



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

PRIMER PROTOTIPO HAWC: UN
OBSERVATORIO DE RAYOS GAMMA EN
MÉXICO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

OMAR WILFRIDO VÁZQUEZ ESTRADA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. ANDRÉS SANDOVAL ESPINOSA



2011

Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno

Vázquez
Estrada
Omar Wilfrido
55 26 10 24
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
403009970

2. Datos del tutor

Dr.
Andrés
Sandoval
Espinosa

3. Datos del sinodal 1

Dr.
Ernesto José María de la Salet
Belmont
Moreno

4. Datos del sinodal 2

Dr.
Lukas
Nellen
Filla

5. Datos del sinodal 3

Dr.
Víctor Manuel
Velázquez
Aguilar

6. Datos del sinodal 4

Dr.
Alejandro
Lara
Sánchez

7. Datos del trabajo escrito

Primer prototipo HAWC: Un observatorio de rayos gamma en México
250 p
2011

Con cariño a Dios y a mi madre María Estela

Índice general

Índice general	I
Índice de figuras	IV
Índice de cuadros	IX
Agradecimientos	XI
Resumen	XIII
Abstract	XV
1 Introducción	1
1.1. Motivación del estudio	2
1.2. Objetivos	3
1.3. Aportaciones	5
1.4. Contenido	5
2 Los rayos cósmicos	9
2.1. Reseña histórica	9
2.2. Naturaleza de los rayos cósmicos	13
2.2.1. Observaciones sobre la producción de chubascos	15
2.2.2. Radiación cósmica primaria	16
2.2.3. Radiación cósmica secundaria	18
2.3. Los rayos gamma (γ)	20
2.3.1. Rango de energías	21
2.3.2. Las primeras observaciones de rayos gamma	22
2.3.3. El origen de los rayos gamma	24
2.4. Observatorios modernos de rayos gamma	30
2.4.1. Telescopios espaciales de alta energía	30

2.4.2.	Telescopios terrestres de muy alta energía	38
3	Observatorio de rayos gamma HAWC	47
3.1.	El observatorio HAWC	47
3.1.1.	Diseño del detector HAWC	49
3.1.2.	Los objetivos de estudio para HAWC	53
3.1.3.	La correlación de HAWC con otros observatorios de altas energías	55
3.2.	Primer prototipo HAWC	56
3.2.1.	El arreglo del primer prototipo HAWC	57
3.2.2.	Las metas científicas para el prototipo HAWC	62
3.2.3.	Segundo prototipo HAWC	64
4	Marco teórico	67
4.1.	Partículas elementales	68
4.1.1.	Las cuatro interacciones fundamentales	69
4.1.2.	Los hadrones	71
4.1.3.	Leyes de conservación	73
4.2.	Interacción de la radiación electromagnética con la materia	76
4.2.1.	Efecto fotoeléctrico	76
4.2.2.	Efecto Compton	77
4.2.3.	Producción de pares	78
4.3.	Otro tipo de interacciones fundamentales	79
4.3.1.	Radiación sincrotrónica y bremsstrahlung	79
4.3.2.	Proceso de ionización	80
4.3.3.	Efecto Compton inverso	80
4.3.4.	Efecto Cherenkov	80
4.4.	Sección eficaz	84
4.5.	Camino libre medio	85
4.6.	Lluvias atmosféricas extendidas (EAS)	86
4.6.1.	Componentes hadrónica, muónica y electromagnética	87
4.6.2.	Espectro de energía de la radiación cósmica	95
5	Instalación del primer prototipo HAWC	99
5.1.	Métodos para la detección de partículas	100
5.1.1.	Instrumentos de ionización: cámara de ionización, contador proporcional y contador Geiger-Müller	104
5.1.2.	La cámara de niebla	107
5.1.3.	La cámara de burbujas	109
5.1.4.	La cámara de chispas	109
5.1.5.	Emulsiones fotográficas	109
5.1.6.	Tubos fotomultiplicadores (PMTs)	110

5.1.7.	Detectores de centelleo	118
5.1.8.	Detectores Cherenkov de agua (DCA)	123
5.2.	Sistemas electrónicos en el procesamiento de señales	130
5.2.1.	Características principales de un pulso eléctrico	130
5.2.2.	Sistema electrónico nuclear NIM	133
5.2.3.	Sistema electrónico nuclear CAMAC	138
5.2.4.	Sistema electrónico VME	143
5.2.5.	Otros materiales y dispositivos eléctricos	144
5.3.	Montaje experimental del primer prototipo HAWC	148
5.3.1.	Construcción del primer prototipo HAWC	149
5.3.2.	Arreglos experimentales del prototipo HAWC	153
5.3.3.	Sistemas electrónicos para la adquisición de datos	163
5.4.	Calibración del PMT Hamamatsu R5912	173
5.4.1.	Objetivo de la calibración en un PMT	174
5.4.2.	Procedimiento experimental para la calibración del PMT	174
5.4.3.	Resultados de la calibración del PMT No. 378	178
5.4.4.	Conclusiones de la calibración del PMT No. 378	183
6	Resultados, análisis y conclusiones del prototipo HAWC	185
6.1.	Resultados	186
6.2.	Análisis y discusiones	206
6.3.	Conclusiones generales	216
A	Partículas cargadas en un campo magnético	219
B	Cables coaxiales	221
	Lista de símbolos y abreviaciones	229
	Bibliografía	231

Índice de figuras

2.1. Electroscopio de panes de oro	10
2.2. Lagos Muir y Arrowhead	13
2.3. Contadores Geiger-Muller	15
2.4. Arreglo experimental de Bothe y Kolhörster	15
2.5. Arreglo experimental de Rossi para el estudio de chubascos	17
2.6. Producción de partículas secundarias	19
2.7. Espectro electromagnético	21
2.8. Satélites OSO-3 y Vela-5B	23
2.9. Satélite COS-B	24
2.10. Detector de radiación Cherenkov	25
2.11. Fases de una supernova	27
2.12. Púlsar de la Nebulosa de Cangrejo	28
2.13. Núcleo activo de galaxia	29
2.14. Satélite CGRO	31
2.15. El detector BATSE	32
2.16. El espectrómetro OSSE	33
2.17. El telescopio COMPTEL	34
2.18. El telescopio EGRET	35
2.19. Instrumentos principales del satélite CGRO	36
2.20. Satélite INTEGRAL	37
2.21. Satélite GLAST	38
2.22. Imagen de un gamma y un hadrón en una cámara Cherenkov.	40
2.23. Telescopio Cherenkov del observatorio HESS	41
2.24. Telescopio atmosférico Cherenkov MAGIC	42
2.25. Arreglo del experimento ARGO	43
2.26. Arreglo del experimento Tibet AS- γ	44
2.27. Observatorio MILAGRO	45
2.28. Arreglos experimentales del observatorio MILAGRO	46

3.1. Sitio oficial del observatorio HAWC	49
3.2. Prototipo del tanque para el arreglo HAWC	50
3.3. Arreglo geométrico para el proyecto HAWC	51
3.4. Perspectiva simulada del detector HAWC	53
3.5. Tanque Rotoplas del primer prototipo HAWC	57
3.6. Primer prototipo HAWC	58
3.7. Arreglo experimental del tanque 1	60
3.8. Arreglo instrumental para cada uno de los tanques del prototipo	61
3.9. Reconstrucción del rayo gamma con el prototipo	62
3.10. Segundo prototipo HAWC	65
4.1. Ruptura de simetría	81
4.2. Cono de luz Cherenkov	82
4.3. Bloque infinitesimal de partículas	86
4.4. Simulación de una cascada extensa de partículas	88
4.5. Cascada extensa de partículas	89
4.6. Curvas de distribución para cascadas de partículas	92
4.7. Espectro de energía de la radiación cósmica primaria	96
5.1. Resolución de energía en un detector	102
5.2. Cámara de ionización	105
5.3. La cámara de niebla de Wilson	108
5.4. Tubo fotomultiplicador	111
5.5. Circuito equivalente para un fotomultiplicador	113
5.6. Diferencia del tiempo de tránsito en un PMT	114
5.7. Fotomultiplicador Hamamatsu R5912	116
5.8. Gráficas de la eficiencia cuántica y ganancia del PMT R5912	117
5.9. Diagrama esquemático de un contador de centelleo	119
5.10. Fotografía del detector de centelleo	123
5.11. Detector Cherenkov de agua	124
5.12. Proceso de purificación del agua	126
5.13. Medidas del cono de Tyvek	127
5.14. Características del PMT sumergido	128
5.15. Características del PMT flotador	129
5.16. Dimensiones del tinaco Rotoplas	130
5.17. Características de un pulso eléctrico	131
5.18. Pulso unipolar y bipolar	132
5.19. Sistema electrónico nuclear NIM	134
5.20. Módulos NIM	134
5.21. Operación del discriminador	135
5.22. Esquema de un discriminador	135
5.23. Suma de dos ondas lógicas	136

5.24. Módulo contador	137
5.25. Sistema electrónico nuclear CAMAC	139
5.26. Modo de operación de un TAC	142
5.27. Sistema electrónico VME	143
5.28. Circuito para invertir la polaridad de un pulso	145
5.29. Circuito desacoplador	145
5.30. Cable coaxial RG58	146
5.31. Conector SHV	147
5.32. Cable LEMO	147
5.33. Conector BNC	148
5.34. Osciloscopio Tektronix TDS 2024B	148
5.35. Sitio del prototipo HAWC	149
5.36. Construcción de uno de los cimientos	150
5.37. Zanja para la paleta de centelleo	150
5.38. Partes principales de uno de los cimientos del prototipo	151
5.39. Montaje del tanque 1 (T1) en su respectivo cimiento	152
5.40. Arreglo del prototipo HAWC	152
5.41. Centrado de los PMTs en los tanques	153
5.42. Montaje de los PMTs	154
5.43. PMT flotador	155
5.44. Montaje de las paletas centellador	155
5.45. Aislamiento óptico de una de las paletas centellador	156
5.46. Montaje final del tanque 1	157
5.47. Montaje del colector de luz	157
5.48. Primer arreglo experimental A_1	158
5.49. Segundo arreglo experimental A_2	159
5.50. Tercer arreglo experimental A_3	160
5.51. Cuarto arreglo experimental A_4	161
5.52. Quinto arreglo experimental A_5	162
5.53. Interior de la caseta de control	163
5.54. Caseta de control y los tanques del prototipo	164
5.55. Esquema físico para la configuración de conteo	165
5.56. Diagrama de bloques para la configuración de conteo	166
5.57. Diagrama de bloques para la configuración de coincidencias	167
5.58. Primera configuración electrónica para el prototipo HAWC	168
5.59. Segunda configuración electrónica para el prototipo HAWC	170
5.60. Configuración electrónica general para el prototipo HAWC con el sistema CAMAC	172
5.61. Configuración electrónica general para el prototipo HAWC con el sistema VME	173
5.62. Superficie del fotocátodo del PMT Hamamatsu	174

5.63. Esquema del robot esférico	175
5.64. La caja negra de calibración	176
5.65. Esquema electrónico para la calibración del PMT	178
5.66. Gráficas de las distribuciones de carga obtenidas con el CAMAC	179
5.67. Gráfica de la distribución de carga obtenida con el CAMAC	180
5.68. Gráficas que muestran la integral del pulso obtenidas con el VME	181
5.69. Gráfica que muestra la integral del pulso obtenida con el VME	182
5.70. Gráfica de ajuste del voltaje de operación para el PMT 378	183
5.71. Nuevo diseño del robot esférico	184
6.1. Formas del pulso debidas a una cascada de partículas detectada por el arreglo de los tres tanques principales	186
6.2. Espectros de amplitud para el arreglo A_1 , obtenidos de datos tomados el día 26 de Agosto de 2009 a las 9:44PM	187
6.3. Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_1 , obtenidas de datos tomados el día 26 de Agosto de 2009 a las 9:44PM	188
6.4. Espectros de amplitud para el arreglo A_1 , obtenidos de datos tomados el día 27 de Agosto de 2009 a las 6:06AM	189
6.5. Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_1 , obtenidas de datos tomados el día 27 de Agosto de 2009 a las 6:06AM	190
6.6. Correlaciones temporales para el arreglo A_1	191
6.7. Histogramas que muestran la correlación entre la amplitud y el tiempo de ocurrencia de cada pulso para el arreglo A_1	192
6.8. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo para la llegada de señal en un par de PMTs sumergidos, correspondientes al arreglo A_1	193
6.9. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la integral de cada pulso, esto para el arreglo A_1	194
6.10. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso, para el arreglo A_1	195
6.11. Espectros de amplitud para el arreglo A_2 , obtenidos de datos tomados el día 27 de Agosto de 2009 a las 10:47PM	199
6.12. Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_2 , obtenidas de datos tomados el día 27 de Agosto de 2009 a las 9:44PM	200
6.13. Correlaciones temporales para el arreglo A_2	201
6.14. Histogramas que muestran la correlación entre la amplitud y el tiempo de ocurrencia de cada pulso para el arreglo A_2	202
6.15. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo para la llegada de señal en un par de PMTs sumergidos, correspondientes al arreglo A_2	203
6.16. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la integral de cada pulso, esto para el arreglo A_2	205

6.17. Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso, para el arreglo A_2	206
6.18. Reconstrucción de la dirección de un rayo cósmico a partir de su frente de partículas (Primer caso)	207
6.19. Reconstrucción de la dirección de un rayo cósmico a partir de su frente de partículas (Segundo caso)	209
6.20. Distribución de las diferencias de tiempo para la llegada de una cascada de partículas en un par de tanques (T_i y T_j), correspondientes al arreglo 1	211
6.21. Distribución de las diferencias de tiempo para la llegada de una cascada de partículas en un par de tanques (T_i y T_j), correspondientes al arreglo 2	212
6.22. Algunas gráficas que muestran la correlación de algunos parámetros para 138808-eventos, y donde se nota el problema del CROSSTALK .	213
6.23. Mapa del cielo de rayos cósmicos vistos por los detectores Cherenkov de agua del primer prototipo HAWC	215
A.1. Partícula cargada en un campo magnético	220
B.1. Cable coaxial visto en sección transversal	221
B.2. Cable coaxial que porta corrientes estacionarias	223

Índice de cuadros

2.1. Abundancias relativas de la radiación cósmica primaria	18
3.1. Posición de los tres tanques en el prototipo HAWC	59
4.1. Familia de Leptones	69
4.2. Familia de Quarks	69
4.3. Las partículas de campo	70
4.4. Tabla de algunos mesones	72
4.5. Tabla de algunos bariones	73
4.6. Tabla de algunos mesones y bariones con su extrañeza	75
4.7. Ángulos límite Cherenkov para diferentes medios	83
5.1. Datos de la calibración del PMT No. 378	182
6.1. Voltajes de alimentación en los PMTs para el arreglo A_1	186
6.2. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo para el arreglo A_1	196
6.3. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la carga de cada pulso para el arreglo A_1	196
6.4. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la amplitud de cada pulso para el arreglo A_1	197
6.5. Voltajes de alimentación en los PMTs y paletas para A_2	198
6.6. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo para el arreglo A_2	204
6.7. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la carga de cada pulso para el arreglo A_2	204
6.8. Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la amplitud de cada pulso para el arreglo A_2	207

- 6.9. Expresiones para calcular la dirección del rayo cósmico cuando su frente de partículas intercepta, según sea el caso, dos tanques a la vez 208
- 6.10. Expresiones para calcular la dirección del rayo cósmico cuando su frente de partículas intercepta a cada tanque en tiempos distintos . . . 210

Agradecimientos

Quisiera agradecer en primera instancia a Dios, por que es su Universo lo que me permito estudiar y comprender, aún cuando sé que mi ignorancia impide que vea ese misterioso engrane que juega un papel importante en el funcionamiento de este grandioso Cosmos. No obstante, el motivo principal de mi agradecimiento, con Dios, es por haberme puesto en el camino correcto con aquellas personas que me han proporcionado su amor, amistad, humildad, conocimiento y que me permiten día a día ser una persona de bien para la humanidad.

Entre esas personas esta mi linda madre María Estela, que ha pasado por duras pruebas desde que era una niña pequeña, pero que ha sabido canalizarlas para mostrarme que la humildad y el amor son lo más valioso para un ser humano; gracias a ella he tenido un techo, un pan y una cama, que fueron sustentados por una simple silla y una maquina de coser, y que aún en estos tiempos tan difíciles nos siguen dando bellos frutos. Quiero agradecer con todo mi corazón el enorme esfuerzo que ha hecho mi linda madre por proporcionarme todo los recursos necesarios que se requieren en la vida para lograr las metas principales que uno anhela lograr, como es en este caso, la culminación de mi carrera. Que decir de aquel ángel, mi abuelita Gloria, que desde pequeño me cuidó y me proporcionó aquella vela que ilumino aquel cuarto oscuro donde solía estudiar por las noches, en aquellos días tan difíciles en los que el estudio se volvió una opresión de mi infancia, siempre estuvo ahí brindándome su amor y apoyo. ¡Las amo con todo mi corazón!

Y en esta misma senda por la cual estoy recorriendo mi vida la comparten también mis dos hermanos Judith y Alejandro, mi interacción social con ellos ha forjado mucho mis principios e ideas con las que hoy en día vivo, mi hermana me enseñó aferrarme a lo que uno es y lo que es aún más importante, a luchar por las cosas que uno quiere obtener, con un objetivo siempre en mente, respetando a los demás y a uno mismo. Mi hermano con una enorme inteligencia y seriedad que lo distingue, en un futuro cercano será un grandioso médico, y sé que algún día dará muerte aquella enfermedad que asecha a mi madre, agradezco a mi her-

mano por enseñarme otro mundo fascinante del conocimiento humano: la ciencia médica. Ambos me han enseñado mucho ¡gracias hermanos!

En esta vida sueles conocer dos tipos de familia, tu hogar y el lugar donde trabajas, y es aquí en el Instituto de Física donde tuve la oportunidad de conocer a un grupo de trabajo extraordinario, o mejor dicho, mi segunda familia, y es gracias al Dr. Andrés Sandoval, quien fuera mi profesor de física nuclear y subnuclear, el que me permitió conocer más de cerca la física experimental y que además, me proporcionó su conocimiento y apoyo incondicional necesarios para poder ir armando este estupendo trabajo. Gracias a él no solo adquirí un conocimiento sobre la física en altas energías sino que me permitió conocer a grandes personas que laboran en este instituto y que han dejado huella en mi corazón sin lugar a duda, por mencionar al Dr. Rubén Alfaro, al Dr. Ernesto Belmont, al Dr. Varlen Grabski y a la Dra. Magda del instituto de astronomía.

Por otro lado, hubo un gran apoyo por parte de mis amigos, quiero agradecer en especial a Flor, Iliana, Luis, Alejandro -2, Alejandro 0, Monserrat, Vladimir, Adiv, Erick, Víctor, Mayra, Rodrigo, Fernanda, Carina, Lizardo, Daniel, Joss y Laura por estar en todo momento conmigo, ya fuese en Sierra Negra o en el instituto de física, donde solemos trabajar, jugar, hacer travesuras, criticar o contar nuestras experiencias, mi convivencia con ellos hizo ameno mi trabajo. También quisiera agradecer a mis amigos y compañeros de la facultad, en especial a Omar, Luis y Adán, por proporcionarme su tiempo valioso para el estudio, la diversión y sobre todo la amistad. GRACIAS AMIGOS.

Esta tesis de licenciatura es la culminación de un duro trabajo que estuvo cimentado por grandiosos apoyos, lo que representa este trabajo no solo tiene un carácter simbólico, moral e intelectual sino que además me permitió obtener una experiencia en el terreno de la física experimental de altas energías. Por tanto, quiero también agradecer a mi comité sinodal al Dr. Belmont, al Dr. Andrés, al Dr. Lukas Nellen, Dr. Victor Velazquez y al Dr. Alejandro Lara por brindarme su apoyo y por llevar a cabo la revisión de este trabajo, sus sugerencias me permitieron mejorar en gran medida la calidad de este trabajo.

Por último y no menos importante quiero agradecer a tres instituciones que me permiten día a día obtener una educación de primer nivel y el de poder trabajar dentro del campo de investigación de la ciencia física, me refiero, a la Facultad de Ciencias y al Instituto de Física; ambas instituciones forman parte de una gran universidad la **UNAM**.

Resumen

El primer prototipo HAWC es un observatorio pequeño de rayos gamma de alta energía, construido cerca de la cima de Sierra Negra, Puebla, en México, a una elevación de $4530m$ sobre el nivel del mar, este prototipo consiste principalmente de un arreglo de tres tanques de la marca Rotoplas de $3m$ de diámetro por $3.6m$ de alto, distribuidos con una forma geométrica triangular, en cada uno de ellos se han llevado a cabo diferentes tipos de arreglos con los ocho fotomultiplicadores de la marca Hamamatsu (que se emplearon en el observatorio Milagro de rayos gamma en U.S), esto junto con la ayuda de dos detectores centello de la marca Bycron nos han permitido ver si existe la posibilidad de discriminar entre cascadas hadrónicas y cascadas electromagnéticas, además de dar validez al tipo de tanque que se empleará finalmente en el observatorio HAWC. Cabe mencionar que cada tanque fue llenado con 25000 litros de agua purificada (libre de sedimentos), que sirve como elemento radiador fundamental para producir el efecto Cherenkov dentro de cada uno de los tanques. El presente trabajo tiene por objetivo dar todos los por menores que se presentaron en la construcción del primer prototipo HAWC, es decir, aportar una idea general de la instrumentación, la infraestructura y la materia prima que fueron requeridos para poder llevar a cabo su instalación, esto permitirá servir de guía para la instalación del segundo prototipo. Además, se presenta de manera general la calibración realizada a uno de los fotomultiplicadores Hamamatsu empleado en este primer prototipo, se presentan los datos obtenidos del prototipo y en efecto el análisis que se llevo a cabo (con los respectivos datos) para la discriminación entre las cascadas hadrónicas y electromagnéticas, finalmente se muestran los resultados y las conclusiones de este análisis.

Abstract

The first HAWC prototype is a high energy gamma ray small observatory which is built near the top of Sierra Negra, Puebla, in Mexico, at 4530 meters above sea level. The prototype consists mainly of three 3m width and 3.6m height Rotoplas tanks distributed following a triangular form. Each tank has been arranged differently with eight Hamamatsu photomultipliers, which were used by the Milagro gamma ray observatory in the U.S. Apart from the photomultipliers, two Bycron scintillator paddles were used. The general arrangement have let us see whether it is possible to discriminate hadronic showers from electromagnetic ones and in order to give validity to the tank that will be finally used in the HAWC observatory. It is necessary to state that each tank was filled with 25000 liters of purified water (free of salts) which serve as a radiator element to produce the Cherenkov effect inside the tanks. The present research wants to inform about the details that occurred in the construction of the first HAWC prototype, that is, to give a general idea about instrumentation, resources and materials needed to carry out installation. This work, as a guide, will allow the installation of second prototype. Moreover, to show in a general way the calibration done in one of the Hamamatsu photomultiplier tube used in the first prototype, to present the first data obtained in the HAWC prototype and the analysis to discriminate hadronic showers from electromagnetic ones, finally to show the results and conclusions of this analysis.

Capítulo 1

Introducción

Fue Galileo Galilei, en el año 1609, uno de los primeros hombres en emplear un instrumento óptico para poder observar el cielo, esto fue de gran relevancia en su tiempo, debido a que los antecesores a Galileo utilizaron como único instrumento viable sus ojos, esto de cierta manera provocó que se tuviera muy poco avance en el entendimiento del Cosmos. El gran paso de Galileo consistió en emplear un instrumento ajeno a sus ojos para poder observar el Universo, este instrumento fue el telescopio óptico. Gracias al telescopio, Galileo hizo grandes descubrimientos en el campo de la astronomía entre los que destaca, la observación de cuatro de las lunas de Júpiter girando en torno a éste, observó que la superficie lunar no es una esfera perfecta sino que posee irregularidades (relieves montañosas), en otras palabras, descubre que este astro no es perfecto como lo proponía la teoría aristotélica, lo que por consiguiente invalidaba dicha teoría; además, Galileo observó por primera vez los anillos de Saturno y estudió igualmente las manchas solares. Sin duda el telescopio óptico permitió al hombre por primera vez conocer la verdadera naturaleza de los objetos astronómicos que nos rodean y darnos una idea de nuestra ubicación en el Universo.

Podemos notar que un instrumento nos puede proporcionar ciertas ventajas para poder estudiar un fenómeno natural, pero también hay muchas desventajas que impiden el avance en el entendimiento del fenómeno, como ocurrió con los antecesores a Galileo al emplear únicamente sus ojos para poder estudiar el Universo, y lo mismo sucede con el telescopio de Galileo y todas las mejoras que puedan haber de éste, ya que un telescopio óptico está limitado a una región pequeña del espectro electromagnético¹, que corresponde a la región visible cuya

¹Se denomina espectro electromagnético a la distribución energética del conjunto de las ondas electromagnéticas. El espectro electromagnético se extiende desde la radiación de menor longitud de onda, como los rayos gamma y los rayos X, hasta las ondas electromagnéticas de mayor longitud de onda, como son las ondas de radio. Véase la sección 2.3.



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

longitud de onda va de los $380nm$ a los $780nm$, es por esa razón, que un telescopio óptico impide observar el universo en todo el rango del espectro electromagnético, y es aquí donde recurrimos al empleo de detectores y telescopios para observar el Cosmos (y todos los otros fenómenos astronómicos que ocurren en éste) usando desde ondas de radio hasta los rayos gamma, éste fue el gran avance que tuvo la astronomía del siglo XX.

En la actualidad existe un proyecto que permitirá el estudio del Universo en una región muy particular del espectro electromagnético, se trata del observatorio HAWC² (High Altitude Water Cherenkov). El observatorio HAWC estará localizado dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba en la base del volcán Sierra Negra, Puebla, en México, a una altura de $4100m$ sobre el nivel del mar. HAWC estudiará los rayos gamma (γ) de muy alta energía que van desde los $100GeV$ a los $100TeV$, estos rayos gamma de muy alta energía se producen en fenómenos cosmológicos muy violentos como son las explosiones de supernovas, los centros activos de galaxias, las explosiones de rayos gamma (GRBs: Gamma Ray Bursts), los pulsares, etcétera. Cabe mencionar que el observatorio HAWC empleará la tecnología de Cherenkov de agua que fue empleada en el observatorio Milagro³, es decir, HAWC volverá a utilizar los 900-fotomultiplicadores Hamamatsu empleados en el observatorio Milagro, y en cada uno de los 300-tanques que conformarán a HAWC (llenos con agua purificada), se colocarán tres fotomultiplicadores sumergidos en su respectiva superficie interna. Los tanques se desplegarán en un denso patrón que proporciona más del 70% de cobertura de la zona instrumentada de $150m \times 115m$.

1.1. Motivación del estudio

Así como Galileo fue uno de los pioneros en emplear un instrumento óptico para el estudio del Universo, el observatorio HAWC es un proyecto vanguardista y único en el mundo, que permitirá el estudio de rayos gamma (γ) de muy alta energía provenientes del Cosmos, pero, ¿Cuál es el motivo principal de nuestro estudio? Pues bien, aprovechando que los rayos gamma carecen de carga eléctrica, estos rayos o fotones viajan en líneas rectas a través del Universo, sin ser perturbados por campos magnéticos galácticos y extra-galácticos y, a diferencia de los rayos cósmicos cargados, tienen un punto de regreso a sus fuentes, proporcionándonos la dirección hacia el acelerador de rayos cósmicos, en otras palabras, nuestro motivo de estudio es el poder identificar qué fuentes astrofísicas aceleran los rayos cósmicos a estas enormes energías. Por mencionar que los estudios astronómicos de nuevas bandas de onda producen inesperadas y sorprendentes observaciones.

²Para una descripción detallada del observatorio HAWC consulte el capítulo 3.

³Milagro fue un observatorio de rayos gamma de altas energías, que operó del año 2000 al 2007 en los Álamos, Nuevo México, a una altitud de $2400m$ sobre el nivel del mar.

No obstante, cuando un rayo gamma de muy alta energía incide en la atmósfera de la Tierra, una cascada electromagnética extensa es inducida. Si la energía es lo suficientemente alta, las partículas secundarias como son: electrones (e^-), positrones (e^+) y otros rayos gamma (fotones mucho menos energéticos que el rayo gamma original) pueden llegar al detector HAWC. Cuando las partículas secundarias cargadas cruzan el tanque lleno de agua a una velocidad mayor que la de la luz en ese medio, producen una luz o radiación electromagnética que ilumina al fotomultiplicador o PMT⁴, este tipo de radiación recibe el nombre de **radiación cherenkov**⁵. Cuando varios tanques observan la misma cascada electromagnética, es posible reconstruir la dirección del rayo gamma primario que originó dicha cascada, identificando así, la fuente emisora de estos rayos gamma de alta energía.

Sin embargo, no sólo los rayos gamma de muy alta energía son los que golpean la atmósfera de la Tierra, sino que también los rayos cósmicos (que consisten de protones (p), partículas alfa (α) y otros núcleos de elementos) interactúan con ésta, produciendo lo que se conoce como cascadas hadrónicas, la cascada hadrónica se compone principalmente de piones (π^\pm, π^0), kaones (K^\pm, K^0), muones (μ^\pm) y electrones (e^-), como consecuencia HAWC debe ser capaz de distinguir entre una cascada electromagnética y una cascada hadrónica. Una ventaja que nos permite discriminar entre cascadas electromagnéticas y cascadas hadrónicas, es el hecho de que las cascadas hadrónicas son mucho mayores, y puede tener localizada la deposición de energía lejos del centro de la cascada, en efecto, las dimensiones de los tanques que se utilicen para el observatorio HAWC deben ser capaces de maximizar nuestra capacidad de ver deposiciones locales, al tiempo que se mantiene la capacidad de ver rayos gamma.

1.2. Objetivos

El objetivo principal de HAWC es lograr discriminar entre cascadas hadrónicas y cascadas electromagnéticas. Para lograrlo es necesario la construcción o el desarrollo de diferentes prototipos, como es el caso del **primer prototipo-HAWC**⁶. El trabajo de esta tesis se centra principalmente en el primer prototipo de HAWC, y por lo tanto, el primer objetivo de este trabajo es comparar las señales que dejan las cascadas hadrónicas producidas solamente por muones (μ^\pm) y las cascadas electromagnéticas producidas solamente por electrones (e^-). Esto se debe, a que los muones producen un cono Cherenkov que posee casi siempre el mismo ángulo

⁴Una descripción detalla de su funcionamiento se da en la sección 5.1.6.

⁵La radiación de Cherenkov es una radiación de tipo electromagnético producida por el paso de partículas en un medio dieléctrico a velocidades superiores a las de la luz en dicho medio. Consulte la sección 4.3.4 para una mejor comprensión del tema.

⁶Para una descripción detallada del primer prototipo HAWC consulte la sección 3.2, y para su construcción consulte la sección 5.3.

y que a diferencia de los electrones que poseen conos Cherenkov con diferentes direcciones, dan como resultado cambios en la producción de luz de ambas cascadas, es decir, generan pulsos con diferentes parámetros (algunos parámetros característicos de un pulso son su tiempo de ascenso, su tiempo de descenso, su altura, su ancho, etc.). Con la ayuda de esta hipótesis y claro con los diferentes arreglos (los 8-fotomultiplicadores y las dos paletas centello), que se utilizaron para los tres tanques del prototipo podremos ver si es posible distinguir entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas. Una vez que se logre hacer la distinción entre las cascadas hadrónicas y electromagnéticas, el siguiente objetivo será obtener el plano de la cascada electromagnética que “vieron” los tres tanques (en su intersección con ellos), y en efecto reconstruir, con la ayuda de este plano, la dirección del rayo gamma primario que originó dicha cascada.

La construcción de los diferentes prototipos nos encaminarán finalmente a la construcción del observatorio HAWC, optimizando así los recursos que se emplearán para su construcción. Cabe destacar que simplemente por un aumento de altitud, una mayor área física, y el diseño optimizado, estas mejoras se traducirán en una sensibilidad de 15-veces (dependiendo de la fuente del espectro) mejor que la del observatorio Milagro. Aunando a esto, existen varios objetivos o metas importantes para el observatorio HAWC, que se lograrán a corto y mediano plazo durante su proceso de desarrollo. Entre las metas principales de HAWC están contempladas las siguientes:

- Mapear la emisión galáctica difusa de rayos gamma por encima de 1TeV y, por tanto, medir el flujo de rayos cósmicos y el espectro en toda la galaxia. Este mapa nos permitirá ver las regiones de fuerte emisión por encima de lo esperado y dar seguimiento de fuentes conocidas, o bien, el descubrimiento de nuevas clases de fuentes de rayos gamma, tanto puntuales como difusas en TeV .
- Descubrirá la fuente de rayos gamma de más alta energía en la galaxia. Milagro ya ha observado los rayos gamma de una fuente, MGROJ1908+06 , por encima de 100TeV .
- Permitirá detectar explosiones de rayos gamma (GRBs: Gamma Ray Bursts), gracias a su sensibilidad a bajas energías y su continua operación.
- Estudiar las emisiones episódicas del Sol.
- Buscar evidencia de materia oscura.

1.3. Aportaciones

La investigación reportada en este trabajo hace las siguientes aportaciones:

- **Muestra de manera detallada la construcción del primer prototipo HAWC, junto con todos los dispositivos mecánicos y electrónicos empleados.**
- **Presenta de manera breve la calibración llevada a cabo a uno de los fotomultiplicadores Hamamatsu R5912.**
- **Muestra los resultados obtenidos con los diferentes arreglos que se llevaron a cabo con los ocho fotomultiplicadores Hamamatsu, las dos paletas centello y los tres tanques que conforman el primer prototipo HAWC.**
- **Muestra la discriminación que se llevo a cabo entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas.**
- **Finalmente se muestra la dirección de la cascada electromagnética, cuyo plano intercepta al plano que conforma al conjunto de los tres tanques del prototipo.**

1.4. Contenido

Este trabajo se divide en tres partes principales; la primera parte corresponde a la introducción, la cual se desarrolla dentro del primer capítulo; una parte teórica, desarrollada en los capítulos 2, 3 y 4; y una parte experimental, abordada en los capítulos posteriores. En el primer capítulo se presenta una breve introducción del proyecto HAWC, en los que se abordan temas tales como la motivación del estudio, los objetivos generales que se tienen para el primer prototipo HAWC y para el propio observatorio HAWC, las aportaciones principales de este estupendo trabajo y finalmente su contenido. En el capítulo 2 se presenta el tema relacionado a los rayos cósmicos, dando una reseña histórica de su descubrimiento, sus propiedades generales, la radiación gamma y finalmente los observatorios modernos para su respectivo estudio. En el capítulo 3 se da una descripción detallada del observatorio HAWC, así como del primer prototipo HAWC y finalmente, una descripción breve del segundo prototipo HAWC. Dentro del capítulo 4 se desarrolla el marco teórico, en el que se presentan temas como son las partículas elementales, la interacción de la radiación con la materia, la sección eficaz, el camino libre medio y los chubascos de partículas extendidas con sus respectivas características. Para el penúltimo capítulo se presenta el tema que corresponde a la instalación o montaje experimental del primer prototipo HAWC, en el se detallan los métodos para la detección de partículas, los dispositivos electrónicos

utilizados para el procesamiento de señales, el procedimiento llevado a cabo para el montaje experimental del primer prototipo HAWC y la calibración realizada a uno de los fotomultiplicadores. Para el último capítulo se muestran los resultados de las mediciones obtenidas para cada uno de los arreglos experimentales llevados a cabo en el primer prototipo HAWC, en el que se discute y analiza las diferentes propiedades o características que poseen las señales obtenidas con los diferentes arreglos llevados a cabo en dicho prototipo; detallando cada uno de los pasos experimentales y problemas que se tuvieron para dicho análisis. Finalmente, en la sección final de este último capítulo, se presentan las conclusiones generales de la tesis, proporcionando las conclusiones referente a la instalación del prototipo, la calibración del PMT Hamamatsu y las conclusiones de las mediciones obtenidas para el primer prototipo HAWC, junto con algunas recomendaciones.

Investigación teórica

Capítulo 2

Los rayos cósmicos

Desde que el hombre ha habitado este planeta y mucho antes de su existencia aquí en este mismo, la Tierra y la misma vida en ella han sido bombardeados por núcleos atómicos despojados de sus electrones provenientes del Universo, conocidos en la actualidad como rayos cósmicos o radiación cósmica, este tipo de radiación se distingue de las demás fuentes de radiación por su alta energía, y esto es lo que ha permitido que tengan un papel importante en muchas ramas de la física. Este tipo de radiación cósmica ha ayudado a comprender mejor la naturaleza de las gigantescas explosiones estelares (supernovas), ha ayudado igualmente a conocer cómo se efectúa la síntesis nuclear de las estrellas, incluso es una fuente natural de partículas de muy alta energía que permitió el descubrimiento de nuevas partículas elementales, permitió además, descubrir algunas propiedades físicas de nuestra galaxia y comprender mejor el estudio de los elementos radiactivos producidos por el bombardeo de los rayos cósmicos sobre la atmósfera de la Tierra, en otras palabras, los rayos cósmicos son portadores de información de lo que sucede en el Universo. El presente capítulo tiene por objetivo general presentar en orden cronológico el descubrimiento de los rayos cósmicos, la naturaleza u origen de esta radiación, la interacción que tienen los rayos cósmicos con la materia presente en la tierra, la radiación cósmica primaria, la radiación cósmica secundaria y finalmente entrar de lleno a la radiación gamma de alta energía que forma parte de la radiación cósmica primaria junto con los experimentos que hay hoy en día para su respectivo estudio.

2.1. Reseña histórica

Es increíble pero en estos momentos estamos siendo atravesados por partículas de muy alta energía sin que nos demos cuenta de ello y es por esa razón que

el hombre no se percató de su existencia sino hasta principios del siglo pasado. Todo empezó entre los años de 1898 y 1900, cuando se buscaba la respuesta a un fenómeno particular de la electrostática, ¿Por qué en un electroscopio ordinario la carga escapa principalmente a través del aislante que separa la barra metálica del contenedor? En otras palabras ¿Por qué el electroscopio no puede permanecer cargado indefinidamente, incluso aunque se utilice otro tipo de gas (diferente del aire) en el interior del electroscopio herméticamente cerrado? Y esto no solo sucede con el electroscopio, sino también ocurre con otro tipo de materiales, como por ejemplo, el ámbar, una vez que se ha cargado el ámbar después de cierto tiempo éste pierde gradualmente su carga.

En aquella época la versión más simple de un electroscopio consistía fundamentalmente de dos hojas delgadas de oro que colgaban de una barra metálica en el interior de un recipiente de vidrio (figura 2.1). Si se toca con una pieza de vidrio cargada la barra metálica del electroscopio, las láminas de oro se separan. Esto se debe a que las partículas eléctricamente positivas pasan del vidrio a la barra metálica hasta alcanzar las laminillas de oro, y en virtud de que éstas adquieren la misma carga y son muy ligeras, la carga, aunque pequeña, es suficiente para originar una separación visible entre el par de hojas. Después de separar la pieza de vidrio, el electroscopio pierde gradualmente la carga y las laminillas terminan por unirse de nuevo ¿Por qué ocurre esto?

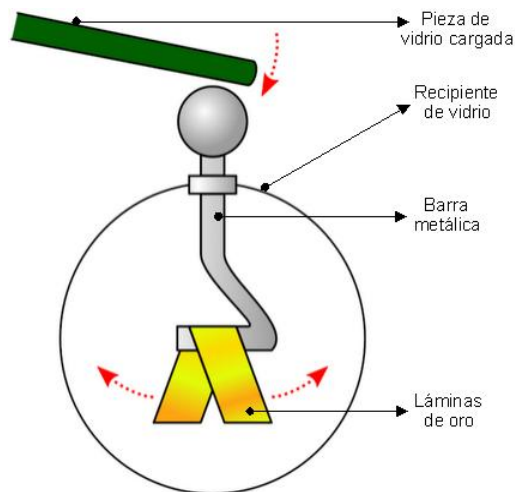


Figura 2.1: Electroscopio de panes de oro. Las dos laminillas de oro cuelgan de la barra metálica la cual se encuentra separada de la bombilla de cristal por medio de un material aislante (normalmente caucho). Las laminillas pueden observarse a través del vidrio. Generalmente la bombilla de vidrio se encuentra unida eléctricamente a tierra.

La respuesta a esta interrogante fue formulada por Charles Thomson Rees

Wilson en Inglaterra. El método usado por Wilson consistía en montar un electroscopio cargado sobre un soporte aislante, dentro de un recipiente cerrado, y observar la rapidez a la cual el electroscopio perdía la carga eléctrica. Wilson tomó además la precaución de conectar el otro extremo del soporte aislante a una fuente de potencial equivalente al potencial inicial del electroscopio, de manera que la pérdida a lo largo del soporte tendiese a mantener la carga; así, la pérdida de carga observada se debería únicamente a su neutralización por iones recolectados del aire. Sin embargo, la conductividad del aire, en el interior del electroscopio, se encontró que era permanente a pesar de la continua extracción de iones de su interior por el campo eléctrico externo. A partir de esos resultados Wilson pensó en una *radiación extraña* que continuamente regeneraba los iones en el aire del interior del electroscopio [20].

Tras el descubrimiento de los rayos X por W. C. Röntgen en 1895 y la radiactividad, observada por primera vez, un año después por H. Becquerel. Se encontró que ambas radiaciones descargaban los electroscopios, de ahí que la supuesta “*radiación extraña*” de Wilson fuese atribuida de inmediato a la presencia de materiales radiactivos en la vecindad del electroscopio o en el material de las paredes con que había sido construido. Para probar esa hipótesis se construyeron electroscopios de diferentes materiales, observándose que, en efecto, la ionización variaba con el tipo de material empleado en su construcción, y que ésta se podía reducir aún más si el instrumento era cubierto con gruesas capas de plomo o con agua.

Por otro lado, si la radiación responsable de la descarga en los electroscopios provenía de materiales radiactivos en la vecindad del electroscopio, esta radiación debía provenir de la superficie terrestre, y en consecuencia, el grado de ionización debía de disminuir a medida que se incrementara la altura sobre la superficie terrestre. Sin embargo, los experimentos siguieron mostrando una conductividad residual significativa. Por ejemplo, T. Wulf y A. Gockel entre 1910 y 1911, realizaron vuelos a diferentes alturas y encontraron que la ionización en efecto decrecía con la altura, pero sólo ligeramente, mucho menos de lo que se esperaba.

Más tarde entre 1911 y 1913, Victor Franz Hess emprende una serie de diez ascensos en globo, llevando consigo varios electroscopios del tipo que Wulf usó para tomar lecturas simultáneas y estar seguro de que la información registrada fuese lo más exacta posible. Los electroscopios fueron construidos de manera que estuviesen herméticamente cerrados, así se aseguraba que la presión interna del gas permaneciese constante a cualquier altura, es decir, la sensibilidad de los instrumentos era independiente de la altura. A los 500 metros observó que la ionización era, en promedio, aproximadamente dos veces menor que en la superficie, a los 1500 metros era igual, y a partir de los 1800 metros el aumento en ésta era evidente. A los 3500 metros, el incremento era del orden de cuatro veces y a los 5000 metros llegaba a 16 veces. Cabe destacar que los resultados no mostraron

diferencia alguna entre el día y la noche [20].

De acuerdo con Hess, era imposible una explicación del aumento de la ionización con el incremento de la altura que se basara en la acción de sustancias radiactivas. Las emanaciones de radón y otras sustancias radiactivas en la atmósfera, “no podían producir ni siquiera un veinteavo del menor efecto observado a una altura de uno o dos kilómetros”. De ahí que para interpretar sus resultados tuviese que recurrir a una novedosa hipótesis, en la que proponía la existencia de una radiación muy penetrante, hasta ese entonces desconocida, que llegaba a la atmósfera desde afuera, es decir, del espacio exterior, y que no podía ser de origen solar dado que no se observaba diferencia alguna entre la ionización medida durante el día y la noche. Esta radiación pronto llegaría a ser conocida como “*radiación cósmica*”. Veinticuatro años más tarde, Hess recibiría por ese descubrimiento el Premio Nobel de Física; un descubrimiento que desempeñaría un papel extraordinario en el desarrollo de la física moderna.

En Alemania, W. Kolhörster, extendió las observaciones de Hess a alturas mucho mayores y confirmó que la ionización continuaba aumentando al menos hasta los 9300 metros de altura. Las lecturas de sus aparatos indicaban que la ionización a esa altura era 50 veces mayor que en la superficie. Aun cuando estas observaciones pudieron haberse considerado como una prueba irrefutable de la hipótesis de Hess, muchos físicos no quedaron convencidos del origen cósmico de esta radiación. Se arguyó que la fuente de ésta podría estar en la misma atmósfera. Por ejemplo, Charles Thomson R. Wilson, el inventor de la cámara de niebla¹ y uno de los expertos en el fenómeno de la ionización, sugirió que esa radiación podía ser producida por tormentas eléctricas a grandes alturas en la atmósfera, pero Hess ya había demostrado que la radiación, en general, era bastante uniforme, a pesar de la limitada exactitud de los instrumentos de esa época. Dicha radiación llegaba durante el día y la noche, en verano e invierno, lloviese o no, y cambiaba muy poco de un día a otro, así como de un lugar a otro a la misma latitud.

Otro físico que no estaba de acuerdo con la hipótesis de Hess fue Robert Andrews Millikan, de 1923 a 1926 Millikan y sus colaboradores emprendieron una serie de nuevos experimentos con objeto de determinar si los resultados de Hess y otros investigadores eran correctos. En sus experimentos midieron la intensidad de la radiación tanto a grandes alturas (15.5km) como por debajo del agua. Pero sin duda el experimento que permitió comprobar y convencer a Millikan de que esta radiación provenía del Universo y que no era de origen terrestre, fue el que se llevo a cabo en los lagos Muir y Arrowhead (California), a 3590 metros y

¹La cámara de niebla es un detector en cuyo interior se tiene un gas y un vapor saturado. Cuando el gas se expande súbitamente se crea un estado de sobresaturación. Si en ese momento una partícula cargada atraviesa la cámara, los iones creados en el gas, a lo largo de la trayectoria de ésta, actuarán, como centros de condensación y se formarán en ellos unas gotitas que harán visible el paso de la partícula. Consulte la sección 5.1.2 para un mejor detalle de esta cámara.

2060 metros sobre el nivel del mar respectivamente. El experimento de Millikan consistió en colocar, como se muestra en la figura 2.2, electroscopios a los niveles E en ambos lagos, estando el del lago Muir dos metros más abajo que el del lago Arrowhead. Si no se creaban rayos cósmicos en el aire entre los dos lagos las intensidades medidas en ambos serían iguales. Sin embargo, si nuevos rayos (líneas punteadas) eran creados en la capa de aire, entonces el electroscopio en el lago Arrowhead registraría más rayos que el del lago Muir.

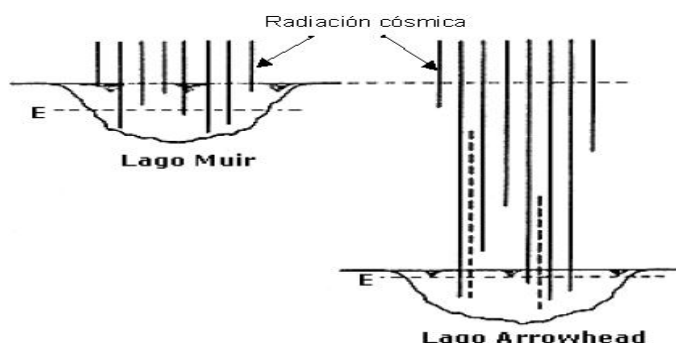


Figura 2.2: Lagos Muir y Arrowhead.

Cabe mencionar que los 1530 metros de aire sobre el lago Arrowhead con respecto al lago Muir, debidos a la diferencia de su altura sobre el nivel del mar, corresponden a un material absorbente que equivale a dos metros de agua para partículas que viajan verticalmente. De ahí que sumergiendo detectores a diferentes profundidades en los dos lagos (figura 2.2), Millikan encontrara que “dentro de los límites de error observacional, cada lectura en el lago Arrowhead corresponde a una lectura en el lago Muir dos metros más abajo”. En efecto, suponiendo que la intensidad inicial de los rayos cósmicos que entraba en la atmósfera terrestre fuera la misma en los dos sitios, este resultado demostraba que la capa de aire entre los dos lagos actuaba únicamente como absorbente y que en ella no se generaban rayos cósmicos. De esta manera mostraba que los rayos venían de arriba y que su origen era externo a la capa atmosférica [20].

En conclusión, los experimentos llevados a cabo en los lagos Muir y Arrowhead, convencieron al fin a Millikan, en el año 1926, del origen cósmico de esos etéreos rayos; fue él quien los bautizó con el nombre de “rayos cósmicos”. A partir de ese momento, el número de investigadores en este nuevo campo de la física se incrementó rápidamente, sin saber en realidad qué eran los rayos cósmicos.

2.2. Naturaleza de los rayos cósmicos

Tras el descubrimiento de los rayos cósmicos las investigaciones en ese momento se enfocaron principalmente a determinar la naturaleza física de estos,

había dos hipótesis sobre su naturaleza física; la primera de ellas era la radiación gamma γ , dado que este tipo de radiación era la más penetrante de todo el espectro electromagnético, era natural interpretar que la radiación cósmica se debía a rayos γ de muy alta energía. El otro candidato era la radiación β^2 proveniente de materiales radiactivos, la radiación corpuscular más penetrante conocida en aquel entonces era, sin embargo, absorbida en menos de $0.001m$ de plomo. Sin embargo, esta hipótesis que vinculaba los rayos cósmicos con las radiaciones corpusculares del tipo β parecía a simple vista improbable debido a su poco poder de penetración. El mismo Millikan supuso que los rayos cósmicos eran rayos γ de alta energía (los denominó ultra rayos- γ).

En el año de 1929 los físicos Walter Bothe y Werner Kolhörster habían observado que dos contadores Geiger-Muller, uno arriba del otro, separados por una corta distancia y conectado cada uno a un electroscoipo, a menudo se descargaban simultáneamente. Estas descargas, o coincidencias, no podían ser accidentales, dado que eran menos frecuentes cuando la distancia entre los contadores se incrementaba. En efecto un fotón podía, en principio, producir una coincidencia por un doble efecto Compton³ [Figura 2.3 (a)]. Sin embargo, dado que la probabilidad de una colisión Compton en la pared o en el gas del contador era muy pequeña, la probabilidad de dos colisiones de este tipo era, por lo tanto, despreciable. Bothe y Kolhörster concluyeron, acertadamente, que las coincidencias observadas debían ser debidas al paso de partículas individuales cargadas eléctricamente a través de los contadores [Figura 2.3 (b)]. Más aún, dichas partículas no podían ser partículas α^4 ya que las paredes de los contadores ($0.001m$ de espesor de zinc) detendrían todas esas partículas.

Por lo tanto, se necesitaba saber si estas partículas eran de origen secundario o si eran en realidad la misma radiación primaria que llegaba a nuestra atmósfera desde el espacio exterior. Para dilucidar este problema, Bothe y Kolhörster, instalaron dos contadores Geiger-Mueller, uno arriba del otro, dentro de una caseta rodeada por todos lados por $0.05m$ de hierro y $0.06m$ de plomo (Figura 2.4) [20]. La distancia entre los contadores era de $0.045m$ para así poder intercambiar material absorbente que tuviera ese mismo espesor entre los contadores. Con este dispositivo, para su sorpresa, observaron que la radiación cósmica producía simultáneamente señales en ambos detectores, incluso después de haber colocado $0.04m$ de plomo o $0.041m$ de oro entre ellos. Bothe y Kolhörster concluyeron que las partículas ionizantes no podían ser electrones de rechazo producidos en la interacción de radiación gamma con la materia (efecto Compton), ya que de

²La radiación β consiste en la emisión espontánea de electrones por parte de los núcleos atómicos.

³El efecto Compton consiste en la colisión de dos partículas: un fotón y un electrón. Al chocar el fotón con un electrón cede a éste parte de su energía y sale desviado en otra dirección, pero con menor energía de la que traía originalmente (Sección 4.2.2). Cuando la interacción es con un electrón de un átomo, éste puede ser liberado.

⁴Las partículas alfa (α) son núcleos ionizados de Helio-4.

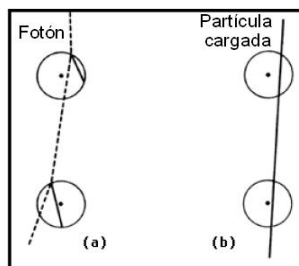


Figura 2.3: Coincidencias producidas por fotones y partículas cargadas. En el primer caso (a) un fotón puede producir un electrón Compton en el contador de arriba y otro en el de abajo provocando que se descarguen simultáneamente ambos contadores. En el segundo caso (b) toda partícula cargada que atraviese ambos contadores producirá una coincidencia.

otra manera el poder de penetración de dicha radiación debía ser muy grande y no existía en esa época razón alguna para suponerlo. Más aún, pensaron que los rayos cósmicos primarios eran partículas cargadas y que las que observaron en su experimento, cerca del nivel del mar, eran parte de esos rayos cósmicos primarios que habían sido capaces de atravesar la atmósfera.

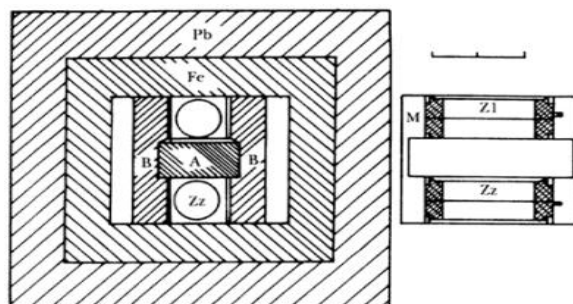


Figura 2.4: Arreglo utilizado por Bothe y Kolhörster para dilucidar la naturaleza corpuscular de la radiación cósmica.

2.2.1. Observaciones sobre la producción de chubascos

La técnica de Bothe y Kolhörster de usar dos o más contadores operando en coincidencia recibió el nombre de **telescopio contador**. Este tipo de telescopio no solo permitió mostrar que lo que llega a la superficie eran partículas, sino también observar la dirección en que dichas partículas viajaban. Una aplicación importante de éste, consistió en colocar un conjunto de contadores Geiger inclinados a 90° con la vertical, operando en coincidencia y colocados de manera que una sola partícula proveniente de arriba y viajando en línea recta no pudiera descargarlos, sin embargo, de vez en cuando se observó que dichos telescopios se

descargaban simultáneamente. Esto implicaba que las partículas de la radiación cósmica que estaban observando en la superficie no siempre llegaban solas, sino que a veces lo hacían como miembros de cierto grupo que viajaban más o menos verticalmente, pronto este grupo de partículas recibiría el nombre de **chubascos de rayos cósmicos**⁵.

Bruno Rossi interesado en la producción de chubascos por los rayos cósmicos, realizó una serie de experimentos, que consistían en colocar tres contadores Geiger en una configuración triangular, como se muestra en la figura 2.5, de manera que la descarga de los tres sólo podía ser causada por un chubasco que contuviese al menos dos partículas, incluyendo la incidente, o por el caso poco probable, de dos partículas independientes pasando a través del aparato casi simultáneamente. Con este arreglo experimental Rossi observó 6.75 coincidencias triples por hora, más aún, cuando colocó una placa de 0.01m de plomo sobre ellos, el número de triples coincidencias aumentaba a 14.1 por hora. Esto implicaba que la mayoría de las coincidencias observadas con el plomo en su lugar, se debía a chubascos de partículas provenientes de la interacción de los rayos cósmicos con el mismo plomo.

Al estudiar Rossi el número de coincidencias como función del espesor de la placa, Rossi encontró que dicho número se incrementaba rápidamente hasta alcanzar un máximo para un espesor de la placa entre 0.01m y 0.02m. Después de ese máximo, la curva (como puede verse en la figura 2.5), decrece con rapidez para después hacerlo más lentamente a medida que el espesor seguía incrementándose.

El experimento llevado a cabo por Rossi fue crucial, ya que de cierta manera nos mostraba que era posible crear en el laboratorio chubascos en capas de plomo, lo que nos lleva a la conclusión directa, de que muchas de las partículas detectadas en la superficie terrestre (con ayuda de un telescopio contador) tienen su origen en la atmósfera, en otras palabras, las partículas que nos llegan son de origen secundario.

2.2.2. Radiación cósmica primaria

La radiación cósmica consiste en su totalidad de diferentes *partículas primarias* que llegan al tope de la atmósfera, así como el conjunto de *partículas secundarias* producidas en la atmósfera por interacciones nucleares entre las partículas primarias y los núcleos atmosféricos. Cabe señalar que a finales de la década de los cuarenta muchos científicos creían, consciente o inconscientemente, que la radiación cósmica primaria estaba constituida principalmente de electrones. Hoy en día sabemos que elementos con carga tan grande como $Z \simeq 90$

⁵Las primeras observaciones de estos chubascos las realizó, en 1929, el físico ruso D. Skobeltzin al observar las trayectorias de algunas partículas negativas (con energías mucho mayores que la de los rayos β ordinarios) que aparecían simultáneamente en las fotografías que había tomado en una cámara de niebla.

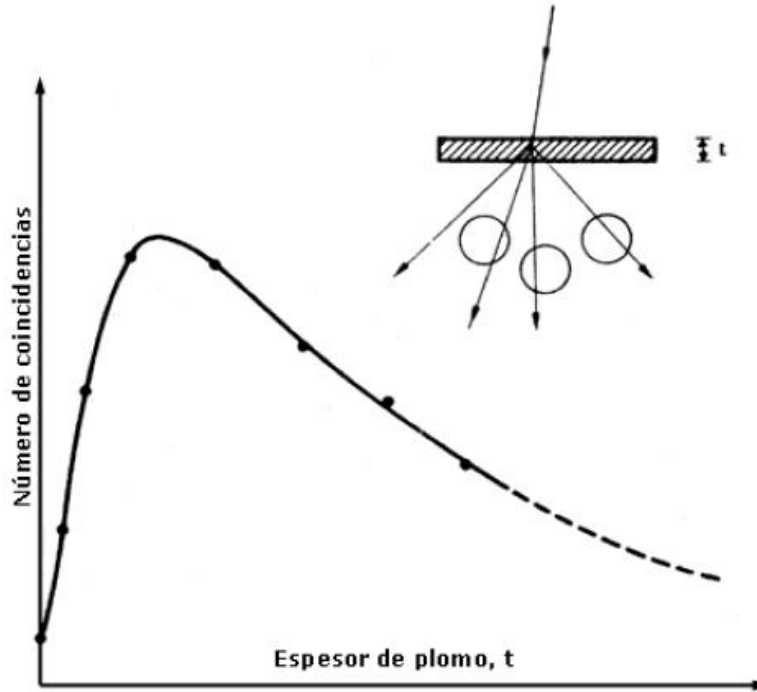


Figura 2.5: Número de coincidencias de un grupo de contadores como función del espesor de la placa de plomo colocada arriba de ellos. El arreglo usado por Rossi se muestra en la parte superior.

han sido encontrados en la radiación cósmica primaria, en otras palabras, cerca del 97% de las partículas primarias son núcleos desprovistos de sus electrones y menos del 3% son electrones. De estos núcleos 93% son protones, 6.3% son núcleos de Helio y menos del 1% restante corresponde a núcleos pesados.

El cuadro 2.1 muestra las abundancias relativas de los elementos encontrados en la radiación cósmica primaria. Los diferentes grupos se identifican de acuerdo con el número atómico (Z); la nomenclatura usada sigue el siguiente esquema: Hidrógeno ($Z = 1$); Helio ($Z = 2$); elementos ligeros L, ($Z = 3 - 5$); elementos medianos M, ($Z = 6 - 9$); y los pesados H, ($Z \geq 10$). Subgrupos del último es el de los elementos muy pesados VH, ($Z = 20 - 30$); y los recién detectados VVH, ($Z = 31 - 92$); elementos más pesados que los del grupo de Hierro y que llegan hasta los elementos transuránicos, han sido denominados *superpesados* SH, ($Z \simeq 100$) [20].

Como un dato adicional sobre la composición de los rayos cósmicos primarios hay que mencionar que existen también componentes neutras en la radiación cósmica. Rayos γ (consulte la sección 2.3), neutrinos (ν_μ, ν_e, ν_τ) y neutrones (n), son generados hasta en el mismo Sol en lo que se conoce como *ráfagas o llamaradas solares*.

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

Cuadro 2.1: Abundancias relativas de los elementos de la radiación cósmica primaria y en el Universo. La composición de los rayos cósmicos se refiere a núcleos que tienen la misma energía por nucleón.

2.2.3. Radiación cósmica secundaria

Dado que dentro de los rayos cósmicos primarios los más abundantes son los protones (véase cuadro 2.1), podríamos decir que la radiación cósmica primaria está constituida principalmente por protones, así pues, cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera, todo lo que sucede resulta de las colisiones de un protón con la materia del aire⁶. Dichas colisiones pueden ser de dos tipos: con la estructura electrónica del átomo, o con el mismo núcleo.

Las colisiones del primer tipo, las más frecuentes, generalmente dan lugar a que un electrón sea liberado de la estructura del átomo “blanco”. Este es el mecanismo que conocemos como *ionización*, la energía transferida en cada colisión está relacionada mucho más con la energía de amarre de los electrones del átomo, que con la energía de la partícula primaria (siempre y cuando su energía sea mucho mayor), y varía poco de una sustancia a otra: para muchos materiales es de aproximadamente 30eV.

Las colisiones del segundo tipo (colisiones nucleares), se deben al “choque directo” entre un rayo cósmico primario (normalmente un protón) y el núcleo de un átomo atmosférico, este tipo de colisión es menos común, pero involucran cambios de energía muy grandes y es únicamente en este tipo de colisiones donde el número de partículas secundarias cargadas puede incrementarse.

Ahora bien, cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el

⁶En promedio, los protones chocan después de haber atravesado aproximadamente $800kg/km^2$ de materia, o alrededor de un catorceavo de la masa total del aire sobre el nivel del mar, por lo tanto, la probabilidad de que un rayo cósmico escape de una colisión nuclear y llegue al nivel del mar es prácticamente cero, contrario a la idea que tenían Bothe y Kolhóster de que habían observado rayos cósmicos primarios en su arreglo experimental con los contadores Geiger (véase figura 2.4).

núcleo de un átomo atmosférico existen tres modos (véase figura 2.6) a través de los cuales la partícula primaria cede su energía a los átomos que forman parte de la atmósfera: vía la componente *nucleónica o hadrónica*, la componente *dura o mesónica* y la componente *blanda o electromagnética*.

NOTA: Dependiendo de la energía que porte la partícula primaria, predomina uno de los tres mecanismos de conversión de energía primaria en una componente secundaria. Además, debido a la energía tan grande de la partícula incidente, la mayor parte de las partículas secundarias que se producen se propagan en la misma dirección que la de la partícula primaria.

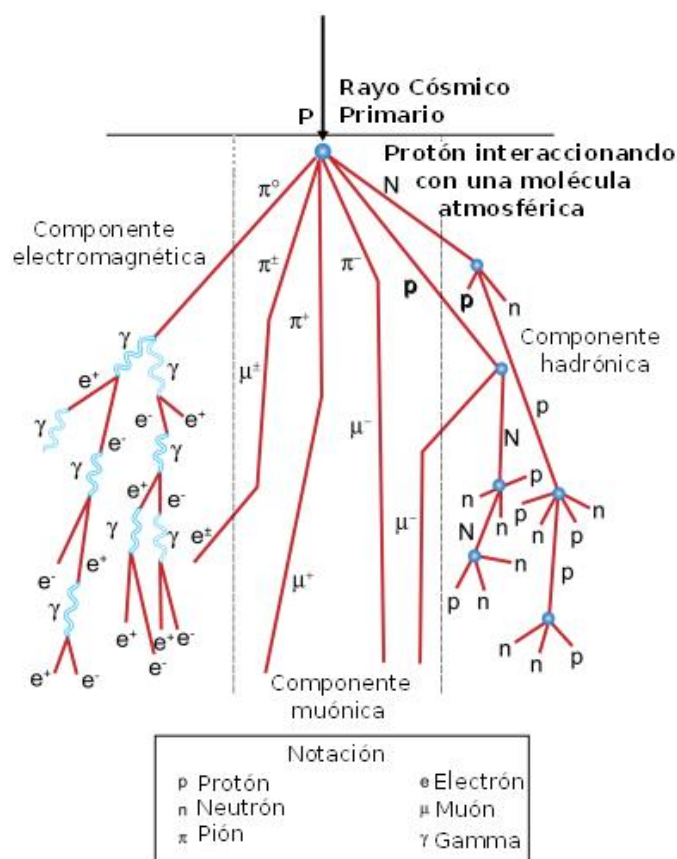


Figura 2.6: Producción de partículas secundarias a través de la atmósfera.

La componente hadrónica está constituida de neutrones (n) y protones (p), que son producto de la desintegración de un átomo atmosférico por una partícula primaria de baja energía. Sin embargo, estos nucleones, de energía menor que la de la partícula primaria, tienen suficiente energía como para actuar como si fuesen partículas primarias e interactuar con nuevos átomos atmosféricos, dando lugar así, a lo que se conoce como *proceso de cascada*. Para energías mucho mayores correspondientes a la partícula primaria, las interacciones nucleares no

son elásticas, es decir, la energía total que traía la partícula primaria no es igual a la de los nucleones producidos en la desintegración nuclear. Parte de esta energía se ha ido en la creación de un nuevo tipo de partículas y en proveerles la energía cinética con la cual se alejan del punto donde ocurrió la interacción. Son estas nuevas partículas, los mesones (π) o piones, y en lo que se convierten, lo que determina casi toda la radiación cósmica secundaria que observamos al nivel del mar.

Los piones al igual que todas aquellas partículas que son creadas en interacciones nucleares son inestables, esto quiere decir, que estas partículas inestables tienen que decaer en algún tipo de partícula estable ya sea en uno o varios pasos. Los piones, en particular, existen en tres diferentes estados de carga, es decir, pueden tener carga eléctrica positiva (π^+), carga eléctrica negativa (π^-) o carga neutra (π^0). Los piones cargados decaen en mesones (μ) de la misma carga, los neutros decaen en rayos gamma (γ), los cuales mediante una sucesión de procesos electromagnéticos dan lugar a un gran número de partículas que se extienden sobre grandes áreas, en efecto, el número de partículas es proporcional a la energía primaria⁷.

La componente blanda o electromagnética está formada fundamentalmente por electrones (e^-) y positrones (e^+) resultantes del decaimiento de los mesones (μ^\pm , positivos y negativos), procesos de ionización, producción de pares⁸ y de las cascadas fotón-electrón. Los positrones (e^+) resultantes del decaimiento de mesones positivos (μ^+) y de la producción de pares tienden a desaparecer en la atmósfera a través de procesos de aniquilamiento con electrones (e^-) de los átomos de aire. Los electrones (e^-) producto del decaimiento de los muones negativos (μ^-) pueden ser lo suficientemente energéticos como para iniciar un chubasco.

Del carácter de la producción de partículas y de los procesos de decaimiento, el máximo flujo de rayos cósmicos se obtiene a una altura aproximada de 6km , sin embargo, la composición correspondiente a la radiación cósmica secundaria varía con la profundidad atmosférica o la altura. Especialmente es variable el contenido de neutrones de la componente hadrónica, esto debido al decaimiento de neutrones y en parte a reacciones nucleares. Al llegar el flujo de rayos cósmicos a las capas bajas de la atmósfera, el flujo decrece rápidamente debido a la absorción por parte de la atmósfera.

2.3. Los rayos gamma (γ)

Los rayos cósmicos son acelerados en escenarios astrofísicos donde se liberan grandes cantidades de energía, de la cual toman sólo una pequeña porción, el

⁷Para un mejor detalle de estos procesos consulte la sección 4.6.

⁸Véase sección 4.2.3.

resto es emitido en forma de *ondas electromagnéticas* (o fotones⁹), dentro de este espectro electromagnético se encuentra lo se conoce como radiación gamma o rayos gamma. Como sabemos las ondas más largas (de menor frecuencia) son las ondas de radio, cuya longitud de onda puede ser desde unos mil kilómetros hasta unos cuantos metros. Entre $1m$ y $0.001m$ se encuentran las microondas. Con longitudes de onda más pequeñas, desde $10^{-3}m$ hasta $7 \times 10^{-7}m$, se encuentran los rayos infrarrojos. Sigue después la parte que conocemos como luz o región visible del espectro, que va desde el rojo ($7 \times 10^{-7}m$) hasta el violeta ($4.5 \times 10^{-7}m$). Las ondas electromagnéticas de frecuencias más altas que las visibles son: los rayos ultravioleta (de $4 \times 10^{-7}m$ a $1.5 \times 10^{-8}m$), los rayos X (de aproximadamente $10^{-8}m$ hasta $10^{-10}m$) y los rayos γ , que llegan a tener longitudes de onda de hasta $10^{-13}m$. En la figura 2.7 se muestra el espectro electromagnético.

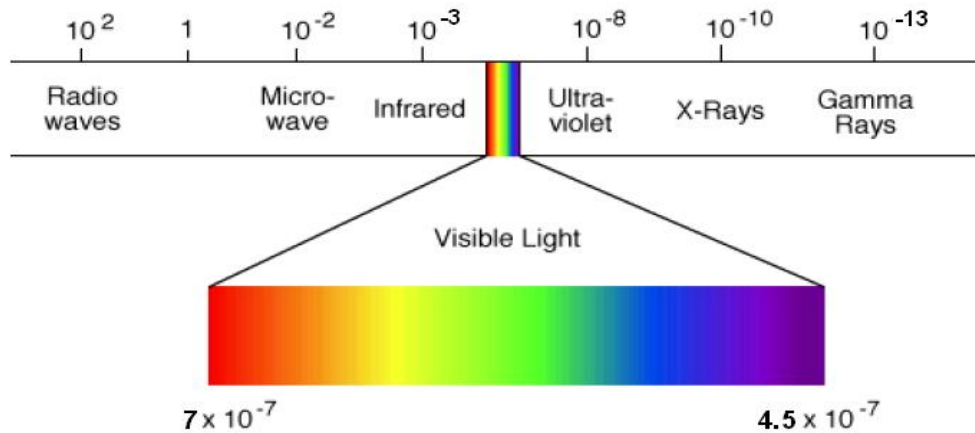


Figura 2.7: Espectro electromagnético desde ondas de radio a rayos gamma.

2.3.1. Rango de energías

Como lo mencionamos en el párrafo anterior, las ondas de radio, la luz visible, los rayos X y los rayos gamma (γ) se diferencian entre sí por su longitud de onda (λ) o, equivalentemente, la energía del fotón en cuestión. Por ejemplo, la energía de la luz visible es de aproximadamente $2eV$ (luz roja) y $3eV$ (luz violeta). La luz ultravioleta puede tener una energía de $10eV$. De la emisión cósmica electromagnética, la porción más energética corresponde a los rayos X y a los rayos gamma (γ). Los rayos X tienen energías de centenares o miles de eV , y traspasan la piel y materiales delgados sin mayor dificultad. Los rayos gamma son los fotones

⁹La luz, y todo el espectro electromagnético, es una *dualidad*, onda y partícula al mismo tiempo. Así pues, a un electrón puede asociársele una longitud de onda que resulta ser proporcional a la energía de éste y una onda electromagnética puede ser considerada como una “partícula” llamada fotón o un cuanto de luz.

de mayor energía, y en particular HAWC estudiará el cielo detectando fotones con energías de billones (millones de millones) de eV . Dentro del estudio de los rayos gamma (γ), existen varios rangos de energía para su respectivo análisis. El intervalo de energía para los rayos gamma va de los $100KeV$ hasta los $100EeV$.

El rango que va desde $100KeV$ hasta $30MeV$ es conocido como el rango de energía media, **ME** por sus siglas en inglés (Medium Energy). La interacción Compton domina en este intervalo por lo que se utilizan telescopios tipo Compton para su estudio. De $30MeV$ hasta $100GeV$ se conoce como intervalo de alta energía **HE** (High Energy). En este intervalo se utilizan telescopios satelitales que identifican el proceso de producción de pares pues es la interacción dominante. El rango que va de $100GeV$ hasta $100TeV$ se denomina de muy alta energía, **VHE** (Very High Energy). De igual forma el proceso sobresaliente es el de producción de pares. Los telescopios en el rango de VHE utilizan la cascada electromagnética generada en la atmósfera para detectar los rayos gamma. Entre $30TeV$ y $30PeV$ se tienen los rayos gamma ultra energéticos **UE** (Ultra Energy). Por último, se tiene el intervalo arriba de $30PeV$ que se conoce como extremadamente energéticos **EE** (Extremely Energy). En la actualidad no existe evidencia experimental de rayos gamma ultra energéticos (UE) y rayos gamma extremadamente energéticos (EE) [23].

2.3.2. Las primeras observaciones de rayos gamma

Los primeros experimentos en busca de rayos gamma (γ) cósmicos fueron llevados a cabo en 1949 por Hulsizer y Rossi, quienes utilizaron una cámara de ionización a bordo de un cohete donde midieron flujos apreciables de rayos (γ) en la alta atmósfera, sin embargo, no fueron capaces de determinar la energía de estos. El primer experimento que demostró la existencia de fotones con energías mayores a $50MeV$ fue el que se llevó a cabo a bordo del satélite *OSO – 3* (Observatorio Solar en Órbita)[3], la figura 2.8(a) muestra el satélite OSO-3. Más tarde, ocurrió el hallazgo más importante en la historia de la astronomía de rayos (γ), fue la detección de explosiones de rayos (γ) (los GRBs por sus siglas en inglés Gamma Ray Bursts), este experimento se hizo a bordo del satélite *Vela-5B* en 1973[3], la figura 2.8(b) muestra el satélite Vela-5B. De hecho, una de las metas importantes del observatorio HAWC es el de detectar explosiones de rayos gamma o GRBs¹⁰. El primer hallazgo de fotones con energías mayores a $100GeV$ ocurrió hasta 1983, cuando un grupo de científicos, uno en Kiel, Alemania Federal, y otro en Heverah Park, en Inglaterra, detectaron una fuente de rayos γ de muy alta energía (VHE) proveniente de *Cygnus X-3*.

No obstante, no es fácil (incluso hoy en día) detectar rayos gamma de alta energía, debido en primera instancia al alto flujo producido por las interac-

¹⁰Véase la sección 3.1.2 para conocer los objetivos de HAWC y la página 29 para una explicación breve de GRBs.

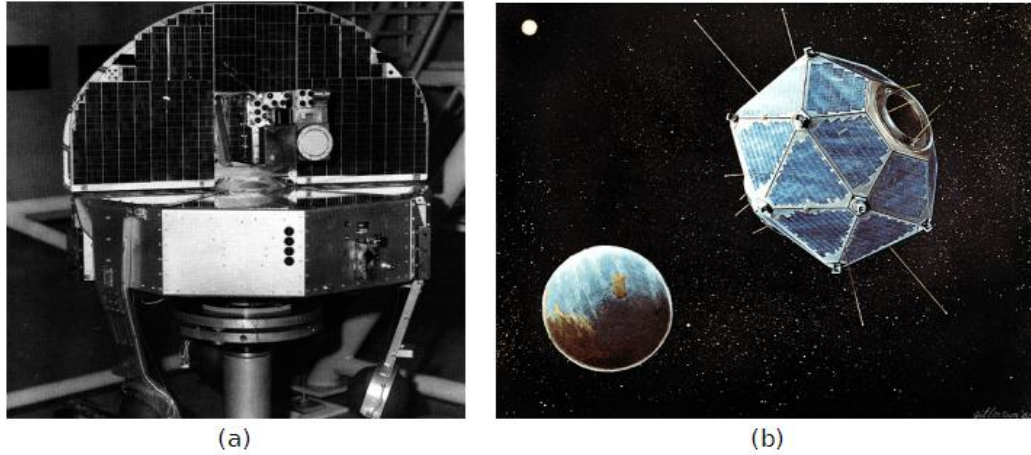


Figura 2.8: (a) Satélite OSO-3, el primero en medir rayos gamma con energías mayores a 50MeV . (b) Satélite Vela-5B, el primer satélite en detectar explosiones de rayos gamma.

ciones de los rayos cósmicos cargados con los núcleos atmosféricos, además de que, el número de rayos gamma con energías mayores a TeV es solamente una diezmilésima del flujo de partículas primarias cargadas, adicionalmente, su detección depende mucho en medida del diseño y construcción del detector.

Así pues, existen diferentes formas para detectar rayos gamma y esto depende en gran medida de la energía que posean, por ejemplo, el detector más usado en la región de 0.1MeV hasta algunas decenas de MeV es el llamado *detector de centelleo*¹¹. Más allá de los 50MeV se utilizan en forma más común arreglos más elaborados con detectores denominados *cámaras de chispa*¹², con este tipo de detectores se han llegado a obtener resoluciones de hasta 0.5° en un pequeño rango alrededor de los 300MeV . Como es el caso del satélite europeo *COS-B*, que estuvo en operación de 1975 a 1982, y que proveyó el primer mapa completo de la galaxia en rayos gamma, además de la observación de púlsares de rayos gamma (sistemas binarios). La figura 2.9 muestra el satélite COS-B.

Cuando un flujo de fotones con energías mayores a 100GeV interaccionan con los átomos de la atmósfera estos son capaces de iniciar chubascos atmosféricos¹³, así pues, una técnica que nos permite detectar estos chubascos consiste en registrar la radiación Cherenkov emitida por las partículas de la atmósfera que fueron polarizadas debido al paso de partículas cargadas cuya velocidad es mayor que la velocidad de la luz en el aire. Esta radiación se emite dentro de un pequeño cono cuya apertura es menor a medida que la energía de la partícula radiante es mayor; la extensión lateral de uno de estos chubascos es del orden de unos 300 metros.

¹¹Para una descripción detallada del detector de centelleo consulte la sección 5.1.7.

¹²Para una descripción breve de la cámara de chispas consulte la sección 5.1.4.

¹³Véase la sección 4.6.



Figura 2.9: Satélite de rayos gamma COS-B.

Por medio de grandes espejos parabólicos colocados en la superficie terrestre es posible enfocar esta radiación a un arreglo de fotomultiplicadores que registran la señal recibida (véase el diagrama de la *técnica Cherenkov* mostrada en la figura 2.10). Debido a que la luz de Cherenkov es muy débil este tipo de experimentos pueden ser llevados a cabo sólo en noches de luna nueva y la mínima energía que debe tener el fotón incidente para poder ser distinguido del ruido producido por la luz de la estrellas es de TeV . Sin embargo, una ventaja fundamental de estos chubascos gamma (γ) sobre los extensos chubascos producidos por partículas cargadas es la posibilidad de identificar fuentes de rayos cósmicos, pues los rayos gamma (γ) no son afectados por los campos electromagnéticos que atraviesan en su camino hacia la tierra.

2.3.3. El origen de los rayos gamma

Las primeras observaciones de rayos gamma junto con los arreglos experimentales para su detección representan el primer paso importante hacia la solución del problema de su origen. Sin embargo, debido a las dificultades ya mencionadas para detectar rayos gamma (γ) en las inmediaciones de la tierra, y a pesar de que se conocen ya algunas fuentes discretas como los pulsares de la nebulosa del Cangrejo y Vela, hoy en día han sido múltiples los intentos por explicar cómo es posible producir fotones con enormes energías, dónde se produce esta radiación

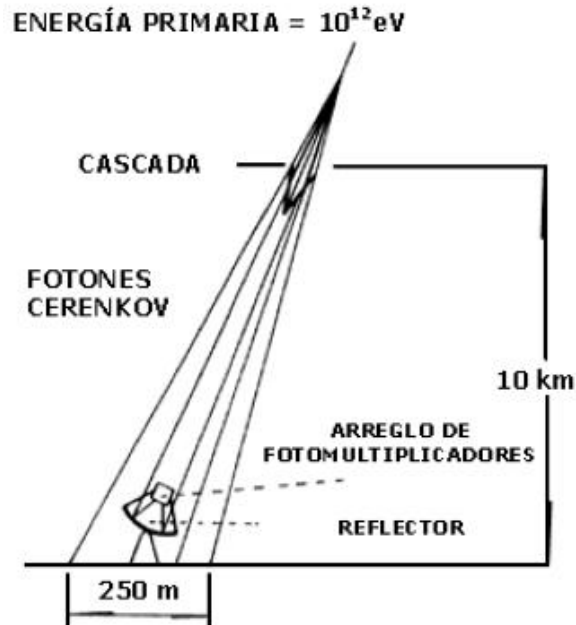


Figura 2.10: Diagrama en el que se muestra un detector de radiación Cherenkov de pequeños chubascos atmosféricos.

y cuándo fue producida.

Una de las posibles teorías que explica el origen de esta radiación, al menos en el rango que va desde 10MeV hasta unos cuantos GeV , describe que esta radiación es producida en su mayor parte en colisiones inelásticas de rayos cósmicos con el material interestelar.

Las colisiones posibles entre rayos cósmicos cargados y material interestelar puede presentarse en **emisión de líneas** y **emisión continua**. La **emisión de líneas** se produce por transiciones entre distintos niveles de energía de los núcleos de ciertos elementos o bien cuando existe una colisión de frente entre un electrón y un positrón que produce una línea en 0.511MeV . Las colisiones nucleares que se piensan más plausibles son las de protones energéticos con diversos núcleos como O^{16} , Ne^{20} , Mg^{24} , Al^{26} , Si^{28} , todas estas colisiones producirían líneas en el rango de 1MeV a 10MeV ; sólo ha sido posible observar las de Al^{26} y Ne^{20} , en 1.809MeV y 1.369MeV respectivamente, ambas procedentes del plano de nuestra galaxia [20].

La **emisión continua** de rayos gamma (γ) puede darse en diversas circunstancias: **emisión bremsstrahlung**¹⁴, este tipo de emisión es una radiación electromagnética producida por la deceleración de una partícula cargada, como por ejemplo, un electrón cuando es desviado por otra partícula cargada o

¹⁴A la emisión Bremsstrahlung también se le conoce con el nombre de radiación libre-libre, véase sección 4.3.1.

un conjunto de partículas cargadas, en nuestro caso puede tratarse de plasmas calientes; y también por el **proceso compton inverso**, este proceso consiste en la transferencia de energía por parte de electrones (con velocidades relativistas) al interactuar con fotones provenientes de la luz estelar, produciéndose así fotones de rechazo de alta energía (en este caso el electrón cede parte de su energía al fotón). Estos electrones podrían ser producidos, por ejemplo, en remanentes de supernovas. Otro mecanismo que permite la emisión de rayos gamma es por medio de la **emisión sincrotrónica**, que es producida cuando los electrones energéticos giran alrededor de campos magnéticos muy intensos.

Los protones pueden también producir un continuo de rayos gamma (γ), esto al tener colisiones entre ellos o al romper núcleos de elementos más pesados de donde se liberan mesones π neutros que posteriormente decaen en fotones. Los fotones producidos por este mecanismo pueden ser desde $1MeV$ hasta de $1GeV$. Rayos gamma de energías más altas pueden generarse de la interacción de protones muy energéticos ($10^{20}eV$) con fotones relativistas ($10^{19}eV$); en energías más bajas es posible producirlos por el aniquilamiento de protones con su antipartícula. Aún cuando estos mecanismos son una posible manera de describir el origen de los rayos gamma, es natural pensar qué tipo de fuentes naturales en el Universo son capaces de producir fotones de alta y muy alta energía. Algunas fuentes probables son las supernovas, remanentes de supernovas, los púlsares, microcuasares, núcleos activos de galaxias y las explosiones de rayos gamma.

Una **supernova**, por ejemplo, es la explosión de una estrella masiva la cual es incapaz de sostener reacciones termonucleares en su núcleo denso en Hierro y Níquel. Esto es debido a que estos elementos ya no pueden fusionarse para dar más energía, sino por el contrario, requieren de energía para fusionarse en elementos más pesados, lo que conlleva al colapso del núcleo. En este proceso la estrella masiva emite fotones de tan alta energía capaces de desintegrar los átomos de Hierro en partículas alfa y neutrones, estas partículas son, a su vez, destruidas por otros fotones, generándose así una avalancha de neutrones en el centro de la estrella, los propios átomos de Hierro captan parte del inmenso flujo de neutrones, transformándose en elementos más pesados. Por otro lado, una fuerte emisión de fotones y neutrones son absorbidos por las capas interiores de la envoltura frenando así su colapso con el núcleo. Simultáneamente, la enorme densidad que alcanza el núcleo, constituido de núcleos pesados y electrones, provoca una nueva reacción. Los electrones del núcleo empiezan a interactuar con los protones de los núcleos atómicos para formar neutrones y neutrinos, por lo que a un tiempo dado el núcleo estelar se convierte en una masa de neutrones hiperdensa, provocando así un flujo explosivo de neutrinos (conocida como *neutrinosfera*). Posteriormente el frente de choque de neutrinos interactúan con las capas externas de material que caen hacia el núcleo, parte de la energía liberada en la explosión de neutrinos es transferida a las capas externas de la estrella, produciendo la explosión de su-

pernova. Cabe señalar que si la masa del núcleo colapsante es lo suficientemente pequeña, entre 1.5 y 2.5 masas solares, los propios neutrones podrán frenar el colapso; si no, seguirá contrayéndose hasta formar un **agujero negro**¹⁵, la figura 2.11, muestra las fases de producción de una supernova.

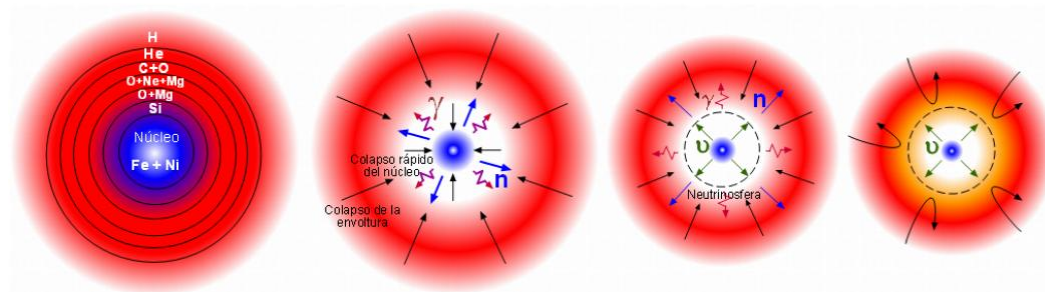


Figura 2.11: Fases de una supernova. La primera fase de la supernova es un colapso rápido del núcleo incapaz de sostenerse. Esto conlleva una fuerte emisión de fotones y neutrones que son absorbidos por las capas inferiores frenando así su colapso. Simultáneamente un frente de choque de neutrinos choca contra la cubierta y transmite su momento expulsando las capas y produciendo la explosión de supernova.

Así pues, si el núcleo de la supernova se transforma en un **agujero negro**, de sus polos brotarán dos jets de plasma relativista, estas intensas emisiones se producirían en la banda de frecuencias de los rayos gamma. Si no es así, el núcleo de la supernova podría colapsar en una estrella de neutrones en rotación, es decir, se forma un **púlsar**. Los púlsares poseen un intenso campo magnético (generado por la rotación de los protones y electrones que habitan la superficie de la estrella). Aunando a esto, tenemos su enorme densidad, por lo que si partículas cargadas desde el exterior (como moléculas de gas, polvo interestelar o rayos cósmicos), se acercan a la superficie del púlsar, estos son acelerados hacia los polos magnéticos de la estrella, provocando que se genere radiación en el rango de frecuencias del radio, rayos X o rayos gamma. La figura 2.12 muestra el púlsar de la Nebulosa de Cangrejo.

Como se explicó anteriormente, la explosión de la supernova provoca la expulsión de las capas externas de la estrella por medio de poderosas ondas de choque, enriqueciendo el espacio que la rodea con elementos pesados, estos residuos estelares en expansión se denominan **remanentes de supernovas SNR** (por sus siglas en inglés Supernova Remnant). Cuando el frente de onda de la explosión alcanza material del medio interestelar (nubes de gas, polvo o incluso rayos cósmicos) cercanas a la explosión, se producen colisiones nucleares, lo que da origen a rayos gamma de alta y muy alta energía, esto debido principalmente

¹⁵Esta frontera entre estrella de neutrones y agujero negro no está bien definida debido a la falta de entendimiento de los procesos del colapso de una supernova.



Figura 2.12: Púlsar de la Nebulosa de Cangrejo.

al decaimiento del π^0 , producto de estas colisiones.

Otro candidato que es considerado como una fuente emisora de radiación gamma son los **núcleos de galaxias activas AGN** (por sus siglas en inglés Active Galactic Nucleus). Los AGN son agujeros negros supermasivos en rotación, los cuales emiten chorros de partículas que se extienden sobre grandes distancias, emitiendo por lo tanto, grandes cantidades de energía. Estos chorros de partículas reciben el nombre de jets. Así pues, los rayos gamma (γ) son producidos por las partículas cargadas (electrones o protones) que son aceleradas en estos jets (radiación sincrotrón). O bien, estas partículas con grandes energías pueden transmitir parte de su energía a un fotón (efecto Compton inverso). Cabe señalar que al caer la materia en el agujero negro se forma un disco de acreción, el cual es perpendicular al eje de rotación. Se tiene la idea que cuando el agujero negro ha consumido todo el gas y polvo de su vecindad, la galaxia activa deja de emitir grandes cantidades de energía y se transforma en una galaxia normal¹⁶. La figura 2.13 muestra los componentes básicos de un núcleo activo de galaxia.

Cuando una estrella masiva está ligada gravitacionalmente con algún objeto compacto como: una estrella de neutrones o un agujero negro (ambos de tan solo unas cuantas masas solares), y están lo suficientemente cerca entre sí como para producir transferencia de materia de la estrella masiva hacia el objeto compacto (debido a la fuerza gravitatoria), esto produce un disco de acreción alrededor del objeto compacto, parte de esta energía se libera en forma de haces de partículas que viajan a velocidades cercanas a la de la luz, conocidos como jets bipolares (es decir, chorros de materia simétricos y opuestos), produciendo emisiones de radiación gamma (semejante a los jets de un núcleo activo de galaxia). A este tipo de sistemas compuestos se les conoce con el nombre de **microcuasares**.

¹⁶Este modelo se apoya en lo que parece ser un agujero negro supermasivo sin actividad en el centro de la Vía Láctea y otras galaxias cercanas.

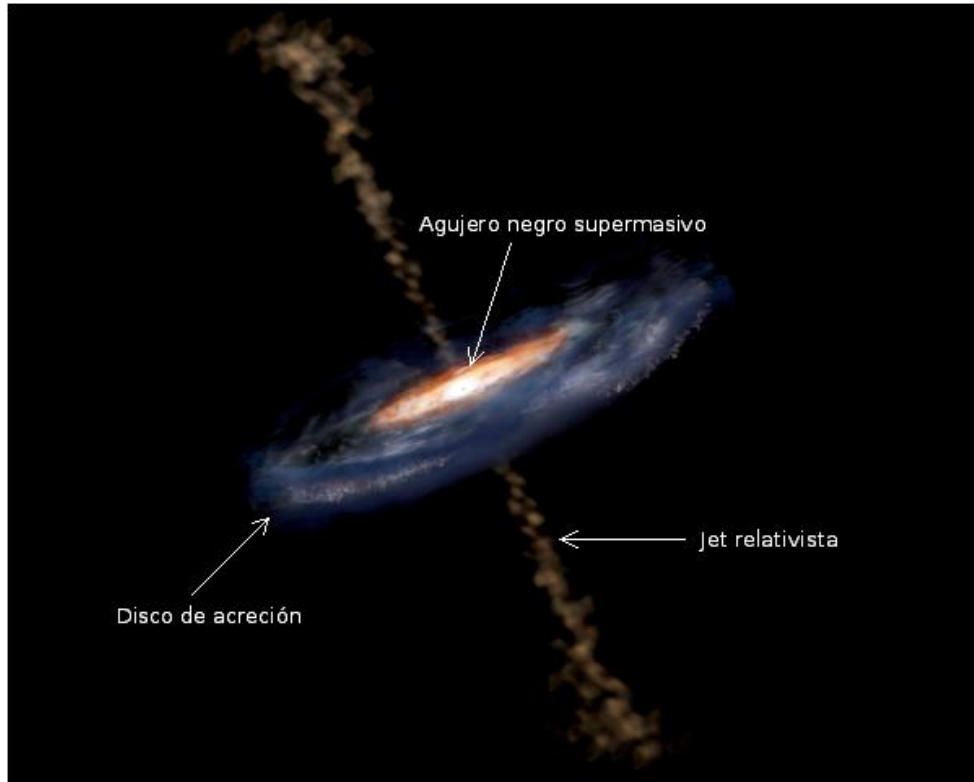


Figura 2.13: Componentes básicos de un núcleo activo de galaxia.

Finalmente tenemos a las explosiones de rayos gamma o GRBs (por sus siglas en inglés Gamma Ray Bursts), este tipo de fenómeno es el más energético conocido actualmente en el Universo y el menos comprendido. Los GRBs son potentes destellos transitorios de rayos gamma con una duración de fracciones de segundo hasta miles de segundos y de acuerdo a su duración los hay de dos tipos: explosión clásica (classical bursts), y explosión repetitiva (Soft Gamma Repeaters, SGRs). Para este tipo de fenómeno el rango de energías va de los keV hasta los TeV . Estas explosiones son interesantes por varias razones: primero, su problema de origen es desconocido; segundo, de alguna manera durante la explosión los rayos gamma se emiten de manera eficiente con baja energía de radiación, tercero, la variabilidad rápida en el tiempo (en escalas de menos de un milisegundo), indica fuentes de tamaño pequeño (decenas de kilómetros), sin embargo, la gran distancia a la fuente requiere de una gran liberación de energía (más de 10^{51} ergios, para una radiación isotrópica); lo que implica una enorme densidad de energía. Por último, si las explosiones de rayos gamma son extragalácticas (como parece ser el caso), nos pueden proporcionar información valiosa sobre la evolución del Universo. Actualmente se piensa que el origen de estos destellos de rayos gamma se debe a la formación de un agujero negro causado por la coalescencia de estre-

llas de neutrones en un sistema binario o al colapso de una estrella supermasiva.

Ya una vez visto los mecanismos y las fuentes productoras de rayos gamma (γ), resulta clara la importancia de su estudio en el contexto de la radiación cósmica; algunos de los escenarios donde éstos se producen deben ser también fuentes de partículas cargadas (los rayos cósmicos) y en el caso de los rayos gamma (γ) difusos, resultan ser un excelente “trazador” de la densidad de rayos cósmicos en nuestra galaxia pues, como vimos, los rayos gamma son el producto de las diversas colisiones de éstos con el material interestelar.

2.4. Observatorios modernos de rayos gamma

El objetivo principal de esta última sección es el de presentar las dos formas principales que existen en la actualidad para detectar y estudiar los rayos gamma (γ) de alta energía, me refiero a los telescopios espaciales de alta energía y los telescopios terrestres de muy alta energía, es importante destacar que el estudio de todas las radiaciones cósmicas de altas energías, como se vio en la sección anterior, es premisa fundamental para ayudar a resolver el problema del origen de los rayos cósmicos. Dentro del tercer capítulo hablaré detalladamente del observatorio HAWC, del primer prototipo HAWC (tema principal de este trabajo) y del segundo prototipo HAWC.

2.4.1. Telescopios espaciales de alta energía

Pese a que los rayos gamma son la forma de radiación electromagnética más energética, también son los más difíciles de hallar, esto es debido a que los rayos gamma son incapaces de atravesar la atmósfera de la Tierra. Es por esa razón que recurrimos a telescopios espaciales que nos permiten observarlos directamente desde el espacio, lo que nos ha permitido detectar un mayor número de rayos gamma o mejor dicho fuentes de rayos gamma. No obstante, incluso en el espacio las fuentes de rayos gamma son extremadamente débiles y requieren de largas observaciones para conseguir una detección significativa o una medida exacta de alguna fuente.

Afortunadamente, a partir del último decenio del siglo XX el número de rayos gamma observados aumento. El 5 de Abril de 1991, la NASA lanzó un nuevo y potente satélite, el **CGRO**[3] (por sus siglas en inglés Compton Gamma Ray Observatory). Este satélite se componía de cuatro potentes instrumentos: el BATSE (por sus siglas en inglés Burst Transient Source Experiment) orientado al estudio físico de los rayos gamma; el OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer) cuyo objetivo era estudiar los rayos gamma de baja energía; el telescopio Compton de imágenes para el estudio de los rayos gamma de energía media (COMPTEL); y el EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) para el estudio de rayos gamma de alta energía, es decir, rayos gamma cuya energía va de los 30MeV

hasta los 10GeV . Estos cuatro instrumentos eran capaces de cubrir un rango de hasta seis ordenes de magnitud en energía, de 30KeV a 30GeV . La figura 2.14 muestra el satélite CGRO.

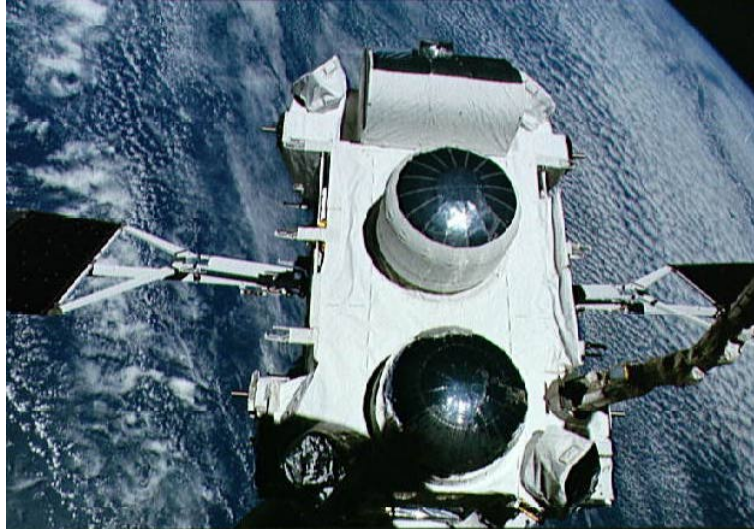


Figura 2.14: El satélite CGRO.

Así pues, el satélite de observación de rayos gamma Compton (CGRO) tuvo como meta principal estudiar los fenómenos celestes altamente energéticos, tales como: las ráfagas solares, las explosiones de rayos gamma, las estrellas de neutrones, explosiones de novae y supernovas, acreción de hoyos, emisiones de quásares, y la interacción de los rayos cósmicos con el medio interestelar. A continuación se dará una breve descripción de cada uno de los instrumentos que formaron parte del satélite CGRO.

- **El detector BATSE:** El detector BATSE consistía de ocho módulos detectores no colimados colocados en las esquinas del satélite CGRO (véase las figuras 2.15 y 2.19), esto para proveer una visión máxima de la esfera celeste. Cada módulo detector contiene dos detectores de centelleo de $\text{NaI}(\text{Tl})$ ¹⁷: un detector de gran área optimizado (LAD), para la sensibilidad y la respuesta direccional, además de un espectroscopio optimizado (SD), para tener una cobertura amplia de energía y una buena resolución de ésta. Este dispositivo está orientado, precisamente, al estudio de fenómenos relacionados con explosiones de rayos gamma o GRBs, y su objetivo principal fue el de monitorear toda la esfera celeste para energías alrededor de $20\text{KeV} - 600\text{KeV}$ y poder en efecto, detectar, localizar y estudiar estos misteriosos fenómenos.

¹⁷Cristal centellador de Talio dopado con Yoduro de Sodio.

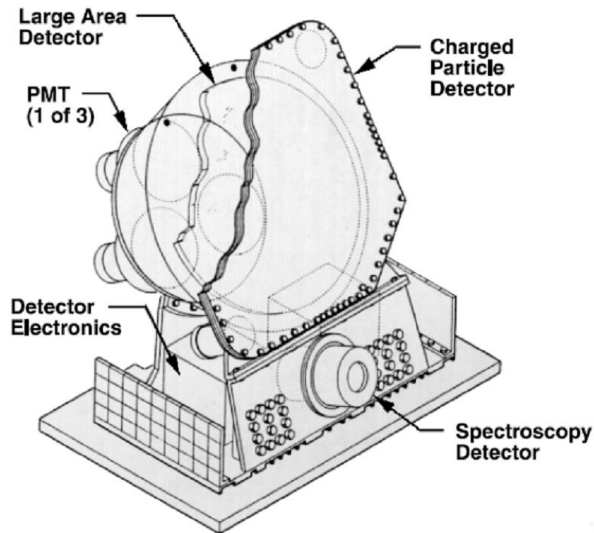


Figura 2.15: Componentes del detector BATSE.

- **El espectrómetro OSSE:** La figura 2.16 muestra los cuatro detectores de centelleo que son la parte principal del espectrómetro OSSE. Cabe señalar que el elemento primario de cada sistema detector es el cristal centellador $NaI(Tl)$, el cual permite tener una mayor área y una alta sensibilidad en la región de $0.05 MeV - 10 MeV$, en este rango de energías ocurren la mayoría de los procesos nucleares en los cuales se producen explosiones de rayos gamma. Para observaciones de rayos gamma solares, neutrones y emisiones de alta energía (por parte de púlsares con rangos de energía por encima de los $10 MeV$), el espectrómetro OSSE es un buen candidato para su estudio. Además, cada detector cuenta con un eje que orienta al sistema a moverse dentro de una gama angular de hasta 192° . Este tipo de movimiento le permite al espectrómetro la capacidad de precisar los objetivos de detección entre emisiones fuertes de rayos gamma que provienen de explosiones cercanas con aquellas que son débiles, y de sustraerse en las que emiten objetos que se encuentran fuera de sus rangos.
- **El telescopio COMPTEL:** El telescopio COMPTEL consta de dos conjuntos de detectores. En la parte superior, un centellador líquido, $NE 213A$ ¹⁸, en la parte inferior cristales centelladores de Yoduro de Sodio (NaI). Así, los rayos gamma son detectados por dos interacciones sucesivas: el primer centellador capta los rayos gamma, los cuales son dispersados por los electrones (efecto Compton), y redirigidos a un segundo centellador que los

¹⁸Líquido centellador usado para la detección de radiación alfa, beta, gamma, neutrones y para aplicaciones en la discriminación de alguna forma de pulso (PSD). Debido al alto contenido de Hidrógeno en estos centelladores, los neutrones rápidos se pueden detectar con alta eficiencia.

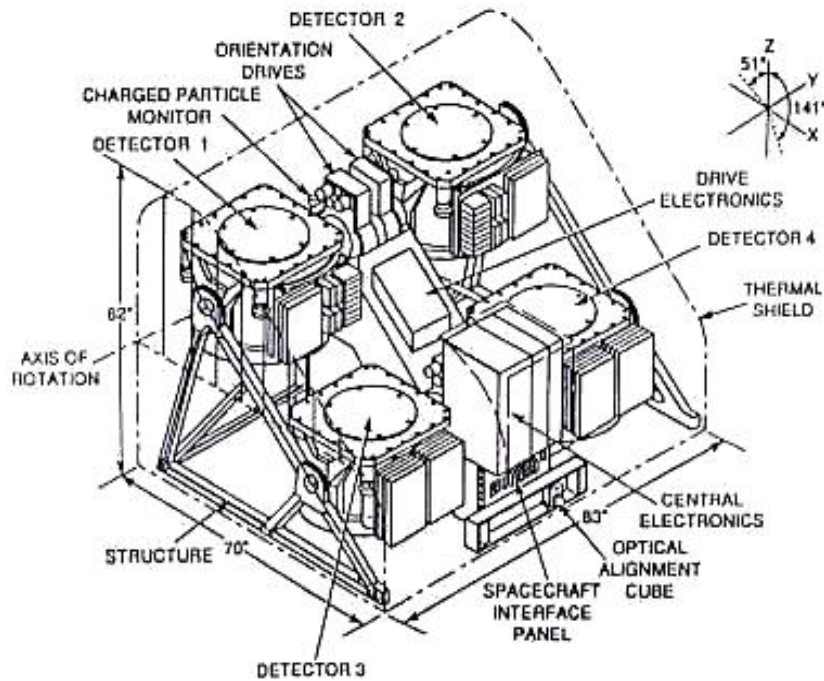


Figura 2.16: Componentes principales del espectrómetro OSSE.

absorbe en una segunda dispersión Compton. Las ubicaciones de las interacciones y las pérdidas de energía en ambos detectores son medidas. La precisión en la medición de estos parámetros determina la energía total y la resolución angular del telescopio. En otras palabras, COMPTEL es similar a una cámara óptica: el detector superior, análogo a la lente de una cámara, dirige la luz hacia el segundo detector en el que se absorbe el fotón dispersado, comparable a la película de la cámara. Aunque los fotones no se concentran, como en el caso de una cámara óptica, los datos obtenidos por COMPTEL pueden ser utilizados para reconstruir imágenes del cielo sobre un campo amplio de visión con una resolución de unos pocos grados. Un dibujo esquemático del telescopio COMPTEL se muestra en la figura 2.17.

COMPTEL es un telescopio que estudió los rayos gamma en el rango de energías de los 0.8MeV a los 30.0MeV . Logrando así estudiar fuentes discretas de rayos gamma galácticos tales como púlsares, remanentes de supernovas, fuentes de rayos X duros y rayos gamma de alta energía, incluyendo el estudio de la emisión difusa de la Galaxia. Igualmente estudió las fuentes de rayos gamma extragalácticas tales como galaxias activas cercanas, los cuásares y cúmulos de galaxias. Además de estudiar los rayos gamma y neutrones producidos por las llamaradas solares, se llevó a cabo un estudio

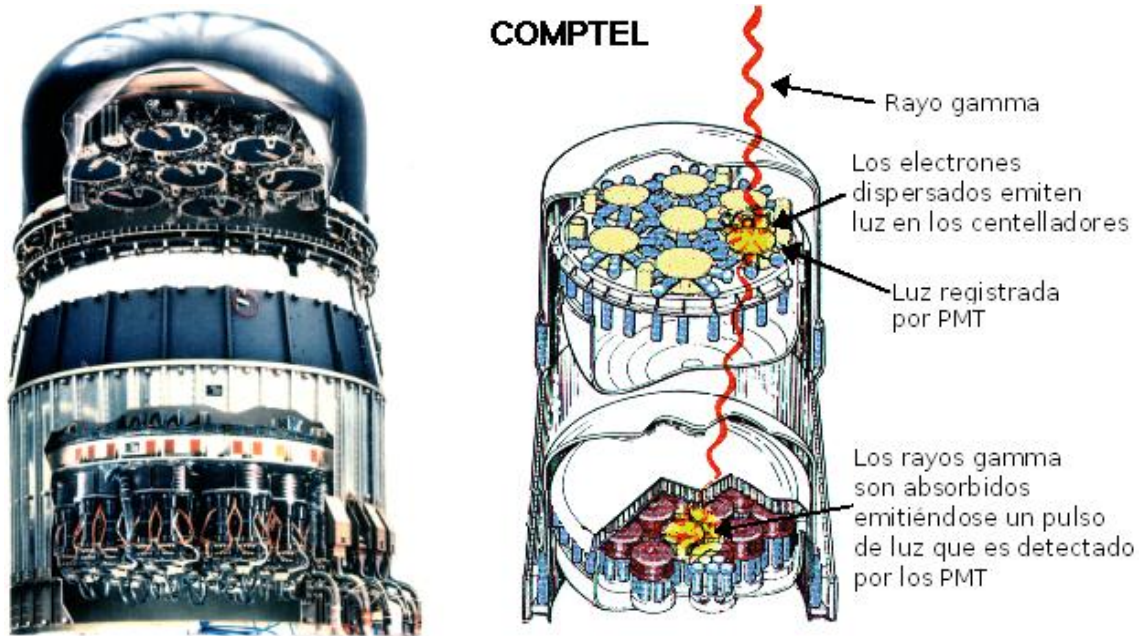


Figura 2.17: Componentes principales del telescopio COMPTEL.

en detalle de la historia temporal y los espectros para las explosiones de rayos gamma.

- **El telescopio EGRET:** El telescopio EGRET cubre la gama de energía más alta de todos los instrumentos que conformaron al satélite CGRO. Este telescopio cubría un rango de energías que va de los 20MeV hasta los 30GeV , con una resolución espectral de $20 - 25\%$ y una resolución angular de 0.5° para fuentes de emisión fuertemente energéticas ($\approx 5\text{GeV}$). EGRET detecta rayos gamma de alta energía utilizando una cámara de chispas que permite medir la dirección y un calorímetro de NaI(Tl) para medir la energía. Cuando un rayo gamma entra en la cámara llena de gas, se sumerge a través de veintiocho cámaras de chispas (muy juntas entre sí) formadas por placas de Tungsteno (véase figura 2.18), transformando así al fotón en un par electrón-positrón. Estas dos partículas siguen bajando a través de un centellador (el centellador superior), que emite un destello de luz cuando las partículas lo atraviesan. Las partículas continúan su trayectoria a través de un serie de cámaras de chispas (muy espaciadas), para pasar después por el segundo centellador (el centellador inferior). Ambos centelladores están conectados a un circuito electrónico que permite aplicar un voltaje (en menos de una millonésima de segundo) en cada conjunto de cámaras de chispa, provocando que se generen cortos circuitos “chispas” a lo largo de la huella ionizada dejada en el gas por las partículas. La trayectoria de las

partículas revela la dirección del rayo gamma de entrada. Finalmente, las partículas chocan con el calorímetro de $NaI(Tl)$, el cual registra la energía perdida por el par al ionizar un cristal, esto permite calcular la energía del rayo gamma original.

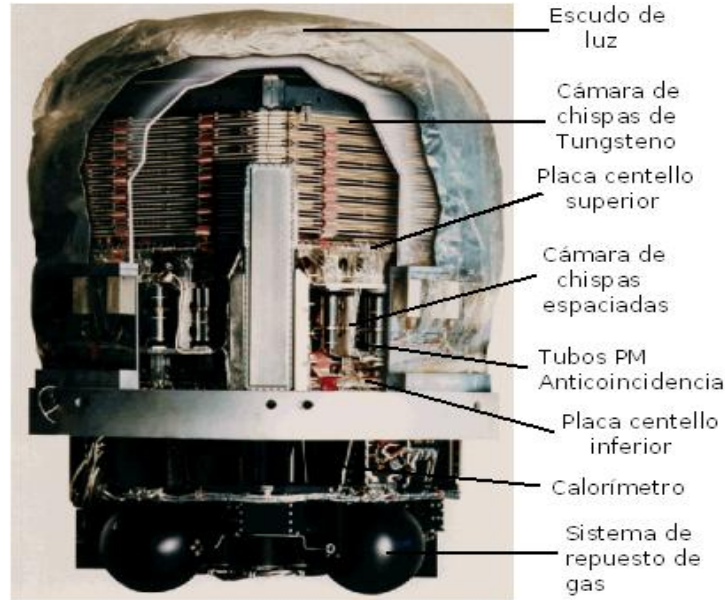


Figura 2.18: Componentes principales del telescopio EGRET.

La meta principal de EGRET fue llevar a cabo la detección de fuentes de rayos gamma de alta energía en todo el cielo, y realizar un estudio detallado de dichas fuentes. Uno de los principales logros de EGRET fue la producción de un catálogo de 271 fuentes puntuales de rayos gamma de alta energía. Más de la mitad de estos no han sido identificados con cualquier objeto visible en otras bandas de longitud de onda. Las fuentes identificadas son en su mayoría blazares, con pocos púlsares y otros tipos de objetos celestes. Cada uno de los componentes mencionados anteriormente forman parte del observatorio Compton de rayos gamma (CGRO), la figura 2.19 muestra las ubicaciones de los cuatro instrumentos principales de este magnífico satélite.

Otro de los satélites que permite el estudio de los rayos gamma de alta energía, en la actualidad, es el satélite **INTEGRAL** (por sus siglas en inglés International Gamma Ray Astrophysics Laboratory). Este satélite fue lanzado al espacio el 17 de octubre del 2002, desde Baikonur en Kazajistán, Rusia. El satélite INTEGRAL es el sucesor de los observatorios COS-B de la Agencia Espacial Europea (ESA) y del satélite CGRO por parte de la NASA. La órbita del satélite INTEGRAL se extiende entre los 100000Km a los 153000Km de la Tierra, es decir, casi la mitad de la distancia a la Luna [11].

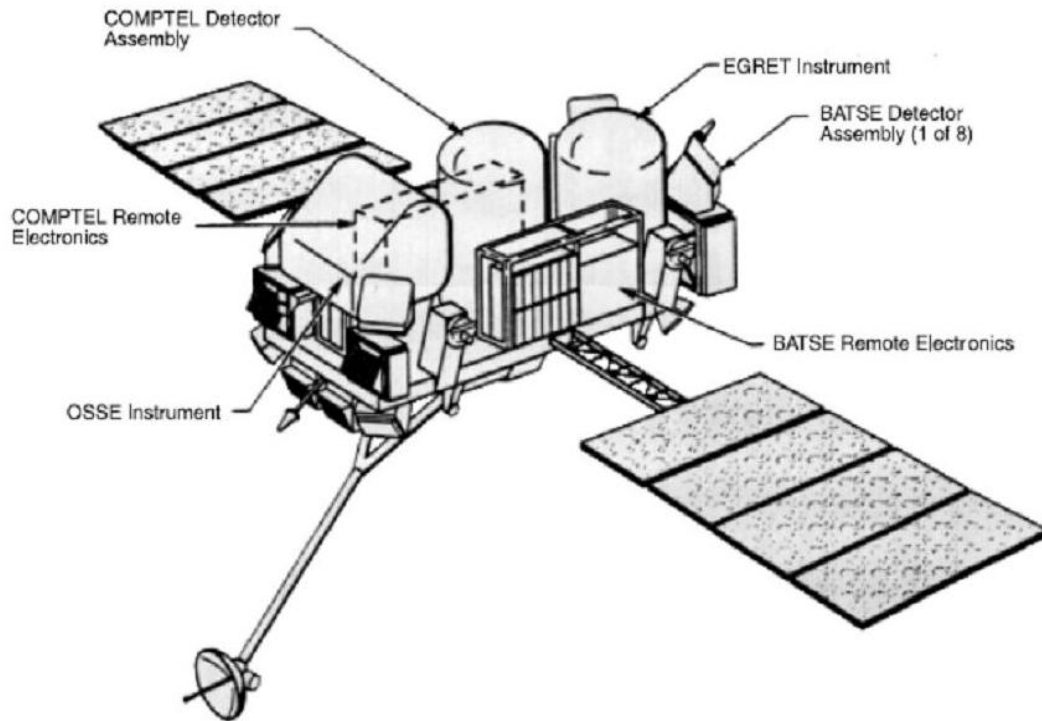


Figura 2.19: El satélite CGRO y la ubicación de sus instrumentos principales.

El equipamiento principal del satélite INTEGRAL consiste de dos instrumentos: el **espectrómetro SPI** optimizado para la espectroscopía fina, cuyo rango de energía va de los 20KeV hasta los 8MeV , cuenta con una resolución angular de 2° y una resolución en energía a 2.2KeV con anchura a media altura de 1.33MeV . El espectrómetro SPI tiene la capacidad de poder realizar análisis espectrales de fuentes aisladas emisoras de rayos gamma, así como de regiones espaciales, con una resolución de la energía sin precedentes, esto debido al uso de cristales de Germanio Ge (en sus detectores) enfriados a $75^\circ K$. El instrumento **IBIS** permite obtener imágenes con una muy buena resolución angular 12arcmin , su rango de energía va de los 15KeV hasta los 10MeV y una resolución en energía a 9KeV con anchura a media altura de 100KeV . Además, cuenta con dos monitores uno en el rango óptico (OMC) y otro en el de rayos X blandos (JEM-X, con un rango de energía de los 3KeV a los 35KeV). Estos cuatro instrumentos completan la instrumentación científica a bordo del satélite INTEGRAL. La figura 2.20 muestra cada uno de estos instrumentos que son parte esencial del satélite INTEGRAL.

La meta principal del satélite INTEGRAL es intentar elaborar en la banda de alta energía de rayos gamma un mapa completo del cielo, así como el de realizar observaciones espectrales y espaciales de este tipo de radiación. Recordemos que también se encuentra equipado con instrumental para rayos X y óptico con el

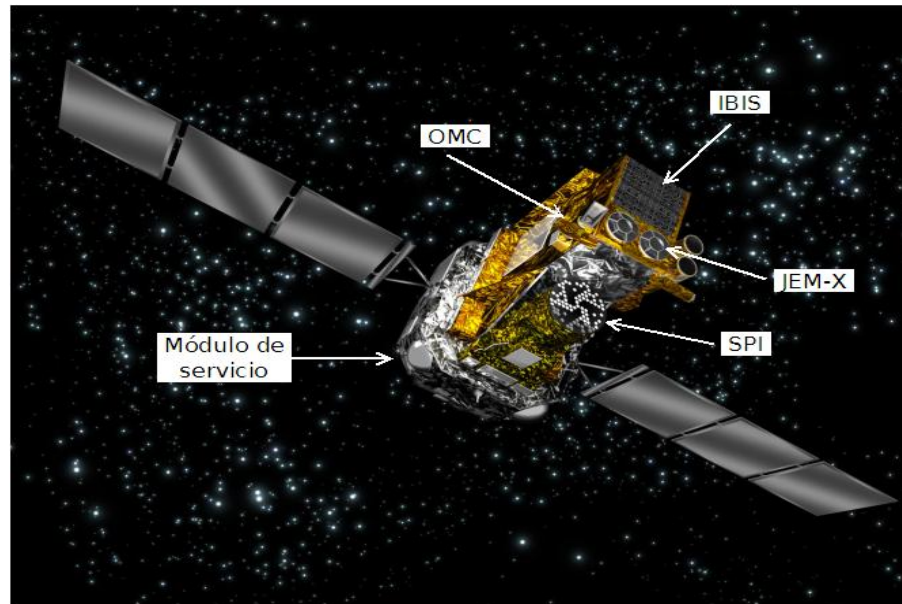


Figura 2.20: Componentes principales del satélite INTEGRAL.

objeto de proporcionar observaciones simultáneas en estas longitudes de onda. El satélite INTEGRAL constituye una misión ambiciosa en la astronomía de radiaciones gamma, ya que su sensibilidad supera en un factor de 100 a las misiones pasadas.

El 11 de Junio del 2008 la NASA lanzó el satélite GLAST (por sus siglas en inglés Gamma Ray Large Area Space Telescope), conocido en la actualidad como el Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi, este observatorio espacial es utilizado para realizar observaciones en la astronomía de la radiación gamma desde la órbita baja de la Tierra, y es el sucesor del observatorio Compton de rayos gamma (CGRO) [6]. Este satélite incluye dos instrumentos principales, el telescopio de gran área (LAT), y el monitor de explosiones de rayos gamma (GBM). El LAT es un detector de imágenes de rayos gamma que detecta fotones cuyo rango de energía va de los 30MeV a los 300GeV , con un campo de visión del cielo alrededor del 20%; este instrumento puede ser considerado como el sucesor del instrumento EGRET, superando a EGRET en un factor de 10-40 en todos los parámetros. El dispositivo GBM consiste de catorce detectores de centelleo (doce cristales de Yoduro de Sodio para un rango de energía de 8KeV a 1MeV y dos cristales de Germanato de Bismuto con una sensibilidad de 150KeV a 30MeV). Además, el GBM puede detectar explosiones de rayos gamma en ese rango de energía. La figura 2.21 muestra los componentes principales del Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi.

Los principales objetivos científicos que tiene el Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi son: entender los mecanismos de aceleración de partículas en los

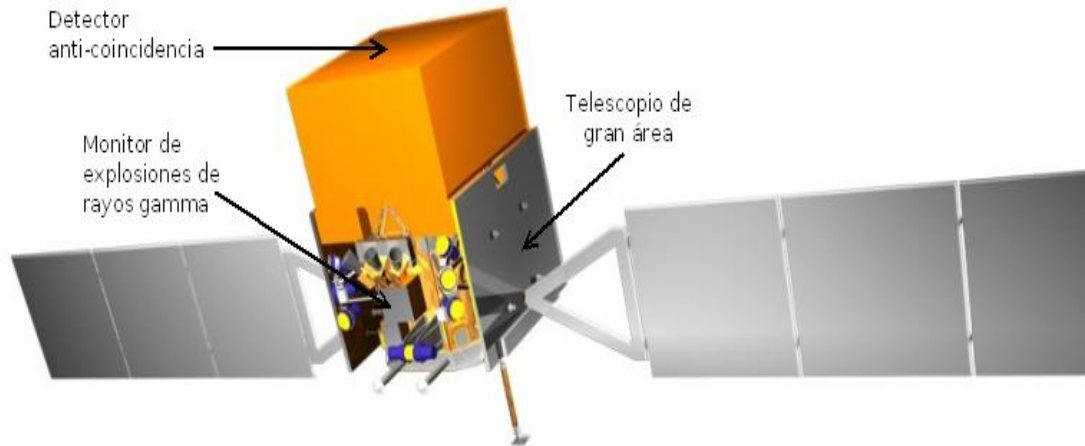


Figura 2.21: Dispositivos principales del Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi.

núcleos galácticos activos (AGN), los púlsares, y los remanentes de supernova (SNR), identificar fuentes de rayos gamma difusas, determinar el comportamiento de alta energía para las explosiones de rayos gamma, buscar un exceso de radiación gamma en el centro de la vía láctea (probar la existencia de materia oscura), buscar evidencia de la evaporación de micro hoyos negros primordiales a partir de sus explosiones de rayos gamma.

2.4.2. Telescopios terrestres de muy alta energía

Una vez que hemos visto las características principales de los telescopios espaciales de alta energía, podemos notar que estos telescopios tienen una desventaja importante, y radica en que estos no pueden detectar rayos gamma con energías superiores a los 500GeV . Esto es debido a que sus detectores están limitados en su área de colección a unos centenares de centímetros cuadrados, mientras que los telescopios terrestres de muy alta energía cuentan con un área de colección que alcanza miles de metros cuadrados. Esta ventaja les permite a los telescopios terrestres detectar rayos gamma en un rango de energías inaccesible para los instrumentos espaciales. En la actualidad existen diferentes observatorios para el estudio de rayos gamma de muy alta energía y cada uno de ellos emplea técnicas diferentes para su respectivo análisis.

Uno de los primeros observatorios en detectar energías del orden de Tera-electrovolts, proveniente de la Nebulosa de Cangrejo, fue el observatorio Whipple,

empleando con éxito la técnica de formación de imágenes de luz Cherenkov con telescopios Cherenkov atmosféricos¹⁹, esto en el año de 1989. Recordemos que una de las principales dificultades para detectar fotones gamma de muy alta energía reside en que las cascadas formadas por estos son muy parecidas a las cascadas que se producen por los rayos cósmicos (partículas cargadas eléctricamente, como protones), para resolver este problema se observan las distribuciones laterales, angulares y el tiempo de propagación tanto para cascadas formadas por rayos gamma de muy alta energía, como para cascadas formadas por los rayos cósmicos, estos parámetros nos permiten diferenciar una de otra.

Por otra parte, la técnica de formación de imágenes de luz Cherenkov también nos permite distinguir entre cascadas producidas por rayos gamma de aquellas producidas por rayos cósmicos. Dicha técnica consiste en registrar la imagen de la radiación Cherenkov, producida por algún tipo de cascada, por medio de un arreglo de fotomultiplicadores (colocados en el plano focal del telescopio Cherenkov). Ahora bien, la imagen producida por una cascada, cuyo origen se debe a un fotón gamma de muy alta energía, produce una figura elíptica con un alto grado de simetría, mientras que la cascada producida por algún tipo de partícula cósmica, genera una imagen sin forma (véase figura 2.22) [23].

Más tarde la colaboración HEGRA (por sus siglas en inglés High Energy Gamma Ray Astronomy) construyó el primer sistema de varios telescopios usando la llamada técnica estereoscópica²⁰ en la isla de La Palma. El observatorio HEGRA cubre un área de $40000m^2$. HEGRA se divide en dos partes principales: un conjunto de seis telescopios Cherenkov que miden fuentes puntuales de radiación gamma en el rango de $500GeV$ a $30TeV$, y un sistema de dos conjuntos de detectores con un campo de visión de 1 estereoradián que observan el cielo en rayos gamma y los rayos cósmicos cargados en el rango de energías de $20TeV$ a $10PeV$. HEGRA, de hecho, fue otro de los observatorios en emplear con éxito la técnica de formación de imágenes de luz Cherenkov con telescopios Cherenkov atmosféricos. Entre los resultados experimentales por parte del observatorio HEGRA se encuentran:

- Mediciones detalladas del espectro de energía de la nebulosa del Cangrejo en la zona de $500GeV$ a $25TeV$.
- Se ha estudiado la emisión de radiación gamma en la zona de tera-electrovolts procedente del objeto extragaláctico MKN-501.
- Se ha estudiado el espectro de energía de los rayos cósmicos principalmente de los protones cósmicos en el rango de $1.5TeV$ a $10TeV$.

¹⁹Un telescopio Cherenkov Atmosférico está formado por un gran espejo segmentado que enfoca la radiación de Cherenkov en un conjunto de detectores o tubos fotomultiplicadores ubicados en el plano focal del espejo segmentado, donde a su vez, los fotomultiplicadores están acoplados a electrónica que amplifica, digitaliza y almacena la imagen de la cascada.

²⁰Técnica que nos permite crear imágenes tridimensionales.

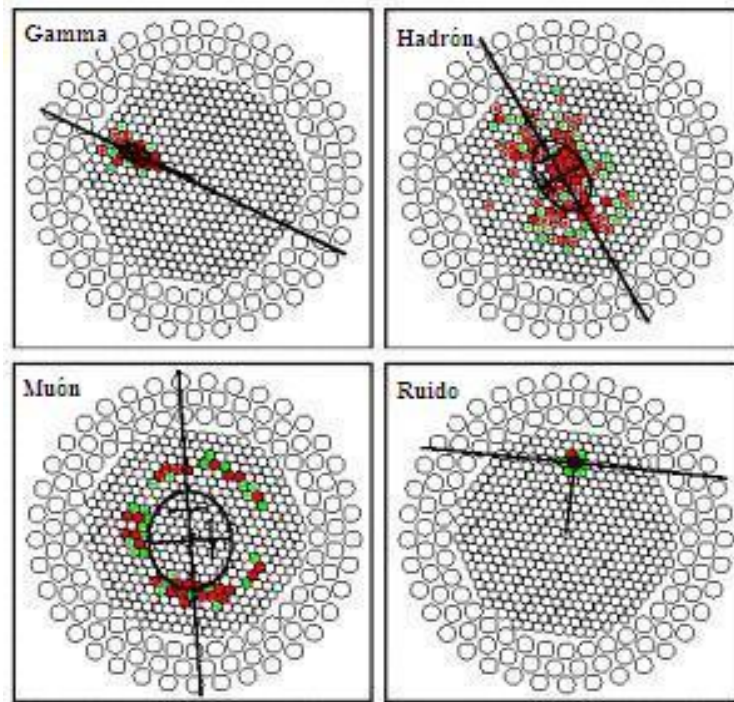


Figura 2.22: La imagen superior de la izquierda muestra una posible cascada generada por un rayo gamma, la cual es compacta, muy elíptica, y apuntando hacia el centro del campo de visión donde la fuente debería estar ubicada. Las cascadas de rayos cósmicos (imagen superior derecha), tienden a ser más difusas e irregulares. Una partícula cargada tal como un muón (imagen inferior izquierda) forma un anillo en el plano focal. A menudo debido a la reflexión de luz de la ciudad fuera de las nubes o por niebla, tiende a disparar un grupo pequeño de fotomultiplicadores como se muestra en la imagen inferior de la derecha.

- Se ha medido la composición química de los rayos cósmicos en la región de 1.5TeV a 10TeV .
- La búsqueda de explosiones de rayos gamma en la región de energía de tera-electrovolts.

Poco después el observatorio HEGRA fue superado por el observatorio HESS (High Energy Stereoscopic System). HESS es un sistema de cuatro telescopios de imagen Cherenkov atmosféricos que investiga los rayos gamma cósmicos en el rango de energías de 100GeV a 100TeV , figura 2.23 (a). HESS está localizado en Namibia, cerca de la montaña Gamsberg, a una altura de 1800m , y al igual que el observatorio HEGRA, HESS utiliza el sistema de los cuatro telescopios para la reconstrucción estereoscópica de las cascadas de partículas. En HESS, cada telescopio está compuesto por un conjunto de 382 espejos circulares de 60cm de diámetro, ver figura 2.23 (b), hechos de vidrio aluminizado con una capa de

cuarzo. El área total del espejo es de $108m^2$ por telescopio [4]. Los instrumentos de HESS permiten a los científicos explorar fuentes de rayos gamma con intensidades de unas pocas milésimas del flujo de la Nebulosa del Cangrejo (la fuente constante más brillante de rayos gamma en el cielo).

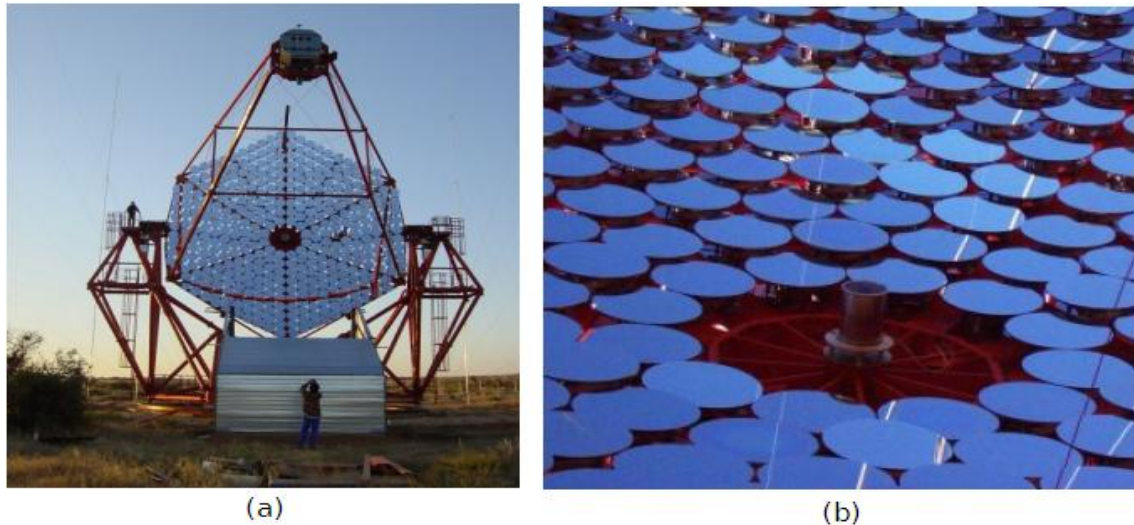


Figura 2.23: (a) Uno de los cuatro telescopios Cherenkov del observatorio HESS. (b) Plano reflector de uno de los telescopios de HESS.

Otro de los telescopios que permite detectar rayos gamma de muy alta energía, es el telescopio MAGIC (Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope), este telescopio también utiliza la técnica de formación de imágenes de luz Cherenkov. Está localizado en la isla de La Palma, a una altura de 2200m sobre el nivel del mar (donde estuvo ubicado el observatorio HEGRA). Su característica principal es que cuenta con un espejo de 17 metros de diámetro con un área de $236m^2$, lo que le permite tener una mayor área de detección para la luz Cherenkov. Además, el reflector es extremadamente ligero para su tamaño, esto le permite apuntar a cualquier parte del cielo en menos de cuarenta segundos (en promedio). La cámara hexagonal de $1.05m$ de diámetro está equipada con 576 fotomultiplicadores, con una eficiencia cuántica (QE) de 25% a un 30%. Actualmente se cuentan con dos telescopios de este tipo en la isla de La Palma, la figura 2.24 muestra uno de los telescopios Cherenkov MAGIC [5].

Entre los resultados más relevantes del telescopio MAGIC se encuentran:

- El descubrimiento en rayos gamma de la emisión periódica del microcuasar LS I +61 303.
- El descubrimiento de emisión de altas energías del quásar 3C279.

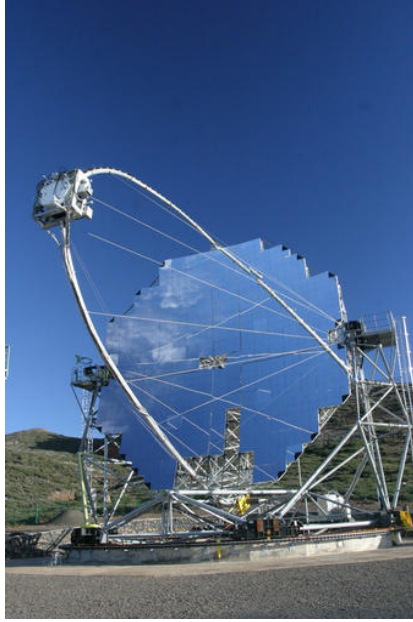


Figura 2.24: Telescopio atmosférico Cherenkov MAGIC.

- El descubrimiento de emisión pulsada en altas energías del pulsar del Cangrejo.
- Evidencia de emisión gamma en la binaria de Rayos X con agujero negro Cygnus X-1.

Otra técnica que nos permite detectar rayos gamma de muy alta energía, consiste en el empleo de contadores de centelleo sobre grandes extensiones de superficie, los arreglos de este tipo pueden llegar a tener una área de colección de aproximadamente $10000m^2$, una mayor área en comparación con los telescopios Cherenkov atmosféricos y los satélites espaciales. Uno de los proyectos que hace uso de esta técnica es el experimento ARGO-YBJ (por sus siglas en inglés Astrophysical Radiation Ground-based Observatory), el experimento ARGO se encuentra instalado en el Tibet en China, a una altura de $4300m$ sobre el nivel del mar. El objetivo del experimento ARGO-YBJ es estudiar los rayos cósmicos, principalmente la radiación gamma cósmica en el umbral de energía de $\sim 100GeV$. El detector consiste de una capa de Placas Resistivas Contadoras RCP, hechas de bakelita con un área de $128 \times 282cm^2$, el total de estas placas cubre una área de aproximadamente $74 \times 78m^2$, cada placa contadora está cubierta por una capa de Plomo con un grosor de $0.5cm$, esto permite aumentar el número de partículas cargadas al convertir los fotones del chubasco vía producción de pares. El experimento está dividido en una parte central el cual lo conforman 130-clusters (cada cluster esta formado por un conjunto de 12-placas) y rodeado por 24 clusters, el arreglo del experimento ARGO se muestra en la figura 2.25 [7].

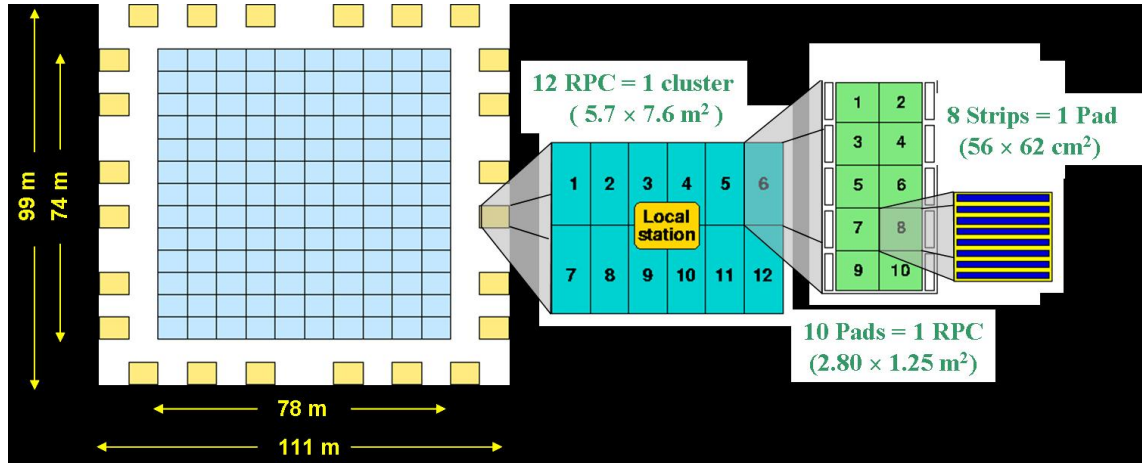


Figura 2.25: Arreglo del experimento ARGO.

Los objetivos de estudio para el experimento ARGO-YBJ son:

- Estudiar fuentes galácticas y extragalácticas de radiación gamma con energías mayores a 100 GeV .
- Estudiar los rayos gamma difusos del plano galáctico, nubes moleculares y remanentes de supernovas.
- Estudiar la física de las explosiones de rayos gamma.
- Estudiar el espectro del protón primario en la región de 10 TeV a 200 TeV .
- Estudiar la radiación gamma de alta energía provenientes del Sol.

A la par con el experimento ARGO-YBJ se encuentra el experimento Tibet AS- γ , quien utiliza también contadores de centelleo sobre grandes extensiones de superficie para detectar rayos gamma de muy alta energía, como su nombre lo indica, este experimento se localiza en el Tibet a una altitud de 4300 m sobre el nivel del mar, en China. El experimento Tibet AS- γ consiste en un arreglo de 697 contadores de centelleo con un espaciamiento de 7.5 m y 36 contadores de centelleo con espaciamiento de 15 m . Cada plástico centellador tiene un área de 0.5 m^2 y 3 cm de grosor, equipado con un tubo fotomultiplicador de dos pulgadas de diámetro. El tiempo y la carga medida por cada fotomultiplicador se utilizan para determinar la dirección y la energía del chubasco. La energía umbral de detección es de aproximadamente 3 TeV y la resolución angular de este detector es del orden de 1° . La figura 2.26 muestra una imagen correspondiente al arreglo superficial del experimento Tibet AS- γ [10].

Los objetivos de estudio para el experimento Tibet AS- γ son:



Figura 2.26: Arreglo superficial del experimento Tibet AS- γ .

- Buscar fuentes puntuales de rayos gamma de alta energía ($3TeV$).
- Medición del espectro de energía y la composición química para los rayos cósmicos primarios de muy alta energía.
- Estudiar la estructura global en tres dimensiones de los campos magnéticos interplanetarios y solares por medio de rayos cósmicos galácticos de alta energía.
- La observación de neutrones solares inducidos por las erupciones solares.

El empleo de detectores Cherenkov de agua es otra novedosa técnica que permite detectar rayos gamma de muy alta energía. Cuando un conjunto partículas cargadas (cuyo origen se debe a un fotón de muy alta energía), se desplazan con una velocidad mayor que la velocidad de luz en el agua, cada una de estas partículas polariza las moléculas del agua que se encuentran a su paso, las cuales, al despolarizarse espontáneamente, emiten radiación Cherenkov (detectada con fotomultiplicadores Cherenkov de agua). La ventaja de utilizar el agua como elemento radiador Cherenkov en lugar de la atmósfera (como lo hacen los telescopios Cherenkov atmosféricos), es que su índice de refracción es mayor que el del aire, gracias a esto, tenemos un mayor número de fotones producidos en el agua en comparación con el aire, además, el ángulo del cono de luz Cherenkov en el agua es de 41° , a diferencia del cono de luz Cherenkov del aire, el cual es de 1° . Esta diferencia permite un arreglo situado a una profundidad de aproximadamente la mitad de su espaciamiento, permitiendo detectar casi todas las partículas que entran en el agua. Estas ventajas se traducen en: una mejor eficiencia, una mejor resolución angular, la capacidad para construir un detector a bajo costo y una mejora para distinguir entre cascadas electromagnéticas y hadrónicas.

Uno de los observatorios en emplear con éxito detectores Cherenkov de agua fue el observatorio MILAGRO. El observatorio MILAGRO se localiza cerca de Los Álamos, Nuevo México a una altura de $2630m$ sobre el nivel del mar (figura



Figura 2.27: Observatorio MILAGRO y su detector central.

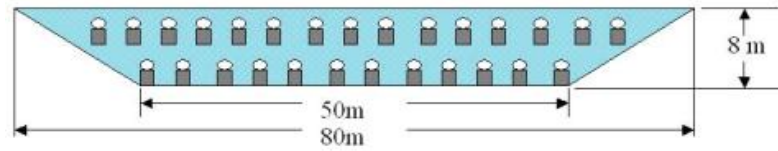
2.27), y está diseñado para estudiar los rayos gamma en el rango de energías de 1TeV hasta 100TeV [9]. El detector MILAGRO consiste en un detector central rectangular de $68\text{m} \times 80\text{m}$ y una profundidad de 8m (forma de piscina), cuenta con un reservorio de agua pura de 6 millones de galones²¹, el interior del reservorio está instrumentado con 723 tubos fotomultiplicadores de 8 pulgadas colocados en dos capas (figuras 2.27 y 2.28(a)). La capa superior está compuesta por 450 fotomultiplicadores y tiene una profundidad de 1.5m . La función de esta capa consiste en analizar la componente electrónica y de reconstruir la geometría de la cascada. La capa inferior consiste de 273 tubos fotomultiplicadores con una profundidad de 6m . La finalidad de esta capa es la de medir la componente hadrónica, muónica, y sirve para el rechazo del ruido de fondo generado por los hadrones. Cabe mencionar que a la capa superior e inferior se les conoce con el nombre de *Airs Shower Layer* y *Capa Muónica* respectivamente. Finalmente tenemos un arreglo exterior que consiste de 175 tanques²² llenos con agua pura, que rodean al detector central (la piscina). Cada tanque cuenta con un tubo fotomultiplicador con su área de detección mirando hacia abajo, además de que cada tanque está recubierto con una superficie reflectora Tyvek, que le permite al fotomultiplicador captar mejor la luz Cherenkov. El arreglo externo de tanques permite agrandar el área de detección a un área aproximada de 40000m^2 , ver figura 2.28(b).

Este observatorio estuvo en operación durante siete años (a partir del año 2000), y entre las metas logradas se encuentran:

- La primera detección de rayos gamma en TeV desde el plano galáctico.
- El mapeo de la emisión de rayos gamma galácticos difusos en energías de TeV .

²¹Un galón equivale a 3.785 litros.

²²Cada tanque tiene 2.4m de diámetro por un metro de altura.



(a)



(b)

Figura 2.28: (a) Arreglo de los tubos fotomultiplicadores en el interior del reservorio (detector central de MILAGRO). (b) Arreglo exterior de los tanques (puntos rojos).

- El descubrimiento de una nueva fuente de rayos gamma en TeV (MGRO J2019 +37) proveniente de la constelación Cygnus.
- La detección de rayos gamma en TeV de las galaxias activas MRK 501, MRK 421, además de la Nebulosa del Cangrejo.

Capítulo 3

Observatorio de rayos gamma HAWC

Este capítulo debería ser la continuación correspondiente a los telescopios terrestres de muy alta energía (última sección del capítulo 2), sin embargo, decidí dedicarle un capítulo completo al observatorio HAWC, incluyendo además, las características generales del primer¹ y segundo prototipo HAWC. Los temas que se abarcan para este capítulo incluyen la descripción detallada del observatorio HAWC, el diseño final que tendrá el detector HAWC², los fenómenos que HAWC pretende estudiar, tales como: los agujeros negros, los púlsares, los remanentes de supernova, los núcleos de galaxias activas y los destellos de rayos gamma. Finalmente, para el primer tema, se menciona la relación de HAWC con otros observatorios. No obstante para poder llevar a cabo la instalación completa de HAWC, es necesario realizar estudios previos que nos encaminen a obtener un mejor diseño del detector y a su vez nos permita optimizar la sensibilidad de éste. Para ello se llevan a cabo instalaciones de prototipos previos al montaje final del detector HAWC; las secciones posteriores dan una descripción general para el primer y segundo prototipo HAWC, en los que se abordan temas tales como su diseño, sus objetivos de estudio, entre otras características.

3.1. El observatorio HAWC

Debido al éxito del observatorio MILAGRO en el uso de detectores Cherenkov de agua para el estudio de fuentes de rayos gamma en la banda de energía de TeV, es natural pensar en cómo mejorar la sensibilidad del arreglo experimental

¹El trabajo de esta tesis se centra en el primer prototipo HAWC.

²El diseño final del detector HAWC aún no es definitivo, esto depende de los resultados que se obtengan de los prototipos previos a HAWC.

de MILAGRO. Aquí es donde surge la idea de un nuevo proyecto que permita alcanzar esta meta, para ello se tomaron en cuenta tres factores: una mayor altitud (un sitio con una altura por arriba de los $4000m$), una mayor área de detección (aproximadamente de $24000m^2$) y un nuevo diseño del detector (aislamiento óptico de los tubos fotomultiplicadores). El nombre clave del proyecto es HAWC (por sus siglas en inglés High Altitude Water Cherenkov, que en español significa observatorio Cherenkov de agua a gran altura), para su instalación se pensó en tres lugares: el Tibet en China, Chacaltaya en Bolivia y finalmente Sierra Negra en México, siendo este último el sitio oficial donde se llevará a cabo la instalación del observatorio HAWC. Esto gracias a que el grupo de científicos mexicanos interesados en HAWC tienen una gran solidez y experiencia en proyectos similares de gran complejidad, además de que, HAWC formará parte del Consorcio Sierra Negra³, aprovechando así la infraestructura de Sierra Negra, tal como los caminos, la energía eléctrica y la fibra óptica que se requirieron para la construcción del Gran Telescopio Milimétrico (GTM).

HAWC será un observatorio situado a una altura de $4100m$ sobre el nivel del mar, dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba (en las faldas del volcán Sierra Negra a una latitud de $18^{\circ}59'41''N$ y longitud $97^{\circ}18'28''$, ver figura 3.1), y al igual que el observatorio MILAGRO, HAWC hará uso de detectores Cherenkov de agua, es decir, el observatorio HAWC se basa en la experiencia y la tecnología de MILAGRO para hacer una segunda generación de detectores Cherenkov de agua de alta sensibilidad [8]. Esto permitirá monitorear de forma continua el cielo (alrededor del 55 % de la bóveda celeste) para fuentes de rayos gamma con energías de entre $100GeV$ y $100TeV$.

El diseño de HAWC tiene por objetivo construir un detector 15 veces más sensible que el detector de MILAGRO⁴. Esta mejora en la sensibilidad se debe a que HAWC será construido a $4100m$ de altura, lo que le permitirá al detector estar más cerca del máximo desarrollo longitudinal de la cascada, es decir, podrá detectar un mayor número de partículas secundarias para un umbral de energía de detección menor. Además, la latitud de Sierra Negra permite un 15 % más de visibilidad de la esfera celeste en comparación a lo que veía MILAGRO. Entre otras características del sitio se encuentra que la nebulosa de Cangrejo pasa a 3° del cenit, por aproximadamente 6 horas al día, esto permite una calibración frecuente del detector. Por mencionar que la región del Cisne y el centro de la galaxia pasarán a 20° y 48° del cenit, respectivamente. Por otra parte el sitio de HAWC, figura 3.1, cuenta con un clima relativamente benigno, ya que su temperatura promedio es de $4.3^{\circ}C$, y alrededor del 5 % del tiempo se registran temperaturas

³El Consorcio Sierra Negra lo conforman el Gran Telescopio Milimétrico (GTM), el Radiotelescopio Solar (RT5), el Observatorio de Rayos Gamma (OMEGA), el Monitor de Neutrones Solares, un arreglo de tanques para la observación de rayos cósmicos, una estación sismológica y finalmente el observatorio HAWC. Algunos de estos proyectos están aún en construcción.

⁴Véase la página 44 para una descripción del detector MILAGRO.



Figura 3.1: Sitio oficial del observatorio HAWC (dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba).

bajo cero, así pues, el riesgo de congelación del agua del observatorio HAWC es bajo⁵ [15]. Por último, quisiera mencionar que dentro del proyecto HAWC trabajan conjuntamente alrededor de veintidós instituciones, involucrando a científicos de Estados Unidos y México.

3.1.1. Diseño del detector HAWC

El detector HAWC consistirá de un arreglo de 300 tanques de acero corrugado (llenos con agua purificada) de $7.3m$ de diámetro por $5m$ de alto, la figura 3.2 muestra un prototipo del tanque, el observatorio HAWC contempla el re-uso de los 900 fotomultiplicadores⁶ Hamamatsu que fueron empleados en el proyecto MILAGRO. Los tanques serán desplegados en un denso patrón dentro de un área de $150m \times 115m$ como se muestra en la figura 3.3. Cada tanque contendrá tres fotomultiplicadores anclados en la parte inferior de éste, con sus respectivos fotocatodos mirando hacia el cielo. Ahora bien, cuando un rayo gamma interacciona con los átomos de la atmósfera, se produce una cascada de partículas, la mayoría de estas no se desvía mucho de la dirección original, formando lo que se conoce como el centro de la cascada. Sin embargo, las partículas restantes se expanden formando un frente de onda con una superficie curva, esta superficie es la que llega al conjunto de los 300 tanques o mejor dicho al arreglo de tanques en diferentes posiciones a diferentes tiempos (patrones de tiempo). Como se mencionó anteriormente cada tanque cuenta con tres PMTs, esto le permite al tanque actuar

⁵Recordemos que el agua es el elemento radiador principal para un detector Cherenkov de agua, como es el caso de HAWC, ver sección 5.1.8.

⁶De ahora en adelante a los fotomultiplicadores los denotaremos con las siglas PMTs.

como un pixel independiente del detector, así pues, el conjunto de pixeles permite obtener una distribución de luz Cherenkov, lo que nos permitirá determinar la posición del centro de la cascada. Además, los patrones de tiempo nos definirán la dirección perpendicular de la superficie curva. A partir de la distribución de luz Cherenkov y de los patrones de tiempo podremos reconstruir la dirección del rayo gamma original y en efecto poder así determinar las posiciones de fuentes de rayos gamma cósmicas de muy alta energía.



Figura 3.2: Prototipo del tanque para el proyecto HAWC.

Recordemos que los rayos cósmicos cargados también producen cascadas de partículas cuando interaccionan con la atmósfera terrestre. La diferencia es que estas cascadas también contienen muones, partículas altamente penetrantes que tienden a producir más cantidad de luz Cherenkov en los tanques que cruzan. La identificación de estos muones es la base para diferenciar las cascadas de rayos cósmicos cargados de los rayos gamma [8, 15].

El arreglo mostrado en la figura 3.3 trae consigo dos mejoras muy importantes: la primera de ellas es el aislamiento óptico de los PMTs, este aislamiento permite reducir el número de PMTs disparados por luz que viaja horizontalmente a través del arreglo, por ende esto permitirá mejorar la capacidad de rechazo del ruido de fondo, esto se traduce en una mejor resolución angular, permitiendo detectar rayos gamma menos energéticos. Esta era una de las desventajas del detector

MILAGRO, ya que un rayo de luz que viajara en forma casi horizontal a través de la piscina provocaba el disparo de algunos PMTs, originando así ruido en la toma de datos. La segunda ventaja que nos proporciona el arreglo HAWC es la profundidad propia de los tanques, pues a una profundidad de $5m$ la componente electromagnética es absorbida, prevaleciendo solamente, a esta profundidad, la componente muónica. Esto nos permite, por tanto, reconstruir el frente de onda y separar la componente electromagnética de la componente hadrónica.

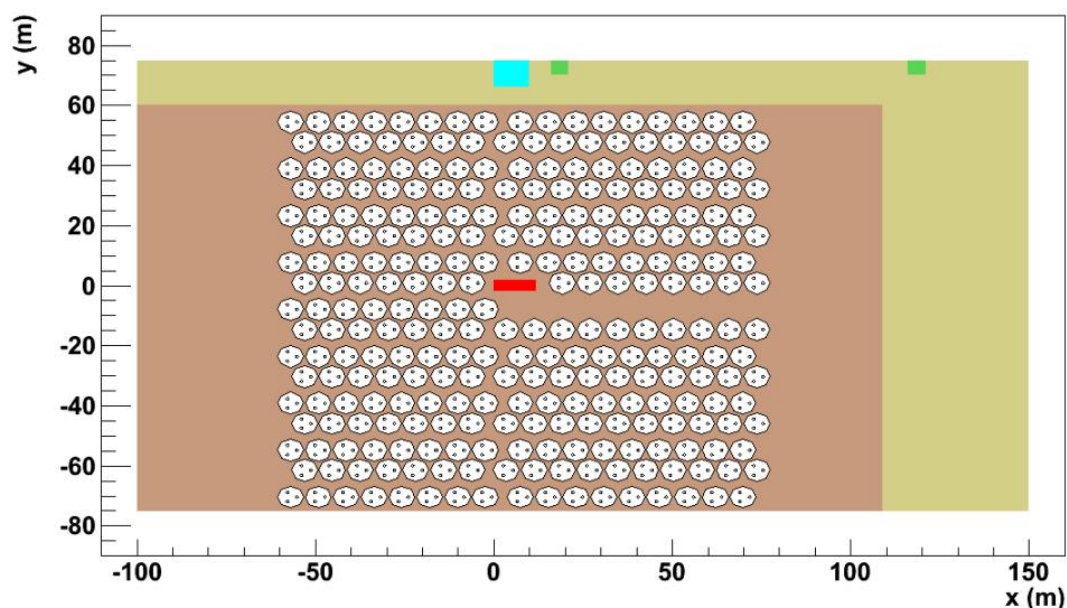


Figura 3.3: Patrón geométrico propuesto para la distribución de los 300 tanques. El cuadro rojo al centro del esquema representa la caseta de control, donde se controla el alto voltaje de alimentación para los PMTs y se registran las señales de los mismos.

Quisiera señalar que en un principio HAWC fue concebido con un diseño similar al de MILAGRO, es decir, consistiría de una piscina de $150m \times 150m \times 5m$ de profundidad, la cual estaría cubierta con una capa de polipropileno-nylon. Sin embargo, los costos para su construcción excedían por mucho los costos que se requieren, por ejemplo, para un observatorio a base de contenedores o tinacos, sin mencionar las ventajas que estos nos proporcionan, las cuales son:

- **Ciencia.** Una vez que el sitio HAWC esté en condiciones óptimas (el camino, la electricidad, los cimientos, el agua, etc.), el despliegue y operación pueden comenzar inmediatamente. HAWC logrará una sensibilidad 4-veces mayor que la de MILAGRO con el despliegue de sólo $1/3$ del arreglo final.
- **Agua.** Una vez que la construcción de la piscina se hubiera completado, era necesario contar con el agua para su llenado completo, no obstante, con el

diseño de los tanques, se puede añadir gradualmente el agua, esto a medida que se adquieran cada uno de los tanques. En otras palabras, esta forma de diseño nos permite explorar las formas más económicas para suministrar agua al sitio.

- **Flexibilidad.** Los tanques nos permiten configurar el diseño del detector con el fin de estudiar nuevos objetivos científicos. Un arreglo más grande con un núcleo de menor densidad incrementaría el área de alta energía, o más PMTs podrían ser colocados en los tanques de la zona central para aumentar la sensibilidad a bajas energías.
- **Riesgo.** La solución es escalable, de modo que los riesgos de costes puede ser absorbida por la adaptación del número de tanques.

La figura 3.4 muestra una perspectiva del arreglo de tanques para el observatorio HAWC (simulada con un editor gráfico de PC). De lo mencionado hasta este momento, podemos ver claramente que al igual que MILAGRO, HAWC está diseñado para funcionar las 24 horas del día, esto implica que HAWC registrará miles de cascadas atmosféricas por segundo, las cuales deben pasar un análisis en tiempo real, para poder después enviar la información a un sistema de almacenamiento de datos y poder así, posteriormente, realizar un estudio más riguroso. Por lo tanto se requiere de un sistema que funcione las 24 horas del día, que sea estable y que pueda ser monitoreado remotamente mediante una interfaz gráfica disponible mediante Internet. Actualmente se planea tener por lo menos una base de datos en México (la UNAM) y otra en Estados Unidos (Universidad de Maryland).

Uno de los problemas que actualmente se tienen para HAWC es la forma de conseguir el agua para el llenado de los 300 tanques que conformarán al detector (ver figura 3.2). Ya que cada tanque requiere de aproximadamente $209m^3$ de agua pura para su llenado, se requiere por consiguiente, de un total de 62.7×10^6 litros de agua para el llenado de todos los tanques. Una opción que se ha pensado para la obtención del agua, es por medio de sistemas de captura de agua cercanos a puntos de convergencia de flujos o corrientes de agua provenientes de la región del Citlaltépetl (Pico de Orizaba). Este sistema de captura consistiría en un cárcamo de concreto el cual canalizaría el agua (mediante una línea de conducción) hasta el sitio de HAWC. Una segunda opción, con un menor costo, un menor esfuerzo y con un menor impacto ambiental, consistiría en la extracción del agua del subsuelo en la zona del valle entre el Pico de Orizaba y Sierra Negra. La extracción se haría mediante un pozo a la profundidad requerida y una línea de transmisión de agua, mediante tubería PVC, del pozo al sitio de HAWC. Cabe mencionar que se han hecho estudios de estas dos opciones (para conocer con detalle estos análisis consulte la siguiente referencia [14]).

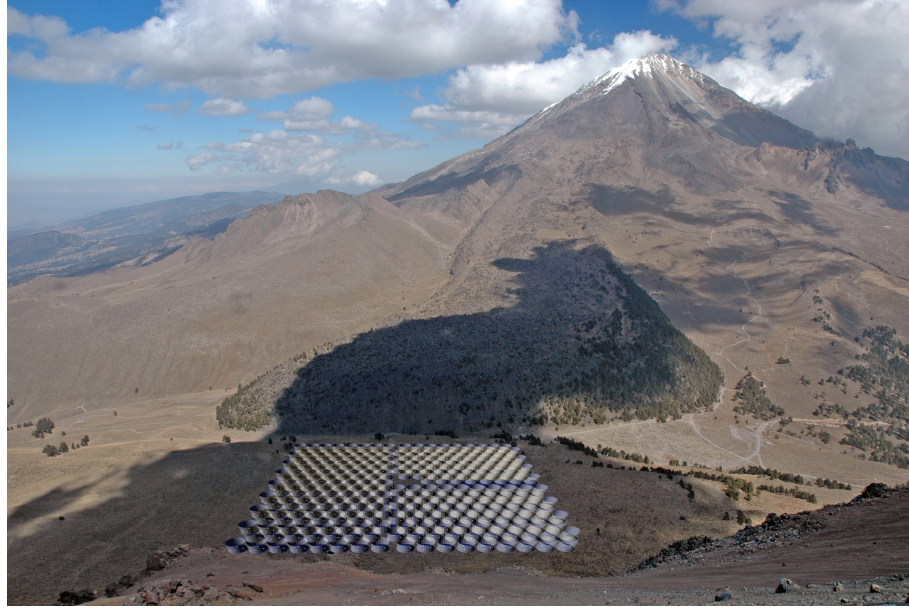


Figura 3.4: Perspectiva simulada del arreglo de tanques para el observatorio HAWC.

3.1.2. Los objetivos de estudio para HAWC

Como se vio en el capítulo 2.3.3 existen diferentes fenómenos que son capaces de producir emisiones de rayos gamma de alta y muy alta energía provenientes de nuestra galaxia y de galaxias más alejadas. Recordemos que gracias a observatorios como MILAGRO y a los telescopios Cherenkov atmosféricos, ha sido posible identificar objetos celestes como fuentes emisoras de fotones con energías por encima de los $10^{12} eV$; tales como: el plano de la Vía Láctea, fuentes galácticas extendidas (cuya identificación es incierta), remanentes compactos de supernova, galaxias activas y destellos de rayos gamma (GRBs). El incremento de la sensibilidad del detector HAWC, con respecto al detector MILAGRO, permitirá estudiar los rayos gamma de muy alta energía que son difíciles de estudiar incluso hoy en día con la tecnología actual. Las metas científicas que se tienen contempladas a corto y mediano plazo para el observatorio HAWC son:

- **La nebulosa del Cangrejo.** Aprovechando que la nebulosa del Cangrejo (M1) pasa a 3° del cenit del sitio HAWC, el observatorio HAWC podrá extender el espectro de M1 por encima de los $10 TeV$, corroborando o descartando las mediciones de HESS y MILAGRO. Además, HAWC podrá verificar la estabilidad del Cangrejo buscando evidencias de variabilidad en la emisión de rayos gamma de alta energía. Recordemos que la nebulosa del Cangrejo es la principal fuente celeste de calibración en la astronomía de rayos X y rayos gamma γ , la cual también servirá para la calibración del

detector HAWC.

- **Cartografía celeste con el detector HAWC.** El Observatorio HAWC será capaz de mapear con alta sensibilidad más del 55% de la bóveda celeste, toda la franja comprendida entre declinaciones $+54^\circ$ y -16° . De hecho los detectores Cherenkov de agua pueden adquirir datos hasta 45° , por lo que HAWC podrá alcanzar hasta $+64^\circ$ al norte y -26° al sur, a solo un grado del centro galáctico. En otras palabras, HAWC llevará acabo la elaboración de un mapa del cielo en rayos gamma de alta y muy alta energía, para monitorear fuentes conocidas y descubrir nuevas clases de fuentes de emisión difusa y puntual de rayos gamma en el rango de **HE** y **VHE**. Cabe señalar que la emisión difusa de rayos gamma determina el flujo de rayos cósmicos y su distribución energética en la galaxia.
- **Fuentes extendidas.** Dado que los observatorios Cherenkov de agua son muy sensibles a fuentes extendidas. HAWC, por tanto, podrá estudiar en detalle tanto la región del Cisne como el plano galáctico hasta una longitud galáctica de 5° , con el potencial de extender el espectro difuso galáctico más allá de $10TeV$ (en comparación con otros observatorios como HESS y MILAGRO). Estudiando también fuentes extendidas en la galaxia como los remanentes de supernovas (SNR) y fuentes extendidas extragalácticas como son los cúmulos de galaxias.
- **Fuentes transitorias.** HAWC será el único instrumento en tierra capaz de hacer un monitoreo constante de fuentes transitorias. El estudio de la emisión episódica y la variabilidad nos proporcionan información única acerca de las dimensiones y propiedades físicas de la región emisora. Con su muestreo de gran apertura y temporalmente homogéneo, HAWC va a poder analizar blazares⁷ observando así la emisión originada por las partículas relativistas dentro de los jets. Igualmente llevará acabo un estudio de los destellos de rayos gamma o GRBs, esto si su emisión en TeV es comparable al flujo en KeV y MeV .
- **Física Solar.** El Sol es el acelerador astrofísico natural más cercano, habiéndose detectado partículas solares con energías por encima de $10GeV$. HAWC puede proveer diagnóstico y ampliar el potencial de descubrimiento en el estudio de las partículas solares de alta energía y la dinámica de la heliósfera interna. HAWC tendrá la habilidad de medir protones e iones acelerados en choques coronales empleando los conteos individuales de los PMTs⁸. Además, la baja latitud del sitio nos permite medir neutrones de

⁷Son núcleos de galaxias activas (AGN) cuyo jet apunta en la dirección terrestre.

⁸El observatorio MILAGRO mostró su eficacia para medir protones e iones acelerados en los choques coronales.

mayor energía que emanan de las fulguraciones solares⁹, proveyendo nuevos diagnósticos acerca de la aceleración de partículas en el ambiente de la fulguración.

- **Detección de materia oscura.** Uno de los problemas que se tienen actualmente en la ciencia física es el cómo detectar experimentalmente la materia oscura, ya sea por métodos directos o indirectos. Una posible manera está basada en la posibilidad de que las partículas oscuras se aniquilen produciendo, por ejemplo, radiación gamma γ (método de detección indirecta). Si la masa de las partículas que forman la materia oscura está en el rango de cientos GeV a varios TeV es posible que su aniquilación se manifieste con la emisión de una línea espectral en este rango de energías. La búsqueda de esta emisión debe hacerse a distintas escalas, considerando el halo de la Vía Láctea, los halos de galaxias cercanas y otras posibilidades similares. Un campo amplio, un área efectiva de detección grande en el rango espectral de interés y buena resolución angular son claves para poder llevar a cabo estos estudios, características que cumple bien el observatorio HAWC.

3.1.3. La correlación de HAWC con otros observatorios de altas energías

Las observaciones en diferentes longitudes de onda son esenciales para comprender el cielo de rayos gamma γ . De aquí surge la importancia de que HAWC tenga una interrelación estrecha con otros observatorios, ya sea por el rango de energía o las clases de objetos que estudia. Esto permitirá fortalecer la investigación de todas las partes que trabajan en colaboración, para poder así, coordinar el trabajo y tener acceso a la base de datos. Por ejemplo, el Gran Telescopio Milimétrico (GTM), cuyo estudio se centra en la banda milimétrica del Universo, es también un instrumento idóneo para estudios multifrecuencia de blazares, destellos de rayos gamma y el medio interestelar. Su cercanía con HAWC lo pone en una posición privilegiada para coordinar trabajo simultáneo, así como para motivar el mapeo en ondas milimétricas en regiones de interés -como la región del cisne- con el fin de construir modelos de emisión de fotones de alta energía que incluyan de manera más realista la distribución de masa de dichas zonas.

El telescopio de neutrones solares (instalado junto al GTM) y el radiotelescopio solar RT5 (también instalado en la cima de Sierra Negra) son observatorios que pueden trabajar en armonía con el observatorio HAWC. La combinación de estos tres instrumentos junto con el GTM, permitirán estudiar con más detalle las partículas solares de altas energías. Sin duda la combinación de estos instrumentos convertirá a Sierra Negra en uno de los observatorios solares más importantes

⁹Las fulguraciones solares son fenómenos en los cuales se producen erupciones de gases ionizados a muy alta temperatura, simultáneamente se tiene una gran emisión hacia el espacio de energía electromagnética.

del mundo.

Actualmente la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP) está montando en la cima de Sierra Negra un detector de fluorescencia para el estudio de los rayos cósmicos, esto junto con el detector de rayos cósmicos de la BUAP (instalado en el Parque Nacional Pico de Orizaba), permitirán complementar los estudios que puedan ser llevados a cabo por parte del observatorio HAWC concerniente a rayos cósmicos de alta energía. Es decir, ocasionalmente cascadas de rayos cósmicos de alta energía incidirán en los arreglos de la BUAP y en HAWC, esto nos permitirá hacer un muestreo fino altamente complementario a los datos del arreglo de rayos cósmicos.

En la sección 2.4 se describieron algunos observatorios de rayos gamma mencionando algunas de sus características y metas científicas principales. Entre ellos se encuentra el satélite GLAST o mejor conocido como el satélite Fermi. Por su alta sensibilidad se espera que GLAST sea capaz de detectar miles de Blazares y centenares de fuentes galácticas. Aprovechando su capacidad de cubrir no menos de 20% del cielo en cualquier instante, GLAST funciona como un monitor, barriendo el cielo entero cada tres horas. GLAST pasa 20% del tiempo en cada punto del cielo, regresando a él cada tres horas. Este tipo de observaciones son ideales para estudios comparativos entre GLAST y HAWC. Además, HAWC va a proveer de forma natural una extensión a energías a TeV y de esta forma proporcionar al proyecto GLAST una contraparte de mayor energía. Por otro lado, junto con el detector Cherenkov de agua, el proyecto HAWC contempla la instalación de dos telescopios Cherenkov atmosféricos¹⁰ en la cima del volcán Sierra Negra, los cuales funcionarán de manera coordinada con GLAST y MAGIC.

Así pues, en el transcurso de la construcción y durante su vida¹¹, HAWC en México abriría la posibilidad de una colaboración directa entre grupos mexicanos y los distintos experimentos de altas energías del mundo, permitiendo así a México estar a la vanguardia en tecnología y ciencia de frontera.

3.2. Primer prototipo HAWC

Como todo gran proyecto, es necesario e indispensable realizar pruebas previas a la instalación de HAWC, que nos permitan estudiar de alguna forma la factibilidad, los detalles del diseño y la solución de algunos problemas logísticos del sitio (principalmente debido a la altitud y a las condiciones climáticas de la zona). Además, estos estudios conocidos como prototipos HAWC, nos permiten analizar el desempeño que se obtiene con cierto tipo de tanques y con los dife-

¹⁰Estos telescopios formaron parte del arreglo de HEGRA y serán los primeros telescopios atmosféricos en funcionamiento por encima de los 4000m de altitud. Estos telescopios podrán responder a alertas emitidas por HAWC, monitorear a la nebulosa del Cangrejo y extender estudios espectrales de objetos selectos por debajo del umbral de HAWC.

¹¹HAWC tiene previsto un tiempo de vida de 10 años.

rentes arreglos de PMTs (en el entorno de HAWC), para el estudio previo de los rayos gamma de alta energía y ver si de alguna manera es posible lograr la discriminación del ruido de fondo (los rayos cósmicos). Otro punto importante, por mencionar, es que estos prototipos nos van a permitir identificar varias vías comerciales con el fin de realizar la compra de tanques, que se requieren para la construcción final del detector HAWC, de la manera más económica; además de tener un estudio conciso de los materiales necesarios para llevar a cabo la instalación del observatorio, tales como: la electrónica requerida, el equipo de computo, la materia prima, etcétera. El propósito final de los diferentes prototipos es llevarnos de la mano a la instalación final del detector HAWC, de una manera sencilla, óptima y sustentable.

3.2.1. El arreglo del primer prototipo HAWC

La instalación del primer prototipo HAWC o nano-HAWC se llevó a cabo entre Noviembre de 2008 y Marzo de 2009, bajo el financiamiento parcial de la National Science Foundation, la Universidad de Maryland, el CONACyT, la SEP, la UNAM, el INAOE, y la Universidad Autónoma de Chiapas. El arreglo del primer prototipo HAWC consiste en tres tanques de la marca Rotoplas¹². El tanque Rotoplas tiene 3m de diámetro por 3.6m de alto, con una capacidad volumétrica de 28000–litros. La figura 3.5 muestra el tanque empleado en el primer prototipo HAWC.



Figura 3.5: Fotografía que muestra uno de los tanques Rotoplas empleado en el primer prototipo HAWC.

Una de las características principales de estos tinacos, es que la compañía Rotoplas utilizó 1% de polvo de grafito cuyo tamaño de grano es cien veces más pequeño que el empleado en los tanques comerciales, con el propósito de lograr una mayor oscuridad y evitar así el filtrado de luz natural dentro de los tanques. Esto nos permite conseguir una señal más limpia en la toma de nuestras mediciones y evitar la fotosíntesis que permite la creación de microorganismos dentro del agua. Además, con esta característica se aumenta la resistencia del

¹²Estos son los tinacos comerciales más grandes hechos por la compañía Rotoplas.

plástico contra los rayos ultravioleta (UV) que inciden en él, con lo que se evita el deterioro del plástico. En el capítulo 4 de la referencia [22, pág. 87] se describen con detalle las mediciones realizadas para el estudio de la opacidad de estos tanques.

Los tres tanques Rotoplas, que forman parte del arreglo del prototipo, están situados a una altura de $4530m$ sobre el nivel del mar, es decir, cerca de la cima de Sierra Negra y cerca del Gran Telescopio Milimétrico (GTM). La configuración de los tres tanques es triangular, como se muestra en la figura 3.6 (línea roja). Cada tanque ha sido llenado con 25000-litros de agua suavizada, es decir, libre de sedimentos y de radicales libres. Previo al llenado de los tanques, el agua pasó por un proceso de filtrado, el cual poseía carbono activado, que permite eliminar los radicales libres y los sedimentos. El líquido se le compró a una empresa particular y fue transportado por pipas de agua hasta el sitio del prototipo.



Figura 3.6: Arreglo de los tanques en la cima de Sierra Negra. Los tanques Rotoplas están denotados como $T1$, $T2$ y $T3$. El primer prototipo HAWC se localiza a un kilómetro del sitio oficial de HAWC.

La tabla 3.1 muestra las coordenadas o posiciones de los tres tanques, ($T1$, $T2$ y $T3$), que fueron obtenidas por medio de un sistema de posicionamiento global o GPS, tomando como origen el tanque $T1$.

Tanque	X (m)	Y (m)	Z (altura) (m)
T1	0.0	0.0	4531.29
T2	-14.59	-27.76	4531.12
T3	-33.19	0.60	4531.05

Cuadro 3.1: Tabla que muestra la posición de los tres tanques Rotoplas en el sitio del prototipo HAWC.

En cada uno de los tanques se han llevado a cabo diferentes arreglos con los fotomultiplicadores Hamamatsu modelo *R5912*. Estos PMTs, como se mencionó en la sección anterior, fueron empleados en el observatorio MILAGRO. En otras palabras, el instrumento que detecta la luz Cherenkov dentro de los tanques del prototipo, es el mismo dispositivo que fue empleado en dicho observatorio. Y pues dado que HAWC hará reuso de los PMTs de MILAGRO, el empleo de estos en el prototipo HAWC nos permite ver la eficiencia que tienen los tanques (junto con los arreglos de PMTs), para detectar los rayos gamma de muy alta energía. Si los resultados nos muestran que no es viable detectar rayos gamma de muy alta energía con este tipo de tanques, simplemente recurrimos a un nuevo tipo de diseño del tanque o a otra configuración del arreglo de PMTs. Sin embargo, si los resultados nos permiten detectar rayos gamma de muy alta energía, es factible entonces, poder llevar a cabo la instalación del observatorio HAWC, con base en su diseño, utilizando este tipo de tanques.

Como se mencionó anteriormente, en los tanques del prototipo HAWC se han llevado a cabo diferentes arreglos con los PMTs, estos arreglos juegan un papel muy importante para la detección de rayos gamma de alta y muy alta energía. ¿En qué consisten estos arreglos? Pues bien, el arreglo se refiere a la forma de instrumentar los tanques con los PMTs o con algún tipo de detector (paletas de centelleo). La configuración de estos puede hacerse para estudiar los rayos cósmicos de forma particular, o bien en nuestro caso, para estudiar los rayos gamma. Por ejemplo, una de las configuraciones consistió en colocar dos PMTs dentro del tanque 1 (T1), uno de ellos centrado en el fondo del tanque, con el fotocátodo mirando hacia el volumen de agua por encima de él y el segundo PMT flotando en la superficie del agua, con el fotocátodo mirando hacia el volumen de agua por debajo de él (también centrado). Además, se colocaron dos paletas de centelleo de $60\text{cm} \times 60\text{cm}$, una sobre el tanque y otra por debajo de éste (ambas paletas centradas en el tanque T1). El objetivo de estas paletas es el de seleccionar muones verticales que son capaces de atravesar al tanque. La figura 3.7 muestra el arreglo instrumental, con PMTs y paletas de centelleo, llevado a cabo en el tanque 1.

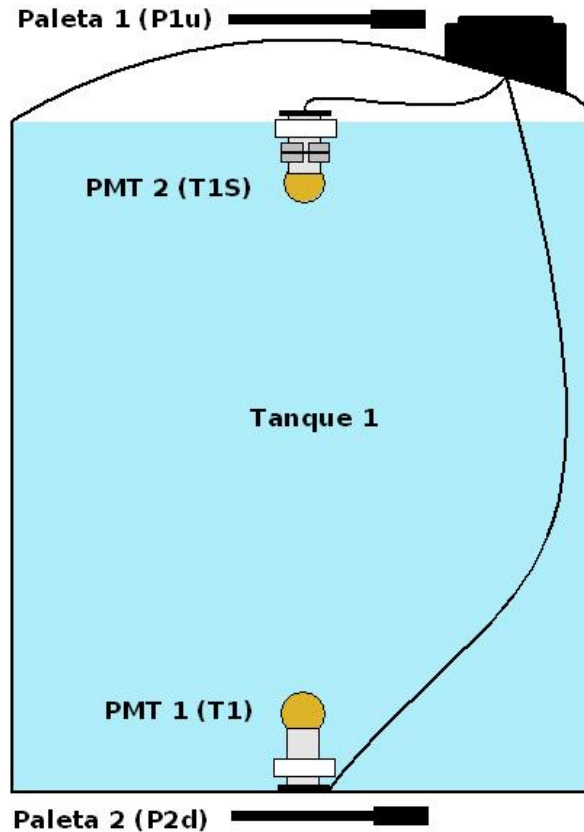


Figura 3.7: Arreglo experimental del tanque 1. El arreglo muestra uno de los PMTs flotando (PMT2), con el fotocátodo mirando hacia abajo y otro PMT en el fondo del tanque (PMT1), con el fotocátodo mirando hacia arriba. Adicionalmente tenemos las dos paletas de centelleo (P1u y P2d), colocadas en la parte superior e inferior del tanque.

Los otros dos tanques, $T2$ y $T3$, también fueron instrumentados con PMTs. Y al igual que en el tanque 1, en el tanque 2 se colocaron dos PMTs centrados, uno flotando y otro en el fondo del tanque. Por otra parte, el tanque 3 fue instrumentado con un solo PMT, centrado en el fondo de éste. Posteriormente en el arreglo del prototipo se anexó un cuarto tanque Rotaplas pequeño, de 80cm de alto por 84cm de diámetro, este cuarto tanque fue llenado con agua suavizada, al igual que los tanques $T1$, $T2$ y $T3$. El tanque 4 fue instrumentado con solo un PMT centrado en el fondo del tanque. El total de PMTs empleados en el prototipo fue de seis fotomultiplicadores. La figura 3.8 muestra la instrumentación con los PMTs realizada en cada uno de los tanques, que forman parte del arreglo del prototipo HAWC, incluyendo el tanque pequeño $T4$. Cabe señalar que no fue el único arreglo de PMTs llevado a cabo para cada uno de los tanques, sino por el contrario, se realizaron otro tipo de arreglos. Estos arreglos se describen con más detalle en la sección 5.3.2.

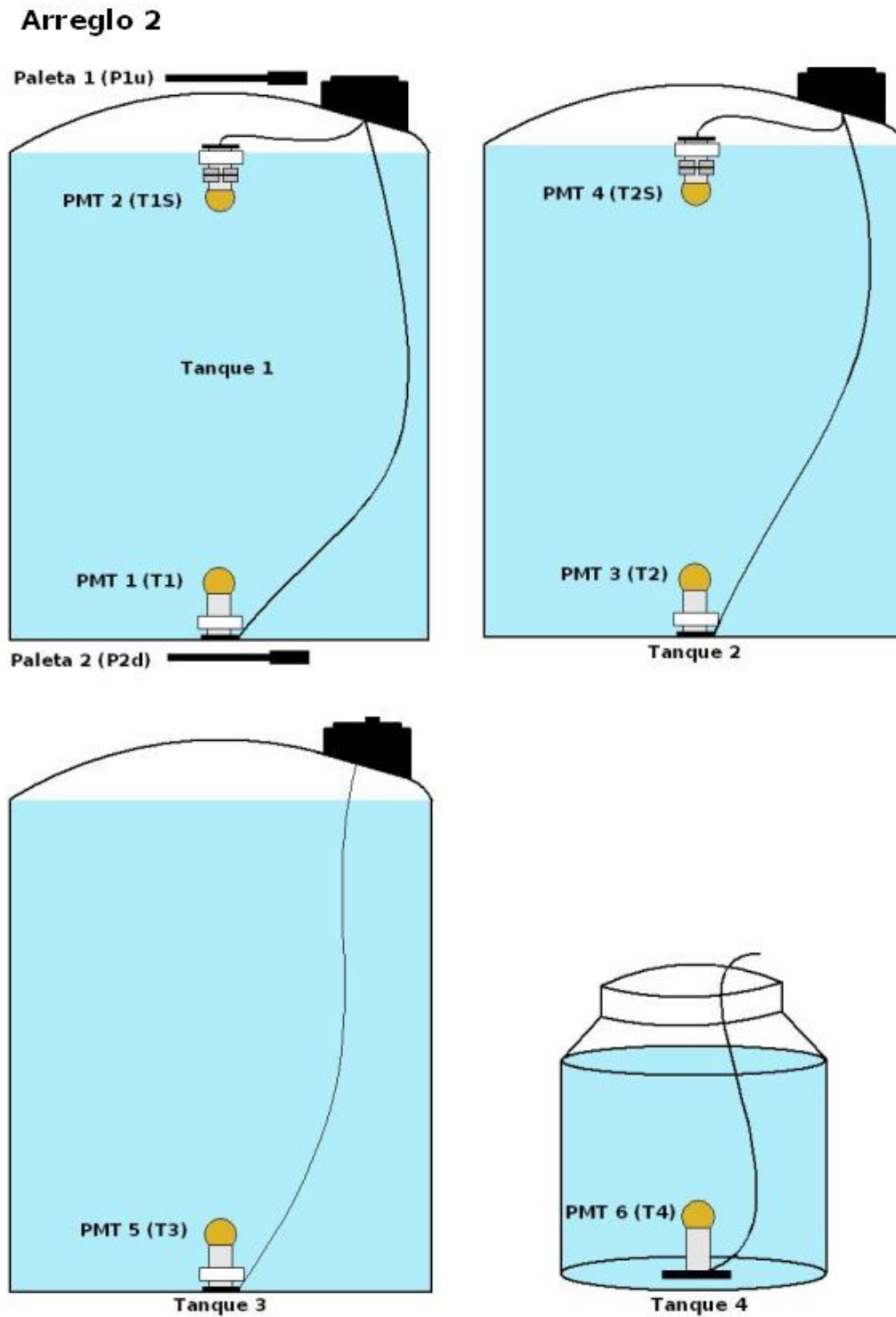


Figura 3.8: Arreglo experimental con los PMTs y las paletas de centelleo en los tanques Rotoplas del prototipo HAWC.

3.2.2. Las metas científicas para el prototipo HAWC

Antes de enunciar las metas científicas del primer prototipo HAWC, me permitiré describir brevemente el funcionamiento técnico del prototipo. Al igual como se explicó en la sección 3.1.1, cuando un rayo gamma interacciona con los átomos de la atmósfera se produce lo que se conoce como una cascada de partículas, ver figura 3.9.

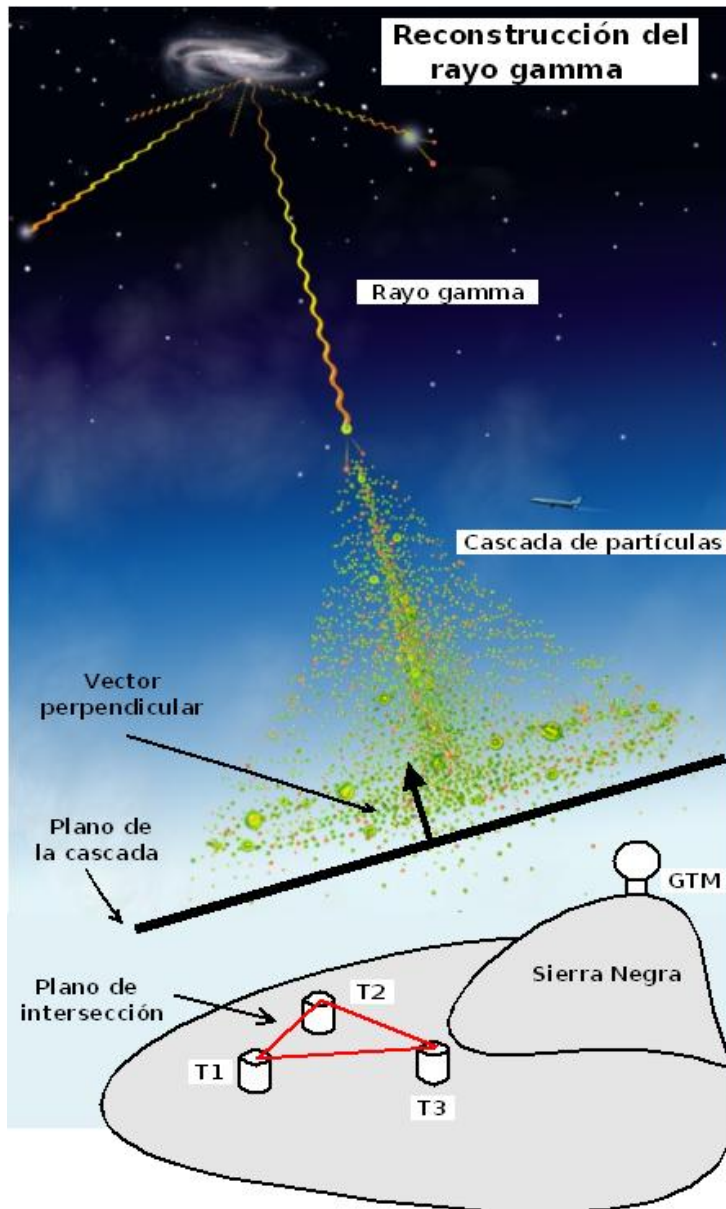


Figura 3.9: Interacción del frente de onda de partículas con el arreglo de tanques del prototipo HAWC. La intersección de ambos planos (línea roja y línea negra) nos permite determinar la dirección del rayo gamma (de forma aproximada).

La característica peculiar de esta cascada, es que posee un frente de onda con una superficie curva. Bien, dado que el área de detección del prototipo HAWC es pequeña (en comparación con el frente de onda), aproximadamente de $30m \times 30m$, la superficie curva del frente de partículas se puede considerar como una superficie plana, que intercepta al plano “triangular” del arreglo (ver figura 3.6 y figura 3.9). El funcionamiento del detector se basa en la intersección de ambos planos para determinar la dirección del rayo gamma (no su origen). En otras palabras, cuando la superficie del frente de partículas intercepta al arreglo de tanques lo hace en diferentes posiciones, y por tanto, a diferentes tiempos. Estas diferencias en tiempo nos permiten determinar la dirección perpendicular a la superficie “curva” del frente de partículas, lo cual nos lleva a determinar la dirección de la interacción y por consiguiente la dirección del rayo gamma. Por ejemplo, también puede ocurrir que el plano del frente de partículas sea paralelo al plano del arreglo de los tanques, en este caso, la diferencia en tiempos para cada tanque es cero, ya que el frente de partículas produce disparo en todos los PMTs al mismo tiempo, esto nos dice que el rayo gamma proviene del cenit.

Sin embargo, determinar el origen del rayo gamma de forma precisa, con el prototipo HAWC, es una de las tareas difíciles. Primero, dado que tenemos un número reducido de tanques y a su vez de PMTs, esto nos impide de cierta forma determinar el centro de la cascada de partículas¹³. Así pues, para reconstruir la cascada de partículas necesitamos de un número grande de tanques (o pixeles), que nos permitan identificar el centro de la cascada a partir de la luz Cherenkov originada en cada tanque.

Segundo, discriminar entre una cascada electromagnética y una cascada hadrónica, es otro de los problemas a resolver. No obstante, la solución propuesta fue el de usar las paletas de centelleo y los PMTs que flotan en la superficie del agua (ver figura 3.8). Las paletas de centelleo nos permiten identificar los muones verticales que atraviesan al tanque, y nos proporcionan el disparo para el arreglo experimental, es decir, cuando las partículas entran en el tanque y a su vez lo atraviesan, los PMTs están condicionados, en ese momento, a tomar la señal dejada por la partículas (o muones). Por otro lado, con ayuda de los PMTs flotadores, podemos observar la señal que produce la componente electromagnética (electrones, positrones, etc.). Gracias a que la componente electromagnética se atenúa con la profundidad, mientras que la señal hadrónica es más clara a mayor profundidad, podemos comparar los parámetros¹⁴ de ambas señales (una debida a los muones y otra a los electrones), esto nos va a permitir diferenciar una cascada electromagnética de una cascada hadrónica, y en efecto, poder así identificar un rayo gamma cuando su cascada llegue a los tanques.

¹³Recordemos que cada tanque es como si se tratase de un pixel en una pantalla, para tener una imagen nítida, necesitamos de un mayor número de pixeles.

¹⁴Parámetros tales como: amplitud, ancho de la señal, el tiempo de ascenso, el tiempo de descenso, etc. Para una descripción detallada de las señales consulte la sección 5.2.1.

Ya una vez visto las características generales y el funcionamiento básico del prototipo HAWC, podemos ver claramente cinco objetivos principales que se tienen para el primer prototipo HAWC:

- **Primer objetivo.** La construcción de este prototipo nos permitirá resolver los problemas de diseño y logística relacionados con la altura y las condiciones climáticas del sitio. Además, nos proporciona las bases o los cimientos necesarios para la construcción del siguiente prototipo HAWC. Esto incluye información sobre el material, el equipo de cómputo, la electrónica, el presupuesto, la adquisición del agua, entre otras cosas, que se requieren para el montaje del segundo prototipo HAWC.
- **Segundo objetivo.** La calibración previa de los fotomultiplicadores o PMTs que se emplearán para el detector HAWC.
- **Tercer objetivo.** El diseño del software y hardware necesarios para la obtención y el análisis de datos. Con esto podremos ver si con el diseño actual del prototipo HAWC, junto con el lenguaje de programación, es posible discriminar entre cascadas electromagnéticas y hadrónicas. Además, esto nos permitirá ver qué arreglo de PMTs es el más óptimo para el estudio de los rayos gamma.
- **Cuarto objetivo.** Una vez logrado el tercer objetivo, el siguiente paso es determinar, si es posible, el origen de fuentes de rayos gamma de muy alta energía en el Universo.
- **Quinto objetivo.** Y finalmente, obtener un mapa del cielo en rayos cósmicos.

3.2.3. Segundo prototipo HAWC

El siguiente paso importante para el observatorio HAWC, es la construcción del segundo prototipo HAWC, cuyo montaje se llevará a cabo este año. El diseño del segundo prototipo HAWC consiste de un arreglo circular de seis tanques de acero corrugado de $7.3m$ de diámetro por $5m$ de alto (véase figura 3.2), con un tanque adicional, de las mismas características, en el centro del arreglo circular. En el fondo de cada tanque se colocarán tres PMTs con sus respectivos fotocátodos mirando hacia el volumen de agua por encima de ellos. Por tanto, el arreglo final del segundo prototipo HAWC consistirá de siete tanques con un empleo total de 21 PMTs sumergidos¹⁵, como se muestra en la figura 3.10.

¹⁵El número total de PMTs utilizados para el segundo prototipo puede cambiar debido a que se pueden considerar otro tipo de arreglos para este prototipo, como es el caso del primer prototipo HAWC.

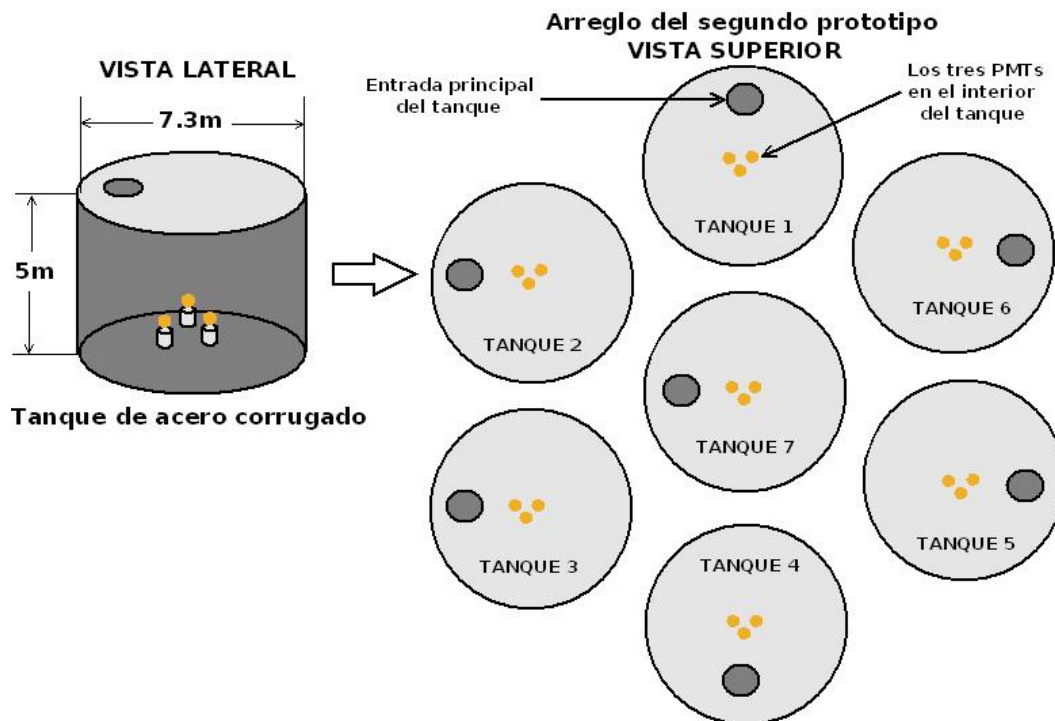


Figura 3.10: Patrón geométrico propuesto para la distribución de los siete tanques del segundo prototipo HAWC. Cada tanque llevará en su interior tres PMTs Hamamatsu.

El segundo prototipo HAWC, estará localizado en el sitio oficial de HAWC, es decir, dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba (en las faldas del volcán Sierra Negra), a una altitud de 4100m sobre el nivel del mar. Los objetivos que se tienen preparados para el segundo prototipo son:

- Probar el desempeño que se obtiene con este tipo de tanques para lograr la discriminación entre las cascadas electromagnéticas y hadrónicas. Esto nos permitirá dar validez finalmente al tipo de tanque que será empleado en el observatorio HAWC. Note que las diferencias entre el tanque del primer prototipo y del segundo prototipo estriba en sus dimensiones.
- Estudiar fuentes conocidas de rayos gamma de muy alta energía con este tipo de arreglo.
- Con este segundo prototipo se pretende estudiar las partículas, por encima de los 10GeV , provenientes del Sol.

La instalación final del observatorio HAWC se llevará a cabo en cuatro etapas consecutivas, la primera de ellas es la propia instalación del segundo prototipo HAWC, posteriormente se hará la instalación de 30 tanques (segunda etapa), 100

tanques (tercera etapa), y finalmente los trescientos tanques que se requieren para el detector de HAWC. Cabe señalar que con los primeros 30 tanques será posible hacer estudios y observaciones de gran impacto científico, tal como el descubrimiento de nuevas fuentes de rayos gamma. El estudio de los rayos gamma de muy alta energía, hoy en día, es uno de los mayores retos para la astronomía, y en particular, para la física de altas energías. El observatorio HAWC es un gran paso dentro del campo de la astronomía de rayos gamma que nos permitirá observar y estudiar los procesos más violentos de un Universo cambiante.

Capítulo 4

Marco teórico

Este capítulo está dedicado a proporcionar los fundamentos físicos y las herramientas matemáticas teóricas necesarias para comprender los fenómenos naturales que se describieron brevemente en los capítulos uno, dos y tres. Fenómenos tales como: el efecto fotoeléctrico, efecto Compton, efecto Compton inverso, producción de pares, radiación bremsstrahlung, radiación Cherenkov, proceso de la creación de cascadas, etc.; son fenómenos que requieren ser entendidos con un enfoque matemático, para poder posteriormente vislumbrar el principio de funcionamiento del detector HAWC, o mejor dicho, entender cómo se detectan los chubascos de partículas, producidos por los rayos gamma de alta energía, con los detectores Cherenkov de agua. En la primera sección se definen las propiedades físicas de las partículas elementales junto con las partículas que intervienen en las cuatro interacciones fundamentales, así como su clasificación dentro del modelo estándar. Después se explican brevemente los principios de conservación para las reacciones y desintegraciones de las partículas fundamentales. En la segunda sección se describen los tres procesos principales que forman parte de la interacción de la radiación electromagnética con la materia, procesos como el efecto fotoeléctrico, efecto Compton y el de producción de pares. En la sección posterior se mencionan otros tipos de interacciones como la radiación bremsstrahlung, efecto Compton inverso, etc. Posteriormente se define la sección eficaz y el camino libre medio para la interacción entre la radiación electromagnética con la materia. Finalmente se presenta la sección correspondiente a la generación de cascadas extensas de partículas cósmicas, en el que se presentan sus tres componentes principales, su espectro de energía, así como algunos parámetros y modelos teóricos que nos permiten describirlas.

4.1. Partículas elementales

Como se vio en la secciones 2.2.2 y 2.2.3, los rayos cósmicos (incluyendo los rayos gamma), son procesos en los que intervienen las partículas fundamentales o elementales. Recordemos que los rayos cósmicos (en su mayoría protones), al interaccionar con los átomos de la alta atmósfera producen lo que se conoce como cascadas de partículas secundarias (ver figura 2.6). Este proceso continúa hasta que no hay energía suficiente para producir nuevas partículas y sólo quedan partículas estables. Pero, ¿Qué es una partícula fundamental? Las partículas fundamentales son entes físicos precisos caracterizados por ciertas propiedades como la carga, la masa, el espín, etc.; que interactúan entre ellas conforme a interacciones fuerte, electromagnética, débil y gravitacional, y que todos los procesos que tienen lugar entre ellas siguen ciertas leyes de conservación (conservación de la carga, conservación de los leptones, conservación de los bariones, conservación de la extrañeza) [13].

De la misma manera que consideramos que las moléculas están constituidas de átomos o que los átomos están compuestos por protones, neutrones y electrones o que los núcleos están compuestos de protones y neutrones, alrededor de 1969, con experimentos de dispersión electrón-protón se encontró evidencia de que los componentes del núcleo atómico (protón y neutrón), no son elementales. Es decir, los protones y neutrones están compuestos por partículas más fundamentales, llamados **quarks**¹.

En la descripción actual del Universo se considera que éste está formado de partículas elementales y de cuatro interacciones fundamentales. Y clasificamos a las partículas existentes, según el modelo estándar, en dos grupos: las que tienen espín semientero, llamadas **fermiones** y las partículas que tienen espín entero, llamadas **bosones**; cabe señalar que los bosones son los responsables de las interacciones². Además, dentro del modelo estándar cada partícula tiene su correspondiente anti-partícula.

Los fermiones, a su vez, se pueden clasificar en dos clases de partículas: los **leptones** y los **quarks**. Los leptones son partículas fundamentales que carecen de estructura interna y no se componen de otras partículas más pequeñas, todos tienen espín 1/2. Los leptones interactúan únicamente a través de las fuerzas débil y electromagnética. La tabla 4.1 muestra a los seis leptones, que aparecen como tres pares de partículas. Cada par incluye a una partícula cargada (e^- , μ^- , τ^-) y a un neutrino sin carga (ν_e , ν_μ , ν_τ).

Por otro lado tenemos a los quarks que son partículas elementales sujetas a interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. Los quarks además de tener masa tienen una carga eléctrica fraccional con respecto a la carga del electrón,

¹Gell-Mann fue quién los llamó así, quarks.

²Los bosones satisfacen la estadística de Bose-Einstein, mientras que los fermiones satisfacen la estadística de Fermi-Dirac

Partícula	Símbolo	Anti-partícula	Carga (e)	Energía de reposo (MeV)	Vida media (s)
Electrón	e^-	e^+	-1	0.511	∞
Neutrino del electrón	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	< 0.00002	∞
Muón	μ^-	μ^+	-1	105.7	2.2×10^{-6}
Neutrino del muón	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	< 0.3	∞
Tau	τ^-	τ^+	-1	1784	3.0×10^{-13}
Neutrino tau	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	< 40	∞

Cuadro 4.1: Propiedades de los leptones.

Sabor	Símbolo	Anti-partícula	Carga (e)	Energía de reposo (MeV)	Otra propiedad
Arriba	u	\bar{u}	+2/3	300	$C = S = T = B = 0$
Abajo	d	\bar{d}	-1/3	300	$C = S = T = B = 0$
Encanto	c	\bar{c}	+2/3	1500	Encantamiento (C) = +1
Extraño	s	\bar{s}	-1/3	500	Extrañeza (S) = -1
Cima	t	\bar{t}	+2/3	> 40000	Encumbramiento (T) = +1
Fondo	b	\bar{b}	-1/3	4700	Profundidad (B) = -1

Cuadro 4.2: Propiedades de los quarks.

la cual puede ser de $+2/3$ o $-1/3$. Existen seis diferentes tipos de quarks o seis tipos de sabores, los cuales son: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b). Los quarks se dividen en tres grupos de familia: (u, d), (c, s) y (t, b). El primer par constituye los componentes básicos de la materia, el segundo y tercer par se crean en interacciones de altas energías y no son estables. También poseen otra propiedad que se llama carga de color la cual puede ser de tres tipos diferentes: rojo, verde y azul. Los anti-quarks poseen la carga de color opuesta anti-rojo, anti-verde y anti-azul. La tabla 4.2 muestra la familia de quarks con algunas de sus propiedades.

4.1.1. Las cuatro interacciones fundamentales

Las interacciones entre las partículas de materia o fermiones ocurren, como se mencionó anteriormente, debido al intercambio de bosones. Además, los bosones no obedecen el Principio de Exclusión de Pauli por lo que podemos tener varios bosones en el mismo estado cuántico. Esto nos permite explicar varios fenómenos físicos, como es el caso del intercambio de un gran número de bosones entre dos fermiones, dando lugar a interacciones muy intensas. En general si la masa “m” de

Partícula	Símbolo	Interacción	Carga (e)	Energía de reposo (GeV)
Gravitón		Gravedad	0	0
Bosón débil	W^+, W^-	Débil	± 1	80.6
Bosón débil	Z^0	Débil	0	91.2
Fotón	γ	Electromagnética	0	0
Gluón	g	Fuerte (color)	0	0

Cuadro 4.3: Este cuadro muestra las partículas asociadas con las cuatro fuerzas básicas.

los bosones intermediarios es igual cero, se tienen interacciones de largo alcance. Si la masa de los bosones intermediarios es grande las interacciones son de corto alcance.

Existen cuatro tipos de interacciones fundamentales en el Universo de diferente intensidad. Éstos son, en orden de intensidad creciente: la gravitación, la fuerza débil, el electromagnetismo y la fuerza fuerte. Estas fuerzas desempeñan papeles importantes no sólo en las interacciones entre partículas, sino también en la desintegración de una partícula para formar otras partículas, como es el caso de la producción de partículas (chubascos de partículas), debido a la interacción de un rayo cósmico o de un rayo gamma con la atmósfera [16]. La tabla 4.3 muestra las partículas de campo, o bien, las partículas que son las responsables de las cuatro interacciones fundamentales.

La fuerza gravitatoria. La fuerza de gravedad es la más débil de las cuatro interacciones básicas y la experimentan todas las partículas debido a su masa o energía. Es atractiva solamente y de largo alcance. El bosón intermediario responsable de ésta es el gravitón, que tiene espín 2 y masa cero³. La interacción gravitatoria es la que menos se entiende cuando se trata de describir en concordancia con la relatividad y la mecánica cuántica.

La fuerza nuclear débil. La fuerza débil es de corto alcance, alrededor de $10^{-3} fm$. La interacción nuclear débil es la responsable de la desintegración nuclear beta y de la inestabilidad del neutrón. Esta interacción es experimentada por todas las partículas de espín semi-entero, en otras palabras, por todos los fermiones. Los bosones intermediarios masivos responsables de esta interacción son W^+ , W^- y el Z^0 , los dos primeros tienen masas del orden de $79.31 GeV$ y el último del orden de $91.175 GeV$. Esta interacción es del orden de 10^{34} veces más intensa que la gravitatoria.

La fuerza electromagnética. La interacción electromagnética la experimentan todas las partículas que tienen carga eléctrica y ésta es del orden de 10^{38}

³En la actualidad no hay evidencia experimental de la existencia del gravitón.

veces más intensa que la gravitatoria. Esta fuerza puede ser repulsiva o atractiva dependiendo del signo de carga para el par de partículas que interactúan. El bosón intermediario de esta interacción es el fotón que tiene espín 1, carga cero y no tiene masa, por tanto, el alcance de la fuerza electromagnética es infinito. Las propiedades de los átomos y de las moléculas se determinan mediante las fuerzas electromagnéticas, y muchas de las fuerzas macroscópicas comunes (como la fricción, la resistencia del aire, el arrastre y la tensión) se deben finalmente a la fuerza electromagnética. La fuerza electromagnética entre protones vecinos es de unos 10^{-2} de la fuerza fuerte, pero dentro del núcleo las fuerzas electromagnéticas pueden actuar acumulativamente. Como resultado, la fuerza electromagnética puede competir con la fuerza fuerte en la determinación de la estabilidad y la estructura de los núcleos.

La fuerza nuclear fuerte. La interacción nuclear fuerte es atractiva y de corto alcance. Esta interacción es del orden de 10^{40} veces más intensa que la fuerza de gravedad. Los bosones intermediarios son los gluones, partículas de espín 1, y con la propiedad llamada carga de color que también tienen los quarks. Esta interacción es experimentada únicamente por los quarks y por los gluones mismos. Además, es la interacción que une a los quarks para formar protones y neutrones, y a los neutrones y protones para constituir el núcleo atómico. La teoría de estas interacciones se llama Cromodinámica cuántica (QCD). En ésta se tiene o se espera tener la propiedad llamada confinamiento que dice que la interacción nuclear fuerte une a las partículas en combinaciones sin color y esto impide ver a un sólo gluón o quark aisladamente pues tienen color. Una combinación sin color se obtiene si combinamos, por ejemplo, tres quarks: uno rojo con uno verde y un azul. También si combinamos dos, como rojo con anti-rojo, azul con anti-azul o verde con anti-verde. Otra propiedad indicada por la teoría es la libertad asintótica que significa que a energías bajas la interacción nuclear es fuerte pero a energías altas se hace débil y, por lo tanto, los quarks y gluones son casi libres a distancias cortas [19].

4.1.2. Los hadrones

Aquellas partículas que están formadas por tres quarks de color diferente (rojo, verde y azul), o por tres anti-quarks con diferente anti-color (anti-rojo, anti-verde y anti-azul), se llaman **bariones** y **anti-bariones** respectivamente. A las partículas que están formadas por un quark y un anti-quark con un color y anti-color, se les llama **mesones**. Al conjunto de mesones, bariones y anti-bariones se les llama **hadrones**.

Los mesones. Son partículas que interactúan fuertemente, están compuestos por un quark y un anti-quark y tienen un espín integral (1 o 0, por tanto, son bosones). La tabla 4.4 proporciona una lista parcial de algunos mesones. Generalmente, los mesones se producen en las reacciones de la fuerza fuerte; se desin-

Partícula	Símbolo	Contenido de quarks	Anti-partícula	Carga (e)	Energía de reposo (MeV)
PiÓN	π^+	$u\bar{d}$	π^-	+1	140
PiÓN	π^0	$u\bar{u} + d\bar{d}$	π^0	0	135
KaÓN	K^+	$u\bar{s}$	K^-	+1	494
KaÓN	K^0	$d\bar{s}$	\bar{K}^0	0	498
Rho	ρ^+	$u\bar{d}$	ρ^-	+1	768
Psi	ψ	$c\bar{c}$	ψ	0	3097

Cuadro 4.4: Esta tabla muestra algunos mesones con sus respectivas propiedades.

tegran, usualmente en otros mesones o leptones, por medio de las fuerzas fuerte, electromagnética o débil. Por ejemplo, los piones pueden producirse en las reacciones de los nucleones, tales como

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad \text{o} \quad p + n \rightarrow p + p + \pi^0$$

y los piones pueden desintegrarse de acuerdo con

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \text{o} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

donde la primera desintegración sucede debido a la fuerza débil (indicada por los neutrinos) y la segunda debido a la fuerza electromagnética (indicada por los fotones) [16]. Las reacciones mostradas anteriormente son de vital importancia para el entendimiento de los chubascos de partículas originados principalmente por un rayo cósmico primario. La composición principal de un rayo cósmico primario es de protones, por tanto, al interactuar con la atmósfera, puede ocurrir una colisión nuclear entre un protón y un neutrón (de algún átomo de la atmósfera). Provocando, como se vio en las reacciones, dos protones y un piÓN negativo, o bien, un protón, un neutrón y un piÓN neutro. Posteriormente, podemos notar que los piones decaen en un muÓN negativo o un rayo gamma (fotón), según la carga del piÓN.

Los bariones. Son partículas que están compuestas por tres quarks (o tres anti-quarks), interactúan fuertemente y tienen espines semienteros ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$, por tanto, son fermiones). En la tabla 4.5 se muestra una lista parcial de algunos bariones. Los miembros familiares del barión son el protón y el neutrón, con sus respectivas anti-partículas, el anti-protón (\bar{p}) y el anti-neutrón (\bar{n}). Cabe señalar que el protón (y el neutrón dentro de un núcleo) son los únicos bariones estables, los bariones restantes (como: $\Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$), denominados **hiperones**, son partículas inestables y con una mayor masa respecto al protón y neutrón.

Partícula	Símbolo	Contenido de quarks	Anti-partícula	Carga (e)	Energía de reposo (MeV)
Protón	p	uud	\bar{p}	+1	938
Neutrón	n	udd	\bar{n}	0	940
Lambda	Λ^0	uds	$\bar{\Lambda}^0$	0	1116
Omega	Ω^-	sss	$\bar{\Omega}^-$	-1	1673
Delta	Δ^{++}	uuu	$\bar{\Delta}^{++}$	+2	1232
Lambda encantada	Λ_c^+	udc	$\bar{\Lambda}_c^+$	+1	2285

Cuadro 4.5: Esta tabla muestra algunos bariones con sus respectivas propiedades.

4.1.3. Leyes de conservación

En las reacciones y desintegraciones de las partículas fundamentales solemos encontrar cierto grupo de sucesos, pero no podemos observar otro grupo de sucesos relacionados que, por otra parte, cabría esperar que ocurran. Cuando esto sucede, sospechamos que alguna ley de conservación desconocida actúa permitiendo el primer grupo y prohibiendo el segundo. En efecto, estas leyes de conservación nos ayudan a entender por qué ciertos sucesos (aquellos que violan las leyes de conservación) no se observan jamás. En cierto sentido constituyen leyes empíricas, deducidas de la observación de procesos físicos y probadas cuidadosamente en el laboratorio.

Un ejemplo de una ley de conservación es la **conservación de la carga eléctrica**, en el que se establece que no hay destrucción ni creación neta de carga eléctrica, y afirma que en todo proceso tanto para acontecimientos de gran escala (como el frotamiento de una varilla de vidrio) como a nivel atómico y nuclear, la carga total de un sistema aislado se conserva. Por ejemplo, en el proceso de producción de pares electrónicos⁴ $\gamma \rightarrow e^- + e^+$, en el que dos leptones, un electrón (carga = $-e$) y un positrón (carga = $+e$), se crean a partir de un fotón. La carga neta es cero tanto antes como después del acontecimiento, en otras palabras, la carga se conserva.

Ciertas partículas no cargadas, como el mesón π neutro, tienen la capacidad de desintegrarse electromagnéticamente en dos rayos gamma: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Esta desintegración conserva la carga, siendo nuevamente de cero la carga total antes y después de la desintegración. Otros principios de conservación importantes en las reacciones y desintegraciones de las partículas fundamentales es la **conservación del número leptónico**, **conservación del número bariónico**, y la **conservación de la extrañeza**.

La ley de la conservación del número leptónico enuncia lo siguiente: a cada

⁴Véase sección 4.2.3.

leptón le asignamos un número leptónico +1 y a cada antileptón le asignamos un número leptónico -1. Todas las demás partículas tienen números leptónicos de 0. Así pues, *en cualquier proceso, el número leptónico para leptones del tipo electrón, leptones del tipo muón y leptones del tipo tau debe, en cada uno de los casos, permanecer constante*. Por ejemplo, consideremos la siguiente desintegración del muón:

$$\begin{array}{cccc} \mu^- & \rightarrow & e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \\ L_e : & 0 & +1 & -1 & 0 \\ L_\mu : & +1 & 0 & 0 & +1 \end{array}$$

Notamos que a los leptones del tipo electrónico se les asigna $L_\mu = 0$ y a los leptones del tipo muónico se les asigna $L_e = 0$. También vemos que $L_e = 0$ y $L_\mu = 1$ tanto antes como después de la desintegración, de modo que el proceso es permitido por la ley de conservación del número leptónico. En virtud de esta ley de conservación, podemos entender por qué debe haber un antineutrino electrónico y un neutrino muónico entre los productos de la desintegración, en lugar de, por ejemplo, un neutrino electrónico y un antineutrino muónico [16]. La ley de conservación del número bariónico es muy similar a la ley de conservación del número leptónico. A cada barión, lo mismo que al protón o al neutrón, le asignamos un número bariónico B de +1, y a los antibariones tales como el antiprotón les asignamos B=-1. Por tanto, en todo proceso, el número bariónico total debe permanecer constante. Por ejemplo, consideremos la reacción cuando un haz de protones incide sobre un blanco de neutrones:

$$\begin{array}{ccccccc} p & + & n & \rightarrow & p & + & p & + & \pi^- \\ B : & +1 & +1 & & +1 & +1 & 0 \end{array}$$

En esta reacción el número bariónico neto es +2 tanto del lado izquierdo como del lado derecho, en efecto, el número bariónico se conserva.

Si bien existen leyes de conservación para los dos tipos de partículas (los leptones y los bariones), no existe una ley de conservación para los mesones. Sin embargo, otro atributo inventado para caracterizar partículas sujetas a interacciones fuertes es la *extrañeza*. Los números cuánticos para la extrañeza están dados de la siguiente manera: a dos kaones (K^+ y K^0) se les asigna una extrañeza de $S = +1$ y a los otros dos (K^- y \bar{K}^0) se les asigna $S = -1$. Al barión Λ^0 se le asigna $S = -1$. Todas las partículas no extrañas (tales como p, n y e) tienen extrañeza cero ($S = 0$). La tabla 4.6 muestra algunos mesones y bariones con su respectivo número cuántico de extrañeza. No obstante, para procesos de interacción débil, la extrañeza total permanece constante o bien cambia en una unidad (± 1). Mientras que para procesos regidos por la interacción electromagnética, la extrañeza total debe permanecer constante.

Partícula	Clasificación	Extrañeza	Energía de reposo (MeV)
π^+	Mesón	0	140
π^0	Mesón	0	135
K^+	Mesón	+1	494
K^0	Mesón	+1	498
η	Mesón	0	549
ρ^+	Mesón	0	769
η'	Mesón	0	958
D^+	Mesón	0	1869
ψ	Mesón	0	3097
B^+	Mesón	0	5278
v	Mesón	0	9460
p	Barión	0	938
n	Barión	0	940
Λ^0	Barión	-1	1116
Σ^+	Barión	-1	1189
Σ^0	Barión	-1	1192
Σ^-	Barión	-1	1197
Ξ^0	Barión	-2	1315
Ξ^-	Barión	-2	1321
Δ^*	Barión	0	1232
Σ^*	Barión	-1	1385
Ξ^*	Barión	-2	1530
Ω^-	Barión	-3	1672

Cuadro 4.6: La tabla muestra algunos mesones y bariones con su respectivo número de extrañeza.

Por ejemplo, si tenemos la reacción: $p+p \rightarrow p+\Lambda^0+K^+$, vemos que el número de extrañeza del lado izquierdo es cero, mientras que del lado derecho la extrañeza es igualmente cero ($-1+1=0$). También observamos que en esta reacción se cumple la conservación de carga (+2 de ambos lados), la conservación del número leptónico (cero para ambos lados) y la conservación del número bariónico (+2 de ambos lados). Otro ejemplo, sería la desintegración del kaón, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, aquí tenemos $S = +1$ a la izquierda y $S = 0$ a la derecha de la reacción, en otras palabras, la extrañeza tiene un cambio $\Delta S = 1$. Esto implica que se trata de un proceso de interacción débil. Cabe destacar que el tiempo de vida medio de un proceso de desintegración es a menudo una señal del tipo de interacción responsable del proceso, estando la fuerza fuerte en el extremo más corto de la escala de tiempo (aproximadamente $10^{-23}s$), seguida de la fuerza electromagnética con un tiempo característico de 10^{-14} a $10^{-20}s$, le sigue finalmente la fuerza débil con un tiempo característico de 10^{-8} a $10^{-13}s$. Así pues, cuando medimos el tiempo de

vida de la desintegración del kaón vemos que es de $10^{-8}s$, tratándose por tanto de un proceso de interacción débil.

4.2. Interacción de la radiación electromagnética con la materia

La interacción de la radiación con la materia es uno de los procesos fundamentales responsables de muchos fenómenos que ocurren en el universo. Los fotones o la radiación electromagnética, en particular los rayos gamma, pueden interactuar con la materia por medio de tres procesos físicos: **el efecto fotoeléctrico**, **el efecto Compton** o **la producción de pares**.

4.2.1. Efecto fotoeléctrico

En los metales hay electrones que se mueven más o menos libremente a través de la red cristalina. Estos electrones no escapan del metal a temperaturas normales por que no poseen la energía suficiente para sobrepasar la energía potencial coulombiana en la superficie del metal. Una manera de aumentar la energía de los electrones es calentar el metal. Los electrones “evaporados” se denominan entonces termoelectrones. Sin embargo, otra manera de liberar electrones de un metal es posibilitar que los mismos absorban energía de la radiación electromagnética. Al proceso por el cual un fotón transfiere toda su energía a un electrón de un átomo para liberarlo, se le llama *efecto fotoeléctrico*. Los electrones emitidos se denominan *fotoelectrones* debido al método de producción.

Supongamos que ϕ es la energía necesaria para que un electrón escape de un metal dado. Luego, si el electrón absorbe una energía E , la diferencia $E - \phi$ aparecerá como energía cinética E_k del electrón que escapa. Podemos escribir entonces

$$E_k = E - \phi. \quad (4.1)$$

Es evidente que si E es menor que ϕ no habrá emisión electrónica. Luego, la energía E que en un solo proceso un electrón absorbe de una radiación electromagnética de frecuencia f es $E = hf$ (donde h es la constante de Planck, cuyo valor en el sistema internacional es $6.626 \times 10^{-34} Js$). Por tanto, la ecuación 4.1 la podemos escribir como:

$$E_k = hf - \phi. \quad (4.2)$$

No todos los electrones necesitan la misma energía ϕ para escapar del metal. Llamamos *energía de arranque* del metal al valor mínimo ϕ_0 de la energía. Luego, la máxima energía cinética de los electrones que escapan es

$$E_{k,max} = hf - \phi_o. \quad (4.3)$$

De acuerdo a esta ecuación vemos que para una frecuencia f_o tal que $hf_o - \phi_o = 0$ o $f_o = \phi_o/h$ la energía cinética máxima de los electrones es cero. Por lo tanto, f_o es la frecuencia mínima o umbral de frecuencia para el cual comienza la emisión fotoeléctrica. Para frecuencias menores que f_o , de modo que $hf < \phi_o$, no hay emisión porque los electrones no pueden absorber en un solo proceso energía suficiente para escapar del metal, independientemente de la intensidad de la radiación [13].

4.2.2. Efecto Compton

Cuando cierto tipo de radiación electromagnética ha pasado por una región en la que hay electrones libres, observamos que, además de la radiación incidente, hay otra de frecuencia diferente. Esta nueva radiación se interpreta como la dispersada por los electrones libres. La frecuencia de la radiación dispersada es menor que la de la incidente y en consecuencia la longitud de onda de la radiación dispersada es mayor que la de la incidente. La longitud de onda de la radiación dispersada depende de la dirección de dispersión. Este fenómeno se denomina *efecto Compton* o *dispersión Compton*.

Sea λ la longitud de onda de la radiación incidente y λ' la de la dispersada. Por tanto, $\lambda' - \lambda$ está determinada solamente por la dirección de dispersión. Es decir, si θ es el ángulo entre la dirección de las ondas incidentes y la dirección en que se observa las ondas dispersadas, la longitud de onda λ' de la radiación dispersada queda determinada por la relación experimental

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c[1 - \cos(\theta)], \quad (4.4)$$

donde λ_c es una constante cuyo valor es $\lambda_c = 2.43 \times 10^{-12}m$. Se denomina *longitud de onda Compton para electrones*. Pero $\lambda = c/f$, donde f es la frecuencia de la onda y c la velocidad de la luz⁵, por tanto, la ecuación 4.4 la podemos escribir como

$$\frac{1}{f'} - \frac{1}{f} = \frac{\lambda_c}{c}[1 - \cos(\theta)]. \quad (4.5)$$

Sin embargo, la longitud de onda Compton λ_c del electrón está relacionada con la masa del mismo por

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c}. \quad (4.6)$$

La relación 4.6 implica que el fotón debe poseer una energía comparable a la energía de la masa del electrón en reposo ($0.51MeV$) o bien energías por encima

⁵En el sistema internacional la velocidad de la luz en el vacío tiene un valor de $299792458m/s$.

de esta cota. Ahora bien, si se sustituye la expresión 4.6 en la expresión 4.5 obtenemos lo siguiente

$$\frac{1}{f'} - \frac{1}{f} = \frac{h}{m_e c^2} [1 - \cos(\theta)],$$

o bien la expresión anterior la podemos escribir (con la sustitución de la expresión de Planck $E = hf$), como

$$\frac{1}{hf'} - \frac{1}{hf} = \frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m_e c^2} [1 - \cos(\theta)]. \quad (4.7)$$

La relación 4.7 la podemos obtener a partir de suponer que la dispersión de una onda electromagnética por un electrón se debe a un “choque” entre la onda y el electrón, lo que implica un intercambio de energía y de momento, para su deducción vea las páginas 16 y 17 de la referencia [13]. Llegamos entonces a la conclusión de que podemos explicar la dispersión de la radiación electromagnética por un electrón libre si identificamos el proceso como una colisión entre un electrón libre y una partícula de masa en reposo nula que tiene una energía $E = hf$ antes de la colisión y una energía $E = hf'$ después de la colisión.

4.2.3. Producción de pares

Cuando la energía del fotón es mayor que $2m_e c^2$ ($= 1.02MeV$, que es el doble de la energía en reposo del electrón), puede ocurrir un proceso llamado la creación de un par electrón-positrón. La creación de un par electrón-positrón, llamada *producción de pares*, se puede escribir en la forma

$$hf \rightarrow e^+ + e^-. \quad (4.8)$$

La ecuación 4.8 nos dice que un fotón de energía hf (la energía mínima del fotón necesaria para producir un par electrón-positrón es $2m_e c^2$), puede transformarse en un electrón más un positrón. No obstante, para que se conserve la energía y el momento, el proceso debe ocurrir cerca de un núcleo que, por su acoplamiento electromagnético con el sistema, tomará la energía y el momento necesarios para la conservación de ambas cantidades. Es por esta razón que la producción de pares de electrones es más intensa en los materiales que tienen un número atómico alto (como el plomo⁶), ya que los mismos proveen un acoplamiento electromagnético más intenso con el par electrón-positrón. La producción de pares electrónicos es uno de los principales procesos que dan cuenta de la absorción de fotones de alta energía (por ejemplo, rayos gamma) en diversos materiales. A baja energía el proceso más importante es el efecto fotoeléctrico y a energías entre $0.1MeV$ y $1MeV$ lo es el efecto Compton.

⁶Véase la sección correspondiente a observaciones sobre la producción de chubascos, página 15.

4.3. Otro tipo de interacciones fundamentales

En esta sección se presenta de manera breve otro tipo de interacciones presentes en la materia y en la radiación electromagnética. Por ejemplo, la interacción de partículas cargadas con la materia, o bien, la interacción de partículas cargadas con campos electromagnéticos puede producir procesos de **ionización**, **radiación de frenado (bremsstrahlung)**, **efecto Compton inverso**, **radiación Cherenkov**, **radiación sincrotrón**, entre otros.

4.3.1. Radiación sincrotrónica y bremsstrahlung

Cuando una carga eléctrica está en movimiento acelerado, la energía total del campo electromagnético de ésta varía en el tiempo. Por lo tanto *una carga acelerada irradia energía electromagnética*. La rapidez con que una carga q moviéndose con velocidad \vec{v} y aceleración \vec{a} irradia energía es, cuando la velocidad es pequeña respecto a la de la luz,

$$\frac{dE}{dt} = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}. \quad (4.9)$$

Una conclusión importante es que para mantener la carga en movimiento acelerado se le debe suministrar energía para compensar la que se transfiere como radiación. Esto significa que cuando se acelera un ion en un acelerador de Van de Graaff o en un ciclotrón, por ejemplo, una fracción de la energía suministrada al ion se pierde en forma de radiación electromagnética. Esta pérdida de energía es sin embargo despreciable excepto a energías relativistas. Las partículas cargadas atrapadas en el campo magnético terrestre, en las manchas solares o en cuerpos celestes distantes tal como la nebulosa de Cangrejo, también emiten *radiación sincrotrónica*⁷.

Si la partícula se frena en vez de acelerarse, la ecuación 4.9 es aún válida y la energía radiada es el exceso que tiene el campo electromagnético como resultado de la disminución de la velocidad de la carga. Por ejemplo, cuando una carga rápida, tal como un electrón o un protón, incide en un blanco y se detiene, una parte sustancial de su energía se transforma en radiación. Esta radiación se denomina *radiación de frenado*, o más comúnmente *bremsstrahlung*⁸. Este es el principal mecanismo de producción de radiación en los tubos de rayos X que se usan en las aplicaciones físicas, médicas e industriales.

La energía radiada por una partícula cargada puede ser absorbida por otras partículas cargadas que están sujetas a la acción del campo electromagnético producido por la primera partícula. Podemos describir entonces la interacción de dos partículas cargadas como el intercambio de energía por medio de la emisión y la absorción[13].

⁷Véase la sección correspondiente al origen de los rayos gamma, página 24.

⁸Bremsstrahlung, del alemán que significa Bremsung (frenado) y Strahlung (radiación).

4.3.2. Proceso de ionización

El proceso de ionización consiste en separar o desprender electrones de una molécula o átomo neutro, por medio del suministro de energía. Durante este proceso se producen iones, que no son más que átomos o moléculas cargadas eléctricamente debido al exceso o falta de electrones respecto al átomo o molécula neutro. La energía suministrada se puede obtener a partir de elevar la temperatura (para formar plasma), por medio de radiación ionizante (por ejemplo, rayos X , radiación alfa, beta o gamma), campos eléctricos intensos o bombardeando una muestra con partículas cargadas.

4.3.3. Efecto Compton inverso

El efecto Compton inverso, como su nombre lo indica, es el proceso inverso de la dispersión Compton, es decir, aquí los electrones transfieren su energía y su momento al fotón por medio de una “colisión”. En esta interacción, después de la colisión, el fotón adquiere más energía lo que implica que su longitud de onda disminuya. Para que ocurra esto, los electrones tienen que tener velocidades cercanas a la de la luz y que los fotones posean altas energías. También puede darse el caso de que los protones transfieran su energía y momento a los fotones, vía este proceso.

4.3.4. Efecto Cherenkov

La velocidad de la luz en un sólido o líquido transparente está dada por

$$v_f = \frac{c}{n}, \quad (4.10)$$

donde n es el índice de refracción del medio real⁹ y c es la velocidad de la luz en el vacío. Si una partícula cargada que se mueve en este medio tiene una velocidad mayor que v_f (mayor que la velocidad de la luz en ese medio), los átomos, momentáneamente polarizados eléctricamente por la partícula cargada que pasa cerca, emiten luz (llamada radiación Cherenkov, en honor a Pável Cherenkov¹⁰). El proceso se debe a que la perturbación del campo eléctrico en el átomo produce un dipolo eléctrico transitorio que entonces da lugar a la emisión de ondas electromagnéticas. La razón de por qué se emite esa luz sólo cuando la velocidad sobrepasa c/n es que sólo en este caso puede ser coherente la luz emitida por todos los átomos a lo largo de la trayectoria.

En otras palabras, cuando una partícula cargada pasa por un medio dieléctrico con una velocidad mayor que v_f , genera a su alrededor una serie de dipolos

⁹En este caso suponemos que el medio es no-magnético e isótropo, siendo $n = \sqrt{\epsilon}$.

¹⁰Pável Alekséyevich Cherenkov fue un físico soviético quién recibió el premio Nobel de física en 1958 por explicar y caracterizar la producción de radiación Cherenkov.

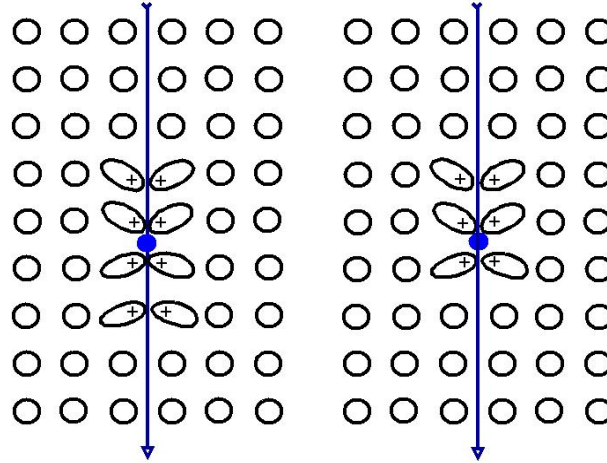


Figura 4.1: Ruptura de simetría debido al paso de una partícula cargada en un medio dieléctrico.

inducidos y un campo de polarización simétrico, provocando, posteriormente, el retardo del potencial, lo que conlleva a la ruptura de simetría del campo de polarización y, por tanto, a la posibilidad de radiación, figura 4.1.

Hay que subrayar que esta radiación nada tiene que ver con la radiación de frenado que, de hecho, siempre se produce en el movimiento de un electrón rápido. Esta última es emitida por el propio electrón al chocar con los átomos. En cambio, en el fenómeno de Cherenkov se trata esencialmente de la radiación emitida por un medio bajo la influencia del campo de una partícula que se mueve en él. La diferencia entre ambos tipos de radiación se manifiesta de manera particularmente clara al pasar al límite de la masa de la partícula tan grande cuando se quiera: la radiación de frenado desaparece por completo, mientras que la radiación de Cherenkov no cambia en absoluto.

El vector de onda y la frecuencia de una onda electromagnética que se propaga en un medio transparente están ligados por la ecuación

$$\kappa = \frac{\omega}{v_f}, \quad (4.11)$$

pero de acuerdo con la expresión 4.10, la ecuación 4.11 la podemos escribir como

$$\kappa = \frac{n\omega}{c}. \quad (4.12)$$

Por otra parte, la frecuencia de la componente de Fourier del campo de una partícula que se mueve uniformemente en un medio está ligada con la componente- x del vector de onda (el eje x está dirigido en el sentido de la velocidad de la partícula) por la relación

$$\omega = \kappa_x v. \quad (4.13)$$

Para que tal componente represente una onda que se propaga libremente, las relaciones 4.12 y 4.13 no deben contradecirse. Y, en efecto, dado que ha de ser $\kappa > \kappa_x$, es necesario que se cumpla la condición

$$v > \frac{c}{n}. \quad (4.14)$$

Así pues, la radiación con frecuencia ω se produce cuando la velocidad de la partícula supera la velocidad de fase de las ondas de dicha frecuencia en el medio en cuestión.

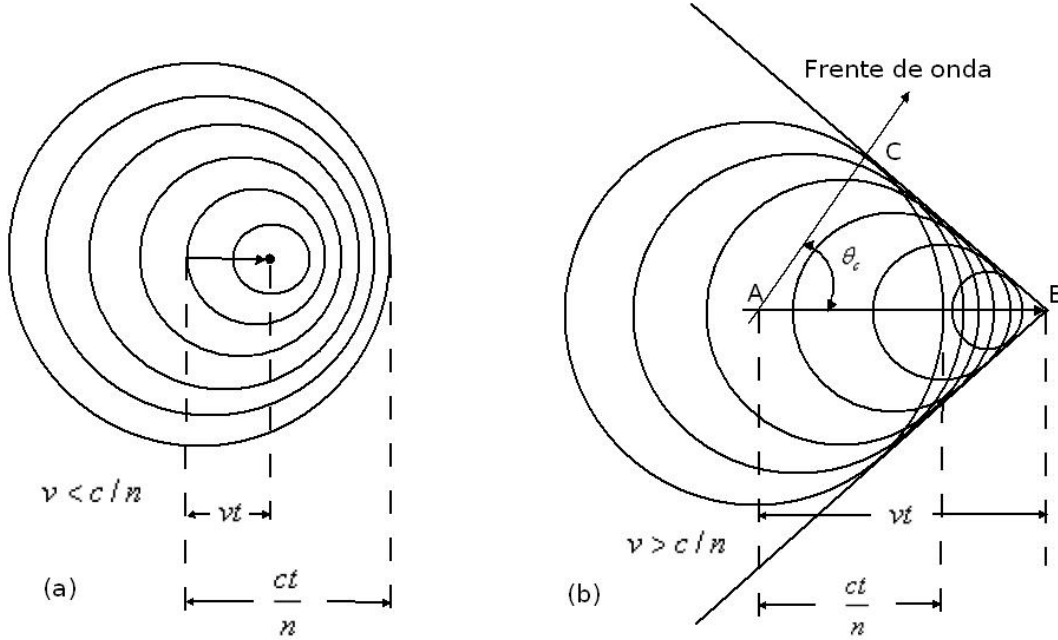


Figura 4.2: (a) Ondas esféricas generadas por el paso de una partícula cargada en un medio dieléctrico cuya velocidad es menor que c/n . (b) Frente de onda generado por el paso de una partícula cargada en un medio dieléctrico cuya velocidad es mayor que c/n .

Sea θ_c el ángulo formado por la dirección del movimiento de la partícula y la de la emisión de radiación [véase figura 4.2 (b)]. Tenemos pues que

$$\kappa_x = \kappa \cos(\theta_c) = \frac{n\omega}{c} \cos(\theta_c), \quad (4.15)$$

y comparando con la igualdad 4.13 se encuentra que $\frac{\omega}{v} = \frac{n\omega}{c} \cos(\theta_c)$; por tanto,

$$\cos(\theta_c) = \frac{c}{nv}. \quad (4.16)$$

Por consiguiente, a la radiación de una frecuencia dada corresponde un valor bien determinado del ángulo θ . En otras palabras, la radiación de cada frecuencia se produce hacia adelante respecto de la dirección del movimiento de la partícula

Material	Índice de refracción (n)	Velocidad umbral	Ángulo límite (en radianes)
Aire	1.0003	0.9997c	0.025
Agua	1.333	0.75c	0.72
Hielo	1.31	0.76c	0.702
Aerogel	1.05	0.95c	0.309

Cuadro 4.7: Ángulos límite Cherenkov para diferentes medios.

y se distribuye sobre la superficie de un cono de ángulo $2\theta_c$ determinado por la fórmula 4.16 [17].

A la expresión 4.16 se le conoce con el nombre de **relación Cherenkov**. En la figura 4.2 se muestran dos frentes de onda correspondientes a dos partículas que se desplazan en un medio dieléctrico. Para el inciso (a) la velocidad de desplazamiento v de la partícula es menor que c/n y para el inciso (b) la velocidad de desplazamiento es mayor que c/n . Podemos notar que el frente de onda de choque de la figura 4.2 (b) es semejante a la explosión sónica producida cuando un avión rompe la barrera del sonido, es muy común comparar estos dos tipos de fenómenos.

Otra forma para obtener la expresión 4.16 es utilizar la conservación del momento y la conservación de energía, es decir, la proyección del momento del fotón emitido $\frac{n\hbar\omega}{c}$ sobre la trayectoria de la partícula debe ser igual al momento de la partícula $\frac{\Delta E}{\beta c}$, o mejor dicho

$$\frac{n\hbar\omega}{c} \cos\theta = \frac{\Delta E}{\beta c}, \quad (4.17)$$

de donde $\beta = v/c$ y la conservación de energía es

$$\Delta E = \hbar\omega \pm \hbar\omega_0, \quad (4.18)$$

sustituyendo la expresión 4.18 en la expresión 4.17 obtenemos lo siguiente:

$$\frac{n\omega}{c} \cos\theta = \frac{\omega \pm \omega_0}{\beta c}. \quad (4.19)$$

Dado que el sistema es una carga puntual, entonces el sistema no posee grados de libertad internos, por lo que $\omega_0 = 0$, de la ecuación 4.19 se obtiene finalmente la relación de Cherenkov 4.16, es decir, $\cos(\theta_c) = c/nv$. En la tabla 4.7 se muestran algunos medios con sus respectivos índices de refracción, velocidades umbral y su ángulos límite Cherenkov.

4.4. Sección eficaz

Cuando un haz de radiación pasa a través de la materia su energía es absorbida gradualmente por algunos de los procesos mencionados anteriormente. Así, si I_0 es la intensidad de la radiación antes de interactuar con ella, su intensidad después de atravesar un espesor x de la materia está dada por:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x}, \quad (4.20)$$

donde Σ (expresada en m^{-1} , si x se expresa en metros) es una cantidad característica de cada sustancia y de cada proceso; se denomina *coeficiente de absorción lineal* o *sección eficaz macroscópica*.

Cuando los núcleos, venciendo la repulsión coulombiana, llegan a quedar muy cerca uno del otro (dentro del alcance de la fuerza nuclear), puede ocurrir un reagrupamiento de los nucleones. Esto puede dar lugar a una reacción nuclear, estas reacciones se producen comúnmente bombardeando un núcleo (M_i) que sirve de blanco con un proyectil nuclear (m_i), en la mayoría de los casos un nucleón (por ejemplo, un protón proveniente de la cascada primaria de los rayos cósmicos), un núcleo ligero o incluso puede tratarse de un fotón (por ejemplo, los rayos gamma cósmicos). En la mayoría de las reacciones se produce la misma u otra partícula (m_f) dejando un núcleo final o residual (M_f) en su estado fundamental o en un estado excitado. La reacción se designa con los símbolos $M_i(m_i, m_f)M_f$, donde los núcleos inicial y final aparecen a la izquierda y a la derecha del paréntesis y las partículas ligeras, la entrante y la saliente, están en el interior del mismo. Las reacciones nucleares son esencialmente procesos de choque en los cuales se debe conservar la energía, el momento angular, el número de nucleones y la carga.

Una reacción nuclear se puede describir en términos de una *sección eficaz*, que se define como la probabilidad de interacción entre dos partículas. Desde luego, para cada reacción nuclear particular hay una sección eficaz que se expresa en función de la energía del proyectil o partícula entrante (m_i). Las secciones eficaces se definen experimentalmente del siguiente modo. Supongamos que una muestra de espesor Δx (donde Δx es pequeño) y área A , contenga n_t núcleos por unidad de volumen que hacen de blanco y esté expuesta a una densidad de corriente $n_a \nu$ de partículas entrantes (de tipo a) por unidad de área y unidad de tiempo, donde n_a es el número de partículas entrantes por unidad de volumen y ν la velocidad de cada una de ellas. Si se observa que N_b partículas (de tipo b) salen de la muestra por unidad de tiempo, la sección eficaz para la reacción (a, b) es

$$\sigma(a, b) = \frac{N_b}{(n_a \nu)(n_t A \Delta x)}. \quad (4.21)$$

Donde $\frac{N_b}{n_t A \Delta x}$ es el flujo total por unidad de tiempo de partículas salientes por núcleo blanco. Nótese que N_b está expresado en s^{-1} , que $n_a \nu$ lo está en $m^{-3} m s^{-1}$ o $m^{-2} s^{-1}$ y que σ está expresada en m^2 . La mayoría de las secciones eficaces son

del orden de $R^2 \sim 10^{-28}m^2$, donde R es el radio nuclear. La cantidad $10^{-28}m^2$ se denomina barn, abreviado “b”. Es una unidad usada comúnmente para expresar las secciones eficaces de los procesos nucleares.

Dada una partícula a entrante, pueden resultar varias partículas diferentes salientes b, b', b'' , correspondiente a los diversos canales de reacción, cada uno con su propia sección eficaz $\sigma(a, b), \sigma(a, b')$, etc. La sección eficaz de la reacción para una partícula a es entonces

$$\sigma(a) = \sigma(a, b) + \sigma(a, b') + \sigma(a, b'') + \dots$$

Las secciones eficaces macroscópicas total y parcial de una muestra dada están definidas por

$$\Sigma_{ab} = n_t \sigma(a, b), \quad (4.22)$$

y

$$\Sigma_a = n_t \sigma(a), \quad (4.23)$$

ambas expresadas en m^{-1} .

En muchas reacciones nucleares la sección eficaz presenta picos muy pronunciados denominados *resonancias*, que corresponden a los valores de la energía para los cuales la reacción está más favorecida o es más probable. En efecto la atenuación de un haz (ecuación 4.20), se puede obtener a partir de las ecuaciones 4.21, 4.22 y 4.23¹¹. Cabe señalar que en cada sustancia hay una sección eficaz macroscópica para cada proceso posible, tal como el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton, la producción de pares, etc.

4.5. Camino libre medio

Al igual que la sección eficaz, el camino libre medio es un parámetro que se debe tomar en cuenta para el estudio de la interacción entre la radiación y la materia. Este parámetro se define como la distancia media que recorren las partículas sin sufrir algún tipo colisión. Consideremos un flujo de partículas disparadas hacia un objetivo, dicho objetivo puede consistir de una placa delgada infinitesimal formada de partículas (por ejemplo, átomos), que podrían detener al haz de partículas (ver figura 4.3). Así pues, la magnitud del camino libre medio es

$$l = (\sigma n)^{-1}, \quad (4.24)$$

donde l es el camino libre medio (que depende de las características del sistema de partículas), n es el número de partículas por unidad de volumen y σ es el área efectiva de la sección transversal de una sola partícula.

¹¹Ver referencia [13], ejemplo 8.9.

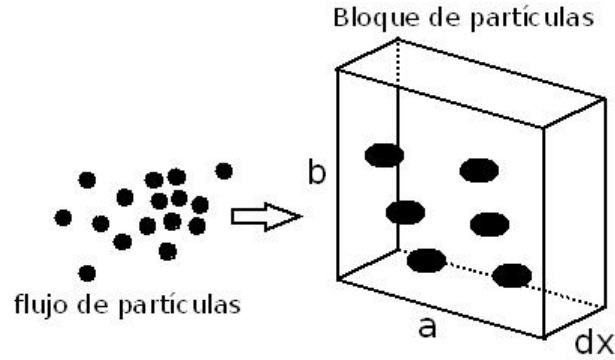


Figura 4.3: Bloque de partículas con un volumen infinitesimal $dV = ab(dx)$.

De la figura 4.3, el área del bloque es ab y por tanto su volumen es $ab(dx)$. El número de partículas que forman parte del bloque es n -veces el volumen del bloque, es decir, $nab(dx)$. De aquí, la probabilidad de que un haz de partículas sea detenido por el bloque de partículas corresponde al cociente entre el área neta del conjunto de partículas que forman parte del bloque (los átomos) y el área total del bloque ab , en otras palabras:

$$P = \frac{\sigma nab(dx)}{ab} = n\sigma dx, \quad (4.25)$$

donde σ es la sección transversal de una sola partícula (que forma parte del bloque). Cabe señalar que la intensidad de radiación del haz de partículas (ecuación 4.20) y el camino libre medio (ecuación 4.24), están relacionadas por la siguiente expresión:

$$\frac{dI}{dx} = -In\sigma = -\frac{I}{l}. \quad (4.26)$$

La solución correspondiente a la ecuación 4.26 es $I = I_0 e^{-\Delta x/l}$, de donde podemos notar, comparándola con la ecuación 4.20, que ambas soluciones son idénticas. En este caso podemos ver que I_0 corresponde a la intensidad de la radiación antes de interactuar con el bloque, también podemos constatar que el grosor o la anchura del bloque es Δx y finalmente $\Sigma = n\sigma$, es decir, la sección eficaz macroscópica (Σ) corresponde al producto del número total de partículas por su correspondiente sección eficaz (σ).

4.6. Lluvias atmosféricas extendidas (EAS)

Una vez que se han entendido las leyes físicas que gobiernan las partículas fundamentales y las interacciones que hay entre la radiación y la materia, es más fácil entender el proceso de generación de una cascada de partículas. Cuando

un rayo cósmico primario interactúa¹² con los átomos de la atmósfera, vía el proceso de interacción fuerte, parte de su energía se pierde en la producción de partículas secundarias como son: mesones (piones π^\pm , π^0 y kaones K^\pm); leptones (muones μ^\pm , electrones o positrones e^\pm y neutrinos ν_μ) y rayos gamma (γ). Algunas de estas partículas generadas, como los mesones, serán inestables y, por tanto, no habrá interacción con los núcleos atómicos de la atmósfera, y simplemente decaerán en otro tipo de partículas. No obstante, una buena parte de las partículas generadas continuarán interactuando con los núcleos de la atmósfera produciéndose así un **chubasco de partículas-(EAS¹³)** o **cascada de partículas** compuesto por miles de millones de partículas. Existen algunos parámetros que nos permiten caracterizar una cascada de partículas, estos parámetros son: la *desviación lateral* y la *multiplicidad*.

La **multiplicidad** es el parámetro que se le asocia al número total de partículas secundarias que se formaron desde la interacción primaria. La cantidad de partículas secundarias producidas depende de la energía que porte el rayo cósmico primario. De la gran cantidad de partículas secundarias, hay partículas que poseen energías muy bajas, y por tanto, tienden a desviarse de aquellas con energías mucho mayores, esto provoca que se tenga una alta densidad de partículas en el centro de la cascada (las de mayor energía); siendo que la dirección del centro de la cascada coincide con la dirección de incidencia del rayo cósmico primario (véase figura 4.4). Conforme se aleja radialmente del centro de la cascada, la densidad de partículas decrece (son aquellas partículas de menor energía).

En efecto, a lo largo de su trayectoria las partículas secundarias sufren de colisiones provocando en ellas una **desviación lateral** respecto a la dirección de la partícula incidente, con un ángulo θ de desviación que es directamente proporcional al momento transversal (debido a la colisión) e inversamente proporcional al momento longitudinal de la partícula, es decir,

$$\theta = \frac{p_t}{p_l}, \quad (4.27)$$

donde p_t corresponde al momento transversal y p_l al momento longitudinal [21].

4.6.1. Componentes hadrónica, muónica y electromagnética

Como se explicó en la sección 2.2.3, la interacción entre un rayo cósmico primario con algún núcleo atómico atmosférico (oxígeno, nitrógeno, etc.) puede dar origen a tres componentes (esto depende en gran medida de la energía que lleve la partícula primaria incidente): la componente hadrónica, la componente

¹²Puede interactuar por dos vías: la interacción electromagnética (proceso de ionización) o la interacción fuerte (colisión nuclear), este último es el proceso que nos interesa pues es donde el número de partículas secundarias puede incrementarse. Consulta la sección 2.2.2 y la sección 2.2.3.

¹³Por sus siglas en inglés Extensive Air Shower.

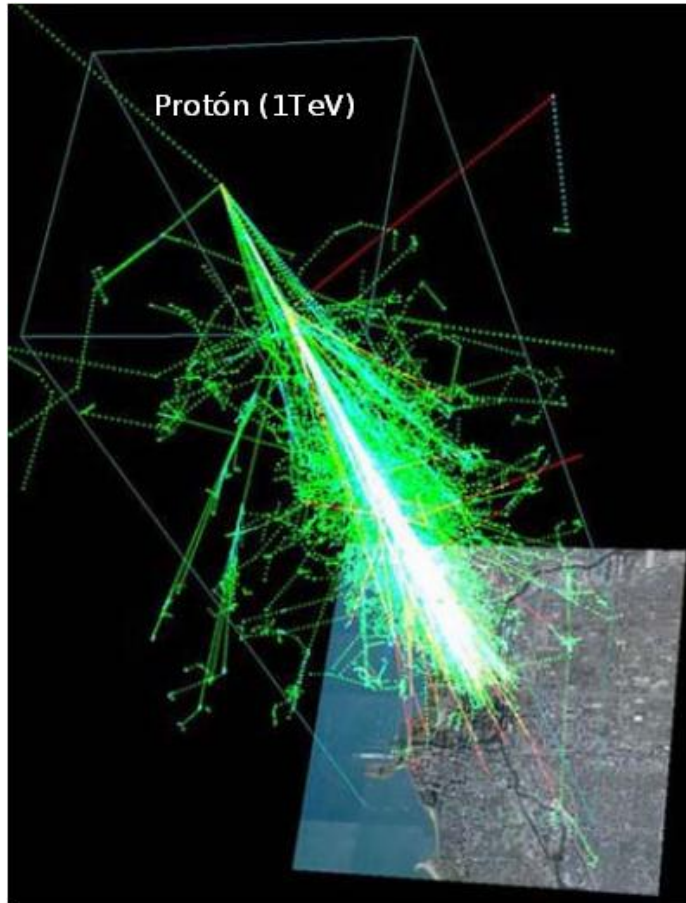


Figura 4.4: Simulación de una cascada extensa de partículas producida por un protón de $1TeV$, a una altura de 20km sobre la superficie terrestre.

muónica o la componente electromagnética, estas componentes se muestran en la figura 4.5. En las primeras interacciones entre el rayo cósmico primario y los átomos atmosféricos, dentro de la componente hadrónica, las primeras partículas que se producen en su mayor parte son: piones y kaones, siendo estos últimos producidos en menor cantidad. Durante su trayecto a través de la atmósfera estas partículas pueden interactuar con los átomos de la atmósfera o bien decaer en otro tipo de partículas (véase las ecuaciones 4.28), esto depende del camino libre medio de decaimiento y del camino libre medio de interacción, tomando en cuenta el efecto relativista de la dilatación del tiempo.

Si el camino libre medio de interacción es mayor que el camino libre medio de decaimiento entonces predominará la interacción, produciéndose así interacciones sucesivas y dando origen a partículas del mismo tipo (hadrones) con energías menores, estas partículas pueden interactuar o decaer. Por otro lado, si el camino libre medio de decaimiento es mayor que el camino libre medio de in-

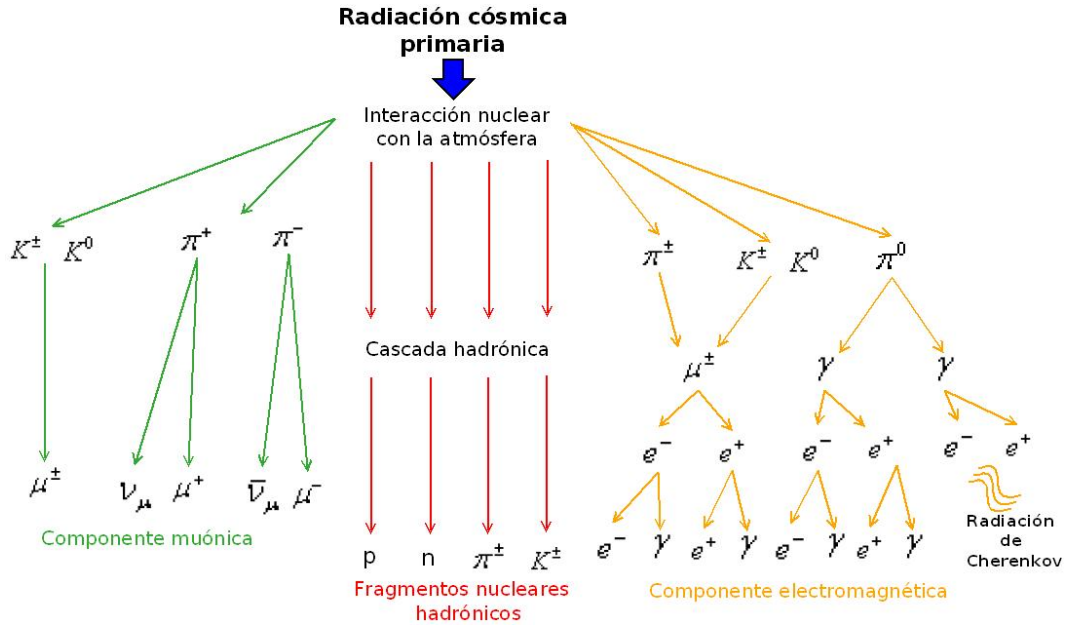
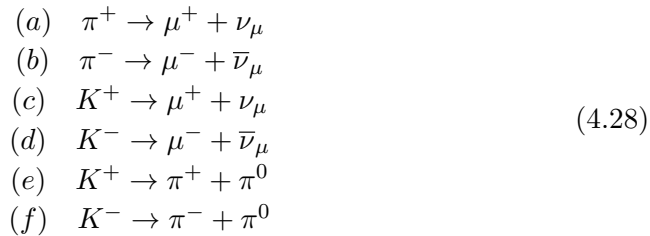


Figura 4.5: Esquema que muestra las tres componentes de una cascada extensa de partículas: la componente muónica, la componente hadrónica y la componente electromagnética.

teracción, entonces predominará el decaimiento de las partículas. Por ejemplo, los mesones con carga pueden decaer para producir muones, piones o neutrones, estos decaimientos se muestran a continuación:



Los decaimientos del kaón en muones [reacciones 4.28(c) y 4.28(d)], tienen una mayor probabilidad de ocurrir, al rededor del 63.5 %, respecto a los decaimientos del kaón en piones [reacciones 4.28(e) y 4.28(f)], cuya probabilidad es tan solo del 21.2 %. Así pues, los kaones que decaen en piones, contribuyen al crecimiento de la componente hadrónica, mientras que los kaones que decaen en muones contribuyen a formar la componente muónica. Esta última componente tiene una alta penetrabilidad en la atmósfera, puede llegar a la superficie terrestre e incluso llegar al nivel del mar con un flujo aproximado de un muón por centímetro cuadrado. La razón principal de su alta penetrabilidad estriba en el hecho de que no puede interactuar fuertemente con los átomos de la atmósfera, no obstante, puede interactuar por medio de la fuerza débil y electromagnética. Sin embargo,

la baja densidad de materia en la alta atmósfera ocasiona pocas interacciones electromagnéticas. Además, para producir decaimientos (debido a la interacción débil) las partículas deben poseer energías bajas. Para energías menores a 10GeV los muones y antimuones posteriormente decaen en electrones y positrones, los decaimientos del muón se muestran a continuación:

$$\begin{aligned} (a) \quad & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ (b) \quad & \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \end{aligned} \tag{4.29}$$

Nótese que en cada uno de los decaimientos, reacciones 4.28 y 4.29, se cumple la conservación de la carga, la conservación del número leptónico, la conservación del número bariónico y la conservación de la extrañeza¹⁴. Respecto al decaimiento del pión neutro, éste último decae en dos rayos gamma, como se muestra en la siguiente reacción:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{4.30}$$

Es muy difícil que el pión neutro interactúe con los átomos de la atmósfera, pues su tiempo de vida media es muy corta (10^{-16}s), por tanto, tienden a decaer en dos fotones (ver ecuación 4.30). Los rayos gamma, productos del decaimiento, al interactuar con los campos eléctricos de los núcleos atmosféricos estos se convierten, cada uno de ellos, en un par electrón-positrón (ver sección 4.2.3), sin embargo, estas partículas poseen suficiente energía que pueden interactuar vía el proceso bremsstrahlung con los núcleos de la atmósfera para producir posteriormente rayos gamma energéticos. También puede ocurrir que los positrones se aniquilen con los electrones, que forman parte de la estructura electrónica de los átomos atmosféricos, para producir rayos gamma o bien fotones energéticos. En ambos casos los fotones, así creados, pronto se materializan en un nuevo par electrón-positrón y el proceso continúa. Como resultado de este proceso, el número de partículas se incrementa al principio mientras que sus energías se reducen, de donde, los fenómenos dominantes son la producción de pares para fotones y bremsstrahlung para electrones y en menor medida el efecto Compton por parte de los gamma o ionización por los electrones.

A la larga, como la energía original ha sido compartida entre un número cada vez mayor de partículas recién creadas, la mayoría de los electrones no tienen la energía suficiente para radiar nuevos fotones y son, entonces, rápidamente frenados por pérdidas de ionización. Igualmente, el mayor número de fotones radiados tienen menor energía y son incapaces de producir electrones y positrones, por lo que son rápidamente absorbidos por colisiones. Las partículas producidas en todo este proceso (electrones, positrones y fotones) conforman la componente electromagnética (véase la figura 4.5).

Cabe señalar que la componente electromagnética es muy similar a la cascada

¹⁴Consulte la sección 4.1.3.

electromagnética que es originada cuando un fotón muy energético, proveniente del cosmos, interacciona con los núcleos de la atmósfera para producir un par electrón-positrón, este par de partículas al interaccionar de nuevo con los núcleos del aire originan radiación gamma (por el efecto bremsstrahlung). La radiación gamma producida genera más pares electrón-positrón, este proceso continúa para finalmente originar una cascada electromagnética (ES¹⁵).

Una vez que se han visto las características y los parámetros de una lluvia extensa de partículas cósmicas, es conveniente describir como se desarrolla la cascada de partículas durante su descenso hacia la tierra, es decir, como varía el número de partículas en las diferentes etapas de la cascada así como su distribución lateral. Un método que nos permite conocer estos parámetros, de forma aproximada, es la simulación de *Monte Carlo*. Las simulaciones de Monte Carlo implican la generación de las coordenadas espaciales y de momento de las partículas producidas en las interacciones. Este algoritmo consiste de dos partes, la primera es la generación de interacciones y de los atributos de las partículas producidas y la segunda su propagación hacia la superficie terrestre tomando en cuenta las interacciones y decaimientos. A continuación se resumen algunos resultados de las diversas componentes que conforman a una cascada extensa de partículas cósmicas mediante el método de Monte Carlo.

- **Componente electromagnética.** Geisser y Hillas encontraron que el número promedio de partículas $N(E, t)$ [21], para la componente electromagnética, aplicando el modelo de escalamiento para interacciones nucleares con simulación Monte Carlo, en una cascada de partículas iniciada por protones de energía E_0 con una profundidad X puede ser expresada por:

$$N_e(E_0, t) = \frac{S_o E_0 e^{t_m}}{\epsilon} \left(\frac{t}{t_m} \right)^{t_m} e^{-t}, \quad (4.31)$$

donde

$$t_m(E_0) = \frac{X_m(E_0)}{\lambda} = \frac{X'_o}{\lambda} \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon} \right) - 1. \quad (4.32)$$

Para $S_o = 0.045$, $\epsilon = 0.074$, X_m corresponde a la profundidad máxima de la cascada en gcm^{-2} , $t = X/\lambda$, $X'_o = 36gcm^{-2}$ y $\lambda = 70gcm^{-2}$. De la expresión 4.31, el número de partículas se va incrementando con la profundidad y alcanza un máximo en $t = t_m$, para luego decrecer. Esta profundidad se incrementa logarítmicamente con la energía del protón primario (ecuación 4.32).

¹⁵Por sus siglas en inglés Electromagnetic Shower

Por lo tanto el número de partículas en el máximo está dado por:

$$N_m(E_o, t_m) = S_o \frac{E_o}{\epsilon}. \quad (4.33)$$

Las ecuaciones anteriores se pueden expresar de una manera más general para una cascada de partículas originada por un núcleo con número de masa A y energía total E_o :

$$N_e(A, E_o, t) = \frac{S_o E_o e^{t_m}}{\epsilon} \left(\frac{t}{t_m} \right)^{t_m} e^{-t}, \quad (4.34)$$

de donde

$$t_m(A, E_o) = \frac{X_m(A, E_o)}{\lambda} = \frac{X'_o}{\lambda} \ln \left(\frac{E_o}{A\epsilon} \right) - 1. \quad (4.35)$$

y el número máximo de partículas está dado por la fórmula siguiente:

$$N_m(A, E_o, t_m) = S_o \frac{E_o}{\epsilon}. \quad (4.36)$$

La figura 4.6 muestra el desarrollo de varias cascadas en función de la profundidad que fueron producidas por protones (líneas continuas) y núcleos de hierro (líneas discontinuas) con energías de $E_o = 10^5 GeV$ y $E_o = 10^7 GeV$.

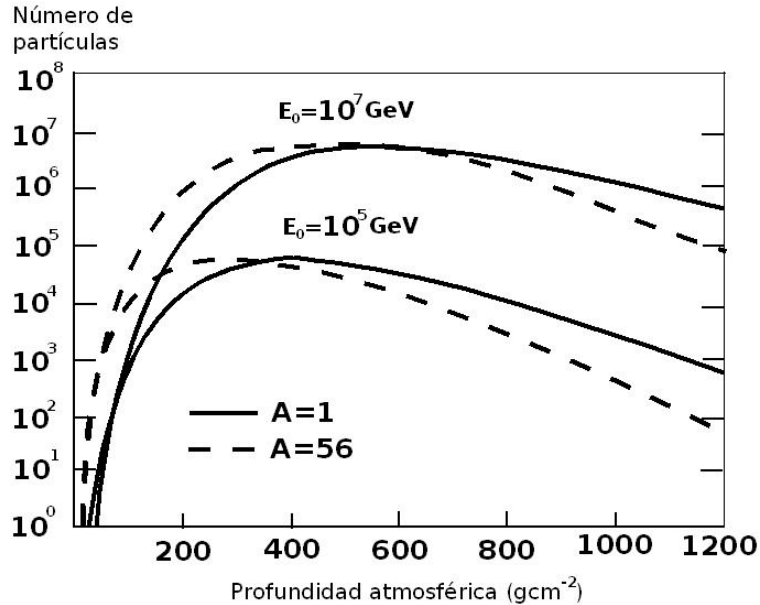


Figura 4.6: Curvas de distribución para cascadas iniciadas por partículas primarias, protón y hierro, de acuerdo al modelo de Gaisser y Hillas.

Por otra parte, Kamata, Nishimura y Greiner propusieron una solución numérica para la desviación lateral de la componente electromagnética, cuya expresión para una densidad de partículas por m^2 [$\Delta(N_e, r)$] está dada por [21]:

$$\Delta(N_e, r) = \frac{N_e}{2\pi r_o^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_o}\right)^{(s-2)} \left(1 + \frac{r}{r_o}\right)^{(s-4.5)}, \quad (4.37)$$

donde r es la distancia al plano perpendicular del eje de la cascada con un número total de partículas N_e , Γ es la función gamma, s es el parámetro de edad cuya expresión es:

$$s = \frac{3t}{t + 2 \ln\left(\frac{E_o}{\epsilon_o}\right)}. \quad (4.38)$$

Siendo ϵ_o una constante relacionada con la energía que pierden los electrones por ionización. De la ecuación 4.37 tenemos el parámetro r_o , conocido como el límite de Molier, que está dado por la siguiente expresión:

$$r_o = \frac{21.2MeV X_o}{\epsilon_o \rho}, \quad (4.39)$$

de donde la longitud de radiación X_o tiene un valor de $37.15gcm^{-2}$ para el aire, con su respectiva densidad ρ al nivel de observación. Recientemente Uchaikin y sus colaboradores obtuvieron una mejor aproximación para cascadas tridimensionales usando diferentes aproximaciones e integraciones numéricas para fotones de energía de $10 - 10^5 GeV$. La función que encontraron es la siguiente:

$$\Delta_U(N_e, r) = m^{-2} \Delta(N_e, r/m), \quad (4.40)$$

donde $m = 0.78 - 0.21s$ para s entre 0.8 y 1.6.

- Componente hadrónica.** Recordemos que la componente electromagnética es origina debido al decaimiento de los piones neutros (π^0 , ver ecuación 4.30), producidos en las interacciones nucleares de la cascada hadrónica, por tanto, la mayor parte de su energía es transferida a la componente electromagnética, lo que conlleva a que el número total de partículas de la componente hadrónica represente tan solo el 1% del total de partículas que conforman la cascada extensa de partículas cósmicas. Como se vio, la componente hadrónica consiste de piones, kaones y bariones, debido a que adquieren un momento transversal cuando se originan, la componente

hadrónica tiene una desviación lateral, $r_h(m)$, para hadrones con momento p de:

$$r_h = l \frac{p_0}{p}, \quad (4.41)$$

donde l es el camino libre medio de interacción (en metros) y p_0 el momento transversal, el cual es típicamente alrededor de $0.4 GeV/c$. La distribución lateral es, en general, de la forma

$$\rho_h(E_h, r) = N_h(E_h) r^{-\alpha_h} e^{-r/r_h}, \quad (4.42)$$

donde $\rho_h(E_h, r)$ es la densidad de hadrones de energía E_h a una distancia r del núcleo y $N_h(E_h)$ corresponde al número total de hadrones de energía E_h . Dado que los hadrones son más masivos respecto a los electrones, éstos se retrasan llegando un tiempo δt después del frente electrónico que viaja casi a la velocidad de la luz. Así pues, el tiempo de retraso δt para los hadrones de energía E_h y masa m con respecto al frente de la cascada es

$$\delta t \propto \gamma^{-2} = \left(\frac{E_h}{m} \right)^{-2}, \quad (4.43)$$

donde $\gamma = \frac{E_h}{m}$ es el factor de Lorentz.

- Componente muónica.** Como sabemos el decaimiento de piones y kaones origina la componente muónica (ver ecuaciones 4.28). Por lo que el número total de partículas de la componente muónica constituye el 10 % del número total de partículas de la cascada. Los muones, que forman parte de esta componente, tienen una característica muy peculiar, viajan prácticamente en línea recta. Sin embargo, poseen una pequeña desviación lateral debido al momento transversal adquirido por sus antecesores los piones y kaones. Cabe señalar que aquellos muones que están más alejados del centro de la cascada (tanto los muones muy energéticos y los menos energéticos), nos proporcionan información acerca de la naturaleza de las partículas primarias y las interacciones que acontecen en lo más alto de la cascada. Recientemente, Greisen [21], propuso la relación 4.44, que nos permite describir la desviación lateral de muones a nivel del mar para energías mayores a $1 GeV$:

$$\rho_\mu(N_e, r) = 18 \left(\frac{N_e}{10^6} \right)^{3/4} r^{-3/4} \left(1 + \frac{r}{320} \right)^{-2.5} m^{-2}, \quad (4.44)$$

donde ρ_μ es la densidad superficial de muones a una distancia r del centro de la cascada de tamaño N_e . Para cascadas iniciadas por un nucleón el número

de muones con energía por encima de un valor E_μ a una profundidad dada es proporcional al número de electrones en dicha profundidad N_e elevado por un factor:

$$N_\mu(> E_\mu) \propto N_e^{\alpha_\mu(E_\mu)}. \quad (4.45)$$

Donde el exponente $\alpha_\mu(E_\mu)$ decrece con la energía debido a que la probabilidad de decaimiento de los piones es menor al aumentar la energía. El valor de alfa está entre 0.8 – 0.9 a energías del orden de 1GeV y decrece a 0.7 para energías de cientos de GeV . De manera más general, si la cascada fue iniciada por un núcleo de masa A la relación 4.45, cambia de la siguiente forma:

$$N_\mu(> E_\mu) \propto A \left(\frac{N_e}{A} \right)^{\alpha(E_\mu)}. \quad (4.46)$$

De la ecuación 4.46, podemos notar que entre más grande sea la masa A mayor es el número de muones con energías por encima del valor E_μ .

4.6.2. Espectro de energía de la radiación cósmica

Una vez que se han analizado las características principales de cada una de las tres componentes que conforman una cascada de partículas cósmicas, es conveniente pasar a estudiar el espectro de energía de la radiación cósmica primaria. El **espectro de energía** nos describe como están distribuidas con respecto a la energía las diferentes componentes de ésta. Para determinar la relación intensidad *vs.* energía de cada componente se ha utilizado a la Tierra como un analizador magnético. Los resultados de las mediciones del espectro de energía de las diversas componentes de la radiación cósmica se muestran en la figura 4.7. En ella se dan los llamados *espectros integrales de energía*, los cuales expresan la relación de como la intensidad de los rayos cósmicos, con energías que exceden cierto límite inferior E , varía con la energía. Estos espectros pueden ser representados por *leyes de potencia* con un flujo diferencial de la forma:

$$\frac{dN}{dE} \approx E^{-\gamma}. \quad (4.47)$$

De donde γ varía para diferentes rangos de energía. De la figura 4.7, podemos notar que rayos cósmicos con energías muy elevadas tienen un flujo muy bajo. Por otra parte, los rayos cósmicos provenientes del viento solar poseen energías por debajo de los 10^{10}eV , con un flujo aproximado de 10^4 partículas por metro cuadrado para energías por encima de los 10^6eV (franja amarilla, figura 4.7). Por ejemplo, el flujo puede llegar a ser tan solo de una partícula por metro cuadrado, para partículas con energías por encima de los 10^{12}eV y empezar a decrecer

rápidamente para partículas con energías de $3 \times 10^{15} eV$. Una parte interesante del espectro de energías, es la parte llamada “knee” (rodilla en español), pues es aquí donde hay un pequeño cambio en la ley de potencias de $E^{-2.7}$ a $E^{-3.0}$, para energías que van de varios centenares de TeV hasta algunos PeV . Esta región, hoy en día, es de gran interés para la ciencia pues se desconocen las fuentes que puedan originar rayos cósmicos en esta región, sin mencionar también su composición y la razón teórica del cambio de exponente en la ley de potencias.

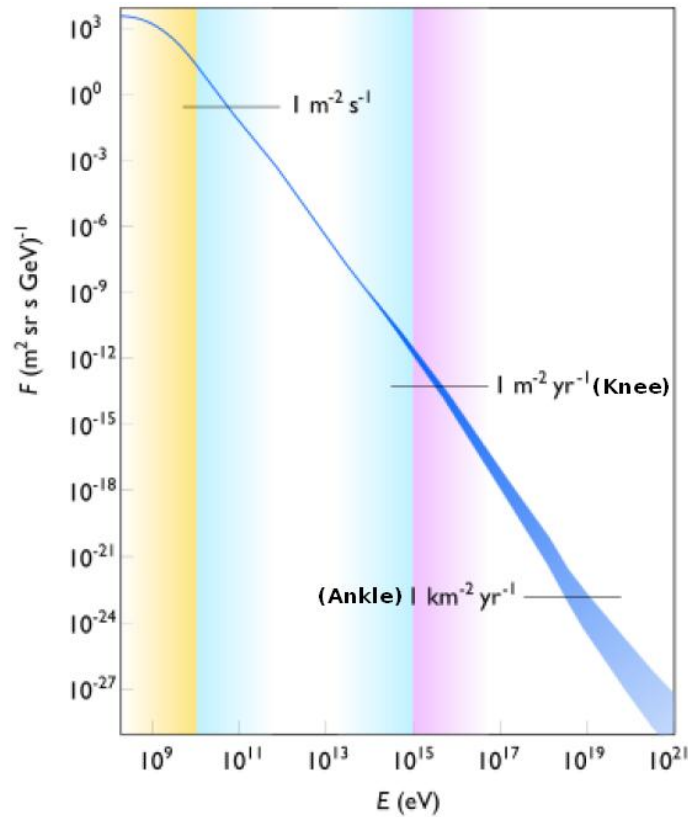


Figura 4.7: Espectro de energía de la radiación cósmica primaria. En el eje de las X se representa la energía total y en el eje de las Y la intensidad unidireccional de partículas primarias.

Otra parte interesante es la región llamada “ankle” (tobillo en español), pues son partículas que poseen energías por encima de los $10^{19} eV$, cuyo flujo puede llegar a ser de una partícula por kilómetro cuadrado por año y en este caso el valor de γ es de 2.8. Para este rango de energías se espera que la fuente de rayos cósmicos se deban a fuentes distantes o bien extragalácticas. En conclusión, el espectro de energía de los rayos cósmicos, es una medida del número de rayos cósmicos que inciden en función de su energía por metro cuadrado y segundo en la atmósfera terrestre.

Investigación experimental

Capítulo 5

Instalación del primer prototipo HAWC

Las cascadas de partículas son fenómenos físicos producidos por la radiación cósmica primaria, son procesos, como se vio en el capítulo anterior, en el que intervienen partículas fundamentales. Por tanto, para su respectivo análisis se requieren de técnicas que no solo nos revelen el paso de una partícula por una región, sino que además, nos permitan obtener información sobre algunas de sus propiedades físicas. Por ejemplo, conocer el tiempo de tránsito, la dirección del movimiento, la velocidad, la energía y algunas propiedades intrínsecas como puede ser la carga, la masa o alguna otra propiedad. Cabe señalar que ningún método de detección es por sí solo capaz de dar información sobre todas estas cantidades. En general se emplea una combinación de dispositivos de detección para obtener la información necesaria. Por ejemplo, para el primer prototipo HAWC se utilizaron fotomultiplicadores y paletas de centelleo para poder llevar a cabo la discriminación entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas. Así pues, la finalidad de este penúltimo capítulo es el de presentar los principios físicos de funcionamiento para los diferentes tipos de detectores utilizados en el análisis y detección de partículas. Dar una descripción breve de los sistemas electrónicos, los módulos de electrónica y los sistemas de adquisición de datos que se emplearon en el prototipo HAWC. Mostrar de manera breve la calibración que se realizó a uno de los fotomultiplicadores Hamamatsu. Y finalmente, para la última sección del presente capítulo, se proporciona una descripción paso a paso del montaje experimental (junto con los diferentes arreglos experimentales) llevado a cabo en el primer prototipo HAWC.

5.1. Métodos para la detección de partículas

En la actualidad las técnicas de detección dependen de los efectos que produce una partícula cargada al moverse a través de una sustancia. Cuando una partícula cargada atraviesa la materia, da lugar a ionización y excitación de las moléculas del material. Esta ionización es la propiedad en que se basan casi todos los instrumentos utilizados para la detección de partículas cargadas. Se puede usar instrumentos similares para radiación sin carga (por ejemplo, rayos gamma y neutrones), porque por medio de una colisión suministran energía a partículas cargadas, que luego ocasionan ionización. Los diferentes tipos de instrumentos difieren en lo que respecta al material donde se produce la ionización y a la forma en que se observa o mide.

Por ejemplo, muchos instrumentos están basados en la producción de ionización en un gas. La separación y recolección de iones se hace por medio de un campo eléctrico, lo que nos permite formar una señal eléctrica. También se puede producir ionización en un líquido o en un sólido. Cuando se produce en un gas sobresaturado, en un líquido sobrecalentado o en una emulsión fotográfica, se pueden hacer visibles las trayectorias de las partículas.

Cuando las partículas chocan contra ciertos materiales líquidos o sólidos luminiscentes, parte de la energía utilizada en la ionización y excitación molecular, se vuelve a emitir como luz visible o ultravioleta. A veces, se puede observar esta luz a simple vista, otras puede ser necesario utilizar dispositivos más sensibles, como los PMTs, para detectarla.

Hoy por hoy los detectores modernos son esencialmente de naturaleza eléctrica, es decir, la información obtenida por los detectores se transforma en impulsos eléctricos que pueden ser tratados posteriormente por dispositivos electrónicos. Esto, por supuesto, con el gran progreso que se ha hecho en la electrónica, nos proporciona una vía más rápida y más precisa en el tratamiento de la información [13, 18]. Antes de describir los métodos de detección, quisiera mencionar brevemente las características generales que posee cualquier tipo de detector.

- **Sensitividad del detector.** La sensitividad de un detector se define como la capacidad de producir una señal útil para cierto tipo de radiación y energía dada. Ningún detector puede ser sensible a todos los tipos de radiación en todo el rango de energías. A pesar de ello, los detectores están diseñados para ser sensibles a una clase particular de radiación en un rango de energía específico. La sensitividad del detector depende de varios factores: **la sección transversal para la reacciones ionizantes en el detector, la masa del detector, el ruido inherente del detector**, así como del **material protector que rodea la ventana del mismo**. Aquí la sección transversal y la masa del detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente convierta parte de su energía o toda su energía en energía

ionizante para generar una señal útil. Por otra parte, el ruido nos permite determinar el nivel mínimo de ionización que debe producirse en el detector para que una señal pueda ser detectada. Y finalmente tenemos el material que cubre la ventana de entrada hacia el detector, debido a la absorción de éste, sólo la radiación con la energía capaz de penetrar en esta capa puede ser detectada. Por tanto, es muy importante tener en cuenta este último factor cuando se desea estudiar cierto tipo de radiación con una energía por debajo del nivel de energía de absorción del material protector.

- **Respuesta del detector.** Además de detectar la presencia de radiación, la mayoría de los detectores son capaces de proporcionarnos información sobre su respectiva energía. Esto se debe a que en un detector la ionización producida por radiación es proporcional a la energía perdida por éste en el volumen. En general, la señal de salida en los detectores tienen una forma de pulso de corriente. De donde la carga eléctrica contenida en la señal, es decir, la integral del pulso con respecto del tiempo, nos indica la cantidad de ionización producida por la radiación. Cabe señalar que la integral del pulso es directamente proporcional a la amplitud del pulso o a la altura de la señal. Por tanto, la relación que existe entre la energía de radiación y la carga total o la altura del pulso se le conoce como la **respuesta del detector**. La respuesta de un detector en general depende del tipo de partícula y su energía.
- **Resolución de energía en un detector.** Otra característica común en los detectores es su resolución de energía, que se define como la capacidad de poder distinguir entre dos líneas de energía cercanas. En general, la resolución de energía puede medirse enviando un haz monoenergético de radiación hacia el detector y observar el espectro resultante. Si tuviésemos un detector ideal, la función que describiría a dicho espectro correspondería a una función delta. Pero en la realidad, éste no es el caso y se observa una estructura con un pico de ancho finito, usualmente una forma gaussiana. La anchura del espectro se debe principalmente a las fluctuaciones en el número de ionizaciones y excitaciones producidas en el detector. La resolución está usualmente dada en términos del ancho a la mitad del máximo pico de la distribución (FWHM, por sus siglas en inglés *full width at half maximum*). Si denotamos el ancho como ΔE , entonces la resolución a la energía E está dada por la ecuación:

$$R = \frac{\Delta E}{E}. \quad (5.1)$$

La ecuación 5.1 es expresada en porcentaje. Un detector de NaI tiene una resolución de energía alrededor de un 8% o 9% para rayos gamma de $1MeV$,

por ejemplo, mientras que para detectores de germanio su resolución de energía es de aproximadamente 0.1 %. La figura 5.1 muestra la suma (línea continua) de dos picos idénticos gaussianos (línea segmentada) separados por lo que sería la resolución de energía.

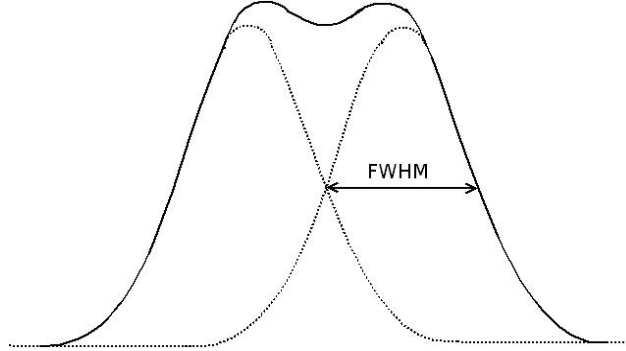


Figura 5.1: Definición de la resolución de energía en un detector.

- **La función de respuesta en un detector.** Un factor importante el cual debe ser tomado en cuenta para la medición de los espectros de energía, es la *función de respuesta del detector* para el tipo de radiación que se desea estudiar. La función de respuesta en un detector (a una energía dada), está determinada por las diferentes interacciones que la radiación pueda experimentar con el detector, su diseño y la geometría. Por ejemplo, si tenemos partículas cargadas monoenergéticas, como electrones, incidiendo sobre un detector lo suficientemente grueso como para frenar todas las partículas incidentes. Suponiendo que todos los electrones pierden su energía por colisiones atómicas, es claro que la altura del pulso del espectro será un pico gaussiano. Sin embargo, en realidad, algunos electrones serán dispersados fuera del detector antes de depositar su energía por completo. De forma similar, algunos electrones emitirán fotones o radiación bremsstrahlung la cual puede escapar del detector. En ambos casos tenemos eventos con una energía por debajo del pico gaussiano. Así pues, la función de respuesta consiste de un pico gaussiano con una cota baja de energía determinada por la cantidad de dispersión electrónica y la pérdida de energía por radiación bremsstrahlung. Si la cota es pequeña, esta puede ser una muy buena aproximación de una gaussiana ideal, dependiendo de la precisión que se desee. Más aún, la función de respuesta se puede mejorar cambiando el diseño y la geometría del detector.
- **El tiempo de respuesta en un detector.** Una característica muy importante en un detector es su *tiempo de respuesta*. Esta se define como la capacidad que tiene el detector para formar una señal en un tiempo dado justo en el momento en que la radiación incide sobre él. Este parámetro

es crucial para detectores que deben responder rápidamente, tal es el caso de aquellos que son utilizados como disparo¹. Cabe señalar que la duración de la señal es importante, pues durante este periodo, un segundo evento no puede ser aceptado, ya sea porque el detector es insensible o porque el segundo evento se sobrepone en el primero. Esto contribuye al tiempo muerto del detector y a los límites de la tasa de conteo en el que pueda ser operado².

- **Eficiencia de un detector.** Hay dos tipos de eficiencia cuando se habla acerca de la detección de partículas o de radiación: la *eficiencia absoluta* y la *eficiencia intrínseca*. La eficiencia absoluta o total de un detector se define como la fracción de eventos emitidos por la fuente que se registran o que son registrados por el detector, es decir:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos emitidos por la fuente}}. \quad (5.2)$$

La eficiencia absoluta (ε_{tot}) es una función que depende de la geometría y de la probabilidad de interacción en el detector. Por otra parte, tenemos a la eficiencia intrínseca que se define como la razón del número de eventos registrados y el número de eventos incidentes en el detector:

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos incidentes en el detector}}. \quad (5.3)$$

La eficiencia intrínseca depende de la sección transversal de la interacción (de la radiación incidente) en el medio del detector. Esto quiere decir que ε_{int} es una función que depende del tipo de partículas, o bien, del tipo de radiación, de la energía y el tipo material del detector. Finalmente la relación entre las dos eficiencias (absoluta e intrínseca), viene dada por la siguiente expresión:

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{tot} \left(\frac{4\pi}{\Omega} \right), \quad (5.4)$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por el detector.

- **Tiempo muerto de un detector.** Es el tiempo que se requiere para que un detector pueda procesar completamente un evento. El tiempo muerto está usualmente relacionado con la duración del pulso de la señal. Durante este periodo, dependiendo del tipo, un detector puede o no permanecer

¹Los detectores que funcionan como disparo son aquellos que emiten una señal para que otros sistemas o detectores entren en funcionamiento. En el idioma inglés se utiliza el término *trigger*.

²Véase tiempo muerto en un detector.

sensitivo a otros eventos. Si el detector es insensitivo, cualquier evento posterior que llegue al detector, durante este periodo, se perderá. Si el detector retiene su sensibilidad, entonces, estos eventos pueden traslaparse sobre el primer evento, provocando una distorsión de la señal y subsecuentemente la pérdida de información. Para evitar los efectos del tiempo muerto, las tasas de conteo del detector deben ser lo suficientemente bajas, tal que la probabilidad de que ocurra un segundo evento, dentro del intervalo de tiempo muerto, sea muy baja o nula.

Una vez que se han entendido las características generales que poseen los detectores, es conveniente pasar a describir los métodos de detección de partículas o de radiación que existen en la actualidad. De los instrumentos de detección que serán descritos en esta sección, me enfocaré a describir con mayor detalle las paletas de centelleo, el funcionamiento de los fotomultiplicadores y los detectores Cherenkov de agua, pues son los instrumentos principales que se emplearon en el primer prototipo HAWC.

5.1.1. Instrumentos de ionización: cámara de ionización, contador proporcional y contador Geiger-Müller

El principio en que se basan estos instrumentos es la producción de ionización en un gas, donde la separación y recolección de los iones se realiza por medio de un campo eléctrico. Con base a la figura 5.2, podemos explicar las diferencias que existen entre una cámara de ionización, un contador proporcional y el contador Geiger-Müller. En dicha figura se muestra una cámara conductora cilíndrica a lo largo de cuyo eje hay un electrodo conductor aislado de ella. La cámara contiene un gas³ a una presión de una atmósfera o menor. Se mantiene un voltaje V entre la pared y el electrodo central a través de la resistencia R . El electrodo central está a un potencial positivo respecto al de la pared de la cámara.

Supongamos que se produce ionización en el gas debido al paso de una partícula cargada. Cada par de iones está formado por un ión positivo y un electrón. Para una ionización inicial determinada, el número de pares de iones recolectados es función del voltaje aplicado. En la figura 5.2 (b) las curvas (1) y (2) de recolección total de iones están representadas en función del voltaje aplicado para dos tipos diferentes de radiaciones ionizantes, tal como una partícula (alfa- α) y una (beta- β), o dos partículas (beta- β) de energía diferente. Por conveniencia, se ha usado el logaritmo del número n de pares de iones como ordenada. Si no hay voltaje entre los electrodos, los iones se recombinan y no aparece un pulso en el contador. A medida que aumenta el voltaje, a unos pocos volts digamos, hay competencia entre la pérdida de pares de iones por recombinación y el retiro de iones por recolección en los electrodos, por lo que algunos electrones llegan al

³Normalmente 90% de gas argón y 10% de alcohol etílico.

electrodo central. A un voltaje V_1 (de 10-volts quizás) la pérdida de iones por recombinación es despreciable y la gran mayoría de los electrones producidos llegan al electrodo central. A medida que V aumenta, n permanece constante hasta que se alcanza un voltaje V_2 ; este voltaje puede ser de algunas decenas o centenares de volts, según las condiciones del experimento. La región B entre V_1 y V_2 , en la cual el número de pares de iones recolectados es independiente del voltaje aplicado y en la cual la curva es horizontal, se denomina *región de cámara de ionización*.

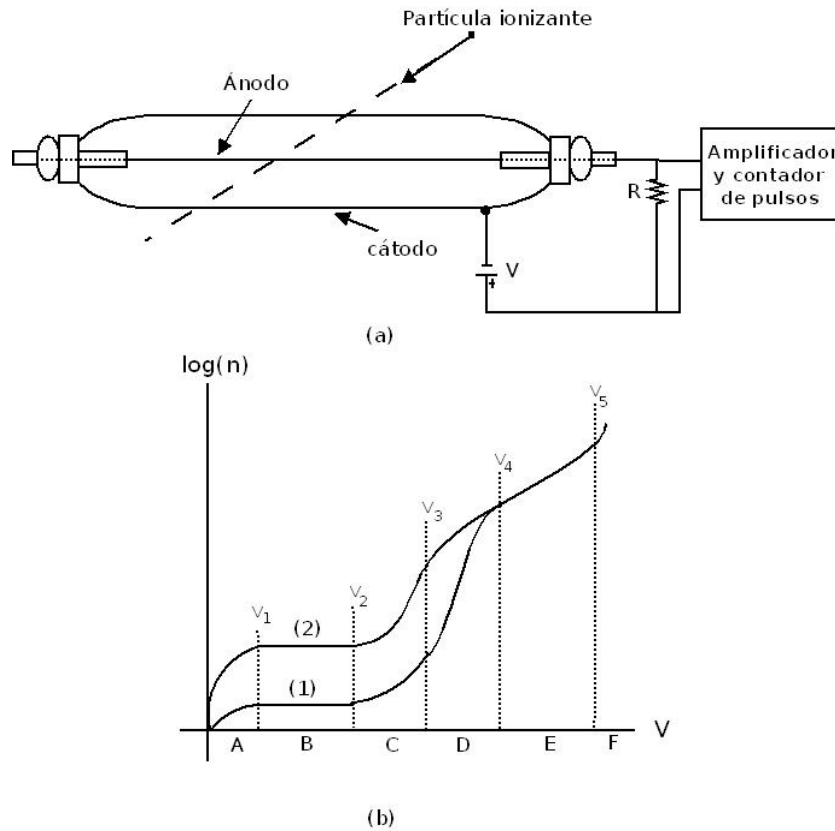


Figura 5.2: (a) Esquema de un contador de gas. (b) Número de pares de iones recolectados en el electrodo central en función del voltaje para dos sucesos [curvas (1) y (2)] con números totalmente diferentes de pares de iones producidos.

Cuando se aumenta el voltaje por encima de V_2 , los electrones liberados en la ionización primaria adquieren antes de llegar al ánodo energía suficiente como para producir una ionización adicional al chocar con las moléculas del gas, a este fenómeno se le conoce como *multiplicación gaseosa* o *amplificación gaseosa*, por lo que n crece casi exponencialmente con V . En otras palabras, cada electrón inicial produce una pequeña “avalancha” de electrones; la mayoría de estos electrones secundarios se liberan cerca del electrodo central. Desde V_2 hasta V_3 , cada electrón actúa independientemente y da su propia avalancha sin ser afectado por

la presencia de los otros electrones, por lo que las curvas (1) y (2) siguen paralelas con una proporción de n constante. Entre V_2 y V_3 o región C, el número de pares de iones recolectados es entonces proporcional a la ionización inicial; ésta es la región de funcionamiento como *contador proporcional*.

Por encima de V_3 , el efecto de multiplicación en el gas continúa aumentando rápidamente y a medida que hay más electrones produciendo avalanchas, éstas comienzan a interactuar entre sí: la carga espacial de los iones positivos de una avalancha inhibe el desarrollo de la avalancha siguiente. La descarga con más electrones iniciales (curva 2) es afectada antes que la de menos electrones iniciales (curva 1) y aumenta menos rápidamente que la segunda; las curvas (1) y (2) se aproximan hasta encontrarse para un voltaje aplicado V_4 . La región D entre V_3 y V_4 es la región de *proporcionalidad restringida*. Por encima de V_4 la carga recolectada se hace independiente de la ionización que la inició y las curvas (1) y (2) se superponen. La multiplicación en el gas aumenta el número total de iones hasta un valor que está limitado por las características de la cámara y del circuito externo. La región E por encima de V_4 es la región de funcionamiento como *contador Geiger-Müller*. Termina a un voltaje V_5 para el cual la descarga tiende a mantenerse indefinidamente; V_5 marca el final de la escala útil de voltaje: la región F que sigue es la *descarga continuada*. Como resultado del comportamiento de los iones del gas en el campo eléctrico del contador, se han desarrollado tres instrumentos de detección [13].

1. **La cámara de ionización**, que funciona a voltajes en la región B, está caracterizada por una recolección completa de todos los electrones liberados inicialmente por el pasaje de la partícula, sin amplificación en el gas. Bajo ciertas condiciones dará un pulso proporcional al número de estos electrones. Se utiliza para medir la intensidad de una radiación ionizante midiendo el grado de ionización.
2. **El contador proporcional**, que opera en la región C de voltaje, está caracterizado por una multiplicación en el gas independiente del número de electrones iniciales. Por lo tanto, aunque se utiliza la multiplicación en el gas, el pulso siempre es proporcional a la ionización inicial. El empleo de este contador permite tanto el conteo de eventos aislados como la determinación de la energía de las partículas que no producen suficientes iones como para producir un pulso detectable en la región B. El contador proporcional tiene, por lo tanto, ventajas para la medición tipo pulso de radiación beta, para la cual las cámaras de ionización no son suficientemente sensibles.
3. **El contador Geiger-Müller**, que opera en la región E de voltaje, conocido también como contador Geiger, está caracterizado por una extensión de la descarga a todo el contador, resultando un pulso de tamaño independiente de la ionización inicial. Es particularmente útil para contar partículas

ionizantes livianas, como partículas (beta- β) y los rayos (gamma- γ).

En la región Geiger-Müller se produce una descarga continuada por la liberación de electrones secundarios de las paredes del tubo debido a efectos laterales “disparados” por la avalancha inicial de iones. Estos electrones secundarios provienen de lo siguiente: cuando un ión positivo de argón, por ejemplo, se neutraliza en la superficie metálica del cátodo, se libera una cantidad considerable de energía que se puede utilizar para expulsar un electrón de la superficie del cátodo. Al moverse hacia el electrodo central, estos electrones producen nuevas ionizaciones, perpetuando de este modo la descarga. Para preparar el contador para un nuevo evento, es necesario detener o extinguir la descarga. Se puede llevar a cabo esta extinción bajando electrónicamente el voltaje después de cada cuenta. Sin embargo, la extinción se hace habitualmente en el gas mismo. Por ejemplo, si el gas es argón con 10% de alcohol etílico, debido a los intercambios de carga en las colisiones entre iones de argón y moléculas de alcohol, los iones positivos que llegan al cátodo son iones de alcohol, los cuales en general no liberan electrones de la superficie del cátodo; la energía se usa para romper la molécula de alcohol y la descarga se detiene rápidamente después que la avalancha inicial llega a los electrodos. Las moléculas de alcohol absorben los fotones sin liberar electrones.

En los tres instrumentos que hemos discutido, los iones, multiplicados en número o no, se recolectan y producen un pulso de voltaje que puede ser tan pequeño como $10\mu V$. Un amplificador electrónico de pulsos acepta estos pequeños voltajes y los amplifica a un nivel usualmente del orden de 5 a $50V$. Luego se debe contar de algún modo los pulsos amplificados de voltaje para poder determinar cuántos se producen en la unidad de tiempo. El número de pulsos indicado en el contador da el número de partículas que han pasado por el espacio entre los electrodos. También hay otros dispositivos electrónicos para medir el tamaño del pulso, lo cual da la energía de la partícula incidente. Así, se desea a menudo no sólo registrar la ocurrencia de un pulso, sino también clasificar los pulsos de acuerdo con su tamaño (por medio de un circuito electrónico discriminador) o clasificarlos conforme a los intervalos de tiempo durante los cuales llegan (por medio de un circuito electrónico de tiempo). El detector es entonces parte de un circuito con instrumental electrónico apropiado.

5.1.2. La cámara de niebla

El funcionamiento básico de una cámara de niebla consiste en expandir el gas saturado de vapor⁴, moviendo rápidamente un pistón. Esta expansión es

⁴El aire saturado se refiere a la máxima cantidad de vapor de agua que puede retener a una presión y temperatura determinadas

adiabática por lo que hay una disminución de temperatura. El enfriamiento es más que suficiente como para compensar el efecto del aumento de volumen y el aire se sobresatura de vapor de agua. Si un rayo ionizante entra en la cámara, los iones formados hacen de puntos de condensación para el vapor y la trayectoria del rayo aparece como una traza delgada de niebla. En la mayoría de las cámaras de expansión la mezcla gas-vapor es aire con agua o argón con alcohol etílico a presión atmosférica.

En la figura 5.3 se muestra un diagrama simplificado que indica el principio de funcionamiento de la cámara de niebla. Un cilindro C está cerrado en un extremo por una ventana W de vidrio y en el otro por un pistón de metal. Una pequeña cantidad de agua dentro de la cámara mantiene el aire saturado. Cuando se baja el pistón el aire se sobresatura, como se dijo anteriormente y en presencia de radiación ionizante se forman trazas de niebla.

La cámara de niebla nos permite estudiar las interacciones que tienen lugar entre partículas cargadas y átomos individuales fotografiando las trazas dejadas por las radiaciones ionizantes, lo cual permite analizarlas posteriormente. Cuando se coloca la cámara de niebla entre las piezas polares de un electroimán, es posible distinguir entre partículas cargadas positivas y negativas. Se puede determinar el signo de la carga y la magnitud del momento de la partícula a partir del radio de curvatura de su trayectoria en el campo magnético. Cabe señalar que partículas diferentes producen diferentes tipos de trazas. Así, las partículas pesadas y lentas como las partículas (alfa- α) producen trazas anchas y densas que se doblan ocasionalmente a pequeños ángulos, debido a desviaciones repentinas resultantes de una colisión. Los electrones lentos producen trazas finas, como llenas de gotitas y tortuosas por que sufren muchas dispersiones. Sin duda la cámara de niebla es uno de los instrumentos más importantes para la investigación básica sobre la radiación ionizante.

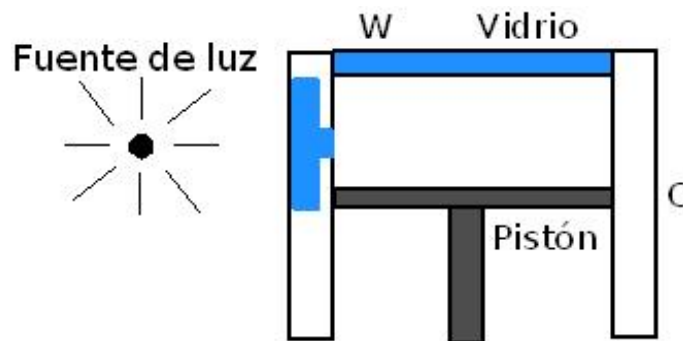


Figura 5.3: Esquema de la cámara de niebla de Wilson utilizada por primera vez en 1912.

5.1.3. La cámara de burbujas

Una desventaja de la cámara de niebla para partículas de alta energía es que la densidad del gas no es suficientemente alta como para originar un número apreciable de interacciones dentro de la cámara. Mucho más importante es quizá que la cámara de niebla tiene un tiempo de recuperación muy largo (del orden de decenas de segundos) después de cada expansión. Por lo tanto, en la investigación sobre partículas elementales, la cámara de niebla ha sido reemplazada por la *cámara de burbujas*, que podríamos decir que es una cámara de niebla inversa. Una cámara de burbujas contiene un líquido a presión y temperatura tales que se encuentra justo por debajo del punto de ebullición. Si se disminuye repentinamente la presión, el líquido queda sobrecalentado y comienzan a formarse burbujas, preferentemente alrededor de iones. En la cámara de burbujas de hidrógeno, el hidrógeno líquido sobrecalentado ($\sim 20K$) es el medio que atraviesan las partículas. Los iones dejados en la trayectoria de una partícula cargada se convierten en núcleos de evaporación de hidrógeno líquido y se puede ver y fotografiar la traza en forma de cadena de burbujas. Cuando partículas que interactúan fuertemente con protones atraviesan la cámara de burbujas, tienen lugar reacciones y se puede estudiar las trazas tanto de la partícula incidente como de los productos de reacción. Si se coloca la cámara de burbujas en un campo magnético y se toman fotografías, es posible determinar en las mismas la carga y el momento de las diversas partículas, al igual que en una cámara de niebla.

5.1.4. La cámara de chispas

Es una de las invenciones más recientes en el área de los detectores de alta energía; consiste en una cantidad de placas metálicas aisladas entre sí y con un esparcimiento uniforme lleno de gas neón. Una de cada dos está a tierra y a la otra se le da un corto pulso de voltaje ($0.5\mu s$) de magnitud tal que se produzcan chispas en los lugares en que el gas está ionizado. La cadena de iones dejados por una partícula penetrante inicia esas chispas; una fotografía de las chispas entre todas las placas da una idea de la trayectoria de la partícula.

5.1.5. Emulsiones fotográficas

En la actualidad se han desarrollado emulsiones fotográficas especiales denominadas emulsiones nucleares. Se distinguen de las emulsiones ópticas por su alto contenido de bromuro de plata (que puede ser hasta cuatro veces mayor que en las placas fotográficas comunes), por el tamaño del grano y por el espesor de la emulsión. Cuando una partícula ionizante atraviesa la emulsión de una placa fotográfica deja una traza que contiene una cantidad de granos de bromuro de plata sensibilizados. Una vez revelada, la placa fotográfica, como la cámara de niebla, registra la trayectoria de la partícula en forma de trazas, de cuyo estudio

se puede obtener una cantidad de información. El número de trazas es una medida del número de partículas que entran en la placa y el estudio detallado de las trazas suministra información acerca de la masa, la carga y la energía de las partículas. La emulsión fotográfica tiene sobre la cámara de burbujas la ventaja de que es sólida por lo que las trazas son cortas y que su sensibilidad es continua en vez de estar restringida a cortos intervalos repetidos en forma no muy frecuente. Por otro lado, se puede controlar las diversas cámaras mediante circuitos de coincidencias para registrar sucesos determinados, lo cual no se puede hacer con las emulsiones fotográficas.

5.1.6. Tubos fotomultiplicadores (PMTs)

Otros métodos importantes para la detección de partículas consisten en el empleo de detectores de centelleo o los detectores Cherenkov de agua⁵, sin embargo, estos detectores requieren del uso de fotomultiplicadores para obtener un funcionamiento total y adecuado para la toma de datos. Sin los fotomultiplicadores o PMTs, los detectores de centelleo, los detectores Cherenkov, así como cualquier otro tipo de detector de partículas, que dependa de este dispositivo, sería inútil su aplicación para la detección de partículas o algún otro tipo de radiación.

Se llama tubo fotomultiplicador o PMTs (por sus siglas en inglés Photomultiplier Tubes), a un tipo de detector óptico de vacío que aprovecha el efecto de emisión secundaria de electrones para responder a niveles muy bajos de iluminación, manteniendo un nivel de ruido aceptable. Un fotomultiplicador está compuesto de un fotocátodo (que se hace habitualmente de antimonio y cesio), que emite electrones cuando sobre él inciden fotones de energía adecuada. Un campo eléctrico acelera estos electrones y los dirige hacia un ánodo, que en estos tubos recibe el nombre de dinodos. Cabe señalar que a cada uno de los dinodos se les aplica potenciales progresivamente más altos. La energía de los electrones incidentes provoca la emisión de un número mayor de electrones secundarios que son dirigidos hacia un segundo dinodo. Puede haber hasta diez electrones secundarios para cada choque entre electrón y dinodo. El número de dinodos y su disposición varía con el modelo del fotomultiplicador. Al final se obtiene una cantidad enorme de electrones “coleccionados a través de los dinodos”, donde esta cantidad depende de la longitud de onda incidente. Así pues, la corriente de salida, o pulso, en el ánodo puede ser más de un millón de veces mayor que la corriente emitida originariamente por el cátodo. La figura 5.4 muestra el esquema eléctrico de un tubo fotomultiplicador.

Las principales partes de un fotomultiplicador son: el **fotocátodo**, el **sistema de enfoque electrónico**, la **sección de multiplicación**, los **dinodos**, los **divisores de voltaje**, el **ánodo** y la **cubierta del fotomultiplicador** [18].

La función del fotocátodo, como se explicó anteriormente, es el de convertir

⁵Véase detectores de centelleo (pág. 118) y detectores de Cherenkov de agua (pág. 123).

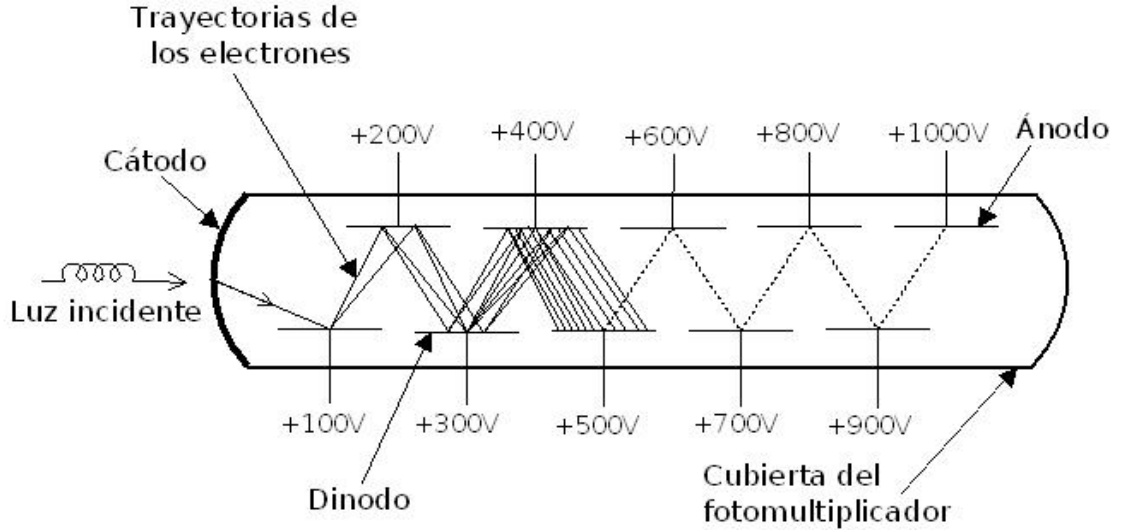


Figura 5.4: Esquema eléctrico de un tubo fotomultiplicador.

la luz incidente en una corriente de electrones por medio del efecto fotoeléctrico⁶. El fotocátodo es tan sensible que es capaz de captar un solo fotón y producir, a la salida del PMT, un flujo pequeño de electrones medible. Recordemos, de la ecuación del efecto fotoeléctrico 4.3, que existe una frecuencia mínima para la cual comienza la emisión fotoeléctrica. Donde la función de trabajo ϕ_0 depende del tipo de material con que esté hecho el fotocátodo, la mayoría de los fotocátodos están hechos de antimonio en combinación con uno o varios metales alcalinos. De hecho, cada material posee un parámetro que se denomina eficiencia cuántica $\eta(\lambda)$ que varía con la longitud de onda, su expresión viene dada por:

$$\eta(\lambda) = \frac{\text{Número de fotoelectrones}}{\text{Número de fotones incidentes } (\lambda)}. \quad (5.5)$$

Dependiendo de la región del espectro que se desee estudiar es conveniente seleccionar el fotomultiplicador adecuado, para obtener así, la eficiencia cuántica máxima.

Es importante que los fotoelectrones emitidos por parte del fotocátodo lleguen al primer dinodo, es decir, que se les colecte y enfoque; tal que su tiempo de recorrido sea el mismo sin importar el punto de emisión. Para lograr esto se requiere de un campo eléctrico que permita llevar a cabo esta función, a este mecanismo se le conoce como sistema de enfoque electrónico.

⁶En la sección 4.2.1 se desarrolla el tema correspondiente al efecto fotoeléctrico.

Por otro lado, para incrementar el número de fotoelectrones emitidos por el cátodo se requiere de un sistema de dinodos, con una configuración preestablecida que permita aumentar el flujo de electrones cuando estos pasan de un dinodo a otro⁷, esta es la zona de multiplicación. Para lograr esto se aplica una diferencia de potencial entre todos los dinodos, de tal manera, que en cada par de dinodos hay un campo eléctrico mayor al anterior. Así pues, cuando los fotones inciden en el fotocátodo éste emite electrones (por efecto fotoeléctrico) al dinodo 1, de tal manera que estos golpean a los electrones del dinodo 1 provocando esto una emisión secundaria de electrones que se dirigen al dinodo 2, en efecto, a medida que pasan estos electrones a través de todos los dinodos se produce un flujo de electrones mayor al inicial.

No obstante, la variación en la corriente del fotomultiplicador afecta el voltaje entre los dinodos. Por tanto, el voltaje entre dinodos debe ser estable y regulado. Para ello se emplea un divisor de voltaje, que consiste de una cadena de resistencias que provee el voltaje adecuado en cada sección de multiplicación, además de poseer una corriente mayor en comparación con la corriente del PMT. En algunas ocasiones la corriente en las etapas finales puede ser mayor, por lo que se emplean capacitores o diodos Zener para corregir estos efectos.

Al final, el flujo de electrones llega al ánodo, cuya función es el de colectarlos y proporcionar un pulso de corriente, el cual es posteriormente amplificado por un circuito externo. Como podemos apreciar en la figura 5.4, todos los componentes del fotomultiplicador tienen una cubierta que los protege y los aísla de fuentes de luz no deseadas, lo cual nos permite obtener una señal más limpia, en otras palabras, un pulso libre de ruido. Entre otras funciones, esta cubierta reduce los efectos debidos al magnetismo gracias a la alta permeabilidad de su cubierta metálica.

Existen diferentes configuraciones entre los dinodos para alguna clase específica de PMT. Sin embargo, independientemente de la configuración hay parámetros de operación que nos permiten caracterizarlos. Uno de ellos es la *ganancia*. Este parámetro está relacionado con el factor de amplificación total del fotomultiplicador y depende en gran medida del número de dinodos en el PMT, así como del factor de emisión secundaria δ . El factor de emisión secundaria viene dado por la siguiente expresión:

$$\delta = KV_d, \tag{5.6}$$

donde V_d es el voltaje que hay entre dinodos, siendo K una constante de proporcionalidad.

⁷La mayoría de los fotomultiplicadores o PMTs tienen de ocho a diez etapas de multiplicación. En cada etapa se multiplican los electrones por un factor de 4 o 5 por lo que al final se obtiene una ganancia de 10^6 electrones.

Si el voltaje se divide por igual en cada etapa de multiplicación, la ganancia, denotada como G , es entonces:

$$G = (KV_d)^n. \quad (5.7)$$

Donde n es el número de etapas de multiplicación. Ahora bien, de la expresión 5.7, podemos notar que hay un cambio de ganancia (G) al variar el voltaje (V_d), es decir:

$$\frac{dG}{G} = n \frac{dV_d}{V_d} = n \frac{dV_b}{V_b}. \quad (5.8)$$

Sustituyendo $n = 10$, en la ecuación 5.8, nos da una variación en la ganancia del 10 % para un cambio de voltaje V_b del 1 %.

Otro parámetro es la **forma del pulso**, como se explicó la señal de salida proporcionada por el ánodo es una corriente o pulso cuya carga es proporcional al número inicial de electrones emitidos por el fotocátodo. De hecho, más que cualquier otro dispositivo, el PMT puede ser visto como un generador de corriente ideal conectado en paralelo a una resistencia y un capacitor (ver figura 5.5). La resistencia, R y la capacitancia C representan intrínsecamente la resistencia y capacitancia del ánodo y cualquier elemento del circuito externo.

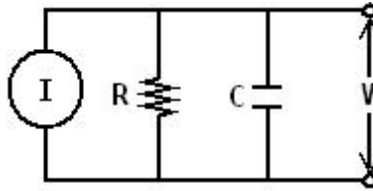


Figura 5.5: Circuito equivalente para un fotomultiplicador. El PMT puede ser considerado como un generador de corriente ideal conectado en paralelo a una resistencia y un capacitor.

Consideremos que la señal de salida de un centellador de luz puede ser descrito por un decaimiento exponencial, por lo que la corriente en el ánodo estará dada por:

$$I(t) = \frac{GN_e}{\tau_s} e^{-t/\tau_s}, \quad (5.9)$$

con G como la ganancia del PMT, N el número de electrones emitidos por el fotocátodo, e la carga del electrón y τ_s la constante de decaimiento del centellador. La expresión para la corriente equivalente $I(t)$, del circuito de la figura 5.5, está dada por:

$$I(t) = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}. \quad (5.10)$$

Al igualar las expresiones 5.9 y 5.10, se obtiene una solución para el voltaje equivalente $V(t)$ de la forma:

$$V(t) = \begin{cases} -\frac{GNeR}{\tau - \tau_s} [e^{-t/\tau_s} - e^{-t/\tau}] & \tau \neq \tau_s \\ \left(\frac{GNeR}{\tau_s^2}\right) te^{-t/\tau_s} & \tau = \tau_s, \end{cases} \quad (5.11)$$

que corresponde a la forma del pulso de salida del PMT; donde $\tau = RC$.

En todo PMT existen dos factores principales que afectan la resolución y el tiempo de respuesta del fotomultiplicador, estos son:

- La variación del tiempo de tránsito de los electrones a través del PMT.** Las variaciones del tiempo de tránsito⁸ pueden ser debidas a diferencias de longitud del camino recorrido por electrones y a diferencias en la energía con los cuales son emitidos. De la figura 5.6, podemos notar que aquellos electrones que son emitidos de los extremos del fotocátodo recorren una distancia mayor que los electrones que provienen del eje del fotomultiplicador. Para evitar esto, es conveniente utilizar un fotocátodo que permita igualar las distancias, por ejemplo, un fotocátodo esférico. O bien, graduar el campo eléctrico de tal manera que aquellos electrones que recorren una distancia mayor posean una aceleración mayor.

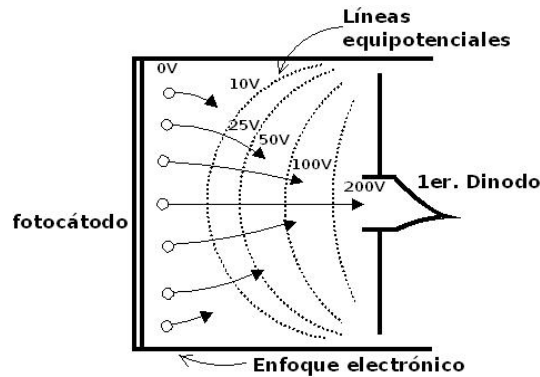


Figura 5.6: Variación del tiempo de tránsito de los electrones a través del primer dinodo.

Como se explicó anteriormente, las diferencias de energía con que son emitidos los electrones desde el fotocátodo, es otro factor que afecta el tiempo de tránsito, es decir, electrones con más energía llegan en menos tiempo al sistema de multiplicación, que aquellos con menos energía. Para evitar esto, se utilizan campos eléctricos variables para poder así reducir el tiempo de tránsito.

⁸El tiempo de tránsito se define como el tiempo que tardan los fotoelectrones en desplazarse desde el fotocátodo hasta el ánodo.

- **Las fluctuaciones debidas al ruido.** Aún cuando un PMT esté aislado de cualquier tipo de luz, puede llegar a ver un pequeño flujo de corriente. A esta corriente se le conoce como *corriente oscura* y se debe principalmente a: emisiones térmicas del cátodo y los dinodos (incluyendo el ánodo), fugas de corriente originadas en los soportes de los electrodos, contaminación radiactiva producida por algunos componentes del PMT pueden también originar emisión de electrones en el fotocátodo y en los dinodos o, fenómenos de ionización causados por gases dentro del PMT. Cuando el ruido se debe principalmente a la emisión térmica, esta contribución puede ser descrita por la ecuación de Richardson [18]:

$$I = AT^2 e^{-e\phi/kT}, \quad (5.12)$$

donde A es una constante, ϕ es la función trabajo, T es la temperatura en Kelvin y k la constante de Boltzmann. Por otro lado, cuando los electrones ionizan el gas residual, debido a la generación de un primer pulso, este gas al interactuar con el fotocátodo puede provocar la emisión de electrones, y por tanto, generar un segundo pulso justo después de haberse generado el primer pulso. A este fenómeno se le conoce como **afterpulses**. También podemos tener **ruido estadístico**, que se debe principalmente a la naturaleza estadística del efecto fotoeléctrico y de las emisiones secundarias. En otras palabras, para una fuente de luz con intensidad constante el número de fotoelectrones y electrones secundarios no permanece constante, es decir, tenemos una corriente fluctuante en el tiempo.

Existen otros factores que intervienen en el desempeño de los PMTs, estos son los factores externos, o mejor dicho, factores ambientales. Que son:

- **Exposición a la luz natural.** Ya que el fotomultiplicador es extremadamente fotosensible, es claro que el fotomultiplicador no debe exponerse a fuentes naturales de luz mientras esté operando con alto voltaje, pues esto puede producir corrientes muy grandes que pueden fatigar el fotocátodo o incluso dañar de manera permanente el funcionamiento de éste. En algunos casos, el PMT se puede recuperar después de un largo tiempo de reposo en la oscuridad, pero probablemente habrá un incremento en la corriente oscura. El tiempo de recuperación depende de la intensidad de iluminación. Aún cuando el fotomultiplicador no este operando con un voltaje específico, es recomendable evitar su exposición con la luz natural o con algún tipo de fuente luminosa excesiva.
- **Campos magnéticos.** El campo magnético es uno de los factores más importantes que influye en la operación de un PMT. Es fácil ver, de hecho,

que un campo magnético pequeño es capaz de desviar electrones de sus trayectorias óptimas. De hecho, la parte más sensible del fotomultiplicador es el sistema de enfoque electrónico. Por tanto, para reducir la influencia del campo magnético se blindan los fotomultiplicadores con metales de alta permeabilidad como el metal-mu [18] u otro tipo de aleaciones con diferentes proporciones de níquel y acero como el permalloy [22].

- Efectos de la temperatura.** Para la mayoría de los PMTs, los efectos de la temperatura son normalmente pequeños en comparación con otros factores. Sin embargo, dependiendo de su aplicación, la temperatura puede jugar un papel muy importante. Por ejemplo, la corriente oscura puede verse incrementada, de acuerdo a la ecuación de Richardson 5.12, al haber un incremento en la temperatura. Incluso la sensibilidad espectral del cátodo también muestra una dependencia de la temperatura, aunque este efecto varía con el tipo de cátodo. En principio el factor de emisión secundaria no depende directamente de la temperatura, sin embargo, puede variar al cambiar las propiedades superficiales de los dinodos con la temperatura. No obstante, estas variaciones se presentan de forma diferente para distintos fotomultiplicadores y hasta para el propio PMT.

Como se mencionó en el capítulo 3, el prototipo HAWC reutilizará los tubos fotomultiplicadores Hamamatsu R5912 de 8-pulgadas que fueron empleados en el observatorio MILAGRO. En la figura 5.7 se muestra una fotografía del fotomultiplicador empleado en el prototipo HAWC y en el observatorio MILAGRO, con sus correspondientes medidas (imagen de la derecha).

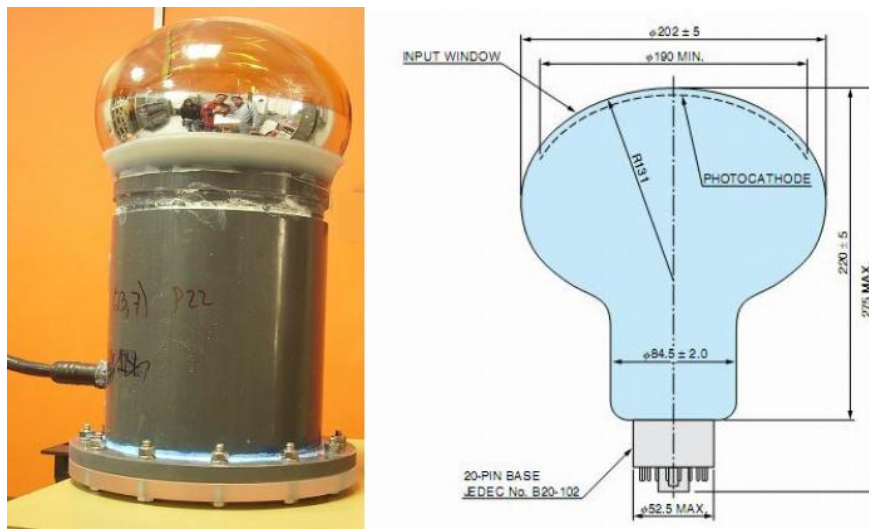


Figura 5.7: Fotomultiplicador Hamamatsu R5912 hemisférico de 8 pulgadas con sus respectivas medidas (en mm).

Entre las características más importantes del PMT Hamamatsu *R5912* se pueden mencionar las siguientes: tiene un diámetro de $202mm$, tiene una superficie de $380cm^2$, tiene diez etapas de multiplicación, tiene un fotocátodo bi-alcalino, su voltaje máximo de alimentación es de $2000V$, soporta una corriente máxima de $0.1mA$. Su temperatura óptima de operación es de $-30^{\circ}C$ a $50^{\circ}C$. El tiempo de tránsito de los electrones en promedio es de $55ns$. La mejor eficiencia cuántica se obtiene para el intervalo cuya longitud de onda va de los $300nm$ a los $650nm$, obteniendo su máximo para una longitud de onda de $420nm$. Cuando su voltaje de operación es de $1500V$ la ganancia típica del fotomultiplicador es de 10^7 electrones [2].

La figura 5.8 muestra las gráficas correspondientes a la eficiencia cuántica y la ganancia del PMT Hamamatsu empleado en el primer prototipo HAWC.

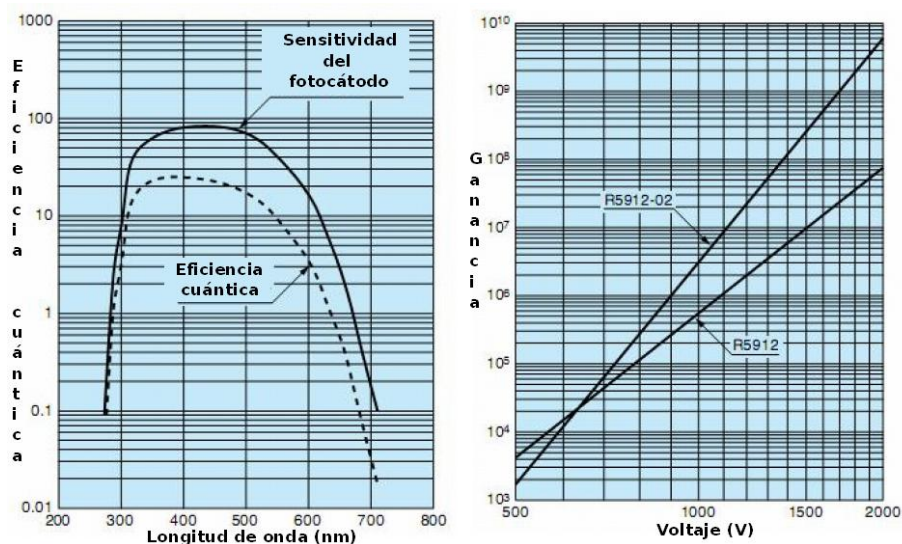


Figura 5.8: De izquierda a derecha se muestran las gráficas correspondientes a la eficiencia cuántica y de la ganancia para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912.

Como nota adicional los fotomultiplicadores pueden operar en voltaje positivo o negativo. Para el voltaje positivo el fotocátodo está conectado a tierra. Mientras que para el voltaje negativo el ánodo es el que se conecta a tierra. Ambos tipos de conexiones presentan ventajas y desventajas. Por ejemplo, si el fotocátodo está conectado a tierra se tiene la ventaja de minimizar las descargas espurias que podrían originarse en el fotocátodo, su desventaja radica en que es necesario acoplar un sistema de capacitores para lograr que la señal permanezca a $0V$. La ventaja de conectar el ánodo a tierra estriba en que la señal puede ser extraída directamente del PMT, sin sufrir retraso, pero la desventaja es que ahora el fotocátodo tiene un alto voltaje negativo que produce descargas.

5.1.7. Detectores de centelleo

Hacia el año 1900 se encontró que las partículas alfa- α producen luminiscencia en el sulfuro de zinc, el platino-cianuro de bario y el diamante. Esta luminiscencia consiste en un gran número de destellos individuales que es posible ver y contar con la ayuda de una lupa. Así pues, la pantalla de sulfuro de zinc es útil para contar partículas alfa- α en presencia de otras radiaciones, ya que esta pantalla es insensible a los rayos beta- β y gamma- γ . Con el pasar de los años el empleo de contadores de centelleo se generalizó abundantemente debido al descubrimiento de nuevas sustancias luminiscentes que también son sensibles a los rayos beta- β y gamma- γ , y al desarrollo de tubos fotomultiplicadores⁹ altamente eficientes para detectar luz de muy baja intensidad. Los nuevos materiales incluyen: sales inorgánicas, principalmente halogenuros alcalinos, que contienen pequeñas cantidades de impurezas como activadoras de la luminiscencia (ioduro de sodio o de potasio activado con talio); materiales orgánicos cristalinos, como el naftaleno, el antraceno y el estilbena; y soluciones de compuestos orgánicos como el terpenil disuelto en xileno. El tubo fotomultiplicador, que reemplaza al observador, convierte a los centelleos, provenientes de la sustancia luminiscente, en pulsos eléctricos amplificados que se pueden contar o analizar de alguna forma por medio de equipos electrónicos apropiados [13]. Sin duda el detector de centelleo, hoy en día, es uno de los dispositivos de detección que más uso ha tenido en la física de partículas y en la física nuclear, ya que estos dispositivos nos permiten detectar y registrar millones de destellos por segundo y su aplicación con radiaciones muy intensas.

Los elementos básicos de un detector de centelleo se muestran en la figura 5.9, el cual consiste de un centellador, una guía de luz o colector y el tubo fotomultiplicador. El funcionamiento básico de un detector de centelleo es el siguiente, cuando las partículas (provenientes de un chubasco) pasan a través del material centellador, éstas excitan los átomos y moléculas del material provocando que los átomos y moléculas pasen de un nivel energético base a otro de mayor energía, cuando éstas retornan a su estado base, el material emite luz. Esta luz pasa a través de una guía de luz (normalmente esta guía se compone de plexiglás o lucita), que dirigen la luz directamente al fotocátodo del PMT, finalmente la función del PMT, como se vio anteriormente, es convertir el pulso luminoso a un pulso eléctrico que posteriormente puede ser analizado por un sistema electrónico.

Las características principales de un detector de centelleo son las siguientes [18]:

1. **Sensibilidad a la energía.** Por encima de un nivel mínimo de energía, la mayoría de los centelladores se comportan de una forma lineal respecto a la energía depositada en ellos, es decir, la luz que emite a su salida es directa-

⁹Véase la sección 5.1.6.

mente proporcional a la energía depositada. Ya que el fotomultiplicador es también un dispositivo lineal (cuando opera apropiadamente), la amplitud de la señal eléctrica también será proporcional a esta energía. Esto hace que un centellador pueda ser visto como un espectrómetro de energía, aunque no es un instrumento ideal para este propósito.

- 2. Tiempos de respuesta rápidos.** Los detectores de centelleo son instrumentos rápidos en el sentido de que su tiempo de respuesta y de recuperación son relativamente cortos en comparación con otro tipo de detectores. Esta respuesta rápida permite poder distinguir con mayor precisión la diferencia de tiempo entre dos eventos. Esto y su tiempo de recuperación rápida permite a los detectores de centelleo aceptar tasas de conteo más altas sin preocuparnos de su tiempo muerto, es decir, el tiempo que tiene que esperar el centellador para operar o entrar en pleno funcionamiento.
- 3. Discriminación en la forma del pulso.** Con cierto tipo de centelladores, es posible distinguir diferentes tipos de partículas simplemente con analizar la forma de pulso de la señal de salida. Esto se debe a la excitación de los distintos mecanismos de fluorescencia debidas a partículas con diferentes energías ionizantes.

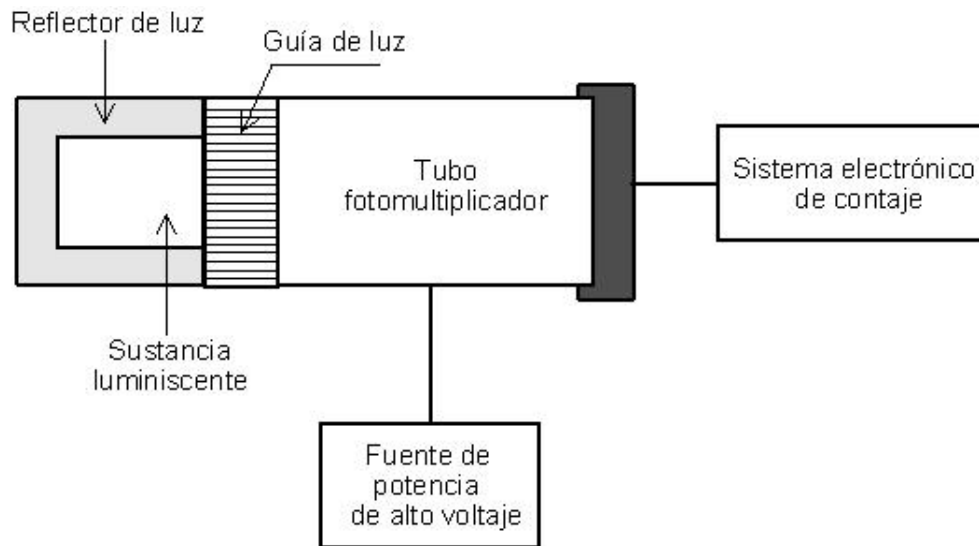


Figura 5.9: Diagrama esquemático de un contador de centelleo.

Los materiales de centelleo tienen una propiedad conocida como *luminiscencia*. Los materiales luminiscentes, cuando son expuestos a ciertas formas de energía, por ejemplo, luz, calor, radiación, etc., absorben y reemiten la energía en forma de luz visible. Si la emisión de energía ocurre inmediatamente después de

absorberla (aproximadamente dentro de 10^{-8} s), el proceso es llamado *fluorescencia*. Sin embargo, si la emisión se retrasa porque el estado excitado es metaestable, el proceso es llamado *fosforescencia*.

Como una primera aproximación, la evolución del proceso de emisión de luz en los centelladores puede ser descrita como un decaimiento exponencial:

$$N = \frac{N_o}{\tau_d} e^{-t/\tau_d}, \quad (5.13)$$

donde N es el número de fotones emitidos al tiempo t , N_o es el número total de fotones emitidos y τ_d es la constante de decaimiento. Cabe destacar que en la mayoría de los centelladores el tiempo de ascenso es demasiado corto en comparación con la constante de decaimiento, por lo que en esta aproximación se ha igualado a cero. Una descripción más precisa de este comportamiento puede ser dado por dos componentes exponenciales:

$$N = Ae^{-t/\tau_r} + Be^{-t/\tau_l}, \quad (5.14)$$

donde τ_r y τ_l son las constantes de decaimiento. En la mayoría de los centelladores, una componente generalmente es más rápida que la otra. De hecho, los subíndices indican esta situación, r representa la componente rápida y l la componente lenta. La magnitudes relativas de A y B varían según el material, aunque la componente rápida es la que generalmente predomina.

En la actualidad, se usan seis tipos de material centellador: cristales orgánicos, líquidos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, gases. Para el primer prototipo HAWC, el tipo de centellador empleado fue el de plástico, así que se dará una descripción breve de este tipo de centellador.

Los **centelladores de plástico** actualmente son los dispositivos más usados en la física de partículas y en la física nuclear. Estos dispositivos consisten de soluciones centelladoras orgánicas en un solvente de plástico sólido. Los plásticos más usados para este tipo de centellador son: poliviniltolueno, polifenilbenceno y poliestireno. Los solutos más utilizados son: PBD¹⁰, p-terfenil y PPO¹¹, los cuales son disueltos en concentraciones del orden $10g/l$. Frecuentemente, pero en menor cantidad, un soluto secundario es también añadido para alcanzar nuevas longitudes de onda, el soluto es POPOP¹² [18].

Los centelladores de plástico ofrecen una señal extremadamente rápida con una constante de decaimiento de $2 - 3ns$. A causa de este decaimiento rápido, el tiempo de ascenso no puede ser ignorado como se hizo en la ecuación 5.13. El proceso de emisión de luz, propuesta por Bengston y Moszynski, para un centellador de plástico está dada por la siguiente expresión:

¹⁰2-fenil, 5-(4-bifenilil)-1, 3, 4-oxadiazol ($C_{20}H_{14}N_2O$).

¹¹2, 5-difeniloxazol ($C_{15}H_{11}NO$).

¹²1, 4-bis-[2-(5-feniloxazolil)]-benceno ($C_{24}H_{16}N_2O_2$).

$$N = N_0 f(\sigma, t) e^{-t/\tau_d}, \quad (5.15)$$

donde N es el número de fotones emitidos al tiempo t , N_0 es el número total de fotones emitidos, τ_d es la constante de decaimiento, $f(\sigma, t)$ es una gaussiana con desviación estándar σ .

Una de las mayores ventajas de los plásticos centelladores es su flexibilidad, ya que pueden ser fácilmente maquilados por medios convencionales y pueden adaptarse fácilmente a la forma geométrica requerida, su rango de grosor va de unos pocos $\mu g/cm^2$ a grandes hojas, bloques y cilindros; además de ser relativamente baratos. Otra ventaja importante de los centelladores de plástico, es que su luz de salida es prácticamente independiente de la temperatura ambiental, pueden operar perfectamente en un rango que va entre los $-60^\circ C$ y los $20^\circ C$. Aunque por lo general son bastante resistentes, los centelladores de plástico se pueden dañar fácilmente por disolventes orgánicos como la acetona y otros compuestos aromáticos. Sin embargo, son resistentes al agua pura, al silicón y a los alcoholes.

Por último, quisiera hablar brevemente sobre el montaje y operación de un detector de centelleo. Aunque se contara con un centelleo de alta calidad y un buen PMT, un detector no sirve de nada, si ninguna o sólo una pequeña fracción de los fotones de centelleo emitidos son transmitidos al PMT. Es muy importante, por tanto, coleccionar de manera eficiente el mayor número posible de fotones emitidos hacia el fotocátodo del PMT. Hay dos puntos cruciales que deben ser considerados en el montaje de un detector, el primero es la colección de luz y la segunda su transporte.

La pérdida de luz en un centellador puede deberse a dos factores básicos: la fuga de luz en las fronteras del material y la segunda debida a la absorción del material centellador. Para detectores pequeños, el segundo factor es despreciable. Sin embargo, cuando las dimensiones del material centellador son tales que las trayectorias realizadas por los fotones son comparables con la longitud de atenuación, la absorción se vuelve un factor importante por considerar. Este parámetro se define como la longitud después de que la intensidad de luz se reduce por un factor de e^{-1} . La intensidad de luz como función de la longitud es entonces:

$$L(x) = L_0 e^{-x/l}, \quad (5.16)$$

donde l es la longitud de atenuación, x es la longitud del camino recorrido por la luz y L_0 es la intensidad inicial de la luz.

Por otra parte, la luz emitida en cualquier punto del centellador viaja en todas las direcciones y sólo una fracción de ésta llega directamente al PMT, el resto viaja hacia las fronteras del centellador donde, dependiendo del ángulo de incidencia, pueden pasar dos cosas.

Puede ocurrir el fenómeno de reflexión interna total, determinado por el ángulo de Brewster θ_B :

$$\theta_B = \arcsin\left(\frac{n_{ext}}{n_{cen}}\right) \quad (5.17)$$

donde n_{ext} es el índice de refracción del medio y n_{cen} es el índice de refracción del centellador. O bien, para ángulos menores a θ_B , puede ocurrir reflexión parcial.

Un buen recurso para evitar la pérdida de luz en las fronteras del centellador, consiste en forrar externamente el centellador con un material reflejante, que permita la reflexiones internas y permita transmitir la luz al PMT, por medio de una o más reflexiones. En efecto, en cada reflexión existe una degradación, por lo que es conveniente reducir el número de reflexiones.

Ahora bien, la superficie reflectora puede ser especular o difusa. Con una superficie especular, las reflexiones son como en un espejo, es decir, el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión. Con un reflector difuso, las reflexiones son independientes del ángulo de incidencia, y está descrita por la ley de coseno de Lambert:

$$\frac{dI}{d\theta} \propto \cos(\theta), \quad (5.18)$$

donde I es la intensidad de la luz reflejada y θ es el ángulo respecto a la normal. Usualmente el centellador se forra de aluminio cuando se desea reflexión especular o de algún material difusor como MgO , TiO_2 u óxido de aluminio (estos usualmente son encontrados en forma de polvo o como pintura blanca).

En contraste con el caso anterior, en el cual se requería de una reflexión total interna, ahora nos preocupamos por un buen material que nos permita una adecuada transmisión de luz entre el PMT y el centellador. En otras palabras, un buen acoplamiento entre estos dos dispositivos, requiere de un contacto óptico cuyo material tenga un índice de refracción cercano al índice del centellador y al índice de la ventana del PMT. El material más usado es la grasa de silicón o aceite. Sin embargo, existen dispositivos que impiden acoplar directamente ambos dispositivos (el PMT y el centellador), por lo que se utilizan guías de luz, que permiten colectar la luz proveniente del centellador a la ventana del PMT, bajo el principio de reflexión interna total. El tipo de materiales que se emplean normalmente son el plexiglass o la lucita. Las guías de luz pueden ser hechas de varias formas y longitudes conforme a la geometría deseada o como lo requiera el PMT.

Para el prototipo HAWC, se utilizaron dos centelladores de plástico, marca Bycron¹³. Cuyas dimensiones, para ambos, son: $60cm \times 50cm \times 2cm$. El acoplamiento entre el PMT y el centellador, se hizo por medio de una guía de

¹³Ambos detectores fueron construidos en el CERN e importados a México por el grupo de altas energías del Instituto de física de la UNAM.

lucita de forma trapezoidal, con las siguientes dimensiones: la primera con bases de 50cm y 10cm y una altura de 22cm , acoplada al fotomultiplicador Photonis modelo *XP2020*; la otra guía tiene bases de 50cm y 5cm con 23cm de altura, acoplada al fotomultiplicador Hamamatsu modelo *R6231*, la figura 5.10(a) muestra una fotografía de una de las paletas centelleo utilizada en el primer prototipo HAWC. La figura 5.10(b) muestra un esquema de las partes principales de este dispositivo. Finalmente, para ambos centelladores, tanto la guía de luz como el centellador, fueron forrados con aluminio y encima de éste se colocó una capa de cinta negra que impide el filtrado de luz natural u artificial, para obtener así una señal libre de ruido (ver figura 5.10).

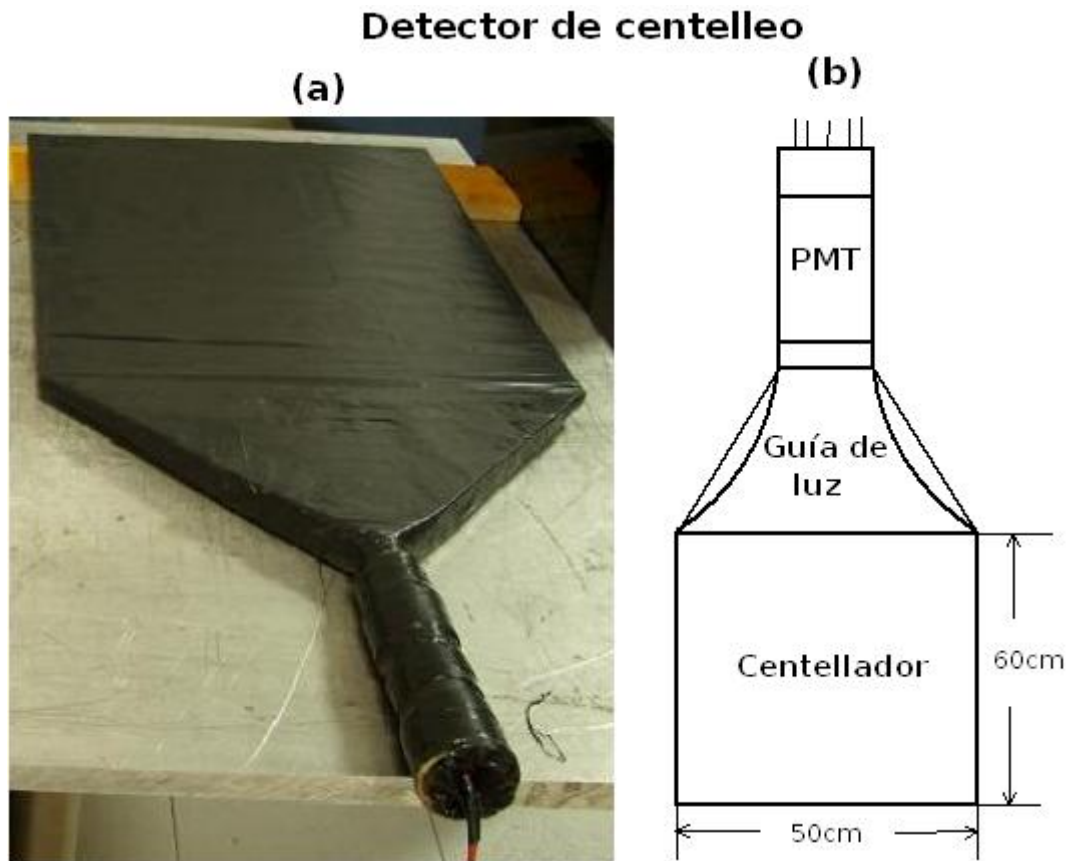


Figura 5.10: (a) Fotografía del detector de centelleo empleado en el primer prototipo HAWC. (b) Diagrama esquemático del detector de centelleo.

5.1.8. Detectores Cherenkov de agua (DCA)

En la actualidad existen diferentes tipos de detectores Cherenkov, como son: *los contadores Cherenkov de umbral*, que nos permiten distinguir diferentes tipos de partículas, *los contadores diferenciales Cherenkov*, que nos permiten determi-

nar la velocidad o rapidez que poseen cierta clase de partículas, *los contadores Cherenkov de anillos*, un detector que nos permite identificar diferentes partículas con sus respectivas velocidades y finalmente los *detectores Cherenkov de agua*. Este último detector es el que más nos interesa, pues es el empleado en el prototipo HAWC, y es el que será finalmente empleado en el observatorio HAWC.

Independientemente del detector que estemos empleando, las partes principales del cual se compone un detector Cherenkov son: un elemento radiador, un material reflejante y un dispositivo que nos permita detectar la radiación (en nuestro caso luz Cherenkov, por ejemplo), véase figura 5.11. En general el tipo de dispositivo que se emplea para detectar la radiación Cherenkov es el fotomultiplicador, no obstante, algunos detectores utilizan cámaras de gas multialámbricas con vapores fotosensibles para detectar la radiación.

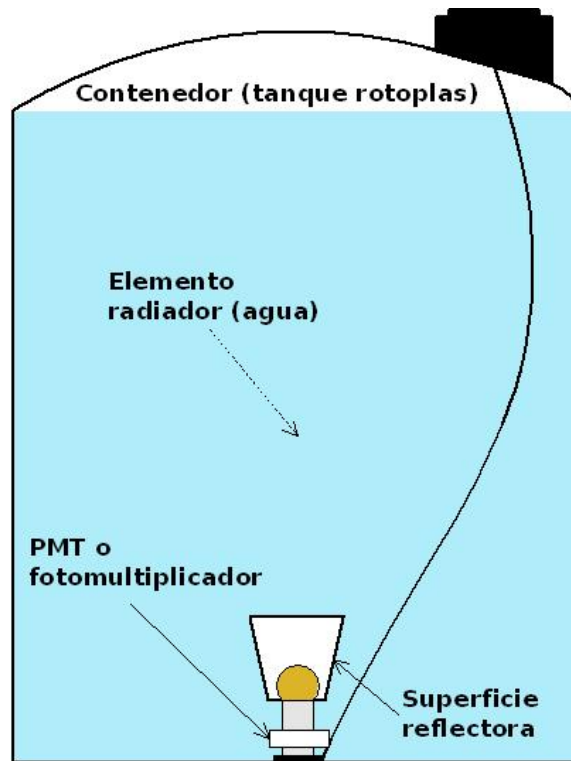


Figura 5.11: Componentes principales de un detector Cherenkov de agua.

Bien, los **detectores Cherenkov de agua** son ampliamente usados para estudiar las cascadas de partículas producidas por los rayos cósmicos primarios y los rayos gamma- γ . El principio de funcionamiento es el siguiente: cuando una partícula cargada se mueve con una velocidad mayor que la que tendría la luz en dicho medio, en nuestro caso el medio es el agua, se produce una perturbación electromagnética que origina una emisión de luz, denominada radiación

Cherenkov¹⁴. La luz puede ser colectada con la ayuda de un reflector colocado sobre el PMT o bien forrando las paredes internas del tanque o contenedor, de tal manera, que permita dirigir la luz Cherenkov hacia la ventana del fotomultiplicador. El PMT permite convertir el pulso luminoso en un pulso eléctrico, que es más fácil de manipular con dispositivos electrónicos.

Podemos ver que existe una cierta analogía entre un detector Cherenkov de agua y un detector de centelleo, por otro lado, el detector Cherenkov de agua posee una energía umbral inherente que depende únicamente del índice de refracción (n) del radiador, cuya expresión viene dada por:

$$E_{umbral} = m_e c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right), \quad (5.19)$$

donde n es el índice de refracción, m_e es la masa del electrón y E_{umbral} es la energía umbral. Sólo aquellas partículas por encima de la energía umbral pueden generar radiación Cherenkov. Recordemos también que el ángulo del cono Cherenkov viene dada por la expresión 4.16, es decir, $\cos(\theta_c) = c/nv$.

En seguida se dará una descripción general sobre los componentes principales del detector Cherenkov de agua empleado en el primer prototipo HAWC. Como podemos apreciar de la figura 5.11, las partes principales son:

- **El elemento radiador.** En efecto, como su nombre lo indica el detector Cherenkov requiere de agua como elemento radiador. Dicha sustancia debe poseer las siguientes características: debe estar libre de sedimentos pues esto nos permite una buena captación de luz, para evitar aberraciones ópticas en el agua, ésta no debe contener radicales libres, además, es necesario eliminar el cloro, pues esta sustancia puede absorber parte de la radiación que se emite dentro del rango donde el fotocátodo es más eficiente. Para obtener estas características es necesario que el agua pase por un proceso de purificación, para ello se empleó un filtro con carbono activado, como se muestra en la figura 5.12, el cual nos permite eliminar los sedimentos y los radicales libres. Además, fue necesario lavar el interior de cada tanque, para remover polvo y otro tipo de residuos, posteriormente se procedió a su llenado con 25000l de agua por cada contenedor.
- **Superficie reflectora.** La superficie reflectora es otro componente importante para un detector Cherenkov de agua. Para el prototipo HAWC se emplearon conos hechos con Tyvek, que nos permiten una reflexión difusa¹⁵. Este material es fabricado por la empresa DuPont y consiste de fibras de polietileno de entre $5\mu m$ a $10\mu m$, expuestos parcialmente en la superficie

¹⁴Para una descripción detallada consulte la sección 4.3.4.

¹⁵No en todos los arreglos o configuraciones del prototipo HAWC se llevo a cabo la instalación de conos a base de Tyvek, ver la sección 5.3.2 correspondiente a los arreglos experimentales del primer prototipo HAWC.



Figura 5.12: Proceso del filtrado de agua, para el llenado de los tanques del prototipo HAWC.

y orientadas al azar. La reflectividad del Tyvek depende de la longitud de onda, para la región visible su reflectividad es aproximadamente del 90 %, para una longitud de onda de $360nm$ es del 86 %, para una longitud de $320nm$ es del 78 % y finalmente del 60 % para una longitud de onda correspondiente a $200nm$. Como podemos notar, el Tyvek es un material idóneo pues tiene una alta reflectividad en el rango de frecuencias donde la intensidad de luz Cherenkov es elevada. Esto, por tanto, nos permite una mejor captación de luz Cherenkov. La figura 5.13 muestra las medidas que posee una de las hojas necesarias para armar el cono de Tyvek. Uniendo las dos hojas con las mismas medidas de la figura 5.13, podemos finalmente armar el cono de Tyvek. Las medidas finales del cono de Tyvek son: un perímetro superior de $395cm$ con un perímetro inferior de $56.5cm$. De la figura 5.7, podemos notar que la bombilla del PMT posee un diámetro de $20.2cm$ (la parte más grande del PMT), por lo que tiene un perímetro de $63.5cm$. Así pues, es necesario que el perímetro inferior del cono, donde va entrar la bombilla del PMT, tenga por lo menos $64cm$, para ello se dejó una tolerancia de $5cm$ en las dos costuras principales del cono, en el extremo inferior (que corresponde a las uniones de las dos hojas), esto permite que la bombilla del PMT pueda entrar sin ningún problema por el diámetro inferior del cono de Tyvek. Además, para unir las dos hojas de Tyvek, se dejó $1cm$ en cada lado de la hoja, para formar así las pestañas de unión. Finalmente, para dar la forma del cono, fue necesario anexar en la parte

exterior del cono una serie de presillas en los extremos superior e inferior, esto nos permitió insertar una serie de cinchos en la parte externa inferior y poder así, sujetar la base del cono junto con el PMT (en la parte inferior de la bombilla del PMT). Por otro lado, en la parte superior externa, se insertó una manguera para agua, que nos permite dar la forma circular del cono en la parte superior de éste, ver figura 5.13 de la derecha.

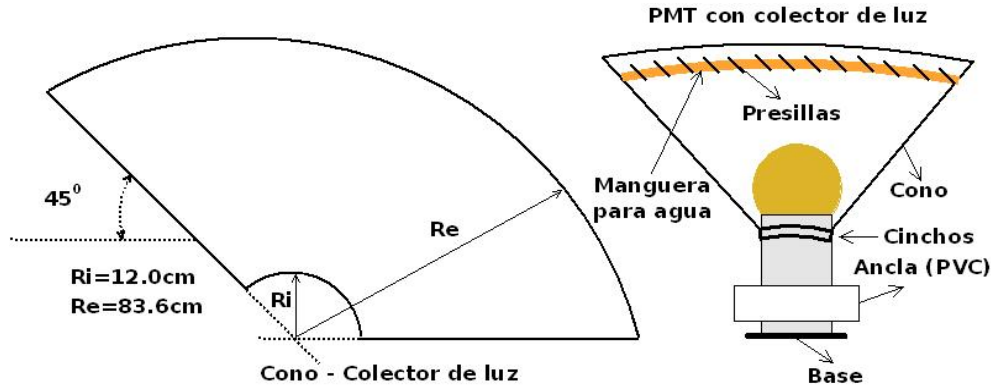


Figura 5.13: Medidas de una de las hojas de Tyvec (de dos hojas), requeridas para armar el cono con su respectivo montaje en el PMT.

- El detector de radiación.** En nuestro caso, el dispositivo empleado para detectar radiación Cherenkov o luz Cherenkov, fue el PMT Hamamatsu R5912 de 8-pulgadas¹⁶. Para cada tanque el número de PMTs empleados así como su posición dentro de cada uno de ellos varió, esto de acuerdo a lo que se requería estudiar¹⁷. Uno de los problemas que se podrían tener con los PMTs es la forma de introducirlos dentro del agua, es decir, ¿cómo lograr que floten o que se sumerjan dentro del tanque de manera estable? Antes que nada, los PMTs empleados en el prototipo HAWC han sido protegidos por una cubierta cilíndrica de plástico (cubierta gris), que impide el filtrado de agua en el interior del PMT, como se muestra en la figura 5.14 y en la figura 5.7. El PMT más la cubierta protectora tienen un peso aproximado de: $3.7kg$ y un volumen estimado de: $5.8litros$. Dentro del agua el fotomultiplicador tiene una fuerza ascendente de $5800g - 3700g = 2100g$ ($2.1kg$). Para el sumergido de los PMTs (en el fondo del tanque), se emplearon anclas hechas con tubos de PVC con un diámetro de $8pulgadas$. Para armarlas se requirieron dos tubos con una longitud de $15cm$ y otro par de $18cm$ de largo. Los cuatro tubos de PVC están sujetos a cuatro cordones de PVC del mismo diámetro, de tal forma que la figura formada es un

¹⁶Las características del PMT Hamamatsu R5912 se dan en la sección 5.1.6.

¹⁷Esto se detalla más adelante en la sección correspondiente al diseño y construcción experimental del primer prototipo HAWC.

toro que envuelve al fotomultiplicador, como se muestra en la figura 5.14. Así pues, el ancla (ya armada y hueca) desplaza un volumen aproximado de 8litros de agua (una fuerza ascendente de 8kg). Por lo tanto, para sumergir al PMT con su respectiva ancla, se necesita de un objeto cuya fuerza neta dentro del agua sea descendente y tenga un peso mayor a 10.1kg.

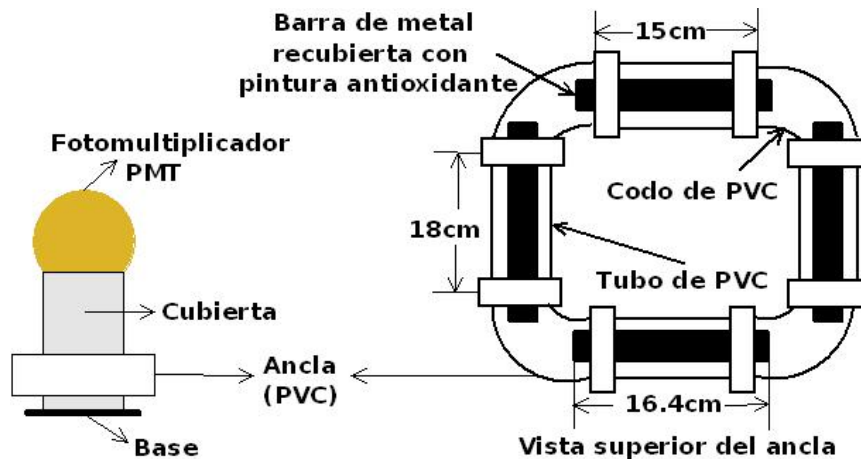


Figura 5.14: La figura de la izquierda muestra la unión entre un ancla y un PMT. La figura de la derecha muestra las características principales de una de las anclas que permiten sumergir al fotomultiplicador (PMT).

Para ello se llenó la dona con arena mojada (la arena debía estar bien compactada y sin huecos que permitieran el alojamiento del aire), además se agregó una barra metálica (recubiertas con pintura antioxidante), en cada uno de los tubos, que forman parte de la dona, con las siguientes dimensiones: 3.8cm de diámetro por 16.4cm de longitud (con un peso, por cada barra de metal, de 600g). La dona o ancla tenía un peso total de 10.8kg. Finalmente los tubos de PVC fueron perfectamente sellados con resistol especial para PVC, para evitar así el filtrado de agua en el interior de la dona. Cabe mencionar que no podíamos utilizar metales como anclas ya que este tipo de material con el tiempo tiende a oxidarse provocando sedimentos dentro del agua purificada (incluso con recubrimiento de pintura antioxidante). Sin embargo, se está tomando en cuenta la idea de colocar anclas de acero inoxidable sujetas en las bases de los PMTs, pero el inconveniente es el costo por cada placa de acero, ya que se requieren 900 placas de acero para los 900 PMTs que empleará HAWC. Las características generales de estas anclas se muestran en la figura 5.14 de la derecha.

Para lograr que el PMT pueda flotar y tenga estabilidad, fue necesaria la construcción de flotadores a base de tubos de PVC, del mismo diámetro que el de las anclas (8pulgadas). La única diferencia de esta dona, es que los cuatro tubos de PVC, que se emplearon para su construcción, tienen la

misma longitud (15cm), además de estar vacíos por dentro, ver figura 5.15 de la derecha. Para su estabilidad se empleó un cilindro de Plomo, cortado en dos partes, a partir de una tira de Plomo con un calibre o grosor de 1.3cm y una altura de 9.0cm , cuyo perímetro coincide con el perímetro de la cubierta protectora del PMT, el cual es de 53.5cm . El Plomo fue recubierto con pintura Primer para evitar su corrosión. Este cilindro sujeto con cinchos envuelve el cuerpo o la cubierta del fotomultiplicador, como se puede apreciar en la figura 5.15 de la izquierda. Aún cuando se está utilizando un metal como el Plomo, esto es provisional por el momento, y tiene la ventaja de estar cerca de la abertura del tinaco, lo que lo hace accesible para poder ser examinado constantemente y ver si existe algún tipo de corrosión, si es el caso se procede a retirarlo.

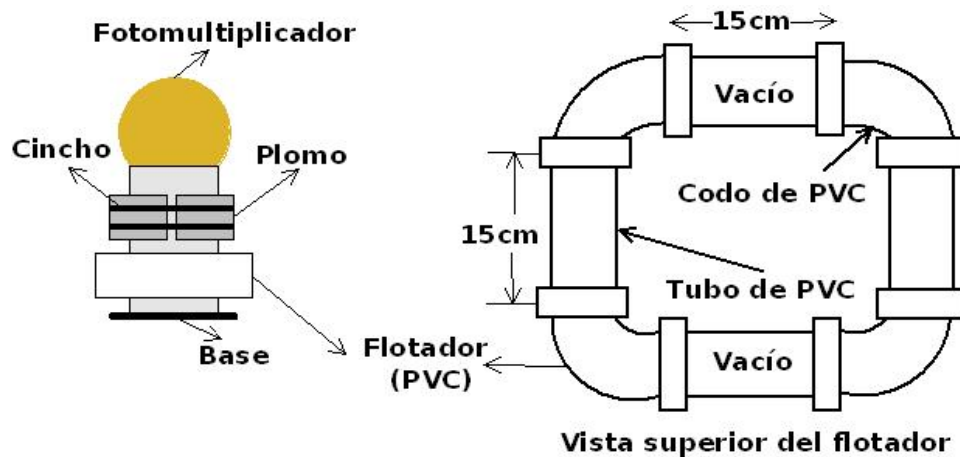


Figura 5.15: La figura de la izquierda muestra la unión entre un flotador y un PMT. Se puede notar que en la cubierta protectora del PMT, se encuentra sujeto a ella, las barras cilíndricas de plomo (amarradas con cinchos).

- El contenedor.** Finalmente tenemos el contenedor, una de las características principales de este dispositivo es el de evitar que la luz se filtre en el interior del tanque, para lograr ello la compañía Rotoplas utilizó 1% de polvo de grafito cuyo tamaño de grano es cien veces más pequeño que el empleado en los tanques comerciales, lo que nos permite obtener una mayor oscuridad, y por tanto, evitar el filtrado de luz natural dentro de los tanques. Como consecuencia conseguimos una señal más limpia y evitamos así la fotosíntesis en el interior del tanque, que permite la creación de microorganismos. Las dimensiones de los tanques Rotoplas, empleados en el primer prototipo HAWC, son las siguientes: el tanque Rotoplas tiene 3m de diámetro y una altura de 3.6m , con una capacidad volumétrica de 28000l , la figura 5.16 muestra las dimensiones del tanque Rotoplas. El número total

de tanques empleados en el primer prototipo HAWC fue de tres, con un arreglo triangular.

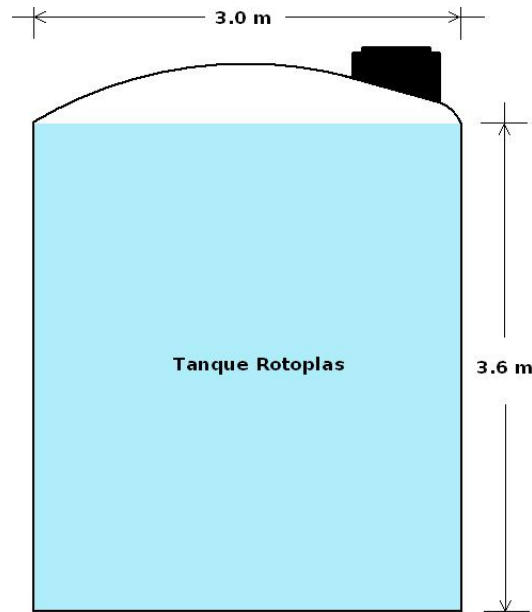


Figura 5.16: Dimensiones del tanque Rotoplas.

5.2. Sistemas electrónicos en el procesamiento de señales

En esta sección se presenta de manera general todos los materiales y dispositivos electrónicos que fueron empleados en el primer prototipo HAWC. Pero antes de dar una descripción general de estos dispositivos, como se vio previamente, en un detector Cherenkov de agua la radiación que detecta el fotomultiplicador es convertida en un pulso eléctrico. Por tanto, para extraer la información de dicho pulso se requiere de módulos de electrónica que nos permitan procesar dichas señales. Es por esa razón, que se presentan previamente algunos conceptos básicos referente a las señales eléctricas, que nos van a permitir, en las secciones posteriores, entender por que se emplean ciertas configuraciones con los dispositivos electrónicos para la manipulación de cierto tipo de señales.

5.2.1. Características principales de un pulso eléctrico

La codificación de información en la física nuclear y en la física de partículas se registra en forma de pulsos eléctricos. La información en estos breves pulsos, por ejemplo, su polaridad, amplitud, forma, su ocurrencia en el tiempo en relación a otro pulso, o simplemente, su sola presencia, pueda estar contenida en una o más de sus características propias de la señal.

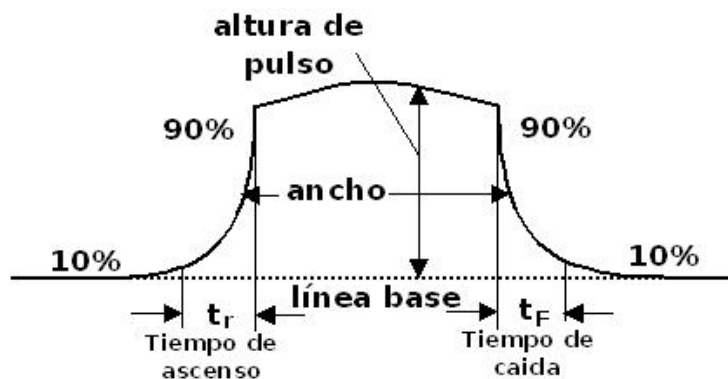


Figura 5.17: Características principales de un pulso ideal de corriente o voltaje en función del tiempo.

A partir de la figura 5.17, en el que se muestra un pulso rectangular ideal de voltaje o corriente en función del tiempo, se pueden definir algunas características básicas [18]:

- **Línea base.** La línea base de la señal se refiere al nivel de corriente o voltaje al que decae el pulso. Usualmente su valor es cero, pero es posible que la línea base tuviese otro valor debido a la superposición de un nivel constante de voltaje, corriente u otra fluctuación en la forma de pulso, tasa de conteo, etc.
- **Altura de pulso o amplitud.** La altura de pulso es la medida que va desde la línea base hasta el valor máximo del pulso.
- **Ancho de la señal.** Es el ancho total de la señal, usualmente tomado a la mitad del máximo de la señal (FWHM).
- **Flanco de ascenso.** El flanco de ascenso es el costado de la señal que se forma primero.
- **Flanco de descenso.** El flanco de descenso o cola corresponde al flanco de la señal que llega al final en tiempo.
- **Tiempo de ascenso (t_r).** Corresponde al tiempo que le toma al pulso ascender del 10% al 90% de su amplitud total. El tiempo de ascenso esencialmente determina la rapidez de la señal y es extremadamente importante para la sincronización de las señales.
- **Tiempo de descenso (t_F).** Corresponde al tiempo que le toma al pulso descender del 90% al 10% de su amplitud total.

- **Tipo de pulso: unipolar y bipolar.** Bien, los pulsos pueden ser unipolares o bipolares. Un pulso unipolar es aquel pulso que tiene su cresta mayor enteramente contenida en un lado de la línea base. En contraste, un pulso bipolar atraviesa la línea base y forma una segunda cresta de polaridad opuesta. La figura 5.18 ilustra estos dos tipos de pulso.

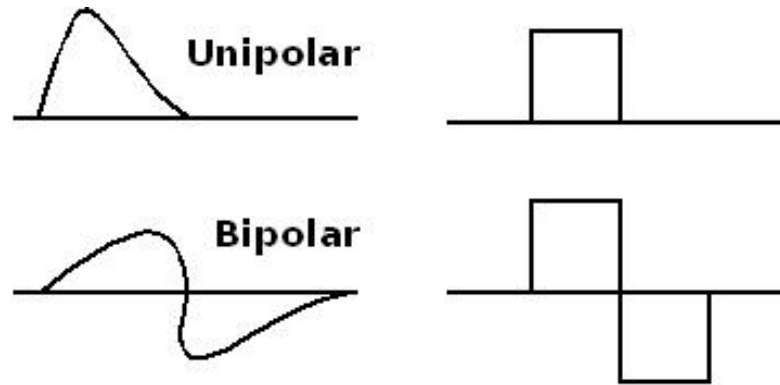


Figura 5.18: Pulso unipolar y bipolar.

Ahora bien, las señales eléctricas se pueden clasificar en dos categorías, en señales analógicas y en señales digitales. Una *señal analógica* codifica en valores continuos la información variando una o más de las características, como la amplitud y/o la forma del pulso, siguiendo una relación fija con la información. Por ejemplo, la señal de voltaje en un micrófono, varía su amplitud continuamente en proporción a la intensidad del sonido captado. Por el contrario, una *señal digital o lógica* sólo puede tomar un número discreto de estados, en otras palabras, la naturaleza de la información es cuantizada. Por ejemplo, la señal de un contador Geiger-Müller tiene esencialmente dos estados, presente (o radiación detectada) o no presente (no hay radiación detectada)¹⁸.

Aunque en cierto sentido, la señal lógica posee menos información que una señal analógica, desde el punto de vista técnico, una señal digital no tiene que preservar exactamente la forma o amplitud del pulso, por lo que los problemas de ruido y distorsión afectan menos la información. Como veremos en la siguiente sección, hay una gran variedad de módulos electrónicos para el procesamiento de señales, algunos de ellos trabajan únicamente con señales analógicas, otros con señales digitales, y otros se encargan de la conversión de una señal analógica a una señal digital o viceversa, por ejemplo, los módulos ADC (Analog to Digital Converters), que convierten una señal analógica a digital o bien los módulos DAC's (Digital to Analog Converters), que convierten una señal digital a una

¹⁸Los pulsos generados en un contador Geiger tienen la misma amplitud y forma sin importar la energía de la radiación detectada, véase la sección 5.1.1 correspondiente al contador Geiger-Müller.

señal analógica. Por tanto, es imprescindible tomar en cuenta que existen módulos de electrónica que funcionan específicamente para un tipo dado de señal.

En un sistema electrónico, por razones técnicas, también es importante distinguir entre *pulsos rápidos* y *pulsos lentos*. Las señales rápidas por lo general se refieren a pulsos con tiempos de ascenso de pocos nanosegundos o menos mientras que las señales lentas tienen tiempos de ascenso de cientos de nanosegundos o mayores. Esta definición incluye tanto las señales digitales como las analógicas.

Los pulsos rápidos son importantes en aplicaciones de sincronización y en tasas de conteo altas; en estas aplicaciones es importante preservar su tiempo de ascenso rápido durante el procesamiento de la señal. Los pulsos lentos, por otra parte, son generalmente menos susceptibles al ruido y ofrecen un mejor pulso para el trabajo de espectroscopía.

Cabe mencionar que las señales rápidas son muy susceptibles a sufrir distorsiones. Un primer factor se debe a la combinación de resistencias, capacitores e inductores, pues generan circuitos parásitos con tiempos de respuesta del orden del tiempo característico de la señal, ocasionando deformaciones en ésta. Otro factor importante, es la distorsión debida a las reflexiones en la interconexión de los cables y el equipo electrónico. Es por esa razón que existen estándares de la electrónica especiales para procesar cada tipo de señal.

Hoy en día, hay toda una gama de sistemas electrónicos que nos permiten analizar y procesar la información proveniente de los detectores. Recordemos que los detectores modernos proveen una variedad de información, a partir de la radiación detectada, en forma de señales eléctricas. Así pues, los sistemas o dispositivos electrónicos empleados actualmente en la física de altas energías, en la física de partículas y en la física nuclear, han sido ampliamente estandarizados en forma de módulos electrónicos, es decir, circuitos electrónicos para funciones de procesamiento básico (por ejemplo, un amplificador, un discriminador, etc.), han sido construidos en forma de módulos separados, siguiendo estándares específicos en su forma mecánica y estructura eléctrica. Actualmente existen tres sistemas estándares que nos permiten interconectar estos módulos como se desee, estos son el NIM, el CAMAC y el VME; cuya descripción se da a continuación.

5.2.2. Sistema electrónico nuclear NIM

El sistema electrónico estándar NIM (por su siglas en inglés Nuclear Instrumental Module), fue establecido en 1964 por las comunidades científicas de física nuclear y física de altas energías. El objetivo del sistema NIM fue proveer un sistema que permita el intercambio de los módulos. Incluso hoy en día se siguen utilizando los sistemas NIM para ensamblar sistemas que permitan satisfacer las necesidades específicas del experimento, la figura 5.19 muestra el sistema electrónico NIM bin [18], [1].



Figura 5.19: Sistema electrónico nuclear NIM bin.

En este sistema, los aparatos electrónicos básicos, por ejemplo, amplificadores, discriminadores, unidades de coincidencia, etc., son construidos en forma de módulos siguiendo un estándar mecánico y eléctrico específico. Mecánicamente, un módulo NIM tiene una altura de $8.75in$ ($22.225cm$) y un ancho mínimo de $1.35in$ ($3.43cm$), aunque puede haber módulos con múltiplos de $1.35in$ de ancho, (véase la figura 5.20, en el que se muestran dos módulos NIM de anchura diferente). El sistema NIM o NIM bin, se ha diseñado de tal forma que proporciona el espacio necesario para el ensamble de doce módulos de ancho simple dentro de este sistema.



Figura 5.20: Módulos NIM.

Los conectores, que proporcionan el voltaje de alimentación a cada módulo, pueden tomar seis valores estándar $6V$, $-6V$, $+12V$, $-12V$, $+24V$ y $-24V$. Cabe mencionar que la fuente de alimentación, es en general, desmontable del NIM bin. Para el primer prototipo HAWC se empleó un NIM bin de la marca *Mech-Tronics Nuclear*. A continuación se da una descripción breve de cada uno de los módulos, del sistema NIM bin, empleados en el primer prototipo HAWC:

- **Discriminador.** El discriminador es un dispositivo el cual responde únicamente a señales de entrada cuya altura del pulso exceda cierto valor umbral. Si este criterio se satisface, el discriminador responde con una señal lógica estándar; si no se cumple, no hay respuesta por parte de éste. El valor del voltaje umbral, así como el ancho de la señal, pueden ser usualmente ajustados por medio de perillas que generalmente se encuentran en la parte frontal del módulo.

El uso más común que tiene el discriminador es bloquear el ruido de baja amplitud originado en fotomultiplicadores y otro tipo de detectores. Así pues, los pulsos que logran sobrepasar el voltaje umbral, son transformados en pulsos lógicos, para su posterior procesamiento con dispositivos electrónicos (ver figura 5.21). Como podemos ver, el discriminador es esencialmente un simple convertidor de señales analógicas a digitales.

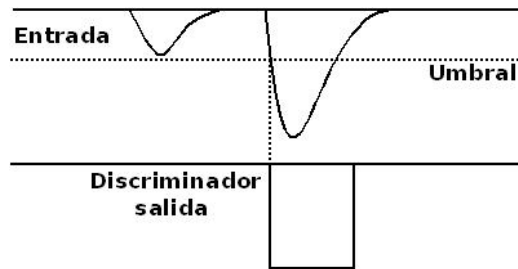


Figura 5.21: Operación del discriminador: responde únicamente a señales de entrada cuya altura del pulso exceda cierto valor umbral.

El dispositivo empleado en el prototipo HAWC corresponde a un discriminador de la marca CAEN modelo N844. Cuenta con ocho canales independientes, con voltajes umbral ajustables que van desde $1mV$ hasta $255mV$. La figura 5.22 muestra el esquema general de este dispositivo.

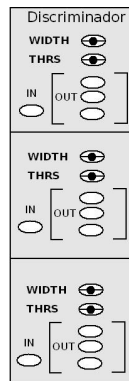


Figura 5.22: Esquema de un discriminador CAEN modelo N844.

- Unidad de coincidencia.** La unidad de coincidencia determina si dos o más señales lógicas coinciden en tiempo. Si existe coincidencia se genera una señal lógica de salida, en contraste, si no hay coincidencia no hay señal de salida. La determinación electrónica de una coincidencia entre dos pulsos puede hacerse de diferentes formas. Un método consiste en utilizar una ventana de transmisión. Otro método simple, usado frecuentemente, consiste en sumar las señales y pasarlas por un discriminador, el cual se ajusta a un voltaje umbral que solo deja pasar la señal siempre y cuando los pulsos se superpongan, este método se muestra en la figura 5.23.

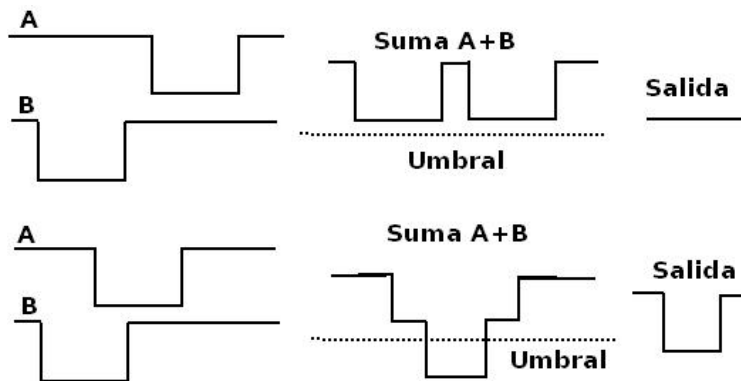


Figura 5.23: Método de suma para determinar la coincidencia de dos señales. El pulso se suma primero y se pasa a través de un discriminador ajustado a un umbral por debajo del nivel del doble de la amplitud correspondiente a la señal lógica.

Obviamente, la suma de los dos pulsos o el pulso resultante, podrá activar el discriminador cuando los pulsos de entrada sean lo suficientemente próximos en el tiempo para superponerse. Este periodo de tiempo determina el tiempo de resolución de la coincidencia y depende de los anchos de las señales de entrada y de la mínima superposición requerida por la electrónica. Para el prototipo HAWC se empleó el módulo de coincidencia marca LeCroy modelo 365AL. Posee dos canales con cuatro entradas lógicas, y puede manejar hasta cuatro niveles de coincidencia.

- Fan in/out.** Los *Fan out* son circuitos activos que permiten reproducir la señal de entrada en varias señales idénticas a la salida, conservando la altura y la forma de pulso. No hay que confundir un circuito *Fan out* con un *divisor de pulso*, pues estos circuitos pasivos, los divisores de pulso, dividen ambos la señal y su amplitud. Por otra parte, los *Fan in* aceptan varias señales de entrada sumándolas a la salida. Estos módulos pueden ser bipolares, es decir, aceptan señales de ambas polaridades, o de polaridad simple. Los *Fan ins* son particularmente útiles para la suma de muchas señales provenientes

de un detector que consiste de varios PMTs, como puede ser el caso del observatorio HAWC. Tanto los fan-ins como los fan-outs pueden ser de dos tipos: lineales o lógicos. Los módulos lineales aceptan tanto señales lógicas como analógicas, mientras que los módulos fan in/out lógicos están diseñados únicamente para señales lógicas. Para el primer prototipo HAWC se empleó un fan in/out de la marca Phillips Scientific modelo 740, de cuatro canales con seis entradas o bien, seis salidas.

- **Amplificador.** Los amplificadores tienen dos objetivos principales: el primero de ellos es amplificar la señal proveniente de un pre-amplificador, y el segundo dar una forma conveniente a la señal para su procesamiento. En ambos casos, el amplificador debe preservar la información de interés. Si se requiere información de tiempo, una respuesta rápida es necesaria. Si nos interesa la altura del pulso, debe conservarse la proporcionalidad entre las amplitudes de entrada y salida (amplificador lineal).
- **Atenuador.** Aunque es poco común el empleo de atenuadores, en ciertas ocasiones se requiere el uso de estos dispositivos para la atenuación de alguna señal eléctrica. El atenuador, contrario al amplificador, es un dispositivo pasivo que permite reducir la amplitud o la energía de la señal sin modificar la forma del pulso eléctrico. Por ende, los atenuadores son simples circuitos divisores de voltaje, cuya atenuación se consigue al variar la resistencia propia del circuito divisor de voltaje, que en estos dispositivos recibe el nombre de potenciómetros.
- **Contador.** El contador es un dispositivo que cuantifica el número de pulsos lógicos que llegan a la entrada por unidad de tiempo. La información se muestra en una pantalla ubicada en el panel frontal del módulo, como se muestra en la figura 5.24. En el prototipo HAWC se empleó un contador marca ORTEC modelo 871, con un display digital de ocho canales.

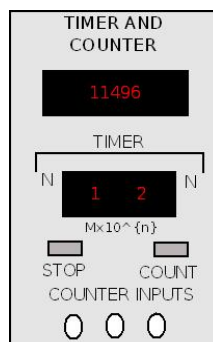


Figura 5.24: Módulo contador.

- **Caja de retrasos.** Al realizar una medición de coincidencia, es importante asegurar que los caminos eléctricos (y por tanto, los tiempos de propagación) por los cuales se desplazan dos señales coincidentes, a la unidad de coincidencia, sean iguales. Las cajas de retraso proporcionan retrasos ajustables que permiten acortar o alargar los caminos eléctricos en un circuito de coincidencia. Estos módulos, para un sistema estándar NIM, consisten generalmente de cables con diferentes longitudes que permiten retrasos que van desde los $0ns$ hasta $64ns$. Muchas cajas de retraso se pueden conectar entre sí, para dar retrasos por encima de los $100ns$. Sin embargo, para retrasos de $\simeq 1\mu s$ o más, la señal se atenúa debido a la longitud del cable. En tales casos, se pueden usar cables de baja atenuación para conseguir el retraso de la señal, o bien, el empleo de un circuito electrónico activo. Para el prototipo HAWC se empleó un módulo de retrasos de la marca ORTEC modelo DB463, cuyo retrasos van desde los $0ns$ hasta los $63.5ns$, este dispositivo cuenta con cuatro secciones independientes.
- **Fuente de alto voltaje.** Los módulos de alto voltaje o fuentes de alto voltaje son dispositivos que nos proporcionan el voltaje y la corriente requeridos por algún tipo de detector de radiación, por ejemplo, un fotomultiplicador, un detector de centelleo, un contador Geiger, etc., para su adecuada operación. El rango de operación, para la mayoría de los módulos de alto voltaje, van de los cero volts hasta miles de volts (kV). En la mayoría de estos módulos la polaridad puede invertirse. Para el primer prototipo HAWC se emplearon dos fuentes de alto voltaje de la marca Canberra, que operan en ambas polaridades. Una de ellas modelo 3002D, con un rango de operación de los $0V$ hasta los $3kV$, con un soporte de corriente de hasta $10mA$. La segunda fuente, modelo 3125 proporciona un voltaje de hasta $5kV$ y una corriente límite de hasta $300\mu A$.

5.2.3. Sistema electrónico nuclear CAMAC

En todos (o en casi todos) los experimentos de la física de altas energías, física de partículas y física nuclear, se emplean sistemas de adquisición de datos controlados por ordenadores de algún tipo. La cantidad, los tipos, así como la complejidad de los datos que se generan en los experimentos modernos requieren de este tipo de sistemas. De hecho, muchos de los experimentos de hoy en día no se podrían llevar a cabo sin la ayuda de estos sistemas. Las ventajas de un sistema controlado por computadora son muchas. Además de la simple adquisición de datos, el sistema puede ser hecho con el fin de controlar el detector del experimento, que puede consistir de cientos o incluso miles de detectores. Los procedimientos de calibración, por ejemplo, las mesetas de conteo, las curvas de tiempo, etc., se pueden realizar de forma automática durante la configuración del

sistema. La reconstrucción en línea y el análisis preliminar de los datos en bruto pueden ser hechos en tiempo real, permitiendo al físico examinar los eventos casi al instante.

La instalación de un sistema controlado por computadora, por supuesto, requiere de la interconexión de los instrumentos con el ordenador. Sin embargo, debido a la variedad de arquitecturas en las computadoras, una interfaz diferente tendría que ser construida para cada instrumento y para cada equipo de cómputo. Esto por supuesto, nos lleva al problema de la compatibilidad del instrumento con cualquier equipo de cómputo. Para solucionar este problema, en la física nuclear y en la física de partículas, se han desarrollado dos sistemas estandarizados, el sistema **CAMAC** y el sistema **VME**¹⁹.



Figura 5.25: Sistema electrónico nuclear CAMAC.

El sistema CAMAC²⁰, que se muestra en la figura 5.25, fue diseñado para complementar el sistema electrónico nuclear NIM, una vez que quedó claro que era inconveniente usar el NIM para sistemas controlados por computadoras. El sistema CAMAC fue introducido en 1969 por ESONE (European Standards on Nuclear Electronics) [18]. La función principal del CAMAC es la de proporcionar un sistema que permita conectar una amplia gama de módulos o instrumentos a una placa estandarizada llamada *DATAWAY*²¹. De esta manera, la adquisición de datos y el sistema de control pueden ser hechos con la conexión de módulos adicionales y con ciertos cambios adecuados en el software. Por tanto, el sistema CAMAC permite que la información pueda ser transferida dentro y fuera de los módulos o instrumentos [1].

Como se mencionó el dataway, proporciona la interface con la computadora, pero más específicamente, podríamos decir que el dataway es el sistema nervioso central del sistema CAMAC. Consiste de una serie de alambres paralelos que recorren el plano posterior del crate CAMAC, conectando a cada una de las ra-

¹⁹El sistema electrónico nuclear VME se describirá con detalle en la siguiente sección 5.2.4.

²⁰Por sus siglas en inglés Computer Automated Measurement And Control.

²¹El DATAWAY proporciona la interface con la computadora.

nuras; esto permite la comunicación entre los módulos, el controlador del sistema y el ordenador principal. Hay tres tipos de cableado que conforman el dataway:

1. *Líneas eléctricas*. Como su nombre lo indica, estas líneas se encargan de suministrar los voltajes estándares a cada una de las ranuras que conforman el crate CAMAC, con voltajes estándar de $6V$ y $24V$; en algunos crates se pueden encontrar voltajes estándar de $12V$.
2. *Líneas para la transferencia de señales*. Estas líneas se encargan de la transferencia de datos, el direccionamiento, los comandos y señales de control específicas. La mayoría de las líneas dataway son de este tipo.
3. *Líneas punto a punto*. Estas líneas están dedicadas para conectar cada crate CAMAC, en el conector 25 o bien en el conector 11 (en algunos crates), conocida como estación de control. Sólo hay dos líneas de este tipo: la dirección crate (N) y la dirección Look-at-Me (L).

Las medidas estándar mecánicas que poseen los módulos del sistema CAMAC tienen un ancho de $17mm$, con un altura de $221.5mm$ y una profundidad de $305mm$. Podemos ver que el ancho de un módulo CAMAC es exactamente la mitad de un módulo estándar NIM. Los módulos del sistema CAMAC también pueden tener anchos múltiplos del ancho estándar (de $17mm$).

El sistema CAMAC puede ser configurado de diferentes maneras y en distintos niveles de complejidad. El sistema básico se compone del crate CAMAC (sólo la caja) conectado a una PC, de donde la interfaz de la computadora se incluye en el controlador del CAMAC. El número de módulos que se pueden utilizar se limita al número que puedan caber dentro del crate CAMAC, usualmente puede consistir de 11 ranuras o de 25 conectores. Un sistema más grande y más complicado puede constar de varios crates conectados a la misma computadora. Los crates CAMAC pueden ser conectados entre sí ya sea en serie o en paralelo a lo largo de una red, que al igual que el dataway, es un bus que se encarga de llevar la señal hacia los diferentes crates, el flujo de datos es controlado por un sistema conocido como *branch driver*. Aún así, podemos tener configuraciones con sistemas compuestos de varias redes, que requieren de la conexión de más de un ordenador con el fin de controlar la cantidad, cada vez mayor, de datos.

Para el primer prototipo HAWC se empleó un crate CAMAC marca WieNeR Plein & Baus GmbH, de once conectores; como el mostrado en la figura 5.25. A continuación se describen algunos módulos del sistema CAMAC (no todos los módulos que se describen a continuación fueron empleados para el primer prototipo HAWC):

- **Tarjeta controladora CC**. Todas las comunicaciones dentro del sistema CAMAC son controladas por un módulo especial conocido como *controlador*

crate (CC). Este módulo actúa esencialmente como un centro de gestión para el flujo de información del dataway. Así pues, los comandos o datos emitidos de una computadora a un módulo o viceversa pasan a través de la tarjeta controladora CC. En efecto, el módulo CC es el único módulo que emite las instrucciones, y por tanto, es el que controla el dataway; así como la información y control de los otros módulos. Debido a su función especial, la tarjeta controladora CC siempre ocupa los dos últimos conectores del *crate* CAMAC, que se reservan específicamente para este propósito. En la figura 5.25, se muestra la tarjeta controladora CC marca WieNeR modelo CC-USB, ocupando las dos últimas ranuras (conectores 10 y 11), que fue empleada para el primer prototipo HAWC.

- **Módulo ADC** (Convertidor de señal analógica a digital). Es un dispositivo que se encarga de convertir la información contenida en una señal analógica en su forma equivalente digital. Para dar un ejemplo de su función, supongamos que tenemos un módulo ADC que acepta pulsos de entrada en el rango de $0V$ a $10V$ y es capaz de digitalizarla con números que van de 0 a un máximo de 1000. (Por simplicidad, nosotros usaremos los números decimales en este ejemplo, aunque en la mayoría de los módulos ADC's estos serán expresados en forma binaria). Así pues, una señal de entrada con una amplitud de $2.5V$ será convertido a un número digital de valor 250. Similarmente, para un pulso de $150mV$ encontraríamos un valor digital de 15, y así sucesivamente. La resolución del dispositivo ADC depende del rango de la digitalización.

Los dispositivos ADC pueden ser de dos tipos: los sensibles a picos (peak sensing) o los sensibles a la carga (charge sensitive). En los primeros se digitaliza la amplitud máxima, es decir, se asigna un valor numérico a la altura del pulso. Los ADC sensibles a la carga o QDC (por sus siglas en inglés Charge to Digital Converter), se encargan de digitalizar la carga total, en otras palabras, se obtiene un valor numérico al integrar la señal eléctrica. El tiempo requerido para la digitalización de estos dispositivos ADC son del orden de microsegundos (μs). Para el primer prototipo HAWC se empleó un módulo QDC de la marca LeCroy modelo 2249A, de 12 canales independientes.

- **Módulo DAC** (Convertidor de señal digital a señal analógica). Contrario al dispositivo ADC, tenemos al DAC²² o convertidor de señal digital a analógica. Este dispositivo, como su nombre lo indica, se encarga de convertir una señal digital a su forma equivalente analógica. Normalmente podemos tener a la salida de este módulo, una señal analógica lineal que se puede emplear

²²Por sus siglas en inglés Digital to Analog Converters.

para el control de algún dispositivo analógico. Para el prototipo HAWC no se requirió el uso de este módulo; sin embargo, si se desea más detalle acerca del funcionamiento de este dispositivo se puede consultar la siguiente referencia [18, página 284].

- **Módulo TAC** (Convertidor de tiempo a amplitud). El TAC (por sus siglas en inglés Time to Amplitude Converters) es una unidad que se encarga de convertir un intervalo de tiempo, entre dos pulsos lógicos, en una señal a la salida cuya altura es proporcional a la duración del pulso. Este pulso puede ser examinado por un analizador multicanal²³, para así obtener, un espectro como función del intervalo de tiempo.

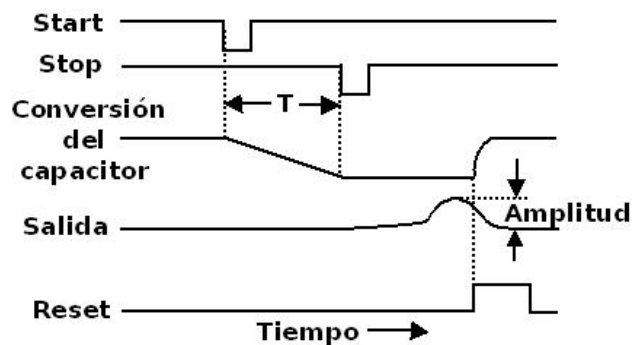


Figura 5.26: Modo de operación para un convertidor de tiempo a amplitud (TAC).

El tiempo medido por el TAC es activado por un pulso inicial (START), y un pulso, posterior a la señal, da el alto (STOP). El funcionamiento de los TAC's consiste en la descarga constante de un capacitor cuando llega la señal de inicio (START), y la descarga termina con la llegada de la segunda señal (STOP). El total de carga colectada es proporcional a la diferencia de tiempo entre el START y el STOP. Este funcionamiento se ilustra en la figura 5.26.

- **Módulo TDC** (Convertidor de tiempo a señal digital). Al colocar una unidad ADC después de un módulo TAC, se puede digitalizar la salida del pulso (que en este caso corresponde a la amplitud del pulso que es proporcional al intervalo de tiempo). Las combinación de estos dos dispositivos se conocen como convertidores de tiempo a señales digitales o TDC²⁴. Esto nos permiten obtener, de forma digital, la medida de un intervalo de tiempo. Sin embargo, los módulos TDC se pueden encontrar comercialmente; o bien, a partir de métodos directos con el uso de técnicas de conteo y osciladores estables se pueden construir TDC's. El principio básico es utilizar

²³El analizador multicanal es un dispositivo que recopila los pulsos para después clasificarlos y guardarlos, de acuerdo a su altura, en una memoria multicanal.

²⁴Por sus siglas en inglés Time to Digital Converter.

una señal de inicio en una compuerta de entrada que pone en funcionamiento un contador a una frecuencia constante, cuando llega la segunda señal, a la compuerta, se finaliza el conteo. De aquí se obtiene una cantidad que es proporcional al tiempo entre los pulsos inicial y final. Para el prototipo HAWC se empleó un TDC marca LeCroy modelo 2228A, con ocho canales de entrada.

5.2.4. Sistema electrónico VME

Dada la complejidad del modo de operación para este sistema no abundaré mucho en detalles al respecto, sin embargo, daré una pequeña introducción de sus principales características. El sistema electrónico nuclear VME (por sus siglas en inglés Versa Module Europa) es un sistema flexible de composición abierta que hace uso de tarjetas electrónicas estándar europeas o Eurocard standard. El sistema electrónico VME fue introducido por Motorola, Phillips, Thompson, y Mostek en 1981. El sistema VME fue pensado como un entorno flexible para soportar una gran variedad de tareas de cómputo intensivo, y hoy en día, se ha convertido en un protocolo estándar no sólo en la física de altas energías sino en toda la industria informática. La placa madre del sistema VME está basada en la tecnología TTL (lógica transistor a transistor), la velocidad de transferencia de datos es de aproximadamente $20Mb$ por segundo [1].

El sistema VME es un sistema modular (al igual que el sistema NIM y el sistema CAMAC), que sigue el estándar Eurocard. Algunos sistemas electrónicos VME's cuentan con 21 ranuras, siendo la primera reservada para el gestor o control de los módulos. En la figura 5.27 se muestra un sistema electrónico VME, modelo WieNeR Plein & Baus GmbH de 9 ranuras, el cual fue empleado en el primer prototipo HAWC.



Figura 5.27: Sistema electrónico VME (Versa Module Europa).

En algunos sistemas VME, para sus respectivos módulos, hay dos tamaños estándar mecánicos: de $216mm$ de alto por $160mm$ de profundidad, y de $100mm$ de alto por $160mm$ de profundidad. Ambos tamaños se pueden utilizar en el mismo crate. Los módulos pequeños pueden llegar a una transferencia de 8 o 16

bits. Los módulos grandes pueden llegar a realizar transferencias de 8, 16 o 32 bits. Todos los módulos VME tienen conectores tipo *P1*, los módulos grandes pueden estar equipados, de manera opcional, con conectores tipo *P2*. Para el prototipo HAWC se emplearon dos módulos, una tarjeta controladora CES modelo VMDIS 8004 y una tarjeta flash ADC marca CAEN modelo V1729, con cuatro canales independientes y una frecuencia de muestreo de $2GHz$.

El sistema VME consiste de 4 sub-buses, los cuales se describen a continuación:

1. **El bus de transferencia de datos.** Como su nombre lo indica, este bus se encarga de la lectura y escritura de datos entre los distintos módulos que conforman al sistema VME.
2. **El bus de arbitraje.** El bus de arbitraje se encuentra en un módulo de control, este módulo se conecta en la ranura 1 del sistema VME. Su principal función es llevar a cabo el control de todas las señales que llegan a los diferentes módulos del sistema VME, así como determinar qué señales tienen prioridad para su respectivo procesamiento.
3. **El bus de interrupción.** Este sistema se encarga de llevar a cabo la interrupción de algún proceso que se este realizando en algún módulo, esta interrupción proviene de la líneas de solicitud IRQ.
4. **El bus de utilidad.** Se encarga de suministrar los voltajes (por lo pines), requeridos por cada uno de los módulos que conforman al sistema VME; estos voltajes pueden ser de $+5V$, $-12V$ y $+12V$.

5.2.5. Otros materiales y dispositivos eléctricos

De los tres sistemas electrónicos (junto con sus respectivos módulos), empleados en el primer prototipo HAWC, se emplearon además, los siguientes materiales y dispositivos eléctricos:

- **Un inversor de polaridad.** En la actualidad algunas fuentes de alto voltaje proporcionan pulsos de una sola polaridad, ya sea de polaridad positiva o bien negativa. En nuestro caso, se requirió de un circuito que nos permitiese invertir la polaridad proveniente de una fuente de alto voltaje, con el propósito de alimentar una de las paletas de centelleo. Pues las dos paletas empleadas en el prototipo trabajan con cierta polaridad específica, una de ellas con voltaje positivo y la otra con voltaje negativo. Incluso en algunas ocasiones es necesario invertir la polaridad de una señal proveniente de algún detector de radiación. Para solucionar este problema se empleó un inversor de polaridad, como se puede apreciar en la figura 5.28; un inversor

de polaridad es un simple transformador, por lo que su construcción es sencilla; sin embargo, su aplicación se centra solamente a señales rápidas. Para señales lentas, alrededor de $100ns$, la aplicación de este dispositivo llega a ser no lineal. Por tanto, para invertir pulsos lentos se requiere del empleo de circuitos activos.

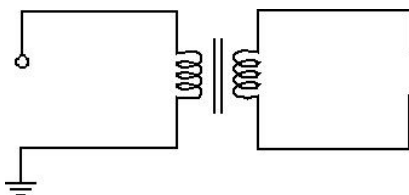


Figura 5.28: Circuito para invertir la polaridad de un pulso.

- Un circuito desacoplador.** Con la ayuda del circuito mostrado en la figura 5.29, podemos suministrar, por el mismo cable, tanto el alto voltaje requerido por el PMT, como el de disponer de su señal (proveniente del fotocátodo del propio fotomultiplicador). En otras palabras, este circuito nos permite desacoplar la señal, proveniente del fotomultiplicador, de su voltaje de alimentación. El circuito mostrado en la figura 5.29, tiene como entradas la señal del fotomultiplicador y el alto voltaje que se le suministra. Y como salida, la señal proveniente del PMT. Cabe mencionar que se requiere de un circuito desacoplador por cada PMT empleado; por lo que para el prototipo HAWC se emplearon seis de estos circuitos²⁵.

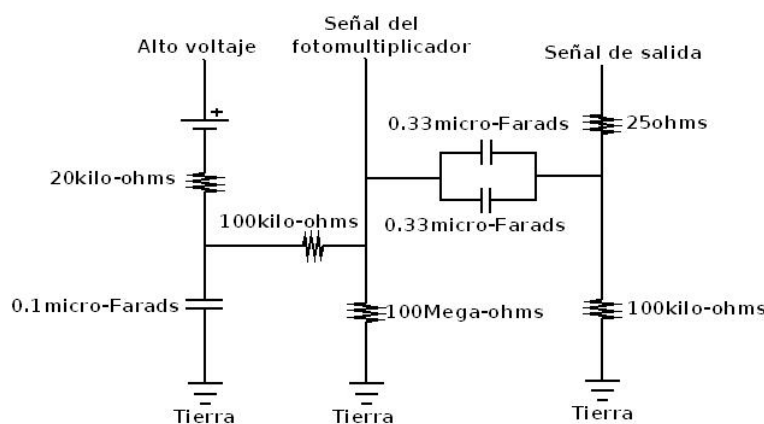


Figura 5.29: Diagrama eléctrico del circuito desacoplador.

²⁵Este circuito fue diseñado por el grupo de investigación del proyecto MILAGRO, actualmente la construcción de estos dispositivos es llevado a cabo por el grupo de altas energías del IFUNAM.

- Cable coaxial RG-58.** Tanto en la física nuclear como en la física de altas energías, las conexiones estándares eléctricas y electrónicas se hacen por medio de cables coaxiales. La geometría básica de una línea de transmisión coaxial consiste de dos conductores cilíndricos concéntricos separados por un material dieléctrico. En la figura 5.30, se pueden apreciar las partes principales que constituyen a un cable coaxial, la parte más gruesa corresponde a la cubierta que protege a todo el cable, luego tenemos la malla (alambre trenzado), que envuelve al dieléctrico y se encarga de llevar de regreso la corriente, la siguiente cubierta corresponde al material dieléctrico, está hecho usualmente de polietileno o teflón, aunque puede estar hecho de otros materiales. Finalmente, la parte más delgada del cable corresponde al conductor (hecho de cobre), y cuya función es la de transmitir la corriente. Una de las ventajas de este tipo de construcción es que el conductor exterior cilíndrico (alambre trenzado), además de servir como el retorno a tierra, también protege al conductor central de campos electromagnéticos externos [18].



Figura 5.30: Cable coaxial RG58.

En virtud a su configuración geométrica (dos conductores separados por un dieléctrico), los cables coaxiales necesariamente tienen una cierta inductancia y capacitancia; que están descritas respectivamente por las siguientes expresiones:

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \left(\frac{b}{a} \right), \quad (5.20)$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}, \quad (5.21)$$

donde a es el radio interno del cilindro, b es el radio externo del segundo cilindro, μ es la permeabilidad del dieléctrico y ϵ es la permitividad del mismo. Los valores típicos para C y L son del orden de $100\text{pF}/\text{m}$ y unas pocas décimas de $\mu\text{H}/\text{m}$ respectivamente. No obstante, en un cable real coaxial también existe una cierta resistividad debido al hecho de que no tenemos un conductor perfecto, y una cierta conductividad, a través del dieléctrico, debido a sus “imperfecciones” como aislante. Otra propiedad importante que se tiene en un cable coaxial es la impedancia, cuya expresión matemática está dada por:

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\mu \ln(b/a)}{\epsilon 2\pi}}, \quad (5.22)$$

En la actualidad hay una gran variedad de cables de diferentes tamaños y diseños, los cables de uso más común son el: $RG - 58C/U$ de 50Ω para señales rápidas, el $RG - 58/U$ de 93Ω para trabajos de espectroscopía y el $RG - 59/U$ de 75Ω usado para la transmisión de alto voltaje. Para la alimentación de los PMTs se empleó el cable coaxial RG-58 con las siguientes características: una impedancia de 54Ω , una capacitancia de $93.5pF/m$ y una velocidad de propagación, para la señal, de $0.66c$. El tipo de conector que se utiliza para conectar el PMT con fuentes de alto voltaje es el **conector SHV**. Este conector se muestra en la figura 5.31.



Figura 5.31: Conector SHV para el cable coaxial RG-58.

- Cable LEMO.** Otro tipo de cable coaxial empleado fue el cable coaxial LEMO (figura 5.32), que al igual que el cable coaxial estándar, éste posee las mismas propiedades físicas; es decir, su inductancia está dada por la expresión 5.20, su capacitancia está dada por la ecuación 5.21 y su impedancia por la relación 5.22. Sin embargo, hay dos diferencias principales que lo hacen distinguir del cable coaxial RG-58, la primera es su tamaño y la segunda su aplicación. El cable coaxial LEMO nos permite realizar las conexiones entre los distintos módulos que componen ya sea a un NIM, a un CAMAC o a un VME; en otras palabras, estos cables son el estándar de conexión para estos sistemas. El cable LEMO posee una impedancia de 50Ω , un diámetro de $3mm$ ²⁶ y un conector propio llamado push-pull.



Figura 5.32: Cable coaxial miniatura LEMO.

El tipo de conector que se utiliza en este tipo de cables, además del propio,

²⁶El cable coaxial RG-58 posee un diámetro de $5mm$.

es el BNC²⁷ (por sus siglas en inglés Bayonet Neill Concelman), es un conector usado en las radiofrecuencias (RF) que van del orden de GHz. Es el tipo de conector que se requiere para interconectar los diferentes módulos electrónicos que forman parte de un sistema VME, CAMAC o NIM. La figura 5.33 muestra el conector BNC, usado comúnmente en los cables coaxiales LEMO. **NOTA:** Si se desea una descripción matemática más detallada de los cables coaxiales consulte el apéndice B.



Figura 5.33: Conector BNC (Bayonet Neill Concelman).

- **Osciloscopio.** Un dispositivo de gran utilidad, que fue empleado en el prototipo, fue el osciloscopio de la marca Tektronix modelo TDS 2024B. Este instrumento cuenta con cuatro canales, un ancho de banda de 200MHz , una velocidad de muestreo en tiempo real de 2.0GS/s y una impedancia de entrada de $1\text{M}\Omega$. La aplicación de este dispositivo nos permite analizar las señales en tiempo real, y en efecto, comprobar que las paletas de centelleo y los fotomultiplicadores (junto con todo el arreglo experimental), estén funcionando correctamente previo a la toma de datos. La figura 5.34 muestra el osciloscopio empleado en el prototipo HAWC.



Figura 5.34: Osciloscopio marca Tektronix modelo TDS 2024B.

5.3. Montaje experimental del primer prototipo HAWC

Una vez que se han comprendido no sólo los aspectos teóricos del origen, naturaleza y descripción matemática de los rayos gamma, sino también las características principales de las señales, los sistemas de adquisición de datos, así como sus respectivos módulos electrónicos para su estudio, nos va ser más fácil entender el diseño y la construcción experimental del primer prototipo HAWC. Esta sección se divide en tres partes principales, en la primera de ellas se describe la

²⁷La aplicación de este dispositivo no solo se centra en los cables coaxiales LEMO, sino también puede ser utilizado en los cables coaxiales RG-58 y RG-59.

construcción del primer prototipo HAWC o mejor dicho el montaje experimental del prototipo, en la segunda parte se dan los detalles referentes a los diferentes arreglos experimentales llevados a cabo en cada uno de los tanques del primer prototipo HAWC. Finalmente se presentan los esquemas electrónicos que son utilizados como una prueba previa para revisar el funcionamiento adecuado del montaje experimental, así como los utilizados para la adquisición de datos.

5.3.1. Construcción del primer prototipo HAWC

Como se mencionó en la sección 3.2, la construcción del primer prototipo tuvo como meta la de realizar estudios previos que nos permitiesen analizar el desempeño específico de ciertos tanques²⁸, junto con los diferentes arreglos de PMTs y paletas de centelleo, para el análisis de los rayos gamma (sobre todo su discriminación con los rayos cósmicos).



Figura 5.35: Sitio del prototipo HAWC (sin el montaje experimental).

He de señalar que el lugar donde se llevó a cabo el montaje experimental del prototipo no es el sitio oficial de HAWC (véase figura 5.35). Sin embargo, se cumplen varias condiciones que nos permiten simular a una escala pequeña el detector principal de HAWC. Entre ellas se encuentran: el empleo de los mismos fotomultiplicadores²⁹ que serán utilizados en el observatorio HAWC, el lugar o la zona donde se llevará a cabo la instalación de HAWC³⁰, el tipo de electrónica para la adquisición de datos y los tanques que se emplean para este estudio³¹.

El primer paso, dadas las irregularidades del terreno para el montaje experimental del prototipo (figura 5.35), consistió en llevar a cabo la construcción de los tres cimientos que se requieren para cada tanque Rotoplas. Las ideas para llevar a

²⁸Las características de los tanques se presentan en la sección 5.1.8, página 129.

²⁹Los mismos que fueron empleados en el observatorio MILAGRO.

³⁰La única diferencia estriba en la altura del sitio del prototipo, con una diferencia de 430m respecto al sitio de HAWC.

³¹Este es un factor importante, porque dependiendo de su desempeño para la discriminación entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas, dependerá su aplicación final en el detector de HAWC.

cabo su construcción se centran en: tener una base perfectamente horizontal (sin desniveles), libre de residuos sólidos (como son piedras, algún plástico o metal), y permitir el montaje de los detectores de radiación (como son las paletas de centelleo y los PMTs). El tener un cimiento perfectamente horizontal nos garantiza estabilidad en el tanque, y el que esté libre de residuos nos ayuda a evitar rupturas en la base del tinaco. Este último punto es importante, pues cuando cada tanque Rotoplas sea colocado sobre su respectiva base y llenado con agua, si existe algún residuo sobre el cimiento, la presión que ejerce el tinaco sobre el objeto extraño puede provocar daños o rupturas en la base propia de éste y por ende ocasionar fugas pequeñas o grandes de agua.



Figura 5.36: Construcción del cimiento para el tanque 1 (T1).

Como se puede apreciar en la figura 5.36, la construcción de los cimientos básicamente consistió en el reacomodo, aplanado y limpieza de la tierra. Por otra parte, se puso mayor atención en el diseño del primer cimiento donde va colocado el tanque 1 (T1); pues éste debía permitir colocar dentro de él, una paleta de centelleo, figura 5.10. Con la ayuda de un par de vigas de metal y un par de vigas de madera, se hizo una pequeña zanja de forma rectangular sobre el cimiento (como se aprecia en la figura 5.37), con un ancho de 65cm y una longitud de 150cm , de tal manera que esta zanja nos proporciona el espacio adecuado para introducir completamente la paleta de centelleo bajo el tanque.



Figura 5.37: Zanja para la paleta de centelleo.

Una vez que el tanque se monte sobre su base y sea llenado, es necesario evitar que la base de éste se pandee, esto debido al ancho de la zanja y a la presión que ejerce el agua sobre la base del tanque. Para evitar daños, se colocó una malla metálica sobre la zanja rectangular, cuya área abarca toda la superficie correspondiente a la base del tinaco Rotoplas. En la figura 5.38, se muestran las partes principales del cimiento donde se montó el tanque 1 (T1).

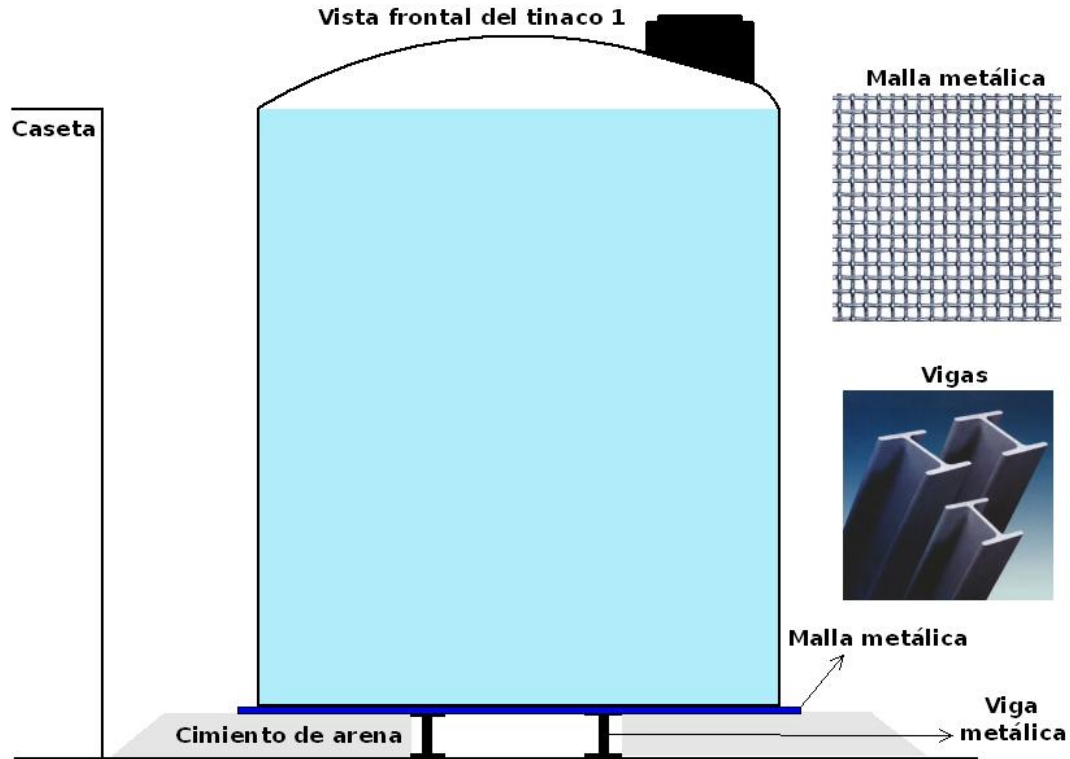


Figura 5.38: Partes principales de uno de los cimientos del prototipo.

Como se cuenta con dos paletas de centelleo, sólo fue necesario la construcción de una zanja en el cimiento “principal” donde estará colocado el tanque 1 (T1), los dos cimientos restantes quedaron sin modificación alguna. El siguiente paso consistió en lavar, tanto la parte interna como externa, de cada uno de los tanques; sobre todo para remover el polvo que hay en el interior de los tanques. Tras terminar la construcción de los cimientos se procedió a mover los tinacos (vacíos y lavados) a sus respectivos lugares, esto con la ayuda de una camioneta que nos permitió trasladarlos y voltearlos a su posición vertical, como se muestra en la figura 5.39, el peso aproximado de cada tanque es de 500kg .

Se tuvo mayor precaución en el montaje del tanque 1, pues éste debía estar centrado con respecto a la zanja (donde va colocada la paleta de centelleo), es decir, cuando la paleta de centelleo sea introducida en la zanja, ésta debe ir centrada con respecto al eje central del tanque 1. Los dos tanques restantes fueron



Figura 5.39: Montaje del tanque 1 (T1) en su respectivo cimiento.

colocados en sus respectivas bases sin ningún problema. Finalmente la forma del arreglo de los tres tanques montados fue triangular. En la figura 5.40, se muestran las posiciones (x, y, z) de cada tanque con sus respectivas separaciones que hay entre ellos (el tanque 1-T1 se tomo como el origen de nuestro arreglo). Nota: la componente z corresponde a la altura del contenedor sobre el nivel del mar.

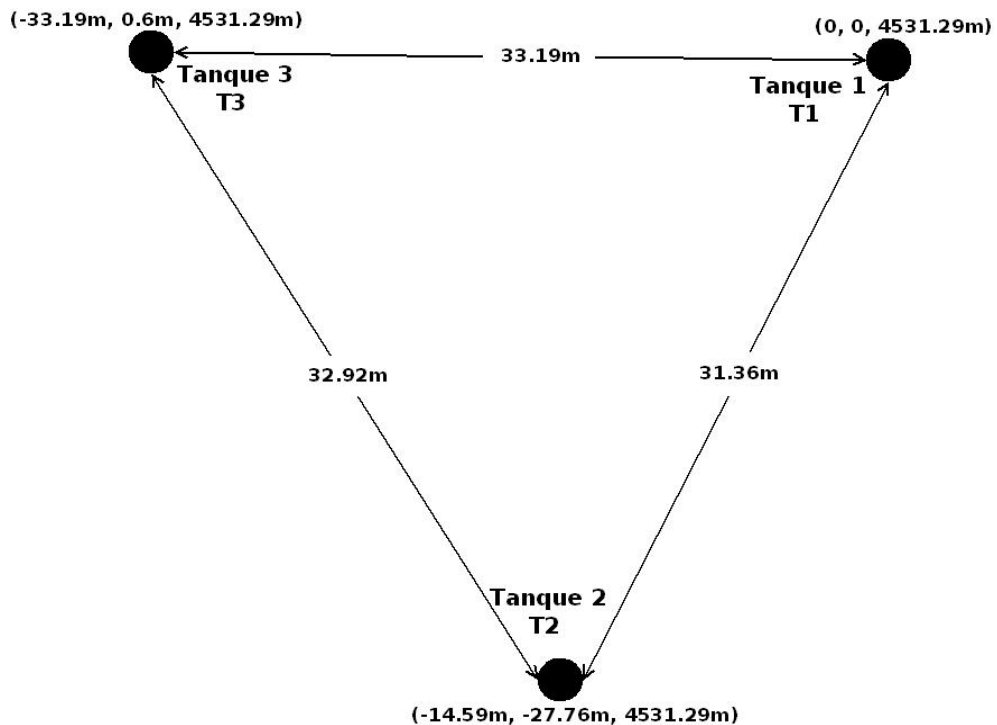


Figura 5.40: Esquema que muestra el arreglo final del prototipo HAWC, con sus posiciones y distancias respectivas, tomando como origen el tanque 1.

Tras el montaje experimental de los tres tanques, se procedió a su llenado con aproximadamente 25000litros de agua para cada contenedor, dicha sustancia paso previamente por un proceso del filtrado para eliminar sedimentos, radicales libres y otras sustancias como el cloro. También se anexó un cuarto tanque al centro del arreglo, con las siguientes dimensiones: 80cm de alto por 84cm de diámetro, al igual que los tres tanques Rotoplas, este pequeño tanque fue llenado con agua suavizada.

5.3.2. Arreglos experimentales del prototipo HAWC

Como se mencionó anteriormente, en cada uno de los tanques se han llevado a cabo diferentes tipos de arreglos, que no es más que la forma de instrumentar cada contenedor ya sea con los PMTs, las paletas de centelleo o ambos (sin tomar en cuenta la electrónica para la adquisición de datos). Existen diferentes formas de instrumentar un tanque, y cada una de ellas nos ofrecen ciertas ventajas para estudiar de forma particular los rayos gamma, o bien, en un caso más general los rayos cósmicos. Esta sección está dedicada a mostrar las diferentes formas en que fueron instrumentados cada uno de los tanques del prototipo HAWC. Pero antes de pasar al montaje de los arreglos experimentales, quisiera mencionar brevemente los detalles logísticos que se presentaron durante su instalación.

Una vez ya solucionados los problemas para el sumergimiento y flotación de los PMTs, el siguiente paso consistió en el centrado de éstos dentro de los contenedores Rotoplas. Para ello se procedió a determinar el centro de los tres tanques. Con la ayuda de una cuerda sujeta a una plomada, cuya longitud corresponde a la mitad del perímetro del casquete superior del tanque y, rodeando el tanque por la parte superior de éste con la cuerda (alrededor de su periferia), como se muestra en la figura 5.41(a), se determinó el centro de cada tanque. El siguiente paso consistió en perforar el centro de los tres tanques (casquete superior del contenedor), con la ayuda de un taladro [ver figura 5.41(b)].

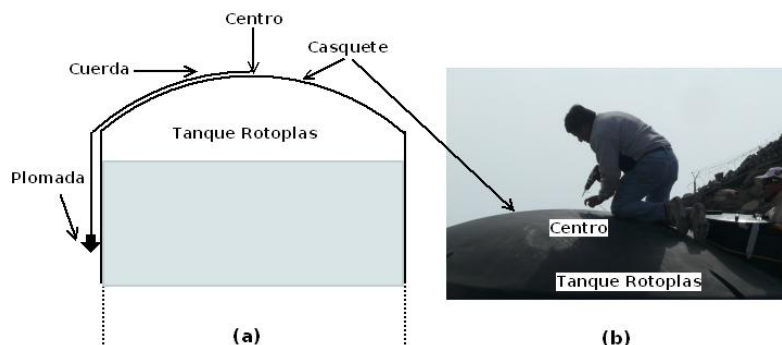


Figura 5.41: (a) Con la ayuda de una cuerda (hilo cáñamo), se procedió a determinar el centro del tanque Rotoplas. (b) Posteriormente se perforó el centro del tanque en la parte superior de éste.

Por dicha abertura se introdujeron dos cuerdas formadas por una serie de hilos cañamo entrenzados, ambas cuerdas tienen una longitud de $5m$. Y se sacaron, con la ayuda de un gancho, por la entrada principal del tanque, dejando un pequeño tramo (la que pasa a través del orificio perforado), para ayudarnos a introducir o sacar los PMTs del tanque. El extremo de una cuerda (la que sale por la entrada principal del tanque), se amarró a los extremos de cuatro hilos, que sujetan a su vez las cuatro esquinas correspondientes del ancla (es decir, los codos de PVC). Lo siguiente consistió simplemente en introducir el PMT, con su respectiva ancla, por la entrada principal del tanque, como se muestra en la figura 5.42(a). Para evitar daños en el fotocátodo del PMT, fue necesario cubrirlo con una manta oscura que impide el filtrado de luz a través de ella. Una vez que fue introducido el PMT en el interior del tanque, se retiró la cubierta protectora, y poco a poco, con la ayuda de la cuerda (la que sale por la apertura perforada), se procedió a hundir el PMT en el interior del tanque [hasta llegar al fondo de éste, ver figura 5.42(b)]. Con este procedimiento el PMT sumergido quedó finalmente centrado, pues la cuerda que atraviesa la abertura centrada nos sirve de guía y sostén del PMT, posteriormente ésta nos va permitir sacar al PMT del fondo del tanque.

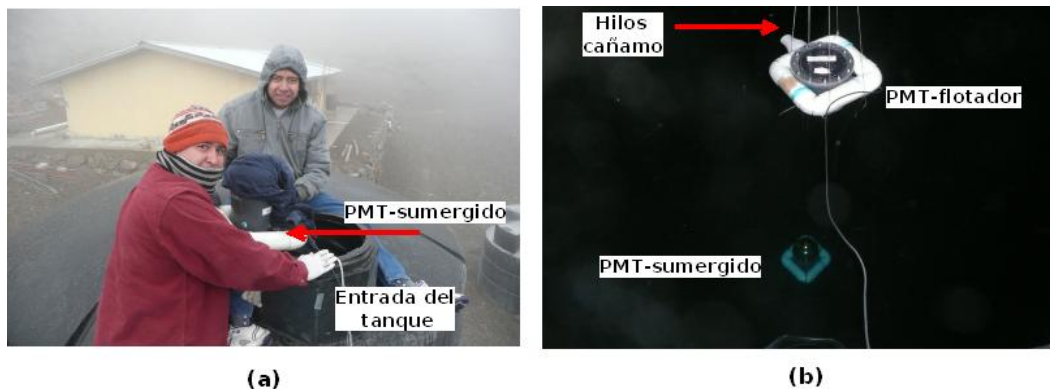


Figura 5.42: (a) Montaje de uno de los PMTs que se sumergieron en el tanque Rotoplas. (b) Los dos PMTs centrados en uno de los tanques Rotoplas, en la figura se puede apreciar los cuatro hilos que sostienen al PMT flotador.

Del mismo modo, la segunda cuerda se amarró a los extremos de otros cuatro hilos que sujetan las cuatro esquinas respectivas del flotador con PMT, figura 5.43. Su centrado fue más fácil, pues con la cuerda que pasa a través del orificio perforado, guiamos al PMT flotador al centro de este tanque, como se muestra en la figura 5.42(b), se debe tener cuidado de no enredar las cuerdas del PMT sumergido y del PMT flotador. Este mismo procedimiento se siguió para la instrumentación de los otros dos tanques Rotoplas. Finalmente, para evitar el filtrado de luz por los orificios de cada tanque, éstos se rellenaron con bastante silicón negro. Tras su secado, se procedió a cubrir el silicón con cinta de aislar negra.

Tras el montaje de los PMTs en los tanques, el siguiente paso fue la instalación

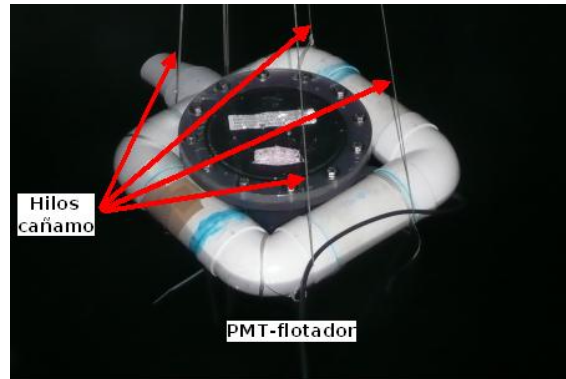


Figura 5.43: PMT-flotador con sus cuatro hilos que sujetan las cuatro esquinas del flotador (codos de PVC). Nótese que su fotocátodo está mirando hacia el volumen de agua por debajo de él.

de las dos paletas de centelleo. El montaje de estas paletas se realizó únicamente en el tanque 1 (T1), pero antes llevar a cabo su instalación, fue necesario proteger la superficie de éstas. Es decir, para evitar el daño en la cinta negra, que envuelve la cubierta de aluminio y a su vez, el centellador de plástico (junto con su PMT), fue necesaria la construcción de dos bases de madera, ver figura 5.44(a). Posteriormente ambas paletas se recubrieron con mantas negras (fieltro), y para evitar daños externos se protegió con hule espuma, todo esto sujeto con cinchos que nos permitían mantener fijas las paletas de centelleo sobre sus respectivas bases.

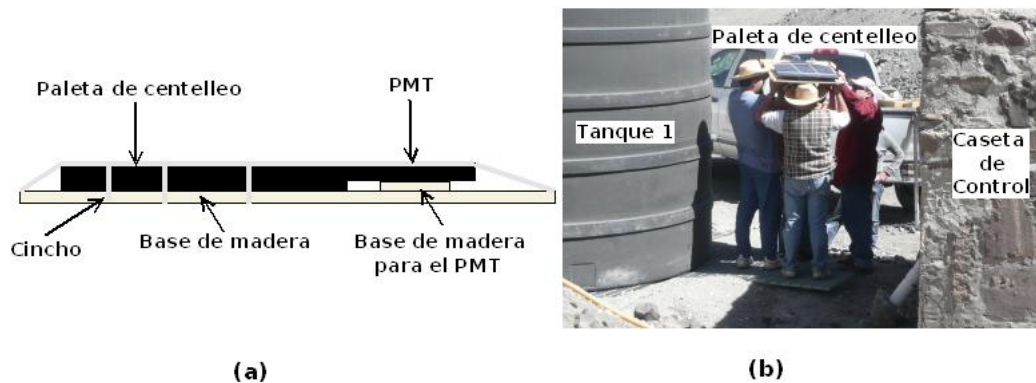


Figura 5.44: (a) Base de madera para la protección de las paletas de centelleo. (b) Montaje de una de las paletas de centelleo, con su base de madera, en el tanque 1 (T1).

El siguiente paso fue el montaje de éstas, ver figura 5.44(b). Ambas paletas fueron colocadas en la parte inferior y superior del tanque Rotoplas (T1), una de ellas dentro de la zanja (bajo el tanque) y la otra en la parte superior del tanque. Recordemos que la parte superior del tanque no es plana, sino tiene

forma de casquete esférico, para ello la base de madera nos permite una fácil instalación sobre este casquete, evitando así esfuerzos mecánicos entre el plástico centellador y su PMT, además de un fácil centrado. Sin embargo, esta paleta de centelleo se encuentra expuesta directamente a los rayos del sol, por lo que fue necesario recubrirla con varias mantas oscuras, por precaución también se protegió el centellador de la zanja con fieltro oscuro. Tanto la paleta de centelleo como las mantas fueron amarradas a la base del tinaco (los amarres se sujetaron a la malla metálica), véase figura 5.45.



Figura 5.45: Montaje de la paleta centellador en la parte superior del tanque 1, cubierta con fieltro oscuro para el aislamiento óptico de la luz natural y protegida con hule espuma para evitar daños.

Por último, las entradas principales de los tres tanques se cerraron con sus respectivas tapas, y alrededor de ellas se colocó silicón negro para evitar el filtrado de luz natural. Cabe señalar que en cada una de las tapas se tenían atravesadores que nos permitían extraer los cables coaxiales del interior del tanque Rotoplas, su construcción es especial pues evita el filtrado de luz. No obstante, estos atravesadores también fueron cubiertos con silicón negro. Finalmente, cada una de las tapas fueron cubiertas con mantas negras (amarradas con hilo cáñamo, figura 5.45), además la parte superior del casquete de cada tanque fue cubierta por lonas que nos permitían aislar ópticamente el tanque de cualquier contaminación con luz natural, véase figura 5.46.

En algunos arreglos fue necesaria la instalación de algunos colectores de luz Cherenkov (conos hechos con Tyvec, ver sección 5.1.8). Ya una vez instalados los PMTs dentro del tanque, el PMT flotador y el PMT sumergido, la instalación de éstos fue relativamente fácil. Para instalar el colector de luz o cono, simplemente se extraía el PMT sumergido con la ayuda de la cuerda que pasa a través de la abertura, y con un gancho se sacaba el PMT por la entrada principal del tanque, se desamarraban los cuatro hilos de la cuerda para montar el cono de Tyvec, después los cuatro hilos se pasaban por el interior del cono (la parte circular pequeña), se amarraban estos con el extremo de la cuerda para proceder a meter



Figura 5.46: Montaje final del tanque 1, con su lona de protección.

el PMT con su cono en el interior del tanque, como se muestra en la figura 5.47. Gracias a la flexibilidad de la manguera de agua, que daba la forma circular al cono, fue fácil introducirla por la entrada principal del tanque, sin dañar la superficie del cono. La instalación de los conos solo se realizó en los tres PMTs sumergidos de los tres tanques principales de HAWC (figura 5.47).

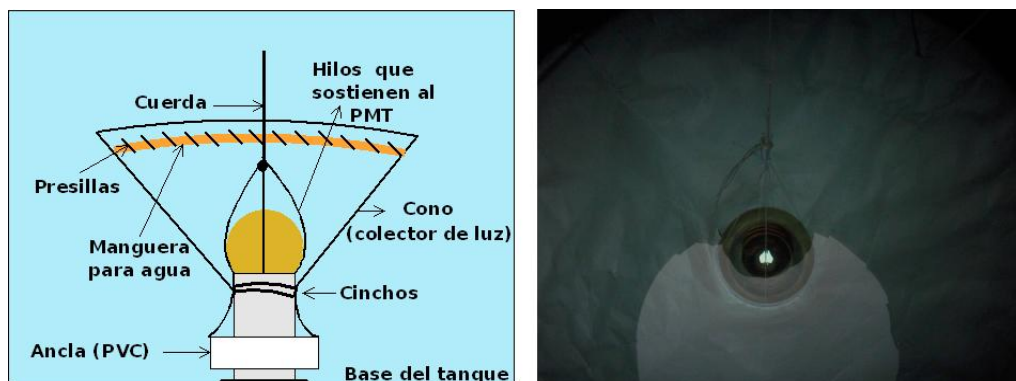


Figura 5.47: En la figura de la izquierda se muestran las partes principales del montaje de un colector de luz. En la figura de la derecha se muestra el PMT sumergido con su respectivo cono para coleccionar de forma más eficiente la luz Cherenkov.

NOTA: Siempre que se requería montar los conos de Tyvec o algún PMT, era necesario retirar el silicón de las tapas, para permitir su montaje. Así también se retiraba el silicón que cubría la abertura donde pasaban las dos cuerdas que nos permitían sacar o sumergir los PMTs dentro del tanque. Tras el montaje de los PMTs o los conos, se procedía a recubrir, de nuevo con silicón, tanto las tapas de los contenedores como las aberturas para evitar el filtrado de luz. Fue de los pasos con mayor vicisitud, y hasta ahora no se ha visto una manera más eficiente para los montajes de estos dispositivos.

Ya una vez mencionado los detalles logísticos que se presentaron durante la instrumentación de los tres tanques, pasare ahora a describir los diferentes arreglos que se llevaron a cabo en cada uno de ellos. Para el prototipo HAWC se realizaron cinco tipos de arreglos, los denotaré como: A_1 para el arreglo 1, A_2 para el arreglo 2, etcétera. Haré referencia a ellos, con esta notación, cuando muestre sus resultados en el siguiente capítulo. No todos los arreglos no presentaron resultados exitosos, pero esto lo comentaré con más detalle en el capítulo posterior.

La primera configuración A_1 , consistió en colocar dos PMTs dentro del tanque 1 ($T1$), uno flotando y centrado con su respectivo fotocátodo mirando hacia el volumen de agua por debajo de él y, el otro PMT sumergido en el fondo del tanque centrado y con el fotocátodo mirando hacia el volumen de agua por encima de él. En este arreglo no se anexaron paletas de centelleo. El tanque 2, denotado $T2$, fue instrumentado con un solo PMT centrado en el fondo del tanque con su fotocátodo mirando hacia el volumen de agua por encima de él. Los tanques 3 y 4, denotados respectivamente $T3$ y $T4$, fueron instrumentados de la misma manera que $T2$, con un solo PMT centrado en el fondo del tanque. Este arreglo se muestra en la figura 5.48.

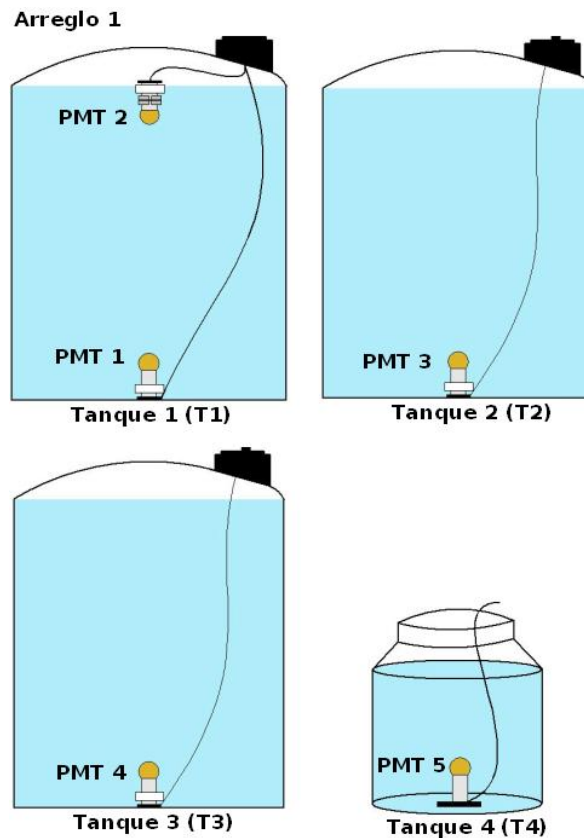


Figura 5.48: Primer arreglo experimental del prototipo HAWC (A_1).

En la segunda configuración **A₂**, para *T1* los PMTs quedaron de la misma forma que en el arreglo *A₁*. Sin embargo, en *T1* se anexaron dos paletas de centelleo, una sobre el tanque y otra por debajo de éste (ambas paletas centradas). Ahora *T2*, al igual que *T1*, fue instrumentado con dos PMTs centrados, uno flotando y el otro en el fondo del tanque (sin paletas de centelleo³²). *T3* fue instrumentado con un solo PMT centrado en el fondo del tanque. De la misma manera *T4*, fue instrumentado con un solo PMT centrado también en el fondo de éste. Este arreglo se muestra en la figura 5.49.

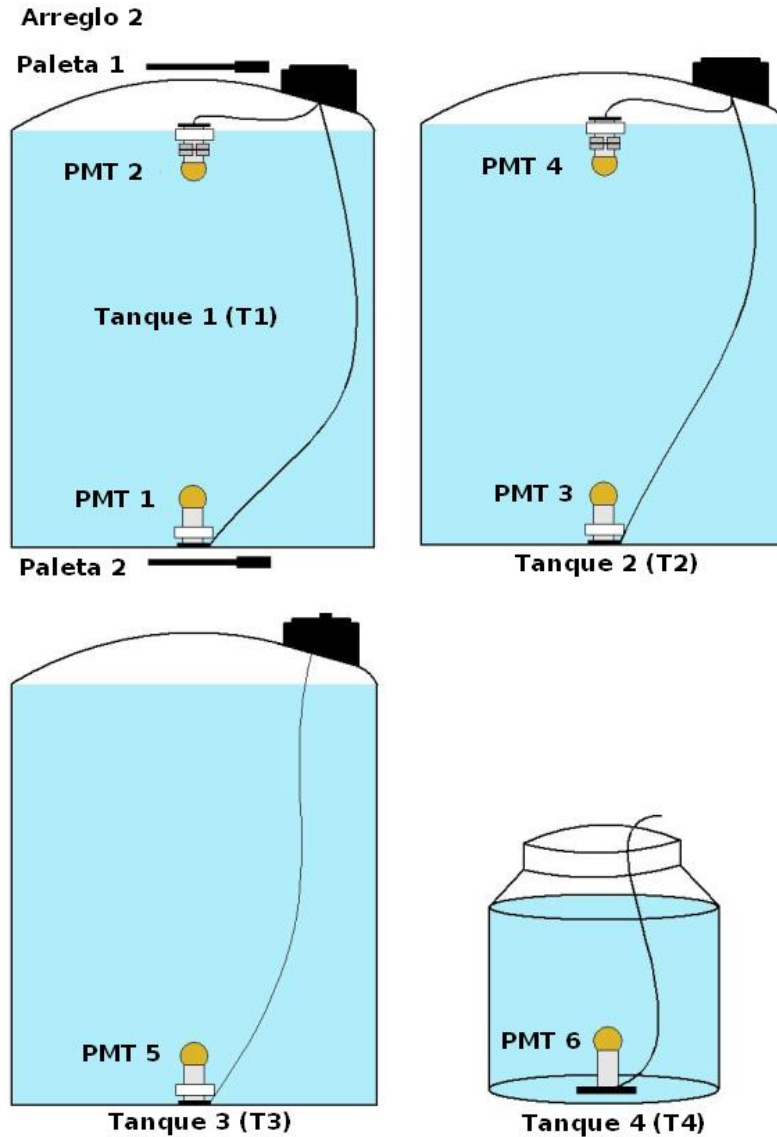


Figura 5.49: Segundo arreglo experimental del prototipo HAWC *A₂*.

³²Recordemos que para el prototipo sólo se contaba con dos paletas de centelleo.

En la tercera configuración A_3 , $T1$ quedó instrumentado de la misma forma que en el arreglo A_2 , es decir, con dos PMTs centrados, uno sumergido y el otro flotando, con sus respectivas paletas de centelleo una sobre el tanque y la otra debajo de éste, ambas centradas. La única diferencia, es que ahora se montó un colector de luz en el fotomultiplicador sumergido del tanque $T1$. Por otra parte, los PMTs correspondientes a los tanques $T2$, $T3$ y $T4$ quedaron sin modificación alguna. El arreglo se muestra en la figura 5.50.

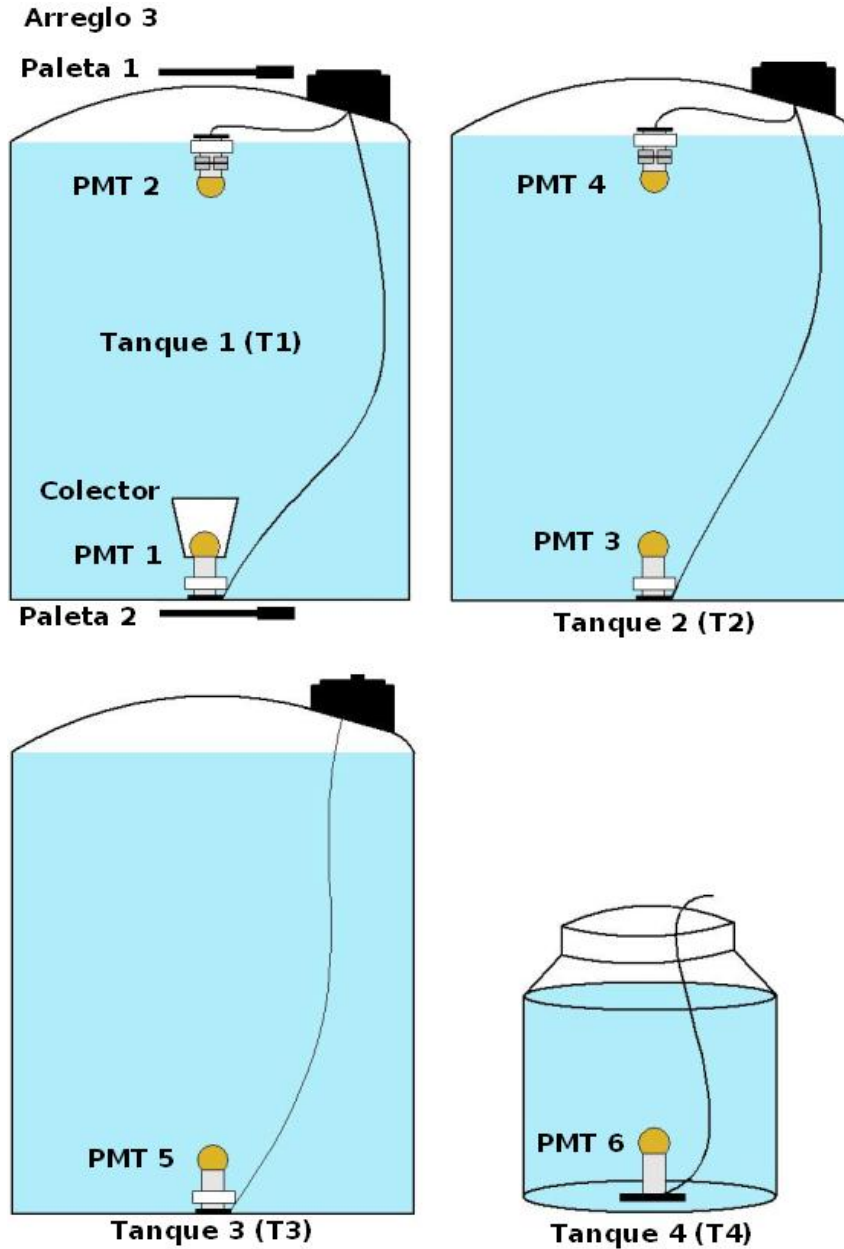


Figura 5.50: Tercer arreglo experimental del prototipo HAWC A_3 .

En la cuarta configuración A_4 , los PMTs correspondientes a los contenedores $T1$, $T3$ y $T4$ quedaron sin modificación alguna, es decir, quedaron de la misma forma que en el arreglo A_3 . Sin embargo, en el PMT sumergido de $T2$ se montó un segundo colector de luz Cherenkov, al igual que en el PMT sumergido de $T1$, este arreglo se muestra en la figura 5.51.

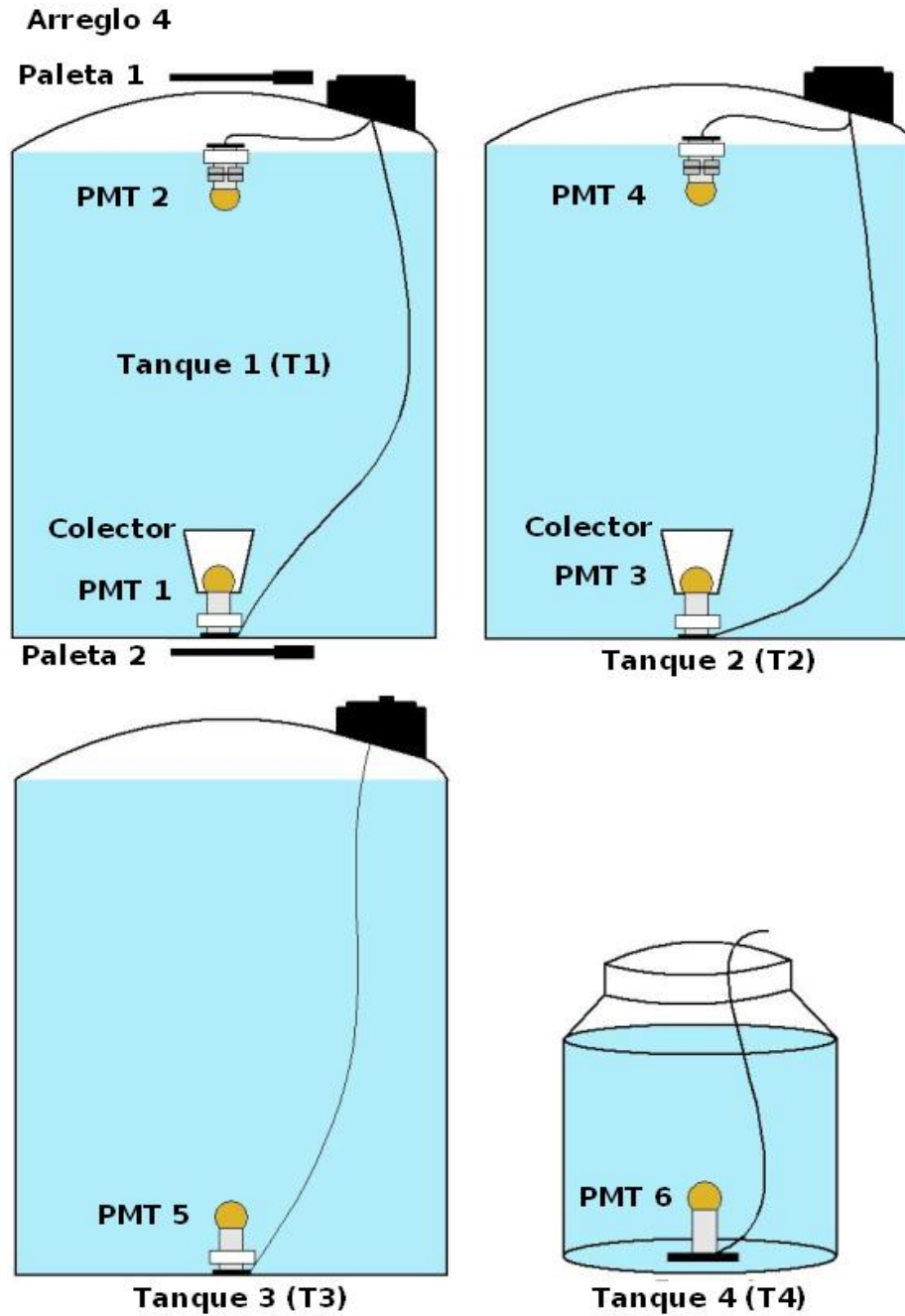


Figura 5.51: Cuarto arreglo experimental del prototipo HAWC A_4 .

Finalmente, para el último arreglo se incorporó un colector de luz Cherenkov en el PMT sumergido del tanque $T3$, quedando instrumentados de la misma manera los tanques $T1$, $T2$ y $T4$ tal como en el arreglo A_4 . Véase figura 5.52, que muestra este último arreglo.

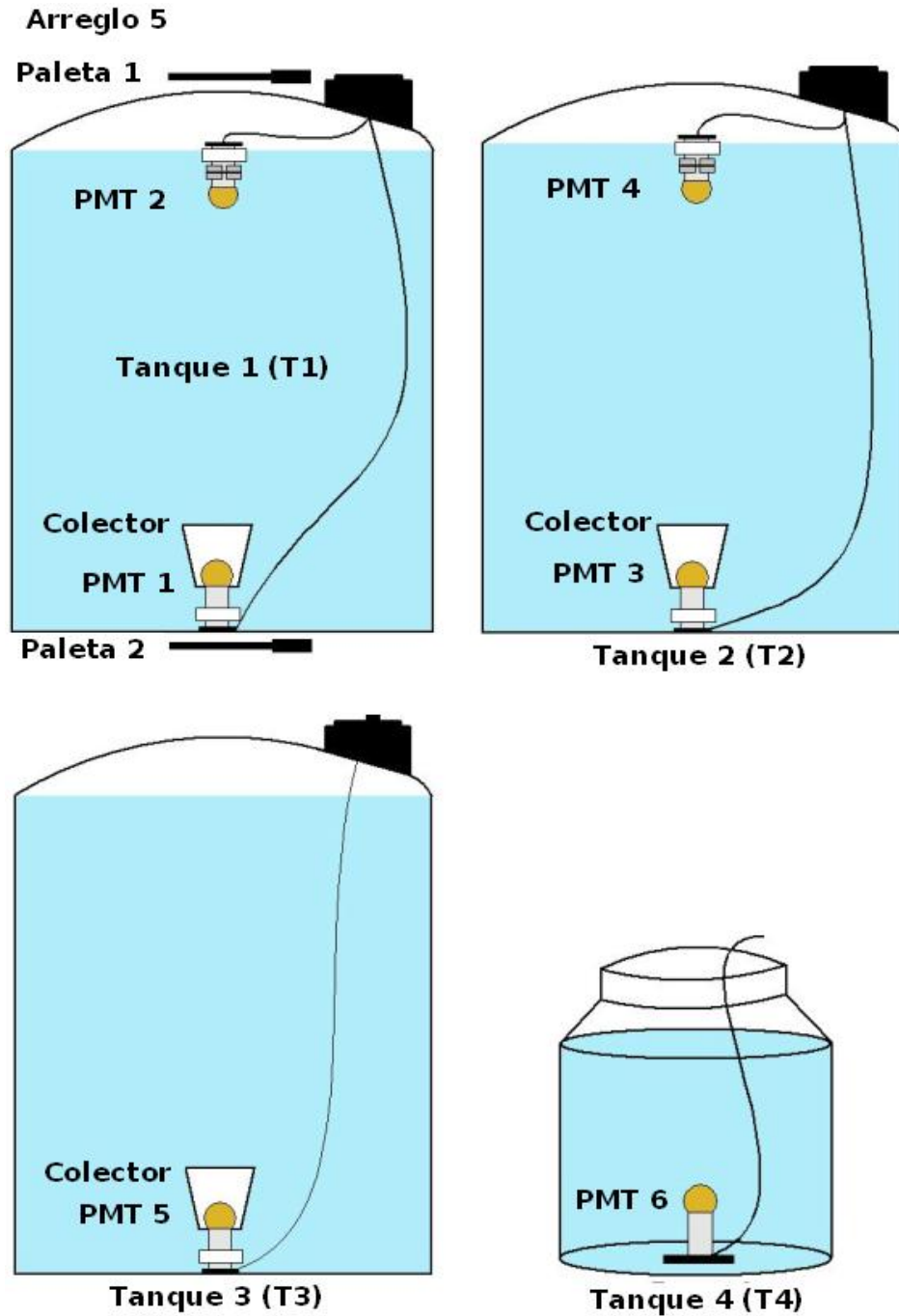


Figura 5.52: Quinto arreglo experimental del prototipo HAWC A_5 .

5.3.3. Sistemas electrónicos para la adquisición de datos

El objetivo de esta sección es mostrar las configuraciones electrónicas utilizadas en el prototipo HAWC. Pero antes de pasar a describir las configuraciones electrónicas, quisiera mencionar que el montaje de todos estos dispositivos (los sistemas NIM, el sistema CAMAC, la unidad VME, las computadoras, etc.), se realizaron dentro de una caseta “abandonada” en el sitio del prototipo, esto nos permitió mantener aislados los dispositivos eléctricos y electrónicos del polvo, de los fuertes vientos, de la temperatura, de la humedad y de la lluvia, pues cualquiera de estos factores ambientales puede dañar seriamente alguno de estos instrumentos. Debido a las bajas temperaturas, dentro de la caseta de control se montaron dos calefactores para mantener así la temperatura adecuada dentro de la misma (aproximadamente $22^{\circ}C$), lo que nos permite el buen funcionamiento de estos aparatos. En la figura 5.53, se muestra el interior de la caseta de control con el montaje de los dispositivos electrónicos.



Figura 5.53: Interior de la caseta de control, donde se puede notar el montaje de los sistemas NIM, CAMAC y VME.

La caseta de control cuenta con tres ventanas pequeñas, por las cuales se pasaron los cables de alimentación y de señales (cables coaxiales), para los respectivos PMTs y las dos paletas de centelleo. Por tanto, desde la caseta podemos controlar todo el montaje experimental de los tres tanques Rotoplas y del tanque pequeño, ver figura 5.54. Debido a la presencia de ratones en la zona de trabajo, se procedió a construir zanjas que permitieran el alojamiento de tubos tipo conduit, en cuyo interior se encuentran los cables coaxiales provenientes de la electrónica en un extremo (caseta de control) y del otro los fotomultiplicadores sumergidos (incluyendo las paletas de centelleo). Con esto evitamos el deterioro de los cables

ya sea por la presencia animal o bien por las condiciones extremas del medio ambiente. Debido a la gran cantidad de vapor en la zona, éste llega a condensarse dentro de los tubos conduit, provocando que éstos se llenen de agua en su interior, por lo que fue necesario aislarlos en los extremos (donde entran los cables coaxiales), con cinta de aislar y silicón, para evitar así el filtrado de vapor. Es importante tener en cuenta el evitar conexiones en el interior de los tubos conduit, o bien si se hacen, aislarlos adecuadamente para evitar cortos circuitos por si se llega a condensar vapor en el interior del tubo.

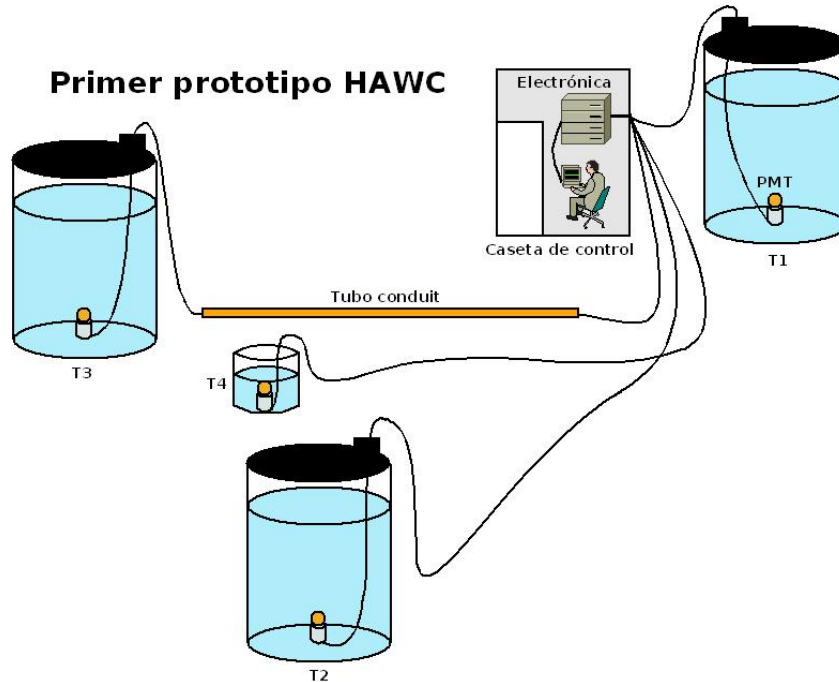


Figura 5.54: Esquema que muestra la distribución de los tanques con respecto a la caseta de control. Todos los cables coaxiales fueron protegidos por tubos tipo conduit, donde cada tubo conduit fue enterrado en zanjas.

Una vez que se ha descrito el lugar donde se llevó a cabo la instalación de los dispositivos electrónicos pasaré a describir las configuraciones electrónicas realizadas en el prototipo HAWC. Primero se muestran dos configuraciones básicas, la *configuración de conteo* y la *configuración de coincidencias*, ambas configuraciones nos permiten verificar que el arreglo experimental junto con la electrónica estén funcionando adecuadamente, además de realizar algunas pruebas básicas [24]. Posteriormente se muestran los esquemas electrónicos, utilizados en el prototipo, para la adquisición principal de datos.

En la figura 5.55, se muestra la configuración de los dispositivos electrónicos montados físicamente para medir, de manera general, el flujo de rayos cósmicos. Nótese que, sólo se está empleando un PMT en este tipo de prueba. Para este

tipo de configuración, el disparador (trigger) corrió a cuenta del discriminador. En otras palabras, todo el arreglo experimental es activado cuando se sobrepasa cierto voltaje umbral del módulo discriminador.

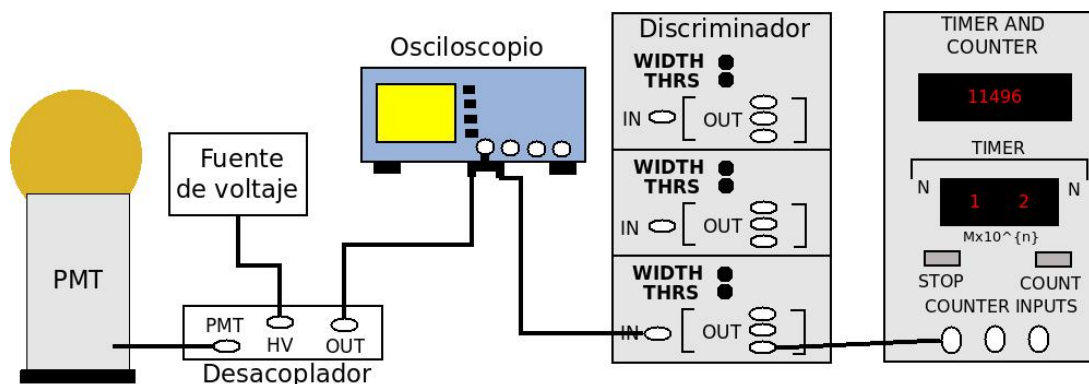


Figura 5.55: Esquema físico correspondiente a la configuración de conteo. Recordemos que el PMT está sumergido en uno de los tanques Rotoplas.

El funcionamiento de este arreglo es el siguiente: cuando una partícula cargada³³ atraviesa el tanque con agua, si su velocidad es mayor que la velocidad de la luz en ese medio, genera luz Cherenkov. Gracias al PMT, la luz Cherenkov es transformada en un pulso eléctrico analógico, la señal analógica es extraída del PMT gracias al circuito desacoplador, donde se envía directamente al discriminador y a la vez a un osciloscopio, éste último nos permite analizar directamente la señal proveniente del fotomultiplicador. Si la amplitud de la señal proveniente del fotomultiplicador es mayor que el voltaje umbral establecido en el discriminador, se envía una señal digital al contador, donde se registra el primer evento. Al final, el contador nos dará el número de eventos que ocurren en un intervalo de tiempo fijo establecido en el propio contador.

Este tipo de configuración nos permite tomar la tasa de conteo para cualquier tipo de partícula cargada cósmica secundaria. Principalmente su empleo fue para probar el número de eventos que se registran con un PMT sin cono y compararlo con el número de eventos registrados en un PMT con cono. De esta manera comprobamos si el cono nos permite captar mejor la luz Cherenkov dentro del tanque. En el capítulo siguiente detallaré más acerca de estos resultados.

En el esquema físico mostrado en la figura 5.55, se puede notar que todos los dispositivos son mostrados físicamente junto con sus respectivas conexiones; sin embargo debido a un aumento en la cantidad de dispositivos empleados para la adquisición de datos resulta que los esquemas físicos se vuelven muy engorrosos y difíciles de entender, es por esa razón que se recurre a esquemas simplificados de estos montajes, llamados *diagramas de bloques*. Por ejemplo, el esquema mostrado

³³Inclusive puede tratarse de una partícula en decaimiento dentro del tanque.

en la figura 5.55, se puede representar de una forma más sencilla y simplificada con el diagrama de bloques mostrado en la figura 5.56. De ahora en adelante, todas la configuraciones electrónicas se representarán por diagramas de bloques, salvo si se requiere presentarlo en forma física.

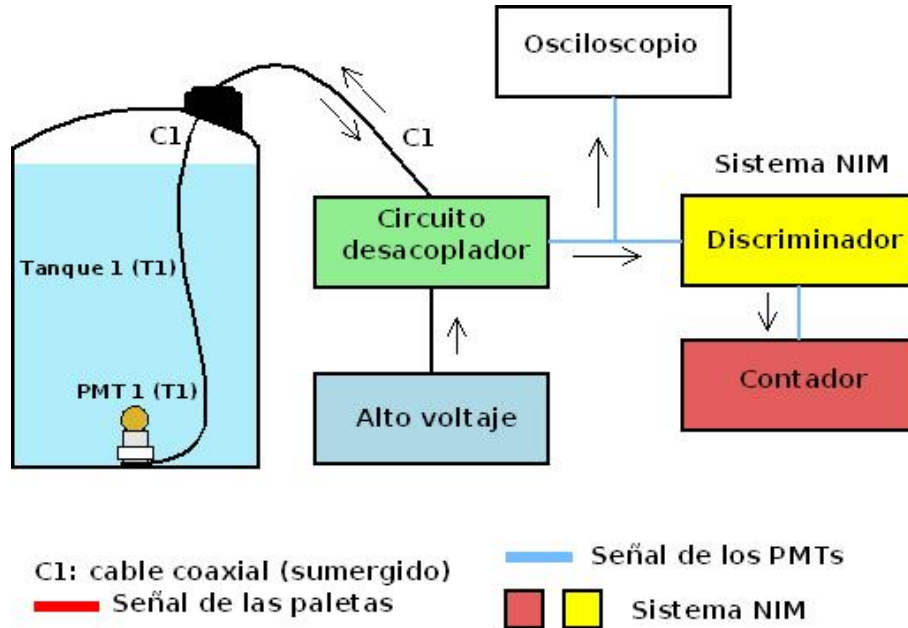


Figura 5.56: Diagrama de bloques correspondiente a la configuración de conteo.

Existe otro tipo de configuración que nos permite, por ejemplo, detectar muones verticales empleado las dos paletas de centelleo y un PMT, a dicho arreglo se le llama la configuración de coincidencias. La figura 5.57, muestra el diagrama de bloques correspondiente a la configuración de coincidencias. Como podemos notar del arreglo, es obvio que se está empleando el tanque 1, pues es donde se montaron las paletas de centelleo, además se puede observar del diagrama de bloques, que sólo se utilizó un PMT (PMT sumergido). Los muones que sean capaces de atravesar la primera paleta, el tanque con agua y la segunda paleta se registrarán como un evento en el contador, con este tipo de arreglo podemos determinar el número de muones que atraviesan nuestro detector para cierto intervalo de tiempo. En esta configuración, el disparador (trigger) corrió a cuenta del módulo de coincidencias, es decir, todo el arreglo experimental es activado cuando se da la coincidencia de las señales provenientes de los dos detectores de centelleo junto con la señal proveniente del PMT.

El funcionamiento de este arreglo es el siguiente: cuando un muón cargado atraviesa la primera paleta de centelleo (paleta superior), se genera un pulso luminoso que es transformado, gracias al PMT, en una señal eléctrica. La señal eléctrica de la paleta se envía directamente al discriminador, si la amplitud de

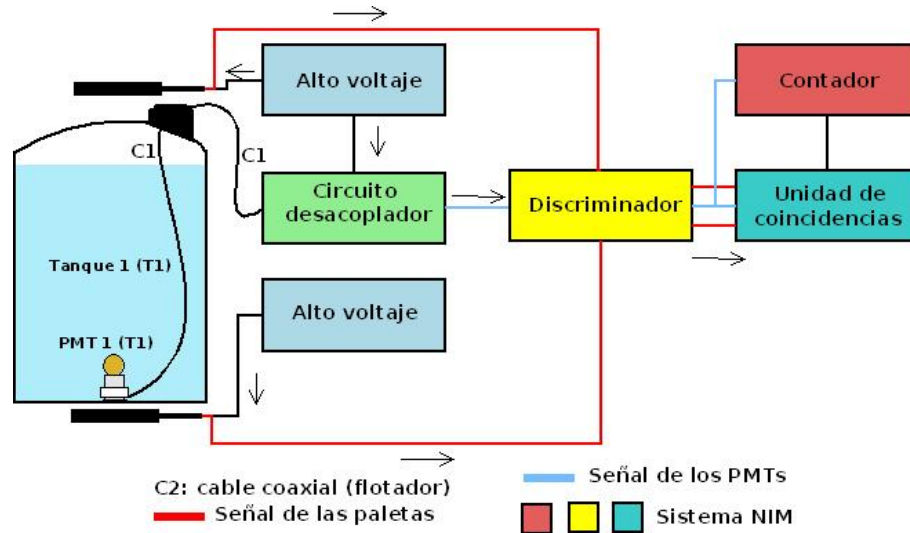


Figura 5.57: Diagrama de bloques correspondiente a la configuración de coincidencias.

la señal rebasa cierto voltaje umbral (establecido para la primera paleta de centelleo), se envía una señal digital a la unidad de coincidencia. Posteriormente, el mismo muón, genera luz Cherenkov dentro del tanque con agua, el PMT sumergido se encarga de convertir esta señal luminosa en una señal eléctrica, dicha señal es desacoplada y enviada al discriminador, si se rebasa el voltaje umbral establecido para la señal del PMT, entonces se envía una señal lógica a la unidad de coincidencia. Luego el mismo muón atraviesa por último la segunda paleta de centelleo, se envía así una señal al discriminador, para el cual se ha establecido un tercer voltaje umbral específico para la señal de esta paleta, si la amplitud de la señal es mayor que este voltaje umbral, se envía una tercera señal digital a la unidad de coincidencia. Finalmente, si las tres señales digitales, provenientes del discriminador, coinciden dentro de un intervalo de tiempo establecido en el módulo de coincidencias, se manda una señal al contador para registrar el primer evento.

El arreglo correspondiente a la configuración de coincidencias se puede generalizar a todo el arreglo experimental del primer prototipo HAWC. Es decir, utilizar cada uno de los PMTs sumergidos en los cuatro tanques, así como el PMT que se encuentra flotando en el tanque 1, esto corresponde al arreglo A_1 (véase figura 5.48). Como se explicó en el capítulo 1 y en el capítulo 3, se desea estudiar la diferencias principales que existen entre las señales producidas por la partículas que se generan en los chubascos de rayos cósmicos de aquellas que se originan en las cascadas de rayos gamma. La configuración de coincidencias nos permite particularmente estudiar o caracterizar las señales producidas por muones (esto con la conexión adecuada de un sistema CAMAC o bien del sistema VME).

Recordemos que los muones son el grupo de partículas que predominan principalmente en las partículas secundarias de los rayos cósmicos, pues son los que logran recorrer una mayor distancia a través de la atmósfera sin verse afectados en la cantidad. De ahí estriba su importancia de caracterizar su señal producida dentro del tanque Rotoplás y estudiar sus parámetros más importantes como son: la altura del pulso, tiempo de ascenso, ancho, tiempo de descenso y carga.

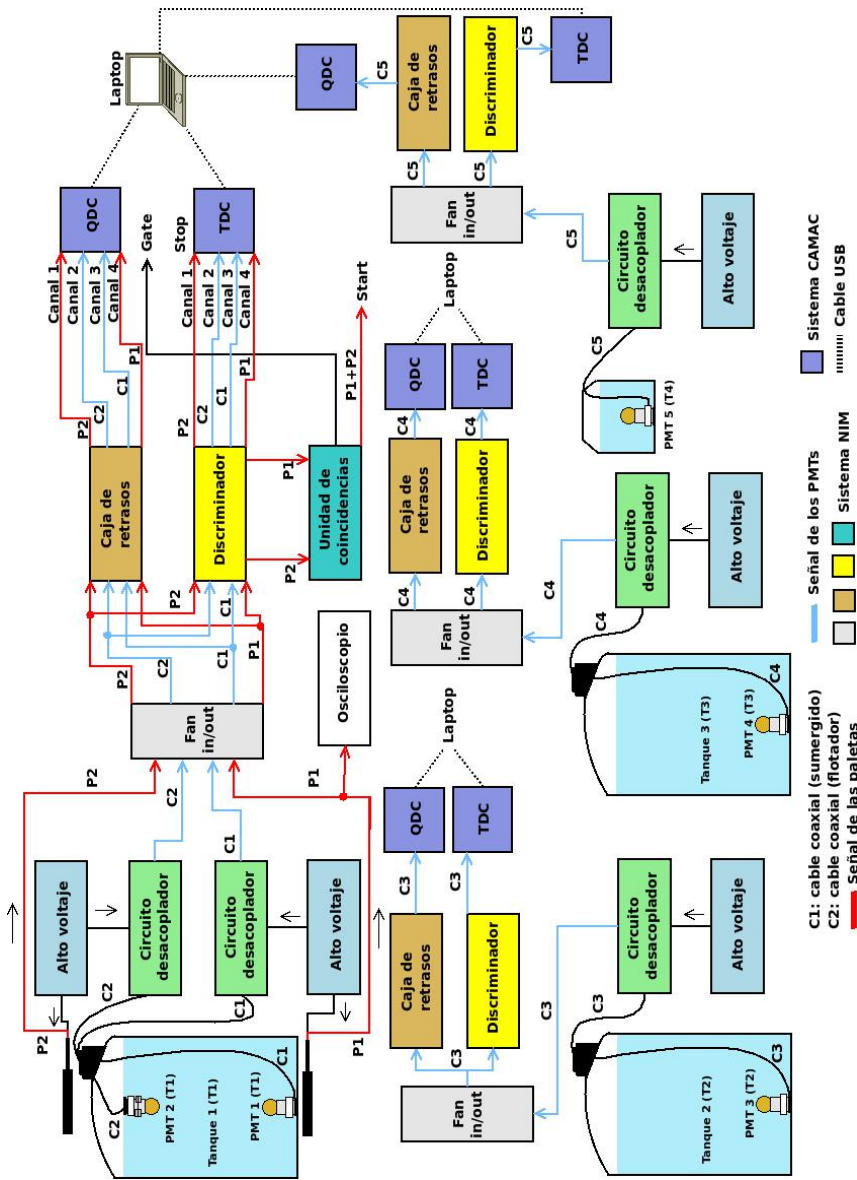


Figura 5.58: Primer arreglo experimental en los cuatro tanques con la instrumentación, la electrónica y los sistemas para la adquisición de datos (sistema CAMAC). En esta configuración el disparo corrió a cuenta de las dos paletas centelladoras.

Como se vio en la configuración de coincidencias, el emplear las dos paletas de centello nos permite seleccionar los muones verticales, pues son los únicos que pueden atravesar las dos paletas y el tanque con agua. En la figura 5.58, se muestra el arreglo con los dispositivos electrónicos, el sistema de adquisición de datos (CAMAC), y los tanques con sus respectivo arreglo instrumental del prototipo HAWC. Este tipo de configuración (figura 5.58), nos permite estudiar las propiedades de las señales dejadas por los muones y caracterizar así sus propiedades. Al igual que la configuración de coincidencias, para este tipo de configuración el disparo corrió a cuenta de las dos paletas de centelleo (junto con la unidad de coincidencias), es decir, los cuatro PMTs sumergidos más el PMT flotador del tanque 1, están condicionados a emitir señal siempre y cuando haya una señal al mismo tiempo en los detectores de centelleo, pues esto implica que ha pasado un muón. La característica principal de esta configuración es que nos permite tomar un mayor plano correspondiente al frente del chubasco de partículas, recordemos que el arreglo de los tanques tiene forma triangular, como se muestra en la figura 5.40. La lógica de los dispositivos experimentales y electrónicos es muy similar a la que se explicó en la configuración de coincidencias.

Cuando un muón atraviesa las dos paletas de centelleo, ambas emiten señal, las cuales son enviadas a la unidad Fan in/out, cuya función es la de copiar ambas señales, un par de ellas se envían al discriminador que se encarga de filtrar las señales con cierto voltaje umbral establecido para cada paleta centelladora. Si se rebasan los voltajes umbrales se envían señales lógicas a la unidad de coincidencias y en efecto, cuando se tiene la coincidencia en dicho módulo, para el par de paletas, se emite un pulso que abre la ventana de integración en el QDC y da el arranque en el TDC para la toma de señales provenientes de todos los PMTs y de las dos paletas centelladoras. Estas señales provienen de la salida del discriminador y solo se toman las señales cuando se han rebasado los voltajes umbrales establecidos para cada dispositivo detector. El TDC nos permite analizar la resolución temporal de cada detector. Por otro lado, cada señal proveniente de los PMTs es enviada al Fan in/out y de ahí una copia de cada señal es enviada al QDC para integrar los pulsos (esto dentro de la ventana de integración que manda el módulo de coincidencias). Podemos notar de la figura 5.58, que las señales que se envían al QDC provenientes de las paletas de centelleo como de todos los PMTs se tuvieron que retrasar para que cayeran en la ventana de integración o llegaran después de la señal de inicio generada por la unidad de coincidencia.

No solamente podemos utilizar las paletas de centelleo como disparo para todo el arreglo instrumental, sino también podemos emplear el disparo de los tres PMTs sumergidos en los tres tanques principales Rotoplas. O bien podemos emplear el disparo de los cuatro PMTs sumergidos en cada uno de los contenedores, todo depende de las señales que se deseen estudiar. En la figura 5.59, se muestra la configuración electrónica para el cual el trigger o disparo corrió a cuenta de los

Así pues, de manera general podemos emplear cualquier arreglo instrumental A_1 , A_2 , etc, y emplear cualquier detector como disparo, esto para estudiar de manera particular ya sea las señales dejadas por los muones o bien a grandes rasgos estudiar los chubascos de partículas, esto con la ayuda de la configuración de coincidencias y el sistema CAMAC para la correspondiente adquisición de datos. En la figura 5.60, se muestran todos los dispositivos conectados para la toma de señales de cada instrumento, en el que el disparo puede efectuarse por cualquier detector que deseemos, podemos incluso implementar un segundo PMT flotador en el segundo tanque, y tomar su resolución de carga así como emplear el QDC para integrar su pulso, esto correspondería al arreglo A_2 .

Finalmente en la figura 5.61, se muestra el esquema en el que se emplea un sistema VME incorporando el módulo Flash ADC para la adquisición de datos. En dicha figura (5.61), se muestran como están conectados los sistemas electrónicos junto con los detectores (paletas de centelleo y PMTs). Podemos ver que en este caso las señales provenientes de los PMTs (que salen de los circuitos desacopladores y de los Fan in/out) van conectados directamente al Flash ADC, permitiendo digitalizar la señal. Por otra parte, las señales provenientes de las paletas pasan por el Fan in/out el cual nos permite mandar una copia directamente al Flash ADC y otra al discriminador, en el cual se han establecido dos voltaje umbrales específicos para ambas paletas, cuando se rebasan dichos voltajes se mandan dos señales digitales a la unidad de coincidencias, si ambas señales coinciden en un intervalo de tiempo, se manda el disparo al ADC. La información recopilada por el sistema VME se manda a la PC, de donde se almacena para su posterior análisis. **NOTA:** No solamente las paletas nos dan el disparo en el Flash ADC, podemos ver de la figura 5.61, que el disparo puede depender de cualquier otro dispositivo, por ejemplo, como se dijo anteriormente puede correr a cuenta de los tres PMTs sumergidos o bien de las dos paletas más todos los PMTs, este último es el montaje que se muestra en la figura 5.61 de manera general.

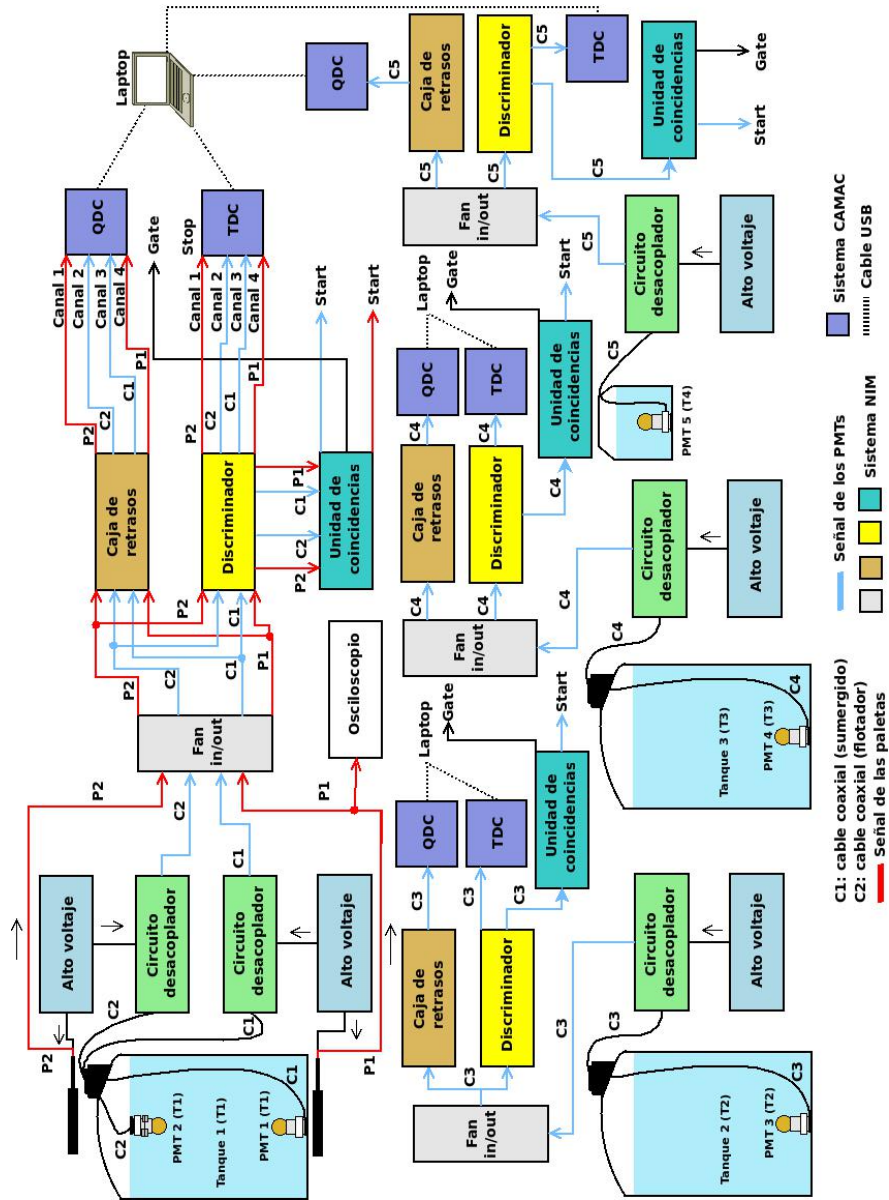


Figura 5.60: Arreglo experimental general en los cuatro tanques con la instrumentación, la electrónica y los sistemas para la adquisición de datos (sistema CAMAC). En esta configuración el disparo puede efectuarse por cualquier dispositivo que deseemos, ya sea por las dos paletas de centelleo, los tres PMTs sumergidos en los tres tanques principales, o bien, los tres PMTs sumergidos más las dos paletas de centelleo, etc.

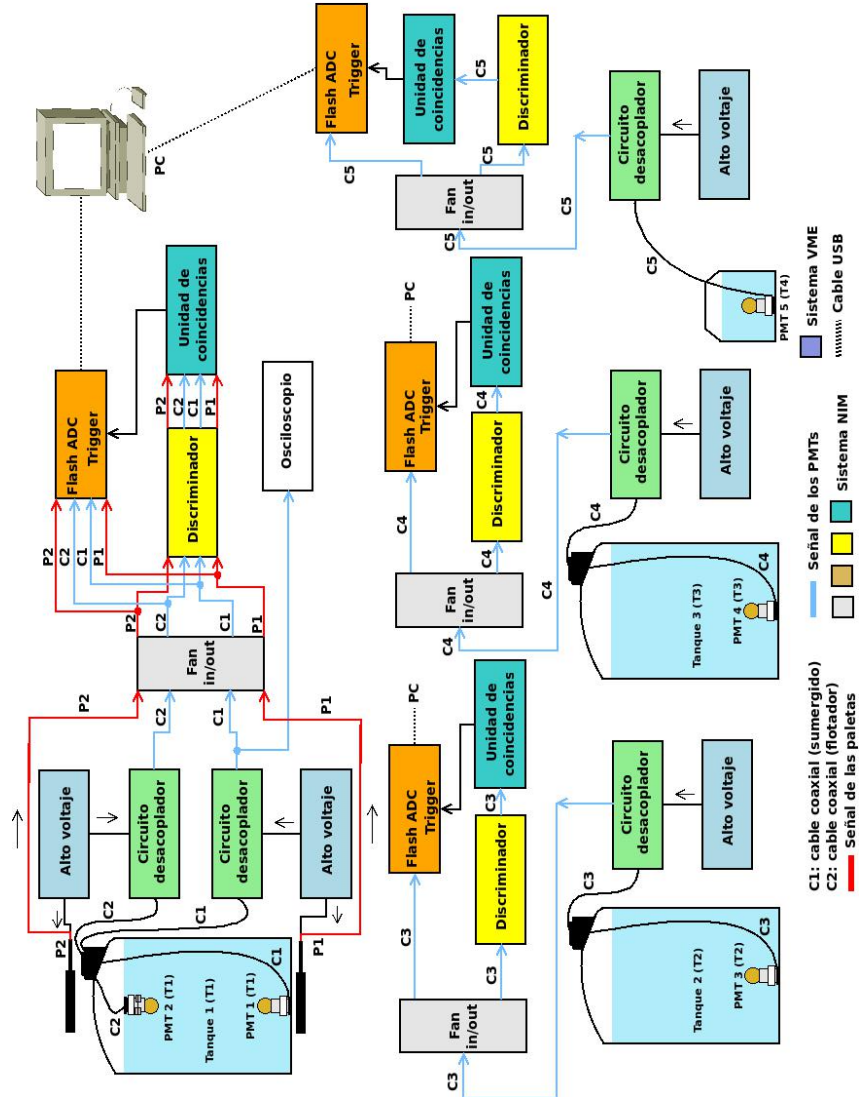


Figura 5.61: Arreglo experimental en los cuatro tanques con la instrumentación, la electrónica y los sistemas para la adquisición de datos con el sistema VME. En esta configuración el disparo corrió a cuenta de todos los dispositivos detectores.

5.4. Calibración del PMT Hamamatsu R5912

Como sabemos el observatorio HAWC volverá a emplear los 900PMTs de la marca Hamamatsu modelo *R5912* que fueron empleados en el observatorio Milagro³⁴, más aún el primer prototipo HAWC hizo empleo de algunos de ellos, para ser exactos seis PMTs del observatorio Milagro. Sin embargo, debido a su reuso es necesaria la calibración no sólo de los seis fotomultiplicadores sino de

³⁴Consulte la sección 2.4.2, referente a los telescopios terrestres de muy alta energía.

los 900PMTs, para ello se ha llevado a cabo la construcción de un primer robot esférico que nos permita minimizar el tiempo de calibración de cada uno de ellos. El robot nos permite barrer una fuente de luz sobre la superficie semiesférica del fotocátodo del PMT Hamamatsu de 8", y con esta luz calibrar varios puntos de la superficie del mismo. Sin embargo, los estudios sobre la estabilidad y la reproducibilidad de las mediciones están aún en curso, se necesita mejorar mucho el desempeño del robot esférico y revisar el software para la adquisición de datos.

5.4.1. Objetivo de la calibración en un PMT

El objetivo de la calibración en los PMTs es el de escanear el área efectiva de los fotocátodos (ver figura 5.62), midiendo la eficiencia cuántica, la ganancia (en función de la posición) y el voltaje de operación para cada PMT. En esta sección se muestra el procedimiento llevado a cabo para realizar la calibración de un sólo PMT, para el que se obtuvo su curva de ajuste correspondiente al voltaje de operación. Otra meta principal de esta calibración previa, es el de estimar el tiempo que se toma para calibrar un PMT con la ayuda del robot esférico, en otras palabras, ver si la calibración con el robot en tiempo es eficiente y que los datos sean reproducibles. Como nota, la calibración de los seis PMTs fue previa a la instalación del prototipo, para cuando se instalen los PMTs en cada uno de los tanques, simplemente se les alimentará con el voltaje para el cual se tiene una mayor eficiencia en la captación de luz Cherenkov, de acuerdo a su previa calibración [12].



Figura 5.62: Superficie del fotocátodo del PMT Hamamatsu.

5.4.2. Procedimiento experimental para la calibración del PMT

Como se mencionó anteriormente, la calibración del PMT se realizó con la ayuda de un robot. El robot esférico consiste de dos brazos con forma de semiarco, uno de los brazos (brazo 2), tiene un radio interno de 25.4cm y en su extremo

una fuente de luz colimada que se puede mover tanto en latitud como en longitud sobre la superficie semiesférica del fotocátodo, ver figura 5.63. En otras palabras, el brazo 2 puede barrer la superficie semiesférica del PMT a tan sólo una distancia pequeña de su respectiva superficie. Gracias a un proceso automatizado, el robot esférico nos ayuda a minimizar el tiempo de escaneo y a reducir las posibles incertidumbres durante la toma de datos, pues sus posiciones son siempre fijas³⁵.

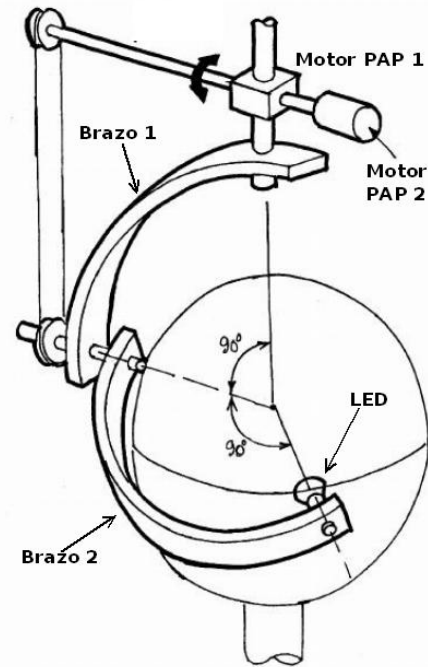


Figura 5.63: Esquema que muestra las partes del robot esférico.

Los brazos o los segmentos son movidos por dos motores paso a paso (PAP). El brazo 1 es conectado directamente a un motor, mientras que el brazo 2 se mueve gracias a una polea y una correa dentada, cuya rotación también se debe a un segundo motor montado sobre el eje principal, como se muestra en la figura 5.63. Los dos motores se activan por medio de una caja de control que ha sido programada con instrucciones en una EPROM, la cual acepta comandos desde una PC a través de un puerto USB. Además, el software de control se ha desarrollado en Visual Basic proporcionándonos una interfaz amigable que nos permite mover ambos brazos en la dirección que deseemos. La alimentación en los motores es proporcionada por una fuente de poder de corriente directa de 5V.

El montaje del PMT³⁶ para su calibración es el siguiente: primero el PMT es

³⁵ Actualmente se siguen realizando pruebas con los movimientos de los brazos del robot, pues estos no son del todo constantes en su desplazamiento de punto a punto.

³⁶ Cada PMT tiene su propio número de serie el cual nos permite diferenciarlo de los demás, el PMT calibrado tiene como número de serie 378.

introducido dentro de una caja negra que es hermética al paso de luz y colocado sobre una base cilíndrica la cual ha sido centrada respecto al eje principal del brazo robótico. La base nos permite mantener una distancia constante entre el desplazamiento del LED con la fibra y la superficie del fotocatodo. La figura 5.64(a), muestra el montaje del PMT dentro de la caja negra, en la cual se puede notar que en la parte superior de ésta se encuentra montado el brazo robótico esférico.

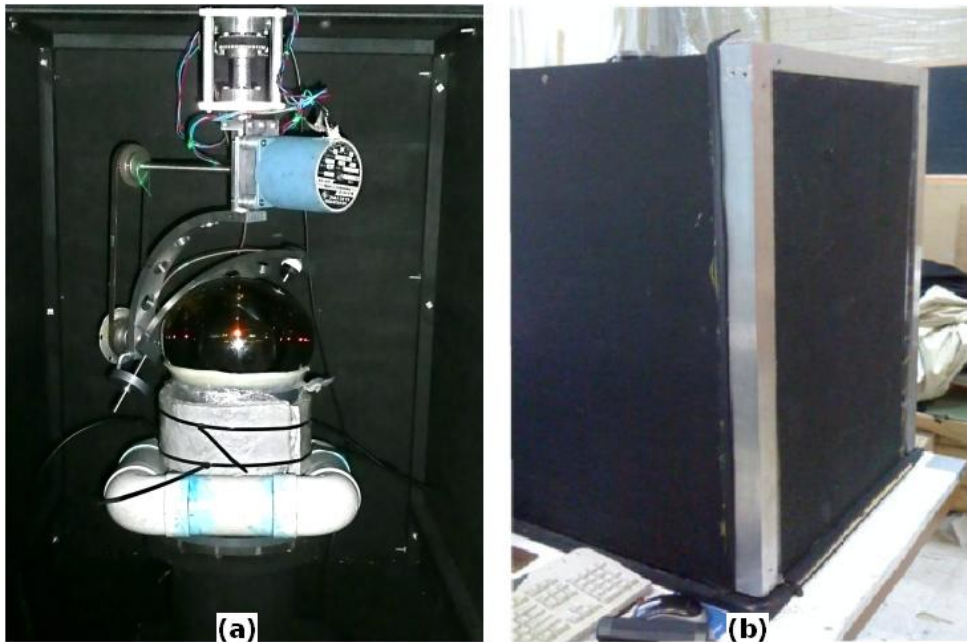


Figura 5.64: (a) Montaje del PMT dentro de la caja negra, colocado sobre una base cilíndrica centrada. Se puede apreciar en la imagen los brazos del robot, un motor paso a paso, el flotador y el anillo de plomo que envuelven al PMT. (b) Caja negra cerrada, en cuyo interior se encuentra el PMT y el robot esférico.

La caja es muy importante pues nos permite aislar el PMT de cualquier fuente de luz que pueda llegar directamente al fotocatodo, más aún después de cerrar la caja, figura 5.64(b), es importante cubrirla con varias mantas negras para evitar así el filtrado de luz natural o artificial, sobre todo es muy importante aislar bien las esquinas de la caja negra, pues es donde hay más probabilidad de que exista filtrado de luz. He de señalar que la calibración se debe realizar en varios puntos del fotocatodo del PMT (ver figura 5.62 y consultar la referencia [12]), sin embargo, debido a la disposición de tiempo y a la mala operación que aún tiene el robot, se realizó la calibración en un sólo punto, en el cenit del fotocatodo³⁷, o mejor dicho, en el polo del PMT.

³⁷Independientemente de la dirección de donde llegue la cascada de partículas, se tomó este punto pues es la zona donde se capta más radiación Cherenkov.

Como dato técnico, el LED o la fuente de luz que se desplaza sobre la superficie del fotocátodo, es una luz azul ultra brillante (9000mcd), cuyo rango en longitud de onda va de los 440nm a los 500nm , donde su máximo se centra en los 470nm . Para colimar el punto de luz, fue necesario insertar el LED dentro de una tapa para unirlo con una fibra óptica BICRON BC-98 de plástico transparente de 1mm de diámetro. La distancia entre la fibra óptica y la superficie del fotocátodo se ajusta de tal manera que el ancho del punto de luz debe ser no más de 3mm sobre la superficie del PMT. La forma y la intensidad de luz en el LED, es controlado por un generador de pulsos marca HP modelo 8012B. El pulso enviado al LED es un pulso cuadrado con un ancho de 10ns , donde la amplitud se ajusta de forma tal que se pueda obtener un fotoelectrón único (Pe). Un Pe se refiere a la mínima intensidad de luz necesaria para desprender una cantidad mínima de fotones del fotocátodo y producir con ello un pequeño flujo de corriente (fotoelectrones) a través de los dinodos del PMT, cuyo pulso eléctrico puede ser ajustado a una gaussiana.

En la figura 5.65, se muestra el esquema físico para la adquisición de datos correspondiente a la calibración del PMT Hamamatsu R5912 con No. 378. La lógica del arreglo experimental y electrónico es el siguiente. El generador de pulsos manda una señal cuadrada con un ancho de 10ns a un kHz al polo del fotomultiplicador, el cual se encarga de convertir el pulso luminoso en una señal eléctrica (analógica), dicha señal se desacopla del alto voltaje de alimentación y es enviada al Fan in/out (Fi/Fo). De aquí la señal se clona dos veces, una se envía al QDC (para integrar la carga de los pulsos) y la otra al discriminador (CFD), que se encarga de filtrar la señal del PMT con un voltaje umbral de 15mV . De la salida del discriminador la señal se envía al TDC que nos permite analizar la resolución temporal del PMT. El disparo (trigger) corrió a cuenta del generador de pulsos, esto nos permite medir el tiempo de resolución del PMT en función del número del fotoelectrón único para distintos voltajes de alimentación del PMT. La señal de disparo (con polaridad invertida), se envía al Fi/Fo de donde se reproducen dos señales idénticas, una de ellas nos permite generar la ventana de integración en el QDC y la otra señal da inicio al TDC.

La adquisición de datos se realizó con la ayuda de un sistema CAMAC controlado por una PC con el apoyo del software LabView (en windows XP). NOTA: No hubo necesidad de controlar el robot, pues el LED con la fibra se encuentra en posición fija en el punto central superior del fotocátodo para toda la adquisición de datos. Se empleó también un sistema VME controlado por una Laptop corriendo bajo Scientific Linux 4.5. Simplemente el GATE (del sistema CAMAC) se conectó con el GATE del VME (que nos permite dar el disparo en el flash ADC) y la señal proveniente del discriminador (sistema NIM) se conectó al Flash ADC (los convertidores FLASH ADC nos permiten mapear un pulso, asignando un valor numérico a la altura de algún pulso seleccionado). El sistema VME no

se muestra en el esquema físico de la figura 5.65.

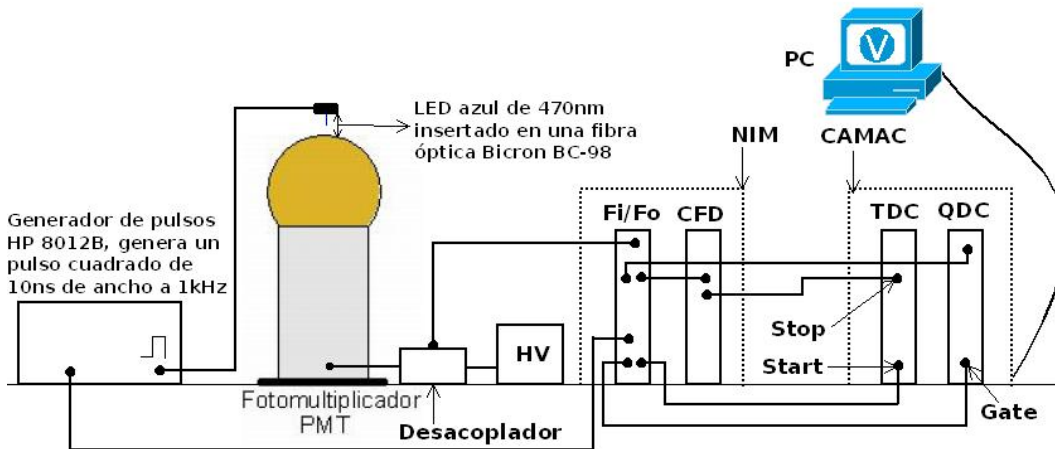


Figura 5.65: Montaje físico para la adquisición de datos correspondiente a la calibración del PMT.

5.4.3. Resultados de la calibración del PMT No. 378

Como primer paso se debe encontrar el espectro del fotoelectrón único en función del voltaje de operación del PMT. Para ello la amplitud en el pulser se ajusta de tal forma que se pueda obtener la curva del fotoelectrón único para cierto voltaje de alimentación, por ejemplo 1700V. Una vez encontrada, se mantiene siempre fija la amplitud de la señal en el pulser y se toman las curvas correspondientes al fotoelectrón único (P_e) para diferentes voltajes de alimentación. Los voltajes de alimentación del PMT, van de los 1500 a los 1900V, en intervalos de 100V. Con esto se obtiene, para cada voltaje, el espectro correspondiente al primer fotoelectrón único. A partir de los espectros, ajustamos su curva característica a una gaussiana, que nos permite determinar el valor máximo o pico del mismo. Graficando el valor máximo del primer fotoelectrón contra el voltaje de alimentación, podemos hallar la curva de ajuste que nos permite describir el voltaje de operación del correspondiente PMT.

En la figuras 5.66 y 5.67 se muestran las curvas obtenidas con el sistema CAMAC, correspondientes a las distribuciones de carga que se obtienen cuando el fotomultiplicador es iluminado con un LED azul a una amplitud fija con el que se obtiene así su respectivo fotoelectrón único (P_e), esto para diferentes voltajes de alimentación del PMT. Dichas gráficas fueron obtenidas con ayuda de GNU-PLOT, instalado en el sistema operativo Scientific Linux 4.5. En todas las curvas podemos notar un primer pico con una distribución de carga muy angosta. Este máximo relativo corresponde a lo que se conoce como **pedestal**, que no es más que una señal ruidosa producida por fluctuaciones térmicas, lo que se conoce co-

mo corriente oscura (revisar sección 5.1.6). Si no se enviará señal al LED y por consecuencia luz al PMT, las distribuciones de carga corresponderían únicamente a estos picos o mejor conocidos como pedestales.

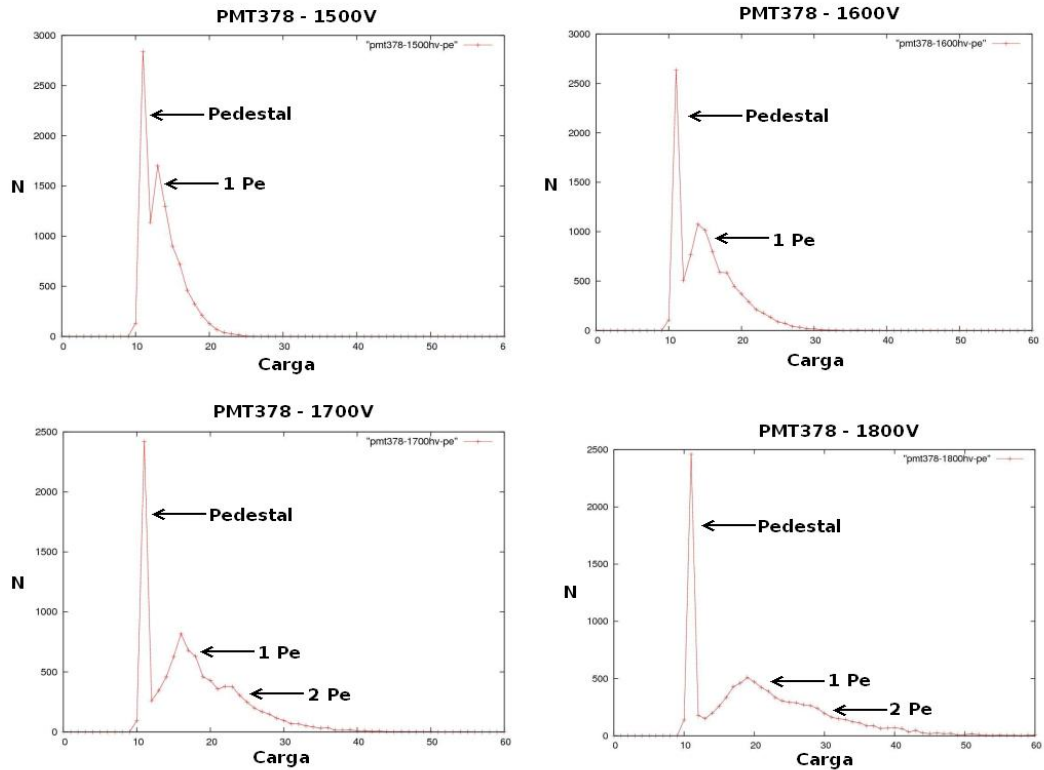


Figura 5.66: Gráficas de las distribuciones de carga correspondientes al fotoelectrón único para diferentes voltajes de alimentación del PMT obtenidas con el sistema CAMAC.

Continuando con el análisis, vemos de las gráficas 5.66 y 5.67, que a diferentes voltajes obtenemos distintas curvas ya sea con uno o dos fotoelectrones únicos. Por ejemplo, cuando se alimenta el PMT con un voltaje de 1500V apenas se aprecia la forma del primer fotoelectrón, además notamos que esta curva se encuentra muy cerca del pedestal, por lo que difícilmente podríamos decir que se trata del primer fotoelectrón, lo que implica que sea un poco complicado el ajuste a una gaussiana. Por otro lado, vemos que a 1600V es fácil poder apreciar el primer fotoelectrón único y como se aleja un poco del pedestal. Luego a 1700 y 1800V notamos la primera y segunda curva del fotoelectrón, con estas curvas ya podríamos hacer un ajuste gaussiano. Vemos que en la curva de 1800V el segundo fotoelectrón se separa más del primer fotoelectrón, esto comparándolo con las curvas que se obtienen cuando se alimenta el PMT con 1700V. Finalmente, a 1900V es un poco difícil distinguir el segundo fotoelectrón, no obstante se

puede apreciar perfectamente la curva del primer fotoelectrón y su separación considerable del pedestal (figura 5.67).

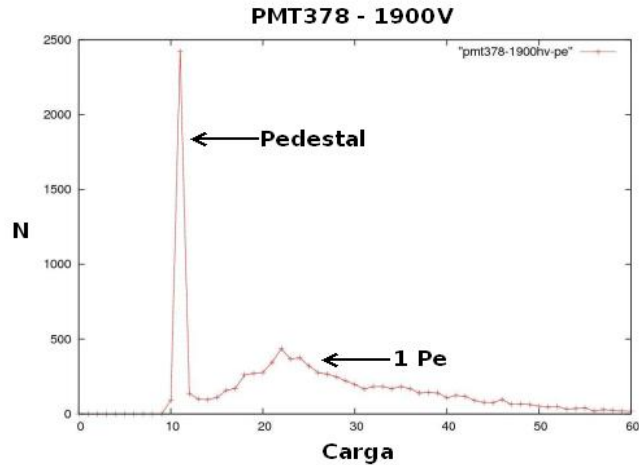


Figura 5.67: La gráfica muestra la distribución de carga para un voltaje de alimentación de 1900V.

Con estos argumentos, podríamos decir que el voltaje de operación óptimo para este PMT se encuentra entre los 1700 y 1800V, sin embargo se requiere de un mejor estudio para afirmar esto, para ello se empleó el sistema VME. Pasando a un posterior análisis, las curvas que se muestran en las figuras 5.68 y 5.69, nos dan la integral del pulso en función del voltaje aplicado en el mismo PMT 378, para el cual la señal enviada al LED se ha ajustado de tal manera que se obtiene el espectro del fotoelectrón único. Dichas curvas fueron obtenidas con ayuda del sistema VME. Dado que el sistema VME está conectado a una laptop con Scientific Linux, esto nos permitió analizar los datos directamente de una manera sencilla con el paquete ROOT, que es un software diseñado para el análisis de datos basado en el lenguaje $C++$, el cual nos permitió ajustar las gaussianas a cada una de las curvas correspondientes al primer fotoelectrón único (1 Pe), para los distintos voltajes de alimentación.

En efecto, en cada una de las curvas (mostradas en las figuras 5.68 y 5.69), podemos ver el ajuste gaussiano realizado al primer fotoelectrón único, esto con ayuda de la herramienta de ajuste de curvas que viene entre las opciones de la interfaz graficadora de ROOT. En algunas gráficas podemos notar el primer y segundo fotoelectrón único, correspondientes a los 1500V, 1600V, 1700V y 1800V. Podemos notar además en estas gráficas una mayor continuidad en las distribuciones de carga, pues el VME posee una frecuencia de conteo de hasta $2GHz$, es decir, llega a tomar una muestra cada $0.5ns$, esto nos permite una mayor precisión en la toma de nuestros datos, y por consiguiente, un mejor ajuste en la

curvas correspondientes al primer fotoelectrón único.

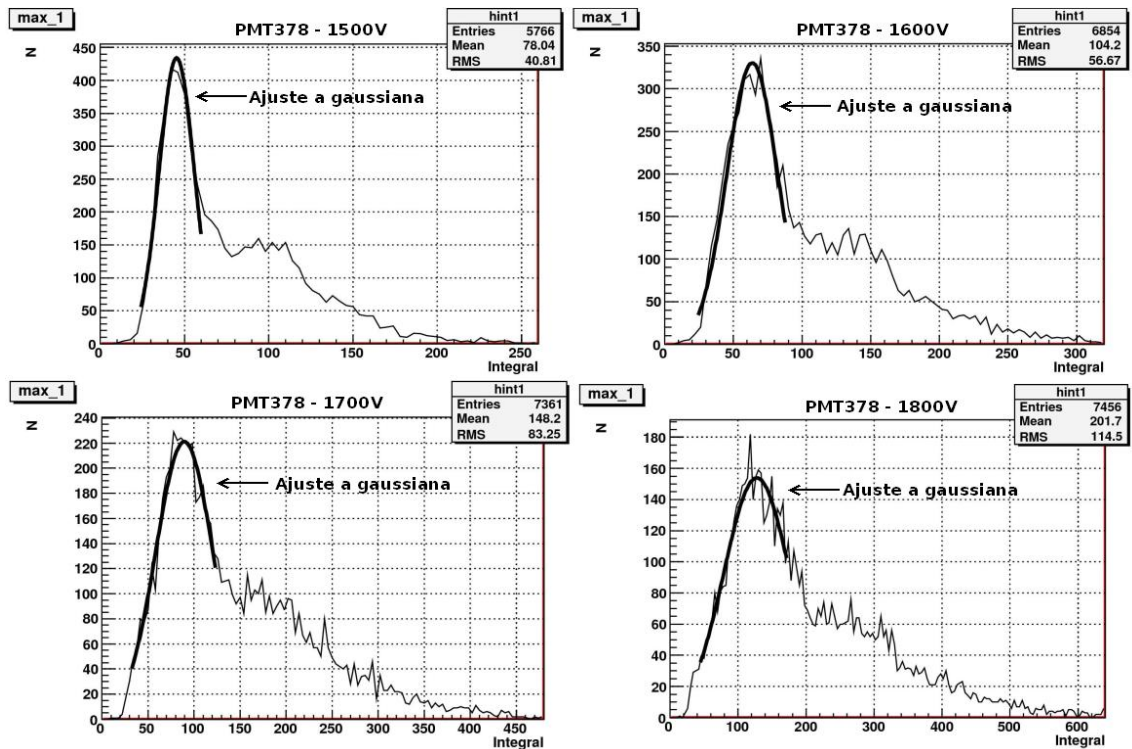


Figura 5.68: Gráficas correspondientes a las integrales de pulso para diferentes voltajes de alimentación del PMT obtenidas con el sistema VME.

Cuando se realiza el ajuste a la curva del primer fotoelectrón único con la función gaussiana, ROOT nos proporciona el valor medio del máximo pico de dicha curva. Sin embargo, recordemos que el VME se encarga de digitalizar la señal “proveniente” del PMT, es decir, es necesario convertir este valor a su voltaje equivalente. En otras palabras, si tenemos un valor promedio de 4.54×10^1 correspondiente al valor máximo del ajuste gaussiano, esto corresponde a tener 45.4 canales, de donde cada canal es igual a $(1V)/(4096 \text{ canales})$, lo que es equivalente a tener un valor de $0.011V$, para dicho valor medio. Con esta conversión podemos correlacionar el valor correspondiente al voltaje de alimentación del PMT con el valor del máximo voltaje del primer fotoelectrón único, con tales cantidades podemos obtener la curva de ajuste que nos permite describir el voltaje de operación de nuestro PMT. Así pues, la tabla 5.1 muestra las conversiones para los diferentes máximos o picos gaussianos que se obtuvieron con ROOT, asociando también el respectivo voltaje de alimentación del PMT.

A partir de los datos mostrados en la tabla 5.1, primera y tercera columna, podemos realizar la gráfica entre los valores del voltaje de operación del PMT contra los voltajes máximos de ajuste del primer fotoelectrón único, dicha gráfica

Voltaje de alimentación del PMT	Valor promedio del ajuste (con ROOT)	Voltaje máximo del pico Gaussiano (conversión)
1500V	4.5373×10^1 canales	0.01108V
1600V	6.3751×10^1 canales	0.01556V
1700V	8.9508×10^1 canales	0.02185V
1800V	1.2759×10^2 canales	0.03115V
1900V	1.8330×10^2 canales	0.04475V

Cuadro 5.1: Tabla correspondiente a los datos de ajuste para el PMT Hamamatsu R5912 No. 378.

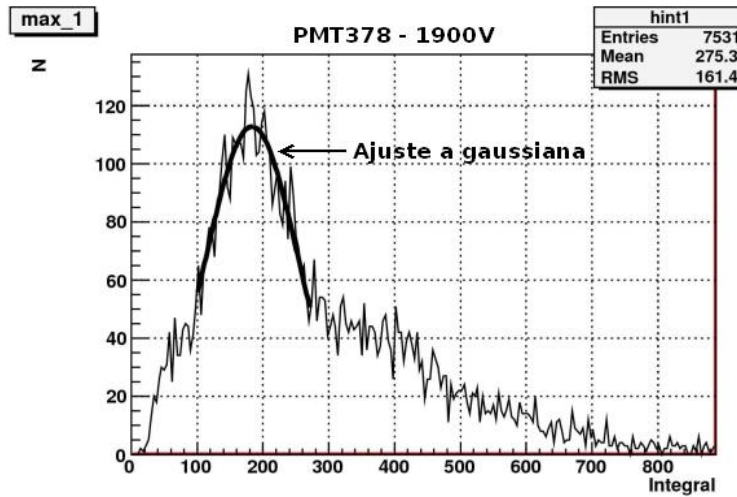


Figura 5.69: La gráfica muestra la integral del pulso para un voltaje de alimentación de 1900V obtenida con el sistema VME.

se muestra en la figura 5.70. El ajuste a dichos puntos se realizó con excel (de microsoft), con la opción línea de tendencia. Para el cual se obtuvo una función de ajuste de la forma

$$V_{Pe} = 6 \times 10^{-5} e^{0.003V}, \quad (5.23)$$

donde V corresponde al valor del voltaje de alimentación del PMT y V_{Pe} corresponde al voltaje máximo del primer fotoelectrón único. Otra forma de escribir la ecuación 5.23, es de la siguiente manera

$$V = \ln \left(\frac{V_{Pe}}{6.0 \times 10^{-5}} \right)^{1/0.003}. \quad (5.24)$$

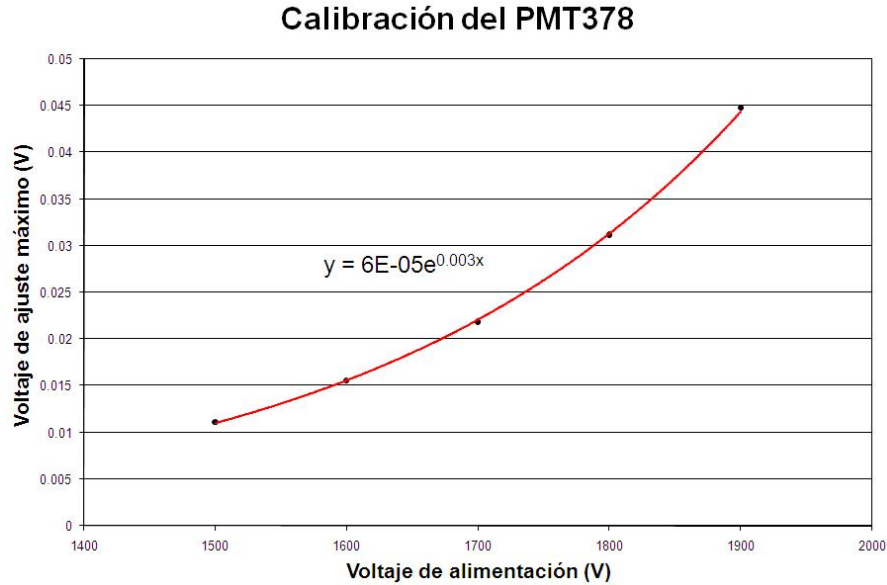


Figura 5.70: Gráfica de ajuste del voltaje de operación para el PMT 378.

5.4.4. Conclusiones de la calibración del PMT No. 378

Al final se realizó la calibración de sólo cuatro PMTs, cuyos números de serie son: PMT 378, PMT 380, PMT 112 y el PMT XX. Para los cuales se obtuvieron las siguientes funciones de ajuste que corresponden al voltaje de operación del fotomultiplicador en función del fotoelectrón único:

$$\begin{aligned}
 PMT\ 378 : V &= \ln \left(\frac{V_{Pe}}{6.0 \times 10^{-5}} \right)^{1/0.003}, \\
 PMT\ 380 : V &= \ln \left(\frac{V_{Pe}}{4.0 \times 10^{-5}} \right)^{1/0.003}, \\
 PMT\ 112 : V &= \ln \left(\frac{V_{Pe}}{20.0 \times 10^{-5}} \right)^{1/0.002}, \\
 PMT\ XX : V &= \ln \left(\frac{V_{Pe}}{5.0 \times 10^{-5}} \right)^{1/0.004}.
 \end{aligned}
 \tag{5.25}$$

He de señalar que la calibración de los cuatro PMTs se realizó en un solo punto, su cenit. Sin embargo, es necesaria la calibración en varios puntos del fotocátodo, y no solamente de los cuatro PMTs, sino de los 900PMTs. Para ello se requiere del empleo de un robot esférico que nos permita optimizar en tiempo la calibración de todos los PMTs y de una manera automatizada la adquisición de datos. Pero el inconveniente que se sigue presentado actualmente con el robot, es el no constante desplazamiento de sus brazos, pues los pasos que dan los motores

PAP varían de punto a punto durante su recorrido, lo que nos lleva a que el experimento no sea del todo reproducible; a pesar de ello se han llevado y se siguen realizando pruebas en el robot que nos permitan determinar la reproducibilidad del calibrado de los PMTs. Dicho problema se puede deber a un factor de diseño, ya que toda la operación del robot se realiza sobre el mismo eje principal del robot, en otras palabras, un solo motor se encarga de soportar el peso del eje principal del robot, más los dos brazos, más el segundo motor (ver figura 5.63). Actualmente se contempla el diseño de un nuevo robot esférico, el cual se muestra en la figura 5.71. De donde se puede apreciar la distribución del peso entre los dos motores paso a paso. Este nuevo diseño nos va permitir construir una mejor caja hermética al paso de luz, mejor distribución del peso entre los motores, control al mismo tiempo del hardware y software para la adquisición de datos. Por otro lado, la calibración de un PMT con el actual robot es de $35min$ a $40min$ aproximadamente. Por lo que el tiempo requerido para calibrar los 900PMTs, trabajando las 24hrs, es de 1.1meses. Esto nos lleva necesariamente a la idea de construir dos robots para minimizar el tiempo de calibración de los 900PMTs que empleará HAWC. Por último, es indispensable realizar pruebas en la eficiencia de los fotomultiplicadores cuando son colocados en diferentes posiciones dentro de la caja del robot, pues recordemos que el campo magnético terrestre puede influir en la forma del desplazamiento de las cargas eléctricas que se generan entre los dinodos del PMT³⁸.

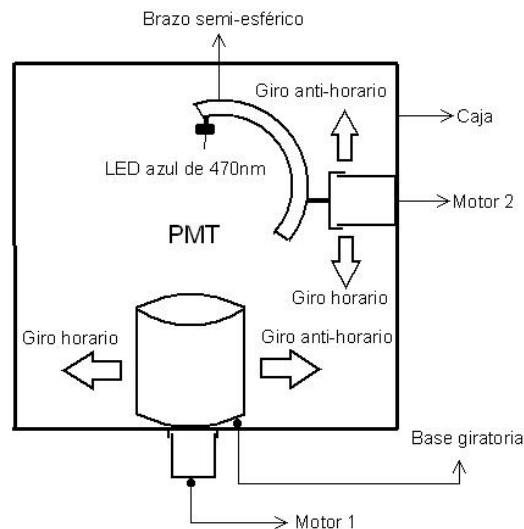


Figura 5.71: El nuevo diseño del robot esférico.

³⁸Véase el apéndice A, actualmente se trabaja en una tesis que detalla el proceso de calibración de los PMTs considerando varios factores, uno de ellos es el campo magnético terrestre.

Capítulo 6

Resultados, análisis y conclusiones del prototipo HAWC

Este último capítulo está dedicado a proporcionar los resultados de las mediciones obtenidas con los diferentes arreglos experimentales realizados en el primer prototipo HAWC, A_1 , A_2 , A_3 , etc. Dichos resultados son discutidos y analizados con el fin de caracterizar las señales que se consiguen con los arreglos experimentales para poder, si es posible, distinguir entre una señal producida por una cascada electromagnética y una cascada hadrónica. Para lograr esta discriminación se comparan los parámetros más importantes que existen entre los pulsos, como son: la amplitud del pulso, la carga del pulso, el tiempo de llegada de los pulsos, etc. Sin duda, este es uno de los objetivos más importantes para éste y para los futuros prototipos que nos encaminarán de forma directa finalmente a la construcción del observatorio HAWC. Por otro lado, con la diferencia en el tiempo de llegada de las señales en los cuatro tanques, que componen al prototipo, podemos obtener la dirección del plano de la cascada originado por el rayo cósmico, esto con ayuda de las gráficas correspondientes a la distribución en las diferencias de tiempo obtenidas del arribo del plano de la cascada al interceptar los cuatro tanques. Finalmente, con ayuda del arreglo del prototipo y de estas distribuciones de las diferencias de tiempo, podemos construir un mapa del cielo de rayos cósmicos; estos resultados se muestran en la sección de análisis y discusiones de este último capítulo. En la última sección del presente capítulo, se proporcionan las conclusiones referentes a la instalación del primer prototipo HAWC, a la calibración del PMT Hamamatsu R5912 y las conclusiones de las mediciones obtenidas para este primer prototipo, proporcionando además algunas recomendaciones que nos pueden servir para la instalación y funcionamiento del siguiente prototipo.

Tanque	Posición del PMT	No. de PMT	Voltaje de alimentación
Tanque 1 (T1)	Sumergido	378	1717V
Tanque 1 (T1)	Flotador	308	1700V
Tanque 2 (T2)	Sumergido	263	1722V
Tanque 3 (T3)	Sumergido	380	1735V
Tanque 4 (T4)	Sumergido	112	1743V

Cuadro 6.1: Voltajes de alimentación en los PMTs para el arreglo A_1 .

6.1. Resultados

En la figura 6.1, se muestran las señales típicas en coincidencia para una cascada de partículas detectada por el arreglo de los tres tanques principales Rotoplas del prototipo HAWC. Cabe señalar que con la diferencia en tiempo del arribo de las señales en cada uno de los tanques podemos determinar la dirección de la cascada, permitiéndonos obtener un mapa del cielo esférico en rayos cósmicos.

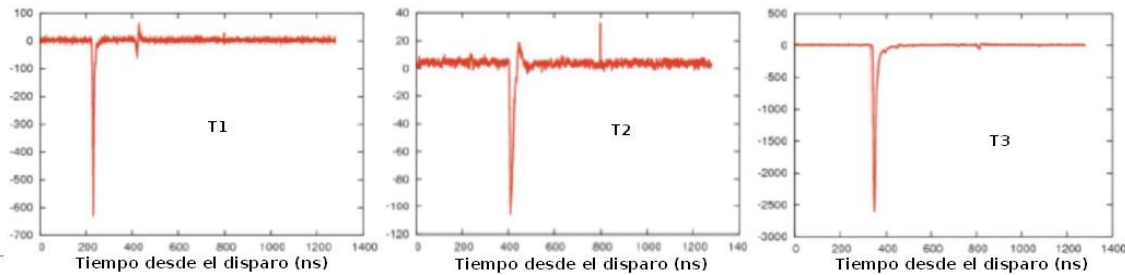


Figura 6.1: Las formas de pulso en cada uno de los tres tanques principales de HAWC producidas por una cascada de partículas.

Antes de proseguir con los resultados, quisiera mencionar que el análisis de los datos obtenidos en el prototipo corrió a cuenta del programa ROOT, software basado en el lenguaje $C++$ para el análisis de datos. El programa ROOT fue ejecutado sobre la plataforma Linux Scientific. El funcionamiento básico de ROOT consiste en leer los archivos con extensión *.root*, de donde se guarda la información recopilada por parte del prototipo, para obtener posteriormente, con programas diseñados en ROOT, las gráficas e histogramas de los pulsos correspondientes al fotomultiplicador seleccionado, obteniéndose los parámetros más importantes que se desean estudiar para las respectivas señales. Por otra parte, los voltajes seleccionados para alimentar los fotomultiplicadores correspondientes al arreglo A_1 (ver figura 5.48), se muestran en la tabla 6.1.

A continuación se muestran las gráficas obtenidas para el primer arreglo A_1 ,

donde el disparo corrió a cuenta de los tres PMTs sumergidos en los tres tanques principales del prototipo, y donde se estableció un voltaje umbral para todos los PMTs de $6mV$, recordemos que en este arreglo no hay paletas de centelleo instaladas. En la figura 6.2, se muestran los espectros de amplitud lineales para 76576-eventos tomados por los tres PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$ y $T3$. NOTA: No se tomó señal para el PMT sumergido en el tanque pequeño $T4$. En las gráficas $T1$ Amp, $T2$ Amp y $T3$ Amp, se observa que las primeras curvas o los primeros picos corresponden a lo que se conoce como pedestales, no obstante para los PMTs sumergidos en $T2$ y $T3$, se observa un segundo pico, este pico corresponde a los muones verticales que dejan señal en el fondo del tanque. Para el PMT sumergido en $T1$, apenas se observa una pequeña perturbación (menor a $500mV$), que puede deberse igualmente a un muón vertical.

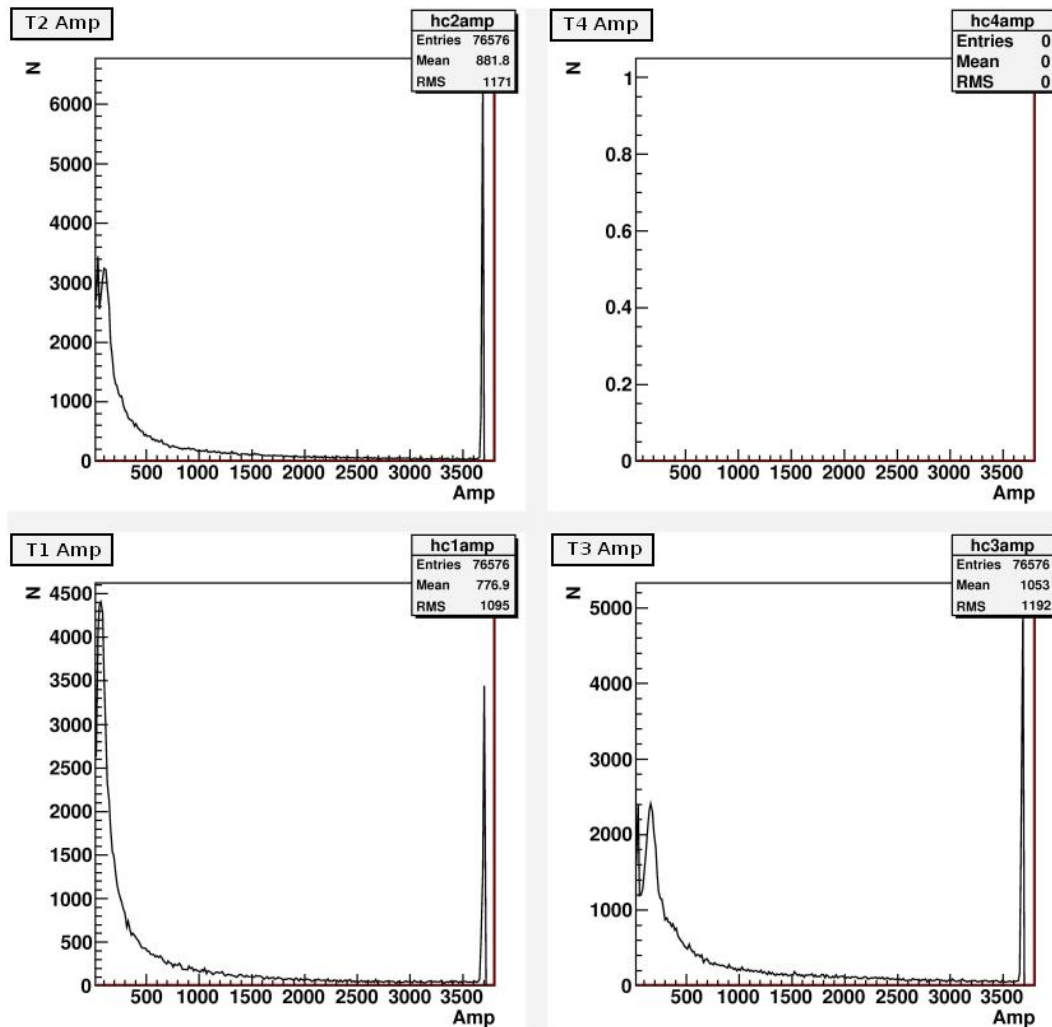


Figura 6.2: Espectros de amplitud para el arreglo A_1 , correspondientes a los tres PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$ y $T3$.

En la figura 6.3, se muestran las curvas correspondientes a las distribuciones de carga para los PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$ y $T3$. Podemos notar que las tres gráficas presentan un pico con una distribución de carga muy angosta, al igual que ocurrió con los espectros de amplitud mostrados en la figura 6.2, todas presentaron este pequeño pico o mejor dicho pedestal. Recordemos de la calibración en los PMTs, que esta pequeña distribución es debida a fluctuaciones térmicas que se presentan entre los dinodos o mejor conocida como corriente oscura. En los tres fotomultiplicadores no se observa ningún pico originado por muones, sin embargo, la cola que se observa en cada una de las gráficas es debida a luz que le llega a cada uno de los PMTs debido a reflexiones en la ventana de éste.

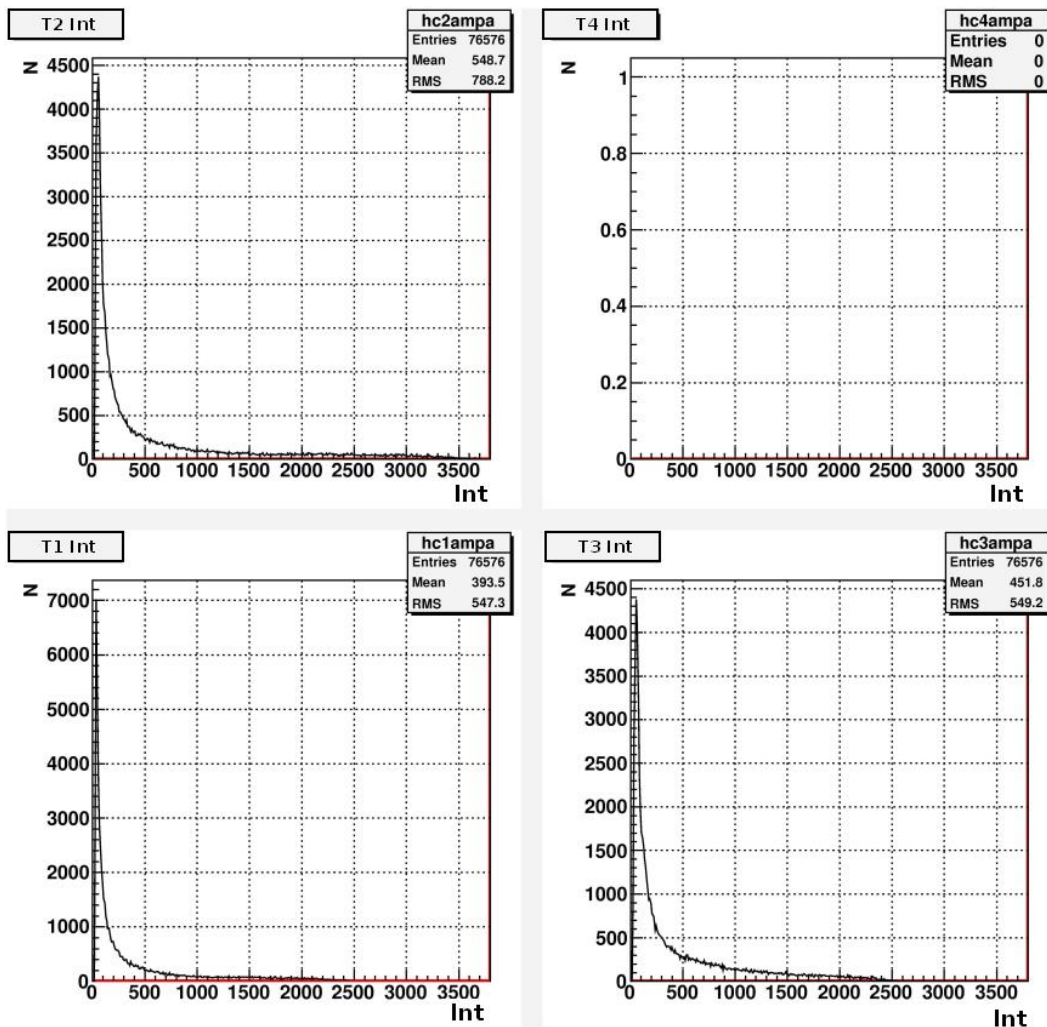


Figura 6.3: Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_1 , correspondientes a los tres PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$ y $T3$.

La gráficas mostradas en las figuras 6.2 y 6.3, corresponden a datos tomados el día 26 de Agosto de 2009, con hora de inicio a las 9:44PM. A continuación mostraré dos figuras con las gráficas correspondientes a la amplitud y a la distribución de carga para el mismo arreglo A_1 , con datos tomados el día 27 de Agosto de 2009, a las 6:06AM.

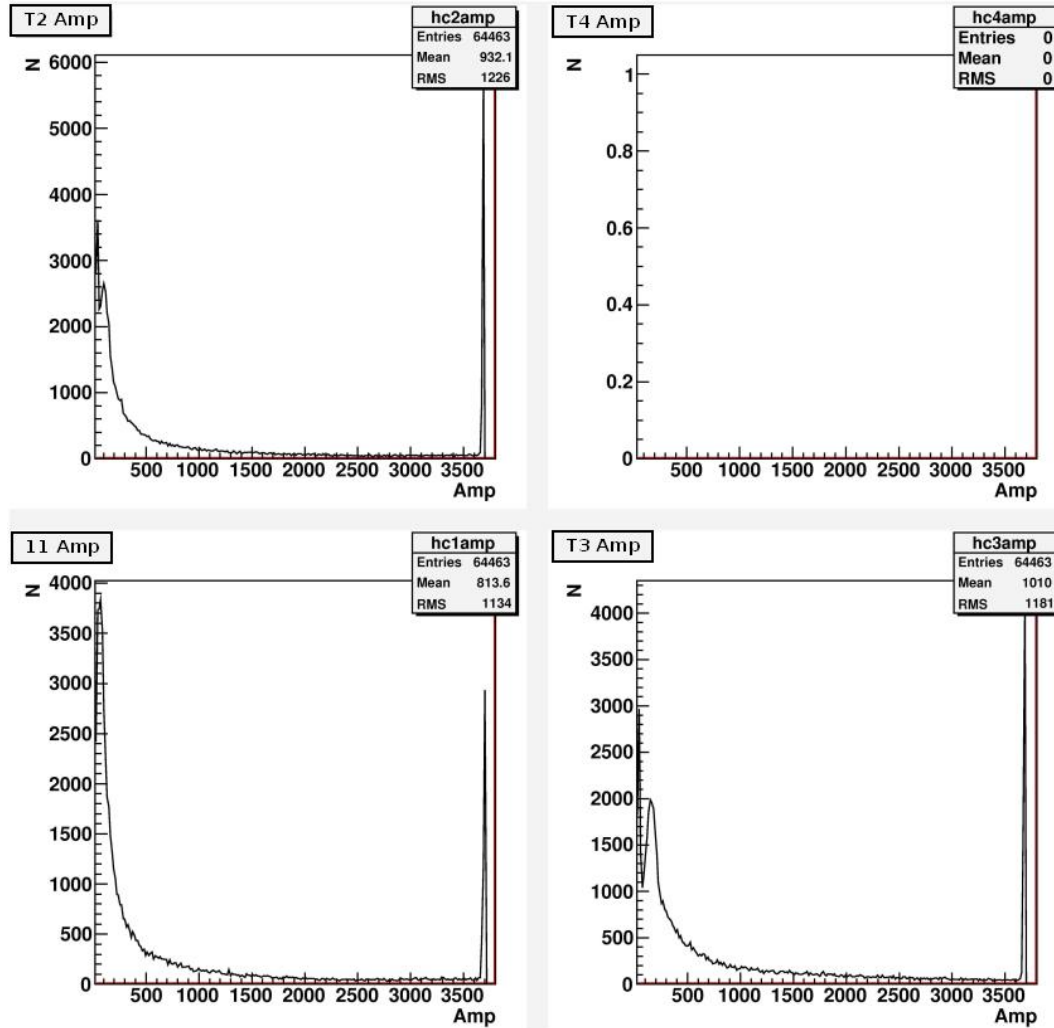


Figura 6.4: Espectros de amplitud para el arreglo A_1 , correspondientes a los tres PMTs sumergidos en los tanques T_1 , T_2 y T_3 .

Comparando las gráficas mostradas en las figuras 6.2 y 6.3, con las gráficas respectivas de las figuras 6.4 y 6.5, podemos notar que no existe diferencia alguna, el comportamiento de estas era como se esperaba. Es decir, para los espectros de amplitud podemos notar los pedestales como los primeros picos, mientras que en el tanque dos y tres notamos un segundo pico debido al paso de un muón vertical. Por otra parte, las distribuciones de carga no presentan señales en su

distribución.

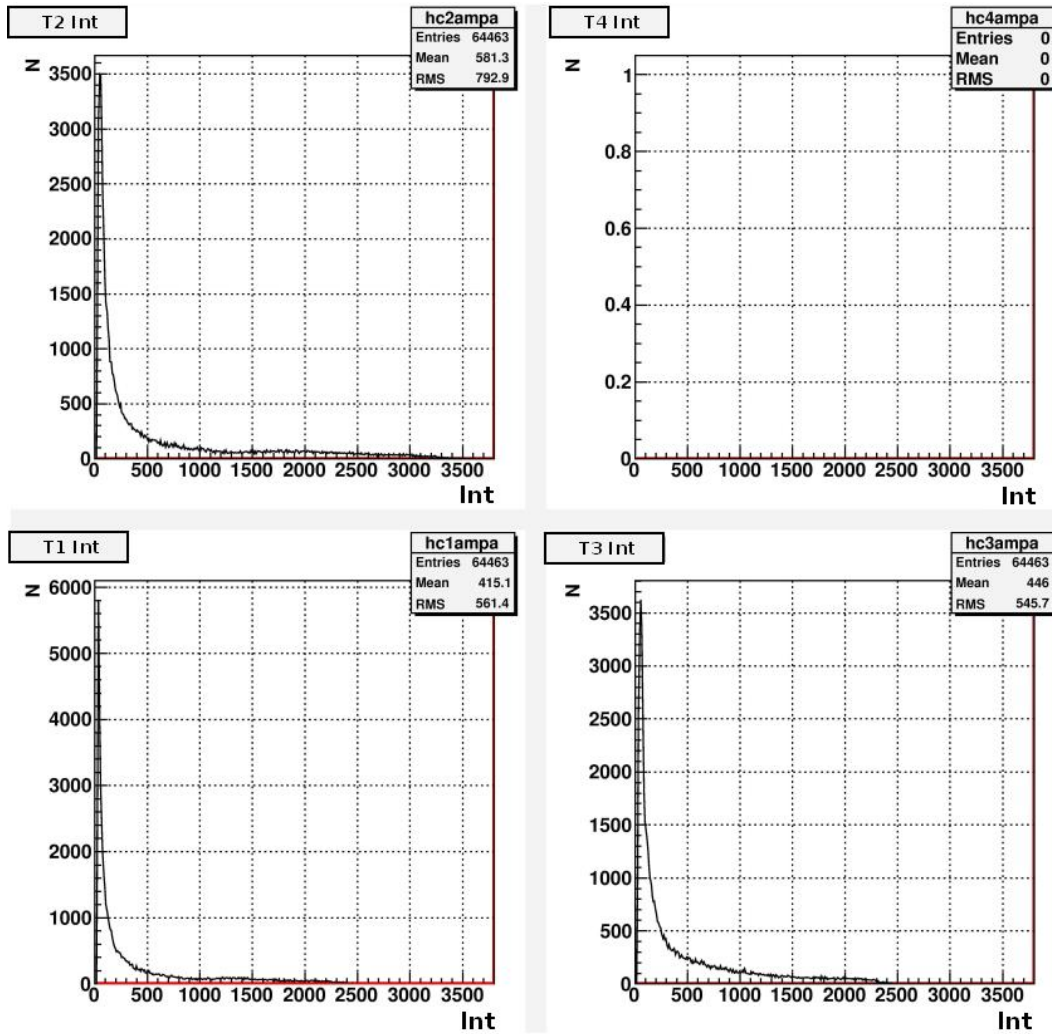


Figura 6.5: Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_1 , correspondientes a los tres PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$ y $T3$.

Continuando con los resultados del arreglo A_1 , en la figura 6.6, se muestran las gráficas correspondientes a las correlaciones temporales para los cuatro PMTs sumergidos en el tanque 1, tanque 2, tanque 3 y tanque 4. Por ejemplo, en la gráfica **time T1T3**, se muestran las correlaciones temporales entre el PMT sumergido en el tanque 1 y el PMT sumergido en el tanque 3, donde $t1 - abcisa$ es el tiempo de llegada del pulso a $T1$, mientras que $t3 - ordenada$ es el tiempo de llegada del pulso a $T3$. Continuando con el análisis, podemos notar en las gráficas **time T1T2** y **time T2T3**, una línea diagonal a 45° . Esta línea de referencia nos muestra los eventos que fueron detectados por los fotomultiplicadores casi al mismo tiempo. Estos eventos pueden ser debidos a **electrones de decaimiento**,

pues recordemos que sus trayectorias iniciales son aleatorias y más aún cuando éstos interactúan con los átomos de agua, es por esa razón por la que dejan señales casi al mismo tiempo en los tres PMTs sumergidos en T_1 , T_2 y T_3 . Sin embargo, podemos notar en la gráfica **time T1T3** y **time T1T4** (figura 6.6), que no existen eventos en coincidencia para los PMT sumergidos en el tanque 1-3 y tanque 1-4, relacionados obviamente al decaimiento de electrones.

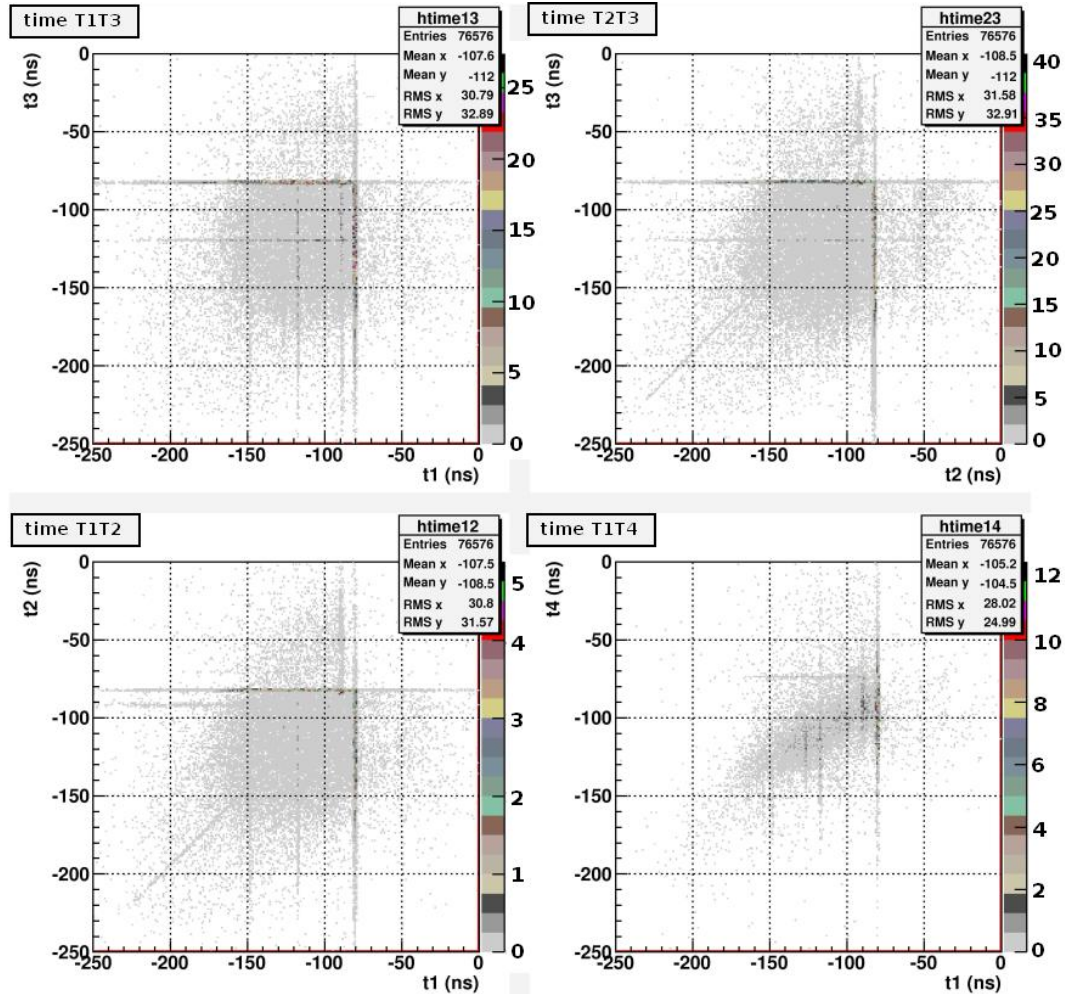


Figura 6.6: Correlaciones temporales del arreglo A_1 , para los PMTs sumergidos en el tanque 1, tanque 2, tanque 3 y el tanque pequeño T_4 .

En la figura 6.7, se muestran las gráficas o histogramas correspondientes a la correlación entre la amplitud de cada pulso con su tiempo de llegada en cada uno de los cuatro PMTs sumergidos en T_1 , T_2 , T_3 y T_4 , esto para el arreglo A_1 . Este tipo de corte o selección nos permite identificar aquellas partículas con cierto voltaje específico junto con su respectivo tiempo de llegada, para así poder llegar a realizar, si es posible, la discriminación entre los electrones ya sea de decaimiento,

los electrones atmosféricos o bien diferenciarlos de los muones, simplemente con analizar estos dos parámetros.

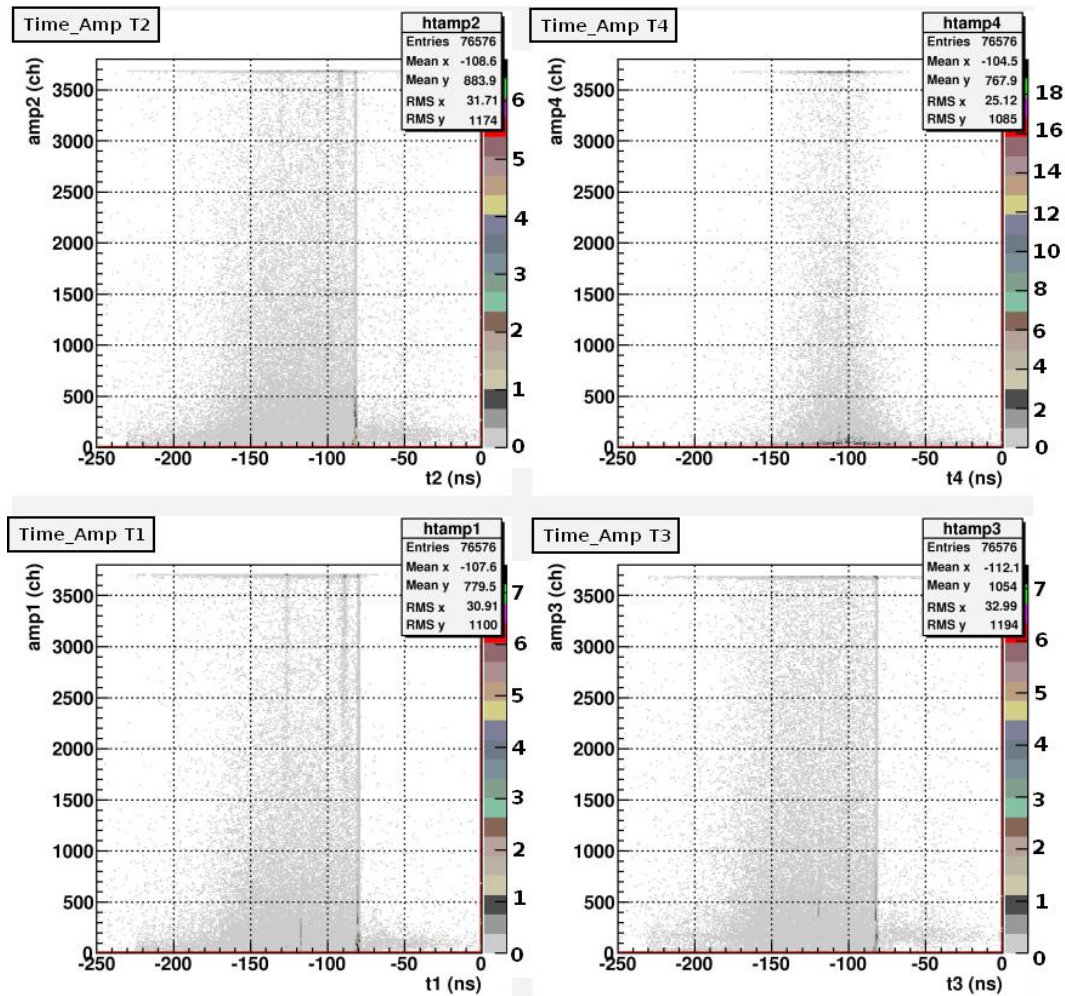


Figura 6.7: Histogramas que muestran la correlación entre la amplitud y el tiempo de ocurrencia de cada pulso detectado por los cuatro PMTs sumergidos en los cuatro tanques del prototipo HAWC, esto para el arreglo A_1 .

Podemos observar que en cada una de las gráficas mostradas en la figura 6.7, se observan pulsos o señales con amplitudes mayores a $3500mV$ (líneas horizontales cerca de los $3700mV$), en un intervalo de tiempo bastante amplio. También se observan líneas verticales en $80ns$ para las gráficas correspondientes a **Time Amp T1**, **Time Amp T2** y **Time Amp T3**, que delimitan a la mayoría de los eventos (a su izquierda). Hay dos líneas verticales muy apreciables para 90 y $125ns$, esto para los PMTs sumergidos en los tanques 1 y 2. Además, apenas se distingue una línea vertical en $120ns$ para el tanque 3. Estas líneas verticales corresponden a eventos que poseen diferentes amplitudes y que coinciden en ese

rango de tiempo en una mayor concentración o, mejor dicho, existe un mayor número de eventos. Dentro de la gráfica **Time Amp T4** (figura 6.7), podemos notar que no existen estas líneas verticales, sin embargo vemos una concentración de eventos con diferentes amplitudes entre los $50ns$ y los $150ns$, muy acorde a las restantes gráficas de la misma figura.

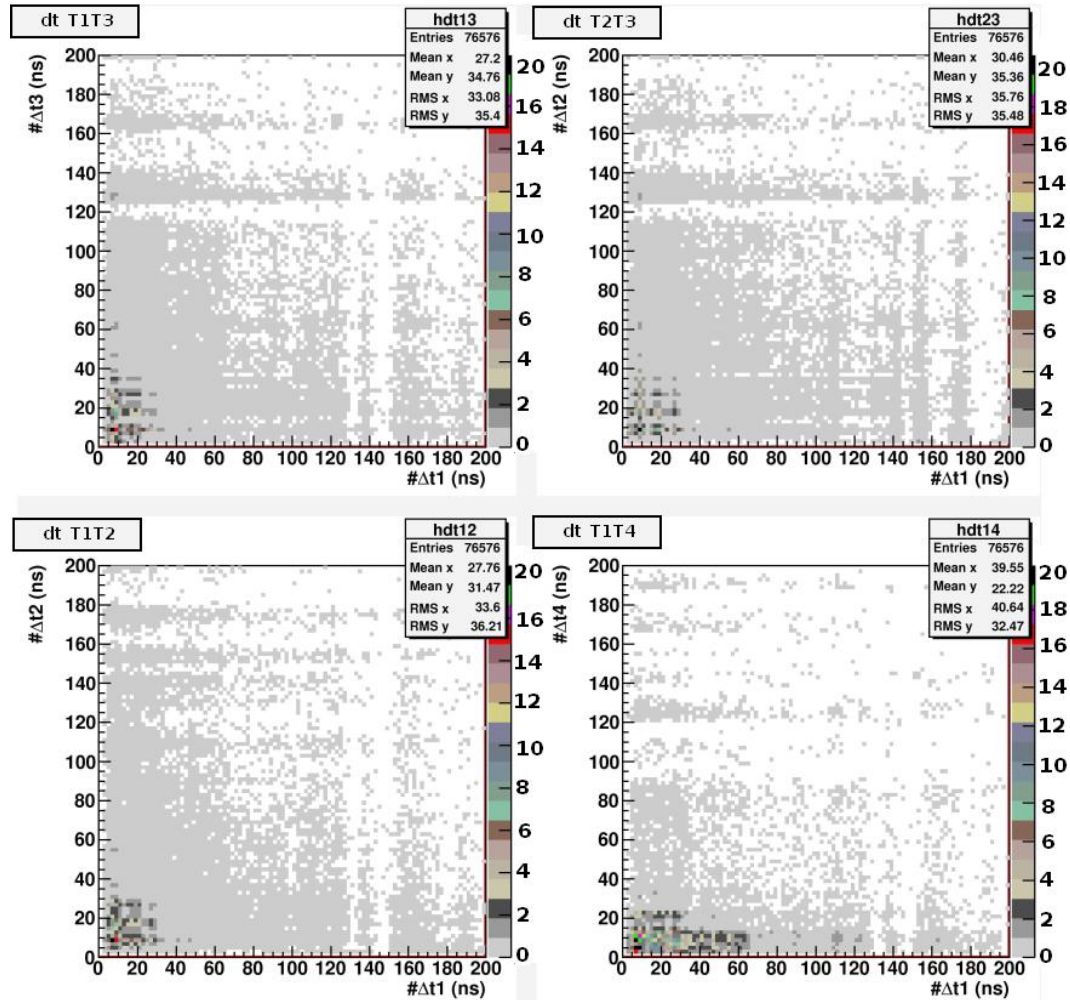


Figura 6.8: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo para la llegada de señal en un par de PMTs sumergidos, tomando como origen de tiempo el disparo o trigger de los tres PMTs sumergidos, esto para el arreglo A_1 .

Así pues, como se vio en las gráficas mostradas en las figuras 6.6 y 6.7, podemos estudiar varios parámetros que son característicos de una señal tomada por uno o varios PMTs, esto para miles de eventos (en nuestro caso de 76576 – *eventos*). Por ejemplo, en la figura 6.8, se muestran las gráficas con las correlaciones entre las diferencias de tiempos que hay entre dos PMTs sumergidos, las diferencias de tiempo corresponden al tiempo de llegada de las señales

para cada uno de los cuatro PMTs; tomando como origen de tiempo el disparo producido por la coincidencia de los tres PMTs sumergidos. Otra forma de caracterizar la señal, es tomando la correlación entre las diferencias de tiempo con la carga o integral de cada pulso, estas gráficas se muestran en la figura 6.9. O bien, podemos graficar la correlación que hay entre la diferencia de tiempo con la amplitud de cada pulso, dichas gráficas se muestran en la figura 6.10.

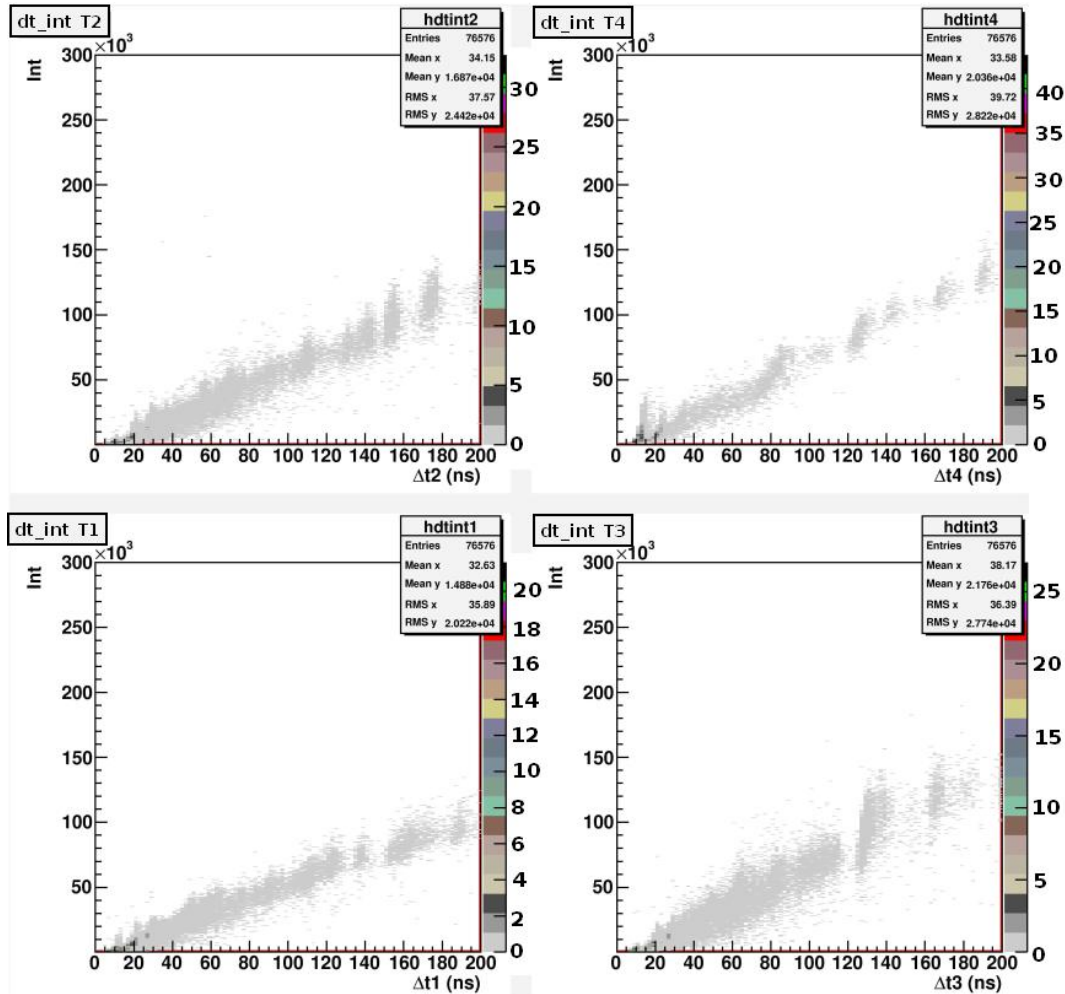


Figura 6.9: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la integral de cada pulso, esto para el arreglo A_1 .

En cada uno de los histogramas mostrados en la figura 6.8, podemos observar que la mayoría de los eventos están entre 0 y 40ns, con un valor medio en el eje X de: 27.76 y un valor medio en el eje Y de: 31.47, esto para los dos PMTs sumergidos en T1 y T2 respectivamente (histograma dt T1T2). Dichos valores, para cada gráfica, se resumen en la tabla 6.2. Podemos observar en cada una de las gráficas, de la figura 6.9, que existen huecos verticales y horizontales, es decir,

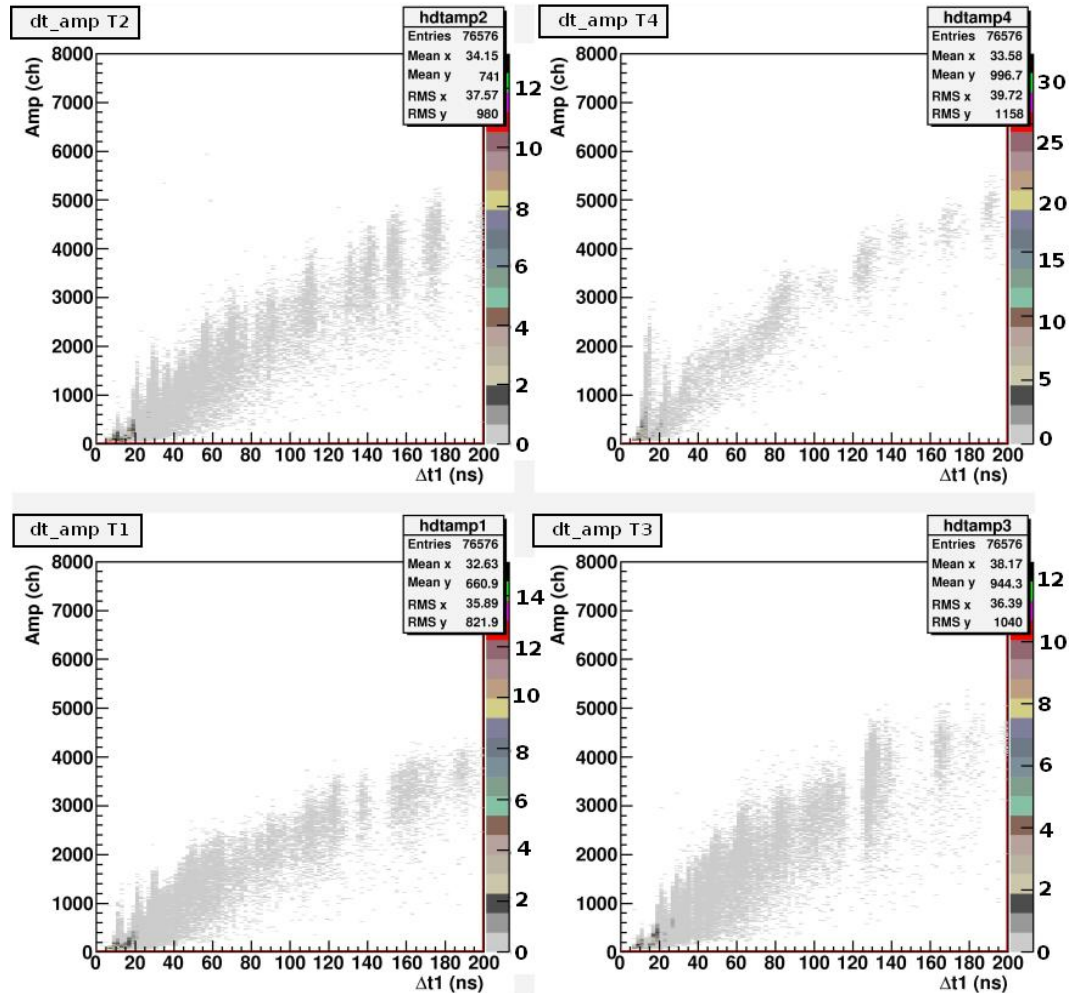


Figura 6.10: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso, para el arreglo A_1 .

espacios donde no se registraron eventos. En el histograma **dt T1T3** (figura 6.8), notamos espacios verticales sin eventos entre los intervalos de 130 a 135ns y entre 140 a 155ns (para el eje X). Igualmente en la misma gráfica, para el eje Y, notamos espacios horizontales sin eventos entre 120ns y en el intervalo entre 140 y 160ns. Estos espacios sin eventos se vuelven a repetir en los histogramas **dt T1T2**, **dt T2T3** y más aún en el histograma **dt T1T4**, de la misma figura. Como veremos más adelante en la sección correspondiente a la discusión de resultados, estos espacios son debidos a un problema de la electrónica llamado *CROSSTALK*, si bien no se presentara este tipo de problema la distribución de los eventos sería uniforme sobre toda la superficie.

Examinando los histogramas de la figura 6.9, podemos notar al igual que las gráficas de la figura 6.8, que la mayoría de los eventos se encuentran entre 0 y

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1-2 (T1T2)	Sumergido	27.76	31.47	33.6	36.21
Tanque 1-3 (T1T3)	Sumergido	27.2	34.76	33.08	35.4
Tanque 1-4 (T1T4)	Sumergido	39.55	22.22	40.64	32.47
Tanque 2-3 (T2T3)	Sumergido	30.46	35.36	35.76	35.48

Cuadro 6.2: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo para el arreglo A_1 .

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1 (T1)	Sumergido	32.63	1.49×10^4	35.9	2.02×10^4
Tanque 2 (T2)	Sumergido	34.15	1.69×10^4	37.57	2.44×10^4
Tanque 3 (T3)	Sumergido	38.17	2.18×10^4	36.39	2.77×10^4
Tanque 4 (T4)	Sumergido	33.58	2.04×10^4	39.72	2.82×10^4

Cuadro 6.3: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la carga de cada pulso para el arreglo A_1 .

40ns. Para el histograma **dt int T1**, tenemos un valor medio en el eje X de: 32.63 y para el eje Y de: 1.49×10^4 , este último valor corresponde a la integral promedio de todos los pulsos para el PMT sumergido en $T1$. Los valores para cada PMT se muestran en la tabla 6.3. Apreciamos claramente que en cada uno de los histogramas de la figura 6.9, se presentan los espacios verticales en el que no se registró evento, o bien, se registraron muy pocos de ellos. Si examinamos el histograma del PMT sumergido en el tanque 3, notamos pocos eventos registrados entre los intervalos de 115 a 125ns y de 140 a 165ns. Por otro lado, notamos en el histograma del PMT sumergido en el tanque 1, espacios con pocos eventos entre 130 a 135ns y entre 140 a 155ns, los mismos intervalos que se presentaron en las gráficas de la figura 6.8, lo cual contrasta el problema presentado en la electrónica, CROSSTALK. Si no se presentara este problema las gráficas deberían representar una superficie continua de eventos preservando la misma forma en cada una de ellas.

Finalmente tenemos las gráficas o histogramas de la figura 6.10, en el que notamos al igual que las gráficas de la figura 6.8 y 6.9, espacios en el que no se registran o se registran muy pocos eventos, sin duda esto ratifica un problema en la electrónica para la adquisición de datos, problema que se explicó con anterioridad debido al CROSSTALK y, que debe ser resuelto inmediatamente. Una utilidad muy importante que olvidaba por mencionar, es la finalidad de estas dos últimas figuras (figura 6.9 y 6.10), pues ambas nos muestran aquellos eventos

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1 (T1)	Sumergido	32.63	660.9	35.89	821.9
Tanque 2 (T2)	Sumergido	34.15	741	37.57	980
Tanque 3 (T3)	Sumergido	38.17	944.3	36.39	1040
Tanque 4 (T4)	Sumergido	33.58	996.7	39.72	1158

Cuadro 6.4: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la amplitud de cada pulso, esto para el arreglo A_1 .

relacionados con su energía de llegada, recordemos que la energía esta relacionada con la amplitud del pulso y con la carga del mismo. En otras palabras, estas gráficas nos muestran la distribución de energía, a grosso modo, de todos los eventos que llegan a nuestro detector. Con ello podemos identificar las partículas más energéticas de aquellas menos energéticas. Por ejemplo, en el histograma **dt amp T1**, notamos que hay eventos con diferencias de tiempo con más de $180ns$ y que poseen amplitudes muy grandes, en otras palabras, estas partículas poseen energías elevadas, no obstante este tipo de partículas se presentan en menor cantidad en comparación con aquellas partículas que poseen diferencias de tiempo y amplitudes pequeñas, pues la mayoría de los eventos se encuentran, en todos los histogramas, entre 0 y $40ns$. Cabe mencionar, que se bien podemos hallar partículas con diferencias de tiempo grandes y amplitudes elevadas, también podemos hallar partículas con diferencias de tiempo grandes pero con amplitudes pequeñas, así como partículas con amplitudes grandes en intervalos de tiempo pequeños. No obstante, la mayoría de los eventos poseen distribuciones bien definidas, tanto para las gráficas mostradas en la figura 6.9, como en la figura 6.10. En la tabla 6.4, se muestran los valores medios y anchos de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra las amplitudes (para cada evento), tomados por el prototipo HAWC.

Antes de proseguir con los resultados para A_2 , quisiera mencionar que la instalación de los colectores de luz, que fueron montados en los arreglos A_3 , A_4 y A_5 , nos proporcionaron en un inicio un mayor conteo de partículas cósmicas secundarias, empleando la electrónica correspondiente a la configuración de conteo (figura 5.55); este aumento en el conteo puede deberse a la exposición del PMT con la luz natural durante la instalación del cono en el PMT, lo que produce corrientes internas en el fotocátodo del PMT y por consiguiente un aumento en el conteo de partículas. Por lo que fue necesario dejar reposar el PMT en el interior del tanque Rotoplas, para posteriormente corroborar si se obtiene una mejor eficiencia en la captación de luz Cherenkov con los colectores de Tyvec. Sin embargo, después de cierto tiempo cada cono de Tyvec se desplomó sobre el fotocátodo de su respectivo PMT, impidiéndose con ello la llegada de luz Cherenkov al fo-

Tanque	Posición del PMT	No. de PMT	Voltaje de alimentación
Tanque 1 (T1)	Sumergido	378	1717V
Tanque 1 (T1)	Flotador	308	1700V
Tanque 2 (T2)	Sumergido	263	1722V
Tanque 2 (T2)	Flotador	365	1700V
Tanque 3 (T3)	Sumergido	380	1735V
Tanque 4 (T4)	Sumergido	112	1743V
Paleta de Centelleo	Posición de la paleta	Voltaje de alimentación	
Paleta 1	Superior	2100V	
Paleta 2	Inferior	1600V	

Cuadro 6.5: Voltajes de alimentación en los PMTs y las paletas de centelleo para el arreglo A_2 .

tocátodo e impidiendo, por consiguiente, la toma de datos. Esto ocurrió en cada uno de los PMTs sumergidos en los tres tanques principales del prototipo, por lo que se procedió a retirar dichos colectores en cada uno de ellos. En consecuencia, solamente se mostrarán los resultados y análisis para el arreglo A_2 , véase figura 5.49, para el que no se llevo acabo la instalación de conos, es decir, los arreglos A_3 , A_4 y A_5 quedaron de la misma forma que el arreglo A_2 (con las instalación de las paletas de centelleo). En la tabla 6.5 se muestran los voltajes de alimentación correspondientes a los PMTs y a las paletas de centelleo para el arreglo A_2 .

En la figura 6.11, se muestran los espectros de amplitud para 7879 – *eventos*, que al igual que en el arreglo 1 (A_1), fueron tomados por los cuatro PMTs sumergidos en los cuatro tanques del primer prototipo. **NOTA:** La toma de mediciones correspondiente al arreglo 2 fue llevada a cabo el día 27 de agosto de 2009, a las 10:47PM; donde el disparo corrió a cuenta de las dos paletas de centelleo. Podemos observar claramente en cada una de las gráficas los pedestales correspondientes a la corriente oscura para cada PMT, mientras que en cada una de las gráficas de dicha figura, notamos varias fluctuaciones principalmente debidas al paso de muones, muy notorio por ejemplo en los segundos picos de las gráficas **T1 Amp**, **T2 Amp** y **T3 Amp**, donde estos eventos corresponden a muones con amplitudes menores a $250mV$. Podemos notar que el número de eventos registrados por parte del tanque pequeño ($T4$), son menores en comparación con los tres tanques principales de HAWC; sin embargo, también se registran fluctuaciones debidas al paso de muones, una de ellas muy notoria (menor a $250mV$), pero en menor proporción.

Las gráficas mostradas en la figura 6.12, corresponden a las distribuciones de carga para cada uno de los PMTs sumergidos en los cuatro tanques del prototipo. Al igual que en las gráficas de la figura anterior, podemos notar en cada una de

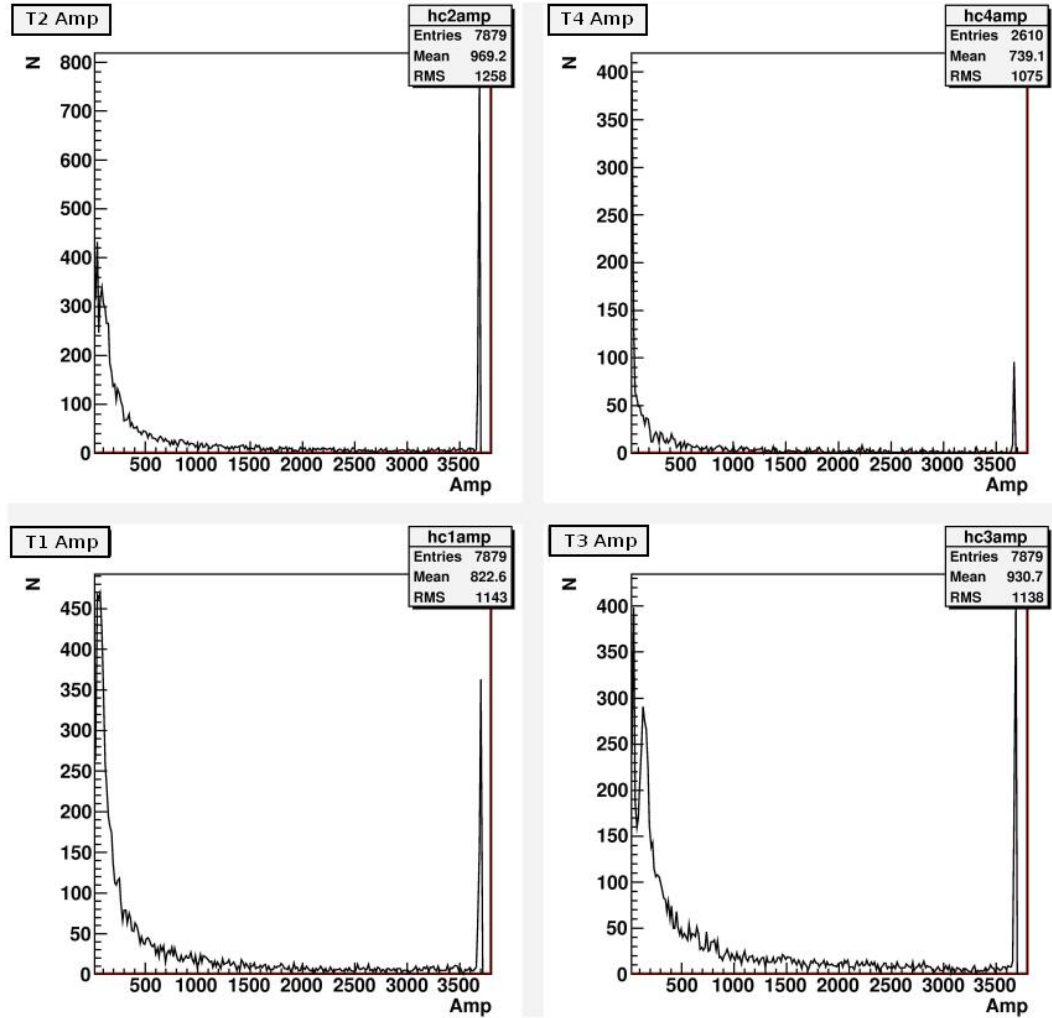


Figura 6.11: Espectros de amplitud para el arreglo A_2 , correspondientes a los cuatro PMTs sumergidos en los tanques $T1$, $T2$, $T3$ y $T4$.

ellas una distribución de carga muy angosta, la cual corresponde al pedestal que presenta cualquier tipo de PMT debido a fluctuaciones térmicas (corriente oscura). En las gráficas **T3 Int** y **T4 Int** podemos notar pequeños picos (menores a $300C$), que corresponden sin duda al paso de muones verticales. No obstante, difícilmente podemos notar pequeñas perturbaciones en las gráficas **T2 Int** y **T1 Int**, que corroboren la presencia de muones para un intervalo menor a los $300C$. Sin embargo, podemos concluir que las gráficas mostradas en las figuras 6.11 y 6.12 tienen el mismo comportamiento que las gráficas mostradas en las figuras 6.2, 6.3, 6.4 y 6.5. Continuando con nuestro análisis de resultados para el arreglo A_2 ; en la figura 6.13 se muestran los histogramas correspondientes a las correlaciones temporales para los cuatro PMTs sumergidos en $T1$, $T2$, $T3$ y $T4$. Donde se aprecia perfectamente el mismo comportamiento que las gráficas

mostradas en la figura 6.6.

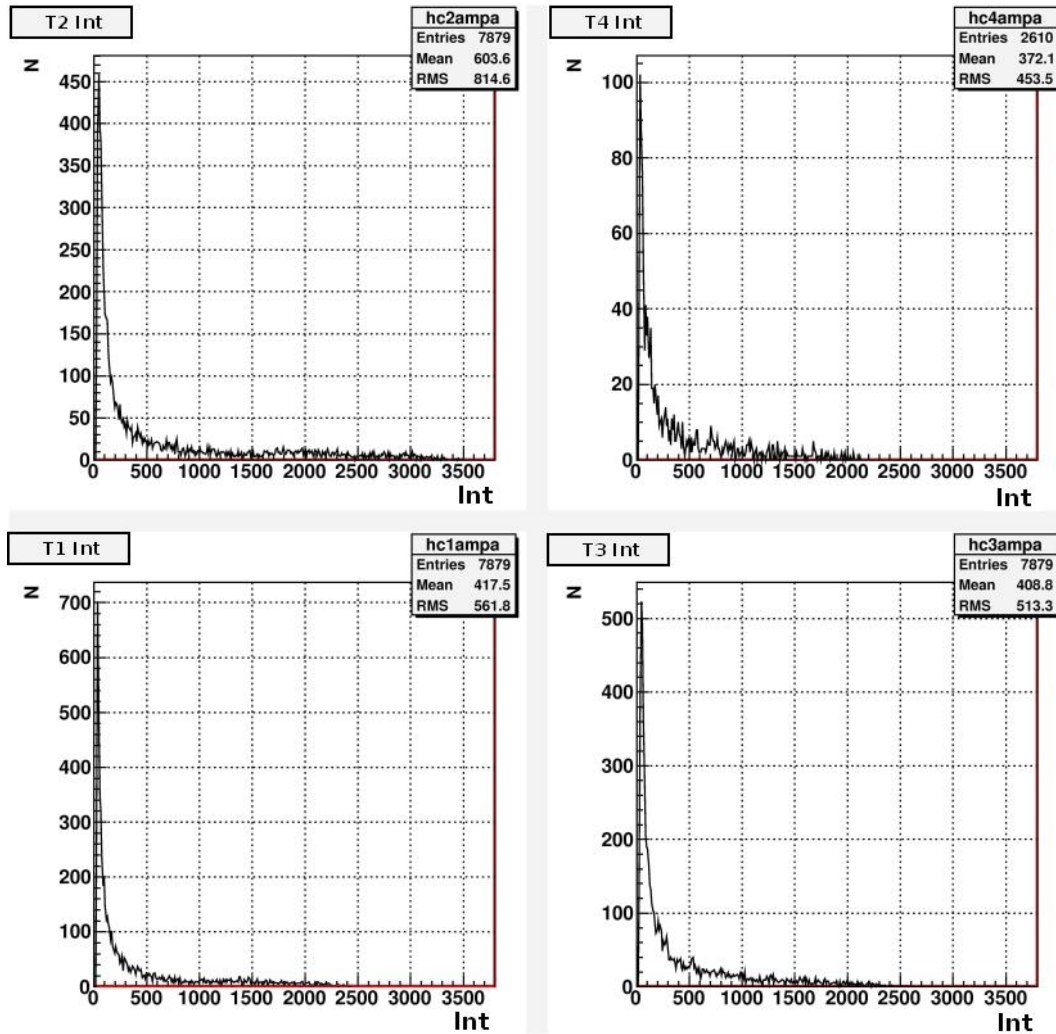


Figura 6.12: Gráficas de las distribuciones de carga para el arreglo A_2 , correspondientes a los cuatro PMTs sumergidos en los tanques T_1 , T_2 , T_3 y T_4 .

Por ejemplo, notamos perfectamente en las cuatro gráficas las líneas de eventos verticales y horizontales donde se concentra el mayor número de eventos, esto alrededor de los $80ns$ para el eje X y cerca de los $83ns$ para el eje Y. Se puede notar que estas líneas son ortogonales entre sí, además de que forman una frontera para la mayoría de los eventos que son superiores al punto de tiempo marcado por estas dos líneas. Recordemos que estas gráficas nos muestran la correlación de tiempo para la llegada de dos señales entre dos PMTs. También notamos, que hay eventos que llegan al mismo tiempo (línea a 45°), esto para las gráficas **time T2T3** y **time T1T2**; sin embargo no se observan señales en coincidencia para las gráficas **time T1T3** y **time T1T4**. Hay eventos muy marcados en $120ns$

para el eje X (líneas verticales), esto para las gráficas **time T1T3**, **time T1T2** y **time T1T4**; y dos líneas horizontales muy marcadas en $120ns$ (para el eje Y) esto para las gráficas **time T1T3** y **time T2T3**. No obstante podemos notar que también existen eventos fuera de las fronteras marcadas por la mayoría de los eventos, es decir, eventos menores a $80ns$ tanto para el eje X, como para el eje Y.

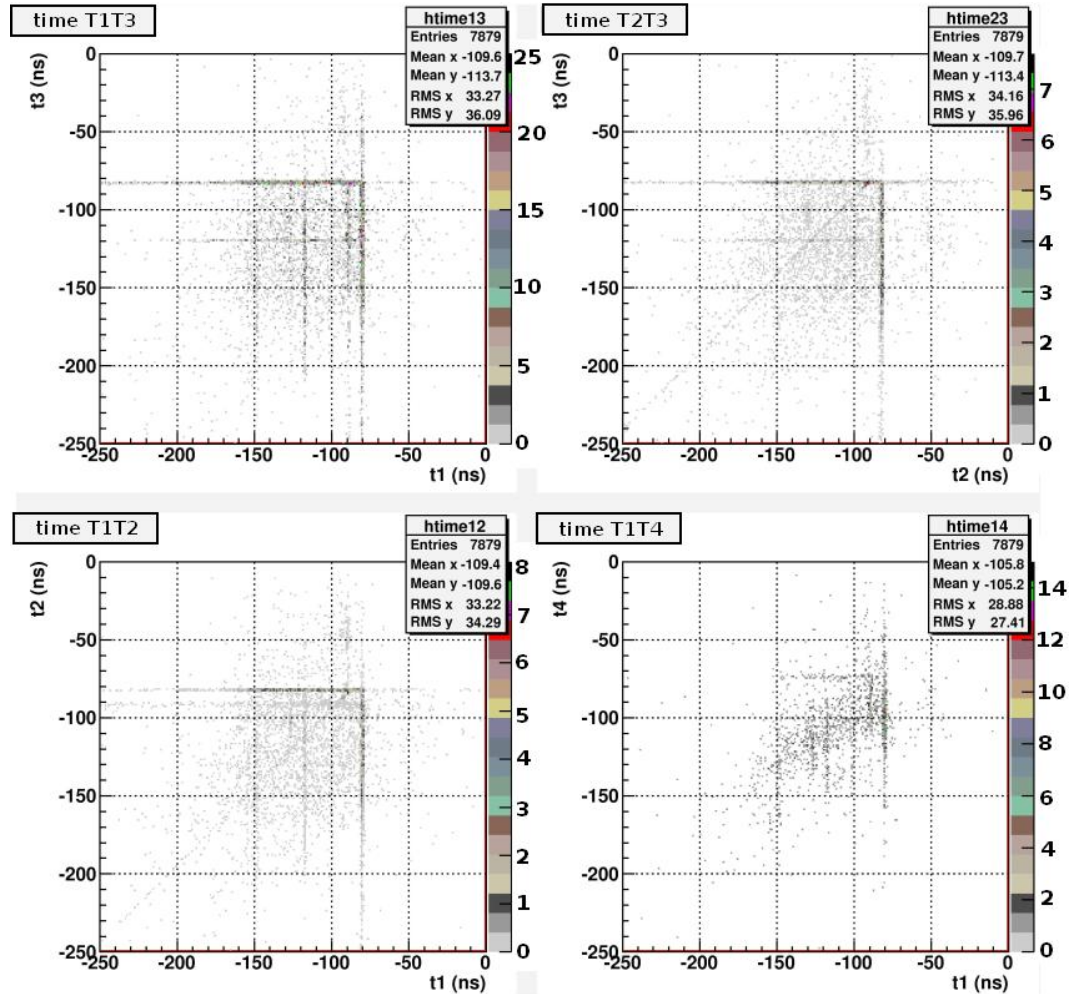


Figura 6.13: Correlaciones temporales del arreglo A_2 , para los PMTs sumergidos en el tanque 1, tanque 2, tanque 3 y el tanque pequeño T_4 .

La correlación entre la amplitud de cada pulso con su respectivo tiempo de llegada, para el arreglo A_2 , se muestran en la figura 6.14. Podemos notar que existen eventos con amplitudes mayores a los $3600mV$ (líneas horizontales), esto para las cuatro gráficas en un intervalo de tiempo amplio. Y una línea vertical muy bien definida para $80ns$ en las gráficas **Time Amp T1**, **Time Amp T2** y **Time Amp T3**, al igual que ocurrió en las gráficas mostradas en la figura

6.7, estas líneas verticales delimitan a la mayoría de los eventos a su izquierda. Por otro lado, notamos que hay eventos con amplitudes menores a $500mV$ muy marcados en la zona de los $118ns$ para las gráficas **Time Amp T1** y **Time Amp T3**. Sin embargo, no hay eventos de mayor concentración para la gráfica **Time Amp T4** que denoten alguna frontera para los eventos o bien, zonas marcadas de alta concentración, esto puede ser atribuido al tamaño que posee el tanque Rotoplas $T4$, por lo que le es difícil detectar un mayor número de eventos concentrados en algún rango de tiempo. De manera general podemos concluir que el comportamiento de cada una de las gráficas mostradas en la figura 6.14 son muy similares a las gráficas mostradas en la figura 6.7, para el arreglo 1.

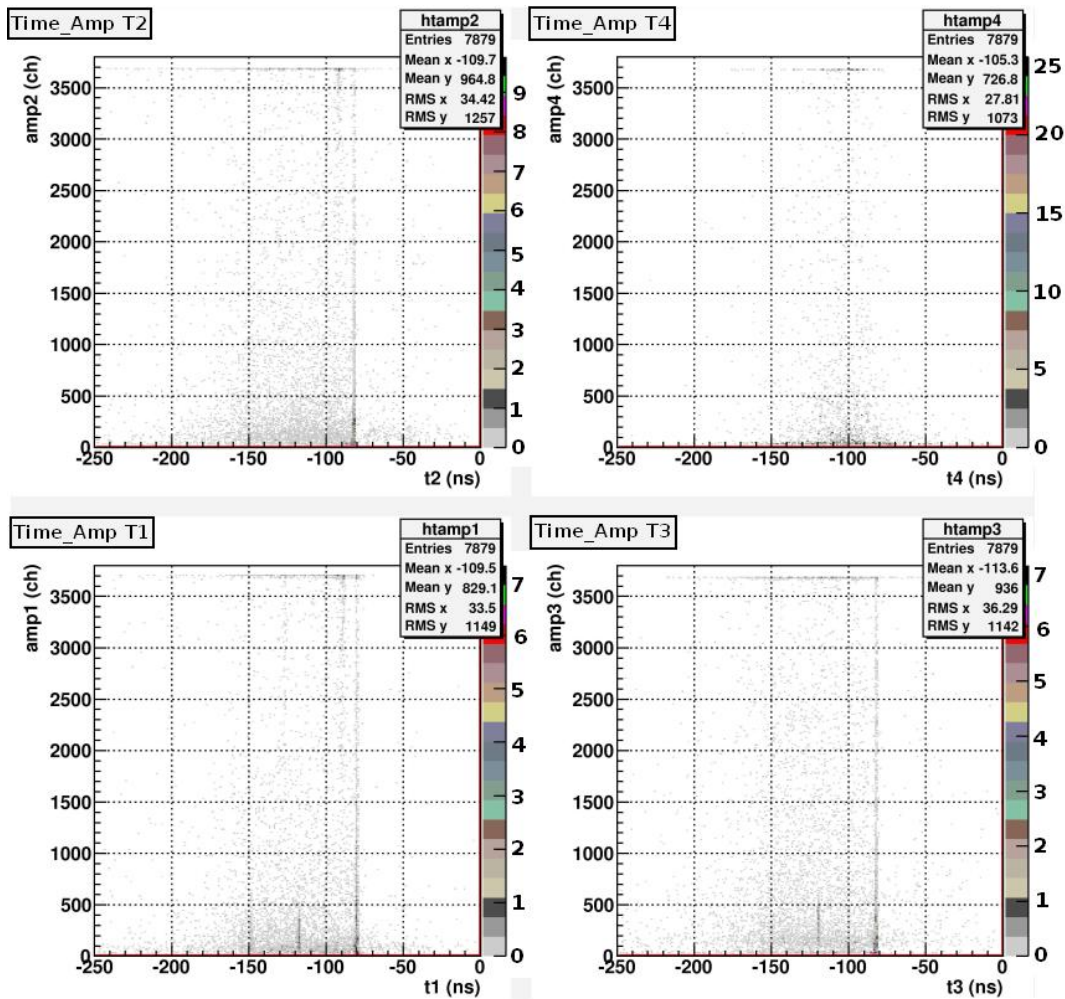


Figura 6.14: Histogramas que muestran la correlación entre la amplitud y el tiempo de ocurrencia de cada pulso detectado por los cuatro PMTs sumergidos en los cuatro tanques del prototipo HAWC, esto para el arreglo A_2 .

En la figura 6.15, se muestran los histogramas con las correlaciones entre las

diferencias de tiempo, que hay entre dos PMTs sumergidos. Las diferencias de tiempo corresponden al tiempo de llegada de las señales para cada uno de los cuatro PMTs; tomando como origen de tiempo el disparo producido por las dos paletas de centelleo. La mayor concentración de eventos se encuentra entre los $0ns$ y los $40ns$, esto para cada una de las gráficas mostradas en la figura 6.15. Dado que tenemos una menor cantidad de eventos para ser analizados, es difícil poder distinguir huecos apreciables entre cada una de las distribuciones, como aquellos que se presentaron en las gráficas de la figura 6.8 debido al *crosstalk* presentado en la electrónica. En la tabla 6.6, se muestran los valores medios y anchos de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo para el arreglo A_2 .

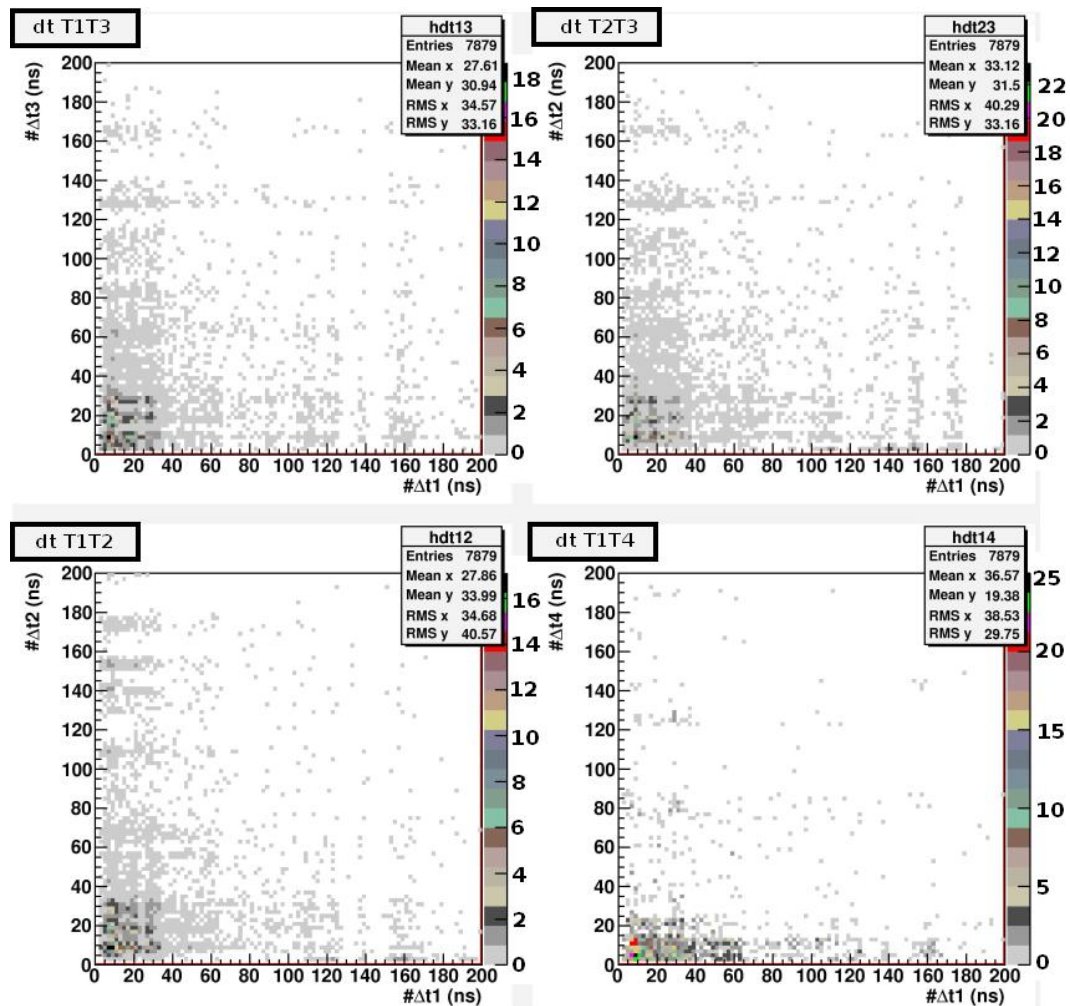


Figura 6.15: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo para la llegada de señal en un par de PMTs sumergidos, tomando como origen de tiempo el disparo o trigger de las dos paletas de centelleo, esto para el arreglo A_2 .

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1-2 (T1T2)	Sumergido	27.86	33.99	34.68	40.57
Tanque 1-3 (T1T3)	Sumergido	27.61	30.94	34.57	33.16
Tanque 1-4 (T1T4)	Sumergido	36.57	19.38	38.53	29.75
Tanque 2-3 (T2T3)	Sumergido	33.12	31.5	40.29	33.16

Cuadro 6.6: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo para el arreglo A_2 .

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1 (T1)	Sumergido	32.76	1.64×10^4	37.03	2.26×10^4
Tanque 2 (T2)	Sumergido	37.03	2.04×10^4	41.73	3.17×10^4
Tanque 3 (T3)	Sumergido	35.19	2.04×10^4	34.31	2.72×10^4
Tanque 4 (T4)	Sumergido	30.97	2.01×10^4	37.90	2.77×10^4

Cuadro 6.7: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la carga de cada pulso para el arreglo A_2 .

En la figura 6.16, se muestra la correlación entre las diferencias de tiempo con la carga o integral de cada pulso. En dicha gráfica podemos notar, al igual que la gráfica anterior, que un número mayor de eventos se concentran entre los 0 y aproximadamente los $40ns$. Como podemos notar en cada una de las gráficas de la figura 6.16, existen huecos apreciables carentes de eventos, por ejemplo, en la gráfica **dt int T1** podemos notar espacios en blanco entre el intervalo que va de los 125 a los $135ns$ o entre los 140 y los $150ns$. Más aún, notamos un espacio muy grande en la gráfica **dt int T3**, que va de los 140 a los $155ns$. Esto corrobora sin duda, la presencia de un problema en la electrónica la cual se había mencionado anteriormente, llamada *crosstalk*. Otra característica importante que apreciamos en las gráficas **dt int T1** y **dt int T2**, son aquellos eventos que llegan a tener una carga muy elevada, cercanas a límite del rango superior para el eje Y ($\approx 300 \times 10^3$), esto para el intervalo que va de los 0 a los $40ns$, lo cual podría estar relacionado con el problema del *crosstalk*. En la tabla 6.7, se muestran los valores medios y anchos entre las diferencias de tiempo con la integral de cada pulso para el arreglo A_2 .

La correlación entre la diferencia de tiempo con la amplitud de cada pulso, para el arreglo A_2 , se muestran en las gráficas de la figura 6.17. Donde podemos apreciar, al igual que la gráfica anterior, que hay espacios en el que no se registran eventos, o bien, se registran muy pocos de ellos (igualmente debido al *crosstalk* presentado en la electrónica). Notamos además, que hay eventos que poseen am-

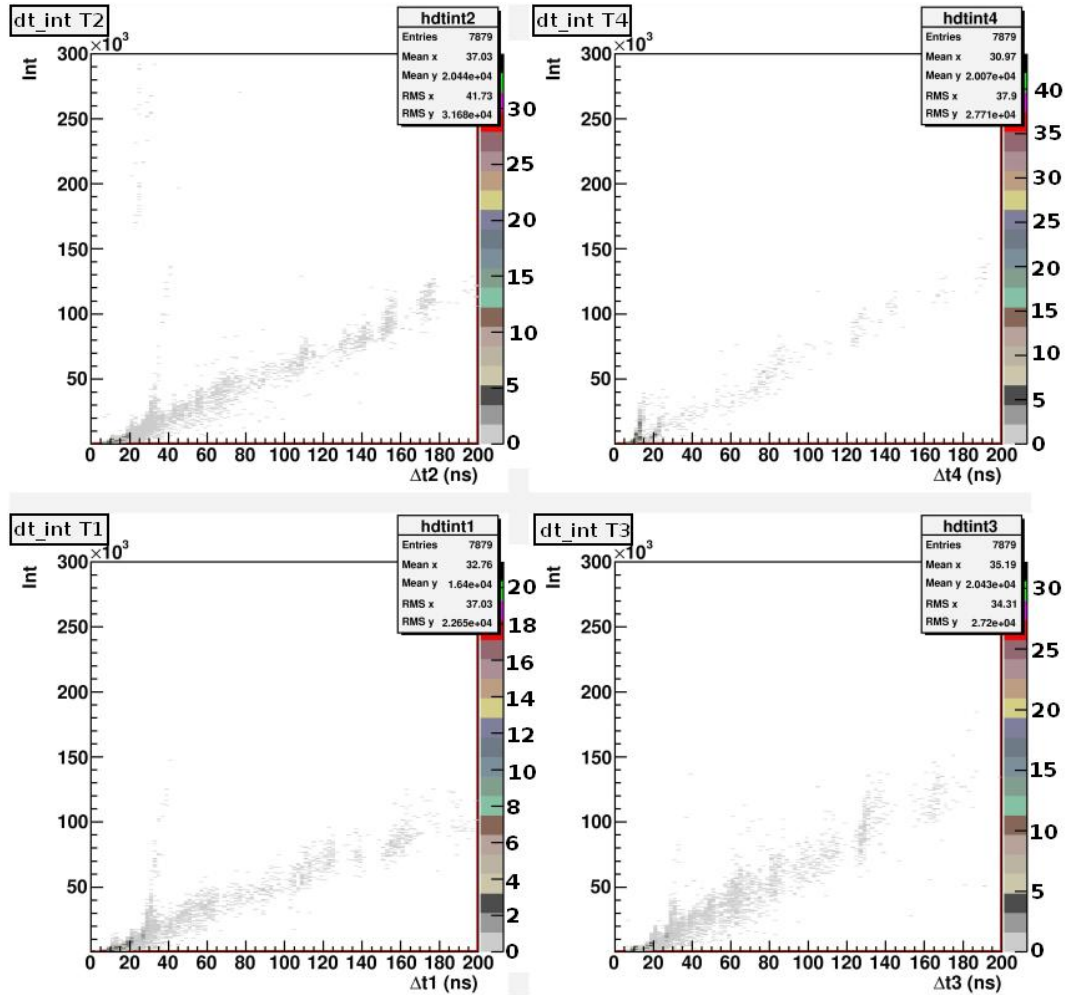


Figura 6.16: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la integral de cada pulso, esto para el arreglo A_2 .

plitudes muy elevadas, especialmente en las gráficas **dt amp T1** y **dt amp T2**, los mismos PMTs que presentaron una carga muy elevada en las gráficas correspondientes de la figura 6.16, esto era de esperarse pues recordemos que estas dos gráficas nos dicen con que “energía” arriban estas partículas, recordemos que la energía esta relacionada con la amplitud del pulso y con la carga del mismo. Así pues, las partículas o eventos con mayor energía son aquellas que están por encima de los 6000 – *canales* en la amplitud, esto dentro del intervalo que va de los 0 a los 40ns para la gráfica **dt amp T2**. No obstante, también observamos partículas muy energéticas dentro del intervalo de (0, 40)ns para la gráfica **dt amp T1**. En la tabla 6.8, se muestran los valores medios y anchos de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra las amplitudes para los eventos tomados por el prototipo HAWC correspondientes al arreglo 2.

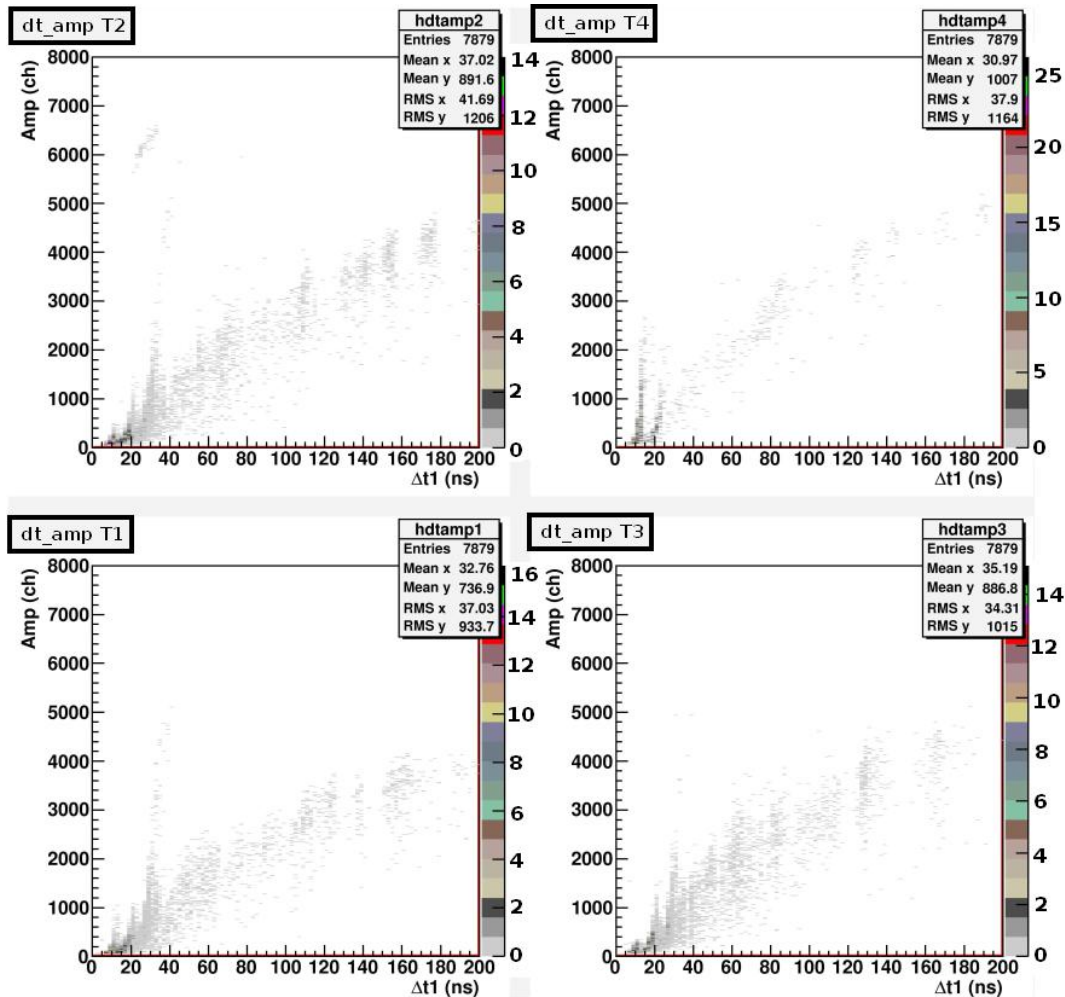


Figura 6.17: Histogramas de la correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso, para el arreglo A_2 .

6.2. Análisis y discusiones

Antes de proseguir con el análisis de las gráficas referentes a las distribuciones con las diferencias de tiempo para el arribo de las señales en los PMTs, quisiera describir brevemente la forma de reconstruir la dirección de un rayo cósmico a partir de la cascada de partículas producida por éste. Recordemos que el frente de partículas de manera aproximada puede ser descrito por un frente plano, ver sección 3.2.2 y figura 3.9. Este frente de partículas “plano” intercepta al plano triangular del arreglo de los tres tanques principales de HAWC. En el primer caso podemos tener que el frente de partículas provenga justo del cenit sobre el plano triangular del arreglo, es decir, paralelo a éste, como se muestra en la figura 6.18(a).

Tanque	Posición de los PMTs	Valor medio eje X	Valor medio eje Y	RMS eje X	RMS eje Y
Tanque 1 (T1)	Sumergido	32.76	736.9	37.03	933.7
Tanque 2 (T2)	Sumergido	37.02	891.6	41.69	1206
Tanque 3 (T3)	Sumergido	35.19	886.8	34.31	1015
Tanque 4 (T4)	Sumergido	30.97	1007	37.9	1164

Cuadro 6.8: Valor medio y ancho de las distribuciones correspondientes a las diferencias de tiempo contra la amplitud de cada pulso, esto para el arreglo A_2 .

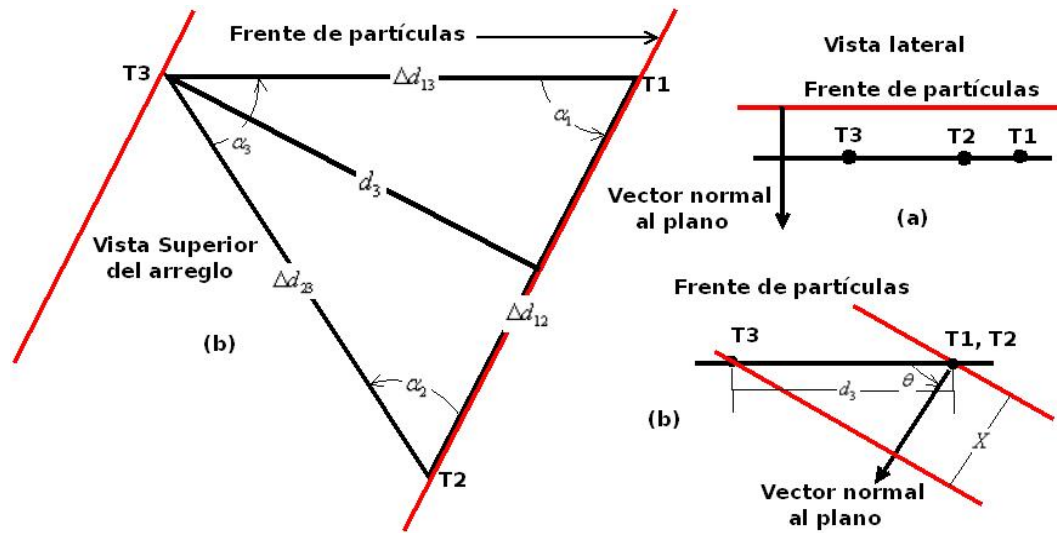


Figura 6.18: Reconstrucción de la dirección de un rayo cósmico a partir de su frente de partículas (primer caso). (a) Frente de partículas paralelo al plano del arreglo de los tres tanques del prototipo HAWC. (b) Frente de partículas paralelo a la línea que une a dos tanques.

O bien, que el plano intercepte dos tanques a la vez, como se muestra en la figura 6.18(b). Para el caso en el que el frente de partículas sea paralelo al plano del arreglo de los tres tanques, la diferencia de tiempos es nula o cero. En otras palabras, si Δt_{ij} denota la diferencia de tiempo que hay entre los tanques T_i y T_j , entonces para los tres tanques principales de HAWC, tenemos que $\Delta t_{12} = \Delta t_{13} = \Delta t_{23} = 0$; lo cual implica que el frente de partículas es paralelo al plano del arreglo de los tres tanques del prototipo. Para el caso en el que el frente de partículas sea paralelo a la línea que une a dos tanques, tenemos que $\Delta t_{12} = 0$ y que $\Delta t_{13} = \Delta t_{23}$. Podemos también tener que: $\Delta t_{13} = 0$ y $\Delta t_{12} = \Delta t_{32}$, o bien, $\Delta t_{23} = 0$ y $\Delta t_{21} = \Delta t_{31}$. Dentro de este caso el plano del frente de partículas puede ser perpendicular al plano del arreglo de los tres tanques. Sin embargo, el frente de partículas puede tener un ángulo θ de inclinación con respecto al plano

Par de tanques interceptados	Expresión para obtener la dirección del frente de partículas
Tanque 1-2 (T1, T2)	$\cos(\theta) = c\Delta t_{13}/\Delta d_{13} \sin(\alpha_1)$
Tanque 1-3 (T1, T3)	$\cos(\theta) = c\Delta t_{12}/\Delta d_{12} \sin(\alpha_1)$
Tanque 2-3 (T2, T3)	$\cos(\theta) = c\Delta t_{31}/\Delta d_{12} \sin(\alpha_2)$

Cuadro 6.9: Expresiones para calcular la dirección del rayo cósmico cuando su frente de partículas intercepta, según sea el caso, dos tanques a la vez. En este caso Δd_{ij} representa la distancia que hay entre los tanques T_i y T_j .

del arreglo triangular [ver figura 6.18(b)], y este es al ángulo que nos interesa para determinar la dirección del rayo cósmico. De esta última figura, podemos ver que:

$$\cos(\theta) = X/d_3, \quad (6.1)$$

pero $X = c\Delta t_{13}$, o bien $X = c\Delta t_{23}$ y $d_3 = \Delta d_{23} \sin(\alpha_2)$, o $d_3 = \Delta d_{13} \sin(\alpha_1)$. Donde Δd_{ij} representa la distancia que hay entre los tanques T_i y T_j , y c corresponde a la velocidad de la luz. Con estas expresiones la relación 6.1 queda expresada de la siguiente forma:

$$\cos(\theta) = c\Delta t_{13}/d_3 = c\Delta t_{13}/\Delta d_{23} \sin(\alpha_2). \quad (6.2)$$

La expresión matemática 6.2, nos permite obtener la dirección del rayo cósmico cuando intercepta dos tanques a la vez, en particular para los tanques $T1$ y $T2$. En la tabla 6.9 se resumen las expresiones para cada par de tanques interceptados por el frente de partículas¹.

NOTA: Observe que si el plano del frente de partículas es perpendicular al plano del arreglo de los tanques (cuando éste intercepta dos tanques a la vez), entonces $c\Delta t_{13} = d_3$, por lo que $\cos(\theta) = 1$, esto implica que la normal del plano es paralela al plano del arreglo triangular de los tres tanques, es decir, $\theta = 0^\circ$.

Para el segundo caso o caso general, tenemos que el frente de partículas intercepta a los tres tanques en distintos tiempos, es decir, $\Delta t_{12} \neq \Delta t_{13}$, $\Delta t_{12} \neq \Delta t_{23}$ y $\Delta t_{13} \neq \Delta t_{23}$. Como podemos apreciar en la figura 6.19 para un caso particular, el frente del chubasco de partículas intercepta primero al tanque 1, luego al tanque 2 y finalmente al tanque 3. Podemos deducir de esta figura que:

$$X = c\Delta t_{12} + c\Delta t_{23} = c\Delta t_{13}, \quad (6.3)$$

¹Para estos casos no se ha considerado el cuarto tanque $T4$, pues se puede obtener sin mayor problemas la dirección del rayo cósmico con medir tan solo las diferencias de tiempo del arribo del plano de la cascada, originado por el rayo cósmico, al interceptar los tres tanques principales del prototipo.

De donde vemos que el tiempo total del recorrido, para el frente de partículas, dependerá del primer y último tanque que sean interceptados por este chubasco. Para el caso de la figura 6.19, vemos que los tanques 1 y 3 son el primer y último tanque interceptados por el frente respectivamente, así pues, el tiempo total del recorrido para el frente corresponde al tiempo que tarda en pasar el frente de $T1$ a $T3$, es decir, Δt_{13} .

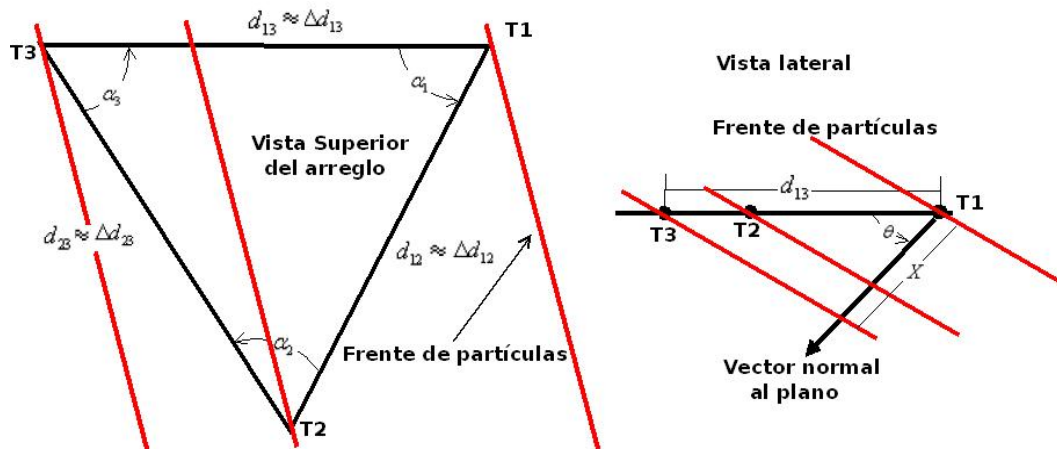


Figura 6.19: Reconstrucción de la dirección de un rayo cósmico a partir de su frente de partículas (segundo caso). En este caso tenemos que el frente de partículas intercepta a cada tanque en diferentes tiempos, en otras palabras, $\Delta t_{12} \neq \Delta t_{13}$, $\Delta t_{12} \neq \Delta t_{23}$ y $\Delta t_{13} \neq \Delta t_{23}$.

Ahora bien, para determinar la dirección del frente de partículas, de acuerdo a la figura 6.19, podemos emplear la siguiente expresión:

$$\cos(\theta) = X/d_{13}, \quad (6.4)$$

de donde d_{13} corresponde a la distancia recorrida del frente de partículas que va del tanque 1 al tanque 3. Esta distancia depende del ángulo de incidencia horizontal del frente de partículas al interceptar el primer tanque. Sin embargo, de manera aproximada esta distancia puede ser ajustada a la distancia que hay entre el primer tanque interceptado y el último, es decir, $d_{13} \approx \Delta d_{13}$. Así pues, sustituyendo esta expresión y la relación 6.3 en 6.4, obtenemos:

$$\cos(\theta) = c\Delta t_{13}/\Delta d_{13}. \quad (6.5)$$

La expresión anterior es válida solo cuando el frente de partículas intercepta al primer, segundo y tercer tanque o viceversa; pues la distancia recorrida siempre será del tanque 1 al tanque 3. Pero podemos tener que el frente plano de partículas intercepte el segundo, tercer y primer tanque o bien, el primer, tercer y segundo tanque, para ambos la distancia recorrida por el frente de partículas

Orden de intercepción por el frente de partículas para los tres tanques	Expresión para obtener la dirección del frente de partículas
$T1, T2$ y $T3$	
$T1, T2, T3$	$\cos(\theta) = c\Delta t_{13}/\Delta d_{13}$
$T3, T2, T1$	
$T2, T3, T1$	$\cos(\theta) = c\Delta t_{12}/\Delta d_{12}$
$T1, T3, T2$	
$T3, T1, T2$	$\cos(\theta) = c\Delta t_{23}/\Delta d_{23}$
$T2, T1, T3$	

Cuadro 6.10: Expresiones para calcular la dirección del rayo cósmico cuando su frente de partículas intercepta a cada tanque a tiempos distintos. En este caso Δd_{ij} representa la distancia que hay entre los tanques T_i y T_j y Δt_{ij} representa la diferencia de tiempos entre los tanques T_i y T_j .

es: Δd_{12} . También podemos tener que el plano de partículas intercepte primero al tanque 3, después al tanque 1 y finalmente tanque 2 o viceversa, de cualquier forma la distancia recorrida será de: Δd_{23} . La tabla 6.10 resume las tres fórmulas principales para el caso en el que el frente de partículas intercepta a cada tanque en tiempos distintos.

NOTA: Podemos ver de las expresiones mostradas en la tabla 6.10, que si el plano de las partículas es ortogonal al plano del arreglo triangular de los tanques, entonces $X = d_{ij}$, esto implica que $\cos(\theta) = 1$, lo que quiere decir que la normal del plano para el frente de partículas es paralelo al plano del arreglo triangular del prototipo, es decir, $\theta = 0^\circ$.

Un punto importante en recalcar es que el arreglo del prototipo está optimizado para conseguir la mejor resolución de tiempo en las señales producidas por el arribo de partículas en el interior de cada contenedor, en lugar de coleccionar la máxima cantidad de luz Cherenkov originada en ellos. Esto es debido a que los tanques en su interior no tienen una cubierta reflectora² que nos permita una mejor captación de luz Cherenkov por parte de los PMTs, todo lo contrario, las paredes internas del tanque absorben parte de la radiación Cherenkov, gracias a esto se obtienen señales mucho más rápidas pero con la desventaja de que éstas poseen una amplitud pequeña. Así pues, continuando con el análisis de las diferencias de tiempo, en la figura 6.20 se muestran los espectros de amplitud y las distribuciones para las diferencias de tiempo (Δt_{ij}), entre dos tanques (T_i y T_j) para el arreglo 1 (A_1).

En la gráfica **DT T1T3** de la figura 6.20, se muestra la distribución de las diferencias de tiempo del arribo de señales entre los tanques $T1$ y $T3$, tenemos

²Este era el objetivo de los conos Tyvec, no obstante su rigidez no fue la adecuada para soportar la presión originada por el agua por un lapso de tiempo amplio, una vez que fueron montados en el interior de los tanques.

también la distribución de diferencias de tiempo entre los tanques $T1$ y $T2$ en la gráfica **DT T1T2**, de manera semejante para los tanques $T1$ y $T4$ en la gráfica **DT T1T4** y finalmente la distribución de las diferencias de tiempo entre los tanques $T2$ y $T3$ en la gráfica **DT T2T3**, para un total de 76576-eventos.

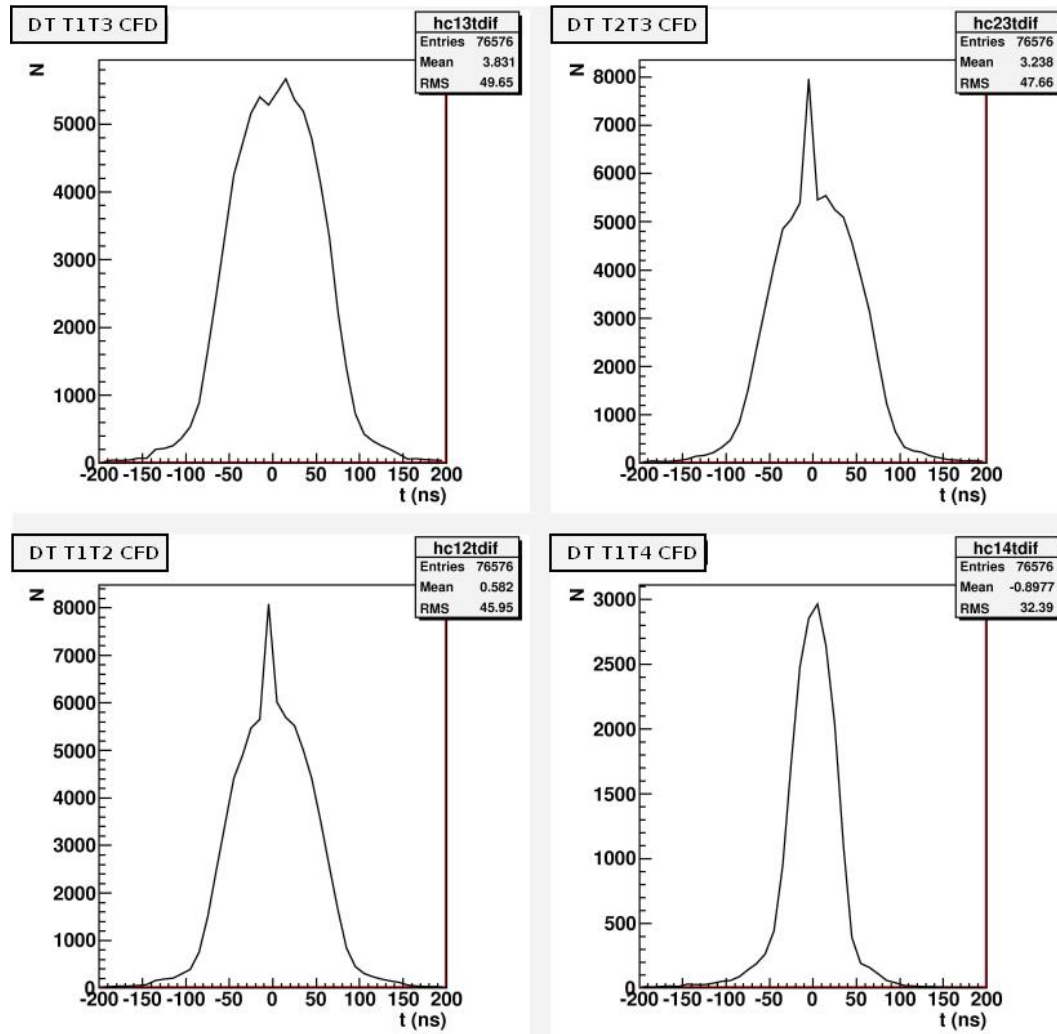


Figura 6.20: Distribución de las diferencias de tiempo para la llegada de una cascada de partículas en un par de tanques (T_i y T_j), correspondientes al arreglo A_1 .

Cada una de estas gráficas nos da una noción de la forma en que nos llegan los rayos cósmicos a nuestro detector. Recordemos del análisis anterior que con ayuda de las diferencias de tiempos, en cada par de tanques, podemos reconstruir la dirección del rayo cósmico. En efecto, en estas gráficas vemos una distribución casi simétrica, pues la distribución de rayos cósmicos es isotrópica sobre todo nuestro plano triangular (el arreglo del prototipo). No obstante, si notamos una

ligera asimetría en la distribución de nuestras diferencias de tiempo, esto se puede atribuir a que no nos llega la misma cantidad de partículas de un lado que de otro, es decir, existen cuerpos que obstruyen o absorben parte de la radiación cósmica secundaria originada por el rayo cósmico primario, impidiendo con ello, que nos llegue la misma cantidad de radiación a nuestro detector. Por ejemplo, podemos notar una ligera asimetría en la gráfica **DT T1T2** de la figura 6.20, esto es debido a la rampa de tierra que hay entre el tanque $T1$ y $T2$; además de que hay una piedra muy cercana la cabina de control donde se encuentra posicionado el tanque $T1$, ver figura 3.6. Esta ligera asimetría también se repite para la gráfica **DT T1T2** de la figura 6.21, que corresponde a las distribuciones de las diferencias de tiempo para el arreglo A_2 .

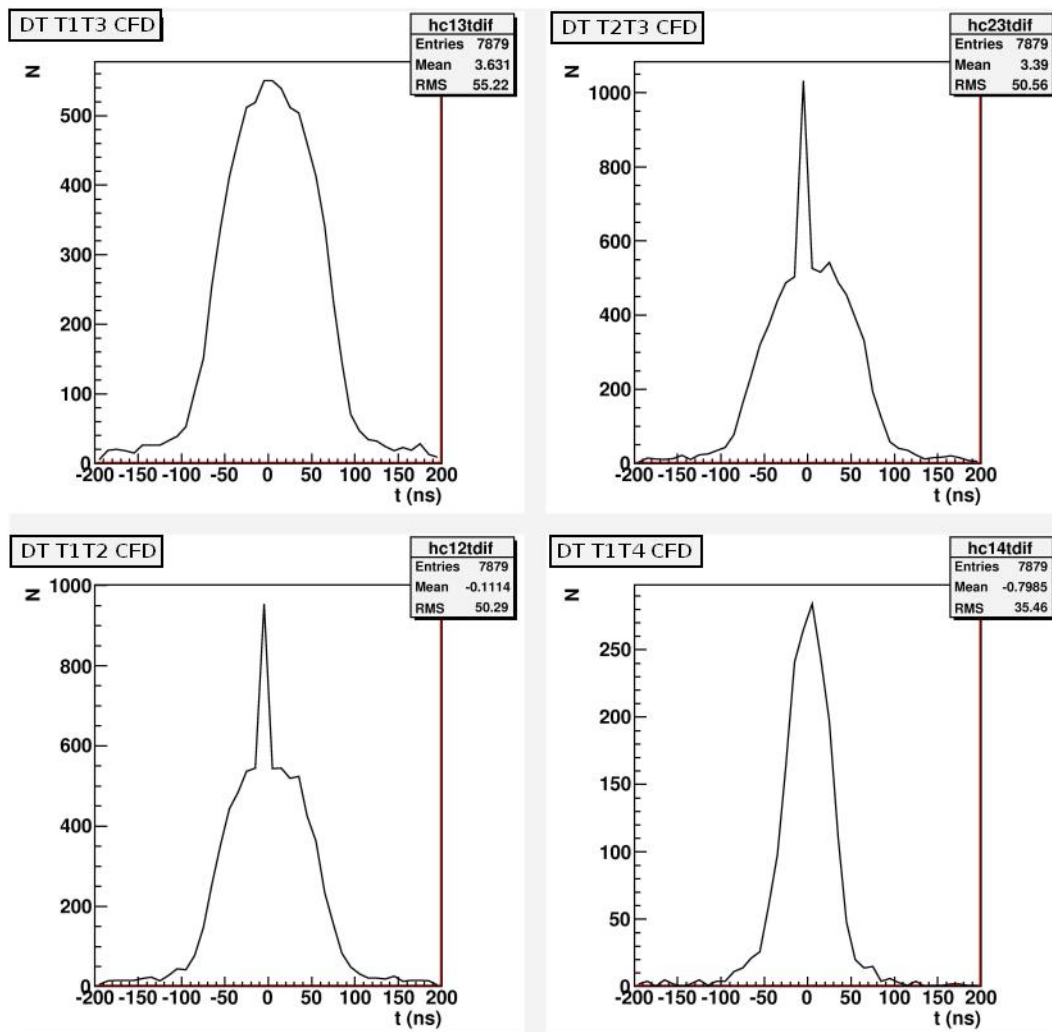


Figura 6.21: Distribución de las diferencias de tiempo para la llegada de una cascada de partículas en un par de tanques (T_i y T_j), correspondientes al arreglo A_2 .

Continuando con el análisis, podemos ver claramente dos picos muy angostos presentados en el cenit de las crestas para las gráficas **DT T1T2** y **DT T2T3**, de la figura 6.20. Este par de picos son debidos a nada menos que el problema del **CROSSTALK**. Incluso podemos verlo más notorio en las gráficas **DT T1T2** y **DT T2T3** de la figura 6.21, para las distribuciones de las diferencias de tiempo del arreglo A_2 . Bien ¿Qué es el CROSSTALK?, el **CROSSTALK** es un fenómeno que se presenta en los dispositivos electrónicos para sistemas de transmisión de señales, como el FAN IN/OUT, y esto ocurre cuando una señal transmitida por un circuito o canal crea un efecto no deseado en otro circuito o canal. En nuestro caso, llegaba haber señales de muy alta amplitud (muy energéticas) que llegan a saturar de información los canales de donde llega esta señal, esto provoca o da origen a que se produzcan señales en los canales contiguos (del canal 1 al canal 2, por ejemplo del sistema VME), aún cuando no se presente señal para dicho canal. Esto da origen a que nuestro sistema de adquisición de datos sea activado o se de un disparo cuando exista este tipo de coincidencia errónea, es decir, tomar señales que no corresponden a eventos deseados. En efecto, estas señales producen ruido en los canales continuos por ser señales muy energéticas.

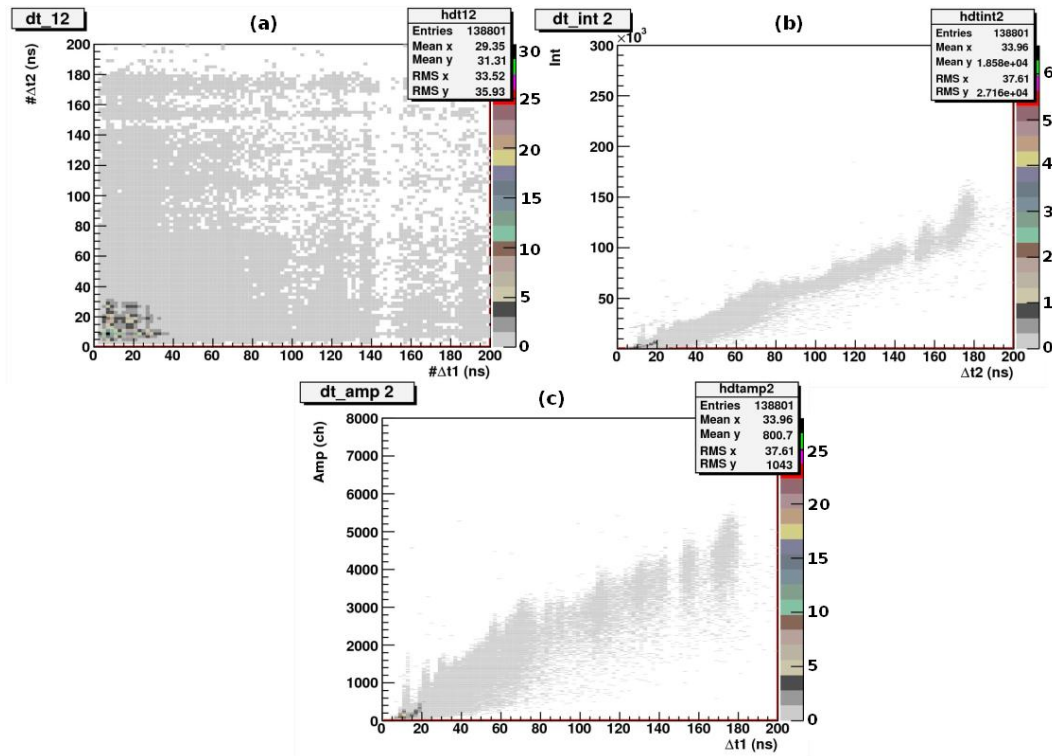


Figura 6.22: (a) Correlación entre las diferencias de tiempo para los tanques $T1$ y $T2$. (b) Correlación entre las diferencias tiempo con la integral de cada pulso para el tanque dos. (c) Correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso para $T2$.

Podríamos pensar que los huecos que se presentaron en las gráficas de las figuras 6.8, 6.9, 6.10, 6.15, 6.16 y 6.17, se deban a la cantidad de eventos analizados, es decir, entre menor es el número de eventos analizados mayor es el número de huecos que se presentan en estas distribuciones. Es cierto que el tener un número menor de eventos analizados nos produce gráficas con distribuciones discretas mayores, pero en nuestras distribuciones hay regiones específicas donde no se registran eventos. Por ejemplo, en la figura 6.22 se muestran las gráficas correspondientes a la correlación entre las diferencias de tiempo para los tanques $T1$ y $T2$ (inciso a), la correlación entre las diferencias tiempo con la integral de cada pulso para el tanque dos (inciso b) y, la correlación entre las diferencias de tiempo con la amplitud de cada pulso para $T2$ (inciso c), en el que se analizaron 138808-eventos para el arreglo A_2 . En otras palabras, tenemos una enorme cantidad de eventos analizados en comparación con las gráficas analizadas anteriormente, de donde podemos observar que incluso se presentan estos espacios carentes de eventos y que fueron originados, como se explicó anteriormente, por el crosstalk.

En la gráfica **dt 12** de la figura 6.22, hay un espacio horizontal sin eventos entre los 145 y los 150ns y un espacio vertical, sin eventos, entre los 145 y los 150ns; los mismos intervalos que se presentaron para las gráficas 6.8 y 6.15 correspondientes a la correlación entre las diferencias de tiempo entre dos tanques. Lo mismo podríamos decir, para los intervalos sin eventos registrados en las gráficas **dt Int 2** y **dt amp 2** de la figura 6.22, cuyos rangos van entre los 145 y 150ns. Sin embargo, una ventaja de estas últimas gráficas es que nos proporcionan una noción de la forma que poseen este tipo de distribuciones cuando se comparan varios parámetros de las señales registradas que fueron originadas por los chubascos de partículas.

Para futuras mediciones es necesario tomar en cuenta dispositivos electrónicos, en nuestro caso el FAN IN/OUT, que nos permitan registrar eventos que posean energías superiores a las que se han considerado actualmente para nuestra toma de datos, para evitar así la saturación de información en los canales, y con esto evitar el crosstalk.

A partir del tiempo de arribo del frente de partículas originada por el rayo cósmico primario, al pasar por los tres tanques, podemos reconstruir la dirección del rayo cósmico, lo cual correspondería a un solo evento. Así pues, con las diferencias de tiempo para cada evento, podemos reconstruir la dirección de los rayos cósmicos y obtener un mapa del cielo de rayos cósmicos primarios, esto con ayuda de las expresiones de la tabla 6.9 y tabla 6.10. Este mapa del cielo de rayos cósmicos se muestra en la figura 6.23, donde podemos notar una alta densidad de ellos en el cenit del arreglo del prototipo, sin embargo, hay una baja densidad de radiación sobre un costado de nuestro arreglo (cerca del tanque $T3$), debido a la relieve o cumbre donde se encuentra instalado el GTM, pues esta parte montañosa absorbe parte de la radiación cósmica secundaria.

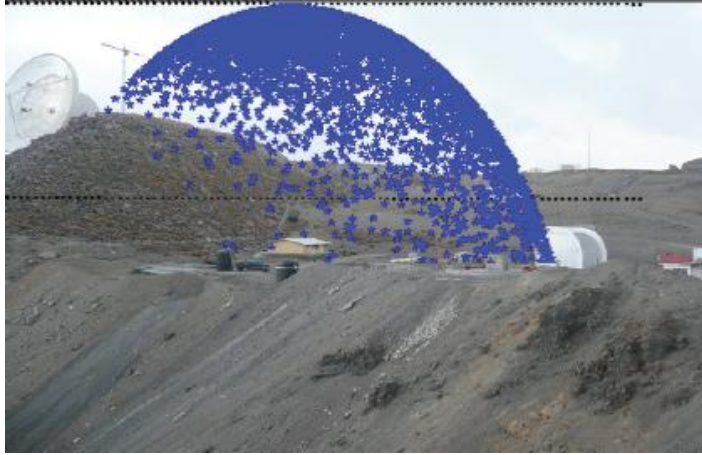


Figura 6.23: Mapa del cielo de rayos cósmicos vistos por los detectores Cherenkov de agua del primer prototipo HAWC.

Ahora el problema es poder distinguir si la partícula que origino el chubasco de partículas es un fotón o bien, un hadrón. Realmente fue imposible con el arreglo del primer prototipo llevar a cabo la discriminación entre una cascada hadrónica y una electromagnética, esto debido en primera instancia al número reducido de tanques y a su vez de PMTs, pues si nuestro número de tanques fuese mayor podríamos determinar el centro de nuestra cascada de partículas, al analizar en cada tanque la intensidad de radiación depositada en cada PMT y por ende con mayor precisión, determinar la dirección del rayo cósmico. Además, con este tipo de distribución energética, en cada tanque, podríamos determinar si la cascada fue originada por un fotón o por una partícula cargada, pues cada tipo de componente deja cierto patrón de distribución energética en el arreglo de tanques. Otro punto importante que no estuvo a nuestro favor fue la altura de los tanques, pues algunas señales luminosas, originadas por los muones, llegaban a producir señales en los PMTs flotadores, impidiendo con ello analizar los parámetros más importantes para aquellas señales originadas por electrones o positrones. Esto nos lleva a que es necesario tener tanques de mayor altura, pues como sabemos la componente electromagnética se atenúa con la profundidad, mientras que la señal hadrónica es más clara a mayor profundidad. Sin duda, esta será una de las metas importantes para el siguiente prototipo, analizar los parámetros más importantes de una señal producida por la componente electromagnética; pues ya se cuenta con los parámetros analizados para una señal originada por muones. Los tanques con los que actualmente se cuenta para el siguiente prototipo tienen una altura de 5m, esto nos va permitir analizar mejor las señales producidas por la componente electromagnética, además en el fondo de estos, se podrán instalar tres PMTs con lo cual se podrá analizar perfectamente la distribución energética del chubasco de partículas.

6.3. Conclusiones generales

De manera general hay tres aspectos importantes por concluir en este trabajo, el primero de ellos corresponde a la instalación del primer prototipo HAWC, lo cual nos ha permitido de manera muy particular examinar todos los aspectos logísticos que se presentaron durante la construcción de este experimento, por lo cual este trabajo se ha convertido en una guía que nos describe paso a paso el montaje experimental del prototipo HAWC. En otras palabras, esta tesis puede servir como una bitácora de consulta para los próximos montajes experimentales que encaminarán finalmente a la construcción del observatorio HAWC. Así pues, se concluye que se realizó satisfactoriamente la construcción del primer prototipo HAWC, el cual ha servido como base para hacer estudios de factibilidad, detalles del diseño y resolver los problemas logísticos relacionados con el sitio y su altitud; claro aprovechado la infraestructura del GTM. Se han resuelto la mayoría de los problemas logísticos, pero aún quedan algunos por solucionarse, como son: la obtención de agua para el llenado de los tanques del siguiente prototipo (VAMOS), el suministro de electricidad, pues actualmente se utilizan plantas energéticas de gasolina que son poco eficientes a esa altitud, la adquisición de nueva electrónica para satisfacer la demanda en la toma y análisis de datos, el internet para la transferencia de datos en tiempo real, los conos de Tyvec para una mejor captación de radiación Cherenkov por parte de los PMTs y finalmente, la calibración de todos los PMTs que se requieren para el segundo prototipo HAWC cuyo nombre clave es VAMOS. Este es el segundo aspecto del cual quiero concluir: la calibración de los PMTs.

Actualmente se está construyendo un nuevo robot que permita la calibración de un solo PMT en varios puntos de su fotocátodo en un tiempo reducido (aprox. 15min), he de mencionar que aunque se hizo la calibración de cuatro PMTs, la calibración de ellos no fue del todo completa, pues recordemos que la calibración se realizó en un solo punto del fotocátodo del PMT, su cenit. Sin embargo, el objetivo en esta tesis se ha cumplido, y fue el de mostrar el procedimiento para llevar a cabo la calibración de los PMTs, para los cuales se obtuvieron las curvas correspondientes al voltaje de ajuste en el polo de cada fotocátodo, mostrando algunos puntos principales a considerar como es el tiempo que se requiere para calibrar un PMT, el cual fue de 35 a 45min con la ayuda del primer robot. No obstante, para una calibración completa se requiere llevar a cabo la calibración en varios puntos sobre la superficie del fotocátodo del PMT y es aquí donde juega un papel importante el nuevo robot, pues éste debe ser capaz de calibrar 900PMTs en un tiempo no mayor a 15min para cada uno de ellos, además de que debe preservar la reproducibilidad de los datos tomados. Se ha propuesto un nuevo diseño del robot, cuyo esquema se muestra en la figura 5.71, el cual posee una mejor eficiencia para la toma de datos correspondientes a la calibración del PMT.

Por último concluimos que fue posible caracterizar las señales producidas por los muones en cada tanque, sin embargo, no se pudo discriminar la componente electromagnética de la componente hadrónica, por lo que nos fue imposible caracterizar las señales de la componente electromagnética. Debido en primera instancia al número reducido de tanques con los que se contó para el arreglo y debido también a la altura de éstos. Por otro lado, fue posible construir un mapa del cielo de rayos cósmicos con el detector del prototipo, lo cual pone a prueba la tecnología implementada y su correcto funcionamiento, a pesar de que se tuvo un problema durante la toma de datos, el problema del crosstalk. En efecto, se debe tomar en cuenta para futuras mediciones, y por tanto contar con dispositivos que no se saturen con señales que provengan de partículas muy energéticas, con esto sin duda evitaremos el problema del crosstalk.

Actualmente se está trabajando en la construcción del segundo prototipo HAWC, cuyo nombre clave es VAMOS. La instalación de los siete tanques de acero corrugado se ha realizado con éxito, esto en el sitio oficial de HAWC (parque nacional de sierra negra). Incluso uno de los tanques de acero ya ha sido llenado con agua suavizada y purificada, el siguiente paso es llenar los seis tanques restantes e instrumentar cada uno de ellos. Con este arreglo se pretende obtener un mapa del cielo, al igual que el primer prototipo, y ver si es posible lograr la discriminación entre una cascada hadrónica y una electromagnética, gracias a que estos cuentan con una mayor altura en comparación con la altura que poseen los primeros tanques del primer prototipo (una diferencia de 2m más), además de que cada tanque contará con tres PMTs sumergidos en el interior de estos, para obtener así una mejor resolución energética de la cascada.

Apéndice A

Partículas cargadas en un campo magnético

Cuando una partícula, por ejemplo, de carga positiva q se mueve con velocidad \mathbf{v} por un campo magnético \mathbf{B} experimenta una fuerza magnética deflectora \mathbf{F} dada por la siguiente expresión:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (\text{A.1})$$

Por otro lado, la fuerza magnética deflectora tiene dos propiedades que afectan a las trayectorias de las partículas cargadas: (1) no cambia la velocidad de las partículas, y (2) siempre actúa perpendicularmente a la velocidad de las partículas. Éstas son exactamente las características que necesitamos para que una partícula se mueva en círculo a velocidad constante. Puesto que \mathbf{B} es perpendicular a \mathbf{v} , la magnitud de la fuerza magnética puede escribirse como $|q|vB$, y la segunda ley de Newton da, con una aceleración centrípeta de v^2/r ,

$$|q|vB = m\frac{v^2}{r}, \quad (\text{A.2})$$

o bien

$$r = \frac{mv}{|q|B} = \frac{p}{|q|B}. \quad (\text{A.3})$$

Así, el radio de la trayectoria está determinado por el ímpetu p de las partículas, por su carga y por la intensidad del campo magnético [16]. Si contamos con un imán de alrededor de $2T$ podemos ver que el radio de curvatura (expresión A.3), para un muón cuya magnitud de carga es de $1.6 \times 10^{-19}C$ y momento de $1GeV/c$, es de $1.7m$. Como podemos notar se trata de un campo magnético enorme para apreciar apenas la curvatura de una partícula cósmica.

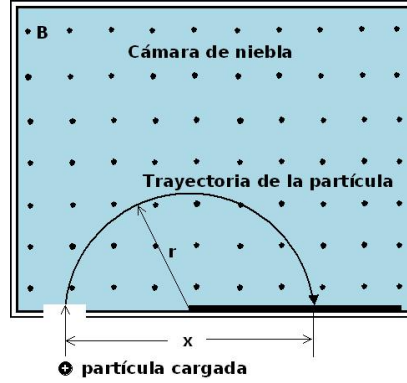


Figura A.1: Dispositivo para medir la masa de una partícula cargada que atraviesa una cámara de niebla expuesta a un campo magnético.

Cuando un ion o cualquier partícula cargada de masa m desconocida, con carga $+q$, y energía cinética K entra en una cámara sometida a un campo magnético \mathbf{B} , por ejemplo, una cámara de niebla, la partícula se moverá en un semicírculo chocando con una placa fotográfica a las distancia x de la rendija de entrada, ver figura A.1. En este caso la energía cinética (siempre que $v \ll c$), está dada por la expresión $K = p^2/2m$ y $x = 2r$, sustituyendo en la ecuación A.3, tenemos:

$$\frac{x}{2} = \frac{\sqrt{2Km}}{|q|B}, \quad (\text{A.4})$$

despejando m

$$m = \left(\frac{x|q|B}{2\sqrt{2K}} \right)^2 = \frac{|q|^2 B^2}{8K} x^2. \quad (\text{A.5})$$

Con este dispositivo podemos determinar la masa de cualquier partícula cargada o ion al conocer su energía cinética K , la distancia de la rendija de entrada a la placa fotográfica x , la magnitud del campo magnético B y la carga q . Como podemos notar el campo magnético terrestre puede influir en la operación de un PMT, pues éste es capaz de desviar los electrones de sus trayectorias óptimas en los dinodos, es por esa razón que es necesario realizar pruebas para determinar si la eficiencia de un PMT se ve afectada por el campo magnético terrestre, cuando está en funcionamiento.

Apéndice B

Cables coaxiales

Como se vio en la sección 5.2, independientemente del tipo de cable coaxial que estemos utilizando, la transmisión de las señales entre los distintos módulos que conforman ya sea a un NIM, un CAMAC o un VME, es realizada a través de estos cables. En este apéndice se describirán las propiedades físicas que poseen los cables coaxiales en general, pues su aplicación es fundamental para cualquier área de la física experimental. Los aspectos teóricos presentados en esta sección se obtuvieron de las siguientes fuentes [16] y [18].

La configuración geométrica de un cable coaxial consiste de dos conductores cilíndricos concéntricos separados por un material dieléctrico, en virtud a su configuración esto nos permite describirlos como si se tratase de un capacitor cilíndrico. En la figura B.1 se muestra, en sección transversal, un “capacitor cilíndrico” de longitud l formado por dos cilindros coaxiales de radios a y b .

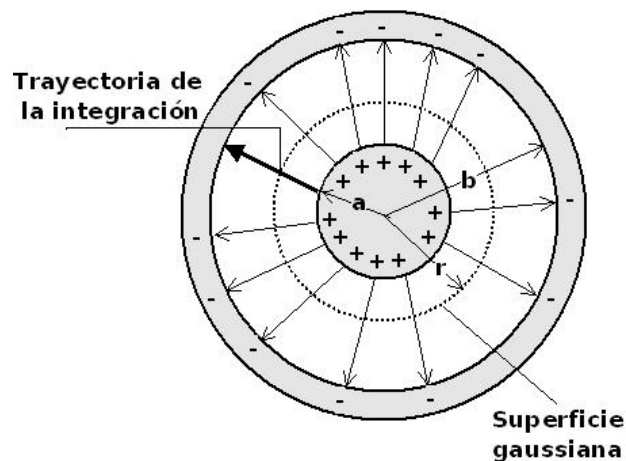


Figura B.1: Cable coaxial visto en sección transversal. Se ha trazado una superficie gaussiana (línea punteada) que encierra al conductor interno.

Supongamos que $l \gg b$ de modo que podemos despreciar la no uniformidad de las líneas del campo eléctrico que se presentan en los extremos de los cilindros. Aplicando la ley de Gauss $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = q/\epsilon$, a una superficie gaussiana cilíndrica de longitud l y radio r , cerrado en los extremos por tapas. Vemos que en las dos tapas el campo eléctrico y la superficie de área son perpendiculares, por lo que $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = 0$, para las tapas. Sin embargo, la superficie cilíndrica tiene 0° con respecto al campo eléctrico, es decir, $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = EA$; por lo que

$$EA = E(2\pi rl) = \frac{q}{\epsilon}, \quad (\text{B.1})$$

donde $2\pi rl$ es el área de la parte curvada de la superficie gaussiana y ϵ la permitividad del dieléctrico; despejando a E obtenemos

$$E = \frac{q}{2\pi\epsilon lr}. \quad (\text{B.2})$$

Pero la diferencia de potencial viene dada por la expresión $V = \int E dr$, sustituyendo la expresión B.2 en la integral anterior y evaluando de a hasta b tenemos

$$V = \frac{q}{2\pi\epsilon l} \int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (\text{B.3})$$

Recordemos que en este caso, al cable coaxial lo estamos considerando como un capacitor, por lo que su capacitancia está dada por la expresión $C = q/V$, sustituyendo el resultado B.3 en la capacitancia, obtenemos una relación de la siguiente forma

$$C = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln(b/a)}. \quad (\text{B.4})$$

La expresión B.4 la podemos escribir de la siguiente forma

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}, \quad (\text{B.5})$$

que corresponde a la capacitancia por unidad de longitud, con esto se demuestra la relación 5.21. Ahora a partir de la figura B.2 y con la ayuda de la ley de Ampère $\oint \mathbf{B} \cdot ds = \mu i$, podemos calcular el campo magnético que hay entre estos dos conductores a una distancia r del conductor central, dado que \mathbf{B} y ds son paralelos, entonces tenemos

$$\oint \mathbf{B} \cdot ds = \oint B ds = B(2\pi r) = \mu i, \quad (\text{B.6})$$

despejando el campo magnético, obtenemos

$$B = \frac{\mu i}{2\pi r}. \quad (\text{B.7})$$

Donde i es la corriente del conductor central y μ la constante de permeabilidad para el dieléctrico. Ahora para calcular el flujo magnético que encierra al conductor central (siendo el flujo perpendicular a \mathbf{B}), consideremos que éste se encuentra dentro de una caja rectangular de longitud l y ancho $b - a$, aplicando ley de Faraday obtenemos un flujo de la siguiente forma,

$$\Phi_B = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = \int B dA = \int_a^b \int_0^l B dr dz, \quad (\text{B.8})$$

sustituyendo el campo magnético (B.7), en la ley de Faraday (B.8) obtenemos

$$\Phi_B = \int_a^b \int_0^l B dr dz = \int_a^b \int_0^l \frac{\mu i}{2\pi r} dr dz = \frac{\mu i l}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (\text{B.9})$$

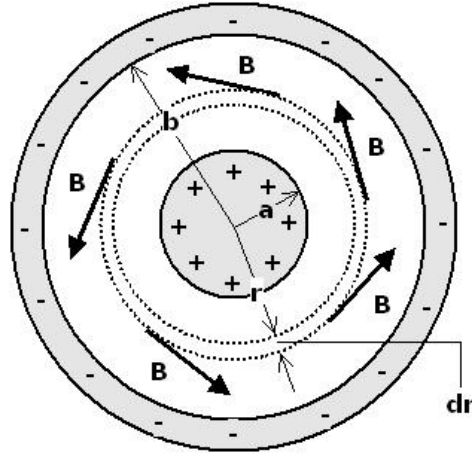


Figura B.2: Sección transversal de un cable coaxial, que porta corrientes estacionarias iguales pero opuestas en sus conductores interno y externo. Las líneas \mathbf{B} forman círculos en la región situada entre los conductores.

A partir del flujo magnético B.9, podemos calcular la inductancia en el cable coaxial, con ayuda de la siguiente relación $\Phi_B = iL$, es decir,

$$L = \frac{\Phi_B}{i} = \frac{\mu l}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (\text{B.10})$$

La expresión B.10 la podemos escribir de la siguiente forma

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right), \quad (\text{B.11})$$

que corresponde a la inductancia por unidad de longitud, con esto se demuestra la relación 5.20. De las expresiones anteriores μ y ϵ corresponden a la permeabilidad y a la permitividad del dieléctrico, pero ambas constantes están relacionadas de la siguiente forma $K_e = \epsilon/\epsilon_0$ y $K_m = \mu/\mu_0$, siendo μ_0 la permeabilidad en el

vacío y ϵ_0 la permitividad en el vacío, así pues sustituyendo estas expresiones en B.5 y B.11 obtenemos

$$L = 0.2K_m \ln\left(\frac{b}{a}\right) [\mu H/m], \quad (\text{B.12})$$

y

$$C = \frac{55.6K_e}{\ln(b/a)} [pF/m]. \quad (\text{B.13})$$

Ahora vamos a derivar una ecuación para el voltaje V , y la corriente I , en el cable coaxial. Consideremos un pequeño cable de longitud unitaria Δz , la diferencia de voltaje y corriente, a través de una pequeña distancia, es

$$\Delta V(z, t) = -R\Delta z I(z, t) - L\Delta z \frac{\partial I(z, t)}{\partial t} \quad (\text{B.14})$$

$$\Delta I(z, t) = -G\Delta z V(z, t) - C\Delta z \frac{\partial V(z, t)}{\partial t}.$$

Donde R es la resistencia del conductor central y $1/G$ equivale a la resistencia del cable coaxial en general. Dividiendo B.14 por Δz y tomando el límite $\Delta z \rightarrow 0$, encontramos las siguientes ecuaciones diferenciales

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -RI - L\frac{\partial I}{\partial t} \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -GV - C\frac{\partial V}{\partial t}.$$

Derivando con respecto a z y t , y sustituyendo, obtenemos las siguientes ecuaciones desacopladas

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + (LG + RC)\frac{\partial V}{\partial t} + RGV \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = LC\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} + (LG + RC)\frac{\partial I}{\partial t} + RGI.$$

Las ecuaciones obtenidas anteriormente (B.16), son las ecuaciones generales de onda para un cable coaxial. Si consideramos el caso ideal para el cual R y G son cero (es decir, un cable coaxial sin pérdidas). Las ecuaciones en B.16, se reducen a las siguientes

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = LC\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} = LC\frac{\partial^2 I}{\partial t^2}.$$

Por comodidad trabajaremos con la primera de ellas, supongamos ahora un voltaje simple sinusoidal que alimenta al cable coaxial, dado por $V = V(z)e^{i\omega t}$, sustituyendo en B.17, encontramos

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\omega^2 LC V = -k^2 V, \quad (\text{B.18})$$

donde hemos hecho $k^2 = \omega^2 LC$. Las soluciones espaciales son entonces de la forma $V(z) = V_1 e^{-kz} + V_2 e^{kz}$, lo cual nos lleva a la solución general

$$V(z, t) = V_1 e^{i(\omega t - kz)} + V_2 e^{i(\omega t + kz)}. \quad (\text{B.19})$$

La ecuación B.19 representa dos ondas, una viajando en dirección del eje positivo z , y la otra en dirección opuesta $-z$. Esta segunda onda corresponde a una reflexión y su presencia o ausencia depende de las condiciones de frontera para el tipo de cable que se emplea. Sin duda, las reflexiones juegan un papel importante para las señales de transmisión, ya que ellas pueden distorsionar la forma de la señal original.

Examinando la ecuación B.19, vemos que la cantidad k corresponde al número de onda y la velocidad de propagación es

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (\text{B.20})$$

Mientras que el cable posea una sección transversal constante, el producto LC , es de hecho, independiente de la longitud y $LC = \mu\epsilon$ donde μ y ϵ son la permeabilidad y permitividad del dieléctrico. Por lo tanto, para un cable cuyo dieléctrico sea el vacío, la velocidad de propagación es igual a $1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = c$, la velocidad de la luz en el vacío.

Muy frecuentemente, la velocidad de propagación para la señal, se expresa como su inverso, es decir, el tiempo de propagación por unidad de longitud

$$T = v^{-1} = \sqrt{LC}. \quad (\text{B.21})$$

Esta cantidad es conocida como el retraso del cable coaxial, y es típicamente del orden de $5\text{ns}/\text{m}$ para un cable coaxial estándar de 50Ω . Otra propiedad importante para un cable de transmisión es su *impedancia característica*. Ésta se define como la razón entre el voltaje y la corriente, (incluyendo la relación de fase), es decir

$$Z_o = \frac{V}{I}, \quad (\text{B.22})$$

a partir de la ecuación B.15 y de la ecuación B.19, se puede mostrar que

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (\text{B.23})$$

para un cable sin pérdidas. Ahora a partir de las ecuaciones B.12 y B.13, podemos mostrar de manera explícita que la impedancia para un cable coaxial está dada por la siguiente expresión

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} = 60\sqrt{\frac{K_m}{K_e}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) [\Omega], \quad (\text{B.24})$$

donde a y b son el radio interno y externo de los dos conductores que conforman a un cable coaxial, ver figura B.1. K_m y K_e son la permeabilidad y permitividad relativa del dieléctrico. En la actualidad, un cable coaxial estándar empleado para señales rápidas tiene una impedancia característica de 50Ω .

Otra característica importante de los cables coaxiales son sus pérdidas, las pérdidas en la transmisión de una señal se deben principalmente a las elevadas resistencias que presentan los conductores. Además, algunas pérdidas pueden ser también resultado de la radiación electromagnética; sin embargo, estos efectos son pequeños, especialmente en cables coaxiales que poseen blindajes. Analizando la primera ecuación B.16, podemos ver que efectos tienen R y G sobre una señal de propagación, supongamos de nuevo que alimentamos a un cable con una señal sinusoidal de la forma, $V = V(z)e^{i\omega t}$. Sustituyendo en B.16 obtenemos

$$\frac{d^2V}{dz^2} = (R + i\omega L)(G + i\omega C)V = \gamma^2 V, \quad (\text{B.25})$$

donde el número complejo, γ ,

$$\gamma = \alpha + ik = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}, \quad (\text{B.26})$$

es conocido como la constante de propagación. La solución general es entonces

$$V(z, t) = V_1 e^{-\alpha z} e^{i(\omega t - kz)} + V_2 e^{\alpha z} e^{i(\omega t + kz)}, \quad (\text{B.27})$$

la cual representa dos ondas propagándose, sin embargo, a diferencia de la ecuación B.19, la ecuación B.27 está modificada esta vez por un factor exponencial ($e^{\pm\alpha z}$). Considerar los valores de R y G , nos lleva a una señal atenuada de forma exponencial que depende de la distancia a una tasa dada por α . Así pues para cables muy largos, varias decenas de metros, las pérdidas en la señal llegan a ser un problema.

Por otro lado, pasamos por alto un factor muy importante, y es la dependencia de α y $v = dk/d\omega$ en ω . Esto implica una atenuación diferencial de las componentes de frecuencia lo cual nos lleva a una dispersión en los paquetes del pulso. La dependencia de la frecuencia puede ser de dos maneras: (1) explícitamente de la ecuación B.26 (2) o del hecho de que R y G varían con la frecuencia¹. La primera es más significativa a frecuencias bajas ($< 10' skHz$) donde R y G son esencialmente constantes. Evaluando α y k explícitamente de B.26 obtenemos las siguientes expresiones

$$\begin{aligned} \alpha^2 &= \frac{1}{2}[(RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)}], \\ k^2 &= \frac{1}{2}[-(RG - \omega^2 LC) + \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)}]. \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

¹ R por los efectos de la superficie del conductor y G vía las altas frecuencias que se fugan a través del dieléctrico.

Para valores altos de ω tal que $R/\omega L \ll 1$ y $G/\omega C \ll 1$, entonces α y k pueden ser aproximados por

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(R\sqrt{\frac{C}{L}} + G\sqrt{\frac{L}{C}} \right), \quad (\text{B.29})$$

$$k \simeq \omega\sqrt{LC}.$$

La velocidad de propagación para la señal es de $v \simeq 1/\sqrt{LC}$ como en el caso de un cable ideal, y la atenuación constante es aproximadamente independiente de ω . Para los cables coaxiales la región de la alta frecuencia empieza al rededor de los $\omega \simeq 100kHz$.

No obstante, en y por encima de estas frecuencias, R comienza a variar con ω , a través del efecto conocido como *skin*. De hecho, a medida que aumenta ω , la corriente en los conductores se limitan más y más a capas delgadas cercanas a la superficie del conductor. Por ende, el área efectiva de la sección transversal del conductor se reduce así y por tanto su resistencia aumenta. Para un cable coaxial, esto nos resulta una resistencia por unidad de longitud que varía aproximadamente como la raíz cuadrada de la frecuencia e inversamente proporcional al radio interno y externo, es decir,

$$R(\omega) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \Omega \text{ por unidad de longitud}, \quad (\text{B.30})$$

donde σ es la conductividad, μ la permeabilidad, a y b corresponden al radio interno y externo del cable. Para el cobre, esto llega a ser de manera aproximada

$$R(f) = 4.17 \times 10^{-8} \sqrt{f} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \Omega \text{ por unidad de longitud}, \quad (\text{B.31})$$

donde $f = \omega/2\pi$. Por ejemplo, consideremos el cable coaxial *RG-58C/U* con $b = 0.25cm$, encontramos que R varía de forma aproximada $\simeq 2.4 \times 10^{-2} \Omega/m$ a $100kHz$ a $\simeq 2.4 \Omega/m$ a $1GHz$.

A altas frecuencias, también hay fugas a través del dieléctrico. Para materiales como el polietileno o el teflón, estas siguen siendo pequeñas hasta varios cientos de *MHz*. Pero debido a su dependencia lineal con ω , rápidamente se alcanza el efecto *skin* y llega a ser dominante en y por encima de $1GHz$. Teniendo en cuenta ambos efectos, la dependencia de α con las altas frecuencias se puede escribir como

$$\alpha(f) = c_1 \sqrt{f} + c_2 f, \quad (\text{B.32})$$

donde $f = \omega/2\pi$ y c_1 y c_2 son constantes. Se pueden encontrar diferentes valores para α , esto dependiendo del tipo de cable y con la frecuencia con la que se desea trabajar.

Para un cable con pérdidas, es decir, R y G diferentes de cero, la impedancia característica Z_o , se puede expresar como

$$Z_o = \frac{V}{I} = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}. \quad (\text{B.33})$$

Si ignoramos los efectos de G , podemos aproximar la expresión B.33 de la siguiente forma:

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 + \frac{R}{i\omega L}\right)^{1/2} \simeq \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 + \frac{R}{2i\omega L}\right). \quad (\text{B.34})$$

Como un circuito elemental, el cable coaxial se comporta como una resistencia de $R' = \sqrt{L/C}$ en serie con un capacitor de capacitancia $C' = 2\sqrt{LC}/R$. Sin embargo, en las frecuencias altas, la impedancia característica se reduce de forma aproximada a la expresión B.24.

Lista de símbolos y abreviaciones

Abreviación	Descripción	Definición
ADC	Analog to Digital Converters	página 141
AGN	Active Galactic Nucleus	página 28
ARGO-YBJ	Astrophysical Radiation Ground-based Observatory	página 42
BATSE	Burst Transient Source Experiment	página 31
CAMAC	Computer Automated Measurement And Control	página 138
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory	página 30
COMPTEL	Telescopio de imagen Compton	página 32
COS-B	The COS-B Satellite	página 23
DAC	Digital to Analog Converters	página 141
DCA	Detector Cherenkov de Agua	página 123
EAS	Extensive Air Shower	página 86
EGRET	Energetic Gamma Ray Experiment Telescope	página 34
ES	Electromagnetic Shower	página 91
ESONE	European Standards on Nuclear Electronics	página 139
GLAST	Gamma Ray Large Area Space Telescope	página 37
GRBs	Gamma Ray Bursts	página 29
HAWC	High Altitude Water Cherenkov	página 47
HEGRA	High Energy Gamma Ray Astronomy	página 39
HESS	High Energy Stereoscopic System	página 40
INTEGRAL	INTERNATIONAL Gamma Ray Astrophysics Laboratory	página 35
MAGIC	Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope	página 41
MILAGRO	Observatorio MILAGRO	página 44
NASA	National Aeronautics and Space Administration	página 30
NIM	Nuclear Instrumental Module	página 133
OSO-3	The Third Orbiting Solar Observatory	página 22

Abreviación	Descripción	Definición
OSSE	Oriented Scintillation Spectrometer	página 32
PMT	Photomultiplier tubes	página 110
QCD	Cromodinámica Cuántica	página 71
QDC	Charge to Digital Converter	página 141
SNR	Supernova Remnant	página 27
TAC	Time to Amplitude Converters	página 142
TDC	Time to Digital Converter	página 142
Tibet AS- γ	Experimento del Tibet AS- γ	página 43
VELA-5B	The Vela-5B Satellite	página 22
VME	Versa Module Europa	página 143

Bibliografía

- [1] Electronic systems engineering (FERMILAB COMPUTING DIVISION). http://cdorg.fnal.gov/ese/prep/pool_catalog.html. [citado en pág. 133, 139, 143]
- [2] Manual del fotomultiplicador hamamatsu R5912. http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E05.pdf. [citado en pág. 117]
- [3] Observatorios de la NASA. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/observatories.html>. [citado en pág. 22, 30]
- [4] Página del telescopio cherenkov atmosférico HESS. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.shtml>. [citado en pág. 41]
- [5] Página del telescopio cherenkov atmosférico MAGIC. <http://magic.mppmu.mpg.de/>. [citado en pág. 41]
- [6] Página del telescopio espacial de rayos gamma fermi. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>. [citado en pág. 37]
- [7] Página oficial del experimento ARGO-YBJ. <http://argo.na.infn.it/>. [citado en pág. 42]
- [8] Página oficial del experimento HAWC. <http://hawc.umd.edu>. [citado en pág. 48, 50]
- [9] Página oficial del observatorio MILAGRO. <http://umdgrb.umd.edu/cosmic/milagro.html>. [citado en pág. 45]
- [10] Página oficial del observatorio Tibet AS- γ . <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/index.html>. [citado en pág. 43]
- [11] Página oficial del satélite INTEGRAL. <http://www.isdc.unige.ch/integral/>. [citado en pág. 35]
- [12] R Alfaro et al., editors. *A robot to characterize the photocathode response of the HAWC 8" photomultipliers*, 2009. [citado en pág. 174, 176]
- [13] Marcelo Alonso and Edward J. Finn. *Física. Fundamentos cuánticos y estadísticos*, volume Vol. III. Addison-Wesley Iberoamericana, México, primera edición edition, 1987. [citado en pág. 68, 77, 78, 79, 85, 100, 106, 118]

- [14] Alonso Alberto Carramiñana. *Propuesta Proyecto Conacyt (protocolo 55155a): Un observatorio de rayos gamma de gran altura*. Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, 2007. [citado en pág. 52]
- [15] María Magdalena González, Rubén Alfaro, Ernesto Belmont Moreno, Varlen Grab-ski, Arnulfo Martínez Dávalos, Arturo Menchaca Rocha, Andrés Sandoval, et al. Hawc: un nuevo observatorio de rayos gamma en México. *Revista Digital Universitaria UNAM*, 10(10), Octubre 2009. http://www.revista.unam.mx/index_oct09.htm. [citado en pág. 49, 50]
- [16] David Halliday, Robert Resnick, and Kenneth S. Krane. *Física*, volume II. CECOSA, México, tercera edición en español edition, 1999. [citado en pág. 70, 72, 74, 219, 221]
- [17] L. D. Landau and Lifshitz E. M. *Electrodinámica de los medios continuos*. Reverté, primera edición edition, 1981. [citado en pág. 83]
- [18] William R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer-Verlag, Germany, second edition, 1994. [citado en pág. 100, 110, 115, 116, 118, 120, 131, 133, 139, 142, 146, 221]
- [19] Dra. Rosa María Méndez. *Partículas elementales y las interacciones básicas*. Facultad de ciencias, UNAM, 2002. [citado en pág. 71]
- [20] Javier A. Otaola and José F. Valdés Galicia. *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. Fondo de cultura económica, México, D.F, segunda reimpresión edition, 1995. [citado en pág. 11, 12, 13, 14, 17, 25]
- [21] M. V. S. Rao and B. V. Sreekantan. *Extensive air showers*. World Scientific, 1998. [citado en pág. 87, 91, 93, 94]
- [22] Alejandro Roman Vásquez. *Construcción y caracterización de un detector Cherenkov de agua para discriminación de cascadas hadrónicas y electromagnéticas*. Facultad de ciencias. UNAM, 2009. [citado en pág. 58, 116]
- [23] Weekes C. Trevor. *Very High Energy Gamma Ray Astronomy*. IOP, United Kingdom, 2003. [citado en pág. 22, 39]
- [24] Mariana Vargas Magaña. *Construcción y caracterización de un detector agua Cherenkov, para estimar el ruido de fondo para el experimento HAWC*. Facultad de ciencias. UNAM, 2007. [citado en pág. 164]