



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

Instituto de Física

Gravitación, Astrofísica y Cosmología

Estudio de muones para separación Gamma/Hadrón en el observatorio HAWC

Tesis que para optar por el grado de:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

presenta:

Ariel Zuñiga Reyes

Tutor:

Dr. Andrés Sandoval Espinosa

Instituto de Física

Junio, 2017

Ciudad de México



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.

“La sabiduría suprema es tener sueños bastante grandes para no perderlos de vista mientras se persiguen.”

William Faulkner. Escritor estadounidense (1897-1962).

Dedicado a:

A mis padres y hermano

Agradecimientos

Los agradecimientos y la gente para agradecer van aquí ...

Declaración de Autoría

Yo, Ariel Zuñiga Reyes, declaro que esta tesis titulada, “Estudio de muones para separación Gamma/Hadrón en el observatorio HAWC” es un trabajo de mi autoría. Permito que el Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México lo utilice como estime pertinente.

Firma:

Fecha:

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Instituto de Física
Departamento de Física Experimental

Resumen

por Ariel Zuñiga Reyes

El observatorio HAWC es una instalación dedicada principalmente a la detección de rayos gammas en el rango de las muy altas energías. Experimentos como este tienen que enfrentar muchas señales indeseadas provocadas por hadrones. Con la intención de reducir tal ruido hadrónico y basado en el distinto contenido muónico que presentan las cascadas inducidas por rayos gamma y por hadrones, se desarrolló esta tesis. Alrededor de 5 ns es la señal característica creada por los muones utilizando diferencias de tiempo entre tubos fotomultiplicadores. En cada tanque de HAWC con multiplicidad 4, se crea una esfera temporal con radio específico. Las esferas cuyo radio sea mayor que 7 ns (radio de una esfera de corte) son considerados como candidatos a muón. Fue implementada una nueva variable (MUDECIDER) que cuenta el número de candidatos a muón por cascada y corresponden los valores elevados a eventos hadrónicos. MUDECIDER tiene mayores valores si aumenta el tamaño de las cascadas, llegándose a registrar los máximos entre 200 y 230 candidatos. Utilizando la nueva variable, se logró un ligero aumento de la significancia (3.5 %) al visualizar un mapa de la Nebulosa de Cangrejo. Como aspecto complementario y útil para este trabajo, se analizó la frecuencia de multiplicidades y *afterpulses*. Las multiplicidades 4 se incrementan para grandes cascadas, pero estas no ocurren a menudo; y por otra parte, aproximadamente un 10 % de los eventos tienen *afterpulses* y el detector central de los tanques es el más reincidente.

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Instituto de Física

Departamento de Física Experimental

Abstract

by Ariel Zuñiga Reyes

The High-Altitude Water Cherenkov (HAWC) observatory is a ground-based array designed to study mainly gamma-rays in the domain of very high energies. Experiments with this purpose have to face a huge rate of undesired hadronic background. This thesis aim reducing such noise motivated by the fact that muon content is quite different in gamma-induced (poor in muons) and hadronic-induced (rich in muons) air-showers. Muons were analyzed through time differences between photomultiplier tubes and was corroborated that they typically produce a characteristic time difference around 5 ns. Every water Cherenkov detector with mutiplicity 4 in HAWC, set a time sphere with specific radius. The spheres with radius greater than 7 ns (radius of a cutting sphere) are considered muon candidates. Therefore, was implemented a new discrimination parameter (MUDECIDER) that count the overall number of muon candidates per air-shower and the higher values correspond to hadronic-initiated events. MUDECIDER increase its values with the size of showers and the maximun observed range between 200 - 230 candidates. As a complementary aspect relevant to this reserch was studied shower´s multiplicity, and afterpulses phenomenon. The frecuency of events with multiplicity 4 is incremented with big-size showers; on the other hand, afterpulses are present in around 10% of showers and the central detector is the most recidivist.

ÍNDICE GENERAL

Índice general	VII
Índice de Figuras	IX
Índice de Tablas	XI
Abreviaturas	XII
Introducción	1
Problema Científico	3
Objeto de estudio	3
Hipótesis	3
Objetivo General	3
Objetivos Específicos	3
1. Rayos Gamma: La luz más energética del Universo	4
1.1. Astronomía de Rayos Gamma	4
1.1.1. Procesos radiativos que originan rayos gamma	5
1.1.2. Detección de rayos gamma	9
1.2. Rayos Cósmicos	13
1.2.1. Rayos Cósmicos Primarios	14
1.2.1.1. Composición	14
1.2.1.2. Espectro de energía	15
1.2.2. Cascadas Atmosféricas	17
1.2.2.1. Cascadas originadas por Hadrones	20
1.2.2.2. Cascadas originadas por Rayos Gamma	21
1.2.3. Muones atmosféricos	22
1.2.3.1. Mecanismo de pérdida energética de los muones	23
1.3. Separación Gamma-Hadrón (G/H)	25
1.3.1. Medición del poder de separación	26
2. Materiales y métodos	28
2.1. Fundamentos teóricos de la Radiación Cherenkov	28
2.2. EL Observatorio HAWC	32
2.2.1. Detectores de Cherenkov en Agua	33
2.2.2. Tubos Fotomultiplicadores (PMTs)	35
2.2.2.1. Corrientes oscuras manifestadas en los PMTs	37
2.2.3. Procesamiento de señal	38
2.2.4. Software de HAWC	39
2.2.4.1. Simulación y reconstrucción de las cascadas	40
2.2.5. Formato de los datos	41
2.3. Estrategias para selección de rayos gamma en HAWC	43

2.4. ROOT framework	44
3. Resultados y Discusión	45
3.1. Identificación de muones en HAWC	45
3.1.1. Selección de candidatos a muones	49
3.1.1.1. Comparación de datos seleccionados con simulaciones	49
3.2. Análisis en datos de cascadas	51
3.3. Definición de la variable MUDECIDER	55
3.4. Implementación de MUDECIDER en el <i>software</i> de HAWC	57
3.4.1. Resultados de la variable	58
3.4.1.1. Mapa de significancia	60
Conclusiones y Recomendaciones	62
Conclusiones	62
Recomendaciones	63
Referencias Bibliográficas	64
Anexos	68
Código de implementación de MUDECIDER	69
Eficiencia cuántica de los PMTs de HAWC	73

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Bandas de estudio de los rayos gamma [3].	5
1.2. Radiación de sincrotrón producida por un electrón deflectado en un campo magnético.	6
1.3. Radiación bremsstrahlung.	6
1.4. Dispersión Compton inversa.	7
1.5. Decaimiento del pión neutro produciendo dos fotones.	8
1.6. Aniquilación de materia y antimateria produciendo fotones.	9
1.7. Esquema del telescopio espacial Fermi.	10
1.8. Observatorio de rayos gamma MAGIC, localizado en Las Palmas, Islas Canarias.	11
1.9. Observatorio MILAGRO. Los puntos rojos en la imagen derecha indican los lugares donde se colocaron los tanques <i>outriggers</i>	13
1.10. a) Flujo de núcleos de la radiación cósmica primaria medida por diferentes experimentos en función de la energía [14]. b) Comparación de la abundancia de elementos químicos en los CRs y el sistema solar [1].	15
1.11. Flujo de rayos cósmicos primarios en función de su energía, medido por diferentes experimentos.	16
1.12. Analogía del espectro primario de rayos cósmicos con una pierna humana donde aparecen las regiones de la rodilla (<i>knee</i>), el tobillo (<i>ankle</i>) y el dedo del pie (<i>toe</i>) [1].	16
1.13. Diferentes partes que componen una EAS [4].	19
1.14. Desarrollo de una cascada inducida por hadrones.	20
1.15. Desarrollo de una cascada inducida por rayos gamma.	21
1.16. Flujo vertical de partículas con $E > 1$ GeV que componen las cascadas atmosféricas. Los puntos representan mediciones de muones negativos con $E > 1$ GeV [14].	22
1.17. Espectro energético de muones atmosféricos a nivel del mar, para $\theta = 0^\circ$ (puntos negros y círculos blancos) y $\theta = 75^\circ$ (rombos blancos) [14].	23
1.18. a) Diferencias entre la imagen producida por un rayo- γ y un protón en la cámara de un IACT. b) Esquema de los parámetros de Hillas (Width, Distance, Angle, Length).	25
1.19. Comparación entre las distribuciones (señal/ruido) producidas por dos variables.	26
2.1. Polarización de un medio dieléctrico debido al paso de una partícula cargada [37]. a) $v_{part} < v_{fase}$ b) $v_{part} > v_{fase}$	29
2.2. Esquema de la radiación coherente producida por una partícula moviéndose con velocidad constante a través de un medio. Los círculos representan ondas de choque electromagnéticas emitidos en intervalos de tiempo constantes.	30
2.3. Simulación del desarrollo de una cascada atmosférica en función de la profundidad atmosférica y la altura sobre el nivel del mar.	32
2.4. Vista aérea del observatorio de rayos gamma HAWC.	34
2.5. Simulación del paso de una partícula cargada emitiendo luz Cherenkov dentro de un tanque de HAWC.	34
2.6. Tubo fotomultiplicador de HAWC y esquema del principio de funcionamiento interno.	35
2.7. Origen de las señales espurias dentro de un PMT. 1-a) y 1-b) <i>Afterpulse</i> tipo 1. 2) <i>Afterpulse</i> tipo 2. 3) <i>Late Pulse</i> . 4) <i>Prepulse</i>	37
2.8. Esquema del pulso de salida en un TDC para bajo y alto TOT de la señal analógica.	38

2.9. Evento provocado por rayo gamma y detectado en HAWC. El centro de cada cascada se identifica con una estrella y el círculo azul grande representa la región del núcleo. Los colores indican el tiempo de llegada de las partículas y el tamaño de los círculos la energía depositada en cada PMT.	41
2.10. Estructura temporal utilizada en HAWC para seleccionar cascadas.	42
2.11. Distribución de carga efectiva en función de la distancia desde el núcleo de la cascada para rayos- γ y CRs.	44
3.1. Identificación dentro de un tanque, de las zonas donde ocurren las distintas multiplicidades ocasionadas por muones verticales.	46
3.2. Valores estimados de las áreas dentro de un tanque de HAWC donde idealmente pueden ocurrir multiplicidades 2,3 y 4 para muones verticales.	47
3.3. Candidatos a muones en los datos RAW señalizados con los óvalos rojos. Eje vertical: representa el tiempo calibrado en nanosegundos y Eje horizontal: identificador de cada PMT en HAWC.	47
3.4. Distribuciones correspondiente al tiempo de respuesta de los PMTs dentro de cada tanque de HAWC.	48
3.5. Comparación de diferencias temporales entre simulaciones (verde-muón / roja-electrón) y datos seleccionados.	50
3.6. Esquema que ilustra la respuesta temporal de los PMTs ante el tránsito de muones y electrones en un tanque.	50
3.7. Número de tanques con multiplicidad 1,2,3 y 4 en función del tamaño de las cascadas.	51
3.8. Tasa de coincidencias por tanque para multiplicidades 2,3 y 4.	52
3.9. Comportamiento del número de tanques con <i>afterpulses</i> en función del tamaño de las cascadas (izquierda) y el porcentaje de tal fenómeno (derecha).	52
3.10. Frecuencia del número de <i>afterpuses</i> dentro de los tanques (izquierda) y del detector que los presenta (derecha).	53
3.11. Comparación de diferencias temporales entre cascadas reales (rojos) y cascadas originadas por rayos- γ mediante simulación (negro).	54
3.12. Comparación entre datos simulados y reales incluyendo información de tiempo y carga para dos PMTs: A y C.	54
3.13. Gráfica con la superposición de la señal de rayos gamma (simulación) y la del ruido hadrónico haciendo uso de dos diferencias temporales. Cada punto representa un tanque con $M = 4$	55
3.14. Distribución del radio de las esferas creadas en cada tanque con $M = 4$	56
3.15. Distribuciones del número de candidatos a muones por cascada para distintas esferas de corte.	57
3.16. Distribución de la variable MUDECIDER en función de nHit.	58
3.17. Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para la reconstrucción normal.	59
3.18. Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para reconstrucción con nHit > 300 PMTs.	59
3.19. Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para reconstrucción con nHit > 750 PMTs.	59
3.20. Mapas de significancia de la Nebulosa del Cangrejo con (derecha) y sin (izquierda) el empleo de MUDECIDER. Existe un ligero aumento de la señal en el mapa con la nueva variable.	61

ÍNDICE DE TABLAS

1.1. Comparación entre los telescopios que emplean el efecto Cherenkov en el aire y agua .	13
3.1. Valores obtenidos en la determinación del parámetro Q para distintos radios	56

ABREVIATURAS

Abreviatura	Significado
HAWC	H igh- A litude W ater C herenkov
SNR	S uper N ova R emnant
VHE	V ery H igh E nergy
AGN	A ctive G alactic N ucleus
CMB	C osmic M icrowave B ackground
IACT	I maging A ir C herenkov T elescope
GBR	G amma- R ay B urst
CR	C osmic R ays
EAS	E xtensive A ir S hower
WCD	W ater C herenkov D etector
PMT	P hoto M ultiplier T ube
DAQ	D ata A cquisition S ystem
QE	Q uantum E fficiency
FEB	F ront E nd B oard
TDC	T ime to D igital C onverter
TOT	T ime O ver T hreshold
AERIE	A nalysis and E event R econstruction I ntegrated E nvironment

INTRODUCCIÓN

Los rayos gamma son la forma de radiación electromagnética más energética. En el Universo hay eventos extremos que emiten tales fotones y como no son perturbados por campos magnéticos cósmicos, apuntan directamente hacia la fuente que los creó. Estudiar este tipo luz es muy importante por relacionarse con muchos procesos que la desprenden, como por ejemplo: la aniquilación de materia y antimateria.

Las observaciones de rayos gamma en el rango de muy altas energías (100 GeV - 100 TeV) puede realizarse con dos tipos de experimentos terrestres: telescopios de imágenes por Cherenkov en aire (ej. H.E.S.S, MAGIC, VERITAS) y los observatorios con estructura de arreglos que detectan partículas de cascadas atmosféricas (ej. HAWC, ARGO-YBJ). Normalmente, ellos tienen que lidiar con gran cantidad de señales producidas por hadrones, que llegan a ser hasta cuatro ordenes de magnitud superior que las de gammas. Por lo anterior, se emplea el término de ruido hadrónico o *background* y debe reducirse al máximo. Utilizando nuevos métodos para separación gamma/hadrón, la sensibilidad de tales experimentos puede ser aumentada considerablemente, lo cual se traduce en tener mayor probabilidad de descubrir nuevas fuentes de rayos gamma.

Desarrollar nuevas técnicas para filtrar la señal deseada implica conocer en detalle las características propias de cada instalación. Los observatorios con forma de arreglos discriminan las señales basándose en las diferencias topológicas de las cascadas atmosféricas. Afortunadamente, los rayos gammas cuando interactúan en la atmósfera terrestre generan cascadas prácticamente electromagnéticas, compactas y con perfil lateral suave; mientras que los hadrones crean unas dominadas por grandes fluctuaciones, tienen señales importantes lejos del eje principal de la cascada y un elevado número de muones.

Es precisamente analizando el diferente contenido muónico que esta investigación persigue reducir el ruido hadrónico en HAWC. Utilizando sólo información temporal se pretende identificar la señal dejada por los muones en los datos, para luego desarrollar una variable que contabilice el número de estos y si presenta un gran valor, es indicio de un probable evento hadrónico.

El contenido de la tesis se estructura en una introducción, tres capítulos, conclusiones y recomendaciones. En la Introducción se hace referencia a los aspectos más importantes sobre los que se sustenta el diseño de la investigación; en el Capítulo 1 se enmarca el estado del arte; en el Capítulo 2 se expone la fundamentación teórica de las herramientas utilizadas y en el Capítulo 3 se presenta el análisis y discusión de los resultados a los que se arribó. En las Conclusiones se sintetiza el logro de los objetivos propuestos y en las Recomendaciones algunas ideas que permitirían aumentar el alcance de la investigación.

Problema Científico

Necesidad de reducir las señales originadas por rayos cósmicos hadrónicos para incrementar la sensibilidad del observatorio HAWC a fuentes de rayos gamma.

Objeto de estudio

Separación Gamma/Hadrón

Hipótesis

Analizando el contenido muónico de cascadas atmosféricas, se pueden clasificar como hadrónicas las que presenten gran número de muones.

Objetivo General

Diseñar, implementar y evaluar un parámetro de discriminación basado en el contenido muónico de las cascadas atmosféricas que permita aumentar la señal recibida de fuentes de rayos gamma mediante la reducción de eventos clasificados como hadrónicos.

Objetivos Específicos

Los objetivos específicos planteados para el desarrollo de esta investigación son:

1. Caracterizar la señal de muones atmosféricos en los Detectores de Cherenkov en Agua de HAWC a través de diferencias temporales entre tubos fotomultiplicadores.
2. Fundamentar una nueva variable de discriminación empleando información temporal.
3. Implementar la variable en el *software* de HAWC.
4. Analizar la efectividad de la variable mediante la visualización de mapas de significancia.

CAPÍTULO 1

RAYOS GAMMA: LA LUZ MÁS ENERGÉTICA DEL UNIVERSO

1.1. Astronomía de Rayos Gamma

La astronomía de rayos gamma (rayos- γ) se encarga de estudiar el cielo usando la forma de radiación electromagnética más energética, lo cual es crucial para entender fenómenos extremos y violentos del Universo no térmico.

Los fotones de rayos- γ tienen muchas propiedades similares a los fotones de la luz visible y las ondas de radio: viajan en línea recta, se mueven a la velocidad de la luz y no se ven afectados por campos magnéticos intergalácticos del espacio exterior. Por lo anterior, sirven como sondas (apuntan directo hacia su fuente emisora) de regiones lejanas del Cosmos e incluso zonas oscuras de nuestra propia galaxia, la Vía Láctea. Es válido señalar que tanto los rayos-X como los rayos- γ de fuentes distantes pueden estar sujetos a dispersiones temporales debido a objetos astronómicos intermedios que ocasionen lentes gravitacionales [1].

Antes de que existieran los primeros observatorios de rayos- γ , los científicos ya habían predicho que ciertos fenómenos astrofísicos, como las Remanentes de Supernovas¹ (SNR, siglas en inglés), debían producir radiación gamma. El desarrollo en este campo fue motivado por guardar relación con temas importantes de la astrofísica moderna y cosmología como: el origen galáctico y extragaláctico de los rayos cósmicos, probar las predicciones de Nueva Física más allá del modelo estándar (ej. violación de la Invarianza de Lorentz), detectar indirectamente la aniquilación de Materia Oscura, analizar los mecanismos de aceleración y radiación en condiciones astrofísicas extremas (ej. magnetosferas, vecindad de agujeros negros) y problemas cosmológicos conectados con la radiación de fondo difusa y campos magnéticos intergalácticos [2].

¹**Remanente de Supernova:** Es la estructura nebulosa que resulta de la explosión de una estrella cuya masa es superior a ocho veces la masa del Sol. La remanente está rodeada por una onda de choque en expansión, compuesta por el material eyectado en la explosión y el material interestelar chocado y arrastrado durante el proceso.

Usualmente en esta rama de la astronomía, para caracterizar la radiación gamma no se utiliza la longitud de onda (λ) o la frecuencia (ν), sino la energía (E). Como estos fotones presentan λ del orden de 10^{-11} m y más pequeña, según la *Relación de Planck* (Ec. 1.1), las energías correspondientes son cientos de keV y superiores. A la radiación electromagnética con energía superior a 0.5 MeV se conoce como *rayos gamma* y el límite superior es $\geq 10^{20}$ eV, asociado con las partículas más energéticas observadas en los rayos cósmicos. En la actualidad se han llegado a detectar con energías de hasta decenas de TeV [2].

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

donde h es la constante de Planck y c la velocidad de la luz.

Al ser el espectro energético de los rayos- γ es muy amplio y debido a que existen diferentes formas de detección, se clasifican según la energía en cuatro diferentes rangos (Fig. 1.1): de Baja/Media Energía (LE/ME), de Alta Energía (HE), de Muy Alta Energía (VHE) y de Ultra Alta Energía (UHE).

Band	Low/medium	High	Very High	Ultra High
Shorthand	LE/ME	HE	VHE	UHE
Range	0.1–30 MeV	30 MeV–100 GeV	100 GeV–100 TeV	> 100 TeV
Typical energy	keV–MeV	MeV–GeV	TeV	PeV–EeV
Environment	Space	Space	Ground-based	Ground-based

FIGURA 1.1: Bandas de estudio de los rayos gamma [3].

1.1.1. Procesos radiativos que originan rayos gamma

Se cree que las posibles fuentes de los rayos cósmicos, y por tanto, también de los rayos- γ son: Supernovas y sus remanentes, Estrellas de Neutrones² o Púlsares³, Núcleo Activo de Galaxias⁴ (AGN, siglas en inglés) y Agujeros Negros⁵ con discos de acreción de materia. En estas fuentes los rayos- γ pueden ser el resultado de procesos completamente electromagnéticos o de procesos hadrónicos que serán identificados a continuación como (**EM**) y (**Had**), respectivamente. Los rayos gamma de muy alta energía se piensa que surgen de procesos principalmente hadrónicos [4], pues como los protones y núcleos tienen gran masa pueden ser acelerados con más eficiencia que los electrones a grandes energías.

² Una **estrella de neutrones** es el núcleo colapsado de una estrella gigante. Son las estrellas más pequeñas y densas que se conocen; en un radio típico de 10 km. su masa puede ser dos veces la del Sol.

³ Un **púlsar** es una estrella de neutrones muy magnetizada que gira rápidamente emitiendo pulsos de radiación electromagnética.

⁴ Un **AGN** es una galaxia que tiene un agujero negro supermasivo activo en su centro, además se caracteriza por tener un brillante disco de materia y lanzar enormes chorros de partículas relativistas (*jets*).

⁵ Un **agujero negro** es una región del espacio-tiempo con efectos gravitacionales tan fuertes que nada, ni siquiera partículas y radiación electromagnética pueden escapar de su interior.

Radiación de Sincrotrón (EM)

Las partículas cargadas que son deflectadas en un campo magnético experimentan un movimiento acelerado y por consiguiente irradian ondas electromagnéticas (Fig. 1.2). Este fenómeno se conoce como *radiación de sincrotrón*. En algunos casos (ej. aceleradores de partículas), que se produzca tal radiación es considerado un mecanismo no deseado de pérdida energética. En campos magnéticos cósmicos, la radiación de sincrotrón que se emite es mayormente ocasionada por electrones y el espectro energético de los fotones es continuo.

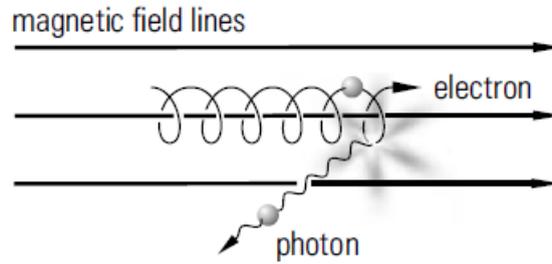


FIGURA 1.2: Radiación de sincrotrón producida por un electrón deflectado en un campo magnético.

La potencia P radiada por un electrón de energía E en un campo magnético de intensidad B es:

$$P \sim E^2 B^2 \quad (1.2)$$

Bremsstrahlung o radiación de frenado (EM)

Una partícula cargada que interactúa con el campo Coulombiano de un núcleo atómico o electrón sufre una desviación y desaceleración, emitiendo así *fotones bremsstrahlung* (Fig. 1.3). El mecanismo es de cierta forma similar a la radiación de sincrotrón, solo que en este caso la deflexión de la partícula se produce en el campo eléctrico de una carga, en lugar de un campo magnético.

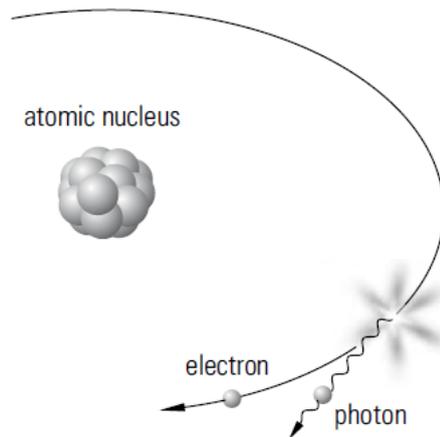


FIGURA 1.3: Radiación bremsstrahlung.

La probabilidad de bremsstrahlung (ϕ) varía con el cuadrado de la carga del proyectil z y también con el cuadrado de la carga blanco Z ; además ϕ es proporcional a la energía de la partícula E e inversamente proporcional a la masa al cuadrado de la partícula desviada.

$$\phi \sim \frac{z^2 Z^2 E}{m^2} \quad (1.3)$$

El bremsstrahlung es creado principalmente por electrones, debido a su pequeña masa. El espectro energético de estos fotones es continuo y disminuye como $1/E_\gamma$ para altas energías [1].

Dispersión Inversa de Compton (EM)

Si colisionan fotones con electrones libres pueden transferirle parte de su energía y volverse menos energéticos, fenómeno que se conoce como *Efecto Compton*. En astrofísica el proceso inverso juega un papel importante. Los electrones emitidos desde una fuente pueden ser acelerados hacia altas energías e interactuar con los numerosos fotones del Fondo Cósmico de Microondas⁶ (CMB, siglas en inglés) o bien con fotones de la luz emitida por estrellas, transfiriéndoles parte de su energía y convirtiéndose en partículas más energéticas (Fig. 1.4).

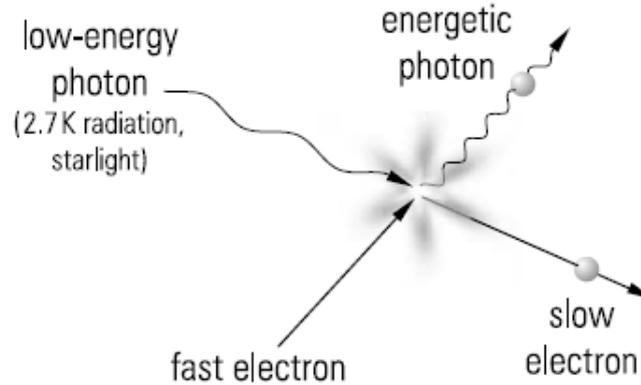
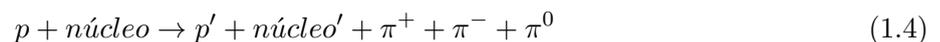


FIGURA 1.4: Dispersión Compton inversa.

Decaimiento del pión neutro (π^0) (Had)

Si una fuente acelera protones, estos pueden originar piones cargados y neutros mediante interacciones protón-protón o protón-núcleo (Fig. 1.5). Un posible proceso es:



Los piones cargados tienen un tiempo de vida de 26 ns y decaen a muones + neutrinos, mientras que los piones neutros decaen con mayor rapidez ($\tau = 8,4 \times 10^{-17}$ s) a dos cuantos gamma, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

⁶**Fondo Cósmico de Microondas:** Es una forma de radiación electromagnética descubierta en 1965 y que llena el Universo por completo, se dice que es el eco del Big Bang. Tiene las características de la radiación de cuerpo negro a una temperatura de 2.725 K y su frecuencia pertenece al rango de las microondas cuyo valor es 160.2 GHz y le corresponde una longitud de onda de 1.9 mm.

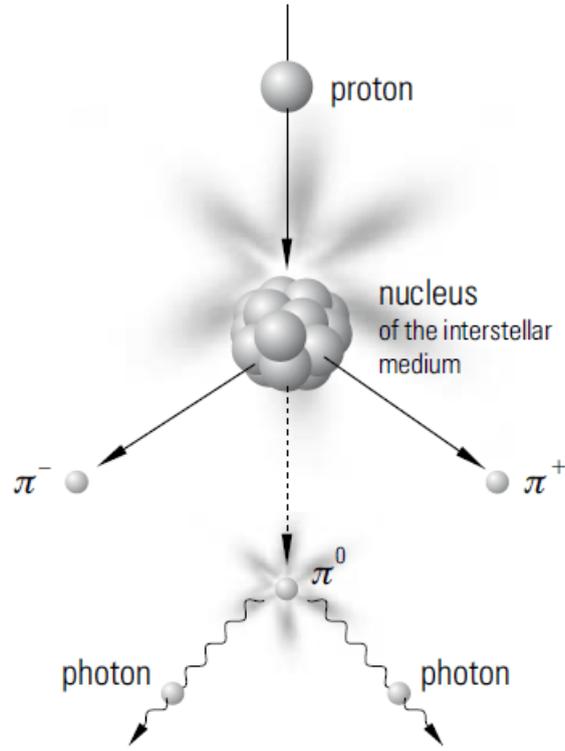


FIGURA 1.5: Decaimiento del pión neutro produciendo dos fotones.

Si el pión neutro decae en reposo, ambos fotones son emitidos en sentido opuesto y reciben la mitad de su masa ($m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$). Cuando el π^0 se encuentra en movimiento, los fotones reciben diferentes energías dependiendo de su dirección de emisión con respecto a la trayectoria del π^0 . Como la mayoría de los piones son producidos a bajas energías, los fotones de tales fuentes en particular tienen energías usualmente de 70 MeV.

Fotones producto de la aniquilación materia-antimateria (Had)

De la misma forma que los fotones pueden originar pares de partículas al interactuar (mecanismo de producción de pares), las partículas cargadas se aniquilan con su antipartícula emitiendo fotones. Las fuentes dominantes para este mecanismo de producción son las aniquilaciones electrón-positrón y protón-antiprotón, aunque también se contempla que la aniquilación de materia oscura emite gammas [5]. Para la conservación de la cantidad de movimiento es preciso que se produzcan al menos dos fotones. En la aniquilación electrón-positrón en reposo, los fotones (Fig. 1.6) adquieren 511 keV cada uno y corresponde a su masa en reposo. Un ejemplo de la reacción de aniquilación protón-antiprotón puede apreciarse en Ec. 1.5, donde el pión neutro posteriormente decae a dos fotones.

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma \quad p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 \quad (1.5)$$

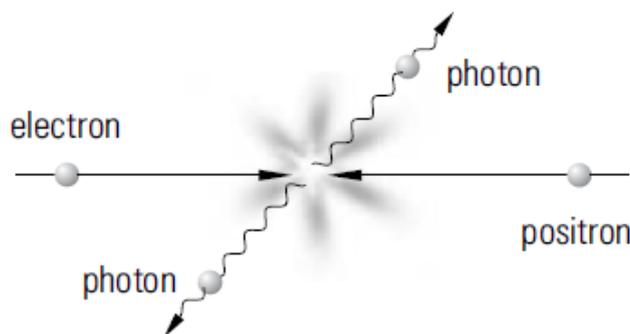
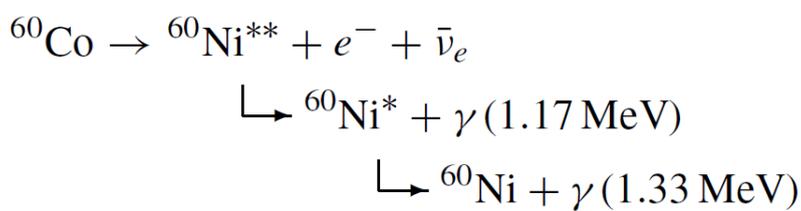


FIGURA 1.6: Aniquilación de materia y antimateria produciendo fotones.

Fotones producto de transformaciones nucleares (Had)

Los elementos pesados son creados en explosiones de supernovas. Durante estos procesos no solo se producen isótopos estables sino también radioactivos. Los radioisótopos emitirán, sobre todo como consecuencia de desintegraciones beta, fotones en el rango de MeV:



1.1.2. Detección de rayos gamma

Según el rango energético donde se desee estudiar la radiación gamma emitida, existen diferentes estrategias y tecnologías para su medición. En principio, los mecanismos inversos de producción de rayos- γ sirven para detectarlos.

En el caso de fotones con energías menores a cientos de keV ($E_{\gamma} \lesssim 100 \text{ keV}$), el *efecto fotoeléctrico*⁷ tiene mayor probabilidad de ocurrencia y usando contadores de centelleo pueden ser registrados los fotoelectrones emitidos. Para energías en el rango de MeV ($E_{\gamma} \lesssim 1 \text{ MeV}$) y como es típico en decaimientos nucleares, la *dispersión Compton* tiene la sección transversal más grande. En este caso, el material de un contador de centelleo también puede actuar como un blanco de electrones que registre al mismo tiempo el electrón dispersado. En las grandes energías ($\gg 1 \text{ MeV}$) domina la creación de pares electrón-positrón, por tanto es el proceso usado para la detección de rayos- γ en HE.

⁷El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones por un material al incidir sobre él una radiación electromagnética (luz visible o ultravioleta, generalmente). Fue descubierto y descrito por Heinrich Hertz en 1887, sin embargo la explicación teórica fue hecha por Albert Einstein, quién recibió un Nobel de Física por su trabajo.

Como la atmósfera superior bloquea 100 % los rayos- γ que llegan a la Tierra, es mejor su detección directa desde el Espacio con satélites. Un ejemplo es Fermi (Fig. 1.7), observatorio espacial lanzado en 2008 para estudiar las fuentes de rayos gamma del Universo.

El instrumento principal de Fermi es el Telescopio de Gran Área (LAT-*Large Area Telescope*), con el que se está monitoreando todo el cielo en busca de fenómenos astrofísicos como AGN, SNR, Púlsares, etc. LAT es sensible en el rango de Altas Energías. Otro instrumento a bordo de Fermi es el Monitor de Destellos de Rayos Gamma (GBM-*Gamma-ray Burst Monitor*) [6; 7].

Cuando fotones muy energéticos inciden en las láminas delgadas de metal que componen el detector, se produce un par $e^- e^+$. Estas partículas cargadas atraviesan capas intercaladas de micro-tiras de Silicio, causando una ionización que se manifiesta en pequeños pulsos detectables de carga eléctrica. Combinando la información proveniente de distintas capas, se puede determinar la trayectoria de las partículas. Al final del detector hay un calorímetro compuesto por cristales centelleadores de Yoduro de Cesio para medir la energía total de las partículas.

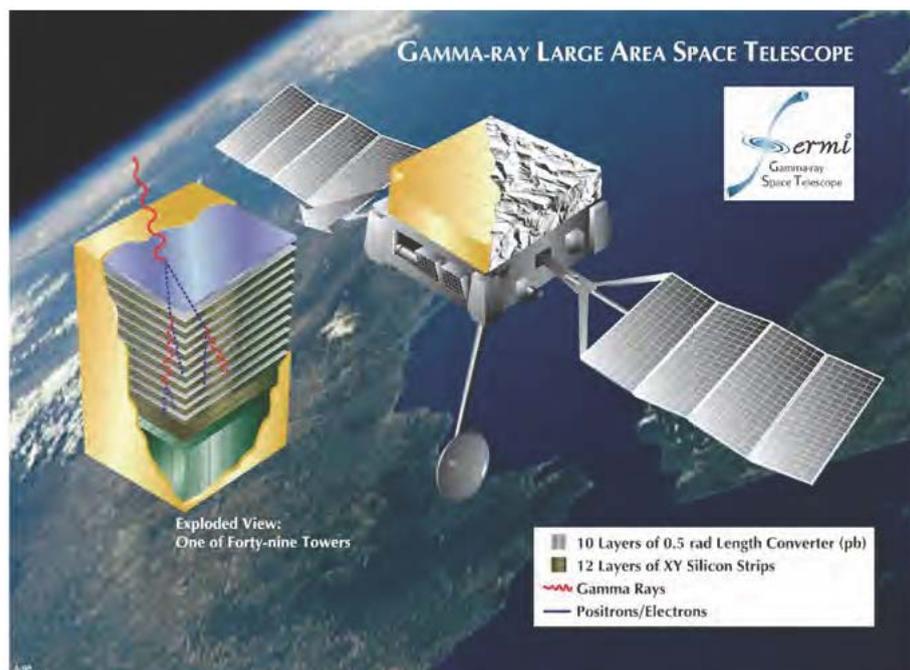


FIGURA 1.7: Esquema del telescopio espacial Fermi.

Para energías mayores a 100 GeV la intensidad de fotones gamma provenientes de las fuentes de rayos cósmicos es tan pequeña, que se deben emplear otras técnicas para detectarlos. Instalar detectores suficientemente grandes a bordo de satélites implicaría un reto técnico-económico [8]. Al verse limitada la sensibilidad de telescopios espaciales como Fermi al rango de HE, la detección de fotones a través de las técnicas de Cherenkov en aire y agua juegan un papel especialmente importante para estudiar gammas en el régimen de VHE.

Los Telescopios de Imágenes por Cherenkov en Aire (IACT-*Imaging Air Cherenkov Telescope*) son instalaciones terrestres dedicadas a la detección indirecta de rayos gamma muy energéticos (Fig. 1.8). Estos funcionan proyectando en una imagen el destello de luz Cherenkov generado por la cascada de partículas cargadas relativistas que emergen cuando un rayo gamma de muy energético interactúa en la atmósfera. Una explicación más detallada se dará en la Sección 1.2.2.

El instrumento generalmente está compuesto por un gran espejo segmentado que refleja luz Cherenkov sobre una serie de tubos fotomultiplicadores. Los tubos se acoplan a electrónica rápida, la cual amplifica, digitaliza y registra el patrón o imagen de la cascada. El modo de operación más efectivo es usar un conjunto o arreglo de estos telescopios, una técnica que se conoce como *estereoscopia*⁸. La principal ventaja del método es que el umbral energético del telescopio puede reducirse cuando se descarta la señal producida por los muones atmosféricos que acompañan las cascadas hadrónicas. Lo anterior se debe a que la luz Cherenkov característica de los muones, solo se registra por uno de los telescopios.



FIGURA 1.8: Observatorio de rayos gamma MAGIC, localizado en Las Palmas, Islas Canarias.

Entonces una serie de IACTs ofrecen un proceso de reconstrucción de la cascada más exacto y una mejor eliminación del fondo hadrónico, lo cual posibilita que se incremente en un orden de magnitud la sensibilidad del observatorio y además mejora la resolución angular⁹ y energética¹⁰, en comparación a un solo telescopio.

⁸Observaciones estereoscópicas: consiste en obtener múltiples imágenes de la misma cascada atmosférica.

⁹La **resolución angular** se define como la incertidumbre típica existente al reconstruir la dirección de llegada de una cascada atmosférica. Todos los detectores tienen una resolución angular finita, lo cual influye en que las características de las fuentes no se puedan conocer con precisión infinita. Lo ideal es mantener este parámetro tan pequeño como sea posible, para así poder observar pequeñas estructuras y lograr mayor sensibilidad a fuentes puntuales.

¹⁰La **resolución de energía** se refiere al error cuando se estima la energía de la partícula primaria que inició la cascada atmosférica. Una resolución de energía pequeña es una ventaja porque permite una medición más precisa del espectro energético de las fuentes observadas.

El primer telescopio IACT construido fue el Whipple y condujo al descubrimiento (1989) de la emisión de rayos gamma con energías de TeV por la remanente de supernova y púlsar: Nebulosa del Cangrejo [9]. Además, con dicho telescopio fue descubierta la primera fuente extragaláctica emisora de fotones con energías de TeV, la galaxia activa Markarian 421.

El conjunto de telescopios HEGRA (*High Energy Gamma Ray Astronomy*) fue el primer sistema en usar múltiples telescopios. Actualmente hay tres famosos sistemas de IACTs operando: H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*), VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) y MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov telescopes*).

Por otra parte, se encuentra siendo instalado el telescopio MACE (*Major Atmospheric Cherenkov Experiment*) en Ladakh, India. Este telescopio está destinado a ser el IACT a más altura en el mundo, localizado a 4270 m sobre el nivel del mar [10]. Uno de los proyectos más ambiciosos en la astronomía de rayos gamma es el Arreglo de Telescopios Cherenkov (CTA- *Cherenkov Telescope Array*), el cual estudiará fotones con energías entre decenas de GeV y más de 100 TeV. Consiste en la creación de dos conjuntos modernos de IACTs: en el Hemisferio Norte, para estudiar objetos extragalácticos a las energías más bajas posibles y en el Hemisferio Sur, para cubrir todo el rango energético y centrarse en fuentes galácticas [11].

Otro de los métodos empleados para detectar rayos gamma muy energéticos es con observatorios que también detectan las cascadas atmosféricas originadas, pero ahora el fenómeno de radiación Cherenkov se produce en el agua en lugar del aire.

El primer prototipo exitoso basado en esta técnica fue MILAGRITO, luego le siguió el experimento MILAGRO (*Multi-Institutional Los Alamos Gamma-Ray Observatory*). Dicho observatorio operó desde 2000 - 2008 en un antiguo reservorio de agua en la Sierra de Jémez, cerca de Los Álamos, Nuevo México. A una altitud de 2 630 m, el observatorio estuvo compuesto por un estanque central rodeado de 175 tanques con agua y un detector en su interior (*Outriggers tanks*), Fig. 2.2. Dentro del estanque fueron distribuidos 723 tubos fotomultiplicadores en dos capas, la superior, destinada a medir la componente electromagnética de las cascadas atmosféricas y la inferior, dedicada a la identificación de cascadas hadrónicas a través de su componente muónica. Debido al gran campo de visión (2 sr) y el alto ciclo de trabajo (> 90%), MILAGRO pudo monitorear continuamente el cielo sobre él [12]. El sucesor de este observatorio es HAWC (ver 2.2), quien tiene una sensibilidad 15 veces superior.



FIGURA 1.9: Observatorio MILAGRO. Los puntos rojos en la imagen derecha indican los lugares donde se colocaron los tanques *outriggers*.

Otros experimentos como ARGO-YBJ (*Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing*) y Tibet AS γ (*Tibet Air Shower-Gamma experiment*) también emplean la detección de luz Cherenkov en agua para observar rayos gamma.

Se debe señalar que las técnicas anteriormente mencionadas tienen sus fortalezas y debilidades, las cuales se presentan en la siguiente Tabla 1.1.

TABLA 1.1: Comparación entre los telescopios que emplean el efecto Cherenkov en el aire y agua

	Telescopios de Cherenkov en Aire	Telescopios de Cherenkov en Agua
A favor	Excelente sensibilidad (resolución angular del orden de $\approx 0.1^\circ$). Producen imágenes detalladas de las fuentes.	Gran factor de eficiencia ($> 95\%$), independientemente del clima y si es de noche o de día. Gran campo de visión. Gran área efectiva.
En contra	Son instrumentos que necesitan direccionamiento y solamente pueden observar un objeto a la vez. Operan exclusivamente en noches oscuras y tienen un factor de eficiencia limitado ($\approx 1\,000$ horas/año).	Menor sensibilidad para fuentes puntuales. Resolución angular $\approx 1^\circ$. Umbral de energía (≈ 10 TeV).

1.2. Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos (CRs, siglas en inglés) bombardean constantemente la superficie de nuestro planeta. Son partículas subatómicas que proceden de distintas regiones del Universo, se aceleran a través de mecanismos no comprendidos en su totalidad y alcanzan energías (10^8 eV - 10^{20} eV) que superan por mucho las conseguidas en los aceleradores de partículas más potentes. Se descubrieron al comprobarse que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debe a la ionización causada por radiación de alta energía. En 1912, el físico austriaco Victor Franz Hess realizó una serie de experimentos viajando

en un globo a diferentes alturas, para ello empleó electroscopios¹¹ de tipo Wulf. Hess demostró que la ionización atmosférica aumenta proporcionalmente a la altitud y concluyó que la radiación debía proceder del espacio exterior¹². Lo anterior indica que las partículas integrantes de la radiación están eléctricamente cargadas y las desvía el campo magnético terrestre. Para una explicación más detallada se sugiere [13].

1.2.1. Rayos Cósmicos Primarios

La radiación cósmica producida en fuentes astrofísicas son los *rayos cósmicos primordiales*. Esta radiación se modifica durante su propagación por el espacio galáctico y extragaláctico ya que interactúa con el medio interestelar, como resultado se producen partículas secundarias cargadas (estables) y núcleos con vida media de 10^6 años o mayor, que pueden llegar hasta nuestro planeta. A toda la radiación que alcanza lo más alto de la atmósfera terrestre, usualmente se le conoce como *rayos cósmicos primarios* [1]. Hoy en día, el origen de los rayos cósmicos es un enigma con más de 100 años. Aparte de las partículas originadas en eventos solares (ej. Fulguraciones Solares, Ejecciones Coronales de Masa, etc.), la radiación cósmica proviene de fuera del sistema solar. No se ha encontrado ninguna fuente de CRs realizando astronomía con ellos mismos, pues como poseen carga y el Universo está lleno de campos magnéticos, su dirección de llegada a la Tierra es completamente aleatoria.

1.2.1.1. Composición

Según la composición, de los CRs primarios que nos llegan aproximadamente un 99% son núcleos sin sus capas electrónicas (ionizados) y el 1% son electrones libres. Alrededor del 79% de los núcleos son protones libres y el resto, un 70% núcleos de Helio (Fig. 1.10-a). Existe mucha similitud entre la composición química del sistema solar y la de los CRs (Fig. 1.10-b); solo para el Litio, Berilio y Boro ($Z = 3-5$) y para los elementos inferiores al grupo del Hierro ($Z < 26$) hay diferencias notables. La mayor abundancia de Li, Be y B en los CRs puede explicarse por la fragmentación de núcleos más pesados (Carbón - $Z=6$, Oxígeno - $Z=8$) presentes en la materia galáctica que hay de la fuente a la Tierra. De la misma forma, la fragmentación o espalación del abundante Fe provoca que haya más elementos debajo de su grupo en los CRs.

¹¹ Electroscopio: Instrumento usado para detectar la presencia y magnitud de la carga eléctrica en un cuerpo.

¹²Por esta investigación Hess fue galardonado con el premio Nobel de Física en 1936.

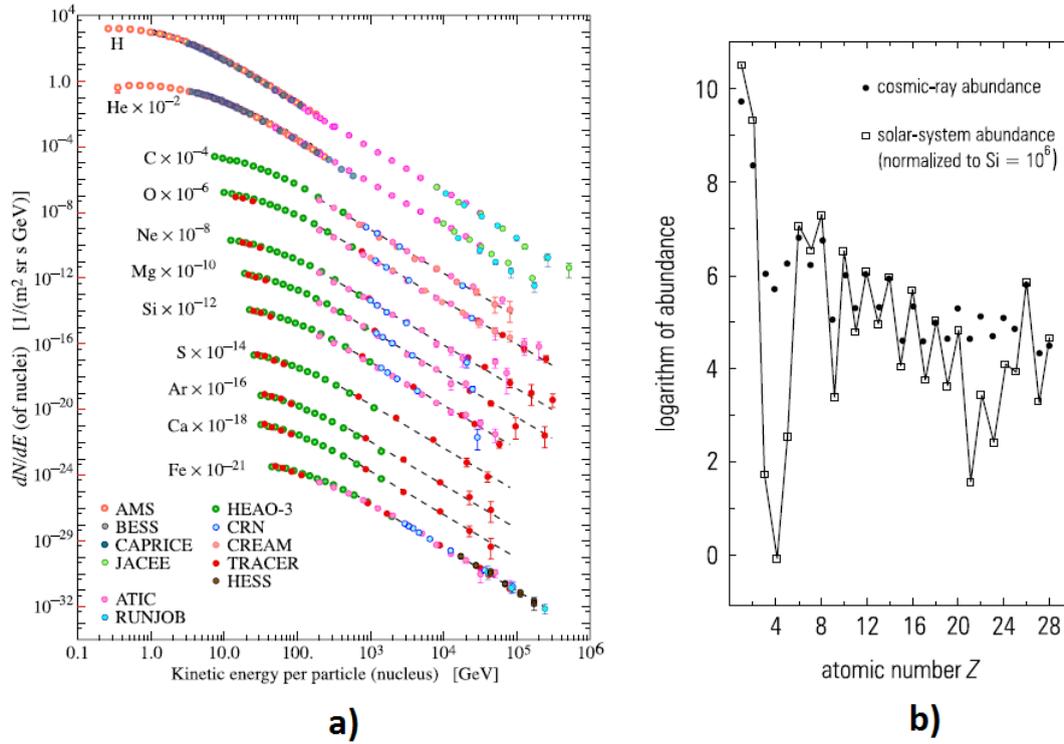


FIGURA 1.10: a) Flujo de núcleos de la radiación cósmica primaria medida por diferentes experimentos en función de la energía [14]. b) Comparación de la abundancia de elementos químicos en los CRs y el sistema solar [1].

1.2.1.2. Espectro de energía

Durante varios años y a través de diferentes experimentos, se ha estudiado el rango de energía de los CRs. Estas partículas cargadas puede llegar a ser increíblemente energéticas, superando por mucho las mayores energías que el ser humano ha podido alcanzar con aceleradores de partículas. La forma directa y más eficiente de detectarlos es alto en la atmósfera, con experimentos en globos (CREAM)¹³ o satélites (PAMELA)¹⁴. Sin embargo, como el flujo de CRs disminuye con el aumento de la energía según $E^{-\gamma}$ (donde γ es el índice espectral), otra de las opciones es estudiar las cascadas que ellos generan en la atmósfera a través de observatorios terrestres como Pierre Auger.

El espectro energético de todas las partículas que pueden conformar los CRs primarios tiene una inclinación casi vertical, de tal forma que prácticamente no se observan detalles (Fig. 1.11). Solo después de multiplicar su intensidad con la energía primaria elevada a una determinada potencia, se vuelve visible la estructura del espectro y según la forma que presenta se ha hecho una analogía con la pierna humana, identificándose regiones como la rodilla, el tobillo y el dedo del pie (Fig. 1.12).

¹³CREAM (*Cosmic Ray Energetics and Mass Experiment*) es un globo cuyo propósito es determinar la composición de los rayos cósmicos con energías hasta de 10^{15} eV.

¹⁴PAMELA (*Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) es un módulo operacional de investigación localizado en un satélite. Su misión es detectar CRs con especial interés en la componente de antimateria.

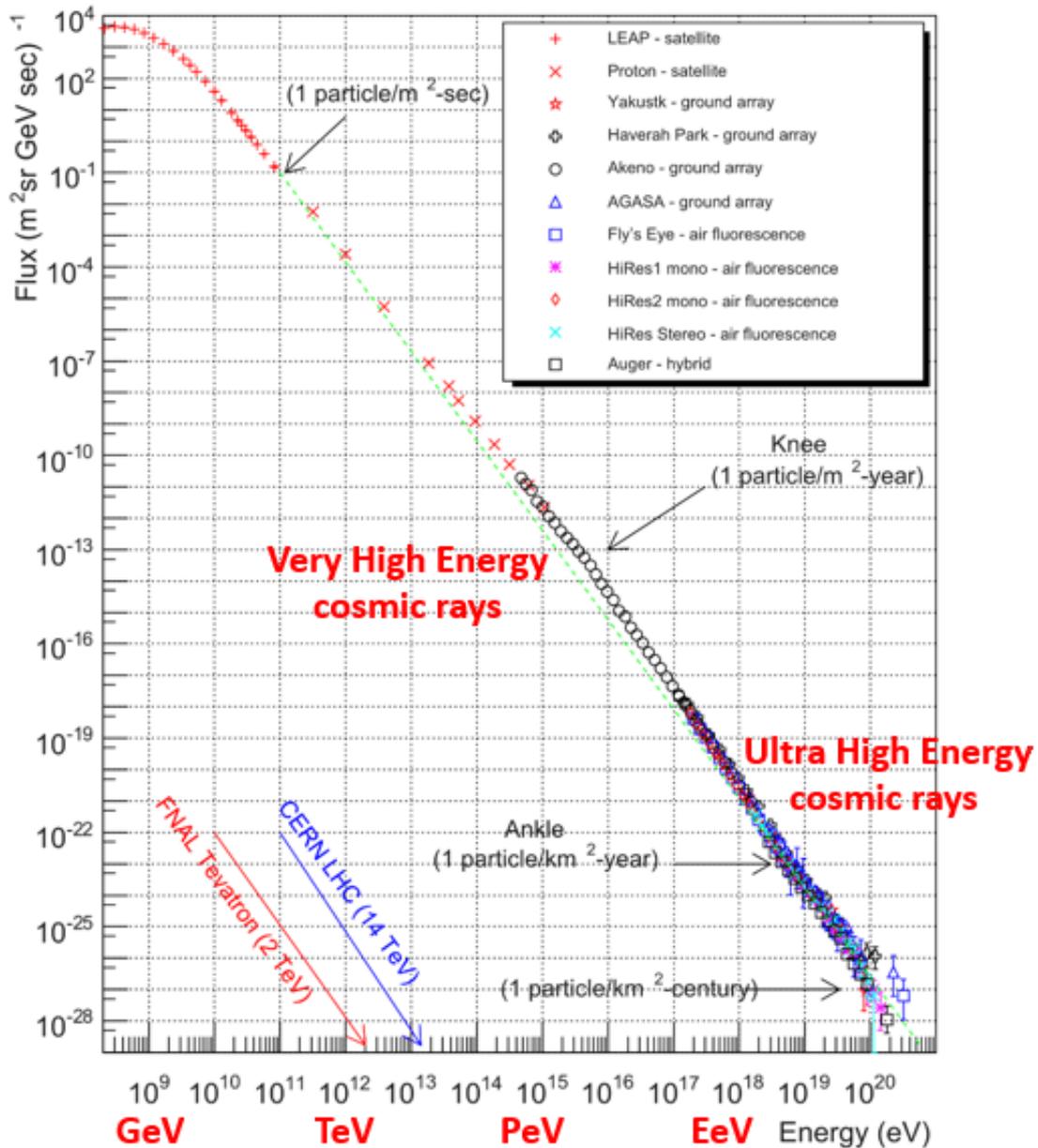


FIGURA 1.11: Flujo de rayos cósmicos primarios en función de su energía, medido por diferentes experimentos.

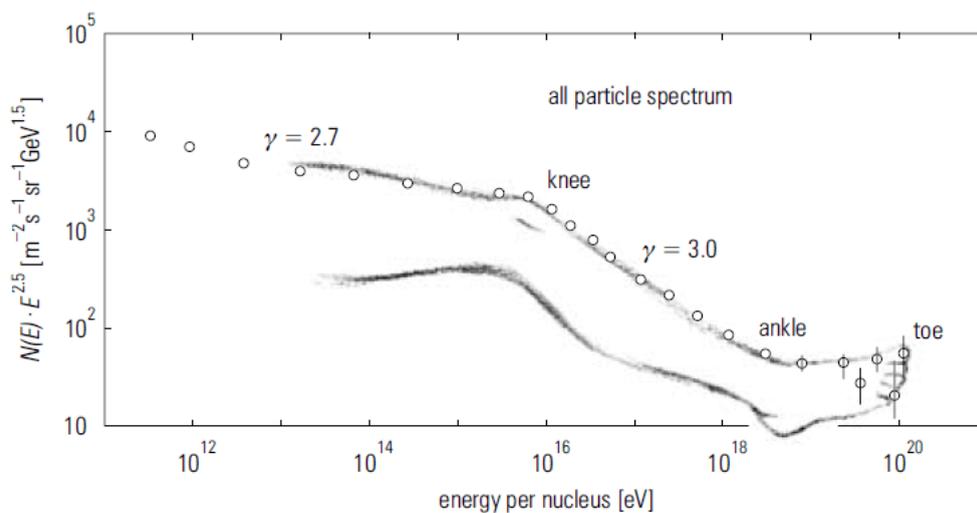


FIGURA 1.12: Analogía del espectro primario de rayos cósmicos con una pierna humana donde aparecen las regiones de la rodilla (*knee*), el tobillo (*ankle*) y el dedo del pie (*toe*) [1].

La mayor parte de los rayos cósmicos, al menos hasta una energía de 10^{15} eV, se piensa que son originados dentro de nuestra galaxia por SNRs como la fuente más probable y su aceleración es mediante ondas de choque [4; 15; 16].

Los de baja energía ($< 10^9$ eV) provienen principalmente del sistema solar, pues otras partículas cargadas que lleguen de la galaxia son moduladas por el *viento solar*¹⁵. Hay una anticorrelación significativa entre la actividad solar (con ciclo alterno de 11 años) y la intensidad de los CRs con energías por debajo de 10 GeV [1; 14]. Además los rayos cósmicos de más baja energía son afectados por el campo geomagnético, el cual deben penetrar para alcanzar la atmósfera terrestre. Por tanto, la intensidad de cualquier componente de la radiación cósmica en el rango energético de GeV depende de la localización y el tiempo.

Los CRs de muy alta energía se encuentran próximos a la región de la rodilla y el flujo es aproximadamente una partícula por metro cuadrado al año. En la zona del tobillo el espectro cambia de forma y se interpreta como una transición entre el origen galáctico y extragaláctico de los CRs [16]. Por encima de 10^{18} eV se habla de rayos cósmicos ultraenergéticos y su flujo es tan reducido que se espera aproximadamente una partícula por kilómetro cuadrado al año. Son los AGNs la fuente candidata principal a emitir tal radiación. Las mayores energías detectadas hasta ahora son del orden de 10^{20} eV y han sido muy pocos eventos.

1.2.2. Cascadas Atmosféricas

Cuando un rayo cósmico primario entra a la atmósfera terrestre produce un gran número de partículas secundarias debido a una serie de sucesivas colisiones con los núcleos más abundantes que componen la atmósfera (N_2 , O_2 , Ar). Las partículas energéticas secundarias y otras producidas en interacciones de orden superior se propagan longitudinalmente, cada vez más profundo en la atmósfera, siguiendo la dirección del vector momento lineal de la partícula primaria.

Debido a un momento lineal transversal que adquieren los secundarios y por procesos de dispersión, la cascada también se extiende lateralmente alcanzando grandes dimensiones. Como resultado de lo anterior, comúnmente se emplea el término de Cascadas Atmosféricas Extensas (EAS, siglas en inglés) para referirse a tal radiación.

El desarrollo longitudinal y transversal de una cascada depende principalmente de la energía del CR primario iniciador. Eventos con baja energía alcanzan su máximo desarrollo alto en la atmósfera (entre 3-5 Km sobre el nivel del mar) y luego como resultado de interacciones y decaimientos, las partículas van perdiendo energía con el incremento de la profundidad atmosférica. Sin embargo, eventos extremadamente energéticos pueden tener el máximo desarrollo de la cascada cerca del nivel del mar.

¹⁵Plasma magnetizado expandiéndose, que es generado por Sol.

Al número total de partículas que se producen en la cascada a un determinado nivel de la atmósfera (máximo) se conoce como *Dimensión de la Cascada*. Este parámetro, además de ser función de la energía del CR primario (proporcionalidad directa) depende del ángulo de incidencia y la altura de la primera interacción en la atmósfera, por otra parte, no dependen fuertemente de la masa del primario [4]. La masa del CR primario tiene una relación de proporcionalidad inversa con la profundidad del máximo desarrollo de la cascada.

Además de la radiación Cherenkov en aire, una EAS viene acompañada también de fluorescencia¹⁶ y emisión de ondas de radio durante su paso por la atmósfera.

El fenómeno de fluorescencia en el aire también se utiliza para detectar EAS, pero solo cascadas muy grandes iniciadas por primarios con $E > 10^8$ GeV. Lo anterior es debido a que la emisión de la luz es isotrópica y un detector situado dentro del cono de radiación Cherenkov (luz fuertemente polarizada y con dirección definida) de una cascada, recibirá una señal de mayor intensidad que un detector de fluorescencia alejado observando el mismo evento.

En principio también se puede obtener información del desarrollo de la cascada a través de las ráfagas de radio emitidas, pero su adquisición es complicada por la presencia de ruido, especialmente en áreas industrializadas.

Una EAS tiene la siguiente estructura (Fig. 1.13) :

- El eje de la cascada, que es definido como el tamaño del vector de momento inicial del CR primario en la dirección de propagación.
- El núcleo de la cascada, que está localizado generalmente en la región central y donde la densidad de partículas es muy elevada. Además, se encuentran las partículas más energéticas y comúnmente son hadrones.
- Dirección de incidencia (ángulo zenital y azimutal) del eje de la cascada.
- El frente de la cascada que tiene forma de un disco y para grandes eventos presenta una ligera curvatura.

¹⁶ La **fluorescencia en aire** (*Air Fluorescence*) se debe a que las partículas cargadas de una EAS ionizan y excitan las moléculas que componen la atmósfera (mayormente nitrógeno) y parte de la energía de excitación se emite en forma de radiación visible o UV.

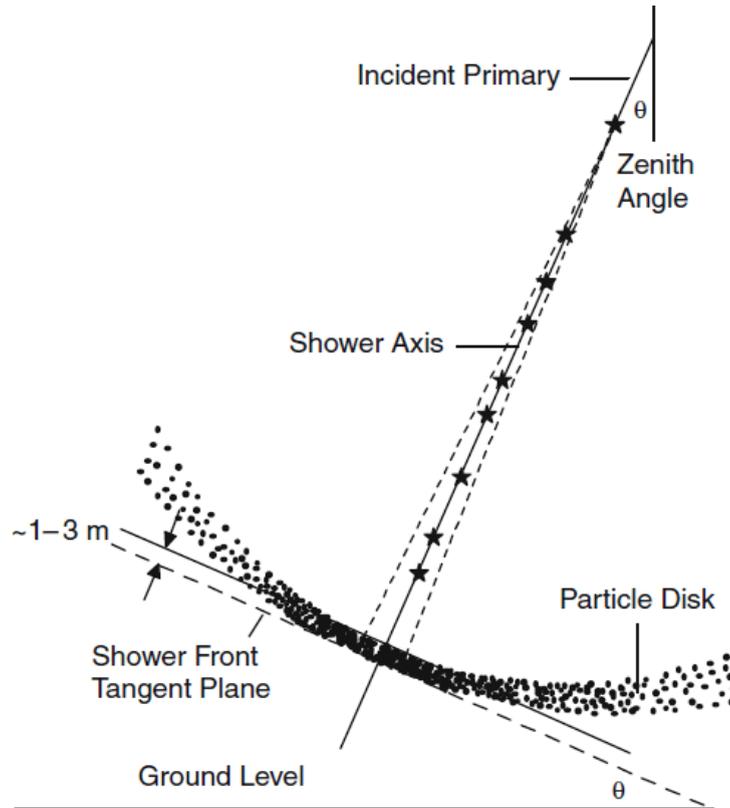


FIGURA 1.13: Diferentes partes que componen una EAS [4].

Otro parámetro que caracteriza la EAS es el perfil temporal respecto a su eje cuando llega a la superficie. La mayor cantidad de las partículas arriban en un corto intervalo de tiempo, que va desde unos pocos nanosegundos en la vecindad del eje hasta unos 10 ns para grandes distancias desde el núcleo de la cascada. Sin embargo las partículas menos energéticas pueden provocar que la distribución temporal se extienda a más de un microsegundo, pero el frente de la cascada se acota a un tiempo de llegada comúnmente de ≈ 100 ns.

Un término frecuentemente empleado para representar el desarrollo de una EAS es la Edad de la Cascada (s). Las llamadas cascadas jóvenes ($s < 1$) son aquellas que no han alcanzado su máximo desarrollo en un determinado nivel de observación, las cascadas viejas ($s > 1$) son aquellas donde su desarrollo se encuentra posterior al máximo ($s = 1$).

Las cascadas atmosféricas han despertado durante muchos años gran interés científico y por ende persistentes estudios en áreas como física de partículas elementales, física de CRs, astrofísica y cosmología. Las principales líneas de investigación están dirigidas al estudio de la composición química, características espectrales, anisotropías en la dirección de llegada y el origen de los CRs más energéticos. Gracias a varios experimentos de cascadas atmosféricas fueron descubiertas partículas elementales como e^+ , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , entre otras.

1.2.2.1. Cascadas originadas por Hadrones

La mayor cantidad de EASs son ocasionadas por hadrones¹⁷ extremadamente energéticos, que entran a la atmósfera isotrópicamente desde el espacio exterior. Para energías superiores a 1 GeV, el flujo de CRs primarios es dominado principalmente por núcleos de Hidrógeno (protones), como se aprecia en Fig. 1.10- a, aunque también llegan otros núcleos atómicos.

La cascada originada por los hadrones (Fig. 1.14) se caracteriza por tener una componente hadrónica (fragmentos nucleares producto de colisiones con los núcleos atmosféricos, nucleones aislados, mesones π y K, etc.), una componente electromagnética debido en particular al decaimiento de piones neutros en rayos gamma y una componente muónica y de neutrinos, los cuales resultan de la desintegración de mesones cargados [16]. Si el evento primario tiene una energía baja o moderada, las componentes hadrónicas y electromagnéticas son fácilmente absorbidas por la atmósfera, quedando solo la componente penetrante de muones y neutrinos que sí logran alcanzar la superficie terrestre.

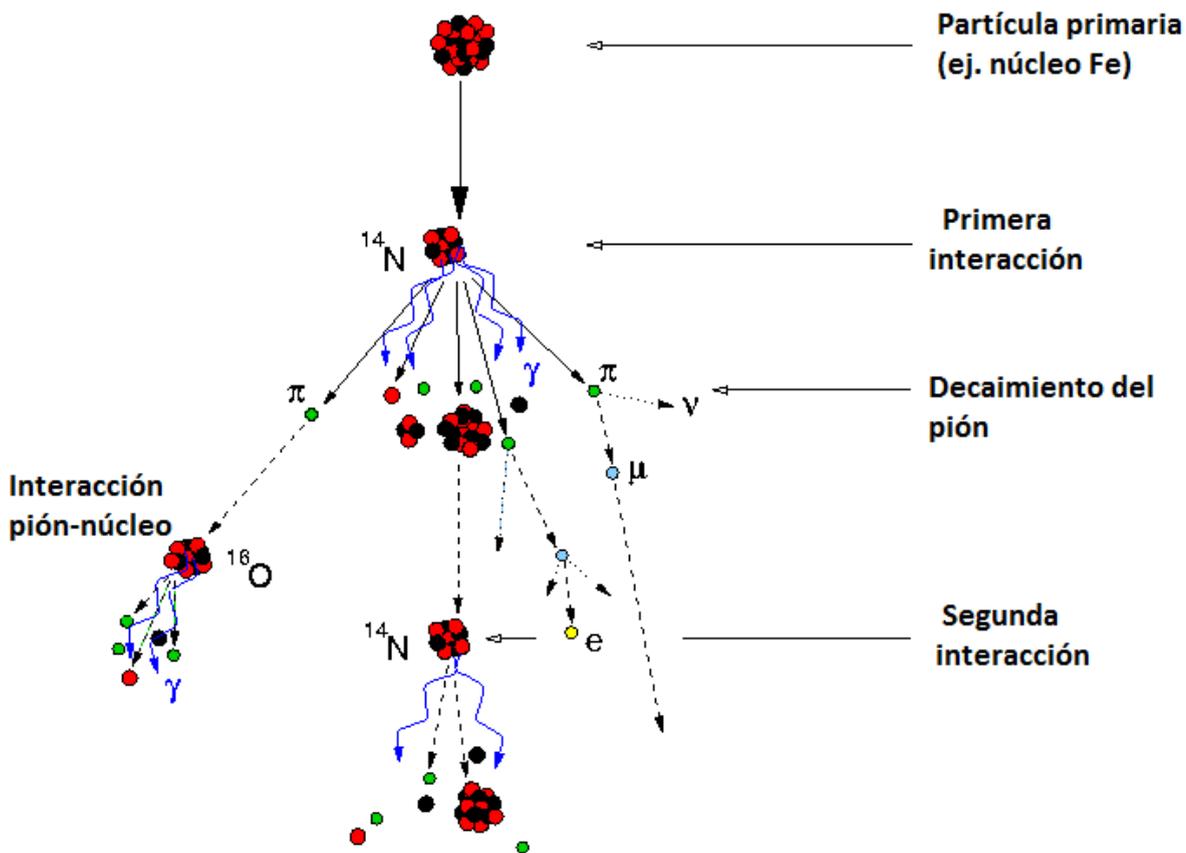


FIGURA 1.14: Desarrollo de una cascada inducida por hadrones.

¹⁷Un hadrón es una partícula subatómica formada por quarks que permanecen unidos debido a la interacción nuclear fuerte. Existen dos tipos de hadrones: **Bariones** (constituidos por 3 quarks. ej. protón) y **Mesones** (constituidos por un quark y un antiquark. ej. pión)

1.2.2.2. Cascadas originadas por Rayos Gamma

Las cascadas atmosféricas originadas por la interacción de rayos gamma muy energéticos o electrones son prácticamente cascadas electromagnéticas. Sin embargo la existencia de electrones con energía superior a 1 TeV es poco probable, pues no logran viajar grandes distancias en el espacio sin sufrir grandes pérdidas energéticas por radiación de sincrotrón y efecto Compton inverso.

En comparación a las cascadas hadrónicas, una cascada electromagnética (CEM) producida por un rayo gamma de una energía similar es más compacta; las partículas son emitidas fuertemente en la dirección longitudinal de propagación y cerca de su eje. Lo anterior es debido a que los productos secundarios, principalmente e_s^- , e_s^+ que surgen de la formación de pares y los fotones originados por bremsstrahlung del electrón, no adquieren en promedio un gran momento transversal. Los e_s^- durante su propagación están sujetos principalmente a dispersiones Coulombianas. En una CEM las partículas están muy agrupadas, formando un disco de partículas delgado con espesor aproximado de 1 metro. En cuanto a la longitud de interacción, los eventos de origen electromagnético penetran menos en la atmósfera que en el caso de hadrones. También las CEMs carecen completamente del energético núcleo hadrónico, pues el contenido total de hadrones es insignificante y no están sujetas a grandes fluctuaciones en su desarrollo. Lo más significativo para este trabajo es el bajo contenido de muones que presentan; según [17] hay 20 veces más muones en una cascada inducida por un hadrón, que en una inducida por un rayo gamma de la misma energía.

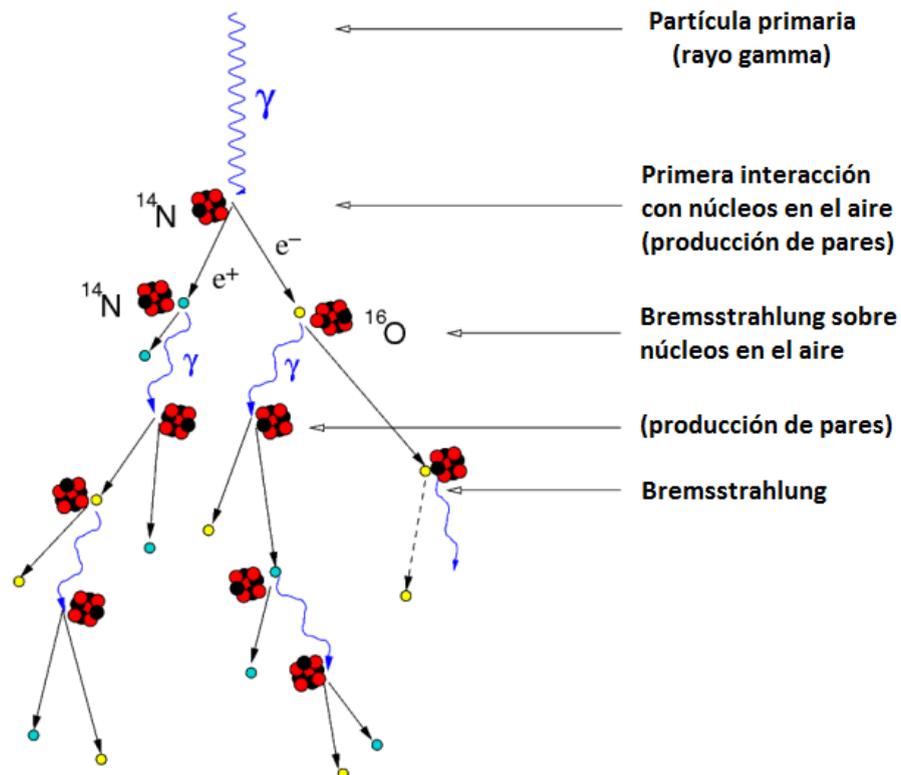


FIGURA 1.15: Desarrollo de una cascada inducida por rayos gamma.

1.2.3. Muones atmosféricos

Los muones atmosféricos son productos secundarios que acompañan las cascadas. Creados en la atmósfera superior, surgen del decaimiento de mesones cargados como piones y kaones debido a interacciones débiles. A continuación se muestra el esquema de desintegración con el correspondiente *Branching ratio*¹⁸ entre paréntesis.

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad , \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\sim 100\%) \quad (1.6)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad , \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\sim 63,5\%) \quad (1.7)$$

Como interaccionan débilmente y tienen una masa mucho mayor que la del electrón, los muones son partículas altamente penetrantes capaces de alcanzar la superficie terrestre; sin embargo a nivel del mar su flujo disminuye conforme aumenta el ángulo respecto al zenit según $\cos^2(\theta)$, lo cual se traduce en que hay mayor probabilidad de detectar muones viajando verticalmente que en paralelo.

En la Fig. 1.16 se observa el flujo de las partículas más comunes que se encuentran en las cascadas atmosféricas. Es evidente que los muones y los neutrinos son los que tienen la mayor presencia en la superficie. El abrupto descenso en el flujo de muones cerca de 15 km significa que es la altura a la que se producen.

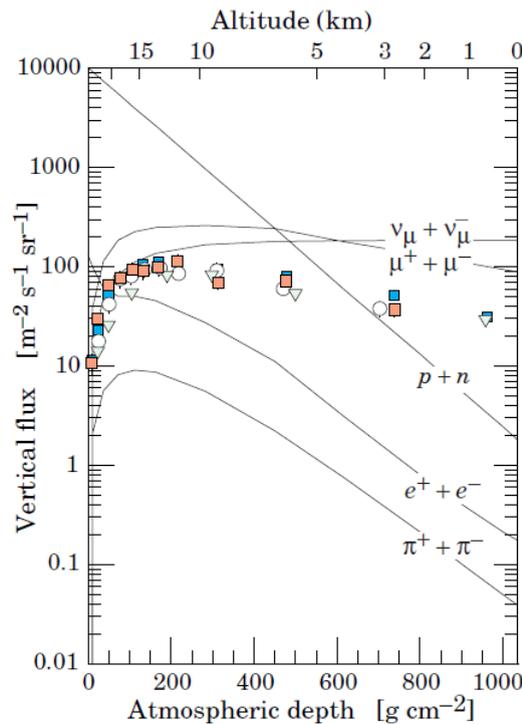


FIGURA 1.16: Flujo vertical de partículas con $E > 1$ GeV que componen las cascadas atmosféricas. Los puntos representan mediciones de muones negativos con $E > 1$ GeV [14].

¹⁸Probabilidad de que una interacción o decaimiento ocurra en un canal específico.

Debido a que para grandes ángulos los muones de baja energía decaen antes de alcanzar la superficie y los piones más energéticos decaen antes de interactuar, la energía promedio de los muones aumenta con el ángulo, como se aprecia en la Fig. 1.17. El pico de ese espectro energético cerca de $p_\mu = 30$ GeV/c significa que los muones tienen usualmente una velocidad relativa $\beta \approx 1$ mientras que los muones menos energéticos ($p_\mu < 1$ GeV/c) tienen $\beta < 1$ y decaen, pues su pequeña vida media y la dilatación del tiempo que enfrentan no es suficiente para permitirles llegar a nivel del mar.

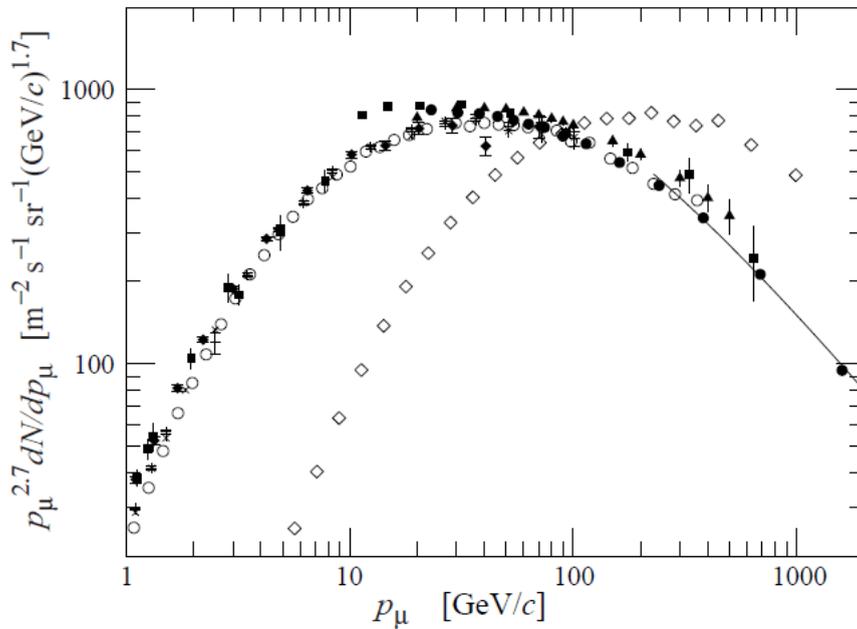


FIGURA 1.17: Espectro energético de muones atmosféricos a nivel del mar, para $\theta = 0^\circ$ (puntos negros y círculos blancos) y $\theta = 75^\circ$ (rombos blancos) [14].

1.2.3.1. Mecanismo de pérdida energética de los muones

Los muones alcanzan el nivel del mar con una energía promedio de ≈ 4 GeV. Al ser partículas cargadas interactúan con la materia ionizándola. En estas colisiones los muones pierden energía a través de dispersiones electromagnéticas con los electrones atómicos de las moléculas del aire. La pérdida de energía es proporcional a la cantidad de materia que ellos atraviesan.

Un parámetro importante para describir dichas interacciones es la **profundidad atmosférica X** (g/cm²). Se define como la integral de la densidad atmosférica por encima del nivel de observación h :

$$X = \int_h^\infty \rho(h') dh' \simeq X_0 e^{-h/h_0} \quad (1.8)$$

La aproximación de la ecuación anterior es para una atmósfera isotérmica, donde $X_0 = 1030$ g cm⁻² y $h_0 \simeq 8.4$ km. Además es válida solamente para partículas verticales.

La pérdida energética de los muones es aproximadamente 2 MeV por g/cm^2 y con una profundidad de interacción de la atmósfera igual a X_0 , los muones pierden en total cerca de 2 GeV en su paso a través de la atmósfera [18].

A través de la fórmula de Beth, el proceso de pérdida energética puede ser descrito [19]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi n_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right) + \delta(E) \quad (1.9)$$

donde los parámetros de la ecuación para el caso del muón son:

- I : energía promedio de excitación del material.
- Z : número atómico, A : número másico y ρ : densidad, del material atravesado.
- N_A : número de Avogadro.
- $n_e = Z \frac{N_A \rho}{A}$: número de electrones por m^3 del material atravesado.
- m_e : masa del electrón.
- r_e : radio clásico del electrón (en unidades SI).
- $z = 1$: carga del muón (en unidades de carga eléctrica del e^-).
- $M = m_\mu$: masa del muón.
- $\beta = \frac{v}{c}$: velocidad relativa del muón.
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$: Factor de Lorentz del muón.
- $Q_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2m\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$: máxima energía cinética de retroceso del electrón.
- $\delta(E)$: factor de corrección a la fórmula de Bethe en dependencia de la energía.

Utilizando la aproximación $\gamma \frac{m_e}{m_\mu} \ll 1$, la energía cinética se reduce a $Q_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$. Por otra parte el factor de corrección $\delta(E)$ puede despreciarse, ya que toma grandes valores para $E_\mu > 1$ TeV.

Luego de las anteriores consideraciones la fórmula de Bethe se reduce a:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi n_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1.10)$$

1.3. Separación Gamma-Hadrón (G/H)

Uno de los principales retos que tienen los observatorios terrestres dedicados a la detección indirecta de rayos gamma, es la reducción del ruido (*background*) producido por la interacción de partículas primarias hadrónicas. Este fondo hadrónico llega a ser, como mínimo, dos veces superior a la señal que se desea detectar [20; 21]. La capacidad de discriminar entre cascadas producidas por rayos gamma y por hadrones es uno de los aspectos fundamentales que determina la sensibilidad de un observatorio. Han sido explorados diferentes métodos de discriminación teniendo en cuenta las características propias de cada observatorio y las diferencias físicas existentes entre ambas cascadas. Para los IACT, la separación G/H se basa mayormente en las imágenes que producen cada tipo de cascada. En 1985 Hillas [22] propuso un método basado en parámetros que describen la forma y orientación de la imagen obtenida. La disposición del eje principal de la imagen determina la dirección de la partícula primaria y si presenta una forma elíptica estrecha, indica que fue un fotón (Fig. 1.18). En el caso de las cascadas hadrónicas, pueden llegar distribuidas isotrópicamente dentro del campo de visión de la cámara y con una orientación axial aleatoria respecto al eje óptico del reflector [23].

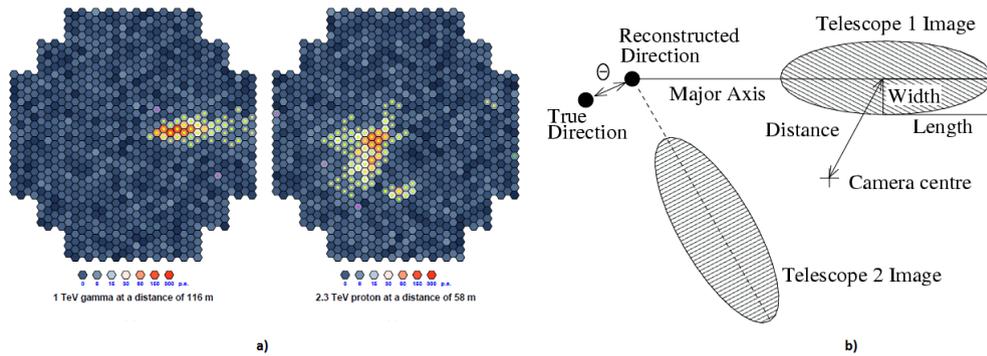


FIGURA 1.18: a) Diferencias entre la imagen producida por un rayo- γ y un protón en la cámara de un IACT. b) Esquema de los parámetros de Hillas (Width, Distance, Angle, Length).

La colaboración del telescopio Whipple desarrolló técnicas de separación (Supercorte, Supercorte Extendido, Hiperesfera) con muy buenos resultados para IACTs, las cuales estaban estrechamente relacionadas con los parámetros de Hillas [23]. Otros estudios han explorado métodos distintos, empleando variables tridimensionales [24; 25] o incluso el brillo de las imágenes [26].

En el caso de observatorios basados en la detección de radiación Cherenkov en agua, se han analizado estrategias de separación señal-ruido apoyadas en diferencias topológicas de las cascadas en la superficie (distribución lateral de carga y tiempo a partir del eje) [27; 28], el contenido de muones [20; 29], la edad y dimensión de las cascadas [30] o la distribución lateral de electrones [31].

Actualmente las variables de HAWC para filtrar señales son Compactness y PINCness, que serán explicadas en la Sección 2.3.

Mucho auge ha adquirido el uso de técnicas de Aprendizaje Automático (*Machine Learning*) con el fin de desarrollar nuevos discriminadores u optimizar los ya existentes [24; 32; 33]. Algunos de los algoritmos frecuentemente usados son: *Random Forest*, *Neural Networks*, *Boosted Decision Trees*, *Support Vector Machine*, entre otros; los cuales se pueden encontrar dentro del paquete computacional TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) basado en ROOT [34].

1.3.1. Medición del poder de separación

Para evaluar el poder de separación G/H de una determinada variable hay tres parámetros muy importantes a tener en cuenta: separación, significancia y el factor de calidad [35].

Separación

El potencial discriminatorio de una variable puede percibirse analizando la superposición de las distribuciones que produce para señal (gamma) y ruido (hadrón) y es efectiva si la separación es notable. En la Fig. 1.19 se muestran como ejemplo las distribuciones de dos variables (**var1**, **var2**).

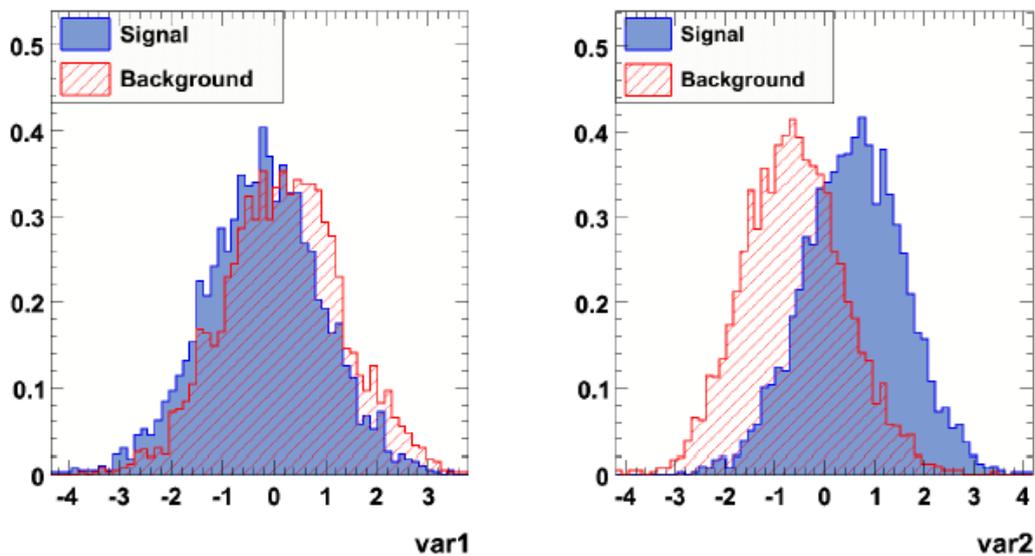


FIGURA 1.19: Comparación entre las distribuciones (señal/ruido) producidas por dos variables.

Mientras en la gráfica de **var1** las distribuciones de señal y ruido son casi idénticas, para la **var2** la separación de ambas distribuciones es mayor, lo cual indica que es mejor para discriminar.

Significancia

La significancia (S) de una fuente es una medida usada en astronomía de rayos gamma para describir la probabilidad de que una señal observada sea causada por fluctuaciones del *background* de CRs o por una fuente. Generalmente, el criterio empleado para resultados científicos confiables es de una $S > 5$ sigmas. Como en astronomía de rayos- γ predomina mucho el ruido, lo idóneo es optimizar los algoritmos de separación para obtener un máximo incremento de significancia de la fuente.

El parámetro S se obtiene mediante la siguiente expresión [35], considerando $N_\gamma \ll N_{had}$:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_\gamma + 2N_{had}}} \approx \frac{N_\gamma}{\sqrt{2N_{had}}} \quad (1.11)$$

donde N_γ es el número de eventos correspondiente a rayos gamma y N_{had} es el número de eventos hadrónicos.

Factor de calidad (Q-value)

Cuando se aplica un algoritmo de separación, por ejemplo un corte sobre una variable de discriminación, se puede calcular esta nueva significancia (S^{corte}) de la misma forma que en la Ec.1.11. Para conocer la ganancia de significancia lograda se emplea el factor de calidad (Q -value).

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{had}}} = \frac{\frac{N_\gamma^{corte}}{N_\gamma}}{\sqrt{\frac{N_{had}^{corte}}{N_{had}}}} = \frac{S^{corte}}{S} \quad (1.12)$$

donde N_γ^{corte} y N_{had}^{corte} es el número de eventos que pasan el corte para rayos gamma y hadrones, respectivamente.

CAPÍTULO 2

MATERIALES Y MÉTODOS

En el siguiente capítulo se explica la teoría del efecto Cherenkov, además se abordan características específicas del observatorio HAWC como: estructura, principio de funcionamiento, el *software* AERIE y los métodos para separación G/H. Por último, se exponen brevemente algunos rasgos del software ROOT con el cual se desarrollaron los códigos de esta investigación.

2.1. Fundamentos teóricos de la Radiación Cherenkov

La radiación Cherenkov es un tipo de onda de choque que produce un brillo azul característico en reactores nucleares y es un fenómeno análogo a la onda de choque que se produce cuando un avión supera la velocidad del sonido. Fue detectado en experimentos relacionados con radioactividad por Pavel A. Cherenkov. Lo observó bombardeando un recipiente lleno de agua con partículas cargadas (α, β) muy energéticas y supuso que era luminiscencia. Sin embargo, su asesor de doctorado Sergei Vavilov le comentó que era un acontecimiento nunca antes visto y sugirió estudiar cuidadosamente sus propiedades. La explicación teórica de las observaciones de Cherenkov fue realizada por Igor Frank e Ilya Tamm, quienes desarrollaron una fórmula matemática que describiría la emisión de tal radiación [36]. Por estos trabajos los tres fueron galardonados con el Nobel de Física en 1958.

En la Fig. 2.1 - a) se considera una partícula cargada que se mueve relativamente despacio a través de un medio dieléctrico, donde el segmento AB es la trayectoria de la partícula y los círculos representan los átomos de dicho medio. En la región próxima al punto P, el campo eléctrico de la partícula perturba el medio, deformando los átomos. Si la partícula es por ejemplo un electrón, las cargas negativas de los electrones son desplazadas a un lado de las cargas pesadas positivas del núcleo de esos átomos, por tanto, el medio se polariza cerca de tal punto.

Si ahora el electrón se mueve a otro lugar (P'), los átomos deformados alrededor de P vuelven a su forma normal. Mientras los átomos son perturbados se comportan como dipolos elementales, con el polo negativo lejos de la trayectoria de la partícula si es un electrón, o viceversa si es por ejemplo un e^+ , p^+ o μ^+ . Entonces, al pasar la partícula cargada por el medio, cada región elemental cerca de la trayectoria recibe un pequeño pulso electromagnético. Para esta situación el campo de polarización cerca de la partícula será simétrico en todas direcciones (azimutal-segmento AB y a través de los ejes perpendiculares a la trayectoria), por lo que a grandes distancias no habrá campo resultante y no se emitirá radiación. Sin embargo, cuando la partícula cargada se mueve con gran velocidad (Fig. 2.1 - b), el campo de polarización ya no será completamente simétrico. En el plano azimutal se conserva la simetría, pero a través de los ejes hay un campo dipolar resultante que será momentáneamente establecido por la partícula en cada punto de su trayectoria. Debido a lo anterior ocurrirá una breve emisión de radiación en cada localización.

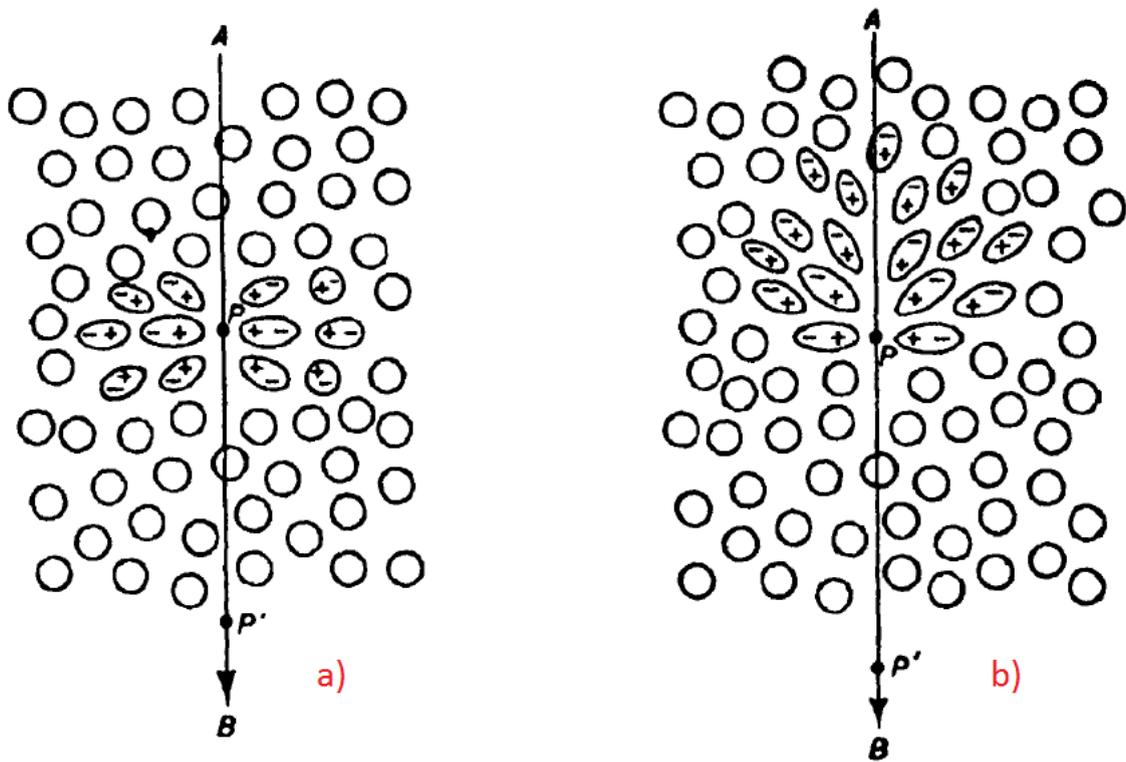


FIGURA 2.1: Polarización de un medio dieléctrico debido al paso de una partícula cargada [37].
a) $v_{part} < v_{fase}$ b) $v_{part} > v_{fase}$.

Cuando la velocidad de la partícula es mayor que la velocidad de fase de la luz en ese medio (Ec. 2.1), la radiación emitida en varios puntos (1,2,3 y 4) se encuentra en fase (*radiación coherente*), dando lugar a un frente de onda plano (Fig. 2.2).

$$v_{fase} = \frac{c}{n} \quad (2.1)$$

donde n es el índice de refracción del material.

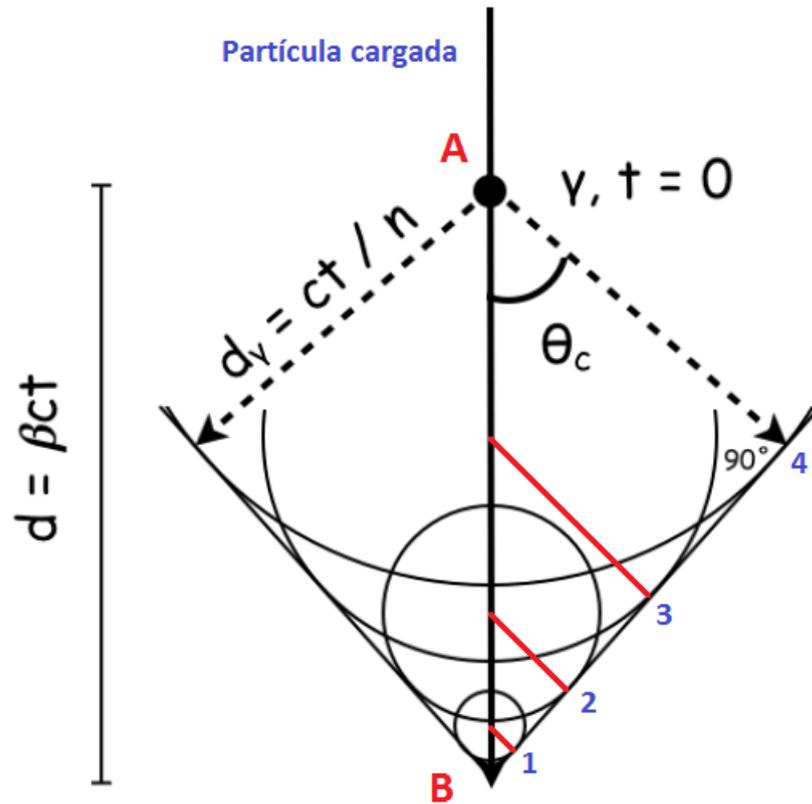


FIGURA 2.2: Esquema de la radiación coherente producida por una partícula moviéndose con velocidad constante a través de un medio. Los círculos representan ondas de choque electromagnéticas emitidas en intervalos de tiempo constantes.

Considerando que la partícula viaja con trayectoria rectilínea y velocidad relativista constante βc , la distancia recorrida por la partícula desde un tiempo $t = 0$ hasta un tiempo t será:

$$d = \beta c \cdot t \quad (2.2)$$

La radiación será emitida formando un ángulo θ_c con la trayectoria AB de la partícula, que se conoce como **ángulo de Cherenkov** y depende del índice de refracción del material. Entonces los fotones viajarán dentro de un cono bien definido y la distancia recorrida estará dada por:

$$d_\gamma = \frac{c}{n} \cdot t \quad (2.3)$$

Si se construye una línea perpendicular desde la posición A hasta el punto 4 del frente de onda se obtiene un triángulo rectángulo y estableciendo relaciones trigonométricas se llega a la conocida **relación de Cherenkov**:

$$\cos(\theta_c) = \frac{d_\gamma}{d} = \frac{1}{\beta n} \quad (2.4)$$

De la Ec. 2.4 se debe señalar que [37]:

- La relación es independiente del tiempo.
- Para un medio con un determinado índice de refracción hay una velocidad umbral $\beta_{min} = 1/n$, por debajo de la cual no hay radiación. Alcanzando esta velocidad crítica la dirección de radiación coincide con la trayectoria de la partícula.
- Para una partícula ultra-relativista con $\beta=1$, hay un ángulo máximo de emisión dado por $[\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)]$.
- La radiación ocurre principalmente en las regiones visible y visible cercano del espectro electromagnético, para el cual $n > 1$. La emisión en la región de rayos X es imposible porque n es menor a uno y no se satisface la Ec. 2.4.

La relación de Cherenkov también se puede conectar con la energía de la partícula a través de:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.5)$$

donde m_0 es la masa en reposo de la partícula.

Luego de despejar β en Ec. 2.5 y sustituir en Ec. 2.4 se llega a:

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n \sqrt{1 - \left(\frac{m_0 c^2}{E}\right)^2}} \quad (2.6)$$

De donde surge una condición para la energía de la partícula:

$$E > n m_0 c^2 / \sqrt{n^2 - 1} \quad (2.7)$$

El número de fotones emitidos por longitud de trayectoria y por unidad de intervalo de energía está dado por [19]:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \approx 370 \sin^2 \theta_c(E) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (z = 1) \quad (2.8)$$

o en función de la longitud de onda:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (2.9)$$

donde α es la constante de estructura fina y \hbar es la constante modificada de Planck.

La deducción de las ecuaciones de la radiación Cherenkov con un tratamiento más riguroso puede encontrarse en [38].

2.2. EL Observatorio HAWC

El observatorio de Cherenkov en Agua a Gran Altura (HAWC, por sus siglas en inglés) es un laboratorio diseñado para observar rayos gamma y rayos cósmicos muy energéticos (100 GeV - 100 TeV). HAWC se ubica 4 100 metros sobre el nivel del mar en una de las laderas del volcán Sierra Negra, cerca de Puebla, México. A esa altura se espera un flujo muy elevado de las partículas que componen las cascadas atmosféricas (Fig. 2.3). Cerca de 6 km sobre el nivel del mar, las cascadas tienen su mayor tamaño y por ende, el mayor número de partículas, ya que después se frenan a medida que la profundidad atmosférica aumenta.

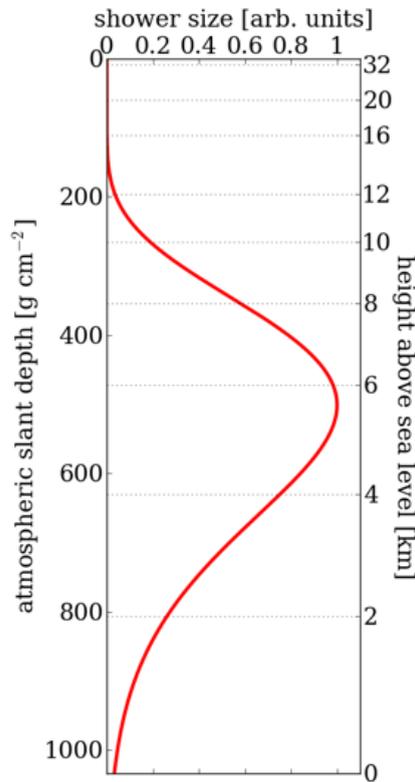


FIGURA 2.3: Simulación del desarrollo de una cascada atmosférica en función de la profundidad atmosférica y la altura sobre el nivel del mar.

El detector tiene un campo de visión instantáneo que cubre 15% del cielo y cada día observa 2/3 de este. Con HAWC se realiza un monitoreo sinóptico de alta sensibilidad para rayos gamma en el Hemisferio Norte. Su inauguración fue en Marzo de 2015 y se espera que tenga un funcionamiento de 10 años [39].

2.2.1. Detectores de Cherenkov en Agua

El observatorio HAWC usa Detectores de Cherenkov en Agua (WCD, siglas en inglés) o tanques para observar partículas de las cascadas atmosféricas. Luego mediante un proceso de reconstrucción que se determina la dirección y energía del rayo cósmico primario que originó la cascada. Consiste en un arreglo de 300 tanques (Fig. 2.4) construidos con láminas de acero corrugado. Tienen una altura de 4.5 m, diámetro de 7.3 m y llevan en su interior una bolsa con aproximadamente 200 000 L de agua purificada. Esta bolsa funciona además como aislamiento óptico entre tanques, permitiendo reducir el ruido en el detector. El agua empleada fue suavizada, filtrada (para remover partículas menores a 0.5 micras) y esterilizada usando luz ultravioleta.

En el interior de cada tanque hay 4 tubos fotomultiplicadores (PMTs, siglas en inglés) posicionados en la base y con su área de detección hacia arriba. En el centro del tanque se encuentra un PMT de alta eficiencia cuántica de 10 pulgadas y tres PMTs laterales de 8 pulgadas, reutilizados del experimento Milagro. Los tres PMTs de 8 pulgadas están a una distancia radial de 1.85 m del PMT central formando un ángulo de 120° entre ellos (Fig. 2.5). Todos los detectores observan la luz Cherenkov producida en el agua a 4 m de altura por alguna partícula secundaria de los CRs atmosféricos y posteriormente convierten la señal recibida en un pulso eléctrico que es medido por el Sistema de Adquisición de Datos (DAQ, siglas en inglés).

Los 300 tanques de HAWC tienen un área activa de 12 500 m² y cubren un área total de 22 000 m² [40]. En medio del arreglo hay un centro de control (*counting house*) que contiene: el DAQ, una habitación de análisis *online* y el sistema de calibración láser del detector. Existen cables coaxiales enterrados que conectan cada tanque con el centro de control, proporcionándoles alto voltaje y recibiendo la información de los 1 200 PMTs. Además, existe otra instalación que alberga la planta de tratamiento de agua.



FIGURA 2.4: Vista aérea del observatorio de rayos gamma HAWC.

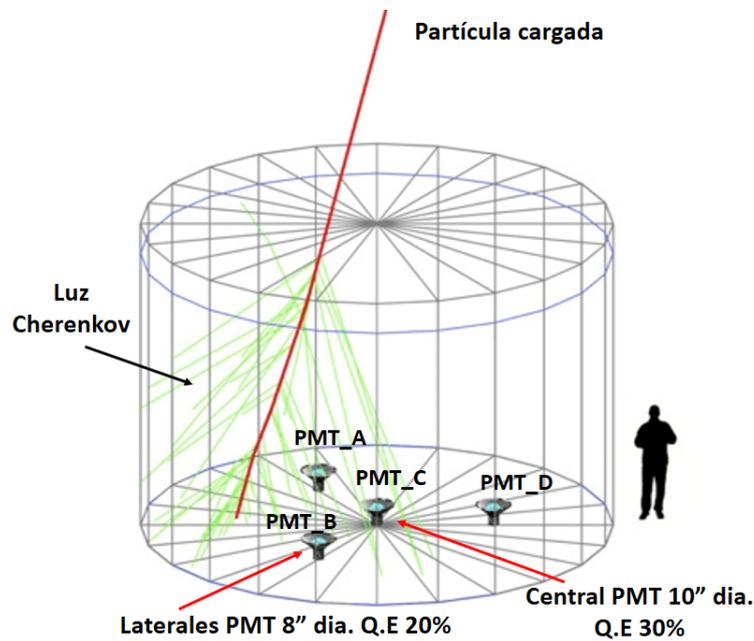


FIGURA 2.5: Simulación del paso de una partícula cargada emitiendo luz Cherenkov dentro de un tanque de HAWC.

La producción de radiación Cherenkov es extremadamente eficiente dentro del agua debido a su alto índice de refracción ($n = 1.33$). Esta luz rodea la dirección de movimiento de la partícula cargada y se emite en un cono frontal cuyo ángulo de apertura es de aproximadamente 41° . Debido a que el cono de luz Cherenkov en el agua es tan grande, casi todas las partículas cargadas que entran en el tanque deben ser observadas por al menos uno de los cuatro PMTs. Por otra parte, el agua es transparente a fotones en el rango de detección de los PMTs y luego de ser tratada (donde se eliminaron muchas impurezas), se consiguió una longitud de atenuación de ≈ 10 m [41]. Esta distancia es suficiente para

asegurar una eficiente producción de luz, incluso para fotones que atraviesan la altura completa del tanque.

2.2.2. Tubos Fotomultiplicadores (PMTs)

Los PMTs son un tipo de detector óptico de vacío que operan bajo el principio básico del efecto fotoeléctrico. Tal es su sensibilidad que pueden detectar hasta un solo fotón y tienen una capacidad de respuesta extremadamente rápida, del orden de cientos de nanosegundos [42]. Generalmente, están compuestos por una envoltura de vidrio (fotocátodo), cuya superficie interna es revestida con un material semiconductor (depositado con vapor) y su función de trabajo es muy baja (Fig. 2.6).

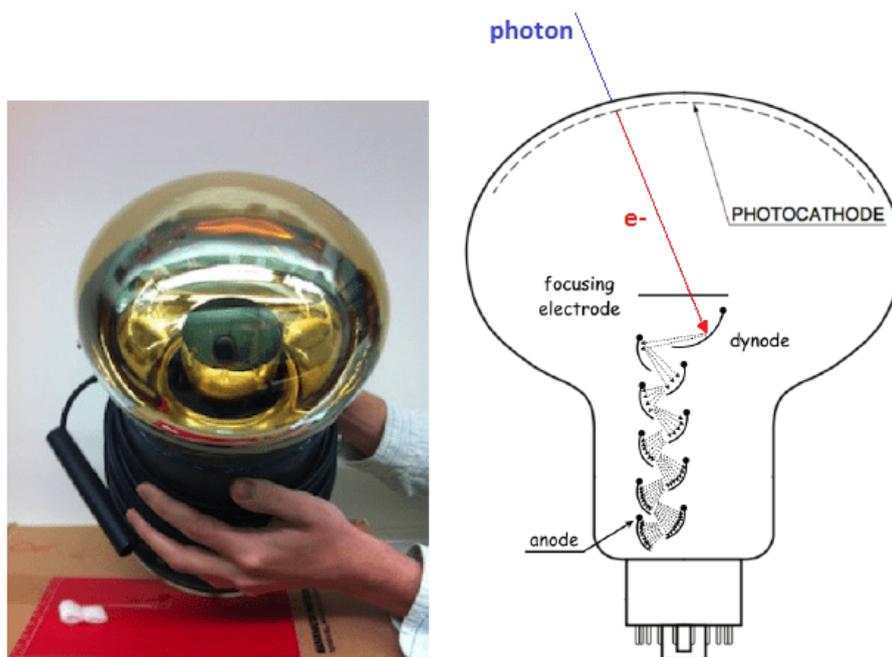


FIGURA 2.6: Tubo fotomultiplicador de HAWC y esquema del principio de funcionamiento interno.

Los fotones que llegan al fotocátodo pueden arrancar fácilmente electrones de dicha superficie por efecto fotoeléctrico. Los electrones libres son entonces acelerados hacia una placa de metal (dínodo) localizada detrás del fotocátodo y que posee un alto voltaje. Cada electrón primario que colisiona con el primer dínodo libera un nuevo grupo de electrones y estos son acelerados hacia el siguiente dínodo donde se repite el proceso. Como resultado el número de electrones a través de la cadena de dínodos continua creciendo hasta llegar al último, entonces se transfieren al ánodo donde son colectados y se produce la señal de salida del PMT.

La razón entre la corriente de salida en el ánodo y la corriente fotoeléctrica producida en el fotocátodo, se conoce como la *ganancia* o *amplificación* del PMT. Idealmente, la ganancia se define como δn , donde n el número de etapas de dínodo y δ es el promedio de emisiones secundarias [43].

El promedio de emisiones secundarias está dado por:

$$\delta = A \cdot E^\alpha \quad (2.10)$$

donde A es una constante, E es el voltaje entre etapas y α es un coeficiente determinado por el material del dínodo y la estructura geométrica. Cuando se aplica un voltaje entre el cátodo y el ánodo del PMT, donde hay n etapas de dínodos, la ganancia G se convierte en:

$$G = \delta^n = (A \cdot E^\alpha)^n = \left\{ A \cdot \left(\frac{V}{n+1} \right)^n \right\} = \frac{A^n}{(n+1)^{\alpha n}} V^{\alpha n} = K \cdot V^{\alpha n} \quad (2.11)$$

donde K es una constante.

HAWC utiliza dos modelos de PMTs: los periféricos Hamamatsu 8" R5912 y el central de mayor eficiencia cuántica Hamamatsu 10" R7081, cuyo objetivo es incrementar la sensibilidad del observatorio a cascadas de baja energía (< 1 TeV). Su rango de detección es para longitudes de onda entre 300 - 580 nm (ver ??). Estos detectores son operados con un alto voltaje positivo de ≈ 1700 V y tienen una cadena de dínodos con 10 etapas. El valor exacto de alto voltaje aplicado en cada canal (PMT) se ajusta para lograr la misma ganancia en todos los detectores y producir una respuesta eléctrica uniforme. Se utiliza una ganancia promedio de 1.6×10^7 para dar una buena resolución de carga a la señal de un solo fotoelectrón [41].

Aunque los PMTs son altamente sensibles, no siempre cada fotón absorbido produce un electrón libre, ya que el efecto fotoeléctrico es determinado por un proceso cuántico probabilista. La respuesta espectral de un PMT usualmente se expresa en términos de la *Eficiencia Cuántica* (QE, siglas en inglés) y la Sensibilidad de Radiación (S_{rad}).

La QE se define como la razón entre el número de fotoelectrones emitidos ($N_{fotoelectrones}$) desde el fotocátodo y el número de fotones ($N_{fotones}$) incidentes. Va a depender del material con que se construyó el fotocátodo y la longitud de onda de la luz incidente. Usualmente se expresa en porcentaje.

$$QE(\%) = \frac{N_{fotoelectrones}}{N_{fotones}} \cdot 100 \quad (2.12)$$

Por otra parte, la sensibilidad de radiación es la razón entre la corriente generada en el fotocátodo ($I_{fotoeléctrica}$) y el flujo de radiación incidente ($P_{incidente}$) a una longitud de onda específica. Este parámetro se expresa en amperes por watts (A/W).

$$S_{rad} (A/W) = \frac{I_{fotoeléctrica}}{P_{incidente}} \cdot 100 \quad (2.13)$$

Para una determinada λ (dada en nanómetros), QE y S_{rad} se relacionan de la siguiente forma:

$$QE(\%) = \frac{S_{rad} \cdot 1240}{\lambda} \cdot 100 \quad (2.14)$$

2.2.2.1. Corrientes oscuras manifestadas en los PMTs

Existen ciertas señales de salida en el ánodo de los PMTs, las cuales no están relacionadas con la señal principal y que reciben el nombre de *corrientes oscuras* o señales espurias. A continuación se explicarán algunas comúnmente observadas.

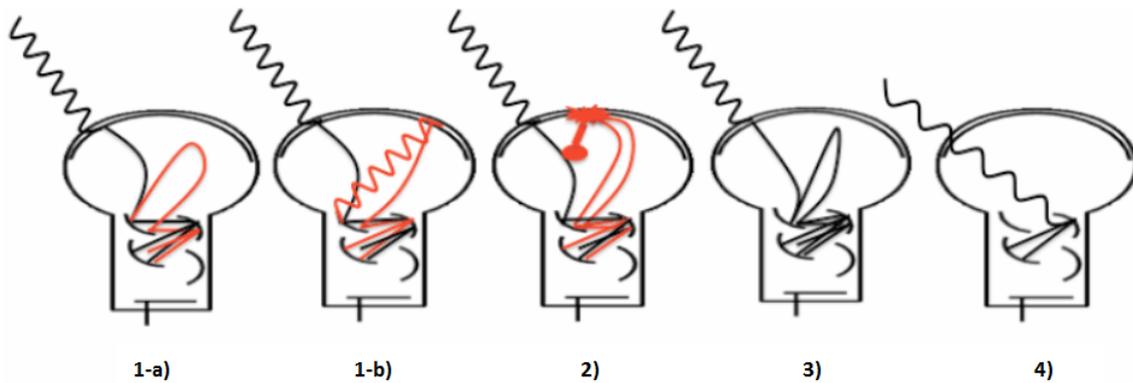


FIGURA 2.7: Origen de las señales espurias dentro de un PMT. 1-a) y 1-b) *Afterpulse* tipo 1. 2) *Afterpulse* tipo 2. 3) *Late Pulse*. 4) *Prepulse*.

1. ***Afterpulses* tipo 1:** Se crean en los primeros 10-100 ns después del pulso principal y pueden ser producidos por una reacción luminosa sobre los dínodos mientras son bombardeados por los electrones (1-b) o por electrones escapados del dínodo que fueron en dirección al fotocátodo (1-a).
2. ***Afterpulses* tipo 2:** Aparecen en el intervalo 100 ns - 16 μ s después del pulso principal debido a la ionización de gases residuales presentes en su interior. La distribución de tiempo en este *afterpulse* depende del tipo de ión involucrado en el proceso.
3. ***Late pulses:*** En este caso un fotoelectrón primario es retrodispersado desde el primer dínodo (sin emitir electrones secundarios) hacia el fotocátodo. En su trayecto hace un giro regresando al dínodo donde ahora sí crea la cascada de electrones. Esto ocasiona un ligero retraso en el tiempo de llegada de la señal.
4. ***Prepulses:*** Surgen cuando los fotones no interactúan en el fotocátodo sino directamente en los dínodos, donde se produce la emisión de fotoelectrones. El resultado es un pulso con menor tiempo de llegada y menor carga, pues se pierde una etapa.

Según se reporta en [41], los PMTs de 10 pulgadas de HAWC han sido más propensos a presentar *prepulses* que los de 8 pulgadas. Se cree que lo anterior es debido a que tienen un recubrimiento del fotocátodo más delgado, permitiendo así el paso de más fotones. Por otra parte, el fenómeno de *afterpulses* debe ocurrir con mayor frecuencia en los detectores reutilizados del experimento MILAGRO, pues son los más antiguos y con el tiempo, el vacío en su interior disminuye. Los *afterpulses* pueden tener un efecto adverso en la carga total y el tiempo de los pulsos calibrados porque conducen a una tasa de ruido alta inmediatamente después de la señal real. Las escalas de tiempo en que se manifiestan depende del ión, por ejemplo para He^+ es de $2 \mu\text{s}$ después de la señal principal y para O^+ , O_2^+ , N_2^+ y CO_2^+ , oscila el entre $5 - 8 \mu\text{s}$ [44].

2.2.3. Procesamiento de señal

Cuando los PMTs de HAWC son *disparados* por las partículas de una cascada atmosférica, la señal se transmite al centro de control donde se encuentra el DAQ. Allí existen 75 *Front-End-Boards*¹ (FEB), cada uno conectado a 16 PMTs. Los FEBs les proporcionan el alto voltaje y también procesan su señal analógica, la cual es enviada hacia otros dos componentes del sistema de adquisición de datos: el DAQ principal donde se registran los eventos individuales por cascada y otro sistema (*scaler system*), encargado de contabilizar durante $10 \mu\text{s}$ la señal en cada PMT. Luego se conforman y discriminan los pulsos de los PMTs considerando dos umbrales relacionados con la carga producida (mín: 0.25 fotoelectrones y máx: 5 fotoelectrones). El sistema TDC² (*Time to Digital Converter*) se encarga de digitalizar los pulsos y medir su tamaño a través de extremos lógicos (*edges*), los cuales establecen dos umbrales: bajo y alto TOT (*Time-Over-Threshold*). Un pulso con bajo TOT tiene dos extremos y representa una detección con baja carga, mientras un pulso con alto TOT tiene cuatro extremos y corresponde a una detección con gran carga. La única forma de distinguir eventos con dos o cuatro *edges* es a través del tiempo entre los pulsos.

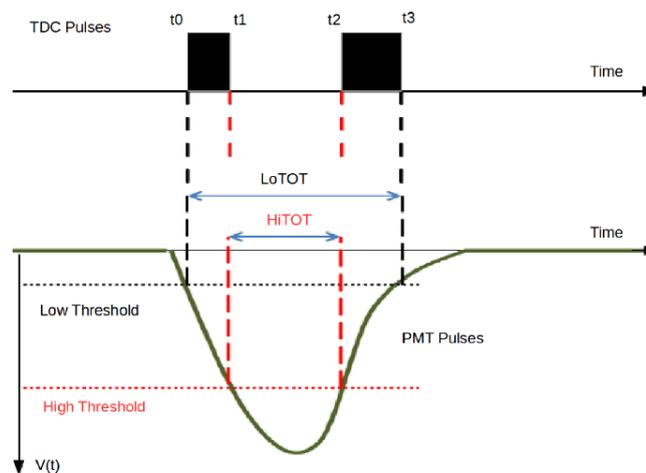


FIGURA 2.8: Esquema del pulso de salida en un TDC para bajo y alto TOT de la señal analógica.

¹Electrónica para acondicionamiento de señales analógicas.

²Dispositivos utilizados para medir un intervalo de tiempo y convertirlo en salida digital (binaria).

Es el sistema de calibración láser de HAWC quien mide la conversión de carga TOT y el tiempo de respuesta para cada PMT. Para ello se generan láseres con diferentes tamaños de pulso. Se utiliza además un reloj GPS para cronometrar eventos individuales, lo cual tiene particular importancia en la detección de GRBs u otros eventos transitorios.

2.2.4. *Software de HAWC*

El *software* de HAWC tiene por nombre AERIE (*Analysis and Event Reconstruction Integrated Environment*) y ofrece un entorno para el procesamiento de los eventos (cascadas) y su posterior análisis. Dicho *software* está estructurado como un conjunto de proyectos de C++ interdependientes, conectados entre sí por un núcleo central o *framework*. El núcleo proporciona un bucle de ejecución para analizar lotes de datos, módulos para que los científicos inserten sus propios algoritmos, clases para almacenar los datos simulados/reconstruidos y bibliotecas para lidiar con tareas comunes como geometría, coordenadas astronómicas o conversiones de tiempo.

Existen otros proyectos destinados a tareas más especializadas como entrada/salida al disco de datos, reconstrucción de trayectorias y confección de mapas. El bucle de ejecución de AERIE puede manejarse con programas “*main*” de C++ o *scripts* de Python.

Los componentes más importantes de AERIE son:

- 1. HAWCNest:** Un objeto central que registra e inicializa servicios. No registra datos.
- 2. Data Structures:** Una representación en memoria de los datos que pueden ser editados por los servicios.
- 3. Services:** Código de usuario que se puede utilizar para editar datos en un bucle de procesamiento (“módulos”) o para proporcionar cálculos independientes, como generación de números aleatorios o transformaciones astronómicas.
- 4. MainLoop:** Un servicio especial que define el flujo de control para el procesamiento de datos.
- 5. Applications:** Una serie de programas usados para el análisis básico de los datos de HAWC, como la elaboración de mapas o la estimación del espectro energético.

2.2.4.1. Simulación y reconstrucción de las cascadas

Simulación

Las simulaciones en HAWC se realizan en tres etapas:

Etapla 1: Simulaciones con CORSIKA de las cascadas de rayos gamma y rayos cósmicos.

CORSIKA (*COsmic Ray SIMulations for KAscade*) es un código de simulación que registra la trayectoria de las interacciones nucleares y electromagnéticas producidas en una EAS. En HAWC se generan cascadas ocasionadas por rayos gamma, protones y núcleos pesados como: ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si y ^{56}Fe .

Etapla 2: Simulaciones con HAWCSim (basado en GEANT4³). Da la respuesta de los tanques a las partículas generadas por CORSIKA en la superficie. Hawcsim es una parte de AERIE que se construye si el código GEANT4 ha sido detectado en su sistema. Propaga las partículas de CORSIKA a un modelo de los tanques de HAWC, calcula la radiación Cherenkov producida cuando las partículas entran en el agua de los tanques y convierte los fotones a fotoelectrones detectados en cada PMT.

Etapla 3: Reconstrucción con AERIE de los eventos simulados que producen señal en los tanques de HAWC. Esta etapa final de la simulación ocurre cuando los fotoelectrones de HAWCSim son leídos por AERIE. Un proyecto para simulación del PMT (*Sim PMT Modeler*) incluye ruido aleatorio a cada canal y distribuye la carga y tiempo de la señal en cada PMT, usando un modelo simple de la resolución del detector. Luego los eventos son reconstruidos usando el programa estándar *offline-reconstructor*.

Reconstrucción

La reconstrucción es un proceso llevado a cabo en AERIE y mediante el cual se determina para cada evento: la dirección de llegada, su energía y la partícula primaria que lo ocasionó (Gamma o Hadrón). Lo primero que se realiza es localizar el núcleo de la cascada, lugar con la mayor concentración de partículas energéticas cerca de su eje. Para ello se hace un ajuste en la densidad de energía registrada por los PMTs disparados en el arreglo. Posteriormente, se determina la dirección de llegada del evento haciendo uso de los tiempos de cada PMT con señal, pues las partículas lejos del núcleo tendrán un tiempo de llegada ligeramente diferente (Fig. 2.9). Por último, se debe clasificar cada evento como: inducido por un rayo gamma o inducido por un hadrón, para lo cual existen dos criterios que serán explicados en la sección 2.3.

³GEANT4: es una herramienta informática para la simulación de detectores e interacciones de las partículas elementales con la materia.

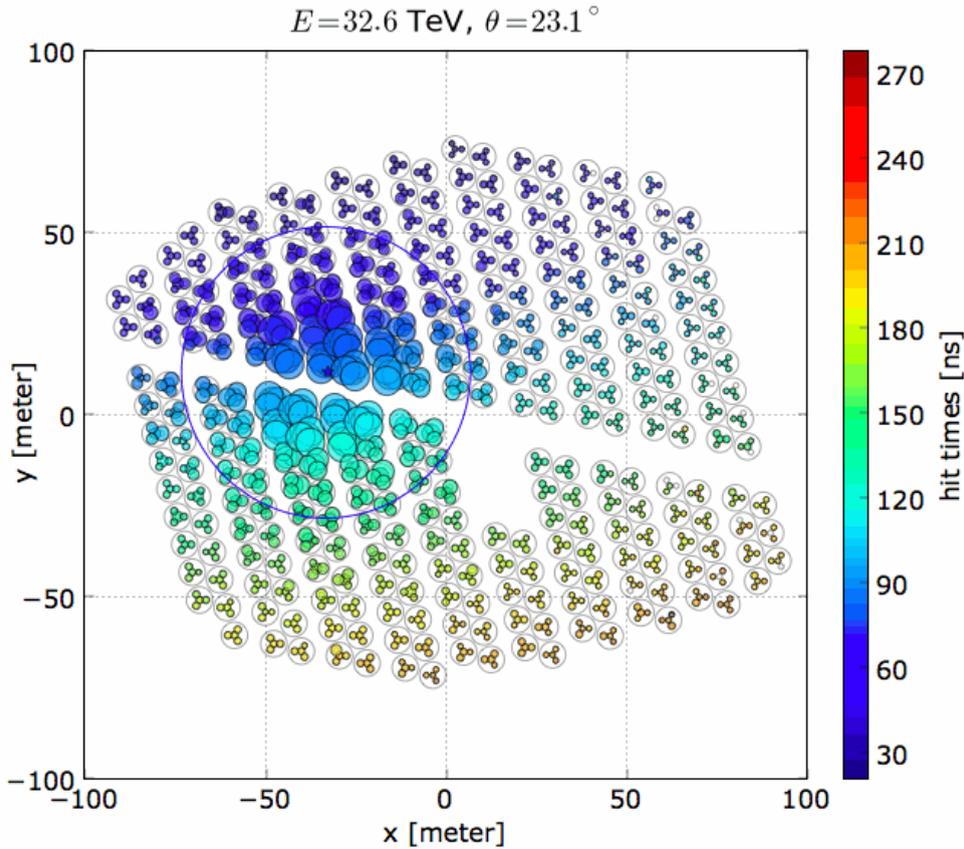


FIGURA 2.9: Evento provocado por rayo gamma y detectado en HAWC. El centro de cada cascada se identifica con una estrella y el círculo azul grande representa la región del núcleo. Los colores indican el tiempo de llegada de las partículas y el tamaño de los círculos la energía depositada en cada PMT.

2.2.5. Formato de los datos

A continuación se describirán brevemente los principales formatos de datos utilizados en la investigación. Véase [45] para una información complementaria.

Datos Crudos (RAW)

El término de datos crudos o RAW se refiere a los datos de los PMTs que fueron digitalizados con ayuda de la electrónica (FEB,TDC) y están en forma de extremos lógicos.

Datos de cascadas (TRIG)

En el *software* de HAWC existe el proyecto SMT (*Simple Multiplicity Trigger*) que se encarga de seleccionar un mínimo de 28 eventos en una ventana temporal de 150 ns, cuando esto ocurre se fija el *tiempo cero* como el valor del último evento registrado (Fig. 2.10). Si es superada la condición del SMT, entonces se amplía la ventana temporal hasta llegar a una duración de $1.5 \mu\text{s}$. Tal información es almacenada en un disco y corresponde a eventos de cascada, que se identifica como archivos *trigger* o TRIG.

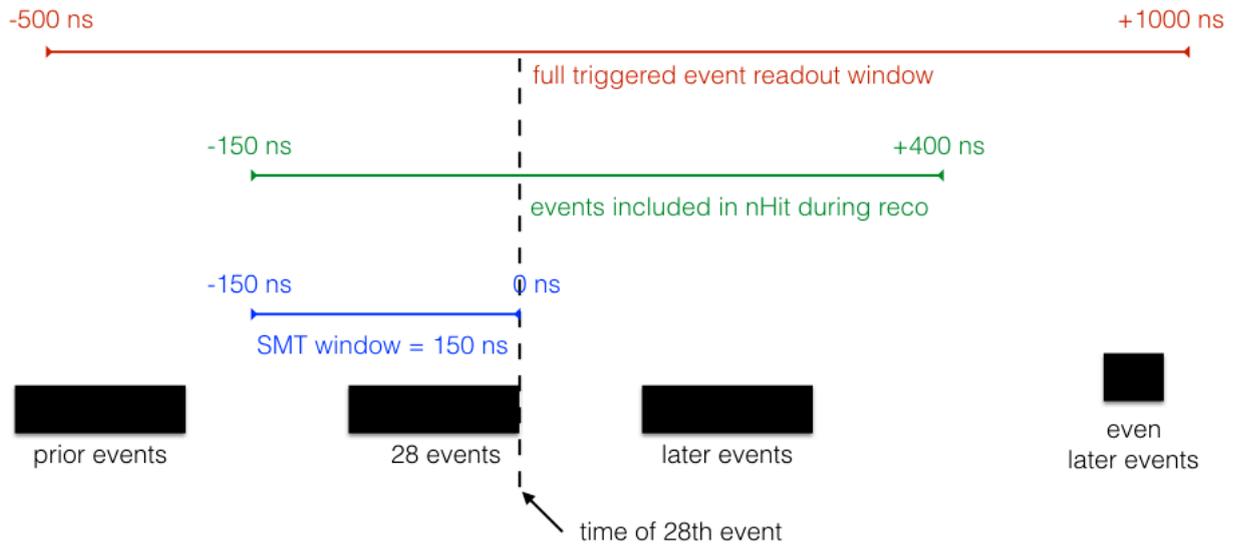


FIGURA 2.10: Estructura temporal utilizada en HAWC para seleccionar cascadas.

Datos Reconstruidos (REC)

La reconstrucción de AERIE se aplica a los archivos TRIG, produciendo datos en formato REC, los cuales incluyen PMTs disparados en una ventana temporal de 550 ns. Las reconstrucciones se llevan a cabo, tanto en el lugar del observatorio como en *clusters* localizados en la Universidad de Maryland y el Instituto de Ciencias Nucleares.

Se organizan por corridas o ejecuciones (*runs*, en inglés), identificados con seis dígitos (ej. run006123). Un *run* se define como una instancia única de inicio y detención del sistema DAQ. Normalmente tienen una duración de 24 horas, a menos que ocurra haya ocurrido un problema en la toma de datos.

Online Reconstruction

La reconstrucción en el sitio del observatorio (*online reconstruction*) se utiliza para diagnosticar la salud del detector y proporcionar un sistema de alerta temprana a eventos transitorios, como ráfagas de rayos gamma provenientes de AGN o GRB.

Offline Reconstruction

La reconstrucción fuera de HAWC (*offline reconstruction*) se lleva a cabo mediante un *script* de procesamiento automático denominado HAWCProd. Este se emplea para reconstruir archivos utilizando versiones estables de AERIE, combinadas con constantes de calibración actualizadas regularmente y datos inspeccionados que se almacenan en archivo llamado *config-hawc*. HAWCProd produce datos de dos tipos: un formato REC con datos resumidos y un formato de datos extendidos con información correspondiente a cada canal que estuvo involucrado en un evento.

2.3. Estrategias para selección de rayos gamma en HAWC

En HAWC se considera ruido a la señal producida por cascadas de origen hadrónico. El flujo de cascadas hadrónicas es aproximadamente cuatro ordenes de magnitud mayor que la señal de rayos gamma (15 - 25 KHz). HAWC emplea dos técnicas para seleccionar los eventos debido a rayos- γ :

Compactness

Compactness es una variable que busca grandes depósitos de carga lejos del núcleo de la cascada. El algoritmo identifica el PMT que registró la mayor carga afuera de una circunferencia de radio específico ($R = 40$ m), que rodea el núcleo reconstruido (CxPE40).

$$Compactness = \frac{nHit}{CxPE40} \quad (2.15)$$

donde $nHit$ es el número total de PMTs disparados y $CxPE40$ es medido en fotoelectrones.

El método tiene como propósito comparar cascadas con $nHit$ similares y aprovechar las fluctuaciones de carga fuera de la región del núcleo para determinar la naturaleza del evento. La selección de $R = 40$ m asegura que la región del núcleo y su gran concentración de PMTs con señales sean excluidos de $CxPE40$.

Las cascadas hadrónicas, quienes tienden a presentar mayores valores de $CxPE40$, estarán caracterizadas por bajos valores de *compactness*. Esta variable solo puede ser calculada cuando la determinación del núcleo de la cascada ha sido exitoso. Una extensión de dicho parámetro es *Pair Compactness* [27], que se encarga de identificar el promedio de carga y la separación espacial por pares en un subconjunto de PMTs con señal.

PINCness

La variable *PINCness* (*Parameter for Identification of Nuclear Cosmic rays*) calcula la media cuadrática (RMS-*Root Mean Square*) de la distribución de carga en un conjunto de anillos concéntricos alrededor del núcleo de la cascada. Se espera que la RMS sea mucho mayor para los protones y otros rayos cósmicos hadrónicos que para los rayos gamma (Fig. 2.11). Han sido implementadas dos versiones de *PINCness* en AERIE y la versión 2 se utiliza actualmente. Se define como:

$$PINC^{(V2)} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N_R} \left(\sum_{n=0}^{N_i} \frac{(Q_n - Q_i)^2}{\sigma_i^2} \right) \quad (2.16)$$

donde i indica el anillo de 5 metros con radio R_i medido a partir de la localización del núcleo reconstruido. N es el número total de PMTs usados en la reconstrucción y N_R es el número de anillos necesarios para incluir el PMT posicionado más lejos del núcleo reconstruido.

Los restantes parámetros se miden dentro del i -ésimo anillo, donde N_i es el número de PMTs en su interior, Q_n es la carga individual de un PMT, Q_i es la carga promedio y σ_i es la incertidumbre asociada con Q_i .

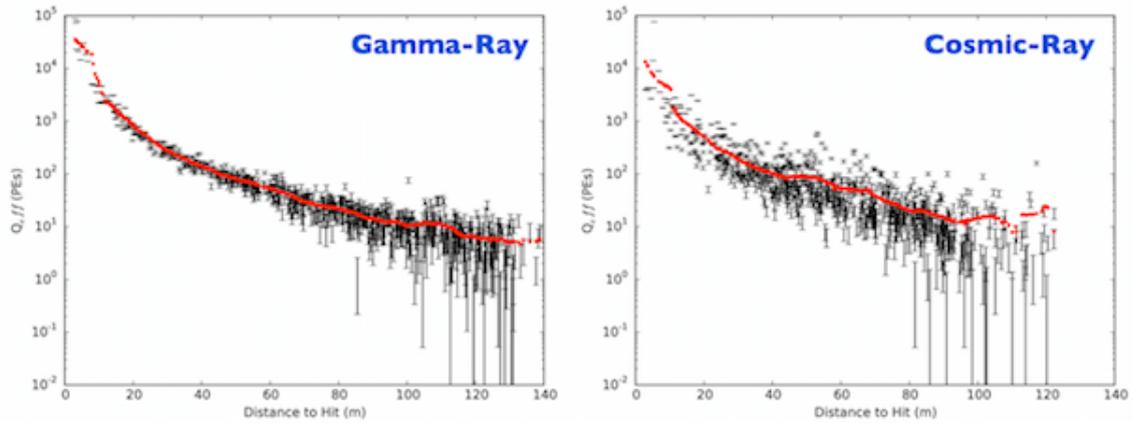


FIGURA 2.11: Distribución de carga efectiva en función de la distancia desde el núcleo de la cascada para rayos- γ y CRs.

2.4. ROOT framework

ROOT es un entorno de trabajo desarrollado por el CERN desde 1994 para el análisis de datos científicos a gran escala. Se orienta a objetos y en lenguaje C++, aunque también hay distribuciones en Python y R. Con más de 1 500 000 de líneas de código, proporciona todas las funcionalidades necesarias para hacer frente a un gran procesamiento de datos, análisis estadístico, visualización y almacenamiento. Dirigido originalmente hacia la física de partículas, se ha aplicado en otras áreas como la astronomía y la exploración de datos en inteligencia artificial (*Data mining*). Todos los programas desarrollados para el análisis de datos en este trabajo se llevaron a cabo con la versión *Release 6.06/00* - 2015-12-09.

CAPÍTULO 3

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En el capítulo se expone la estrategia para reconocer y seleccionar candidatos a muones dentro de los tanques de HAWC. También se fundamenta una nueva variable para la reducción de señales con origen hadrónico y se tratan aspectos de su implementación en el *software* AERIE. Por último, se analiza la información de salida que proporciona dicha variable.

3.1. Identificación de muones en HAWC

Los muones son las partículas cargadas con mayor probabilidad de alcanzar los tanques de HAWC (Fig. 1.16), entrar en el agua y producir luz Cherenkov que dispare los tubos fotomultiplicadores.

En [46] fue calculado para el observatorio HAWC el poder de frenado $(-\frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho})$ que experimentan los muones en aire y agua usando la Ec.1.10. En el aire se asumió un valor constante de ≈ 2.5 MeV por g/cm^2 para el rango de energía siguiente: 300 MeV - 100 GeV, lo cual condujo a una pérdida energética total de unos pocos GeV. Al considerar la densidad de la columna vertical de aire a la altura del observatorio ($460 \text{ g}/\text{cm}^2$) y la energía promedio donde se producen (≈ 6 GeV a unos 15 Km en la atmósfera), se obtuvo que los muones deben llegar con alrededor de 5 GeV a los tanques. Para su paso en agua, como los parámetros del material en la fórmula de Bethe son muy parecidos a los del aire, el poder de frenado sigue considerándose constante de 2.5 MeV por g/cm^2 . Teniendo en cuenta solo muones verticales, la altura de los tanques de HAWC y la densidad del agua, se determinó que pierden 2.1 GeV en el tanque y que pueden alcanzar el fondo todavía con mucha energía (3 GeV). Por lo cual, aproximando la velocidad del muón a c , deben tardar cerca de 15 ns en atravesarlo.

Dado que m_μ (105 MeV/c) \gg m_e (0.5 MeV/c), el proceso de dispersión electromagnética con los electrones atómicos no causará que los muones se desvíen y la dispersión elástica con los núcleos atómicos (la cual sí podría influir) no produce una pérdida efectiva de energía pues ocurre hacia delante en la dirección de movimiento. Lo anterior se traduce en que el muón tiene aproximadamente una trayectoria recta viajando por el aire y agua.

Al estudiarse la información de tiempo registrada por los PMTs cuando un muón vertical viaja cercano al detector central (PMT_C), se obtuvo un valor de ≈ 5.4 ns. Dicho número caracteriza la diferencia temporal resultante entre el PMT_C y los laterales [46; 47].

Dependiendo del lugar por donde pase un muón dentro del WCD, puede provocar 1, 2, 3 o 4 PMTs con señal (multiplicidades = M). En la Fig. 3.1 se muestra una simulación Monte Carlo con las regiones donde muones verticales pueden ocasionar las diferentes multiplicidades. Las áreas con mayor número de muones en $M = 1$ y $M = 2$ coinciden, sin embargo hay partículas en el área correspondiente a $M = 3$ que son registradas como $M = 2$; lo mismo sucede para $M = 3$, donde existe la probabilidad de que muones en la región central disparen tres detectores y otros que pueden pasar por la región de $M = 3$ y activar los cuatro PMTs. Según los datos, lo común es registrar muchas $M = 1$ y es el PMT_C quien presenta la mayor cantidad de conteos.

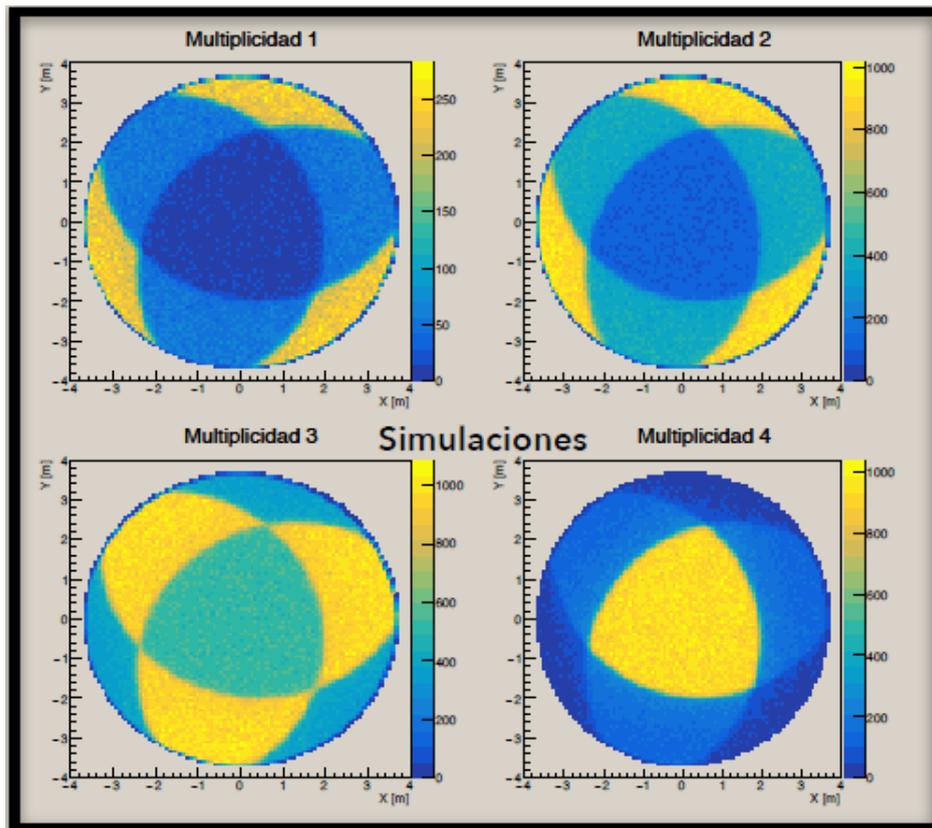


FIGURA 3.1: Identificación dentro de un tanque, de las zonas donde ocurren las distintas multiplicidades ocasionadas por muones verticales.

Se realizó un estimado del valor numérico de las áreas para las multiplicidades 2, 3 y 4; esto a través de operaciones booleanas con el *software* ANSYS (Fig. 3.2). Los contornos sombreados se obtienen intersectando las regiones donde la luz Cherenkov se depositará cuando un muón vertical incida exactamente sobre cada PMT. El tamaño de las zonas iluminadas se determinó con el ángulo de Cherenkov y la altura del agua en los tanques (4 m), quedando así para los PMTs laterales una parte de la luz dentro y otra afuera del tanque.

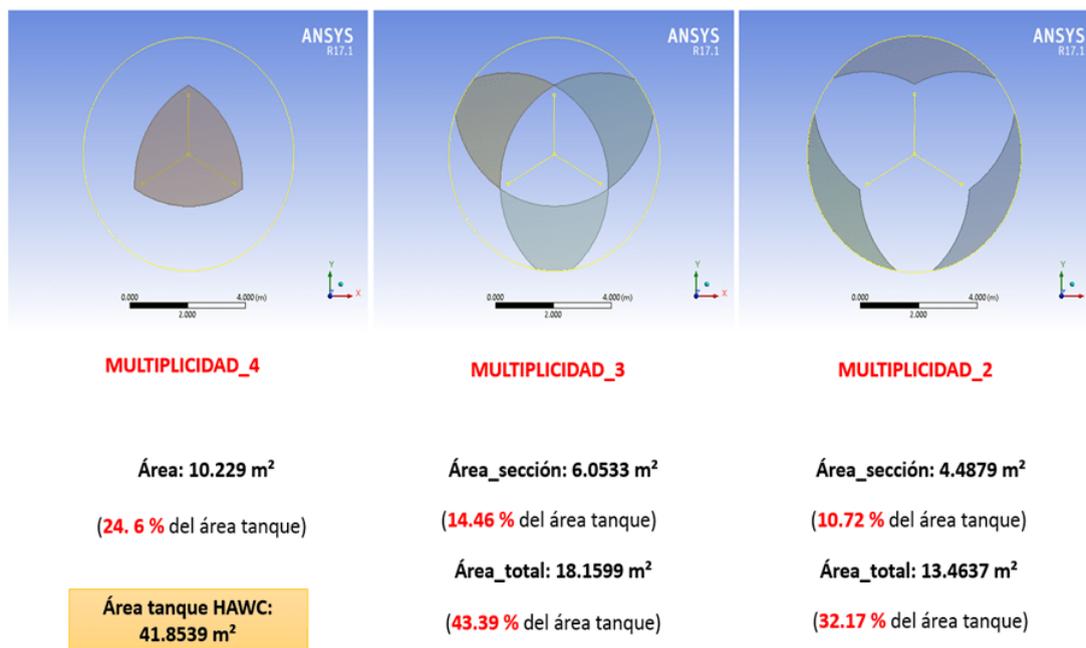


FIGURA 3.2: Valores estimados de las áreas dentro de un tanque de HAWC donde idealmente pueden ocurrir multiplicidades 2,3 y 4 para muones verticales.

La señal de los candidatos a muones puede identificarse en los datos RAW si se buscan tanques con cuatro detecciones correspondientes a cada uno de los PMTs en su interior y las mismas deben ocurrir en un intervalo de tiempo muy pequeño (Fig. 3.3). Se utiliza el término de candidatos a muones porque también otras partículas (ej. e^{\pm} , γ) pueden haber provocado luz Cherenkov y disparar los PMTs. Solo después de analizar la información temporal entre los detectores, se puede caracterizar cuál partícula originó la señal.

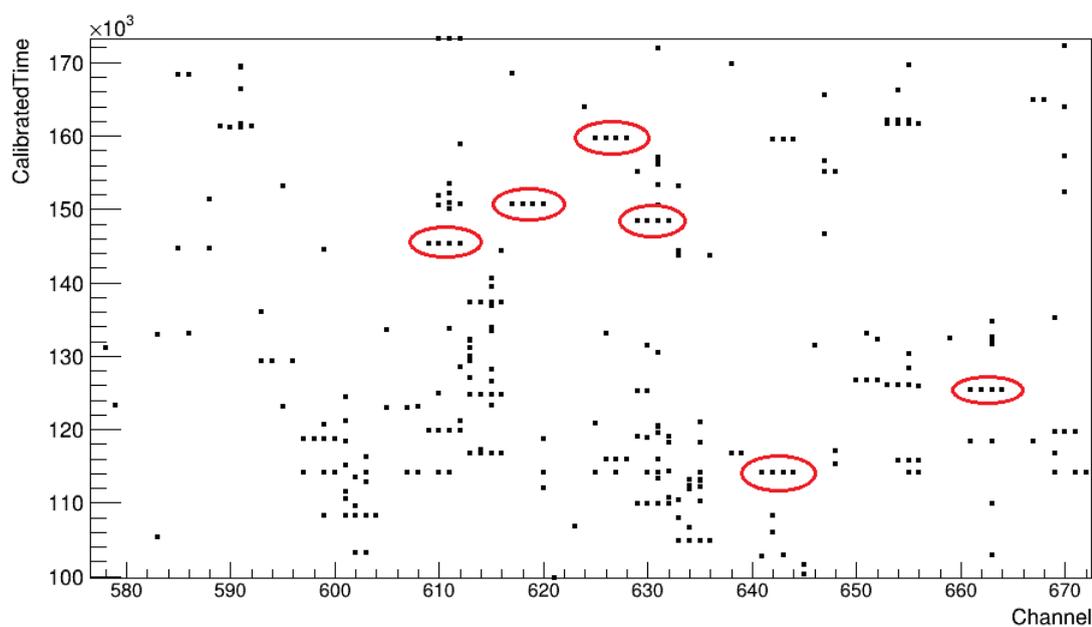


FIGURA 3.3: Candidatos a muones en los datos RAW señalizados con los óvalos rojos. Eje vertical: representa el tiempo calibrado en nanosegundos y Eje horizontal: identificador de cada PMT en HAWC.

Fue de interés conocer el tiempo mínimo en que un mismo PMT puede registrar dos señales consecutivas en un tanque, lo cual ayudó para establecer la ventana temporal en la selección de los muones. En la Fig. 3.4 aparece un histograma con el tiempo de respuesta de cada PMT usando un *subrun* de datos RAW. Específicamente hablando, lo que se muestra es el intervalo de tiempo entre la llegada del pulso de luz al fotocátodo y el instante cuando el pulso de salida en el ánodo alcanza su máxima amplitud; lo cual se conoce como Tiempo de Tránsito de los Electrones (TTE). Según la ficha de datos de los fabricantes, el PMT R5912 tiene un TTE aproximado de 55 ns y el PMT R7081 de 62 ns. El valor anterior puede presentar ligeras fluctuaciones dependiendo del número de fotones incidentes, pero para los detectores en cuestión, las fluctuaciones son de 2.4 y 3.4 ns, respectivamente.

Como los PMTs laterales son del mismo modelo, las distribuciones tienen un comportamiento similar y comenzando el grueso de sus conteos entre 55 y 60 ns. La distribución del PMT_C es diferente, ya que al ser más sensible registra mayor señal. Se aprecia cómo entre 60 y 65 ns, inicia el mayor número de conteos de este detector. Lo anterior se aproxima mucho al comportamiento que reporta Hamamatsu. En cuanto a las señales registradas entre 4-20 ns, pueden ser ocasionadas por *prepulses*, pues tienen un 0.5 - 2 % de probabilidad de ocurrir. También los *late pulses* podrían ser los causantes de los conteos entre 8-60 ns, con una probabilidad asociada del 1.5 - 3 %. Por otra parte, se descartan los *afterpulses* de tipo 2, ya que se manifiestan normalmente entre los 100 ns y 16 μ s después del pulso principal. Los de tipo 1 caen en el rango de tiempo pero su probabilidad es ínfima.

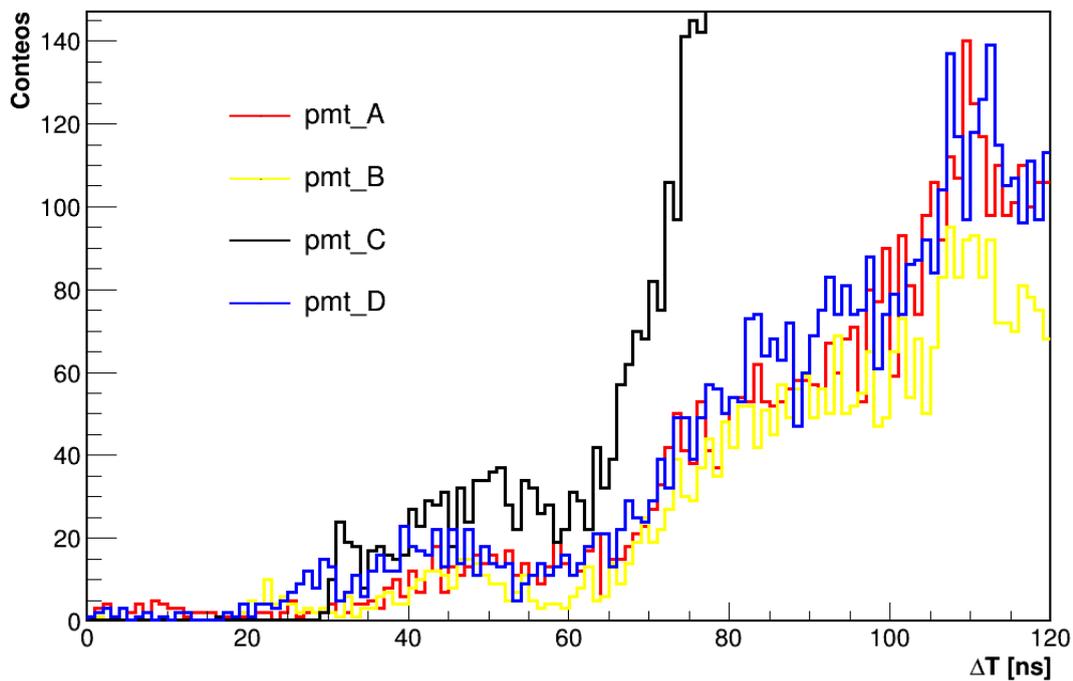


FIGURA 3.4: Distribuciones correspondiente al tiempo de respuesta de los PMTs dentro de cada tanque de HAWC.

3.1.1. Selección de candidatos a muones

Se desarrolló un algoritmo que selecciona para cada uno de los tanques de HAWC, cuatro coincidencias en un pequeño intervalo de tiempo y que corresponden a cada PMT en su interior. La ventana temporal fue fijada en 15 ns, lo cual minimiza la posibilidad de que haya un mismo detector con dos señales, como se ve en Fig. 3.4. Al pedir $M = 4$, van a buscarse los muones que atravesaron principalmente por la región central del tanque y con cualquier dirección angular respecto al zenit. Se debe destacar que tanto las multiplicidades generadas por los muones como la de los e^\pm y γ vienen incluidas en esta selección.

3.1.1.1. Comparación de datos seleccionados con simulaciones

Como se mencionó anteriormente, los muones que pasan cerca del PMT central pueden identificarse a través de la diferencia temporal entre los detectores, asumiendo todas respecto al PMT_C. Para apoyar la selección realizada, fueron simuladas partículas verticales en un tanque. Se tuvieron en cuenta electrones, pues son una componente importante de las cascadas inducidas por rayos- γ . La energía osciló entre 1-500 MeV, rango que incluye sus valores habituales. También se lanzaron muones verticales con una energía de 15 GeV como primera aproximación, la cual es superior a la promedio con que llegan a la superficie de HAWC (≈ 5 GeV). Debe resaltarse que estas partículas tienen velocidades relativistas y prácticamente no se frenan dentro del tanque, por lo cual se considera constante su velocidad; además un cambio de su energía no altera el tiempo registrado, sino más bien la luz depositada en los PMTs (carga). La eficiencia cuántica de los detectores fue de 20 %, los laterales y 30 %, el central.

Para poder comparar las distribuciones temporales de las simulaciones con la de datos, les fueron impuestas las mismas restricciones: $M=4$ por tanque, dentro de 15 ns. Los resultados se exhiben en la Fig. 3.5, donde aparecen las diferencias de tiempo: t_A-t_C , t_B-t_C y t_D-t_C . Debido a la simetría con que fueron localizados los detectores en el fondo del tanque, el comportamiento de las tres gráficas es muy parecido. Se aprecia cómo las distribuciones de los datos y la simulación de muones verticales se asemejan, con un valor de diferencia temporal que tiende hacia los 5 ns, lo cual quiere decir que gran parte de los datos seleccionados son muones verticales o con poca inclinación. Sin embargo, la distribución de los electrones presenta un menor retraso en la señal pues el máximo se encuentra próximo a cero.

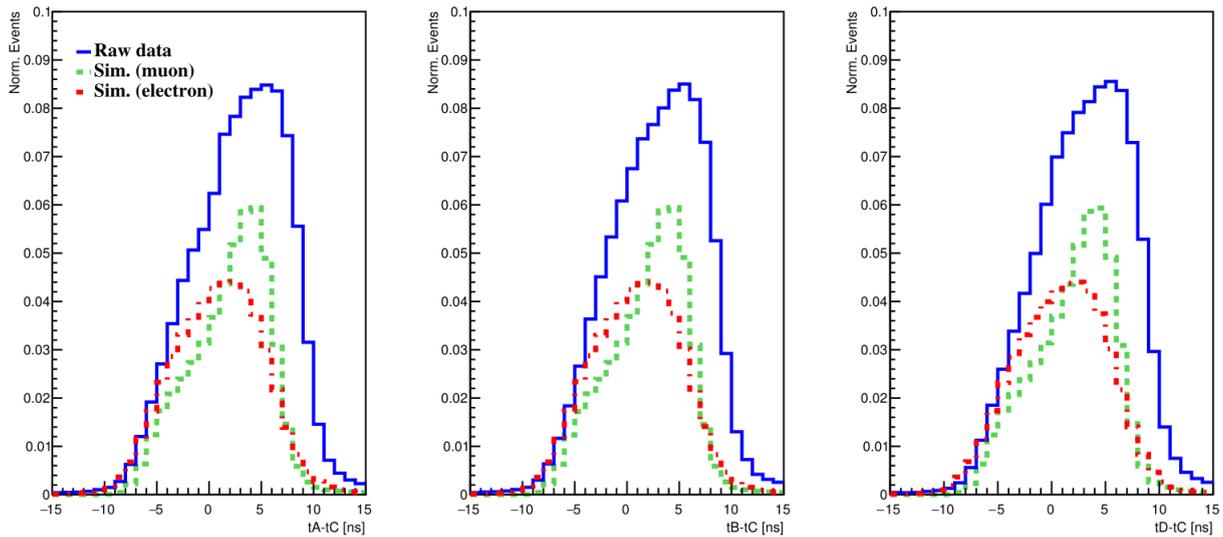


FIGURA 3.5: Comparación de diferencias temporales entre simulaciones (verde-muón / roja-electrón) y datos seleccionados.

La diferencia entre las distribuciones viene dada porque el muón al tener mayor masa y energía que el electrón, viaja todo el tiempo como partícula en el tanque; entonces cuando pasa cerca del PMT.C, este percibe la radiación primero y aproximadamente 5 ns después, los detectores laterales. Por otra parte, al penetrar un electrón en el agua se frena rápidamente en los primeros centímetros del agua, ya que su masa es comparable a la de los electrones atómicos. La luz Cherenkov que se genera continúa viajando hasta que llega a los PMTs, lo cual debe ocurrir al unísono; pero al tener mayor QE el detector central existe una ligera diferencia de tiempo de 1 o 2 ns (Fig. 3.6). En el caso de los fotones que acompañan las cascadas de gammas, estos al entrar en el agua producen pares e^-/e^+ que se detienen rápidamente y ocurre nuevamente el proceso antes mencionado.

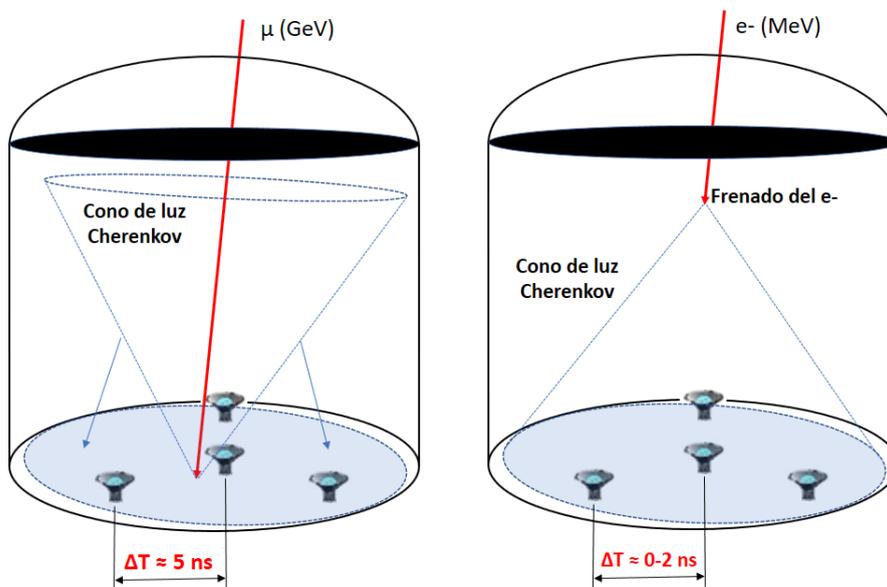


FIGURA 3.6: Esquema que ilustra la respuesta temporal de los PMTs ante el tránsito de muones y electrones en un tanque.

3.2. Análisis en datos de cascadas

El siguiente paso fue estudiar si existía la misma separación usando datos de cascadas, pues las de rayos- γ son prácticamente electromagnéticas y las hadrónicas tienen muchos muones.

Como la selección de candidatos a muones se basa en identificar los tanques con $M = 4$, es sumamente importante tener una noción de la frecuencia que tienen por evento. Mediante un algoritmo se determinó, del número total de tanques con señal en cada cascada (que evidencia su tamaño), cuántos presentan las distintas multiplicidades (Fig. 3.7).

En la figura antes citada se observa que el mayor número de cascadas dispara siempre entre 50 y 70 tanques. Para $M = 1$ los datos tienen la mayor pendiente, lo cual se traduce en que generalmente hay muchos tanques de un evento donde un solo PMT se dispara. EL número de tanques con $M = 2,3$ aumenta proporcionalmente con el tamaño de la cascada, pero luego su frecuencia disminuye. Lo anterior es debido a que cascadas grandes producirán mayor cantidad de $M = 4$, no obstante se debe resaltar que tienen muy poca frecuencia. Lo común es que cascadas de hasta 150 tanques tengan menos de 20 tanques con $M = 4$. Para generar las gráficas se utilizó un *subrun* de datos extendidos.

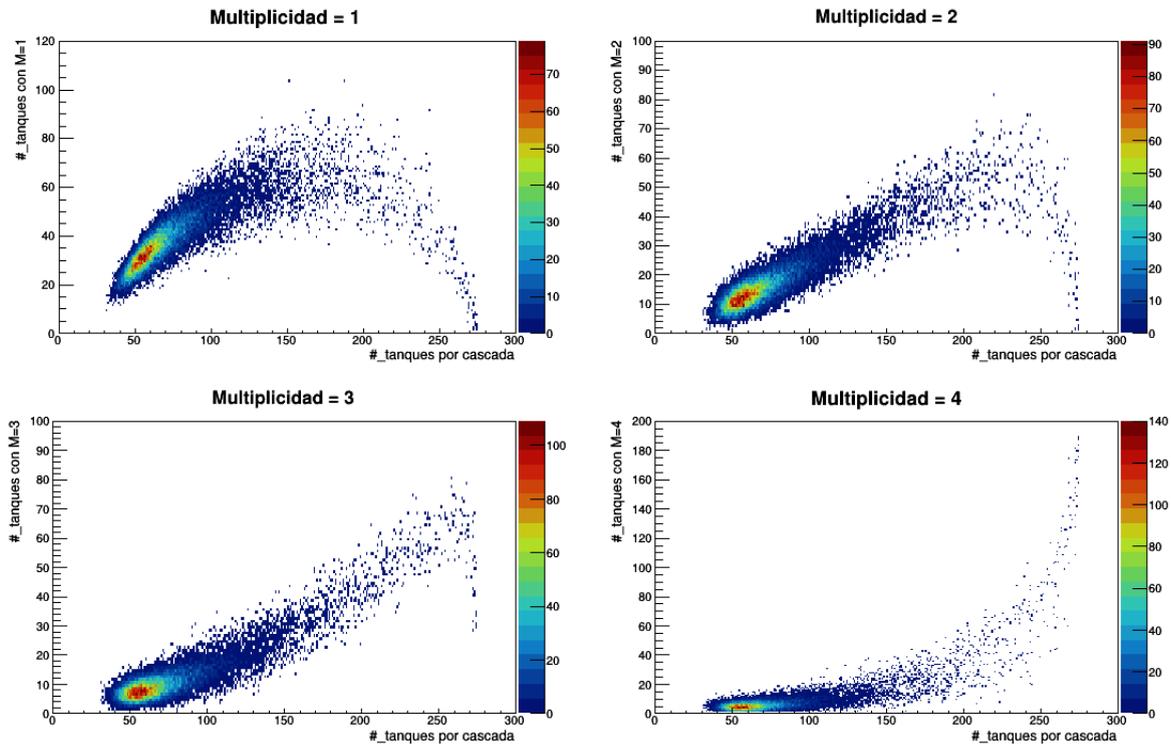


FIGURA 3.7: Número de tanques con multiplicidad 1,2,3 y 4 en función del tamaño de las cascadas.

También al comparar con una gráfica reciente del monitor de coincidencias *online* de HAWC (Fig.3.8), se corrobora que efectivamente la frecuencia de $M = 4$ es inferior a las demás.

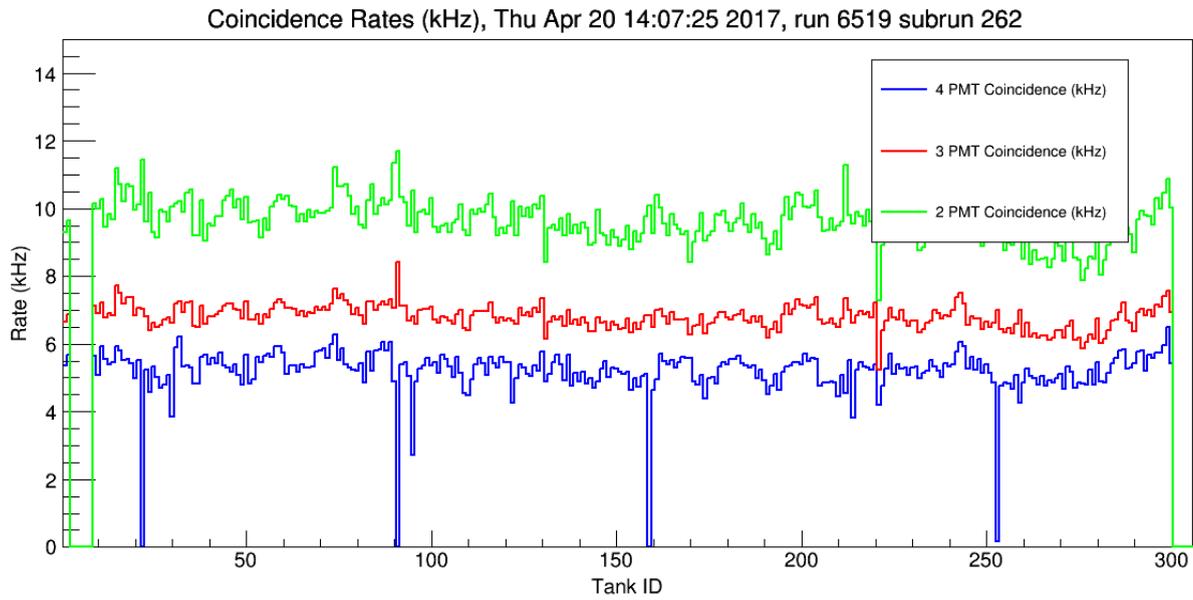


FIGURA 3.8: Tasa de coincidencias por tanque para multiplicidades 2,3 y 4.

Los datos en formato extendido permitieron también analizar los *afterpulses* (APs) empleando la información temporal. Fue importante conocer tal efecto para el desarrollo de la variable, pues esta emplea diferencias de tiempo de PMTs distintos. Entonces se desarrolló un programa en C++ que busca aquellos detectores dentro de cada tanque de una cascada, los cuales presentaron más de dos señales. En la Fig. 3.9 se observa como la mayoría de las cascadas provocan menos de 20 tanques con APs y los grandes eventos sí ocasionan más el fenómeno. Aproximadamente, un 10% de los tanques en una cascada presentan APs.

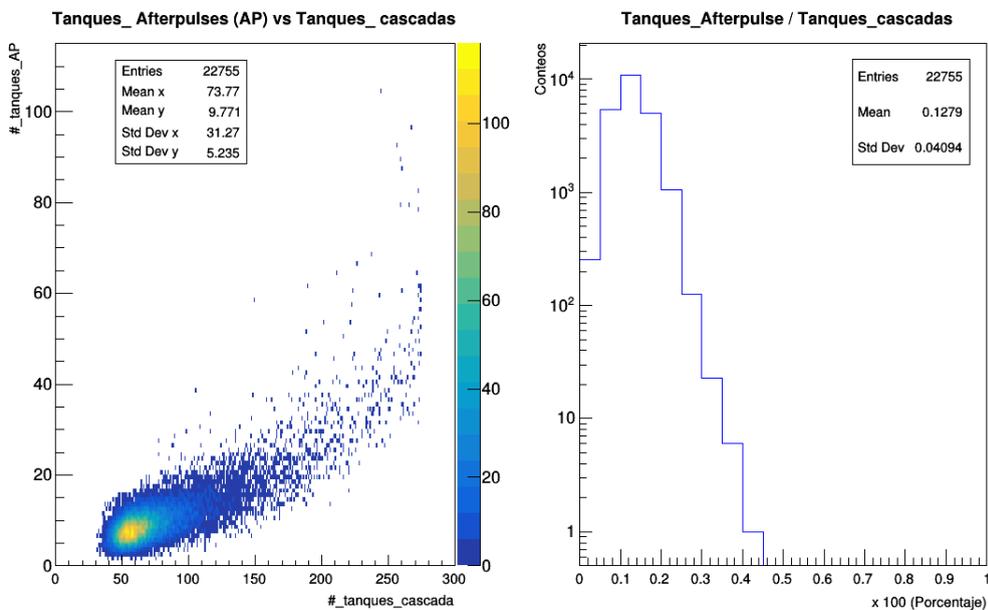


FIGURA 3.9: Comportamiento del número de tanques con *afterpulses* en función del tamaño de las cascadas (izquierda) y el porcentaje de tal fenómeno (derecha).

De todos los tanques que presentan APs, lo usual es que haya un solo PMT con tal efecto y es normalmente el PMT_C (Fig. 3.10).

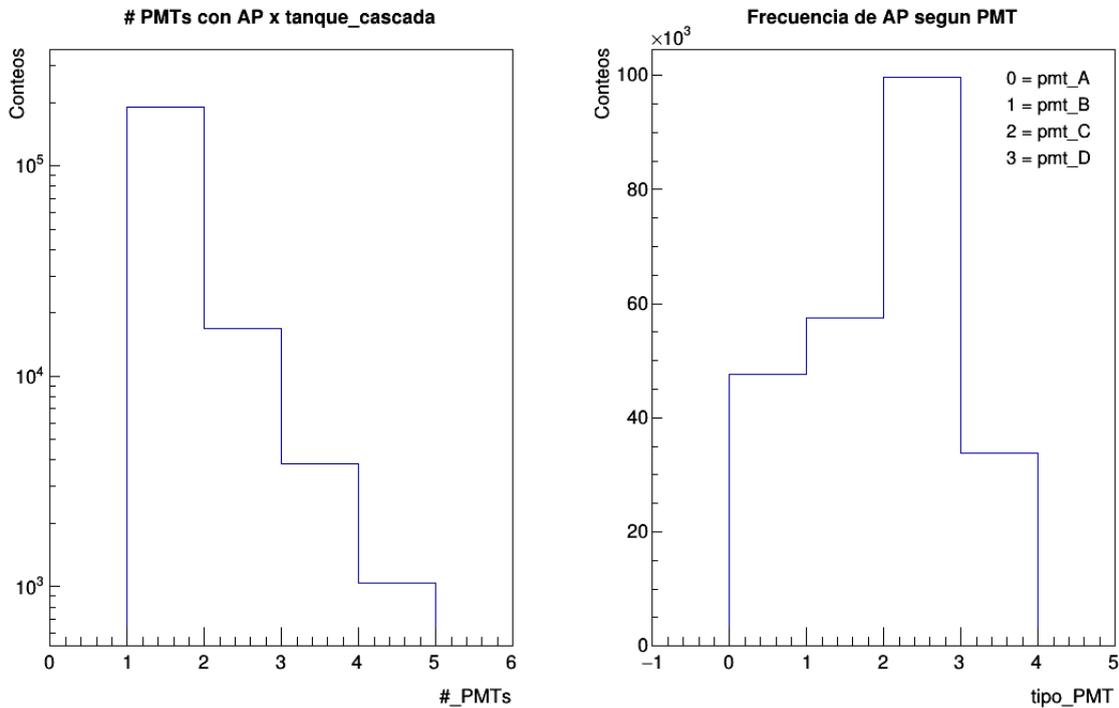


FIGURA 3.10: Frecuencia del número de *afterpulses* dentro de los tanques (izquierda) y del detector que los presenta (derecha).

Una vez conocido el comportamiento de las multiplicidades y los *afterpulses*, para la comparación se emplearon datos de simulación Monte Carlo creados por HAWCSim y que corresponden a rayos gamma de todas direcciones. Dicha simulación produce siempre datos en formato extendido. Por otro lado, la información de cascadas reales fueron también datos REC extendidos, que permitió hacer uso de los tiempos de cada PMT por evento. Ellos son presumiblemente ruido, es decir cascadas inducidas por hadrones.

En los algoritmos, se le aplicaron las mismas condiciones o cortes a los datos reales y la simulación:

- Escoger cascadas con el núcleo dentro de HAWC.
- Incluir todos los tanques del arreglo y con señal en los 4 detectores.
- Seleccionar un mínimo de 40 PMTs disparados por cascada. Este valor está alejado de umbral mínimo establecido por el SMT para garantizar que no hay efectos de resolución.
- Elegir cascadas prácticamente verticales ($\pm 10^\circ$) y de cualquier dirección.
- Tomar las diferencias de tiempo respecto al detector central.

En la Fig. 3.11 se evidencia una separación entre las distribuciones de datos reales y simulación, para las tres diferencias de tiempos. Resalta la preferencia de los datos hacia 5 ns, lo cual indica la gran presencia de muones en las cascadas. La restricción de cascadas casi verticales mantuvo la separación.

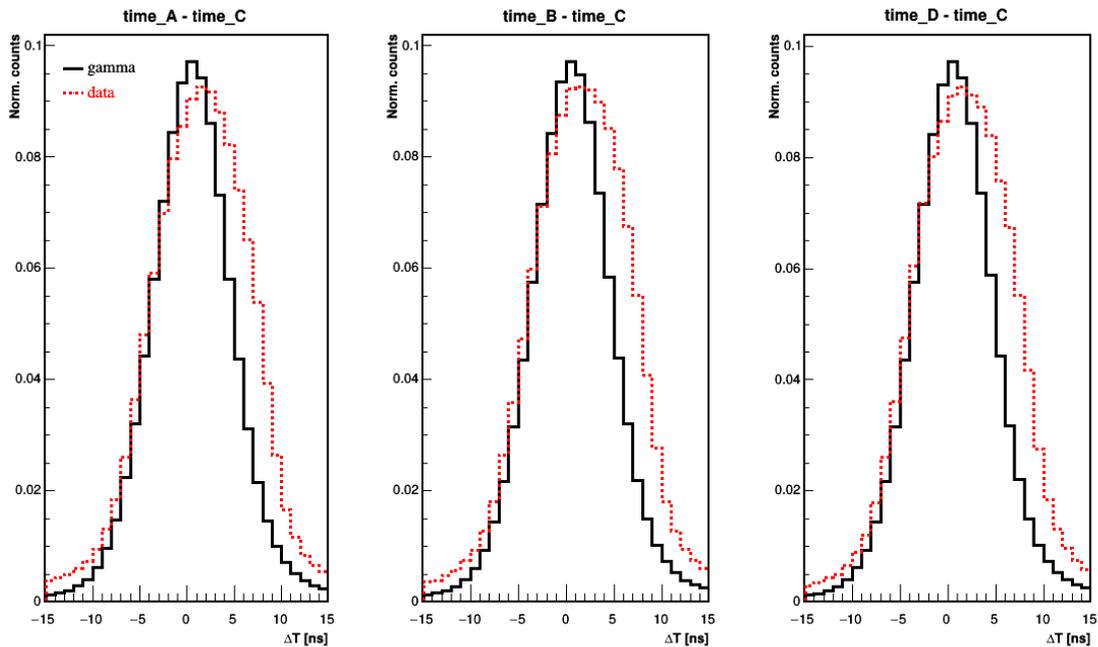


FIGURA 3.11: Comparación de diferencias temporales entre cascadas reales (rojos) y cascadas originadas por rayos- γ mediante simulación (negro).

Al graficarse una diferencia de tiempo ($\text{PMT}_A - \text{PMT}_C$) con su correspondiente razón de cargas (Fig. 3.12), el máximo de los conteos está desplazado a la izquierda debido a la mayor carga registrada por el PMT_C , además, los datos hadrónicos presentan el corrimiento típico hacia 5 ns.

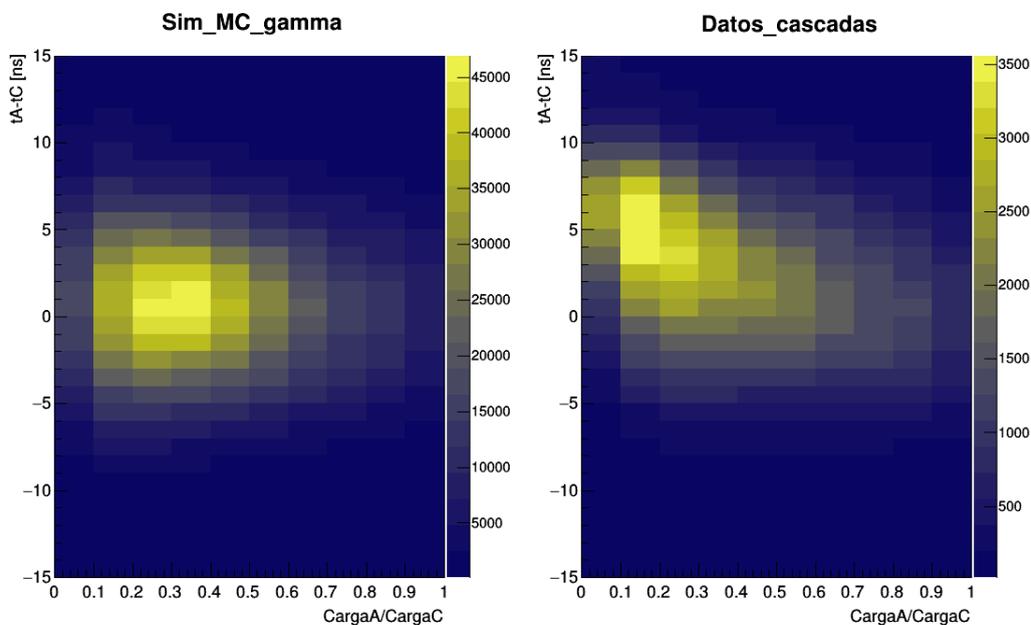


FIGURA 3.12: Comparación entre datos simulados y reales incluyendo información de tiempo y carga para dos PMTs: A y C.

Realizando una superposición de las señales con dos diferencias de tiempo (Fig. 3.13), se nota cómo la de gammas tiene una concentración circular cuyo centro está próximo a cero, mientras que los datos con ruido tienen un esparcimiento (forma elíptica) hacia valores más grandes de diferencia temporal.

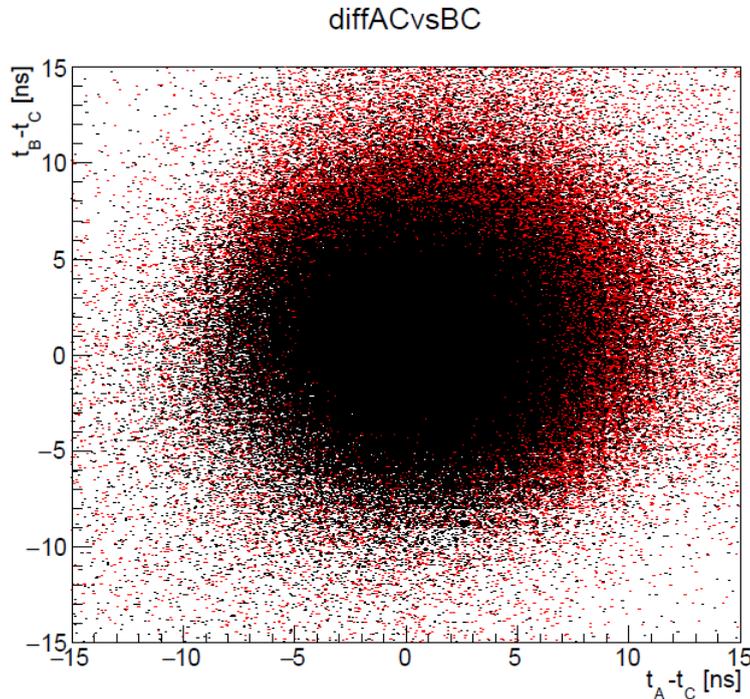


FIGURA 3.13: Gráfica con la superposición de la señal de rayos gamma (simulación) y la del ruido hadrónico haciendo uso de dos diferencias temporales. Cada punto representa un tanque con $M = 4$.

3.3. Definición de la variable MUDECIDER

Si en la Fig. 3.13 se incluye la diferencia de tiempo que resta ($t_D - t_C$), entonces se tendría una forma tridimensional esférica (en el caso de gammas) y esto es debido a que sus distribuciones de diferencias de tiempo son casi simétricas respecto a cero. Sin embargo, no ocurre así para la señal hadrónica, donde el volumen resultante se asemejaría a un elipsoide con mayor tamaño. Entonces podría removerse parte del ruido eliminando el volumen no intersectado, que serían los puntos rojos no solapados por los negros en la figura anterior.

La idea de la variable consiste en aglutinar las señales coincidentes dentro de una esfera de corte con un radio específico (R). En cada tanque con $M = 4$ se produce una esfera con radio r_i cuyo valor puede ser determinado introduciendo las tres diferencias temporales correspondientes en la Ec.3.1.

$$r_i = \sqrt{(t_A - t_C)^2 + (t_B - t_C)^2 + (t_D - t_C)^2} \quad (3.1)$$

Los histogramas con la frecuencia de r_i para simulación y datos reales, se muestran a continuación en la Fig. 3.14. Las esferas tienen normalmente radios entre 4-7 ns para gammas mientras que para hadrones, oscila entre 7-10 ns.

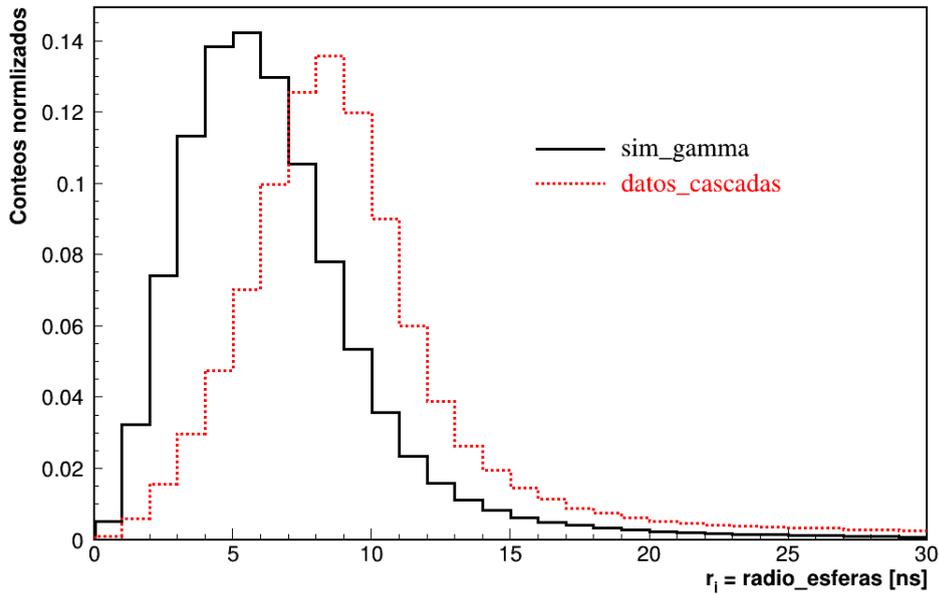


FIGURA 3.14: Distribución del radio de las esferas creadas en cada tanque con $M = 4$.

La esfera de corte con radio R abarca tanto a las esferas de gammas como a las de ruido. Si $r_i > R$ quiere decir que las diferencias temporales son cercanas a 5 ns o superiores, indicando que la partícula que provocó luz en el tanque es un candidato a muón. Luego por cascada se puede contabilizar el número de candidatos que presenta, y si el valor es elevado se trata probablemente de un evento hadrónico. La variable fue nombrada MUDECIDER durante la investigación.

El valor óptimo de radio para la esfera de corte fue establecido calculando el parámetro Q . En este caso se desea conocer el radio que más candidatos a muones deja afuera, por tanto, se invirtió la Ec. 1.12, quedando $Q = \frac{\epsilon_{had}}{\sqrt{\epsilon_\gamma}}$.

La Tabla 3.1 contiene los valores calculados para gammas (simulación) y hadrones (datos reales). El parámetro Q fue mayor para $R = 7$ ns.

TABLA 3.1: Valores obtenidos en la determinación del parámetro Q para distintos radios

	ϵ_γ	ϵ_{had}	Q
$R = 5$ ns	0.650621	0.907453	1.12502
$R = 6$ ns	0.513672	0.842115	1.17497
$R = 7$ ns	0.388790	0.749133	1.20144
$R = 8$ ns	0.287418	0.632082	1.17901

La Fig. 3.14 presenta el número de muones que se quedarían afuera para diferentes esferas de corte. La señal correspondiente a gammas siempre tiene menores valores que la de hadrones.

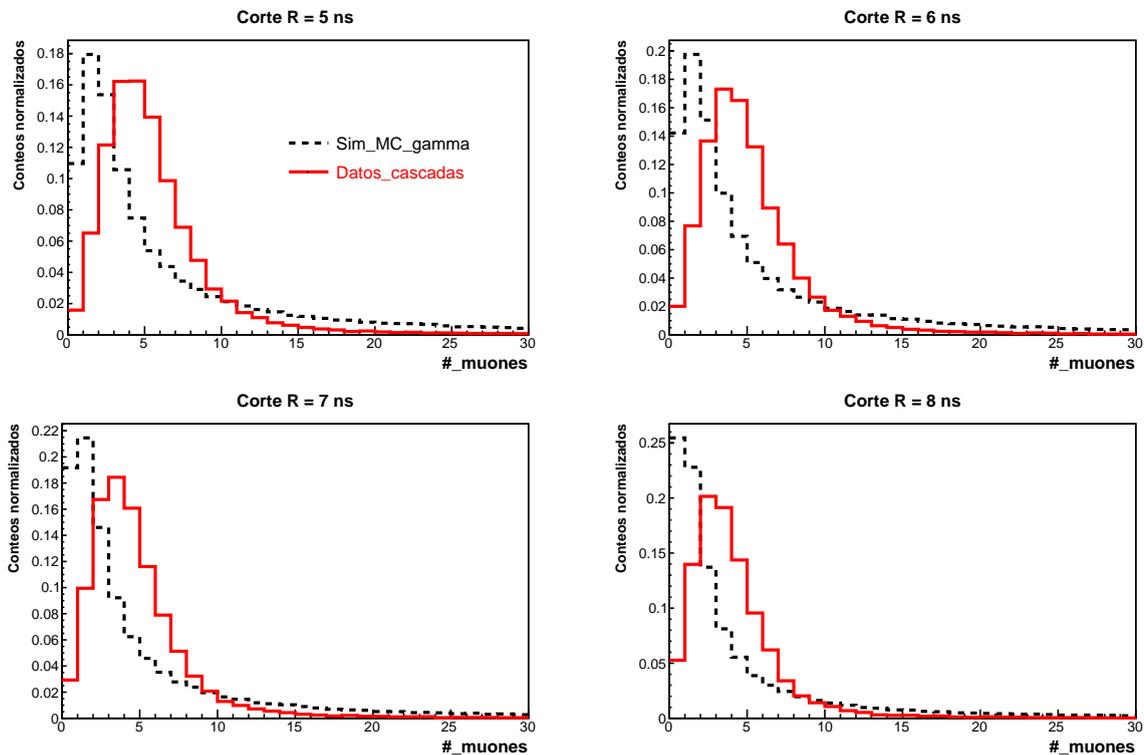


FIGURA 3.15: Distribuciones del número de candidatos a muones por cascada para distintas esferas de corte.

3.4. Implementación de MUDECIDER en el *software* de HAWC

La implementación de la variable requiere añadir un módulo al código fuente de AERIE, que se encuentra en una carpeta nombrada *src* en el lugar de la instalación del *software*. La ruta se muestra a continuación:

```
$SOFTWARE_BASE/aerie/src/<module_name>
```

```
├── CMakeLists.txt
├── src
├── include
└── docs
```

Se creó el módulo *muon-decider* que debe tener la estructura anterior y donde: **CMakeLists.txt** es un archivo de configuración que usará AERIE para generar los archivos *make*, útiles en la compilación del proyecto completo; **src** es el directorio local donde se encuentra el código en C++ que ejecuta la variable; **include** albergará los archivos de cabecera (*headers*) solamente y en **docs** se guarda la documentación del módulo.

Como guía fue utilizado el módulo *gamma-filter*, que contiene la implementación de PINcness y Compacness; entonces se le hicieron las modificaciones pertinentes a diversos archivos como por ejemplo **CMakeLists.txt**.

El código fuente de la variable se basó en encontrar todos los tanques con señal por evento; luego seleccionar aquellos con $M = 4$ y PMTs distintos; posteriormente se clasificó la señal de tiempo correspondiente a cada PMT según su etiqueta (A, B, C y D) para poder efectuar las diferencias temporales respecto al PMT_C y finalmente se calculó usando Ec. 3.1 los diferentes radios de las esferas. Con un contador fue registrado el número total de tanques por evento donde $r_i > 7$ ns, que son los candidatos a muón (ver anexo).

Una vez adaptados y creados todos los archivos internos de *muon-decider*, se le hicieron modificaciones a sus dependencias. Fueron añadidas nuevas líneas código en diferentes directorios como por ejemplo: *aerie-apps*, *hawcnest*, *data-structures*, *aerie-io*, entre otros; y esto a través de un parche¹. Por último, para poder incorporarle al *software* todos los cambios, se compiló e instaló nuevamente.

3.4.1. Resultados de la variable

La variable, cuya etiqueta en los archivos reconstruidos es *rec.is_muon*, tiene una salida del tipo ULong64.t correspondiente a enteros largos sin signo de 8 bytes. Se llevaron a cabo tres tipos de reconstrucciones, una normal con el umbral mínimo establecido por HAWC (> 28 PMTs disparados) y otras dos que corresponden a cascadas donde registraron señal más de 300 y 750 PMTs. Los cortes en el número de PMTs disparados se aplican con el parámetro nHit. Haciendo uso de datos TRIG correspondientes a noviembre de 2016, se generaron diversos archivos REC con MUDECIDER. En la Fig. 3.16 se muestra un histograma con los valores de la variable en función del tamaño de las cascadas. Cabe destacar que mientras más grande es nHit, mayor número de candidatos a muones se registran (máximo: entre 200 - 230).

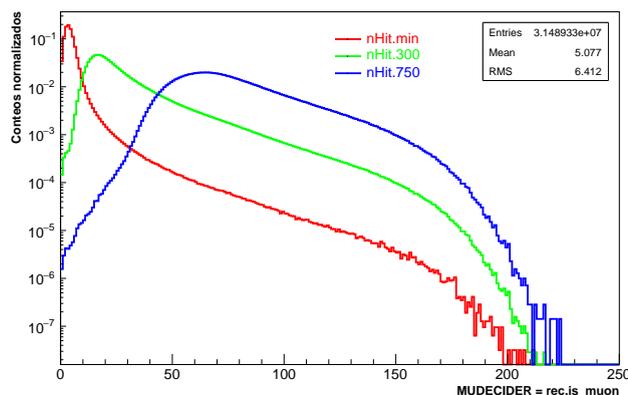


FIGURA 3.16: Distribución de la variable MUDECIDER en función de nHit.

¹En informática, un parche consiste en cambios que se aplican a un programa, para corregir errores, agregarle funcionalidad, actualizarlo, etc.

Las figuras 3.17, 3.18 y 3.19 comparan, según las reconstrucciones realizadas, la variable y los parámetros que actualmente utiliza HAWC para filtrar los rayos gamma. Las regiones rojas corresponden a la señal de hadrones, por tanto, se debe establecer cuál es el valor óptimo de la variable que remueve la mayor cantidad de tal ruido.

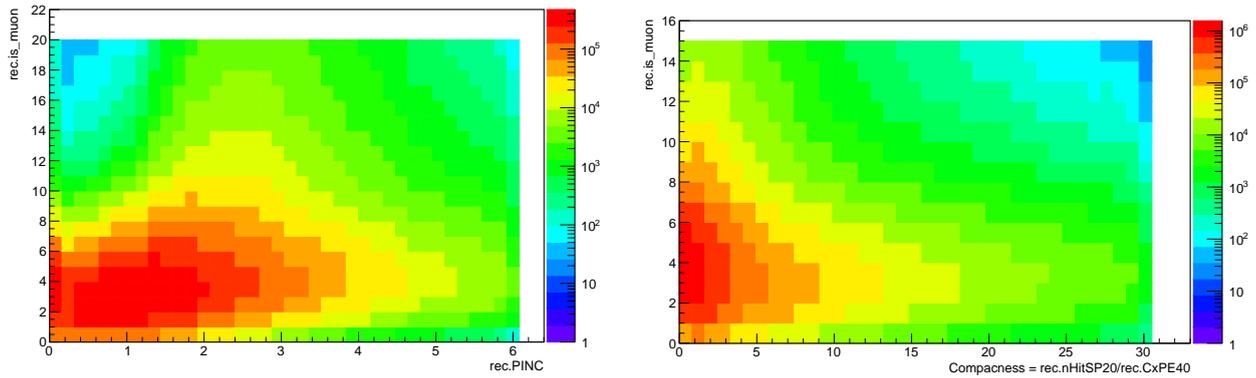


FIGURA 3.17: Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para la reconstrucción normal.

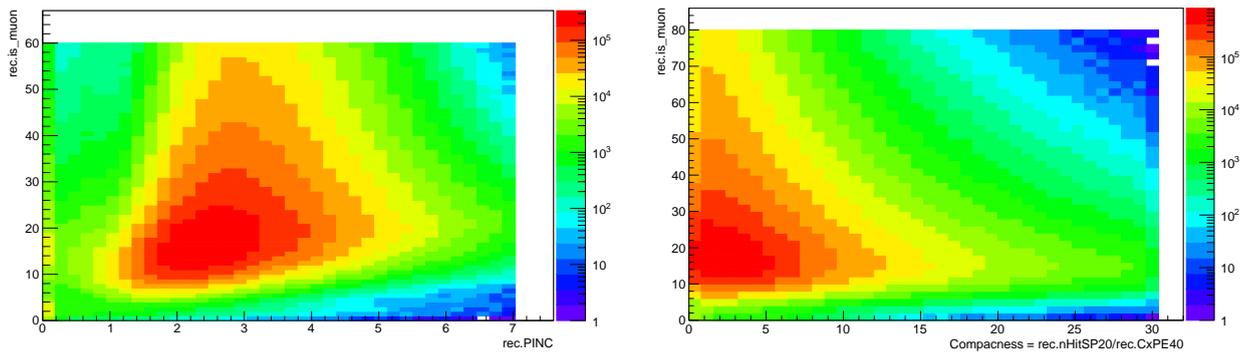


FIGURA 3.18: Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para reconstrucción con $nHit > 300$ PMTs.

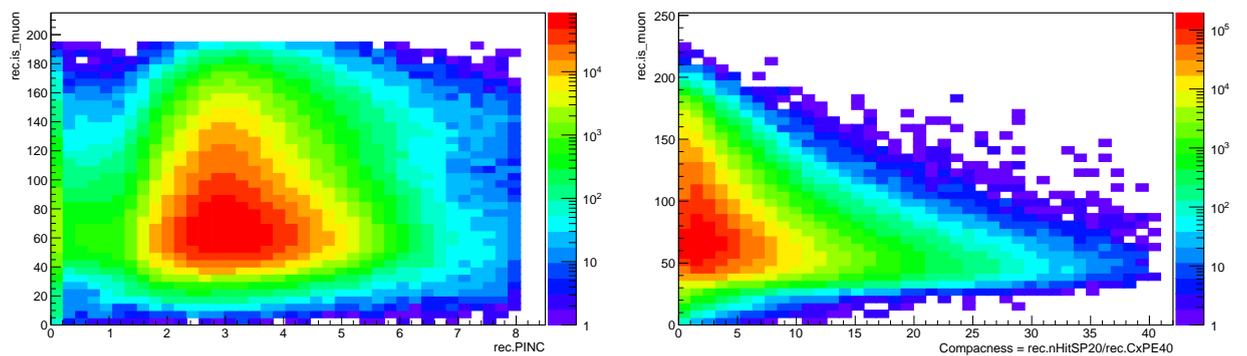


FIGURA 3.19: Contornos de la variable implementada en función de los parámetros PINCness y Compactness para reconstrucción con $nHit > 750$ PMTs.

3.4.1.1. Mapa de significancia

Para comprobar si la variable MUDECIDER es efectiva, se deben comparar mapas de significancia de una fuente de rayos gamma con y sin el uso de la misma. En este trabajo el objeto astronómico a visualizar fue la Nebulosa del Cangrejo², ya que es la fuente de rayos gamma (con energía de TeV) más brillante en el cielo y se ha utilizado durante los últimos 25 años como una fuente de referencia en la astronomía de muy altas energías, además HAWC la observa todos los días.

En el observatorio, para el análisis, los eventos de cascadas son clasificados por su dimensión en nueve rangos o bins, dependiendo de la fracción de PMTs que registran luz en el detector (ver anexo). A los eventos pequeños (donde se disparan pocos PMTs) les corresponden los bins bajos y a los grandes (donde se iluminan casi todos los PMTs del arreglo) les corresponden los bins altos. Las variables PINCness y Compactness tienen diferentes valores según el bin y estos fueron optimizados para obtener la mayor señal de una fuente. Actualmente, la mayor significancia se consigue en los bins del 4-7 y a menudo se combinan todos para obtener un mejor resultado.

En esta tesis fueron construidos dos tipos de mapas juntando la información de los bins del 4-9, uno usando los valores oficiales de PINCness + Compactness y otro con los parámetros antes mencionados y MUDECIDER (Fig. 3.20). Como una primera aproximación, los valores de MUDECIDER en cada bin fueron establecidos con ayuda de la función *aerie-apps-get-stats* que está implementada en el *software* de HAWC. Dicha función permitió conocer para los dos tipos de mapas, la cantidad de señal y ruido en cada uno de los bins. Luego de comparar con los valores del mapa normal (sin la variable) se definieron los mejores valores de MUDECIDER por bin (ver anexo). Los mapas tienen una duración de 555.28 horas (21 *runs* de 692 *subruns*) y se usaron los datos reconstruidos donde $n_{Hit} > 300$. La posición del Cangrejo en el cielo es aproximadamente: 83.5° ascensión recta y 22° declinación; por lo cual se construyó el mapa con una ventana de 5×5 grados a partir de esa posición.

En el mapa normal (PINCness + Compactness) la máxima significancia fue de 18.53 sigmas y el mínimo fue de -3.63 sigmas; por otra parte, cuando se incluyó la variable (PINCness + Compactness + MUDECIDER) se logró una significancia máxima de 19.20 sigmas y el valor mínimo fue de -3.66 sigmas. En ambos mapas el máximo se encontró en la posición (83.58, 22.02) y el mínimo en (82.18, 19.63). El incremento de significancia fue de 0.67 sigmas y representa aproximadamente un 3.5%.

²La Nebulosa del Cangrejo es una remanente de supernova situada a 6300 años luz de la Tierra en la constelación de Tauro, tiene un diámetro de seis años luz y su velocidad de expansión es de 1500 km/s. En su centro existe un púlsar que gira sobre sí mismo a 30 revoluciones por segundo, emitiendo pulsos de radiación que van desde los rayos gamma a las ondas de radio.

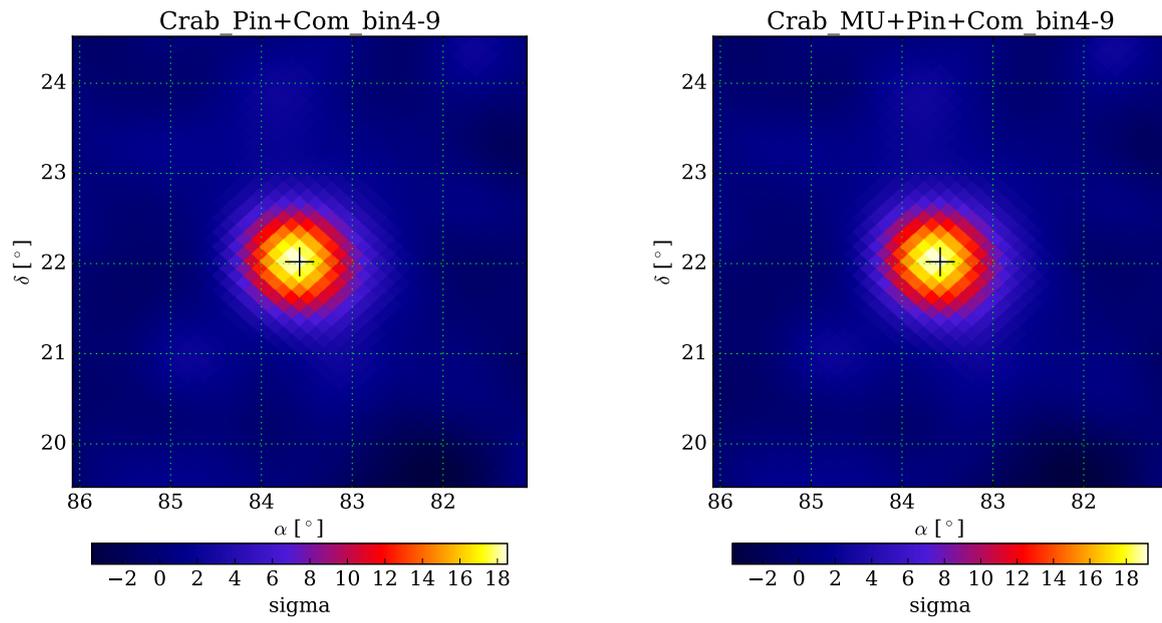


FIGURA 3.20: Mapas de significancia de la Nebulosa del Cangrejo con (derecha) y sin (izquierda) el empleo de MUDECIDER. Existe un ligero aumento de la señal en el mapa con la nueva variable.

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Conclusiones

En el presente trabajo fue realizado un estudio de muones con vistas a reducir el ruido hadrónico del observatorio HAWC. Para lograr tal propósito, se caracterizó la señal dejada por dichas partículas utilizando diferencias de tiempo entre los detectores que existen dentro de cada tanque. La última parte de la investigación estuvo dedicada a fundamentar, implementar y analizar una nueva variable (MUDECIDER). Como un aspecto complementario se estudiaron las multiplicidades de las cascadas y el efecto de los *afterpulses* en los tubos fotomultiplicadores, ya que tienen relación con la variable.

Las principales conclusiones son:

1. Si los muones atraviesan un tanque de HAWC por la región central, hay gran posibilidad de que disparen los cuatro detectores.
2. Son identificados como candidatos a muones, aquellos tanques que registraron señal en cada PMT dentro de una ventana temporal muy pequeña.
3. Las cascadas más grandes producen mayor número de tanques con multiplicidad 4, pero la estadística es baja.
4. Alrededor de un 10% de las cascadas presenta el fenómeno de *afterpulses* y es el PMT_C quien más lo experimenta.
5. Al establecerse diferencias temporales respecto al PMT_C, los candidatos a muones tienen un valor característico cercano a los 5 ns. Otras partículas (e^+ , e^- , γ) debido a que no alcanzan el fondo, provocan diferencias más pequeñas, próximas a 0 ns. Este comportamiento se manifiesta tanto en datos RAW como en datos de cascadas.
6. En cada tanque con multiplicidad 4 se crea una esfera con radio r_i haciendo uso de sus tres diferencias de tiempo. Si $r_i > 7$ ns, se considera un candidato a muón. La variable MUDECIDER registra el número de veces que se cumple la condición anterior por evento, si el valor es elevado se trata de una cascada hadrónica.

7. MUDECIDER es sensible al tamaño de las cascadas, con una relación de proporcionalidad directa. El mayor número de candidatos a muones registrados oscila entre 200 y 230.
8. Se comprobó al visualizar un mapa con la Nebulosa del Cangrejo, que usando MUDECIDER se logra un ligero aumento de la significancia (3.5 %) con información de los bins del 4-9.

Recomendaciones

Como recomendaciones para trabajos futuros se propone:

1. Realizar simulaciones de muones y electrones provenientes de direcciones arbitrarias en un tanque, para comparar con datos.
2. Optimizar los valores de la nueva variable para los bins restantes y comparar nuevamente.
3. Estudiar el comportamiento de MUDECIDER en función de la energía de los eventos.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [2] F. Aharonian. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation. A Crucial Window on the Extreme Universe*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [3] T. Weekes. *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. Series in Astronomy and Astrophysics. IOP Publishing Ltd, 2003.
- [4] P. Grieder. *Extensive Air Showers*, volume I, II. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [5] J. Conrad and O. Reimer. Indirect dark matter searches in gamma and cosmic rays. *Nature Physics*, 13, 2017.
- [6] D.J. Thompson. Space detectors for gamma rays (100 MeV - 100 GeV): From EGRET to Fermi LAT. *Comptes Rendus Physique*, 16:600 – 609, 2015.
- [7] S. Funk. Space- and Ground-Based Gamma-Ray Astrophysics. 2015.
- [8] M. de Naurois and D. Mazin. Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy. *Comptes Rendus Physique*, 16:610 – 627, 2015.
- [9] B. Degrange and G. Fontaine. Introduction to high-energy gamma-ray astronomy. *Comptes Rendus Physique*, 16:587 – 599, 2015.
- [10] M. Sharma et. al. Sensitivity estimate of the MACE gamma ray telescope. 2017.
- [11] The CTA Consortium. Introducing the CTA Concept. In *Seeing the High-Energy Universe with the Cherenkov Telescope Array - The Science Explored with the CTA*, volume 43 of *Astroparticle Physics*, pages 3–8. 2013.
- [12] The Milagro Collaboration, 2007. URL <http://umdgrb.umd.edu/cosmic/milagro.html>.
- [13] M. Bertolotti. *Celestial Messengers. Cosmic Rays: The Story of a Scientific Adventure*, chapter The Discovery: Victor F. Hess and the Balloon Ascents, pages 33–44. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [14] Particle Data Group. Cosmic Rays, 2016.

-
- [15] M. Lemoine and G. Pelletier. On the origin of very-high-energy photons in astrophysics: A short introduction to acceleration and radiation physics. *Comptes Rendus Physique*, 16:628 – 640, 2015.
- [16] T. Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Springer-Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, second edition edition, 2010.
- [17] M.M. Shapiro, T. Stanev, and J.P. Wefel, editors. *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, volume 44 of *Series II: Mathematics, Physics and Chemistry*, 2001. Springer Science+Business Media Dordrecht.
- [18] S. Cecchini and M. Spurio. Atmospheric muons: experimental aspects. *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.*, 1:185 – 196, 2012.
- [19] Particle Data Group. Passage of particles through matter, 2016.
- [20] G. Di Sciascio, T. Di Girolamo, E. Rossi, and L. Saggese. Gamma-Ray Astronomy around 100 TeV with a large Muon Detector operated at Very High Altitude. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, pages 969 – 972, 2008.
- [21] S. Ommer, S. Westerhoff, and H. Meyer. Search for TeV γ -rays from extragalactic point sources with neural network γ /hadron separation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 389:204 –207, 1997.
- [22] A. M. Hillas. Cherenkov light images of EAS produced by primary gamma. Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, pages 445 – 448, 1985.
- [23] D.J. Fegan. γ /hadron separation at TeV energies. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 23:1013 – 1060, 1997.
- [24] S. Ohm. *Development of an Advanced γ /hadron separation technique and application to particular γ -ray sources with H.E.S.S.* PhD thesis, Ruperto-Carola University of Heidelberg, 2010.
- [25] S. Andringa et al. Gamma/hadron separation in IACTs using 3D EAS variables. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, pages 445 – 448, 2008.
- [26] H.M. Badran and T.C. Weekes. Improvement of gamma-hadron discrimination at TeV energies using a new parameter, image Surface Brightness. *Astroparticle Physics*, 7:307 – 314, 1997.
- [27] Z. Hampel-Arias and S. Westerhoff. Gamma Hadron Separation using Pairwise Compactness Method with HAWC. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference, 2015.
- [28] X. Li, H. He, and S. Chen. Gamma-hadron discrimination using time profile in the ARGO-YBJ experiment. Proceedings of the 32th International Cosmic Ray Conference, 2011.

-
- [29] D. Kang et al. A limit on the diffuse gamma-rays measured with KASCADE-Grande. In *24th European Cosmic Ray Symposium*, volume 632 of *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2015.
- [30] K. Kawata et al. Energy Determination and Gamma/Hadron Separation Using the Lateral Distribution of EAS for the 100 TeV Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference, 2015.
- [31] R.K. Dey and A. Bhadra. Search for gamma-ray induced showers from the lateral distribution of electrons in EAS. Proceedings of the 33th International Cosmic Ray Conference, 2013.
- [32] T. Capistran, I. Torres, and L. Altamirano. New method for Gamma/Hadron separation in HAWC using neural networks. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference, 2015.
- [33] M. Sharma et al. Gamma/hadron segregation for a ground based imaging atmospheric Cherenkov telescope using machine learning methods: Random Forest leads. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 14(11):1491 – 1503, 2014.
- [34] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss. TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis, 2007. URL <http://tmva.sourceforge.net/>.
- [35] M. Hupfer. Gamma-Hadron-Separation in the Mono Regime of the H.E.S.S. II Experiment, 2008.
- [36] A. Grau Carles. La Radiación Cherenkov en Sistemas No Triviales. Technical report, CIEMAT, 2002.
- [37] J.V. Jelley. *Cherenkov Radiation and its applications*. United Kingdom Atomic Energy Authority. Pergamon Press, 1958.
- [38] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 3rd ed. edition, 1999.
- [39] The HAWC Collaboration. Official website, 2017. URL <http://www.hawc-observatory.org/>.
- [40] A.J. Smith. HAWC: Design, Operation, Reconstruction and Analysis. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference, 2015.
- [41] J.R. Wood. *An all-sky search for burst of very high energy gamma rays with HAWC*. PhD thesis, University of Maryland, 2016.
- [42] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultipliers tubes. Basics and applications, 2007.
- [43] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultipliers tubes and assemblies for scintillation counting and high energy physics, 2016.

-
- [44] R. Lauer. LANL PMT Characterization: Pre- and Afterpulsing. HAWC Collaboration Internal Note, May 2012.
- [45] C. Riviere. HAWC observatory data format documentation. HAWC Collaboration Internal Note, November 2015.
- [46] J.R. Wood. Identifying Atmospheric Muon Signatures in HAWC Data. HAWC Collaboration Internal Note, April 2015.
- [47] A.P. Vizcaya Hernández. Identificación de muones y sus aplicaciones en el observatorio HAWC, 2016.

Anexos

APÉNDICE

CÓDIGO DE IMPLEMENTACIÓN DE
MUDECIDER

```
1
2 #include <muon-decider/MuonDecider.h>
3 #include <hawc-reco/hit-selection/HitSelector.h>
4
5 #include <data-structures/reconstruction/Reco.h>
6 #include <data-structures/reconstruction/core-fitter/CoreFitResult.h>
7 #include <data-structures/reconstruction/gamma-filter/CompactnessResult.h>
8 #include <data-structures/reconstruction/track-fitter/AngleFitResult.h>
9 #include <data-structures/reconstruction/muon-decider/MuonDeciderResult.h>
10 #include <data-structures/event/Event.h>
11 #include <data-structures/event/ChannelEvent.h>
12 #include <data-structures/event/TankEvent.h>
13 #include <data-structures/detector/Detector.h>
14
15 #include <hawc-reco/curvature-model/CurvatureModel.h>
16 #include <hawc-reco/curvature-model/HawcCurvatureService.h>
17
18 #include <detector-service/DetectorService.h>
19 #include <detector-service/ChannelStatusMap.h>
20
21 #include <hawcnest/HAWCNest.h>
22 #include <hawcnest/RegisterService.h>
23 |
24 #include <iterator>
25 #include <string>
26 #include <map>
27 #include <vector>
28
29
30 using namespace std;
31
32
33 REGISTER_SERVICE(MuonDeciderCalculator);
34
35     Configuration MuonDeciderCalculator::DefaultConfiguration() {
36
37     Configuration config = RecoBase::DefaultConfiguration();
38
39     return config;
40 }
41
42
```

```

43 //Función que retorna el tipo de PMT (0 = A, 1 = B, 2 = C, 3 = D)
44
45 int GetPMT (int pmt){return (pmt -1)%4 ;}
46
47
48 void MuonDeciderCalculator::Initialize(const Configuration& config) {
49
50     RecoBase::Initialize(config);
51     resultName_ = "muonDecider";
52 }
53
54
55 Module::Result
56 MuonDecider::Process(BagPtr bag){
57
58
59     const evt::Event& event = bag->Get<evt::Event>(event_);
60
61     //Variable y vectores utilizados para obtener la variable
62
63     double time_A=0.;
64     double time_B=0.;
65     double time_C=0.;
66     double time_D=0.;
67
68     double pow_diffAC = 0.;
69     double pow_diffBC = 0.;
70     double pow_diffDC = 0.;
71
72     double rEsfTime = 0.;
73
74     double countMuonOut_R7 = 0;
75     double nMuonOut = 0;
76
77     std::vector<int> selectedPMTs;
78     std::vector<double> selectedTimes;
79
80
81
82
83 //Ciclo para recorrer los tanques con señal de un evento.
84
85 for (evt::Event::ConstTankIterator it = event.TanksBegin(); it != event.TanksEnd(); ++it) {
86
87     //Ciclo para recorrer los hits de los tanques con señal.
88
89     for (evt::TankEvent::ConstHitIterator itt = it->HitsBegin(); itt != it->HitsEnd(); ++itt) {
90
91         selectedPMTs.push_back(itt->channelId_);
92         selectedTimes.push_back(itt->calibData_.time_);
93     }
94
95     //Condición para seleccionar multiplicidades 4 correspondientes a cada PMT dentro de un tanque.
96
97     if (selectedPMTs.size() >= 4 && selectedPMTs[0] != selectedPMTs[1] && selectedPMTs[0] != selectedPMTs[2] &&
98         selectedPMTs[0] != selectedPMTs[3] && selectedPMTs[1] != selectedPMTs[2] && selectedPMTs[1] != selectedPMTs[3] &&
99         selectedPMTs[2] != selectedPMTs[3] ){
100
101         time_A = time_B = time_C = time_D = 0.;
102
103         pow_diffAC= pow_diffBC = pow_diffDC = 0.;
104
105         rEsfTime = 0.;
106
107         for (unsigned k = 0; k < 4; ++k){
108
109             if (GetPMT(selectedPMTs[k])== 0 ){ time_A=selectedTimes[k]; }
110             if (GetPMT(selectedPMTs[k])== 1 ){ time_B=selectedTimes[k]; }
111             if (GetPMT(selectedPMTs[k])== 2 ){ time_C=selectedTimes[k]; }
112             if (GetPMT(selectedPMTs[k])== 3 ){ time_D=selectedTimes[k]; }
113
114         }

```

```
115
116 //Cálculo del radio de cada esfera usando las diferencias temporales.
117
118 pow_diffAC = pow((time_A-time_C),2);
119 pow_diffBC = pow((time_B-time_C),2);
120 pow_diffDC = pow((time_D-time_C),2);
121
122 rEsfTime = sqrt(pow_diffAC + pow_diffBC + pow_diffDC);
123
124 //Condición para la selección de candidatos a muones.
125
126 if (rEsfTime > 7 ) ++countMuonOut_R7;
127
128 }
129
130 selectedPMTs.clear();
131 selectedTimes.clear();
132
133 }
134
135
137 MuonDeciderResultPtr result = boost::make_shared<MuonDeciderResult>();
138
139 nMuonOut = countMuonOut_R7;
140
141 if (isnan(nMuonOut)){
142     result->SetMuon(9999999);
143     result->SetStatus(RECO_FAIL);
144 }
145
146
147
148 result->SetStatus(RECO_SUCCESS);
149
150 //Registro de los valores de la variable.
151 result->SetMuon(nMuonOut);
152
153 countMuonOut_R7 = 0;
154
155 bag->Put(resultName_, result);
156 return HandleResult(result->GetStatus());
157
158 }
159
160 }
```

APÉNDICE

EFICIENCIA CUÁNTICA DE LOS PMTs DE HAWC

