

⁵El nombre LEMO se refiere tanto a los conectores y cables como a la empresa que fabrica la electrónica y conectores de fibra óptica. Los productos manufacturados por esta empresa se utilizan en multiples aplicaciones, sin embargo los conectores más conocidos son aquellos que presentan una conexión circular muy segura conocida como *Push-pull* la cual ocasiona que para desprender el conector se requiere empujar y luego extraer el conector

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)
5.1. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

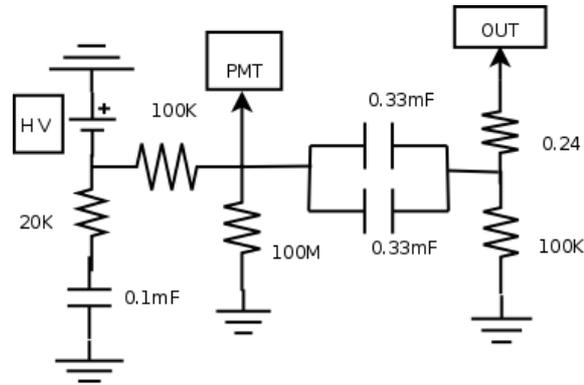


Figura 5.8: Diagrama del circuito de toma de datos

de agua: agua del grifo del Instituto de Física, agua del grifo previamente purificada con un filtro, agua desmineralizada comercial para plancha marca *Cascada* y agua comercial de garrafón de *La Purificadora de Agua La Libertad*. Se midieron sus respectivas conductividades y se eligió el agua que presentaba la conductividad más baja. El instrumento utilizado para medir la conductividad fue un Conductímetro marca Conductronic modelo PC18. A continuación se presentan en la tabla 5.1.4 los tipos de agua que se analizaron con sus respectivas conductividades, se observa que el agua desmineralizada seguida por el agua garrafón presentaron las conductividades más bajas, de 0.20 y 0.22 milisiemens respectivamente, sin embargo, se eligió el agua de garrafón por su menor costo.

Tipo de Agua	Conductividad (mSiemen)
Grifo	0.40
Garrafón	0.22
Desmineralizada	0.20
Grifo Filtrada	0.46

Se utilizaron 12 garrafones garrafones de agua de *La Purificadora de Agua la libertad* con capacidad de 20 litros cada uno para llenar el tanque, dando un total de 240 litros agua. Una vez que se lleno el tanque de agua, se cerró el tanque. El nivel del agua alcanzo una altura de 83cm con la tapa colocada y el PMT totalmente sumergido (Ver figura 5.9)



Figura 5.9: Tanque lleno de agua

5.1.5. Cubierta Exterior

El tanque fue cubierto durante la toma de datos por 3 razones. 1) Para evitar que durante las mediciones realizadas a la intemperie el tanque se calentara debido a la radiación solar y ello afectara las mediciones del flujo de rayos cósmicos debido al ruido térmico. 2) Para evitar que se mojararan las conexiones pues algunas mediciones se realizaron en época de lluvias y finalmente 3) Para evitar la entrada de luz al tanque, puesto que se había notado que no quedaba herméticamente cerrado⁶. Se cubrió de dos formas

En una primera etapa, se cubrió el tanque con cortinas negras para evitar que se entrara luz, encima de esta capa se colocó una capa de plástico negro para evitar se mojaran las conexiones y sobre el plástico se cubrió con papel aluminio tal que se reflejase parte de la radiación solar (ver figura 5.10).



Figura 5.10: Primera etapa. Cubierta compuesta de 3 capas, primera capa con cortina negra, posteriormente plástico y finalmente aluminio

En una segunda etapa se utilizó una cubierta especial (ver figura 5.11) cuya parte interior era tela gruesa negra que impedía el paso de la luz y por fuera era una capa de plástico plateada que reflejara los rayos solares evitando el calentamiento y servía a la vez como impermeable.



Figura 5.11: Segunda etapa, cubierta especial doble cara, de un lado plástico color metálico y por el otro lado de tela negra.

⁶Se tomaron espectros con tapa y sin tapa y se observaron variaciones

5.2. Detectores Auxiliares: Detectores de Centelleo

Para la medición de la tasa de muones verticales se utilizaron como detectores auxiliares al DAC, 2 detectores de centelleo. Los detectores de centelleo que se utilizaron ya habían sido contruidos previamente, los 2 detectores tienen el mismo diseño solo varían sus dimensiones.

Cada detector de centelleo se trata de un rectángulo de material centellador orgánico Bycro cuyas dimensiones son $60\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ de grosor. Los plásticos centelladores fueron acoplados a un PMT marca Fotonix modelo XP2020 por medio de una pieza de lucita en forma de trapecoide, con base de 50 cm , 23 cm de altura para el detector de centelleo 1 y $50\text{ cm} \times 26\text{ cm}$ para el detector de centelleo 2. A continuación en la figura 5.12 se observa un esquema de los detectores de centelleo.

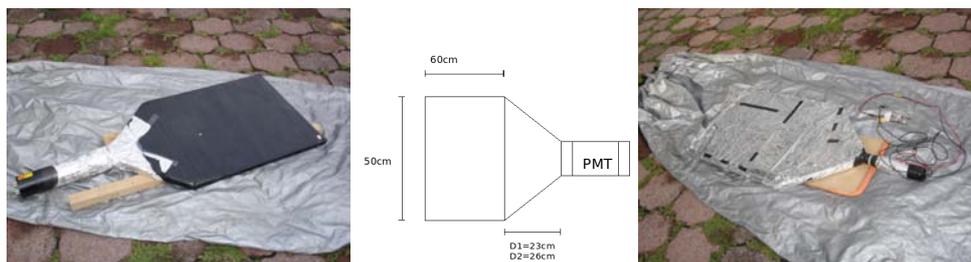


Figura 5.12: A la izquierda, al centro y ala derecha

Tanto los plásticos como el acoplamiento estaban forrados con aluminio para lograr la reflexión en las fronteras y encima del aluminio estaban cubiertos con cinta aislante negra, para evitar cualquier fuga de luz. Las señales de los PMT se conectaron directamente a la electrónica. A continuación se presenta en la figura 5.13 una imagen del dispositivo experimental en que se utilizan los detectores de centelleo.



Figura 5.13: Configuración con centelladores, para medir el flujo de muones verticales

5.3. Especificaciones Técnicas de la Electrónica

Para el procesamiento de las señales del PMT se utilizó electrónica tipo NIM, en total se utilizaron 3 configuraciones diferentes. Todas las configuraciones de la electrónica tienen en común los siguientes dispositivos: una estructura NIM BIN marca Le Croy modelo 1403, una fuente de alto voltaje marca Camberra modelo 3002D y un discriminador (Quad Discriminator) marca Le Croy modelo 821. Asimismo como material de apoyo se utilizó un osciloscopio marca Tektronix modelo TDS 3052B y un multímetro MU118.

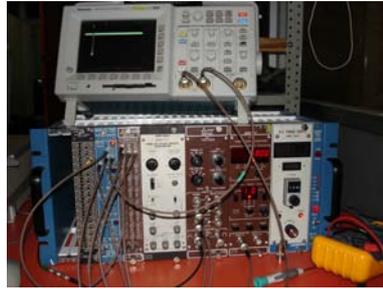


Figura 5.14: Electrónica utilizada en el experimento

Adicionalmente a los módulos comunes a continuación se presenta en la siguiente lista los módulos que fueron utilizados agrupados de acuerdo a la configuración particular :

- Configuración de Conteo Para estas mediciones se utilizó la configuración más simple, consistía además de los dispositivos comunes, un contador digital con *timer* integrado marca Ortec modelo 871. Adicionalmente para tomar los extremos de las curva [3 ,40] mV y [1 , 2] V se utilizó un amplificador de 16 canales marca Phillips Scientific modelo 776 y un atenuador marca Applied Research INC. Port Washington de 30 MHz, 20.1 GHz, 20.2 db.
- Configuración de Coincidencias Para tomar estas mediciones la configuración comprendía tanto los dispositivos comunes como los dispositivos utilizados en la configuración anterior y además un módulo coincidencias marca Le Croy Modelo modelo 465 y una fuente doble de alto voltaje marca Camberra modelo 2410.
- Configuración de Tiempo entre eventos.
Para medir el tiempo de decaimiento del muón se utilizaron los dispositivos comunes más un TAC/SAC marca Ortec modelo 567, un Generador de compuertas (Gate Generator) marca Octal modelo GG8010, una tarjeta de adquisición de datos y una PC.

Los cables que se manejaron para conectar los PMT's al circuito de toma de datos o a la electrónica (según sea el caso) y para conectar el alto voltaje al circuito fueron RG58. Para extraer la señal y para conectar la electrónica se utilizaron cables tipo LEMO de diferentes longitudes que serán señalados cuando se requiera.

5.4. Descripción del Experimento

El principal objetivo de las mediciones era determinar el ruido de fondo de HAWC en el lugar de la posible instalación del experimento. Como ya se dijo se utilizaron 3 configuraciones de la electrónica dependiendo del tipo de mediciones realizadas, la diferencia entre ellas es básicamente la forma en que se da la señal de disparo del detector (*trigger*). La señal de disparo se refiere a la condición que se debe satisfacer para activar el detector y registrar las medidas. A continuación se describen los 3 dispositivos experimentales y las mediciones que se realizaron en cada caso.

5.4.1. Configuración de conteo

El primer dispositivo experimental es el más simple y se utilizó para medir el flujo de rayos cósmicos en general que comprende todas las partículas cargadas que atraviesan el detector, desde las partículas que lo atraviesan de forma vertical, como aquellas que cuyas trayectorias son muy inclinadas (horizontales) e inclusive aquellas que decaen dentro del tanque. Se midió la tasa de conteo como función del voltaje umbral del discriminador. A continuación se presenta en la figura 5.15 el diagrama del dispositivo experimental utilizado. En esta configuración el discriminador sirvió como disparador de la medición, es decir, el detector es activado por medio del discriminador y la información es registrada únicamente cuando los pulsos sobrepasan cierto voltaje umbral.

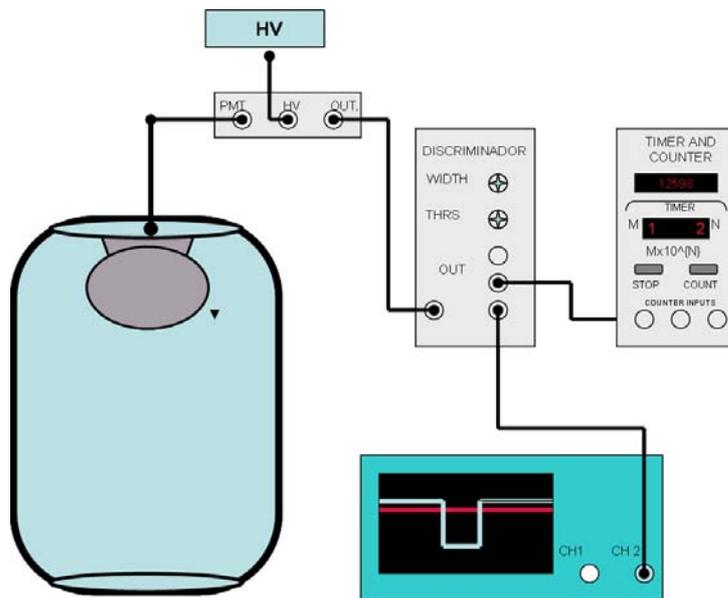


Figura 5.15: Esquema de la configuración de conteo

Como se observa en el esquema, la señal analógica es extraída del circuito de toma de datos y posteriormente se envía al discriminador, cuando la amplitud de las señales provenientes del detector sean mayores a un voltaje umbral determinado, una señal digital es mandada al contador. El contador, contara cuanto eventos ocurren en una ventana de tiempo fija. A esta configuración de la electrónica se conoce comúnmente como *Configuración de Conteo*. Con esta configuración de la electrónica se obtiene el espectro integral de amplitudes de pulsos que, como ya se explicó en el capítulo anterior, nos proporciona el número de eventos que sobrepasan cierto voltaje umbral. El experimento consiste en variar el nivel de voltaje umbral y tomar la tasa de conteo correspondiente a cada voltaje. Se fijó una ventana de tiempo para el contador de $10s^7$. Las tasas de conteo son registradas manualmente. Se barrió el rango de 3 a 2000 mV. Debido a que el rango del discriminador solo cubría de 30 mV a 1 V entonces se utilizó el amplificador para cubrir el intervalo de 3 mV a 40 mV y el atenuador para cubrir el intervalo de 1000 mV a 2100 mV. Las mediciones del espectro en la ciudad de México se realizaron en el Instituto de Física de la UNAM. Se realizaron 13 corridas dentro y 9 fuera del edificio Colisur, además de las mediciones referentes a la caracterización. En cuanto a las mediciones fuera de la ciudad de México se hicieron 2 corridas en el Sierra Negra y una medición a 3 altitudes más en los alrededores de Sierra Negra

⁷Se fijó la ventana de tiempo tratando de minimizar el tiempo de medición por un lado y garantizando que las tasas de conteo no discreparan significativamente con respecto a las obtenidas fijando ventanas de tiempo mayores

5.4.2. Configuración de Coincidencias

La segunda configuración se utilizó para detectar únicamente los muones que cruzaban el detector verticalmente. Con esta segunda configuración de la electrónica también se midió la tasa de conteo como función del voltaje umbral del discriminador y también se obtiene el espectro integral de altura de pulsos. Sin embargo como señal de disparo del detector se utilizó la técnica de *Coincidencias*. Esta forma de disparo permite seleccionar únicamente los muones verticales que atraviesan el detector. A continuación se presenta el diagrama del dispositivo experimental de la segunda configuración.

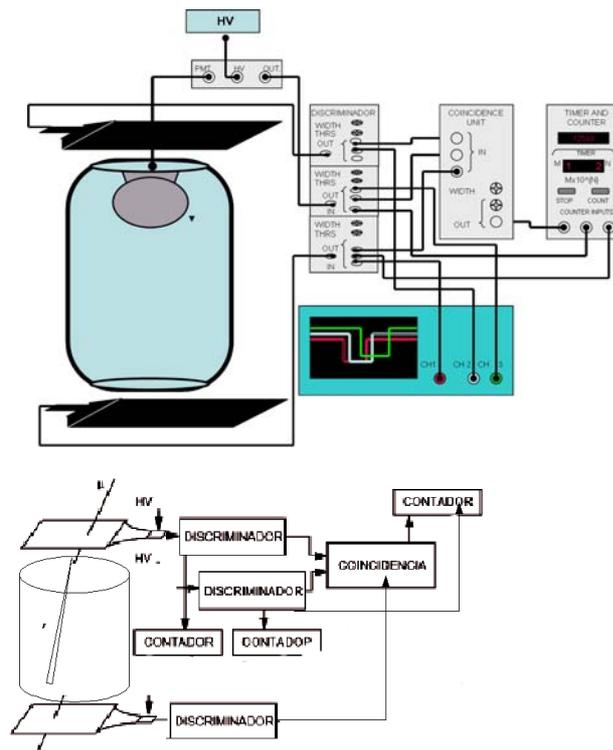


Figura 1: Esquema del montaje

Figura 5.16: Esquema de la configuración de coincidencias

En esta configuración además del DAC se utilizaron 2 detectores de centelleo que se colocaron en la parte superior e inferior del tanque. En esta ocasión el módulo de coincidencias sirve como disparador del detector (*trigger*). La técnica de coincidencias consiste en que el detector es activado únicamente cuando se da la coincidencia de las señales de los dos detectores de centelleo con la señal proveniente del tanque. Como se observa en el esquema, la señal analógica del DAC es mandada al discriminador, cuya señal lógica se mandaba al módulo de coincidencias. Por otro lado, las señales provenientes de los detectores de centelleo también se mandan al discriminador y posteriormente las señales lógicas de cada detector se mandan también al módulo de coincidencias (junto con la señal del DAC). El módulo de coincidencias genera una señal lógica cuando haya triple coincidencia de las señales de entrada, es decir cuando las señales provenientes de los detectores de centelleo y la señal del DAC coincidían en una ventana de tiempo definida en el módulo de coincidencias. Finalmente la señal del módulo de coincidencias se manda al contador. Se tomaron 3 mediciones dentro del edificio Colisur en el el Instituto

de Física. Se utilizó un voltaje de operación para los PMT's de los centelladores de -1800 V para el detector de centelleo 1, y 2000 V para el detector de centelleo 2 y para el DAC $V=1700$ mV.

5.4.3. Configuración de tiempo entre eventos

Finalmente la tercera configuración sirvió para detectar los muones que decaen dentro del tanque, específicamente para medir la vida media del muón. Esta configuración consiste de los dispositivos comunes más un TAC/SAC marca Ortec modelo 567, un Generador de compuertas (Gate Generator) marca Octal modelo GG8010, una tarjeta de adquisición de datos y una PC. Para disparar el detector se pide la coincidencia de dos pulsos consecutivos en una ventana de tiempo de $50 \mu s$. En la figura 5.17 se presenta un esquema del dispositivo experimental utilizado.

La señal del tanque es transmitida a la caja de toma de datos y de ahí al discriminador con un

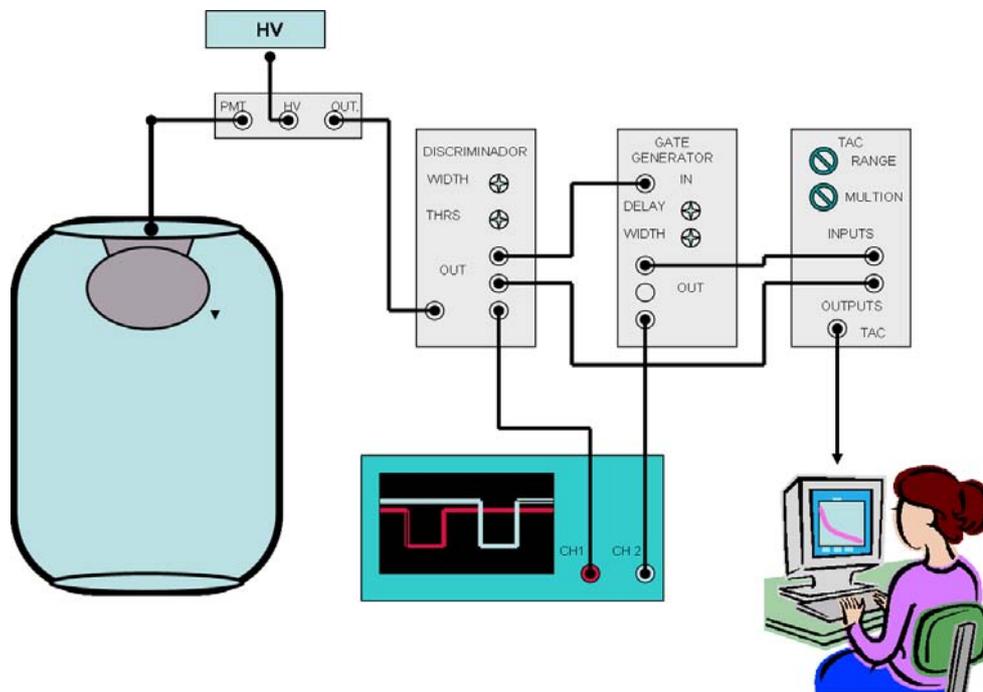


Figura 5.17: Esquema de la configuración de tiempo entre eventos

voltaje umbral -50 mV. Una salida del discriminadores es enviada al TAC donde servirá como STOP y la otra salida es enviada al generador de compuertas, donde se retrasa un poco la señal y se envía al STAR del TAC. La salida del TAC es enviada a la tarjeta de la PC, donde por medio del programa los datos son almacenados en un archivo. Como ya se explicó anteriormente, el TAC medirá el tiempo entre dos señales consecutivas la primera señal proveniente del discriminador dispara la señal y empieza a contar el reloj hasta que una segunda señal proveniente del STOP para el reloj, a la salida del TAC se genera un pulso cuya altura corresponde al tiempo entre cada señal, si la segunda señal no llega dentro de la ventana de tiempo definida en el TAC, no se genera una señal de salida.

Dado que ambas señales (START y STOP) son generadas en el discriminador y para que una misma señal no sirva como START y STOP a la vez, se intruce el módulo generador de compuertas. La misión de este módulo será retrasar una de las señales generadas en el discriminador para poder distinguirlas. Así, la señal sin retraso se envía al STOP y la señal retrasada al START. El principio de funcionamiento es el siguiente, cuando se genera un pulso en el DAC, el pulso se transmite al

CAPÍTULO 5. DETECTOR DE AGUA CHERENKOV (DAC)

5.4. DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

discriminador. El discriminador envia 2 señales: una al START (via el generador de compuertas) y una al STOP. La señal del STOP llega primero, pero no pasa nada debido a que la señal del START no ha llegado. Posteriormente llega la señal retrasada al START y solo entonces se activa el TAC. Cuando se genera un segundo pulso en el DAC, nuevamente la señal es enviada a las 2 entradas (START y STOP), llega primero la del STOP y desactiva el TAC, generandose entonces un pulso cuya amplitud es proporcional al tiempo entre eventos (START y STOP). La señal retrasada del START llegará despues activando nuevamente el módulo TAC y el ciclo se repite.

5.5. Caracterización del experimento

La caracterización es un proceso importante puesto que permite garantizar que las variaciones de los flujos que observemos son ocasionados exclusivamente debido al efecto de la altitud. El Laboratorio de los Álamos había reportado dependencias de las tasas de conteo como consecuencia de factores externos como la turbulencia del agua, la cantidad de agua, etc. Dichas variaciones de los espectros eran del orden de magnitud de las variaciones ocasionados a la altitud. Por ende, se requería minimizar los errores sistemáticos identificados en la experiencia previa de los Álamos. Este proceso comenzó con encontrar el voltaje de operación del DAC (*Plateau*), se siguió con la caracterización de la señal (forma y altura del pulso, etc) y la medición del tiempo de estabilización del PMT ante la exposición a la luz. Una vez definidos los parámetros de operación se procedió a investigar la dependencia de las tasas de conteo con la turbulencia del agua, y como el ancho del pulso de la señal digital afectaba las tasas de conteo. Finalmente, la última sección se dedica a un error sistemático que fue detectado en las mediciones realizadas con el prototipo del Laboratorio de los Álamos. Este error, que distorsiona las tasas de conteo, estaba relacionado con una reflexión asociada al circuito acoplador y la longitud de los cables.

5.5.1. Plateau del Tubo Fotomultiplicador del DAC

Como se dijo en el capítulo 3 el voltaje aplicado al PMT determina la ganancia y por tanto la altura del pulso de las señales de salida. Los PMT's tiene un rango amplio de voltajes de operación los cuales usualmente se encuentran alrededor del voltaje recomendado por el distribuidor sin embargo factores como el tiempo y uso modifican estos parámetros, por lo tanto es necesario determinarlos.

Existe un procedimiento simple para encontrar el voltaje de operación del PMT el cual consiste en sacar el *Plateau* del PMT, se requiere una configuración de conteo donde la señal es analizada por un discriminador (Configuración de Conteo sección 5.4.1). La idea es medir tasa de conteo del detector como función del voltaje aplicado al PMT a un nivel de voltaje umbral del discriminador dado. En la figura 5.15 se presenta un esquema de la configuración utilizada para medir el *plateau* del DAC.

En la figura 5.18 se presenta el plateau obtenido para el PMT del DAC utilizando un voltaje umbral del discriminador de 30mV.

En la figura 5.19 se presenta el plateau del detector de centelleo 1. Esta curva se presenta solo como muestra dado que los detectores de centelleo ya habían sido caracterizados y ya se conocían sus voltajes de operación. La configuración utilizada para medir el *plateau* de los centelladores es exactamente la misma configuración que la del DAC exepcto que en lugar de extraer la señal del DAC se obtiene del detector de centelleo (ver figura 5.15).

5.5.2. Forma de la señal

A continuación se hablara de la forma de las señales típicas obtenidas a un voltaje de operación de $V=1700V$, un voltaje umbral de discriminador de 30mV, un ancho de señal del discriminador de 240ns, medidas en la Ciudad de México a una altitud de 2200 m. Las señales obtenidas eran unipolares ⁸. A continuación se muestra en la figura 5.20, una imagen del osciloscopio correspondiente a una señal típica.

- Amplitud. Se encontró una amplitud promedio⁹ de la señal de aproximadamente 1 V.

⁸Es decir es que el lóbulo mayor esta enteramente contenido en un lado de la linea base

⁹Se tomo una muestra de 10 pulsos para obtener las cantidades promedio, se sabe que no es una muestra representativa sin embargo esta información es solo para darnos una idea del tipo de señales con las que se esta

5.5. Caracterización del experimento

La caracterización es un proceso importante puesto que permite garantizar que las variaciones de los flujos que observemos son ocasionados exclusivamente debido al efecto de la altitud. El Laboratorio de los Álamos había reportado dependencias de las tasas de conteo como consecuencia de factores externos como la turbulencia del agua, la cantidad de agua, etc. Dichas variaciones de los espectros eran del orden de magnitud de las variaciones ocasionados a la altitud. Por ende, se requería minimizar los errores sistemáticos identificados en la experiencia previa de los Álamos. Este proceso comenzó con encontrar el voltaje de operación del DAC (*Plateau*), se siguió con la caracterización de la señal (forma y altura del pulso, etc) y la medición del tiempo de estabilización del PMT ante la exposición a la luz. Una vez definidos los parámetros de operación se procedió a investigar la dependencia de las tasas de conteo con la turbulencia del agua, y como el ancho del pulso de la señal digital afectaba las tasas de conteo. Finalmente, la última sección se dedica a un error sistemático que fue detectado en las mediciones realizadas con el prototipo del Laboratorio de los Álamos. Este error, que distorsiona las tasas de conteo, estaba relacionado con una reflexión asociada al circuito acoplador y la longitud de los cables.

5.5.1. Plateau del Tubo Fotomultiplicador del DAC

Como se dijo en el capítulo 3 el voltaje aplicado al PMT determina la ganancia y por tanto la altura del pulso de las señales de salida. Los PMT's tiene un rango amplio de voltajes de operación los cuales usualmente se encuentran alrededor del voltaje recomendado por el distribuidor sin embargo factores como el tiempo y uso modifican estos parámetros, por lo tanto es necesario determinarlos.

Existe un procedimiento simple para encontrar el voltaje de operación del PMT el cual consiste en sacar el *Plateau* del PMT, se requiere una configuración de conteo donde la señal es analizada por un discriminador (Configuración de Conteo sección 5.4.1). La idea es medir tasa de conteo del detector como función del voltaje aplicado al PMT a un nivel de voltaje umbral del discriminador dado. En la figura 5.15 se presenta un esquema de la configuración utilizada para medir el *plateau* del DAC.

En la figura 5.1 se presenta el plateau obtenido para el PMT del DAC utilizando un voltaje umbral del discriminador de 30mV.

En la figura 5.2 se presenta el plateau del detector de centelleo 1. Esta curva se presenta solo como muestra dado que los detectores de centelleo ya habían sido caracterizados y ya se conocían sus voltajes de operación. La configuración utilizada para medir el *plateau* de los centelladores es exactamente la misma configuración que la del DAC exepcto que en lugar de extraer la señal del DAC se obtiene del detector de centelleo (ver figura 5.15).

5.5.2. Forma de la señal

A continuación se hablara de la forma de las señales típicas obtenidas a un voltaje de operación de $V=1700V$, un voltaje umbral de discriminador de 30mV, un ancho de señal del discriminador de 240ns, medidas en la Ciudad de México a una altitud de 2200 m. Las señales obtenidas eran unipolares ¹. A continuación se muestra en la figura 5.3, una imagen del osciloscopio correspondiente a una señal típica.

- Amplitud. Se encontró una amplitud promedio² de la señal de aproximadamente 1 V.

¹Es decir es que el lóbulo mayor esta enteramente contenido en un lado de la linea base

²Se tomo una muestra de 10 pulsos para obtener las cantidades promedio, se sabe que no es una muestra representativa sin embargo esta información es solo para darnos una idea del tipo de señales con las que se esta

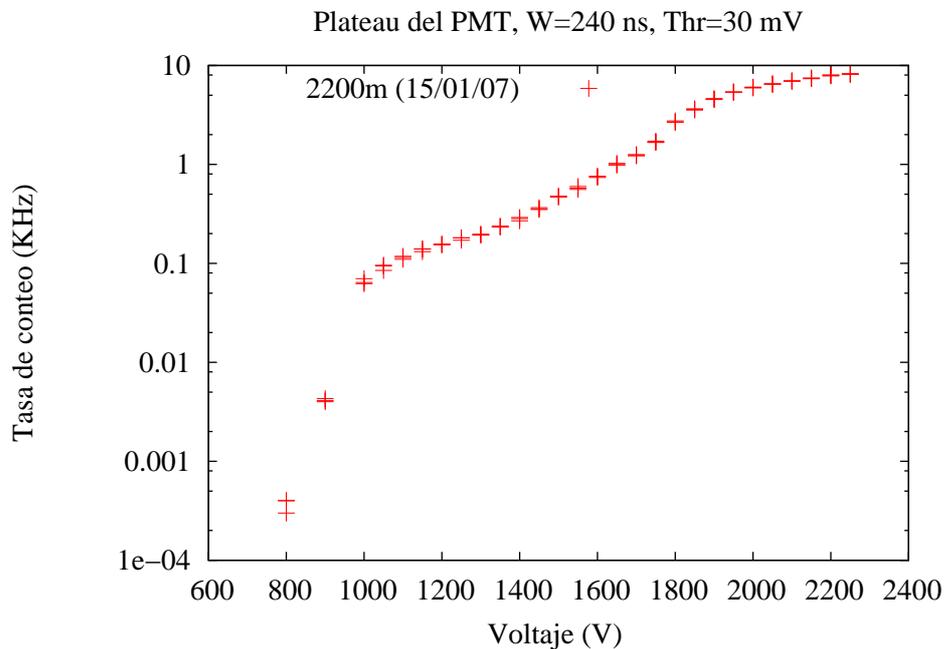


Figura 5.1: Plateau del DAC, Thrs=30mV, w=240ns

- El ancho promedio de la señal tenemos que es aproximadamente 40ns lo cual se debe a que la luz colectada por el PMT proviene de las reflexiones múltiples en las paredes internas del detector. Este parámetro se utiliza como referencia para determinar el ancho de la señal digital proveniente del discriminador ³. Más adelante se hablará de la dependencia de los conteos en función del ancho definido en el discriminador.
- Tiempo de ascenso. En nuestro caso las señales típicas presentan un tiempo de ascenso de aproximadamente 30ns. Este parámetro determina la rapidez de la señales y como ya se dijo es importante para aplicaciones relacionadas con el tiempo, en particular para nosotros dado que el discriminador funciona mediante el método LE, entonces dado que el tiempo de ascenso es pequeño podemos garantizar que el método de disparo es efectivo.
- Tiempo de caída. Se encontró un tiempo de caída de 10ns, este parámetro nos habla de la constante de tiempo asociada al circuito equivalente conectado al DAC.

Al analizar las señales a través del osciloscopio se observaron a diferentes escalas de tiempo las siguientes señales espurias:

- En la escala de *ns* se observa una reflexión también conocida como *afterpulsing*, es decir, una señal de menor amplitud asociada en tiempo a la señal principal. Este reflejo se sabe se debe a un mal acoplamiento en el circuito desacoplador. El reflejo presenta una altura de aproximadamente 25% de la señal principal y ancho de aproximadamente 40ns. La localización de la señal depende de la longitud del cable.
En la última sección de este capítulo se habla de como éste reflejo afecta las tasas de conteo y también, de como este fenómeno explica las variaciones observadas entre las mediciones realizadas por el Laboratorio Nacional Los Álamos y nuestras mediciones.

trabajando

³En las mediciones realizadas en la Ciudad de México fue fijado a 240 ns

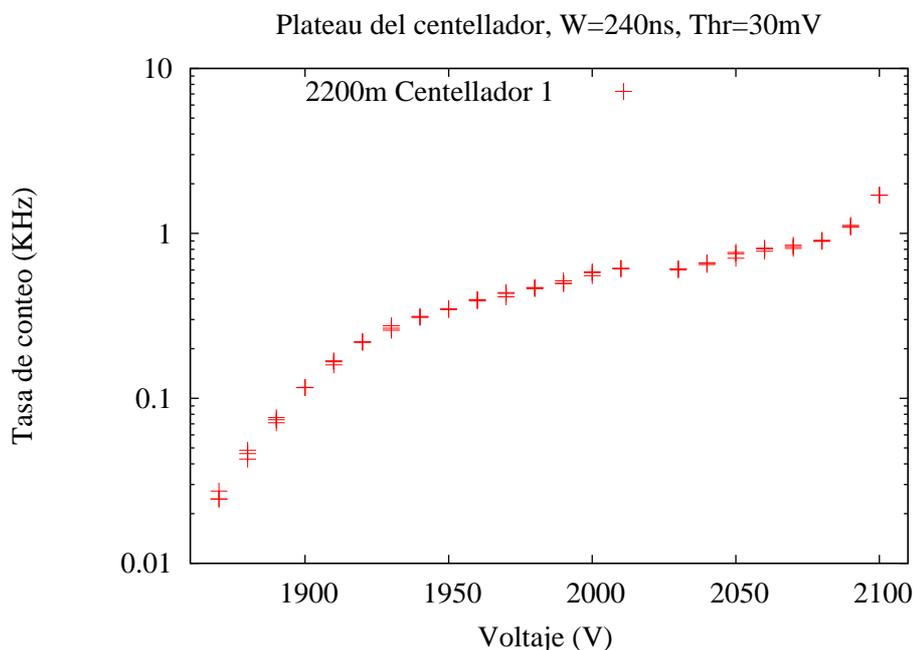


Figura 5.2: Plateau del Detector de Centelleo 1

- En la escala de μs se observa en el osciloscopio una serie de pulsos de aproximadamente 30 % de la altura del pulso principal que no están localizados espacialmente. Como explicación se sugirió que estos pulsos se deben a decaimientos de muones en el tanque. Para comprobar la hipótesis se montó una nueva configuración de la electrónica para medir la vida media del muón. Los resultados se presentan en el siguiente capítulo como parte de los resultados.

5.5.3. Dependencia con la Exposición a la luz del PMT

La exposición a la luz del PMT provoca que la señal del fotomultiplicador se vuelva ruidosa debido a la corriente oscura que se genera. Se llama corriente oscura al ruido que se genera en los dispositivos sensibles a la luz, generalmente en fotomultiplicadores. El ruido se debe a que son emitidas señales aun en ausencia de luz debido mayoritariamente a la actividad térmica en fotocátodos y dinodos. La exposición a la luz del tubo fotomultiplicador incrementa temporalmente la corriente oscura debido a la emisión de luz de los estados fosforescentes en la envoltura de vidrio del PMT⁴. Se midió la variación de las tasas de conteo debidas a la corriente oscura.

Primeramente se obtuvo el espectro integral de alturas de pulsos después de haber expuesto el PMT a luz moderada⁵ durante 10 minutos. Esta medición tenía por objeto identificar la parte del espectro más sensible al ruido ocasionado por la corriente oscura por un lado y por otro lado cuantificar la variación. Se muestra a continuación en la figura 5.4 la gráfica resultante. Se encontró que la parte más sensible es el intervalo de voltajes umbrales del discriminador de entre 3 y 40 mV, la cual presenta una variación promedio de 10 %.

Asimismo, como parte de la caracterización del PMT, se midió el tiempo requerido para la estabilización del PMT después de haberlo expuesto durante 5 min a la luz. La prueba se realizó abriendo el tanque y exponiendo el PMT a luz moderada durante 10 minutos, posteriormente

⁴La exposición a la luz del PMT provoca que los electrones de la envoltura de vidrio del PMT se exciten y estos al volver a su estado base emiten fotones que generaran avalanchas de electrones en el PMT

⁵Cuarto cerrado, cortinas negras y lamparas apagadas

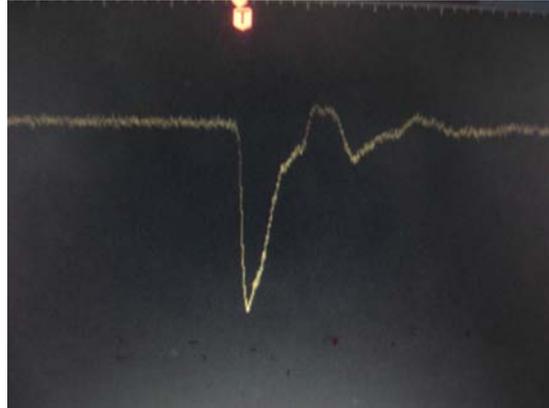


Figura 5.3: Señal del osciloscopio tomada a $V=1700V$, $Thrs=30mV$, $w=240ns$, $H=2200m$

se hicieron mediciones del número de cuentas para un mismo voltaje umbral a diferentes tiempos. Se fijó el nivel de voltaje umbral a $30mV$. Se presenta en la figura 5.5 la gráfica de la tasa de conteo en función del tiempo. Se encontró que se requiere dejar un periodo de alrededor de 4 horas para que la señal se estabilice nuevamente. Se ajustó una función exponencial $ae^{bt} + c$ cuyos parámetros fueron $a=1.88414 \pm 0.03855$, $b=-0.0968695 \pm 0.005204$ y $c=1.36901 \pm 0.02838$. Lo cual nos permite estimar el error en las mediciones si se realizan previamente a la estabilización del PMT.

5.5.4. Dependencia con el ancho de la señal digital del discriminador

Una cuestión importante de notar es que la señal proveniente del discriminador tiene un parámetro ajustable que es el ancho de la señal digital generada (*width*), la variación de este parámetro podría ocasionar variaciones en las tasas de conteo. Para entender como afecta el ancho de la señal digital los conteos véase el esquema 5.6.

En el esquema se observa en la parte superior una señal analógica proveniente del detector, en la parte inferior se observa la señal proveniente del discriminador que corresponde a la señal analógica. Recordando el funcionamiento de un discriminador LE, una señal que sobrepasa el umbral genera un pulso, el discriminador se dispara cuando la señal sobrepasa el umbral, el ancho de la señal del discriminador es un parámetro que puede ser ajustado y refleja el tiempo muerto del módulo. Cuando el ancho de la señal analógica es mayor que el ancho de la señal digital se generan dobles conteos como se observa en el esquema. Así mismo cuando la señal principal tiene asociados reflejos es importante ajustar el parámetro del ancho del discriminador para evitar que los reflejos disparen el detector y las tasas de conteo sean afectadas. Debido a los fenómenos que acabamos de mencionar era necesario verificar que el ancho de la señal que utilizamos no afectara las tasas de conteo, es decir que cubriera completamente tanto a la señal como al reflejo para evitar el doble conteo.

Se midieron los espectros de altura de pulsos a diferentes anchos en un rango de 120 ns a 400 ns , tal como se esperaba se encuentra que en este rango de valores las tasas de conteo son independientes del ancho del pulso. Se muestra a continuación en la figura 5.7 las gráficas de las tasas de conteo en función del voltaje umbral para diferentes valores del ancho de la señal (120 , 240 y 400). De la gráfica se concluye la independencia de las mediciones a variaciones del ancho de la señal en el rango de 120 ns a 400 ns para todos los niveles de voltaje umbral del discriminador.

Debido a que en el osciloscopio se detectaron reflejos de la señal principal en la escala de ns ,

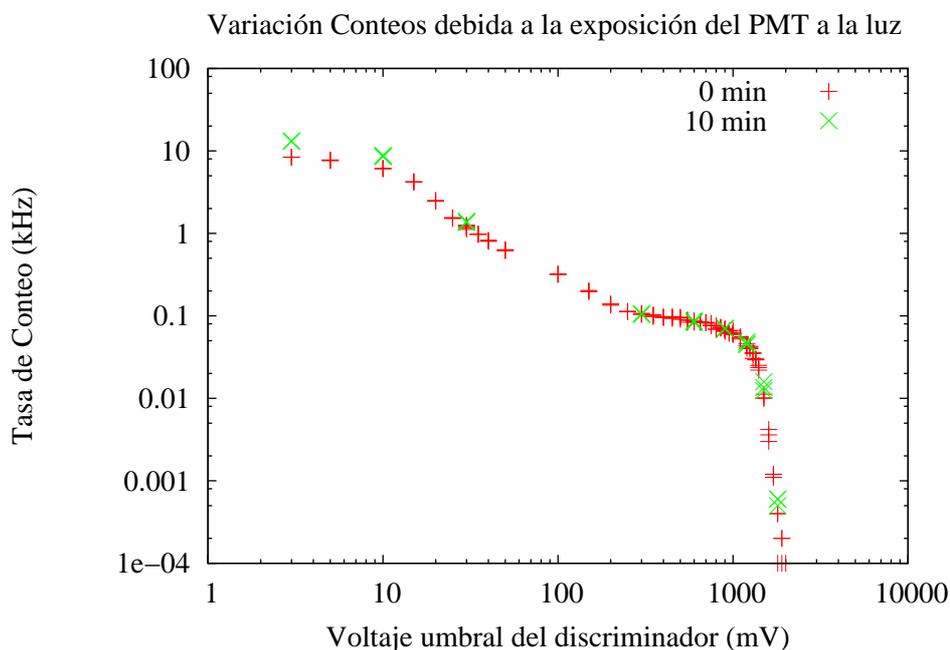


Figura 5.4: Dependencia de las tasas de conteo con la exposición del PMT a la luz (10 min)

así como señales de menor amplitud en la escala de μs .⁶ Esta presencia de señales espurias nos obliga a barrer un intervalo mayor del ancho de la señal digital del discriminador para verificar que las tasas de conteo no están siendo afectadas por estos fenómenos que acabamos de mencionar.

Para medir la dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal en el intervalo de 4ns a 6000ns se utilizaron 2 configuraciones de la electrónica, la primera configuración es la configuración de conteo (figura 5.15 que es la misma configuración que la utilizada para obtener el espectro integral de alturas de pulsos) y sirvió para el intervalo 4 a 1000 ns, la segunda configuración de la electrónica se muestra en la figura 5.8 y se utilizó para poder abarcar el intervalo de 1000 a 6000ns. Esta configuración de la electrónica consiste en un discriminador, un generador de retrasos (delay generator) y un contador con *timer*(reloj programable). En esta configuración se fija un nivel de voltaje umbral, y entonces la señal analógica proveniente del tubo fotomultiplicador se manda al discriminador el cual emitirá una señal digital cuando la señal analógica sobrepase el nivel umbral, entonces la señal digital emitida se manda al módulo generador de retrasos, en este módulo se fija un retraso igual a cero y se controla el ancho de la señal⁷, posteriormente la señal sera enviada al contador y se fija el tiempo de conteo a 10s.

El intervalo que se estudió fue de 4 ns a 6000 ns, A continuación se presenta en la figura 5.9 la curva que se encontró. De la figura se observa que para el voltaje umbral más bajo (Thrs=30mV) si existe una dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal. Para el caso del voltaje umbral de 400 mV no se encuentra dependencia con el ancho de la señal.

Para visualizar mejor las curvas se presentan por separado las curvas de los voltajes umbrales, en la figura 5.10 se presenta la curva correspondiente a voltaje umbral de 30 mV y en la figura 5.11 se presenta la curva correspondiente a un voltaje umbral de 400 mV.

En el voltaje de 30 mV e observa un cambio de curvatura notable en $w=800ns$ y un cambio más suave $w=3000$. A partir de estos resultados podemos asumir que las tasas de conteo son afectadas

⁶Que como se vera más adelante se deben a decaimientos tardios de muones.

⁷Es importante mencionar aquí que a pesar de que en el discriminador se fije un ancho de señal diferente, el ancho del módulo generador de retrasos sera el que predominara.

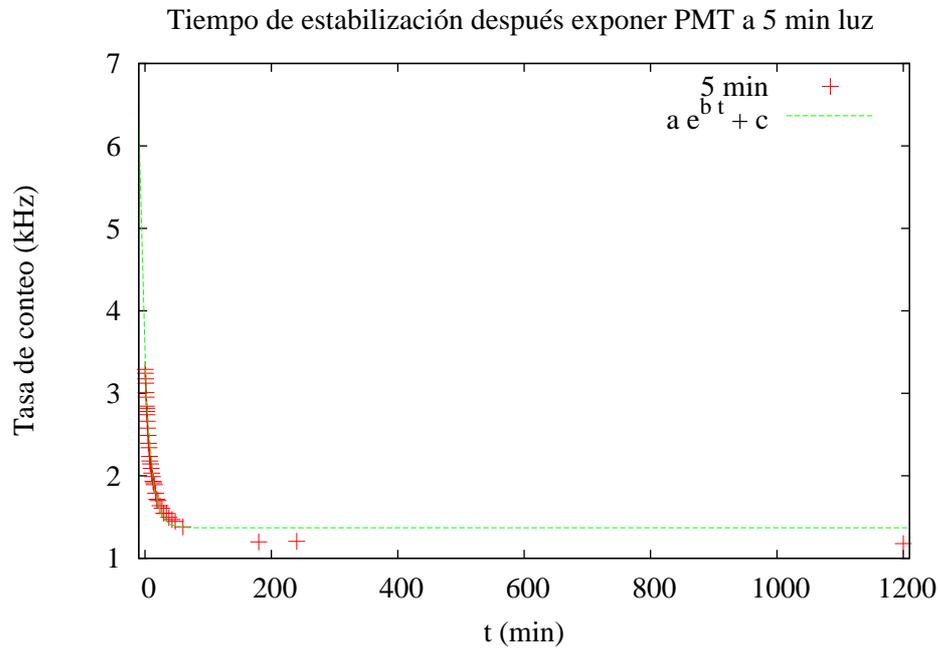


Figura 5.5: Tiempo de estabilización

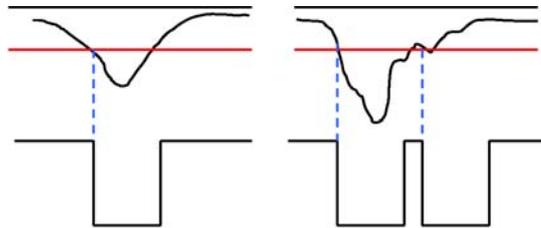


Figura 5.6: Problema de doble conteo debido al ancho de la señal del discriminador

en el rango de 0 a 800 por el reflejo de la señal (*afterpulsing*) y en el rango de 800 y 3000 por el decaimiento de muones. Por tanto se concluye que existe una dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal en el intervalo de 0 y 3000 debido a los fenómenos de decaimiento del muón y al reflejo de la señal. Para el umbral de 400 no se observa dependencia de los conteos con el ancho de la señal digital del discriminador, lo cual indica que los conteos por encima de este umbral no son afectados por el ancho del discriminador.

5.5.5. Dependencia con la dinámica del agua

Un parámetro importante a considerar es si la dinámica del agua afecta las mediciones de nuestro dispositivo experimental dado que para realizar las mediciones a diferentes alturas es necesario trasladar el tanque por periodos de tiempo considerables donde el tanque estará en constante agitación. Mediciones realizadas en Álamos indicaban que la agitación del agua afectaba las mediciones, la explicación que se daba a este fenómeno es que las impurezas del agua ⁸ al agitarse el tanque se dispersaban por todo el volumen de agua cambiando las propiedades ópticas

⁸El tanque del Laboratorio de los Álamos era metálico y había sido cubierto con pintura impermeable, las impurezas por tanto podían deberse a fragmentos de pintura y/o óxido

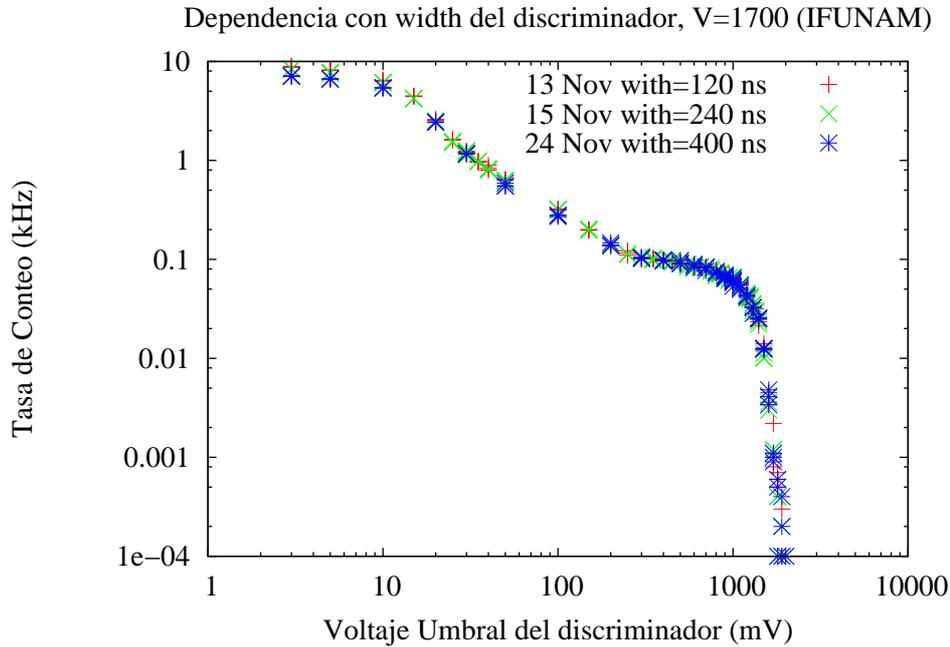


Figura 5.7: Dependencia con el ancho de la señal del discriminador

del radiador.

En el IFUNAM fueron realizadas pruebas donde se agitó el tanque manualmente⁹ por intervalos de tiempo de 5 y 10 minutos y se midió la tasas de conteo como función del voltaje umbral, la configuración utilizada para estas medidas fue la configuración de conteo, se fijo un ancho $w = 240ns$, y voltaje de operación $V=1700V$. A continuación se muestra en la figura 5.12 la gráfica, de las tasas de conteo para diferentes voltajes umbrales en el caso en que el tanque esta en total reposo así como en el caso en que se agito el tanque previamente a la toma de datos durante un lapso de 10 minutos.

Como se esperaba no se encontró que la dinámica del agua afectara las cuentas en el intervalo de 100-2100mV. Sin embargo en el intervalo 3-10mV se observan pequeñas variaciones del orden de 10% en la región de voltajes umbrales bajos (3-100) mV, por lo tanto se decidió realizar mediciones mientras el tanque se agitaba en esta región.

En la figura 5.13 se muestra el espectro de alturas de pulsos realizado mientras se agitaba el tanque comparadas con las mediciones tomadas con el tanque en reposo total. Se tomo únicamente el intervalo más sensible que es a voltajes umbrales de entre 3 y 100 mV, como se observa las mediciones no son afectadas por el movimiento.

5.5.6. Variación de las Tasas de conteo debida a reflejo y cables

En general tenemos que dada una señal es posible ajustar parámetros de la electrónica, como el nivel de voltaje umbral y el ancho de señal, que te permita filtrar el ruido. Dichos parámetros seran válidos siempre que la configuración electrónica no sea modificada y con ello refiero tanto a los módulos electrónicos como a los cables.

En el caso del DAC se detectaron tanto reflexiones de pulsos como pequeñas señales ocasionadas por decaimientos de muones, por tanto era importante ubicarlos en la escala temporal y manipular

⁹Se balanceaba el tanque de un lado a otro manualmente a ritmo constante

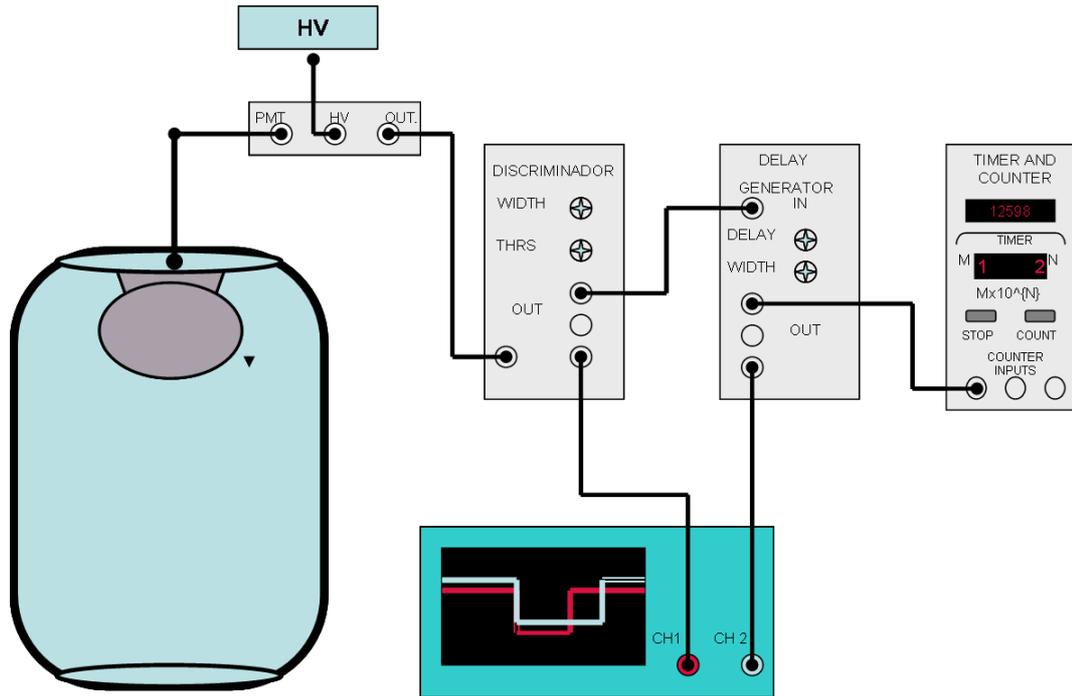


Figura 5.8: Configuración utilizada para medir dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal del discriminador en el intervalo 1 a 6 μs .

los parámetros del discriminador, tanto ancho de la señal como voltaje umbral, para evitar que estos pulsos secundarios afecten las tasas de conteo. La ubicación de la reflexión dependía del largo de los cables que se utilizaran y su amplitud era de aprox. 250mV entonces, para evitar el doble conteo se requería utilizar o bien un discriminador mayor a 250 mV o bien ubicar temporalmente el reflejo y ajustar el ancho del discriminador para cubrir la reflexión, en nuestro caso, dado que se utilizaron cables de aproximadamente 10m el retraso de la reflexión debido al tránsito por los cables era menor a 100 ns, por tanto con $w = 240ns$ quedaba cubierta¹⁰.

Esta reflexión, que no había sido observado por el laboratorio de los Álamos, es uno de los factores que explica las discrepancias entre las mediciones realizadas en los Álamos con las nuestras a pesar de utilizar la misma configuración de la electrónica. En el Laboratorio de los Álamos no había considerado el reflejo¹¹. El reflejo no había sido observado debido a que la longitud de sus cables (200m) generaba un retraso en las señales del orden de μs tal que el reflejo se salía de escala en la que estaban trabajando en el laboratorio. Sin embargo en las excursiones que realizaron utilizaron cables más cortos y por tanto sus tasas de conteo estaban siendo afectadas a bajos niveles de voltaje umbral. En cambio en el IFUNAM la longitud de los cables permitió que observáramos los reflejos (dado que los cables eran mas cortos los reflejos no se retrasaban tanto permitiendo que observáramos el reflejo en la escala en la que estábamos trabajando).¹² Este es un caso en que la configuración de la electrónica y en particular los cables modifica las tasas de conteo sin que ocurra un fenómeno físico, la detección de este reflejo ocasionado por un mal

¹⁰También fueron utilizados cables de 40m, en este caso el retaso era menor a 400ns, por tanto, un $w = 400ns$ era suficiente para evitar variaciones

¹¹Este reflejo se debe a un mal acoplamiento de las impedancias en el circuito de toma de datos, ver apéndice 4.2

¹²Considerando que utilizaron cables de alrededor de 200m y suponiendo tiempo de transito en los cables de 5.1 ns/m, en 200m el retraso en la señal es de 1 μs , dado que la escala de las señales es de 40 ns no era posible observar el reflejo.

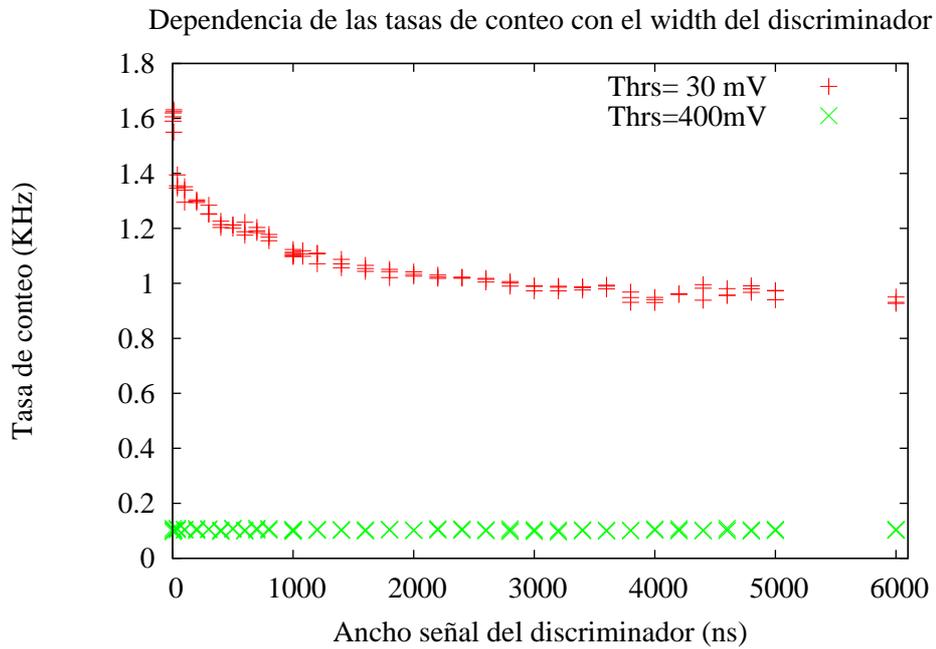


Figura 5.9: Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal del discriminador a un voltaje umbral fijo de 30mV y 400mV

acoplamiento en el circuito desacoplador deberá ser considerada en las mediciones realizadas en el Laboratorio Nacional Los Álamos y deberá también ser contemplado en el diseño final del detector.

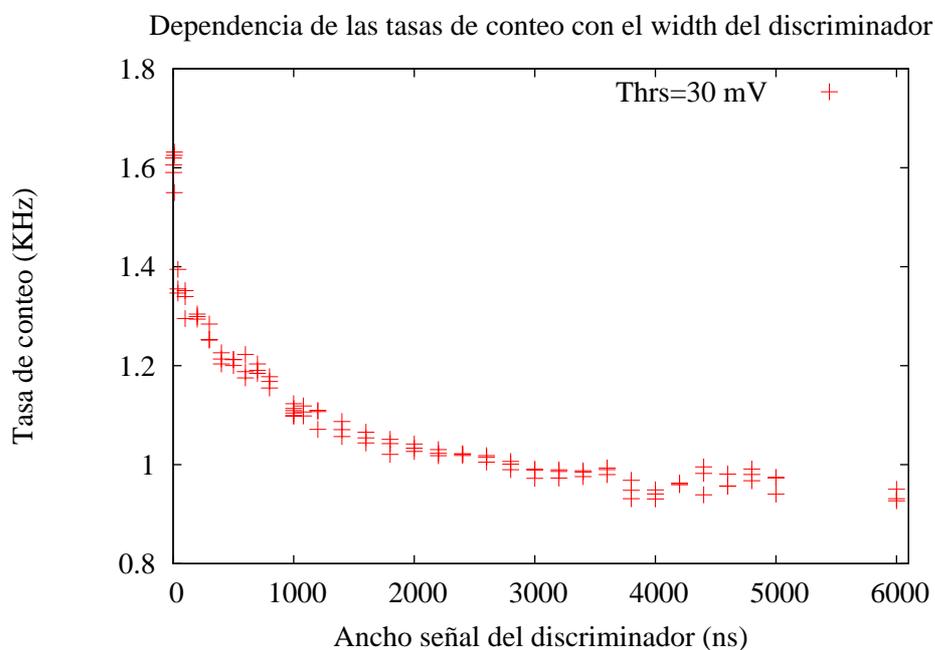


Figura 5.10: Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal para Thrs=30mV

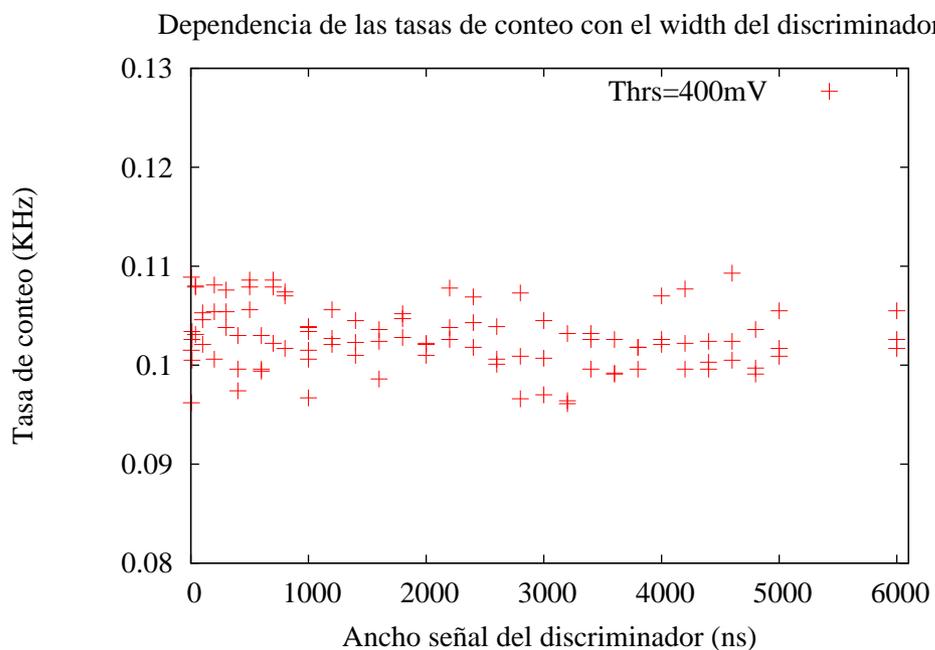


Figura 5.11: Dependencia de las tasas de conteo con el ancho de la señal para Thrs=400mV

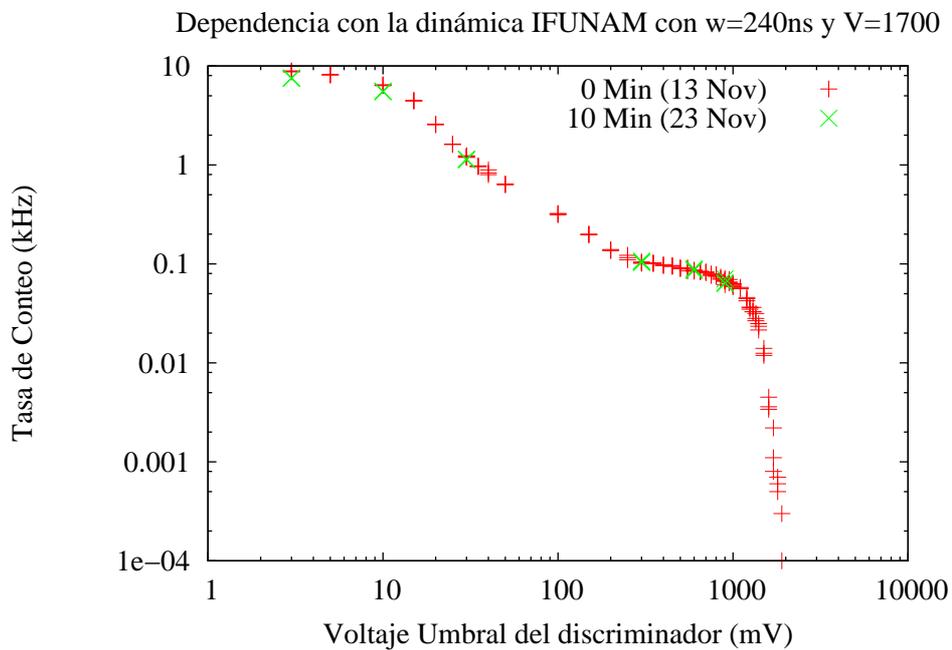


Figura 5.12: Dependencia con la turbulencia del agua despues de 10min agitación

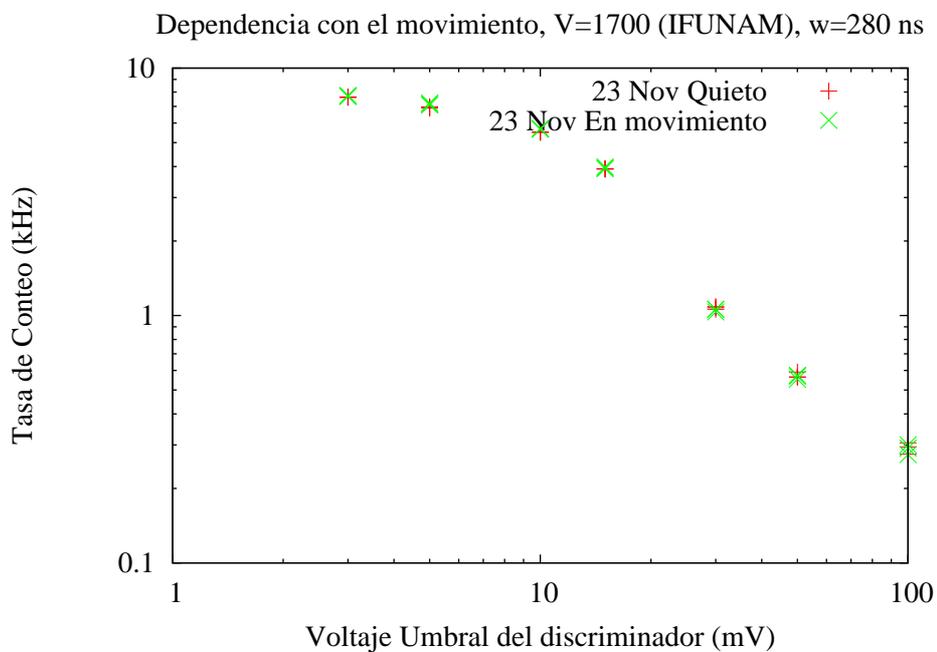


Figura 5.13: Dependencia con la turbulencia en agitación constante

Capítulo 6

Resultados y Conclusiones

Este capítulo está destinado a presentar los resultados de las mediciones tomadas con el detector Cherenkov y las conclusiones del experimento. Para ello los resultados se organizaron en 3 bloques principales : 1) Medición de flujo de rayos cósmicos en la Ciudad de México, 2) Medición de decaimientos de muones y 3) Medición del flujo de rayos de cósmicos en Sierra Negra, Puebla. Se anexa una cuarta sección donde se integra información de los bloques anteriores para estudiar la dependencia del flujo de rayos de cósmicos con la altitud. Finalmente este capítulo, y en general la tesis, culmina con las conclusiones.

6.1. Medición de Flujo de Rayos Cósmicos en la Ciudad de México

El primer bloque de resultados corresponde al conjunto de mediciones que se hicieron en el Instituto de Física. La mayor parte de las medidas se realizaron con la configuración de conteo, excepto para los muones verticales que se utilizó la configuración de coincidencias. Se utilizó un ancho de señal del discriminador de 240 ns^1 , el cual minimiza los efectos debidos a reflejos o pulsos tardíos. El voltaje de operación del PMT se fijó en 1700V. Este voltaje de operación no se encuentra en el *plateau* del detector como se observa en la gráfica (5.1) por lo que se espera encontrar saturación a bajos umbrales debido a la sobrealimentación del PMT. Se decidió trabajar con este voltaje para poder comparar nuestros resultados con los obtenidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos.

6.1.1. Estabilidad del espectro integral de altura de pulsos

La primera fase consistió en estudiar la estabilidad de los espectros, para lo cual se tomaron un total de 22 espectros, 13 de los cuales se realizaron en el interior del edificio colisur y 9 fuera del edificio. Los espectros fueron tomados durante el periodo de septiembre- diciembre 2007. Primeramente se presenta en la figura 6.1 el conjunto de espectros tomados dentro del edificio en diferentes fechas. Posteriormente se presenta en la figura 6.2 un conjunto de espectros tomados fuera del edificio en diferentes fechas.

Como se observa en ambas figuras (6.1 y 6.2) los espectros, tanto dentro como fuera del edificio son estables en el tiempo como se esperaría. La invariancia de los espectros se debe a que se mide el flujo de rayos cósmicos y no se miden cascadas individuales, entonces, dada una rigidez magnética la distribución espacial y temporal de las cascadas produce un flujo de partículas relativamente

¹Se utilizó este parámetro para poder comparar nuestros datos con las mediciones del Laboratorio Nacional Los Álamos

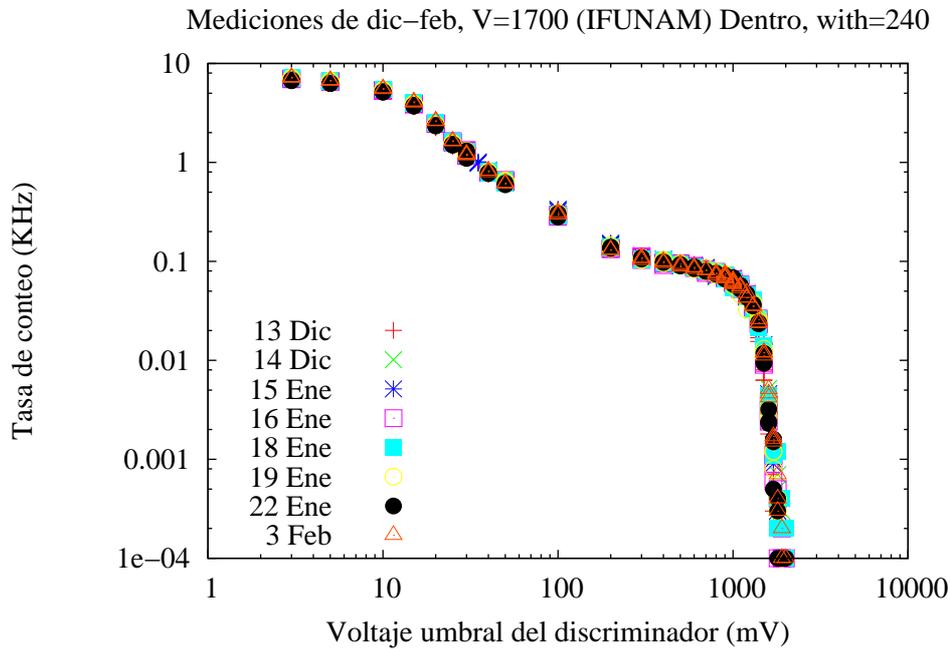


Figura 6.1: Espectros tomados dentro del edificio

homogeneo y por tanto espectros invariantes en el tiempo. La estabilidad temporal de los espectros muestra la estabilidad del detector.

Como parte de estas mediciones se muestra en la siguiente figura 6.3 la gráfica de la variación diaria de la tasa de conteo medida a un voltaje umbral de 30mV. Como se observa la variación de la tasa de conteo queda dentro del error estadístico asociado a la medida.

6.1.2. Espectro Integral de amplitudes dentro y fuera del edificio

Con el objetivo de determinar si el detector era sensible al cambio de flujo ocasionado por la absorción de la componente muónica debido a los techos de concreto del edificio Colisur, se comparan en la siguiente gráfica los espectros obtenidos dentro y fuera. La estabilidad de los espectros nos permite tomar cualquier de las fechas para comparar los espectros. A continuación se presenta en la figura 6.4 la comparación de los espectros dentro y fuera del edificio para el 14 Diciembre.

De la gráfica se observa una variación entre los espectros tomados fuera y dentro del edificio en el intervalo de voltaje umbral (30-1000) mV. La variación en las tasas de conteo es en promedio de 10 %. Esta variación en el flujo de rayos cósmicos se debe a la absorción de la componente muónica y electrónica por las paredes del edificio. Cabe mencionar que el edificio donde se alberga el detector esta diseñado con especificaciones de seguridad radiológica, por ende las paredes techos y pisos son de concreto. La variación más notoria, se encuentra la región de 100 a 800 mV, ya que a voltajes más pequeños las fluctuaciones estadísticas y fuentes de ruido dominan y a voltajes más altos la contribución principal viene de los muones que llegan verticalmente al detector que tienen energía suficiente para no ser desviado al atravesar la atmósfera y tampoco ser fuertemente atenuados por la estructura del edificio.

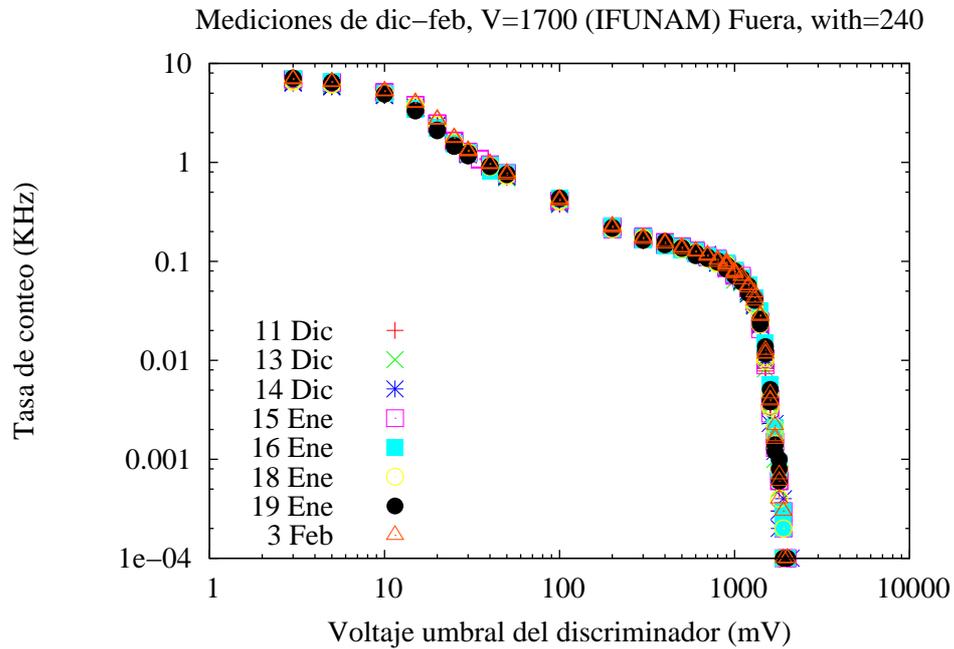


Figura 6.2: Espectros tomados fuera del edificio

6.1.3. Espectro IFUNAM vs Laboratorio Nacional Los Álamos

Para continuar con el análisis, otro aspecto de los flujos de rayos cósmicos que resulta interesante es la comparación de los espectros obtenidos fuera del edificio del IFUNAM, que corresponde a una altitud de 2100m, con los espectros medidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos en el lugar de *Milagro* que se encuentra a 2650m de altitud. La comparación de los espectros medidos aproximadamente a la misma altitud nos permite saber si son comparables los flujos de rayos cósmicos en ambas localizaciones (Cd. México [19.36 N, -98.57 W] y Los Alamos [35.9N, -106.28W]). A continuación se presenta la en la figura 6.5 los espectros correspondientes aprox a la altitud de 2400m:

En la gráfica se aprecia una excelente correspondencia en el intervalo de 30-2100, sin embargo en el intervalo de 10 a 30mV se observa una ligera desviación del espectro medido en el IFUNAM inferior al (5%?) respecto al espectro del Laboratorio Nacional Los Álamos, cabe señalar que esta desviación queda dentro del error estadístico asociado a las mediciones, por lo tanto, podemos concluir que la medición del flujo rayos cósmicos en ambas localizaciones es completamente equivalente. Este resultado era predecible puesto que la localización geográfica de ambas lugares es similar y por tanto la rigidez magnética es parecida también, además ambas mediciones se realizaron prácticamente a la misma altitud.

6.1.4. Voltaje de operación y saturación del PMT

Debido a que el voltaje de operación del DAC de 1700V no se encuentra en el *plateau*, se decidió realizar una medida adicional del espectro a un voltaje de operación dentro del *plateau* para analizar como la sobrealimentación del PMT modifica el espectro. Se presenta en la figura 6.6 los espectros medidos a un voltaje de operación de 1300 V y 1700 V correspondientes a una altitud de 2200m, la cual corresponde a las instalaciones del IFUNAM.

Se puede observar como la gráfica 6.6 en el intervalo de 20 mV en adelante la forma de la curva

CAPÍTULO 6. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

6.1. MEDICIÓN DE FLUJO DE RAYOS CÓSMICOS EN LA CIUDAD DE MÉXICO

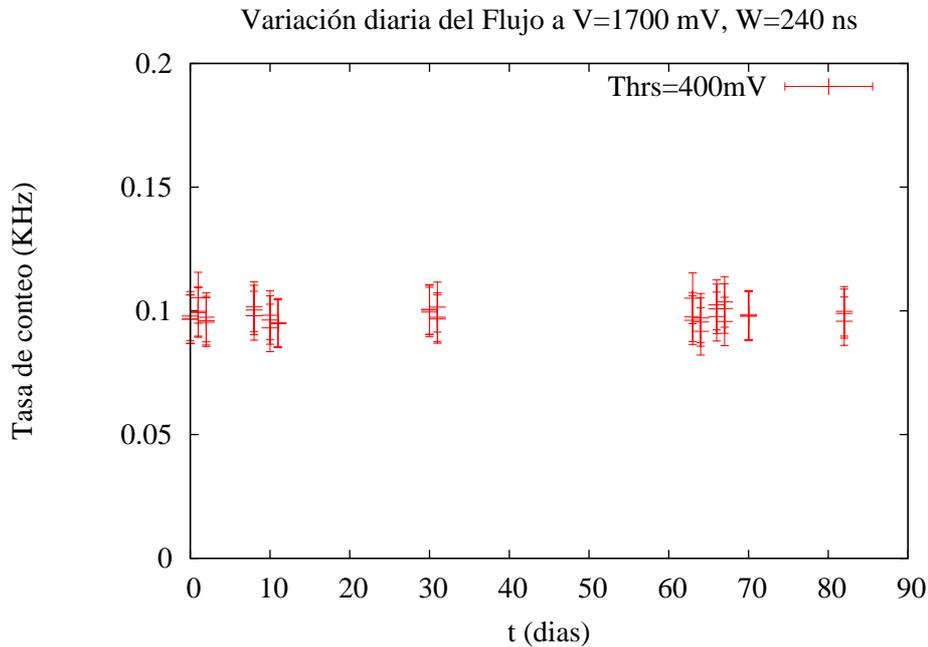


Figura 6.3: Variación diaria de la tasa de conteo a $\text{Thr}=400\text{mV}$, $w=240\text{ns}$.

esencialmente no cambia (existe una renormalización en el eje X debido al cambio de ganancia ya que al aplicar menor voltaje la ganancia en el PMT es menor). El punto de inflexión (20 mV) en la curva a 1700 puede entonces ser entendida como una saturación en la cual la tasa de conteo está dominada por el ruido térmico del PMT.

6.1.5. Espectros con y sin Coincidencias

Como ya se explicó en el capítulo anterior, la idea de medir el espectro de altura de pulsos con coincidencias era medir las tasas de conteo únicamente de los muones que atraviesan el tanque de manera vertical. Es importante mencionar que la técnica de coincidencias garantiza que sean muones ya que son las únicas partículas cargadas capaces de atravesar ambos detectores de centelleo y el tanque de agua (Ver Apéndice sobre estimación de la energía de los muones). Se garantiza también que sus trayectorias son prácticamente verticales pues se condiciona la detección a que atraviesen ambos detectores de centelleo, lo cual restringe la detección a las trayectorias casi verticales que son las únicas que quedan dentro del ángulo sólido del detector.

A continuación se presenta en la figura 6.7 la gráfica de los espectros con y sin coincidencias a un voltaje de operación de 1300V^2 y a un ancho del discriminador de 50 mV. Como en este caso no había un antecedente con que comparar, se decidió trabajar únicamente con el voltaje de operación que no satura el detector para obtener un espectro más fiable a bajos umbrales.

Se observa que en el intervalo de voltajes umbrales de 3-5 mV la contribución al flujo total de la componente muónica es baja, representando únicamente el 20 por ciento del flujo total. Conforme aumenta el voltaje umbral, aproximadamente de 10 mV a 80 mV, la contribución muónica a la tasa de conteo es casi del 50% y permanece constante, para posteriormente incrementarse y ser casi del 100% a partir de los 200 mV. Como es de esperarse la tasa de coincidencia no depende

²Se trabajó con un voltaje de operación del PMT de 1300V dentro del *plateau* del detector para evitar la saturación del PMT

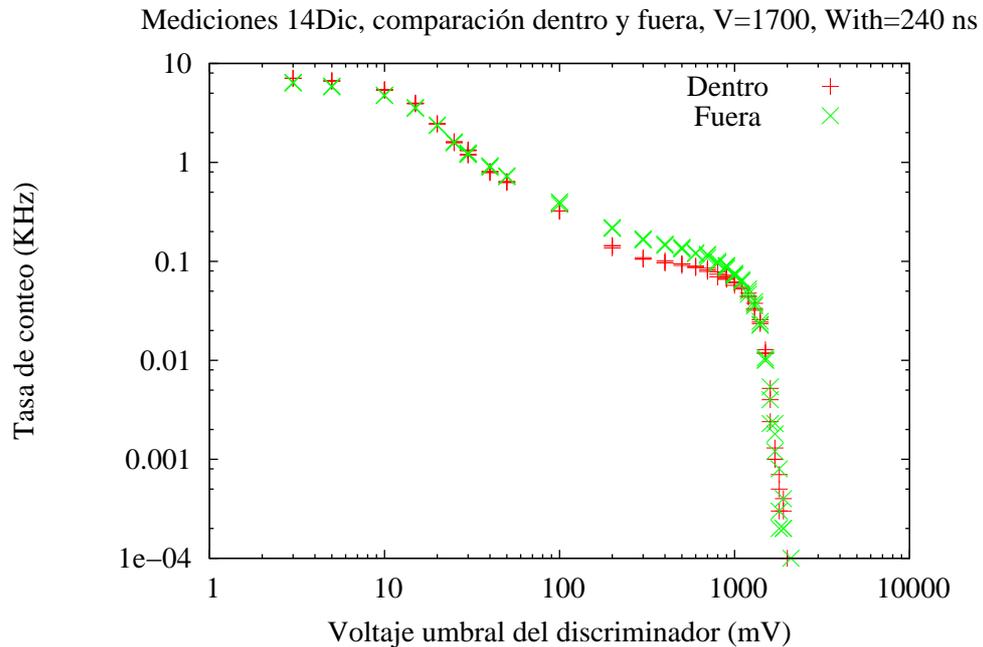


Figura 6.4: Variación del espectro dentro y fuera del edificio

del voltaje umbral, salvo en el caso de voltajes umbrales muy altos (300 mV) en donde estamos cerca del máximo de la luz producida por muones verticales y al incrementar el voltaje umbral estamos cortando el espectro.

6.2. Medición del Decaimiento de muones

El segundo bloque de resultados se dedica a la medida de la vida media del muón. Este segundo bloque de mediciones sirvió para demostrar que las tasas de conteo estaban siendo afectadas por decaimientos de muones. La idea de medir la vida media del muón surge a partir de intentar explicar pulsos observados en el osciloscopio que estaban correlacionados con la señal principal, que eran de menor voltaje y retrasados alrededor de 3 microsegundos. Como ya se dijo, la señal principal estaba acompañada de reflejos, durante un barrido en las diferentes escalas del osciloscopio (ns a μ s) para identificar los pulsos reflejo se encontró un conjunto de pulsos pequeños cuya localización temporal oscilaba en el tiempo por tanto no podía tratarse de los buscados pulsos reflejo. El punto importante es que, dado las tasas de conteo que se midió, no se espera ver señales consecutivas en la escala de tiempo de μ s, por tanto debía tratarse de otro fenómeno. Se planteó la hipótesis de que dichas señales eran resultado de decaimientos de muones, para corroborar dicha hipótesis entonces se plantea medir con el DAC la vida media del muón.

Aunque la tasa de conteo de decaimientos de muones es baja, esta documentado en la literatura que muones de bajas energía con energías del orden de 300 MeV, pueden detenerse y decaer dentro de un detector de agua Cherenkov (Ver Apendice C). Dado que la tasa de conteo de decaimientos es baja, para obtener la curva que describe la vida media del muón se requiere la colección de eventos durante al menos un par de días.

El decaimiento de muones se caracteriza por dos señales consecutivas provenientes del fotomultiplicador separadas por un intervalo de tiempo que esta distribuido exponencialmente con una constante de decaimiento de alrededor de 2 μ s. Por tanto, el trigger de decaimiento de muones

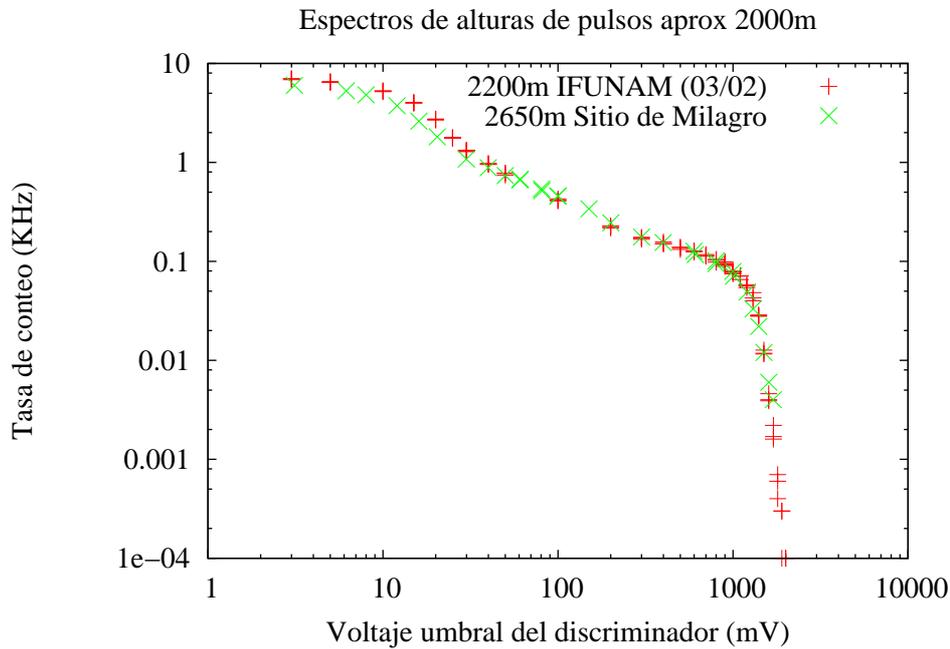


Figura 6.5: Comparación de las mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos

requiere la coincidencia de dos pulsos consecutivos dentro de una ventana de tiempo de $50 \mu s$. El primer pulso corresponde al muon frenado y el segundo pulso corresponde al decaimiento del electrón. El ruido de fondo corresponde a coincidencias aleatorias de señales del PMT dentro de la ventana de tiempo.³

Para llevar a cabo esta medida se utilizó la tercera configuración que corresponde a la medición de tiempo entre eventos. El voltaje aplicado al PMT fue de 1.3 kV. La ventana de tiempo del TAC se fijó en $50 \mu s$

6.2.1. Resultados de la Vida Media del Muón

A continuación se presenta en la figura 6.8 el espectro obtenido para el tiempo de vida del muón. Para generar este espectro se recopiló todo el fin de semana. Este es uno de los 3 espectros que se tomaron y que cuentan con suficiente estadística. En la figura se presenta también el ajuste de los datos que describe la vida media del muón. El ajuste realizado a la gráfica dio como resultado una constante de decaimiento de $1.9 \pm 0.2 \mu s$ que está dentro del error experimental de la vida media del muón reportada en la literatura ($2.1 \mu s$.)

6.3. Mediciones del Flujo de rayos de Cosmicos en Sierra Negra

El tercer y último bloque corresponde a la medición del flujo de rayos cósmicos en la Sierra Negra Puebla. Se realizaron dos salidas: el primer viaje se realizó en septiembre y el segundo en

³De acuerdo al artículo de M. Alarcón un trigger efectivo de decaimiento de muones puede lograrse imponiendo como condición que la carga integrada del segundo pulso sea mayor que la carga integrada del primer pulso y que el tiempo entre los dos pulsos sea menor a $8 \mu s$, sin embargo no fue posible medir la carga.

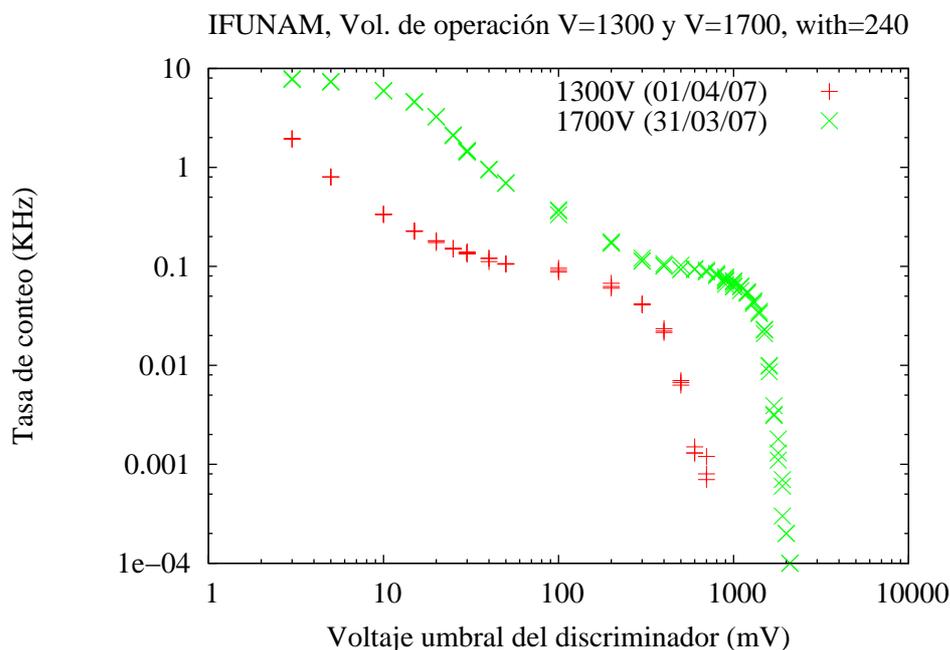


Figura 6.6: Comparación de espectros a V=1300 y V=1700 dentro del IFUNAM

abril. El primer viaje fue exploratorio, se probó el funcionamiento del detector, y a la vez sirvió para planear la salida final, en particular para identificar las mediciones que serían de interés en la toma de datos final. El segundo viaje tuvo como objetivo tomar las mediciones definitivas, se realizó a principios de abril, cuando el tanque estaba completamente caracterizado. En esta salida además de medir en Sierra Negra, se midió en los alrededores otras 3 altitudes diferentes, adelante se darán los detalles.

Cabe mencionar que para la toma de datos fuera del IFUNAM se utilizó una camioneta para transportar el detector y el equipo electrónico. Para la primera salida se utilizó una camioneta Ram Wagon 1500 techada, para la segunda salida se utilizó una pickup Dodge 2600 donde el detector iba al aire libre. Así mismo se requirió un generador de gasolina para alimentar la electrónica. En la figura [] se presentan las imágenes del generador y las camionetas. Las mediciones en Sierra Negra se hicieron en una planicie que se encuentra a una altitud de 4100 m.

Primera salida: Septiembre 2006

A continuación se presenta en la figura 6.9 los resultados de las mediciones realizadas en la primera salida a Sierra Negra realizadas en Septiembre 2007. En la figura 6.9 se presenta el espectro obtenido en Sierra Negra (4100m). Para comparar, en la misma figura se presenta el espectro medido en Mont Evans (4300m) por el Laboratorio Nacional Los Álamos. Como se observa en la gráfica existe una excelente correspondencia entre las mediciones realizadas en el Laboratorio Nacional Los Álamos y el IFUNAM en el intervalo the voltaje umbral de 20-2100 mV, sin embargo a bajos voltajes umbrales (en el intervalo 3-20mV) las tasas de conteo del DACdx se disparan 10 % por encima de la curva obtenida en Mont Blanc. Como se confirmará más adelante, las tasas de conteo que mide el DAC se ven afectadas, particularmente a bajos umbrales, por el ruido generado por el generador de gasolina empleado para alimentar la electrónica.

En esta primera etapa solo se trabajo con 2 altitudes, la Ciudad de México(2100m), y Sierra

CAPÍTULO 6. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

6.3. MEDICIONES DEL FLUJO DE RAYOS DE COSMICOS EN SIERRA NEGRA

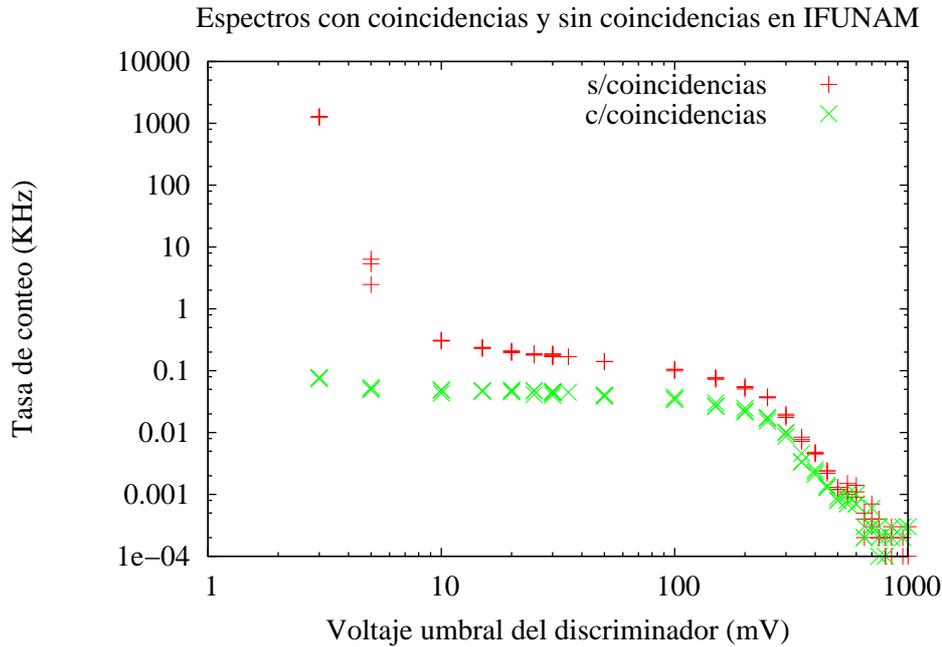


Figura 6.7: Espectro de muones verticales

Negra (4100m). A continuación integraremos los datos de ambas altitudes. Primero se presenta en la figura 6.10 los datos tomados en septiembre 2006 tanto del IFUNAM como de S. Negra 6.10.

De la figura 6.10 se observa que en el intervalo 20-2100mV el espectro medido en sierra Negra es una traslación vertical del espectro medido en IFUNAM tal como se esperaría, sin embargo como ya se mencionó a bajos umbrales (en el intervalo 3-20mV) el sobre voltaje aplicado al PMT hace que se vuelve mucho más sensible a fuentes de ruido y por lo tanto es de esperarse mayores fluctuaciones.

A continuación se presenta en la figura 6.11 los datos tomados en noviembre en el IFUNAM con los mismos de S.Negra En el intervalo 30-2100mV se encuentra que el espectro medido en Sierra Negra es una traslación vertical del espectro medido en el IFUNAM tal como se esperaría dado que el flujo de rayos cósmicos es mayor a una altitud mayor.

A continuación se muestra la comparación de los espectros correspondientes aprox. a las altitudes de 2400 y 4200, tanto aquellos tomados por el grupo del Laboratorio Nacional Los Álamos con los tomados por el grupo de la UNAM. La figura 6.12 compara los espectros tomados en septiembre con los datos tomados por el Laboratorio Nacional Los Álamos.

Se observa nuevamente que los resultados obtenidos en el intervalo 30-2100mV con el DAC corresponden bien a las mediciones realizadas por el Laboratorio Nacional Los Álamos. Sin embargo, como ya se notó en sección anterior, en el intervalo 3-30mV, los espectros medidos con el DAC están por encima de los espectros medidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos. Esto refuerza nuestra medida del voltaje de operación del PMT, ya que si el PMT tiene sobre voltaje (respecto de uno alimentado correctamente) las principales discrepancias en tasas de conteo deben de aparecer justo para voltajes umbrales bajos, tal y como sucede en nuestro caso.

La figura 6.13 muestra la comparación de los datos tomados en diciembre comparados también con los datos del Laboratorio Nacional Los Álamos. Como se observa en la figura 6.13 si tomamos en cuenta únicamente el intervalo 30-2100mV de los espectros (medidos en el intervalo noviembre 2006-abril 2007) y los comparamos con las mediciones del Laboratorio Nacional Los Álamos se

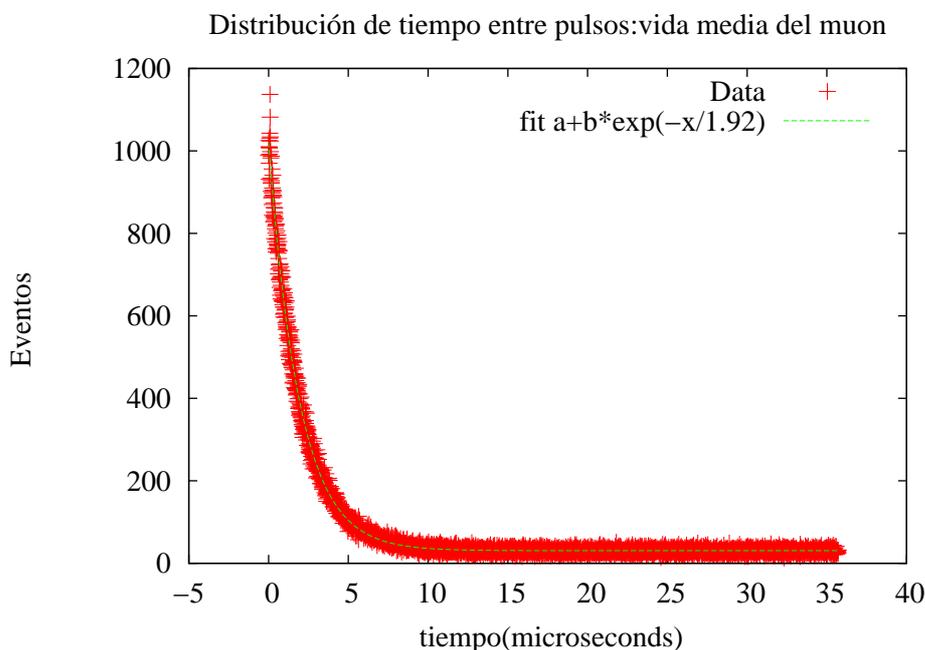


Figura 6.8: Vida Media del muón

encuentra una excelente correspondencia con los modelos y con la experiencia del Laboratorio Nacional Los Álamos, pues el espectro medido en Sierra Negra es una traslación del espectro medido en el IFUNAM, lo cual muestra como el flujo de rayos cósmicos se incrementa con la altitud.

Segunda salida : Abril 2007

La segunda salida se planeó para tomar las mediciones definitivas a diferentes alturas puesto que el detector Cherenkov estaba completamente caracterizado. Como ya se dijo se tomaron datos en 4 altitudes diferentes: 131m, 1284m, 3065m, y 4029m en los alrededores de Sierra Negra. A continuación se presenta en la siguiente tabla (Tabla 6.3) las características geográficas de los puntos donde se tomaron datos (altitud, latitud y longitud) así como fecha y lugar.

Altitud (m)	Lugar	fecha
131	Veracruz Puerto	01/04/07
1284	Cordoba, Veracruz	02/04/07
2200	Ciudad México	04/04/07
3065	Atzisintla, Veracruz	02/04/07
4029	Sierra Negra, Puebla	02/04/07

En esta salida además del espectro integral de altura de pulsos (Tasa de conteo vs voltaje umbral) se realizaron mediciones adicionales. Las mediciones realizadas fueron: espectros de amplitudes a voltajes de operación del PMT de 1700 y 1300, *plateau* del detector, voltaje proporcionada por la fuente y condiciones climáticas (temperatura, humedad y descripción cualitativa clima). En esta sección se analizará únicamente las mediciones en Sierra Negra y el IFUNAM y se dejará para cuarta sección el resto de las altitudes. En cuanto a los resultados de

CAPÍTULO 6. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

6.3. MEDICIONES DEL FLUJO DE RAYOS DE COSMICOS EN SIERRA NEGRA

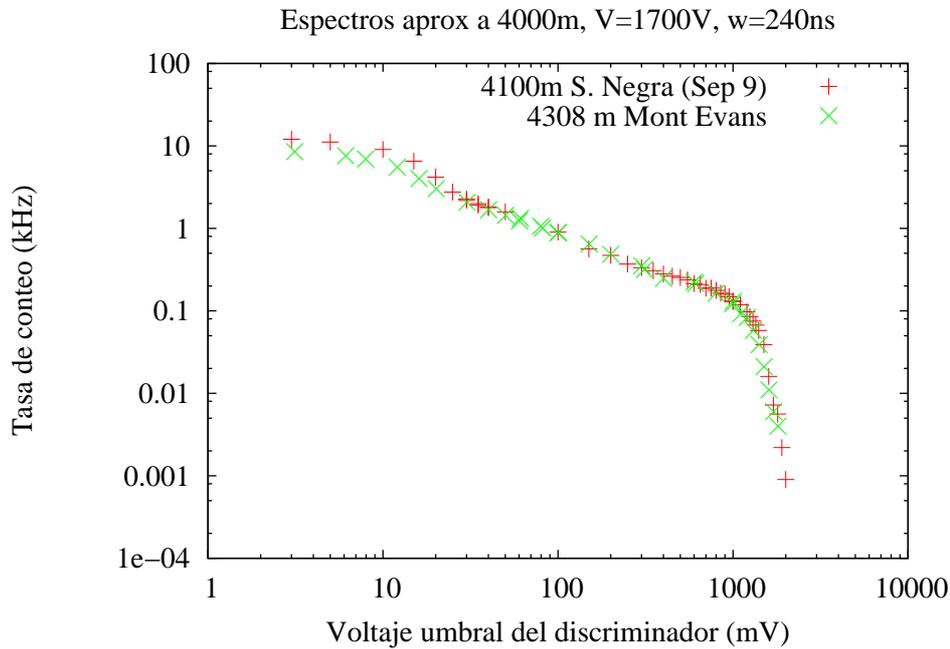


Figura 6.9: Comparación de mediciones de la Sierra Negra vs Lab. Nac. Los Álamos a 4200m

Sierra Negra se procederá de la siguiente manera: primeramente se presentan los resultados a un voltaje de operación de 1700V, despues se comparan espectros medidos en la primera y segunda salida, posteriormente se comparan los espectros IFUNAM y Laboratorio Nacional Los Álamos, se añaden las mediciones del IFUNAM. Le seguirá los resultados obtenidos a V=1300V.

Se presenta en la figura 6.14 el espectro medido en abril comparado con el espectro medido en septiembre tomados a un voltaje de operación de 1700mV. En esta ocasión se fijó el ancho de la señal del discriminador a 600ns lo cual difiere de las mediciones realizadas en septiembre donde se tomó a 240ns. Se decidió cambiar el ancho de la señal debido a que se detectó que el ruido ocasionado por el generador estaba provocando falsos disparos y estaba afectando las tasas de conteo.

Se observa en la figura una traslación vertical del espectro medido en septiembre con respecto al espectro medido en abril, lo cual no corresponde a las expectativas teóricas.

Ahora se presenta la comparación de las mediciones realizadas en abril con los datos obtenidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos, en la figura 6.15 se presenta el espectro obtenido por el Laboratorio Nacional Los Álamos comparado con el espectro obtenido en la segunda salida en Sierra Negra. En la figura 6.15 se observa nuevamente que el espectro presenta una traslación vertical de las tasas de conteo 10% menores con respecto a las mediciones realizadas por el Laboratorio Nacional Los Álamos. La discrepancia que se observa entre los espectros tomados en septiembre y en abril se atribuye a las fallas del generador de gasolina que se utilizó para alimentar la electrónica. El principal problema que se enfrentó en la segunda salida fue que el generador tenia un encendido débil y la marcha del motor no era constante, presentaba fluctuaciones bruscas en la corriente suministraba las cuales podiamos percibir por medio del *no brake* que se utilizó. Estas variaciones de la corriente se tradujeron en cambios de ganancia del PMT, además de este efecto, en esta ocasión se utilizó un pulso lógico del discriminador más ancho por lo tanto se eliminó toda posibilidad de conteos dobles debido a *afterpulsing* y eso disminuye las tasas de conteo. Estas

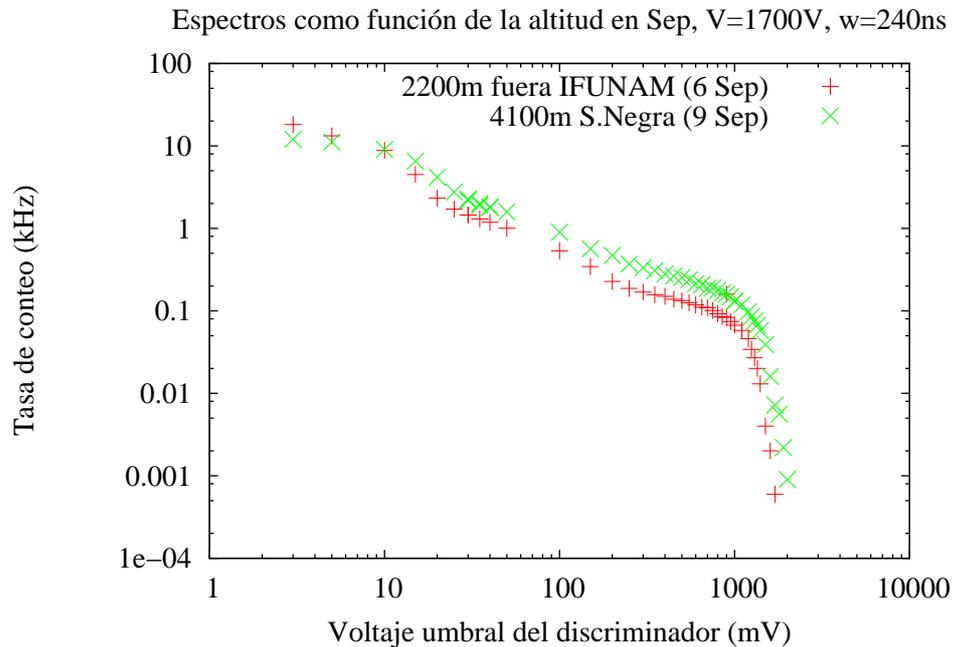


Figura 6.10: Variación del espectro de alturas de pulsos con altitud:septiembre

fallas del generador nos condujeron a buscar fuentes de alimentación de corriente alternativa para alimentar la electrónica durante la salida para evitar el uso del generador. Desafortunadamente, en Sierra Negra los datos tuvieron que tomarse con el generador a pesar de sus fallas.

A continuación analizaremos los mediciones realizadas a un voltaje de operación del PMT de 1300 V. Se presenta en la figura 6.16 la gráfica correspondiente a los espectros integrales de alturas de pulsos tomados a 1300mV y a 1700mV tomados en la misma fecha, lo anterior se hizo, como se dijo anteriormente, debido a que al obtener el *plateau* del detector determinamos que se estaba sobrealimentando el PMT y se quería analizar este fenómeno Como era de esperarse, la curva tomada a 1300V sigue una forma parecida a la curva obtenida a 1700V. Los datos por debajo de 10 mV en el caso de 1700 V muestran una especie de saturación que nuevamente nos hacen sospechar de una sobre alimentación de alto voltaje.

6.3.1. Medidas adicionales

Como se anticipó en la segunda salida se realizaron medidas adicionales para garantizar que los resultados eran acertados y reducir posibles errores sistemáticos.

Voltaje suministrado por la fuente de poder

Se verificó que el voltaje que marcaba la fuente correspondiera al voltaje que proporcionaba puesto que se quería descartar que la fuente presentara un funcionamiento anómalo debido a la altura. Para ello se utilizó una punta de alto voltaje así como un multímetro. Se verificó a las alturas de 131m, 1284m, 2200m, 3065m y 4029m que la fuente proporcionara el voltaje correcto. Como se dijo anteriormente durante la toma de datos el generador nos dió problemas, y aunque sabemos que hubo problemas de alimentación, no pudimos caracterizar las variaciones en el voltaje del PMT ocasionadas por los problemas de alimentación.

Espectro de amplitudes como función de la altitud en Nov, $V=1700V$, $w=240ns$

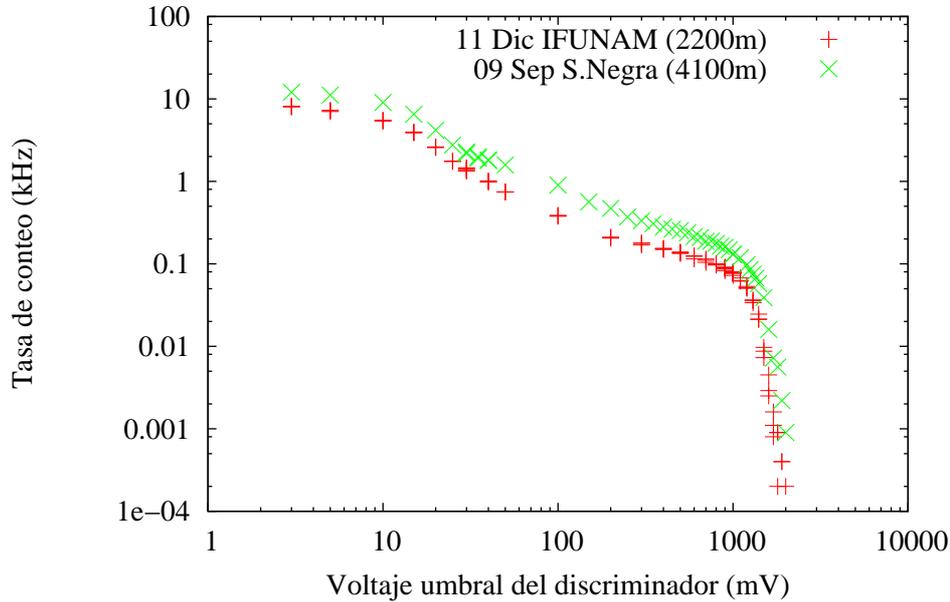


Figura 6.11: Variación del espectro de alturas de pulsos con altitud:noviembre

6.3.2. Fuente de Alimentación Corriente Alterna o Generador de Gasolina

En esta sección se analiza la variación del espectro debida a la fuente de alimentación eléctrica. Durante el experimento se utilizaron 2 tipos de fuentes eléctricas: corriente alterna de línea y un generador de gasolina MARCA y MODELO. Para las mediciones realizadas en el IFUNAM se utilizó CA de línea y para las mediciones realizadas durante las prácticas de campo se alimentó la electrónica con un generador de gasolina (en general⁴). Desde la primera salida se encontró que el generador generaba mucho ruido y a bajos voltajes umbrales provocaba falsos disparos del detector, sin embargo fue hasta la segunda salida en que las fallas del generador de gasolina fueron críticas y nos llevaron a alimentar la electrónica, cuando fue posible, con corriente alterna de línea. El objetivo de esta parte es explicar como este fenómeno afecto las tasas de conteo. Para ello a continuación se presenta en la siguiente tabla 6.3.2 cuales de las medidas se realizaron con el generador y cuales con CA.

Altitud (m)	F. Alimentación
131	Generador
1284	CA Línea
2200	CA Línea
3065	CA Línea
4029	Generador

Primeramente se presenta en la figura 6.17 los espectros medidos en la segunda salida correspondientes a diferentes altitudes especificando con que dispositivo se alimentó el detector

⁴Durante la segunda salida, fallas del generador obligaron a que se utilizara CA de línea

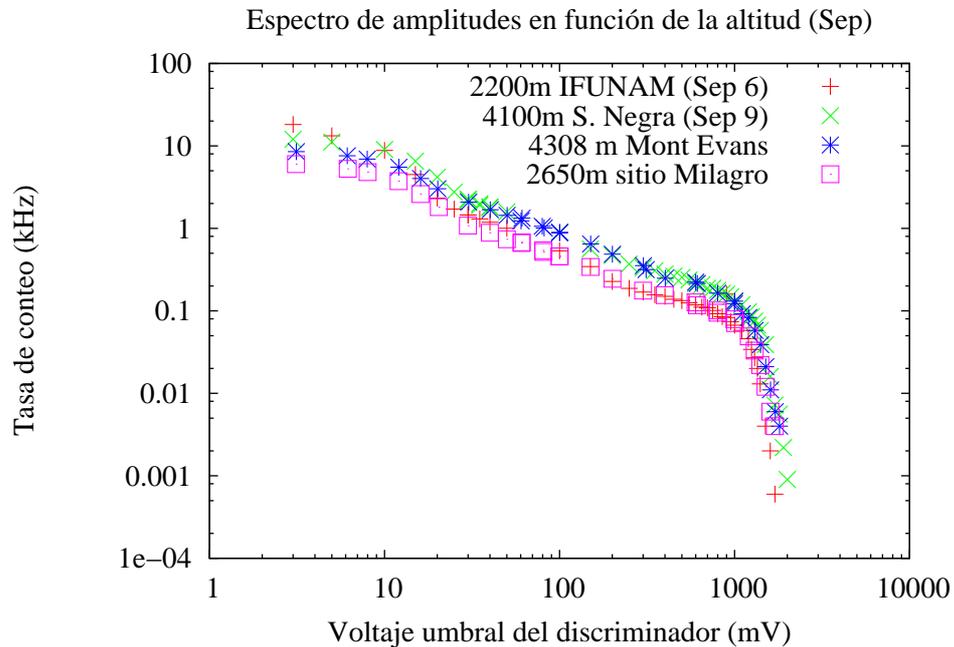


Figura 6.12: Comparación de mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos en Septiembre

ya sea corriente alterna o generador. Para comenzar el análisis se presenta en las figuras 6.18 y 6.19 los espectros separando aquellos en que se alimentó el detector con corriente alterna y con generador respectivamente.

Se observa que el efecto de la altitud es una traslación vertical del espectro. La separación de los espectros de acuerdo a la fuente de poder utilizada nos permite sacar 2 observaciones. La primera observación que se puede extraer de las figuras 6.18 y 6.19 es que los espectros obtenidos utilizando CA en línea, se conserva la forma tal como lo predice la teoría. En cambio los espectros obtenidos con el generador de gasolina, a diferencia de los de CA de línea, no conservan la forma, lo cual indica que el ruido está afectando el espectro a bajos umbrales y el efecto de la altura agudiza este problema. La segunda observación es que no se observa un escalamiento suave de las curvas como se predice y como sí se observa en los espectros del Laboratorio Nacional Los Álamos.

6.4. Variación del Flujo con la Altitud

Como resultado colateral a la medición del flujo de rayos cósmicos en Sierra Negra, se estudió de la variación del flujo con la altitud. Para realizar este estudio se integraron tanto las mediciones realizadas en el IFUNAM, como las de Sierra Negra, y otros puntos intermedios medidos durante la segunda salida de campo. Así mismo se cuenta con los resultados del Laboratorio Nacional Los Álamos para comparar. Reuniendo los resultados de la Ciudad de México, Sierra Negra y los 3 puntos que se midieron alrededor de Sierra Negra en la segunda salida se completan un total de 5 altitudes diferentes.

Como se explicó en la sección anterior, el uso del generador alteró nuestras medidas y las agrupó en dos conjuntos. En particular, la primera de las medidas, a 131 metros sobre el nivel del mar, es la que luce más fuertemente afectada. Por lo tanto se decidió eliminar el conjunto de datos tomados a esta altitud y se graficó el resto de los valores junto con los valores medidos con el detector del Laboratorio Nacional Los Álamos. De la figura 6.21 se observa que los espectros

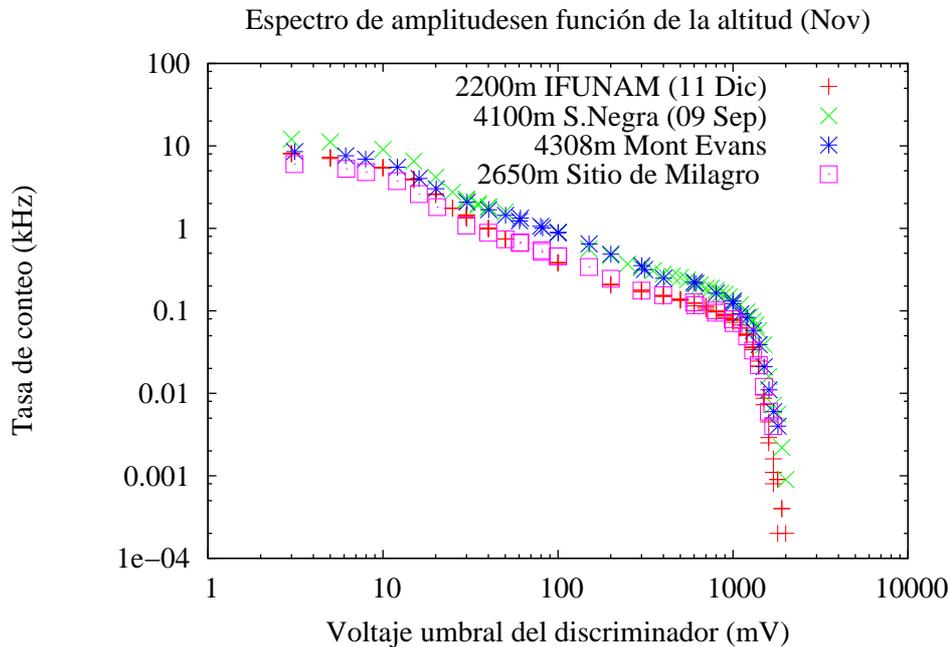


Figura 6.13: Comparación de mediciones de la UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos en Diciembre

integrales de altura de pulsos tienen una evolución suave aumentando el valor de la tasa de conteo conforme aumenta la altura. Sin embargo, se observa también que las distribuciones terminan en el mismo punto, ya que ese punto no depende la energía de los muones sino de la trayectoria máxima seguida en el tanque (la cual no cambia). Si se observa con mayor detalle los datos tomados alrededor de 1400m y 3100m (hay datos nuestros y del Laboratorio Nacional Los Álamos alrededor de estos valores), se puede observar que existe una excelente concordancia ya que en el caso de 1300 (ver figura 6.22) los datos del Laboratorio Nacional Los Álamos están ligeramente por arriba de los nuestros pero la diferencia de altura es de casi 280m mientras que para los datos a 3200 (6.23) la diferencia es de solo 170m.

Para visualizar mejor las curvas se comparan los espectros a diferentes altitudes aprox. a 1400m y 3100m, dado que 2400m y 4200m ya han sido previamente analizados.

6.4.1. Medición del Plateau con la altura

El *plateau* del PMT es un parámetro característico del detector cuya forma formalmente no depende de factores externos al detector, sin embargo dado que fueron observados pulsos más grandes en Sierra Negra de los pulsos que normalmente medimos en el IFUNAM se decidió obtener el *plateau* del PMT a diferentes alturas. La idea de medir este parámetro del detector a diferentes alturas era identificar cambios en la ganancia del detector debidos a factores que no hayan sido considerados como por ejemplo, funcionamientos anómalos en las fuentes, generador o módulos de la electrónica ocasionados por la altitud. Se tomaron los *plateaus* a 4 diferentes altitudes: 131m, 1284m, 2200m y 4029m. Se presentan la curva en la figura 6.24. Como es de esperarse cuando el voltaje de operación del PMT es bajo todas las curvas parecen estar colapsadas en una, sin embargo cuando se alcanzan voltajes de operación razonables, las curvas comienzan a mostrar una tasa de conteo que cambian suavemente con la altura a mayor altura mayor tasa de conteo. Finalmente cuando se comienza a incrementar el voltaje y comenzamos a alcanzar la parte de saturación se

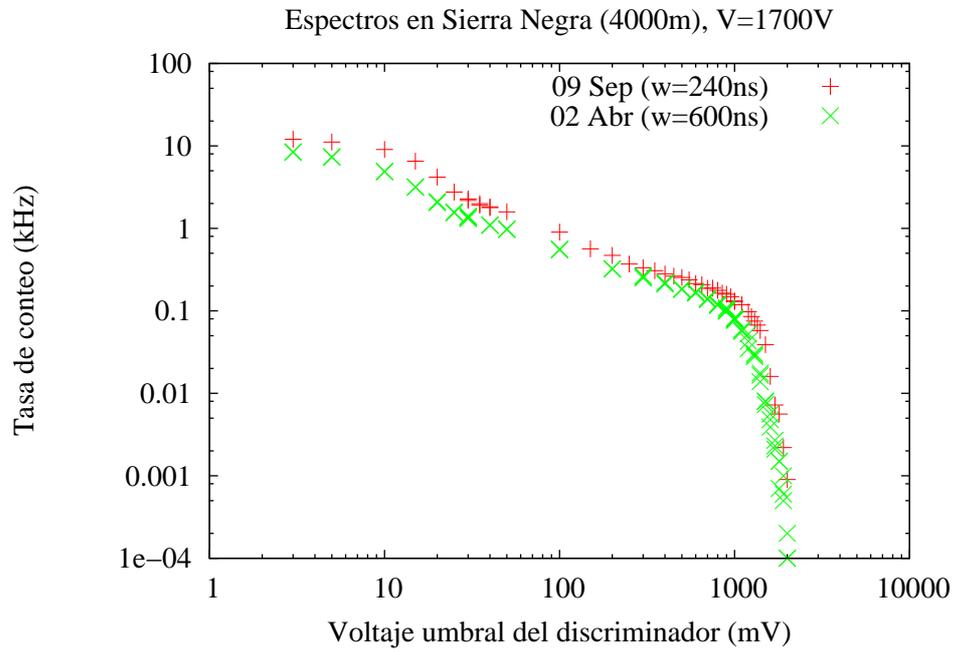


Figura 6.14: Espectro integral de altura de pulsos a 4029m

puede observar como las curvas tienden a colapsarse ya que el ruido comienza a dominar. De esta gráfica inferimos que el voltaje de operación para este fotomultiplicador está alrededor de 1400 mV. Así mismo, esta gráfica nos lleva a pensar que de haber trabajado al voltaje de operación adecuado hubieramos encontrado el cambio suave ocasionado por la altitud que se esperaba. Cabe reiterar aquí que desde el principio se sabía que el voltaje utilizado en las mediciones no estaba en el *plateau* pero se decidió utilizarlo a pesar de ello para poder comparar nuestras mediciones con las del Laboratorio Nacional Los Álamos. Sin embargo lo que no se sabía era si el utilizar este voltaje umbral afectaría la forma del espectro. Fue hasta la etapa final de las mediciones en que nos dimos cuenta el efecto que tenía en la región de bajos umbrales.

6.5. Conclusiones

- Se construyó y caracterizó un detector de agua Cherekov portátil.
- Se observaron reflexiones en la señal, dichas reflexiones se sabe son ocasionadas por un mal acoplamiento de impedancias del circuito de toma de datos a la base del PMT. Como se ve en la figura 5.9, las reflexiones ocasionaron variaciones en las tasas de conteo. La forma de eliminar las reflexiones es aumentar el ancho de la señal lógica del discriminador. El hecho de encontrar reflexiones sorprendió a los colaboradores del Laboratorio Nacional Los Álamos, pues ellos no observaron ningún problema durante sus mediciones. La explicación que se dió este fenómeno, es que ellos utilizaron cables de más de 200m de longitud, mientras que nosotros utilizamos cables de menos de 40m. El hecho de usar cables más cortos nos permitió observar la reflexión en la escala de 40ns del osciloscopio, mientras que usando un cable de 200m el retraso de la reflexión es de aproximadamente 6 microsegundos por lo que queda fuera de la escala de observación.
- Se observó que existe una contribución a las tasas de conteo ocasionadas por señales muy

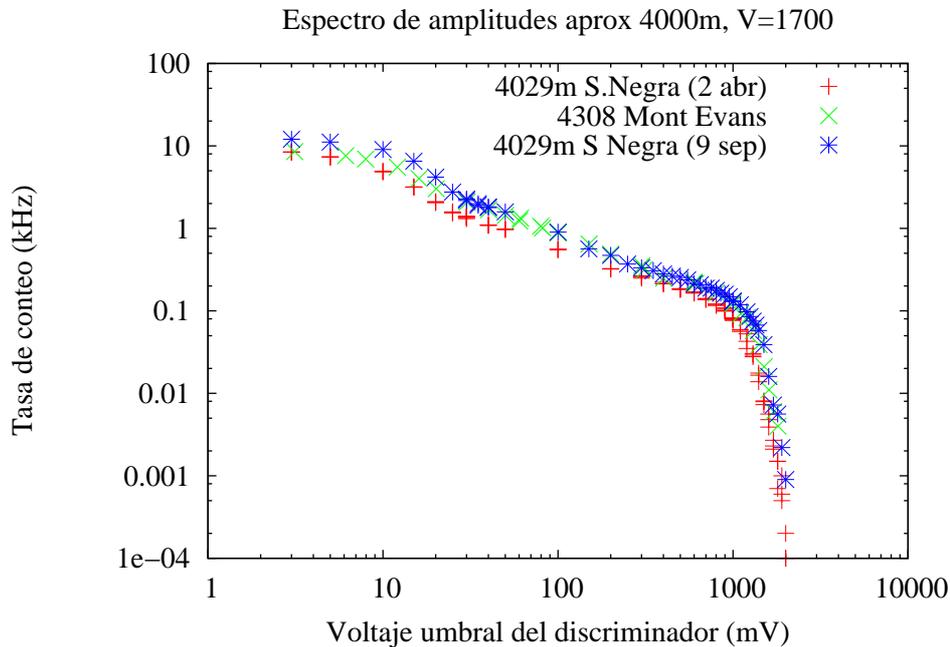


Figura 6.15: Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos a 4200m

tardías (microsegundos). Dichas señales se deben a decaimientos de muones detenidos en el detector lo cual fue corroborado al medir una distribución exponencial de dichos pulsos, cuya constante concuerda con la vida media del muón. Por lo tanto durante la operación del detector HAWC será necesario adicionar un veto o tiempo muerto de al menos 10 microsegundos, de otra forma el decaimiento del muón podría ser una fuente de ruido no tomada en cuenta (Por suerte el detector *Milagro* cuenta con un veto de 8 microsegundos, no por esta razón, sino por razones de ajuste de compuertas en las computadoras)[22].

- En cuanto a la portabilidad del detector, se encontró que un factor muy importante es la fuente de alimentación. Se necesita tener un generador de voltaje regulado, que nos evite tener problemas de retroalimentación de tierras y asegure que no existan variaciones de voltaje que afecten la electrónica, en particular la ganancia del PMT.
- Las mediciones del *plateau* mostraron que se sobrealimentó el PMT al trabajar a un voltaje de operación de 1700V. Este hecho, que desde el principio se observó, fue objeto de controversia con el grupo del Laboratorio Nacional Los Álamos, pues ellos también habían obtenido el *plateau* del detector. La explicación a esta discrepancia nuevamente esta relacionada con la longitud de los cables. El trabajar con cables de 200m produce una atenuación de la señal mayor que la producida en cables de entre 10 y 40m. Dicha atenuación ocasiona variaciones en los espectros dado que habrá señales que sobrepasan el umbral de discriminación (y entonces contribuyen al espectro) y al ser atenuadas ya no cumplen la condición de discriminación (y entonces dejan de contribuir al espectro). Este efecto se agudiza a bajos umbrales.
- Las tasas de conteo medidas con nuestro detector concuerdan con los datos medidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos. Dado que dos grupos diferentes construyeron un detector similar y obtuvieron resultados comparables, ésto valida el conjunto de resultados y nos permite tener confianza en que la medición de las tasas de conteo de rayos cósmicos a diferentes

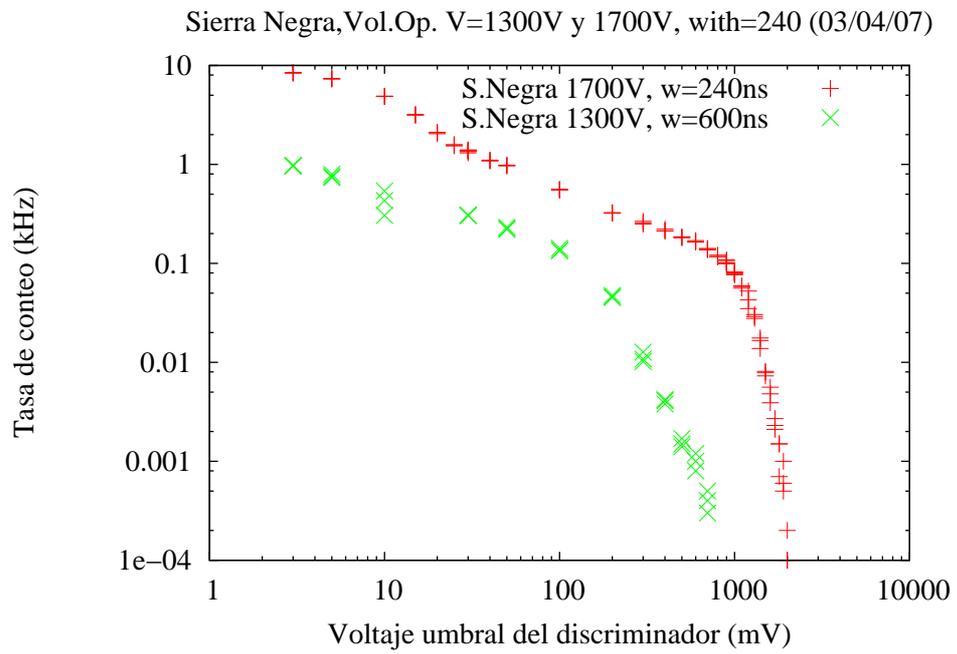


Figura 6.16: Variación de los espectros con el voltaje

alturas es correcto y por ende las primeras estimaciones del ruido de fondo ruido que se usaron para simular el experimento HAWC (basadas en las medidas de Monte Evans) son válidas y HAWC tendrá el desempeño predicho por las simulaciones.

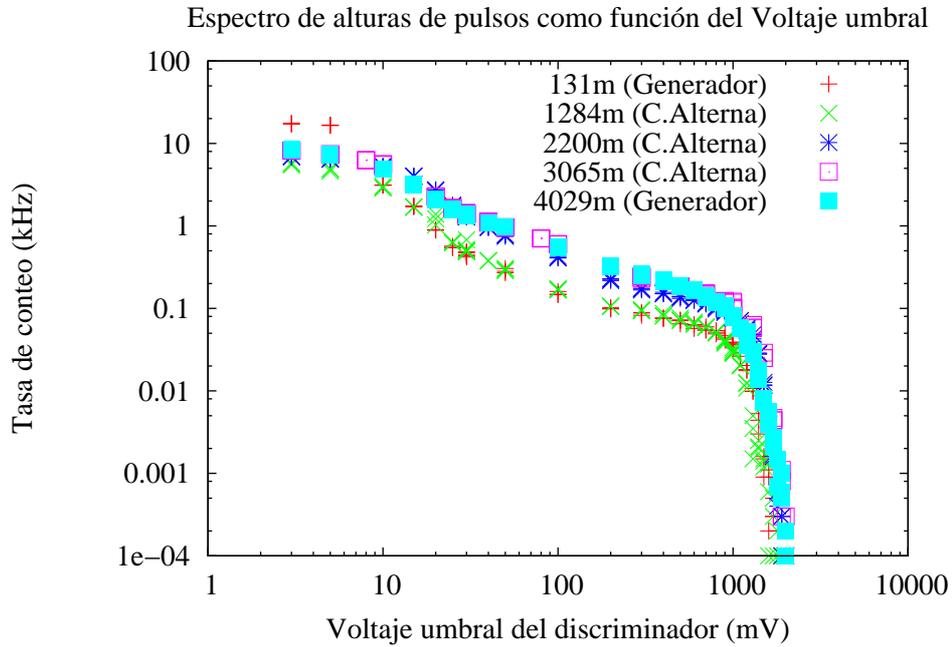


Figura 6.17: Espectros a diferentes altitudes y fuente de alimentación eléctrica

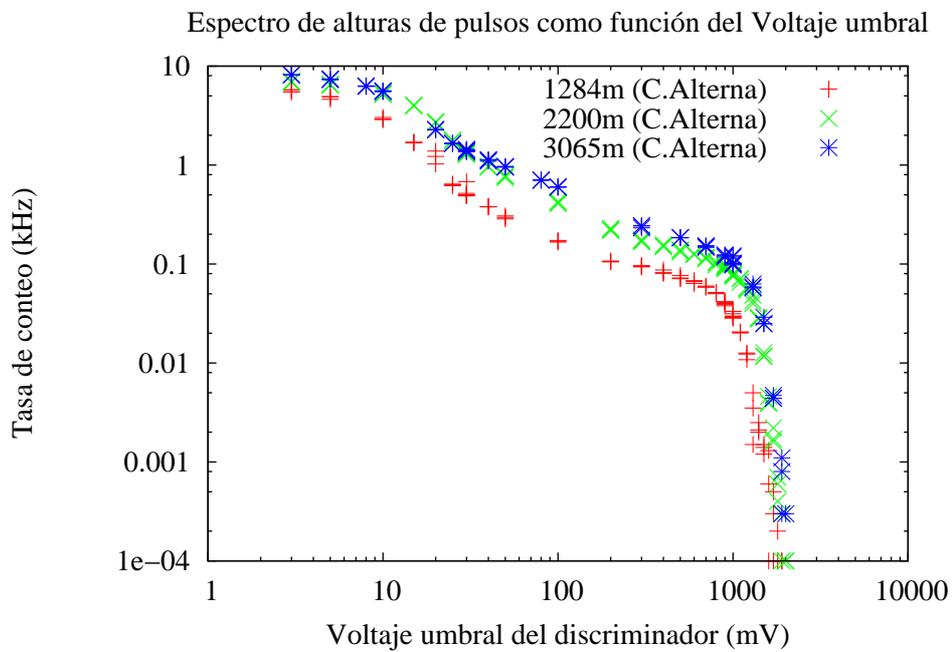


Figura 6.18: Espectros tomados alimentando el detector con CA

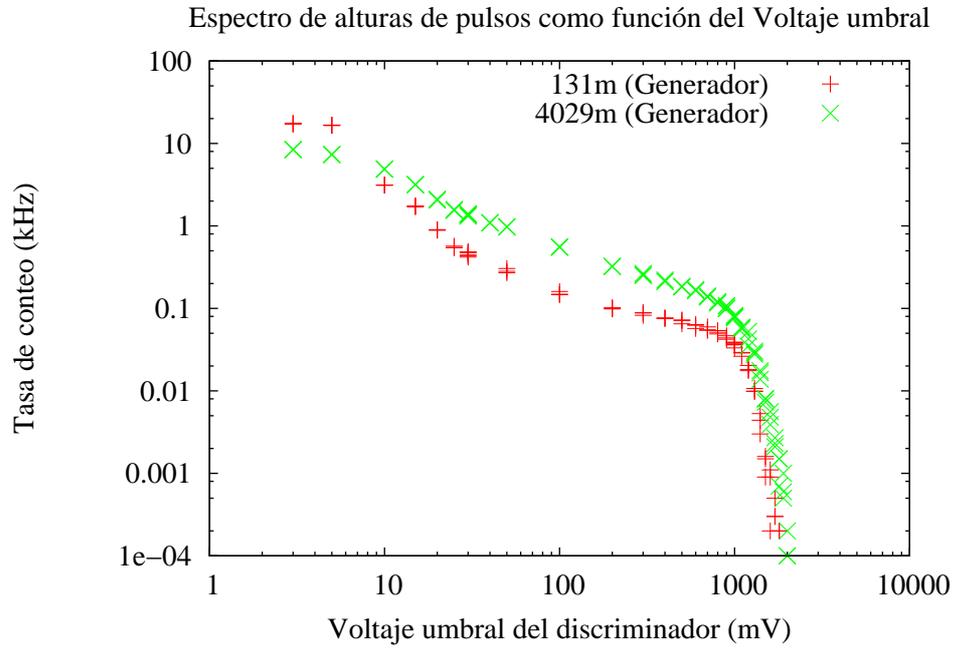


Figura 6.19: Espectro alimentando el detector con el generador de gasolina

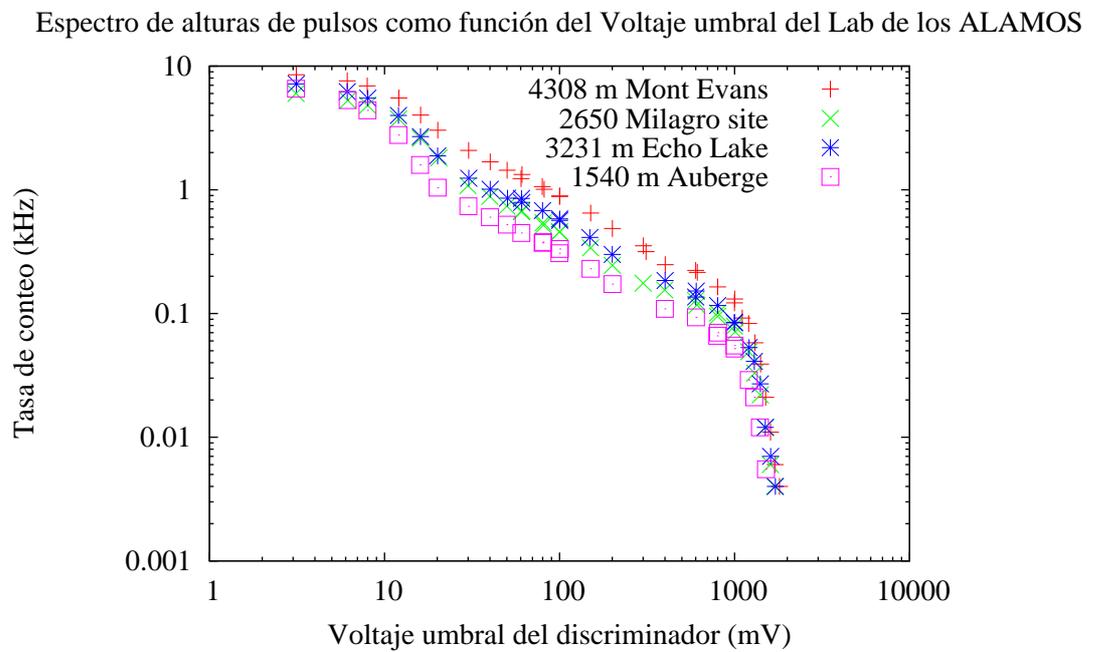


Figura 6.20: Espectros medidos por el Laboratorio Nacional Los Álamos

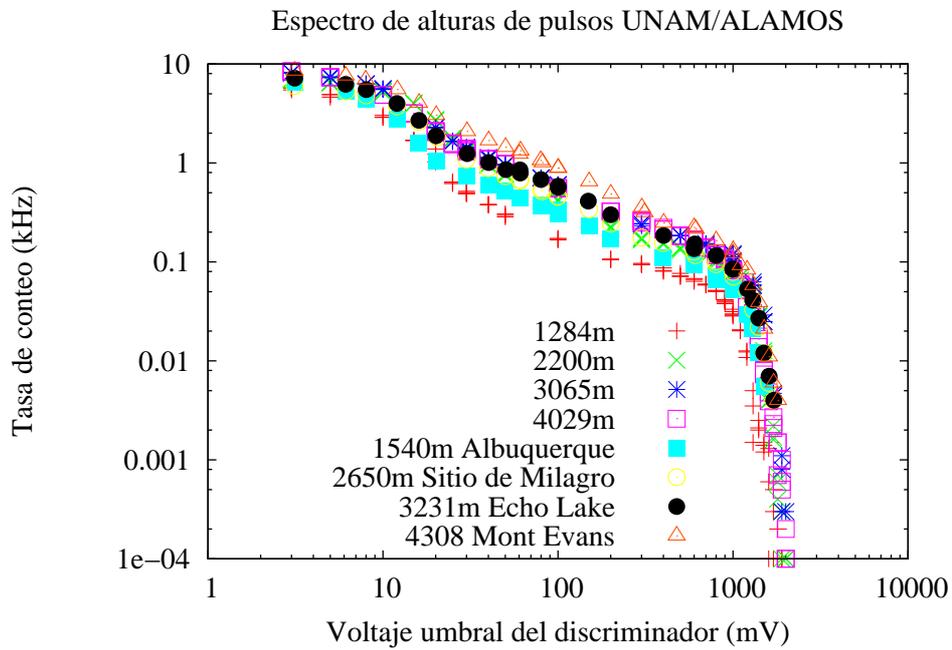


Figura 6.21: Comparación de los espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos: Abril

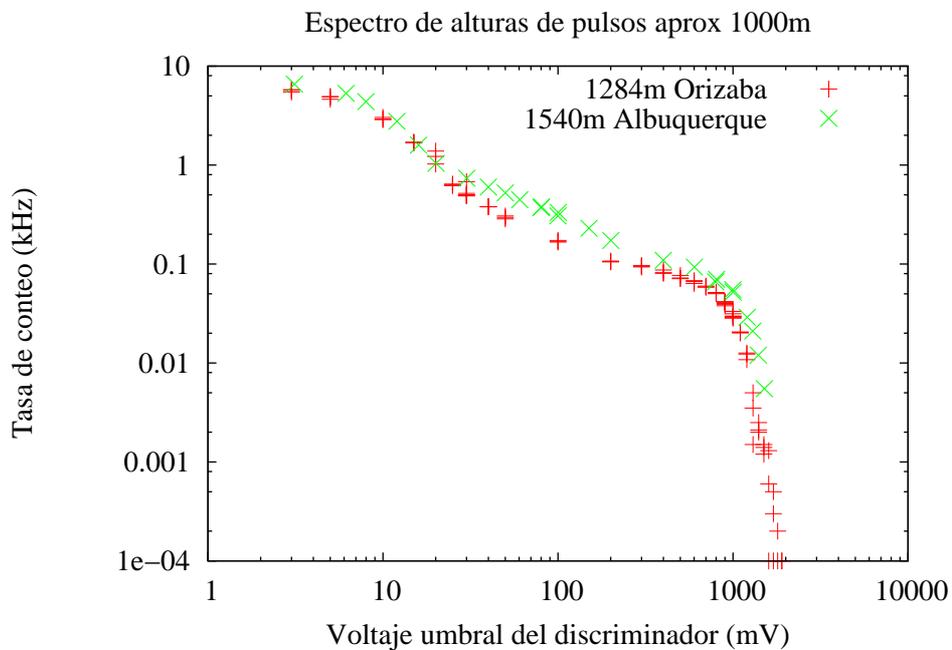


Figura 6.22: Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos aprox 1400m

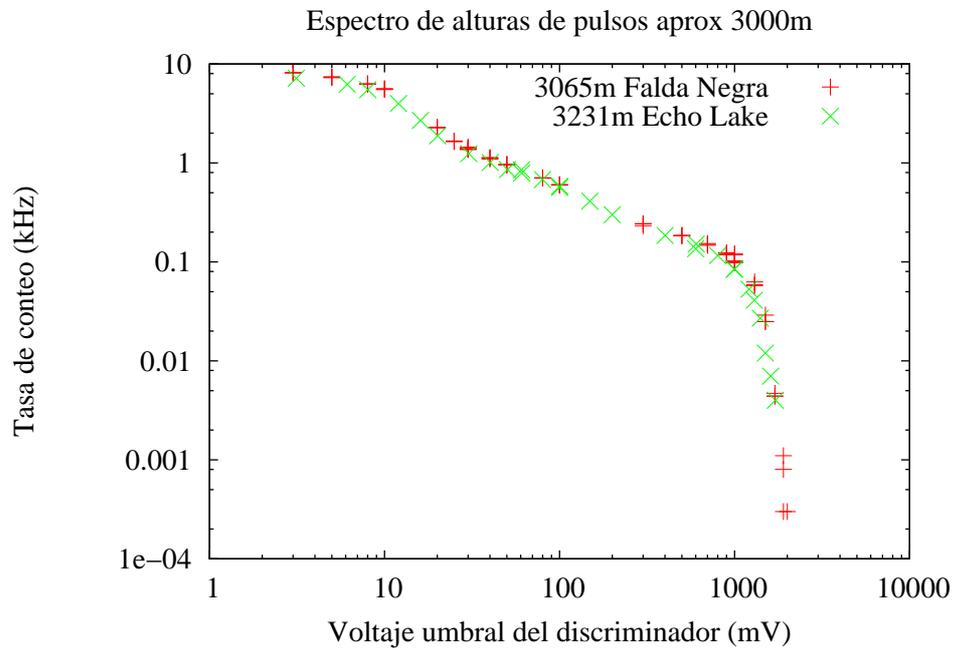


Figura 6.23: Comparación de espectros UNAM vs Lab. Nac. Los Álamos aprox. a 3100m

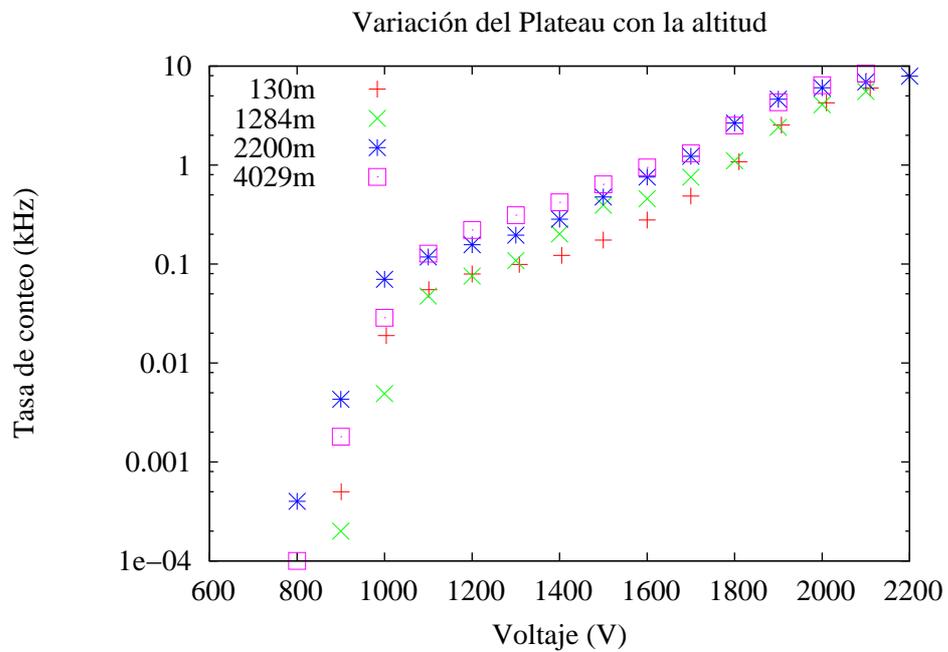


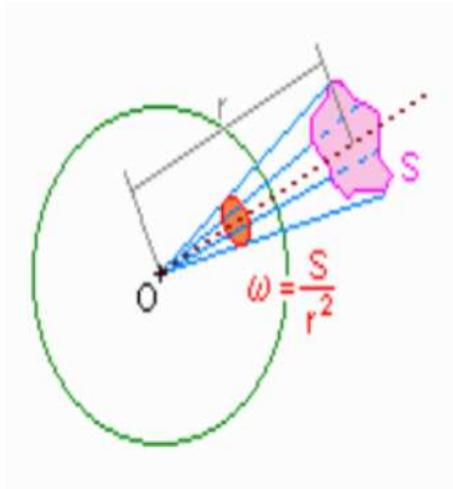
Figura 6.24: Variación del Plateau con la altitud

Apéndice A

Definiciones: Ángulo Sólido

Para explicar el ángulo sólido ω pensemos en un punto O situado a una distancia r de una superficie S no necesariamente plana. Ahora, formemos un cono con vértice en O cuyas generatrices pasen por el contorno de S . A continuación hagamos una esfera de radio uno con centro en O . Al área de la superficie de la esfera interceptada por el cono (en rojo en el dibujo) se la conoce como ángulo sólido y su valor es:

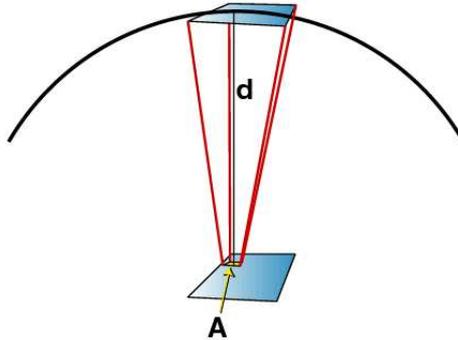
$$\omega = \frac{S}{r^2} \quad (\text{A.1})$$



Apéndice B

Cálculo del Flujo para un detector de centelleo

Supongamos un área pequeña A del detector inferior, del centro del área tracemos una esfera con un radio igual a la distancia de separación entre los dos paneles como se muestra en la figura (B).



Denotemos con T a la fracción del flujo total que atraviesa el panel superior en la relación al flujo que atraviesa la semiesfera superior¹. Tenemos entonces que F esta dado por:

$$F = \frac{A_S}{4\pi d^2} \quad (\text{B.1})$$

donde A_S es el área del panel superior y d es la distancia de separación entre los dos paneles. Si denotamos con R_A la tasa de conteo que atraviesa A y siendo n_A el número de formas diferentes en que puedes ser tomada A y que esta determinado por:

$$n_A = \frac{A_I}{A} \quad (\text{B.2})$$

entonces la tasa de conteo del detector r esta dado por:

$$r = R_A F n_A \frac{A_S A_I}{4\pi d^2 A} \quad (\text{B.3})$$

¹Dado que el detector que analizamos no distingue si las partículas viene de arriba hacia abajo o viceversa en este cálculo se asume que el flujo que viene de abajo de la Tierra es despreciable

APÉNDICE B. CÁLCULO DEL FLUJO PARA UN DETECTOR DE CENTELLEO

identificando $R_{unit} = R_A/A$ la ecuación se simplifica a:

$$r = \frac{R_{unit}A_S A_I}{4\pi d^2} \quad (\text{B.4})$$

Considerando que una esfera completa en estereoradianes tiene 4π y que el flujo se define como :

$$F = \frac{R_{unit}}{4\pi} \quad (\text{B.5})$$

entonces la ecuación B.4 se reexpresa:

$$r = F \frac{A_S A_I}{d^2} \quad (\text{B.6})$$

Despegando F finalmente obtenemos :

$$F = \frac{rd^2}{A_S A_I} \quad (\text{B.7})$$

Apéndice C

Estimación de las energías de muones que decaen

De la ecuación 3.24 que a continuación mostramos nuevamente:

$$E_{umbral} = m_e c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (C.1)$$

tenemos que en el caso del agua cuyo índice de refracción $n = 1,33$, la energía mínima (umbral) en el caso de muones ($m_\mu = 105,6 MeV/c^2$) es $E_\mu = 53 MeV$ para el caso de electrones ($m_e = 0,511 MeV/c^2$) la energía umbral es aproximadamente $E_e = 0,3 MeV$. Por tanto el detector de agua Cherenkov es capaz de detectar muones de bajas energías a partir de dicho valor umbral en adelante.

Para estimar las energías de los muones que decaen en el interior del tanque consideraremos el caso de los muones que atraviesan el tanque verticalmente, dichos muones atraviesan aproximadamente 1m de agua suponiendo la mínima pérdida de energía posible:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 1,991 \frac{MeV}{g/cm^2} \quad (C.2)$$

dada la densidad del agua $\rho = 1g/cm^3$ tendríamos que el muón pierde 1.991 MeV por cada cm que atraviesa, dado que la longitud máxima que atraviesa es de 1m el muón pierde alrededor de 200 MeV en atravesar todo el tanque por tanto los muones que decaen dentro del tanque deben tener una energía máxima de $E_\mu \simeq 200$ MeV para ser detenido en el tanque.

El cálculo anterior se hizo considerando que el muon era de mínima ionización en cuyo caso la pérdida de energía es mínima sin embargo a tan bajas energías la pérdida de energía es mayor que la que consideramos como se observa en la figura , la pérdida de energía es mayor en la región (10-100) MeV y podrían decaer muones más energéticos.

Otro punto que resulta importante aclarar es que para que un muon sea considerado de mínima ionización debe llevar una velocidad $v \simeq 0,96c$ lo cual equivale a portar una energía cinética de al menos 106 MeV para los muones.

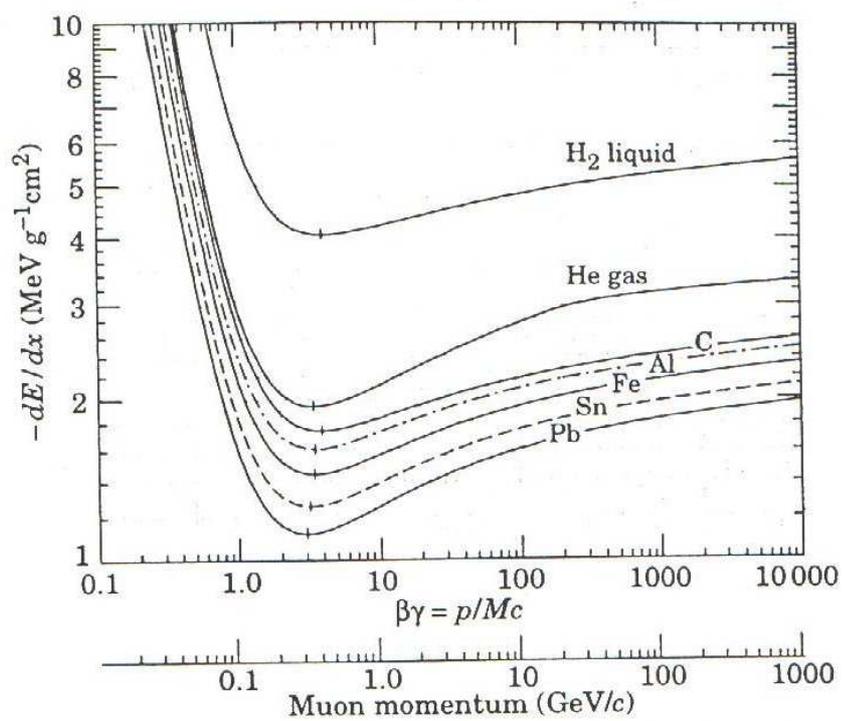


Figura C.1: Tasa de Perdida de energía de muones en diversos líquidos

Apéndice D

Impedancias Características y Reflexiones

Para entender la transmisión de la señal en los cables es importante hacer una distinción entre señales rápidas y lentas pues dependiendo de que tipo sean el comportamiento es diferente. Para clasificar los pulsos se compara la parte más rápida del pulso por ejemplo el tiempo de ascenso t_A con el tiempo de tránsito¹ t_T del pulso a través del cable, entonces se define un pulso lento como aquel que cumpla $t_A \gg t_T$.

Los pulsos rápidos serán aquellos que

$$t_A \sim t_T \tag{D.1}$$

$$t_A < t_T \tag{D.2}$$

Para pulsos lentos el cable actúa simplemente como un conductor que conecta componentes. En cambio, para pulsos rápidos se deben hacer ciertas consideraciones. La consideración más importante se relaciona con la impedancia característica del cable. Este parámetro en particular es importante para longitudes de cable finitas donde se tiene que tener especial cuidado en las terminales del cable.

Para ilustrar el significado de la impedancia característica del cable supongase que se alimenta un cable coaxial con un generador de voltaje de pulsos escalón que va de 0 a V_O en el instante $t = 0$. Tenemos que durante la transmisión de la señal en el cable, se extrae de la fuente una corriente continua dado que el voltaje escalón se propaga indefinidamente.

Cuando el cable no termina en su impedancia característica habrá un cambio abrupto en las propiedades del medio a través del cual el voltaje escalón se propaga y en las terminales del cable se generarán reflexiones.

¹Para cables cuyo dieléctrico es polietileno sólido el tiempo de tránsito es de 5 ns/m

Bibliografía

- [1] Mazin D. *et al*, *Concept of Global Network of Cherenkov Telescopes and first joint observations with HESS and MAGIC*, Proc. 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India, 00, 101-106, 2005.
- [2] Hofmann, W. *HESS Highlights*, Proc. 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India, 10, 97-114, 2005.
- [3] Chirkin, D *et al*, *The IceCube Project at LBNL*, icecube.lbl.gov/PDFS/chirkin3.pdf.
- [4] Auger Collaboration, *The Pierre Auger Project -Design Report*, March, 1997, <http://www.td-auger.fnal.gov:82>.
- [5] Lazar Fleysher, *Calibration of the Milagro Cosmic Ray Telescope*, 25 Jun, 1999, arXiv:astro-ph/9906417v1.
- [6] <http://www.lanl.gov/milagro/everyone.html>
- [7] Sinnis G. *et al* *HAWC: A next generation All-Sky VHE Gamma Ray Telescope*, 3 Mar, 2004, ArXiv:astro-ph/0403096 v1.
- [8] Goodman J, *et al*, *High Altitude Water Cherenkov Observatory HAWC*, Internal Technical Report.
- [9] Smith, Andrew J. *HAWC: A next generation all-sky gamma ray telescope*, Journal of Physics:Conference Series 60 (2007), 131-134, Proceedings of the TeV Particle Astrophysics II Workshop, IOP Publishing.
- [10] Schönfelder, Volker *The Universe in Gamma Rays*, Springer, 2001. ISBN 3540678743.
- [11] Gaisser, Thomas K. *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1990. ISBN 0521339316.
- [12] Atkins Robert, *The Development of Atmospheric Cherenkov Detectors at Milagro to Measure cosmic ray composition*, Tesis de Doctorado, University of Wisconsin, 2003.
- [13] Rao M.V.S. and SreekantanB.V. *Extensive Air Showers*, World Scientific Publishing, 1998, Singapore, ISBN 9810228880.
- [14] Ziegler, J.F. *Terrestrial Cosmic Ray Intensities*, IBM Research Journal Vol 42, No 1, January, 1998.
- [15] Leo William R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, 2a Ed, Springer-Verlag, Berlin, 1987. ISBN 3540572805.
- [16] Knoll Glenn F. *Radiation Detection and Measurement* 3a Ed, John Wiley and Sons, New York, 1999. ISBN 0471073385.

- [17] Gilmore R.S. *Single Particle and Measurement*, Burgess Science Press, London, 1992. ISBN 0850667550.
- [18] Kleinknecht Konrad, *Detectors for particle radiation*, 2a Ed, Cambridge University Press, Cambridge, 1998. ISBN 0521648548.
- [19] Gichaba, Justus Ogwoka *Measurements of TYVEK Reflective-Properties for the Pierre Auger Project*, Tesis de Doctorado, University of Mississippi, August, 1998.
- [20] Alarcón, M. *et al*, *Calibration and monitoring of water Cherenkov detectors with stopping and crossing muons* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Vol.420, No 1, January 1, 1999, pags 39-47.
- [21] Conversaciones privadas con Brenda Dingus (Los Alamos National Laboratory)
- [22] W-M Yao *et al* 2006, *J. Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* Intitute of Physics Publishing, Vol. 33, 1.
- [23] *Review of particle properties*, Physical Review D. Vol.66, No 1, Jul, American Physical Society 2002. doi 10.1103/PhysRevD.66.010001.