

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

**IMPLEMENTACIÓN Y CALIBRACIÓN DE UN DETECTOR
TERRESTRE CHERENKOV DE AGUA PARA RAYOS CÓSMICOS
EN LA ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL**

TRABAJO PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE FÍSICA

PROYECTO DE INVESTIGACIÓN

STEPHANY ELIZABETH VARGAS PIEDRA
stephany.vargas_phys@yahoo.com

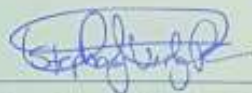
Director: DR. NICOLÁS ALEJANDRO VÁSQUEZ PAZMIÑO
nicolas.vasquez@epn.edu.ec

QUITO, SEPTIEMBRE 2016

DECLARACIÓN

Yo STEPHANY ELIZABETH VARGAS PIEDRA, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normatividad institucional vigente.



Stephany Elizabeth Vargas Piedra

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por STEPHANY ELIZABETH VARGAS PIEDRA, bajo mi supervisión.

A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'Nicolás Vásquez', written over a horizontal line.

Dr. Nicolás Vásquez
Director del Proyecto

DEDICATORIA

A mis dos madres y hermana

Índice general

Resumen	XVIII
Abstract	XIX
1. Introducción	1
2. Antecedentes históricos	6
3. Física de Rayos Cósmicos	14
3.1. Flujo de Rayos Cósmicos	14
3.2. Aceleración de Rayos Cósmicos	16
3.2.1. Aceleración de Fermi	16
3.2.2. Gráfico de Hillas	18
3.2.3. Aceleración en objetos astrofísicos	20
3.3. Corte GZK	22
3.4. Transporte de Rayos Cósmicos	24
3.5. UHECR	26
3.6. Teorías de la física fuera del modelo estándar o exóticas	27
3.6.1. Defectos topológicos	27
3.6.2. Monopolos magnéticos	27
3.6.3. Neutrinos de alta energía	27
4. Interacción de partículas con la materia	28
4.1. Interacción de fotones y electrones	28
4.1.1. Poder de frenado	28

4.1.2.	Longitud de radiación	29
4.1.3.	Pérdida de energía por electrones	30
4.1.4.	Energía crítica	30
4.1.5.	Pérdida de energía por fotones	30
4.2.	Cascadas electromagnéticas	32
4.3.	Pérdida de energía de muones altamente energéticos	32
4.4.	Radiación Cherenkov y radiación de transición	33
4.4.1.	Radiación óptica Cherenkov	33
4.4.2.	Radiación de transición	35
4.5.	Pérdidas radiativas de muones	35
4.5.1.	Bremsstrahlung	35
4.5.2.	Producción de pares e^+e^-	36
4.5.3.	Interacción fotonuclear	37
5.	Lluvias atmosféricas extensas	38
5.1.	Características y parámetros de una EAS	40
5.1.1.	Parámetros de una EAS	42
5.1.2.	Dirección y eje principal	45
5.1.3.	Energía	46
5.1.4.	Masa del primario	46
5.2.	Detección de EAS	47
5.2.1.	Detección en arreglos terrestres	48
5.2.2.	Arreglos de Detectores Cherenkov de Aire	49
5.2.3.	Detectores de Fluorescencia en el Aire	49
5.2.4.	Detección de emisiones en Radio	50
5.2.5.	RADAR	50
5.2.6.	Detección acústica	51
5.3.	Proyecto LAGO	52
5.3.1.	Detectores	53
6.	Implementación y funcionamiento del detector Politanque	55

6.1.	Montaje experimental	55
6.1.1.	Tanque	56
6.1.2.	Fototubo o PMT	56
6.1.3.	Tapa del tanque	59
6.1.4.	Ensamblaje del detector	60
6.1.5.	Conexión electrónica	61
6.2.	Pruebas del funcionamiento de las componentes del detector	63
6.2.1.	Base el PMT	63
6.2.2.	Tarjeta de adquisición de datos	64
6.2.3.	Cable serial de conexión RS232	65
6.3.	Pruebas preliminares de toma de datos	66
6.3.1.	Prueba con plástico centellador y osciloscopio	66
6.3.2.	Región de estabilidad del PMT	69
7.	Análisis de datos	72
7.1.	Cálculo de la línea base	73
7.1.1.	Análisis estadístico	74
7.1.2.	Línea base global	75
7.2.	Tasa de partículas secundarias detectadas (RATE)	77
7.3.	Carga depositada	79
7.3.1.	Histograma de carga	79
7.3.2.	Muón Vertical Equivalente	80
7.4.	Corte en el flujo de rayos cósmicos	82
7.4.1.	Distribución angular de partículas	82
7.4.2.	Pérdida de energía	86
7.4.3.	Restricción de flujo en el histograma de carga	89
7.5.	Sensibilidad del PMT en función del tiempo	89
7.5.1.	Comparación del VEM entre experimento y simulación	90
8.	Conclusiones	92

Índice de figuras

1.1. Esquema de una EAS. Se muestran las 3 componentes que posee: la componente muónica, hadrónica y electromagnética. Figura obtenida y adaptada de [9].	2
2.1. Extracto del trabajo presentado por C. Wilson en 1900, titulado “On the leakage of Electricity through dust-free air”. Tomado de [28]. . .	7
2.2. Imágenes obtenidas por C. Wilson en la cámara de niebla de la trayectoria de partículas α y β (Proc. Roy. Soc. (London), 87, 292 (1912)).	8
2.3. Resultados de Hess (recuadro rosa) junto con los resultados de W. Kolhörster. Se observa que luego de un mínimo, la ionización aumenta indudablemente con la altitud. Figura adaptada de [28].	9
2.4. Esquema del arreglo usado por W. Bothe y W. Kolhörster, adaptado de la referencia [2]. La parte externa es una capa de 0.06 m de plomo, seguida de una capa de 0.05 m de hierro. Los contadores z_1 y z_2 se encuentran separados una distancia 0.045 m y en el centro se ubica un bloque de oro de 12.3 kg o un bloque de plomo. El material absorbente usado para el experimento fue de $\sim 4300 \text{ kg/m}^2$	11

- 3.1. El eje horizontal representa la energía de llegada en eV del primario y el eje vertical representa el flujo de primarios por unidad de area, ángulo sólido, segundo y energía en GeV. *Superior Izquierda:* Espectro de energía para Rayos C3smicos. Los datos han sido adquiridos experimentalmente por varios experimentos destacados (representan una muestra de los detectores que se encuentran en funcionamiento). Se incluye una pequea descripci3n del tipo de detecci3n realizada. Las detecciones pueden ser por sat3lite, arreglo terrestre o h3brido. Part3culas con energ3as en el orden de 10^{10} eV se consideran de baja energ3a y en su mayor3a provenientes del sol. Su incidencia es de una part3cula por metro cuadrado por segundo. Part3culas con energ3a 10^{15} eV se consideran que provienen de la galaxia. Su incidencia es de una part3cula por metro cuadrado por a3o. Part3culas con energ3a de 10^{18} eV se consideran de alta energ3a y se estima que su origen es extragal3ctico. En este caso se espera una part3cula por kil3metro cuadrado por a3o. Part3culas con energ3a de 10^{20} eV se conocen como Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR). Su origen es desconocido, se asocia con una variedad de procesos que se incluyen en modelos de part3culas de materia oscura de alta masa, monopolos magn3ticos, entre otros. En este caso se espera obtener una part3cula por kil3metro cuadrado por siglo. *Superior Derecha:* Espectro de energ3a para Rayos C3smicos en la regi3n de alta y ultra alta energ3a. Se observa claramente que los puntos poseen grandes barras de error. Esto se debe porque la cantidad de datos obtenida hasta el momento es muy pequea. [31] 15
- 3.2. El eje horizontal representa el logaritmo de la distancia en kil3metros y el eje vertical representa el logaritmo del campo magn3tico medido en gauss. Gr3fico de Hillas de varios objetos astrof3sicos. Desde la esquina superior izquierda se tiene: estrella de neutrones, Gamma Ray Burst (GRB), enana blanca, n3cleo de galaxias activas, jets de galaxias activas, hot spots de galaxias ativas, colisi3n de galaxias, l3bulos de galaxias activas, disco gal3ctico, halo gal3ctico y clusters. La curva inferior corresponde a los objetos que pueden acelerar un n3cleo de hierro a 100 EeV. La curva punteada corresponde a los objetos que pueden acelerar un prot3n a 100 EeV y la curva superior corresponde a los objetos que pueden acelerar un prot3n a 1 ZeV. [33] 19

3.3.	El eje horizontal representa la distancia de propagación medida en Mpc y el eje vertical la energía del Rayo Cósmico primario. Se grafica la evolución energética para un fotón en función de la distancia de propagación a través de un fondo de radiación de 2.7 K para varias energías. Entre 10 y 100 Mpc, fotones con energía superior a 10^{20} eV pierden energía hasta llegar al límite en que ya no es posible que ocurra el efecto GZK [5].	23
3.4.	Sistema de coordenadas para radiación sincrotrón. Adaptado de la referencia [32].	24
3.5.	El eje horizontal corresponde al logaritmo (en base 10), de la energía en eV y el eje vertical corresponde al logaritmo (en base 10), de la distancia en Mpc. Longitud de atenuación para protones, fotones y hierro para varias radiaciones de fondo. IR: Radiación infraroja (Infrared radiation), CMBR: Radiación de fondo de microondas (Cosmic Microwave Background Radiation) y Radio: fondo de radio (Radio Background). [5]	25
4.1.	El eje horizontal representa la energía del fotón medida en MeV y el eje vertical corresponde a la probabilidad de que la interacción de un fotón resulte en una conversión del par e^+e^- . Excepto por un pequeño porcentaje de la contribución foto-nuclear alrededor de 10 a 20 MeV, esencialmente todas las interacciones en este rango de energía resultan en dispersión Compton. [40]	31
4.2.	Esquema geométrico del efecto Cherenkov. [42]	34
5.1.	Simulaciones realizadas en la plataforma de CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAScade) de EAS para distintos primarios con una energía inicial de 10^{14} eV. Se tiene como Rayo Cósmico primario un fotón, un protón y un núcleo de hierro. En la parte superior se muestra la distribución de secundarios que se forma en la superficie terrestre y en la parte inferior se muestra el desarrollo de la EAS desde la incidencia del Rayo Cósmico primario hasta llegar al piso. Las líneas rojas muestran interacciones electromagnéticas y las líneas amarillas corresponden a muones. [47]	39

5.2. Simulación de una EAS con COSRSIKA para un Rayo Cósmico primario de protón con energía inicial de 10^{14} eV y un ángulo de 45° de incidencia. [47]	40
5.3. Esquema de una EAS. Se muestran las 3 componentes que posee: la componente muónica, hadrónica y electromagnética. Figura obtenida y adaptada de [9]	40
5.4. El flujo vertical de partículas por unidad de area, tiempo y ángulo sólido medido como $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$, con respecto a la profundidad atmosférica en el desarrollo de una EAS. [1]	41
5.5. Resumen gráfico de los parámetros de una EAS.	42
5.6. El eje horizontal representa la distancia desde el CORE medida en kilómetros y el eje vertical, <i>izquierda</i> : la densidad de partículas por unidad de area, <i>derecha</i> : densidad de señal captada en un Water Cherenkov Detector en unidades de VEM por unidad de área. <i>Izquierda</i> : Función de Distribución Lateral simulada para las tres componentes de un protón de 10^{19} eV. <i>Derecha</i> : Convolución del espectro de energía de las partículas que llegan a la superficie con las curvas de respuesta de un detector Cherenkov de 1,2 m de altura. [5]	43
5.7. El eje horizontal representa la profundidad medida en g/cm^2 y el eje vertical corresponde al número de partículas/ 10^9 . Función de Distribución Longitudinal ajustada para un evento de 3×10^{20} eV (FLy Eye). [5]	44
5.8. Desarrollo de una EAS considerando una diferente profundidad atmosférica.	44
5.9. Propagación de una EAS con un cierto ángulo de inclinación. Se muestra el plano de propagación de la EAS y la forma circular de propagación.	45
5.10. El eje horizontal representa el valor del parámetro μ/EM y el eje vertical corresponde a los bins de las lluvias correspondientes a cada tipo (fotón, protón y hierro). Valor μ/EM para una EAS producida por un fotón, un protón y un núcleo de hierro. [5]	47

5.11. Diferentes lugares del proyecto LAGO ajustados de la referencia [8], donde los puntos amarillos muestran los lugares que van a funcionar en el 2014-2015, los puntos rojos muestran sitios que se están evaluando y los puntos azules se asocian a los sitios funcionales.	52
5.12. Izquierda: detector Chimbitto ubicado en la provincia del Chimborazo, Centro: construcción detector Panchito ubicado en la provincia de Pichincha en el valle de Cumbayá, derecha: construcción detector Politanque ubicado en la provincia de Pichincha en la ciudad de Quito.	53
5.13. Mapa político del Ecuador. En rojo se muestra la provincia del Chimborazo donde se encuentra ubicado Chimbitto y en azul la Provincia de Pichincha donde se encuentran Panchito y Politanque.	53
6.1. <i>Izquierda:</i> Esquema gráfico del detector «Politanque», <i>Derecha:</i> Detector «Politanque».	56
6.2. <i>Izquierda:</i> Dimensiones del PMT utilizado, obtenido de la referencia [51]. Los valores que se presentan se encuentran en mm. <i>Derecha:</i> PMT usado en el proyecto.	57
6.3. <i>Izquierda:</i> Eficiencia cuántica para el cátodo “Super” S-11, <i>Derecha:</i> Eficiencia cuántica para todos los cátodos.	58
6.4. Esquema <i>venetian blind dynode system</i> del PMT 9530.	58
6.5. Esquema del montaje mecánico realizado en la tapa del detector. Desde la izquierda se tiene: PMT, tubo PVC, tapa de PVC, tapa del detector.	59
6.6. Trabajos realizados para pegar el PMT en la tapa del tanque.	60
6.7. Tapa del tanque antes y después del ensamble final.	60
6.8. Trabajos realizados de limpieza con el tanque y de corte con el plástico envolvente para finalizar con el montaje del tanque.	60
6.9. Fuente de alto voltaje utilizada en el experimento y desarrollada como parte del proyecto EAS-BUAP.	61
6.10. Tarjeta utilizada en el experimento y desarrollada como parte del proyecto EAS-BUAP.	62
6.11. Descripción visual gráfica de la tarjeta de adquisición de datos desarrollada en [14]	62
6.12. Pruebas con multímetro de la base del Fototubo multiplicador.	63

6.13. Frente y posterior de la base del PMT.	64
6.14. Prueba de la tarjeta de adquisición de datos con generador de funciones y osciloscopio.	64
6.15. Posición de los interruptores de la tarjeta de adquisición de datos FPGA.	65
6.16. Cable serial RS232.	65
6.17. Montaje experimental para realizar las pruebas con osciloscopio del funcionamiento del PMT.	67
6.18. Datos tomados directamente de la señal de salida del PMT en el osciloscopio. Pulso con rebote de señal.	67
6.19. Pulso sin rebote tomado directamente de la señal de salida del PMT en el osciloscopio.	67
6.20. Varios pulsos tomados y guardados para tratamiento en computador de la señal de salida del PMT en el osciloscopio.	68
6.21. Muestra del tratamiento de un pulso en gnuplot. El eje horizontal se encuentra en unidades de tiempo y el eje vertical se encuentra en unidades de voltaje.	68
6.22. Número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de Umbral mV y de Voltaje de Alimentación V.	70
6.23. Logaritmo del número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de umbral mV y de voltaje de alimentación V.	71
7.1. Datos correspondientes a los 300 primeros puntos tomados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. El archivo original corresponde a una toma de datos continua de 10 minutos y 43049 líneas.	72
7.2. Área sombreada de los pulsos adquiridos alrededor del valor visual de la línea base o del <i>offset</i>	73
7.3. Análisis estadístico de los datos correspondientes a los eventos registrados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. Datos válidos para el cálculo de la línea base sobrepuestos con el promedio $LB = -0,0451$ y las líneas $LB \pm \sigma = -0,045 \pm 0,0048$	74

7.4. Análisis estadístico de los datos correspondientes a los eventos registrados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. Histograma de datos y análisis en root. Se observa que en el bin de promedio tiene la mayor cantidad de datos y junto con dos bins a cada lado (valor aproximado de sigma) poseen la mayoría de cuentas.	75
7.5. Histograma de la línea base para del conjunto completo de archivos analizados.	76
7.6. Primer ajuste de los datos globales para la línea base.	76
7.7. Segundo ajuste de los datos globales para la línea base.	77
7.8. Histograma de RATE para eventos con ocurrencia de cada segundo. Se tiene un promedio de 4.824 eventos/s para un área efectiva de detección de 0,766 m ²	77
7.9. Ajuste de RATE para eventos con ocurrencia de cada segundo.	78
7.10. Flujo de partículas que inciden en el detector “Politanque” simulados con Corsika. Tomado de [10]	78
7.11. Histograma de carga para <i>Politanque</i>	79
7.12. Histograma de Carga simulado para las partículas que inciden en el detector (gammas, muones y electrones).	81
7.13. <i>Izquierda</i> Histograma de carga para <i>Politanque</i> junto con el ajuste del VEM en rojo. <i>Derecha</i> Histograma de carga en escala logarítmica junto con el ajuste del VEM.	81
7.14. Extracto del histograma de Carga donde se denota el ajuste del VEM a $3350,983 \pm 1163,45$ pC.	81
7.15. VEM obtenido de la simulación con LagoSim y ajuste gaussiano. El ajuste encontrado es de $3799,83 \pm 249,46$ [pC].	82
7.16. Concepción aproximada de la ubicación del detector junto con los ángulos de incidencia de partículas.	83
7.17. Histograma de carga para e^- , gammas, muones laterales y VEM simulados. Las partículas ingresaron en ángulos randómicos con distintas energías.	83
7.18. Distribución de carga para partículas con respecto a un ángulo fijo que inciden en el detector (gammas, muones y electrones).	84

7.19. Continuación Figura 7.18.	85
7.20. Distribución completa de carga depositada como función del ángulo de incidencia en varios colores y en negro el resultante.	85
7.21. Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar agua, GeV/cm. <i>Derecha:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, <i>Izquierda:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV	88
7.22. Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar concreto, GeV/cm. <i>Derecha:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, <i>Izquierda:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV.	88
7.23. Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar hierro, GeV/cm. <i>Derecha:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, <i>Izquierda:</i> Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV.	88
7.24. Variación de la presión parcial de helio en el tubo con respecto al tiempo.	90

Índice de tablas

2.1. Datos obtenidos por V. Hess para de la ionización en función de la altura, con excepción del dato final que fue obtenido por W. Kolhörster . [2]	9
6.1. Tabla de propiedades para el cátodo "Super"S-11 de EMI 9530	58
6.2. Tabla de datos de tiempo de respuesta del PMT para pulsos tomados con osciloscopio.	69
6.3. Datos promediados del número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de umbral mV y de voltaje de alimentación V.	70
7.1. Tablas correspondientes al depósito de energía de un muon GeV/cm en función de la energía de incidencia GeV para agua, concreto y hierro. Datos obtenidos y modificados de [44] para que sean en unidades de GeV/cm en lugar de GeVgr ⁻¹ cm ²	87

Resumen

En el presente trabajo se describe la instalación y calibración de un Water Cherenkov Detector (WCD) en las instalaciones de la Escuela Politécnica Nacional en la ciudad de Quito a 2810 m.s.n.m. El proyecto se desarrolló como parte de la colaboración Latin American Giant Observatory (LAGO). Para la instalación y funcionamiento se ha utilizado un tanque de polietileno, un PMT 5" (EMI 9530A) y la electrónica de adquisición del proyecto LAGO-México. Se determinó el tiempo promedio de un pulso en 154,83 ns y el voltaje de estabilidad para el correcto funcionamiento del PMT en 1550 ± 20 V para un umbral de 20 mV. Además se tienen dos tendencias de línea base para el comportamiento global de los datos obtenidos, una en $-49,06$ mV y otra en $-41,16$ mV. Se determinó el valor de la carga depositada por el paso de muones relativistas que inciden perpendicularmente en el detector, denominado como Vertical Equivalent Muon (VEM), de manera experimental y mediante la simulación en la plataforma de LagoSim. Se obtuvo experimentalmente el valor del VEM en $3350,9 \pm 1163,4$ pC y con la simulación en $3799,8 \pm 249,4$ pC, tal que se tiene que la capacidad de registro del PMT con respecto a la esperada es del 88.2%. Este resultado se analiza desde el punto de vista del tiempo y calidad de vida del PMT. Finalmente, se estudia la incidencia de muones a través de concreto, hierro y agua; además de la incidencia a diferentes ángulos para explicar el déficit de partículas en el histograma de carga alrededor de los 1000 pC.

Abstract

In this paper the installation and calibration of a Water Cherenkov Detector (WCD) is described in the premises of the Escuela Politécnica Nacional in Quito at 2810 m.a.s.l. The project was developed as part of the Latin American Giant Observatory (LAGO) collaboration. For the installation and operation a polyethylene tank, a PMT 5 " (EMI 9530A) and the electronic acquisition system from the *Lago-México* project were used. The average time of a pulse is determined in 154,83 ns and the voltage for the correct operation of the PMT was set in 1550 ± 20 V for a threshold of 22 mV. In addition, there are two baseline tendencies for the overall behavior of the data, one in $-49,06$ mV and another in $-41,16$ mV. The value of the charge deposited by the passage of relativistic muons impinging perpendicularly through the detector, denominated as Vertical Equivalent Muon (VEM), was determined experimentally and by the simulation platform LagoSim. The value of VEM obtained experimentally is $3350,9 \pm 1163,4$ pC and from the simulation is $3799,8 \pm 249,4$ pC, such that the ability to register the charge is 88.2 % for the PMT regarding the expected. This result is analyzed from the point of view of time and the life quality of the PMT. Finally, muon incidence through concrete, iron and water is studied, as well as the incidence at different angles to explain the deficit in the charge histogram around 1000 pC.

Capítulo 1

Introducción

Los Rayos Cósmicos son partículas y núcleos con tiempos de vida en el orden de 10^6 años que constantemente bombardean la Tierra [1]. Se generan o aceleran en diversas fuentes astrofísicas y al ingresar a la alta atmósfera interactúan con partículas y moléculas presentes de oxígeno, ozono, hidrógeno, entre otros. Como resultado de la interacción, se genera una cascada de Rayos Cósmicos secundarios y luz fluorescente [2, 3] denominada Lluvia Atmosférica Extensa o Extensive Air Shower (EAS) [4]. La EAS consta de 3 componentes que se muestran en la Figura 5.3 [3].

Si la EAS es producida por un fotón, la componente hadrónica se reduce ya que predominan procesos de producción y aniquilación de pares, efecto Compton, dispersión, entre otros. Cuando la EAS se genera por la incidencia de un núcleo (desde un protón hasta un núcleo de hierro), además de producir la componente electromagnética y muónica, origina la componente hadrónica que produce piones. Los piones al decaer generan muones y neutrinos [5].

En este trabajo se logra la detección terrestre e indirecta de Rayos Cósmicos mediante la detección de la componente muónica de la EAS. El proyecto desarrollado es parte del experimento Latin American Giant Observatory (LAGO) que se encuentra funcionando en Latinoamérica. El proyecto consiste en la detección mediante el uso de detectores Water Cherenkov Detector (WCD) a varios cientos y miles de m.s.n.m. [6, 7].

La colaboración LAGO es única ya que se encuentra entre los meridianos 60 y 80 perpendiculares al plano ecuatorial y se extiende hacia la parte sur del globo [8]. La ventaja de un arreglo de este estilo es la capacidad de registrar con gran detalle eventos transitorios solares como son las Ejecciones de Masa Coronal (CME–Coronal Mass Ejections) en diferentes lugares con diferentes valores de campo magnético

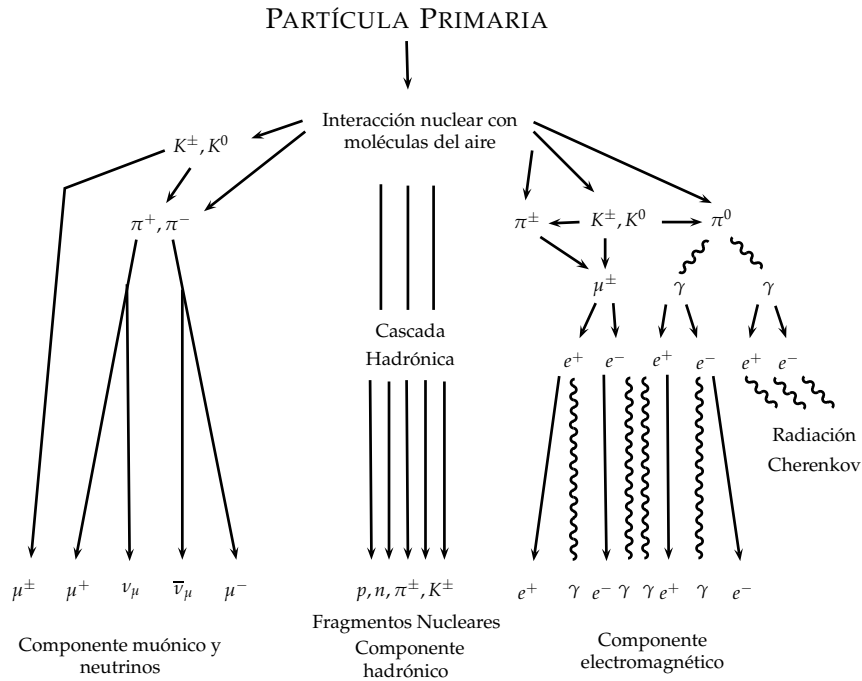


Figura 1.1: Esquema de una EAS. Se muestran las 3 componentes que posee: la componente muónica, hadrónica y electromagnética. Figura obtenida y adaptada de [9].

terrestre (magnetic rigidity cut off)[6]. Se conoce que el flujo de Rayos Cósmicos incidente en un lugar depende del campo magnético y la energía del rayo cósmico primario. En [10] se muestra el flujo simulado de partículas secundarias para la ciudad de Quito con y sin considerar la rigidez magnética. En la simulación se destaca que el máximo flujo corresponde a muones, electrones y fotones.

El proyecto LAGO-ECUADOR empezó en el año 2012 en la provincia de Chimborazo, con la instalación de un detector terrestre de Rayos Cósmicos llamado «Chimbitito» en las instalaciones de la Escuela Politécnica del Chimborazo (ESPOCH) [11]. Por varias razones, el detector no se encuentra funcionando por el momento. En febrero de 2014 se instaló un detector denominado «Panchito» en la Universidad San Francisco de Quito (USFQ), en la provincia de Pichincha. El detector se encuentra bajo desarrollo y no se encuentra funcionando. Ambos detectores se encuentran trabajando con la electrónica desarrollada y perteneciente al proyecto Pierre Auger [12].

Finalmente, la Escuela Politécnica Nacional (EPN) ha entrado al proyecto LAGO en el año 2015 y se ha instalado e implementado un detector de partículas secundarias de Rayos Cósmicos denominado «Politanque», ubicado en las instalaciones de

la EPN como parte del proyecto LAGO-Ecuador. Actualmente, se tienen resultados preliminares para «Panchito» y «Politanque» [10, 13].

En el presente trabajo se detalla la instalación, funcionamiento y calibración del detector «Politanque» usando electrónica desarrollada en México [14]. Además se ha determinado el rendimiento del PMT con respecto a la detección de las trazas de muones en «Politanque».

La calibración de detectores terrestres o WCD (Water Cherenkov Detector), ha sido realizada en otros sitios LAGO que se encuentran en funcionamiento. Una muestra de ello son las referencias [14, 15, 16, 17]. Ecuador es un punto estratégico para detección de Rayos Cósmicos debido a la cercanía al punto 0° de latitud. Los Rayos Cósmicos al ser en su mayoría partículas cargadas, tienden a desviarse hacia los polos debido al campo magnético terrestre [2] y el flujo de partículas se vería afectado por este hecho en el detector «Politanque», ofreciendo información valiosa. Por ende, los datos que se obtengan representan un punto importante en los datos globales de la colaboración LAGO.

A continuación se detallan los valores de calibración mediante Vertical Equivalent Muon (VEM) para distintos lugares que se encuentran funcionando como parte del proyecto LAGO. Los valores experimentales del VEM encontrados son:

- «Politanque» en Ecuador (2800 m.s.n.m., área= $0,767 \text{ m}^2$, altura= 81,1 cm) corresponde a $\sim 3350,9 \text{ pC}$,
- «Nahuelito» en Venezuela (1893 m.s.n.m., área= $1,53 \text{ m}^2$, altura= 1,46 m) corresponde a $\sim 519,52 \text{ pC}$ [15],
- «Guane-1» en Colombia (956 m.s.n.m.) corresponde a $\sim 1329 \text{ pC}$ [16] y
- «Cota Cota» en Bolivia (3300 m.s.n.m.) corresponde a $\sim 975 \text{ pC}$ [17].

Se resalta que cada detector tiene distintas dimensiones, electrónica de adquisición, recubrimientos, rigidez magnética, entre otros.

Estudio de Rayos Cósmicos

El estudio de Rayos Cósmicos es de vital importancia para la física de partículas, astrofísica, física experimental, entre otras. Una de las razones para que se hayan desarrollado tantos experimentos enfocados a la detección de Rayos Cósmicos es

que estas partículas alcanzan energías mucho mayores a aquellas que se han logrado en el Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN, también llamado European Council for Nuclear Research) o en cualquier otro colisionador de partículas [18]. Ya son más de 40 años desde su descubrimiento, y para los Rayos Cósmicos de altas energías, aún quedan muchas dudas sobre su origen, mecanismos de aceleración, composición química, entre otros [6]. Otro aspecto importante para su estudio, en especial para bajas energías, es el estudio y aplicaciones referentes a la física solar [19].

Alrededor del mundo la problemática de Rayos Cósmicos ha sido tratada de diversas maneras[20]. Se ha generado una amplia gama de estudio e investigación y se han desarrollado varios experimentos dedicados al estudio de Rayos Cósmicos y otros experimentos que investigan Rayos Cósmicos como rama secundaria. Entre algunos de los experimentos más importantes que se encuentran actualmente en funcionamiento se resaltan: el experimento Pierre Auger [12], CERN, ARGO, HAWK [21], entre otros. En el CERN se están haciendo pruebas para proteger a los astronautas de los Rayos Cósmicos [22], se ha tratado el tema de la formación de nubes [23] y se redactan breves artículos para información de la comunidad [24].

A partir de las dudas que han surgido con el estudio de Rayos Cósmicos, se han creado varias ramas de estudio. Algunas de las principales ramas de estudio de Rayos Cósmicos que se han generados son:

Origen de Rayos Cósmicos: Para varias EAS se puede asociar un objeto astrofísico. Un ejemplo es la detección de rayos gamma con energías de 10^{15} eV en la binaria Cygnus X-3 mediante arreglos terrestres [4].

Composición química del primario (nucleosíntesis, abundancias, antimateria): Se han detectado antiprotones con el experimento PAMELA, pero no se ha detectado antimateria más pesada [25, 26].

Aceleración en distintas fuentes astrofísicas: Las partículas se pueden acelerar en el sol, en la magnetósfera de la Tierra y Júpiter, y en ciertos casos se aceleran en el medio interplanetario [27]. A gran escala se aceleran en cuántares, AGNs, explosiones de supernova, entre otros [18].

Finalmente, cabe resaltar que el continuo desarrollo del proyecto LAGO en Ecuador permitirá abrir campos de investigación concernientes a la astrofísica de altas energías, física de partículas, modelización computacional, entre otros. La entrada y continuidad del programa beneficia el desarrollo científico en el país y fortalece

la colaboración con otros países. Para mejorar el desarrollo del programa en el país es necesario conocer los parámetros específicos con los que se va a trabajar en el detector, he ahí la importancia de calibrarlo.

Capítulo 2

Antecedentes históricos

A continuación, se presenta un breve resumen cronológico de los científicos que aportaron directa e indirectamente con el descubrimiento de los Rayos Cósmicos [2, 28, 29, 30].

1785 En 1785 C. A. Coulomb denota que los objetos cargados eléctricamente pierden su carga de forma gradual y “natural” sin estar en contacto con otros objetos.

1835 M. Faraday confirma las observaciones de C. Coulomb. En efecto, un electroscopio se descarga espontáneamente.

1879 W. Crookes mide la velocidad de descarga cuando se reduce la presión en el electroscopio tal que se propone que la carga se la lleva partículas del aire, que hoy conocemos como iones.

1896 A. H. Becquerel descubre la radioactividad espontánea.

1898 Marie y Pierre Curie descubren que el *Polonio* y *Radio* son fuentes de radioactividad. Se tiene que en presencia de un material radioactivo un electroscopio se descarga a mayor velocidad. La tasa de descarga se utiliza para calibrar el nivel de radioactividad.

1900 C. Wilson, J. Elster y H. Geitel mejoran el aislamiento del electroscopio y logran mejorar su sensibilidad.

C. Wilson comienza una serie de experimentos para encontrar que tan rápido se descarga un electroscopio en distintos tipos de ambientes: aire seco, filtrado, lejos de la ciudad, en la noche, en el día y si se encontraba cargado negativa o positivamente. También realiza mediciones en un túnel bajo roca y al final concluyó que no existe diferencia significativa entre todas las diferentes variables

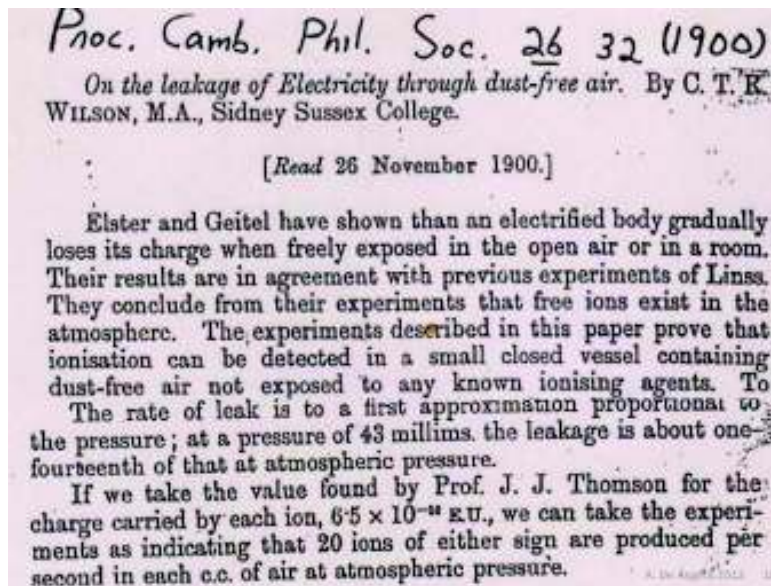


Figura 2.1: Extracto del trabajo presentado por C. Wilson en 1900, titulado “On the leakage of Electricity through dust-free air”. Tomado de [28].

mencionadas y se propone que puede deberse a una radioactividad extraña proveniente de la Tierra. Años más tarde se propone que el electroscopio de Wilson se descarga por la radiación natural terrestre de materiales como el radón.

1903–06 E. Rutherford, A. Cooke, J. C. McLennan y J. Burton demuestran que la ionización se reduce con un revestimiento metálico.

1907 A. W. Strong estudia la radioactividad en:

- su laboratorio,
- en el centro de una cisterna y
- al descubierto.

1907–08 A. S. Eve realiza mediciones sobre el Océano Atlántico y detecta la misma cantidad de radiación que en Inglaterra y Montreal (sus mediciones son luego usadas por T. Wulf, D. Pacini y V. Hess).

1908 J. Elster y H. Geitel observan una reducción del 28 % en el fondo de una mina de sal. Concluyen que la Tierra es la fuente de la radiación penetrante.

1912 C. Wilson obtiene las primeras imágenes de la trayectoria de partículas α y β en la cámara de niebla.

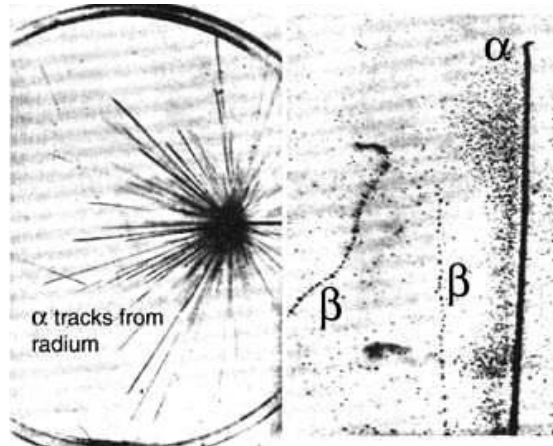


Figura 2.2: Imágenes obtenidas por C. Wilson en la cámara de niebla de la trayectoria de partículas α y β (Proc. Roy. Soc. (London), 87, 292 (1912)).

1907–11 D. Pacini realiza mediciones de la tasa de ionización en montañas a distintas altitudes, sobre lagos y sobre el océano. Submerge un electroscopio 3 m en el océano y encuentra una reducción del 20 % (con 4σ), en la radiactividad.

1910 T. W. Gulf lleva el experimento a una altura de 300 m—en la torre *Eiffel* y a 4500 m—en varios ascensos en globo. Pudo comprobar que efectivamente la ionización disminuía pero no de forma significativa.

1911–13 La serie de experimentos cruciales tomaron lugar desde 1911 a 1913, cuando Víctor Hess lleva electroscopios a grandes altitudes en diez viajes en globo hasta una altura de 5200 m. Éstos electroscopios se encontraban herméticamente cerrados asegurando que la presión interna sea independiente de la altura. Estos resultados se observan en la Tabla 2.1, y se muestra que son completamente opuestos a lo que se esperaba, en lugar de disminuir la radiación, aumenta. Con dichos resultados, por primera vez se propone la existencia de una radiación penetrante de carácter cósmico.

1913–14 W. Kolhörster confirma el resultado de V. Hess con viajes en globo hasta los 9200 m con un aumento de ionización de 10 veces lo encontrado al nivel del mar.

1914 Empieza la primera guerra mundial.

1924–25 G. Hoffmann y F. Behounek utilizan electroscopios recién desarrollados y concluyen que la ionización se debe por elementos radioactivos en la atmósfera.

ALTURA m	IONIZACIÓN REFERENTE A LA TERRESTRE I
500	$\frac{1}{2}$
1500	1
3500	4
5000	16
9300	50

Tabla 2.1: Datos obtenidos por V. Hess para de la ionización en función de la altura, con excepción del dato final que fue obtenido por W. Kolhörster . [2]

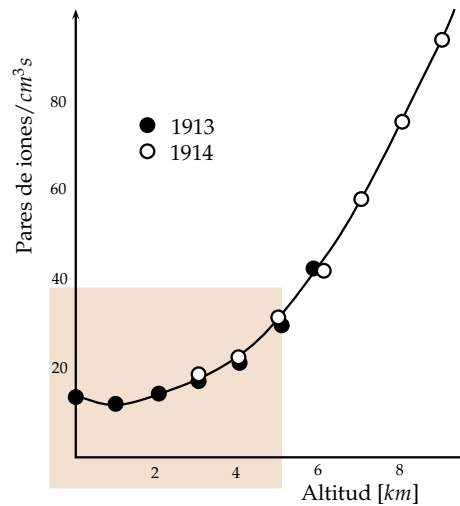


Figura 2.3: Resultados de Hess (recuadro rosa) junto con los resultados de W. Kolhörster. Se observa que luego de un mínimo, la ionización aumenta indudablemente con la altitud. Figura adaptada de [28].

1923–26 Para comprobar los resultados de V. Hess; R. A. Millikan y sus colaboradores realizan una nueva serie de experimentos. En éste caso miden la radiación a una altura de ~ 15.5 km en globos no tripulados hasta una altura de 15000 m. R. Millikan y sus colaboradores desarrollaron y emplearon cámaras de ionización de 200 g que fueron usadas junto con películas fotográficas. La cámara de ionización es un pequeño detector lleno de gas tal que se producen iones cuando incide una radiación ionizante. R. Millikan encontró de manera concluyente que la fuerza de ésta radiación ionizante aumentaba con la altura, pero encuentran $1/4$ de la radiación esperada de los experimentos de Hess y Kolhörster (no se tomaba en cuenta la latitud geomagnética).

Por otro lado, también realizaron experimentos debajo de los lagos Muir (3590 m.s.n.m) y Arrowhead (2060 m.s.n.m) en California para comprobar que dicha radiación disminuía. De la referencia [2], capítulo 1, se resalta:

Los 1530 metros de aire sobre el lago Arrowhead con respecto al lago Muir, debidos a la diferencia de su altura sobre el nivel del mar, corresponden a un material absorbente que equivale a dos metros de agua para partículas que viajan verticalmente. De ahí que sumergiendo detectores a diferentes profundidades en los dos lagos..., Millikan encontrara que “dentro de los límites de error observacional, cada lectura en el lago Arrowhead corresponde a una lectura en el lago Muir seis pies más abajo” [2]. De esta manera mostraba que los rayos venían de arriba y que su origen era externo a la capa de atmósfera entre los niveles de los dos lagos.

Con los resultados obtenidos finalmente se verifica sin lugar a dudas el origen extraterrestre de la ionización. Es R. Millikan el que da el nombre de “rayos cósmicos” al fenómeno.

1927 J. Clay descubre accidentalmente el efecto geomagnético sobre los rayos cósmicos.

~**1930** En aquellos tiempos la primera inclinación fue la de bautizar a los rayos cósmicos como radiación γ , ya que era la radiación más penetrante conocida. La radiación β es rápidamente absorbida así que fue descartada casi de inmediato.

Alrededor de ~1930 se buscó determinar el tipo de radiación, el espectro de energía y el origen de los rayos cósmicos. Si era una radiación corpuscular debía ser afectada por el campo magnético terrestre así que J. Clay y R. Millikan midieron la intensidad de los rayos cósmicos en varias latitudes. No encontraron cambios apreciables y al final conjeturaron que la radiación no era corpuscular, así se refuerza la idea que son rayos γ de alta energía. Mediante el método de “prueba y error” se pudo obtener un bosquejo del espectro de energía que mejor se ajustara a las observaciones. Encuentran que deben ser fotones de energías ~ 26 MeV, ~ 110 MeV y ~ 220 MeV. El fenómeno se atribuyó a procesos de transmutación energética, de masa a energía, en la fusión de hidrógeno para el Helio, Nitrógeno, Oxígeno y Silicio.

Luego de analizar estos resultados Millikan dijo:

“Los rayos cósmicos que observamos son las señales transmitidas a través de los cielos, del nacimiento de los elementos comunes a partir de electrones positivos y negativos”. [2]

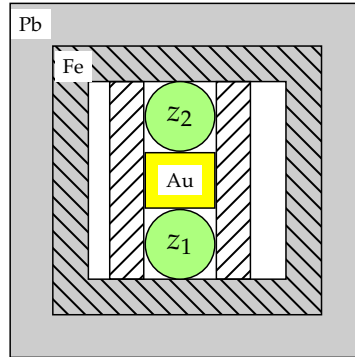


Figura 2.4: Esquema del arreglo usado por W. Bothe y W. Kolhörster, adaptado de la referencia [2]. La parte externa es una capa de 0.06 m de plomo, seguida de una capa de 0.05 m de hierro. Los contadores z_1 y z_2 se encuentran separados una distancia 0.045 m y en el centro se ubica un bloque de oro de 12.3 kg o un bloque de plomo. El material absorbente usado para el experimento fue de $\sim 4300 \text{ kg/m}^2$.

Por la misma época, W. Bothe y W. Kolhörster notan que dos contadores Geiger-Mueller separados una corta distancia, uno arriba de otro, se descargan de manera simultánea [2]. Este fenómeno se puede dar por una doble colisión Compton cerca de los contadores, pero las probabilidades son muy bajas. Otra forma podría ser la de electrones que adquirieron su energía en la alta atmósfera por dispersiones Compton. Al final se establece que definitivamente deben ser partículas cargadas eléctricamente que hayan interactuado con la radiación γ o Rayos Cósmicos, las que pasan por ambos contadores. Lo que no se sabía era si éstas partículas eran producto de la radiación primaria buscada o eran partículas de interacciones secundarias. Para develar el misterio, W. Bothe y W. Kolhörster ubican dos contadores Geiger-Mueller, uno arriba de otro, con las especificaciones mostradas en la figura 2.4.

Una de las conclusiones a las que se llega en éste experimento es que el 76 % de la radiación cerca del nivel del mar era capaz de penetrar 0.041 m de plomo, por tanto se descartan los electrones producidos en la atmósfera por efecto Compton. La radiación γ no podía ser tan penetrante en la atmósfera, así que suponen que debía ser una radiación corpuscular.

Entonces, por un lado R. Millikan dice que los Rayos Cósmicos son rayos γ ultrapenetrantes, y por otro lado W. Bothe y W. Kolhörster argumentan que se trataba de partículas cargadas. El experimento que puso final a dicha discusión comenzó alrededor de 1930. En el experimento participó A. H. Compton junto con investigadores de 80 instituciones en 69 estaciones alrededor del mundo. Con los resultados Compton nota que existe una relación entre la intensidad

de los rayos cósmicos con la latitud geomagnética. Se confirma los resultados de J. Clay por W. Kolhörster, B. Rossi, A. Compton, entre otros.

- 1931** Con los descubrimientos realizados, varios físicos como H. Geiger, C. Wilson, E. Rutherford, entre otros, se reunieron en el Primer Congreso Internacional de Rayos Cósmicos conocido como “Discusión sobre los rayos ultrapenetrantes”.
- 1933–1934** L. W. Alvarez & A. H. Compton, T. H. Johnson y B. Rossi, encuentran independientemente el efecto Este–Oeste. Por este efecto se concluye que la cantidad de rayos cósmicos primarios son cargados positivamente.
- 1934** R. Millikan, Neher y J. Clay corroboran que existe dicha relación y descubren que un pequeño cambio magnético en el ecuador cambia la intensidad de la radiación cósmica. Entonces, los Rayos Cósmicos debían ser de carácter corpuscular.
- 1937** S. Neddermeyer descubre el muon (erroneamente tomado como pión hasta 1947).
- 1938** P. Auger descubre las Lluvias Atmosféricas Extensas conocidas como EAS (Extensive Air Showers), por sus siglas en inglés.
- 1940** El estudio corpuscular de la radiación cósmica fue analizada con gran detalle a finales de 1940. Al utilizar emulsiones fotográficas en globos, se pudo determinar que el Rayo Cósmico es en realidad un protón, núcleos pesados o partículas α . Lo que llega a la superficie son partículas secundarias. Así comenzaron los primeros estudios en el campo de la física de partículas. El uso de emulsiones fotográficas conllevó al descubrimiento del positrón en 1932, siendo la primera partícula de antimateria descubierta.
- 1946** B. Rossi en USA y G. Zatsepin en Rusia empiezan los primeros experimentos sobre la estructura de las lluvias Auger o EAS y se construyen los primeros arreglos para detectar EAS.
- 1947** C. Lattes, G. Occhialini y C. Powell descubren el pión. G. Rochester y C. Butler descubren el Kaon.
- 1949** E. Fermi propone la aceleración difusiva y el segundo orden de aceleración para Rayos Cósmicos. Propone que los protones se aceleran al moverse y rebotar en nubes magnéticas.

- 1951** R. Armenteros descubre la partícula Λ . G-stack (primera colaboración Europea), descubren la violación de paridad.
- 1962** J. Linsley *et. al.* descubren el primer Rayo Cósmico de 10^{20} eV en el arreglo *Volcano Ranch*, en Nuevo México, USA.
- 1966** K. Greisen, V. Kuzmin y G. Zatsepin proponen la interacción de Rayos Cósmicos con el fondo de microondas tal que perderían energía al a travesar el medio intergaláctico. Esto se conoce como el corte GZK.
- 1967** *Haverah Park cosmic ray detector* empieza operaciones. Es un arreglo de 200 detectores en un área de 12 km, Inglaterra. Su operación fue de 20 años.
- 1991** Se detecta un Rayo Cósmico con energía de 3×10^{20} eV con el experimento *Fly's Eye* que es el Rayo Cósmico de mayor energía detectado.
- 1994** AGASA y el grupo Yakutsk registran un evento de 10^{20} eV.
- 1995** Empieza el proyecto Pierre Auger en la provincia de Mendoza, Argentina. Termina su construcción el 14 de noviembre de 2008.

Capítulo 3

Física de Rayos Cósmicos

Los Rayos Cósmicos son partículas y núcleos estables con tiempos de vida en el orden de 10^6 años [1]. Un Rayo Cósmico primario se genera o acelera en una fuente astrofísica, mientras que un Rayo Cósmico secundario se produce por la interacción de un Rayo Cósmico primario con otras partículas. Los Rayos Cósmicos primarios son (aproximadamente) un 85 % protones, 12 % partículas alfa, 2 % electrones, 1 % núcleos más pesados y GRB's (Gamma Ray Bursts) [2, 3]. Núcleos de litio, berilio, boro y elementos como positrones y antriprotónes se consideran partículas secundarias. Actualmente se plantea la idea que una pequeña porción de estos elementos puedan ser primarios [1].

3.1. Flujo de Rayos Cósmicos

El flujo de Rayos Cósmicos se caracteriza por varios factores como son la rigidez magnética, la actividad solar, el efecto Este-Oeste, entre otros. El flujo de Rayos Cósmicos solares se encuentra ligado con el viento solar mientras que el flujo de los Rayos Cósmicos galácticos está relacionado con el plasma magnetizado del Sol que parcialmente impide su entrada al Sistema Solar. A mayor actividad solar, menor cantidad de Rayos Cósmicos galácticos logran ingresar al Sistema Solar [1].

Con la medición del flujo de Rayos Cósmicos se ha obtenido un espectro de energía como se muestra en la Figura 3.1. Para realizar la curva se agruparon los datos obtenidos por diversos experimentos como LEAP, AGASA, HiRes, entre otros [31]. Experimentalmente, la curva se ajusta a una ley de potencia de la forma $E^{-\gamma}$ donde γ toma valores $2,5 \pm 0,5$ [5]. Dentro de la curva, el índice espectral (γ) varía ligeramente para los diferentes elementos [1].

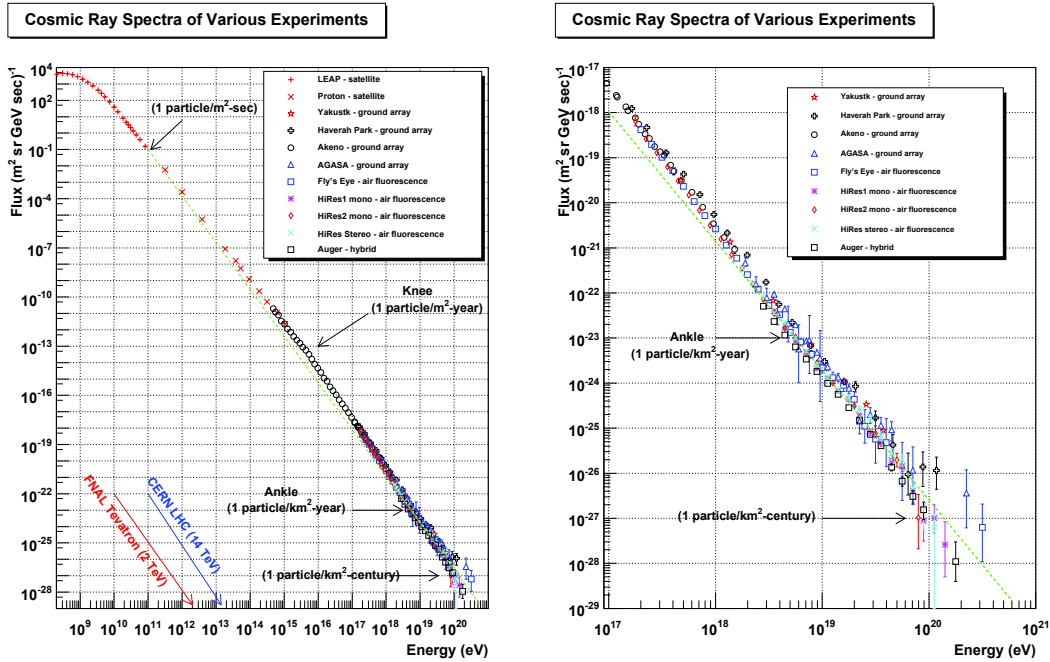


Figura 3.1: El eje horizontal representa la energía de llegada en eV del primario y el eje vertical representa el flujo de primarios por unidad de área, ángulo sólido, segundo y energía en GeV. *Superior Izquierda:* Espectro de energía para Rayos Cósmicos. Los datos han sido adquiridos experimentalmente por varios experimentos destacados (representan una muestra de los detectores que se encuentran en funcionamiento). Se incluye una pequeña descripción del tipo de detección realizada. Las detecciones pueden ser por satélite, arreglo terrestre o híbrido. Partículas con energías en el orden de 10^{10} eV se consideran de baja energía y en su mayoría provenientes del sol. Su incidencia es de una partícula por metro cuadrado por segundo. Partículas con energía 10^{15} eV se consideran que provienen de la galaxia. Su incidencia es de una partícula por metro cuadrado por año. Partículas con energía de 10^{18} eV se consideran de alta energía y se estima que su origen es extragaláctico. En este caso se espera una partícula por kilómetro cuadrado por año. Partículas con energía de 10^{20} eV se conocen como Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR). Su origen es desconocido, se asocia con una variedad de procesos que se incluyen en modelos de partículas de materia oscura de alta masa, monopolos magnéticos, entre otros. En este caso se espera obtener una partícula por kilómetro cuadrado por siglo. *Superior Derecha:* Espectro de energía para Rayos Cósmicos en la región de alta y ultra alta energía. Se observa claramente que los puntos poseen grandes barras de error. Esto se debe porque la cantidad de datos obtenida hasta el momento es muy pequeña. [31]

3.2. Aceleración de Rayos C3smicos

Se plantea que los Rayos C3smicos pueden adquirir energ3a de movimientos macrosc3picos, como turbulencia u ondas de choque en plasmas [5]. Esta premisa se ha comprobado con la observaci3n de protones (entre 10 – 100 keV), que se desplazan en las ondas de choque del viento solar. Observaciones realizadas con el sat3lite *ISEE*.

3.2.1. Aceleraci3n de Fermi

Se refiere a una aceleraci3n estoc3stica o difusiva de una part3cula cuando tiene varios encuentros con plasmas magnetizados en movimiento [5].

Mecanismo de aceleraci3n de Fermi

Sea una part3cula que viaja a una velocidad $v \approx c$ que al interactuar con una onda de choque tiene un cambio de velocidad que a su vez provoca un cambio de energ3a. E. Fermi demostr3 que el cambio de energ3a es $\Delta E = \varepsilon E$, donde ε es positivo y la ganancia es $\varepsilon = \frac{V^2}{v^2}$.

Considerado el tiempo de permanencia de un Rayo C3smico en la onda de choque, E_0 la energ3a con la que ingresa, E_N la energ3a con la que sale, $\varepsilon = \frac{\langle \delta E \rangle}{E}$ la ganancia en energ3a por colisi3n y n el n3mero de colisiones, entonces se cumple

$$E_n = E_0(1 + \varepsilon)^n, \quad (3.1)$$

o equivalentemente

$$n = \frac{\ln E - \ln E_0}{\ln(1 + \varepsilon)}. \quad (3.2)$$

A la probabilidad de escape de la part3cula del plasma magnetizado se nota por P_{esc} . Por tanto, la probabilidad que no haya salido del plasma luego de n encuentros es $(1 - P_{esc})^n$. La probabilidad de que la part3cula escape del plasma luego de n encuentros con una cierta energ3a E_n ser3

$$P(E_n) = \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (3.3)$$

$$P(E_n) = \frac{(1 - P_{esc})^{\frac{\ln E - \ln E_0}{\ln(1 + \varepsilon)}}}{P_{esc}} \quad (3.4)$$

Es fácil demostrar que es equivalente a¹

$$P(E_n) = \frac{\left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{-\gamma}}{P_{esc}}, \quad (3.5)$$

donde $\gamma = -\frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\varepsilon)}$. Dado que $P_{esc} \ll 1$ y $\varepsilon \ll 1$, entonces

$$P(E_n) \approx \frac{P_{esc}}{\varepsilon}. \quad (3.6)$$

Tiempo de aceleración de un Rayo Cósmico

Tomando en cuenta el tiempo característico de aceleración de la partícula como T_{cycle} y T_{esc} como el tiempo característico de escape de la región de aceleración. La probabilidad de escape será

$$P_{esc} = \frac{T_{cycle}}{T_{esc}}. \quad (3.7)$$

La máxima cantidad de colisiones n_{max} que va a existir va a ser proporcional al tiempo de permanencia y al tiempo del ciclo, tal que

$$n_{max} = \frac{t}{T_{cycle}}. \quad (3.8)$$

Por lo tanto, la energía con la que sale una partícula será alrededor de

$$E_n = E_0(1 - \varepsilon)^{t/T_{cycle}}. \quad (3.9)$$

Concluimos que tomará más tiempo acelerar una partícula a altas energías.

La tasa de aceleración (y por ende T_{cycle}), de un Rayo Cósmico se verá ligado con la velocidad del Rayo Cósmico, la densidad espacial ρ_C y la sección de interacción σ_C . Por lo que se tiene que

$$\gamma = \frac{P_{esc}}{\varepsilon} = \frac{T_{cycle}}{\varepsilon T_{esc}} \approx \frac{1}{\frac{4}{3}\beta^2 c \rho_C \sigma_C}, \quad (3.10)$$

donde $T_{cycle} \sim \frac{1}{c\rho_C\sigma_C}$, y el tiempo característico de escape es del orden de 10^7 años [32].

¹Aplicamos el logaritmo neperiano a las ecuaciones 3.4 y 3.5. Notamos que su numerador es igual.

Espectro de energía

Sea $N(> E)$ el número de partículas que logran rebasar una energía E , entonces se cumple $N(> E) \equiv E^{-\gamma}$ donde $\gamma = \frac{P_{\text{escape}}}{\varepsilon}$, con $P_{\text{escape}} \ll 1$ y $\varepsilon \ll 1$. Por lo tanto, la aceleración de Fermi genera un espectro de potencia para la energía de las partículas aceleradas. En el límite de eventos fuertes $\gamma \sim 1$. Debido a que las partículas deben atravesar varios medios, distintos fenómenos de transporte pueden surgir que provoquen la pérdida energética de las partículas [5]. Así se explica el cambio del factor γ mostrado en la Figura 3.1.

La máxima energía que puede obtener una partícula depende de

1. el tiempo que dura el evento y
2. y la probabilidad de escape de la partícula.

El tiempo de interacción de una partícula con el plasma se encuentra restringido por el tiempo que dura dicho evento, por ejemplo, las ondas de supernova se desvanecen en alrededor de 10^3 años [5]. Además, a medida que la partícula adquiere más energía, la probabilidad de escape aumenta por el hecho que es más difícil confinarla. Desde el punto de vista del modelo de Fermi, la máxima energía que puede adquirir una partícula es

$$E_{max} \equiv \beta c \times Ze \times B \times L, \quad (3.11)$$

donde βc es la velocidad de la onda de choque, B es el campo magnético generado por el plasma y L es la distancia característica de la región de aceleración.

3.2.2. Gráfico de Hillas

Para encontrar potenciales objetos astrofísicos capaces de acelerar partículas con carga Ze se recurre al gráfico de Hillas. Este gráfico muestra objetos astrofísicos en el plano $B - L$ y por medio de rectas, obtenidas al usar una relación parecida a la ecuación 3.11, se puede determinar los objetos que son capaces de acelerar una partícula a cierta energía.

Lo que se busca es categorizar de mejor manera los Rayos Cósmicos según sus energías de llegada, para ello es necesario conocer las fuentes que pueden crearlos o acelerarlos. El gráfico de Hillas muestra la máxima energía que puede obtener una partícula en un campo magnético medido u observado (directa o indirectamente)

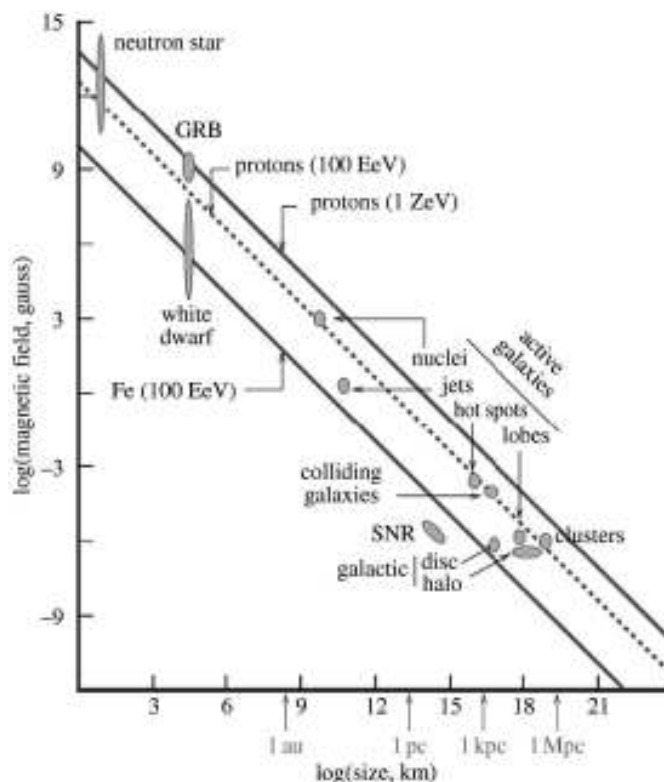


Figura 3.2: El eje horizontal representa el logaritmo de la distancia en kilómetros y el eje vertical representa el logaritmo del campo magnético medido en gauss. Gráfico de Hillas de varios objetos astrofísicos. Desde la esquina superior izquierda se tiene: estrella de neutrones, Gamma Ray Burst (GRB), enana blanca, núcleo de galaxias activas, jets de galaxias activas, hot spots de galaxias ativas, colisión de galaxias, lóbulos de galaxias activas, disco galáctico, halo galáctico y clusters. La curva inferior corresponde a los objetos que pueden acelerar un núcleo de hierro a 100 EeV. La curva punteada corresponde a los objetos que pueden acelerar un protón a 100 EeV y la curva superior corresponde a los objetos que pueden acelerar un protón a 1 ZeV. [33]

de las diferentes fuentes galácticas en función del radio R (o de L que es la distancia característica de la región de aceleración).

En la literatura se calcula la línea de aceleración de un protón y de un núcleo que hierro que corresponden a los límites superior e inferior para aceleración de Rayos Cósmicos, Figura 3.2. El núcleo de hierro es el límite superior ya que la energía de enlace por nucleón es un máximo para el hierro. Para núcleos con un número de nucleones superior al hierro pierden nucleones en su trayectoria hasta encontrar estabilidad.

Para un campo magnético B , el radio de Larmor de una partícula cargada es

$$r = \frac{\gamma m_0 V}{ZeB}, \quad (3.12)$$

donde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{v^2}{c^2}}}$ es el factor de Lorentz y m_0 es la masa en reposo de la partícula.

La energía de la partícula en el campo magnético es

$$E = \frac{ZeRBc}{\beta}, \quad (3.13)$$

donde $\beta = v/c$. Por lo tanto, la máxima energía que puede adquirir una partícula cargada Ze en un cierto campo magnético B es

$$E_{max} \approx ZeBR, \quad (3.14)$$

$$\log B = \log E_{max} - \log(Ze) + \log R, \quad (3.15)$$

donde R es el radio del ente astrofísico acelerador.

Para cada valor de E_{max} existe una línea que se puede trazar en el gráfico de Hillas en función del campo magnético y el radio de un objeto astrofísico. De hecho, si tomamos $const_E = \log E_{max} - \log(Ze)$, la línea a trazarse en el gráfico es

$$y_E = const_E - x, \quad (3.16)$$

donde $y_E = \log B_E$, y $x = \log R$.

3.2.3. Aceleración en objetos astrofísicos

En el gráfico de Hillas se han mostrado varios ejemplos de objetos astrofísicos que pueden acelerar Rayos Cósmicos. A continuación se detallan varios objetos.

Manchas solares

En la superficie solar se observan manchas oscuras llamadas manchas solares. Éstas se producen cuando existe un campo magnético muy fuerte que varía temporalmente $B(t)$, variando a su vez el flujo magnético $\phi(t)$. En consecuencia, se crea un campo eléctrico variable en el tiempo $E(t)$.

Considerando una mancha solar circular con radio R y superficie A , el potencial

U que sentirá una partícula viajando a una distancia R a lo largo de un vector $d\vec{s}$ es

$$U = -\frac{d\phi}{dt} = \int \vec{E} \cdot d\vec{s}; \quad (3.17)$$

si además el campo magnético es perpendicular al área A , se tiene

$$\phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} = \pi R^2 B, \quad (3.18)$$

tal que

$$\frac{d\phi}{dt} = \pi R^2 \frac{dB}{dt}. \quad (3.19)$$

Cuando una partícula termina una vuelta a lo largo de la mancha solar, tiene una ganancia de energía

$$\Delta E = |qeU| = qe \frac{d\phi}{dt} = qe\pi R^2 \frac{dB}{dt}. \quad (3.20)$$

A éste modo de aceleración se le conoce como el mecanismo de ciclotrón. Con éste mecanismo se han observado partículas que llegan desde nuestro Sol con una energía de $10^9 - 10^{11} eV$ [34].

Supernova

Experimentalmente se ha medido la densidad energética de los Rayos Cósmicos con un valor promedio de $\rho_E = 1eV/cm^3$ [34]. La potencia para producir dicha densidad sería

$$P_{CR} = \frac{V_D \rho_E}{\tau_R} \approx 3,38 \times 10^{33} J/s \approx 2,11 \times 10^{52} eV/s, \quad (3.21)$$

donde el volumen del radio galáctico es $V_D \approx 4 \times 10^{60} m^3$, y se asume que una partícula pasa alrededor de $\tau_R \approx 6 \times 10^6$ años en el disco galáctico.

Para justificar éste poder energético consideremos una supernova que cada 30 años expulsa una masa M equivalente a 10 masas solares ($10M_o$), con una velocidad de $v = 5 \times 10^6 m/s$

$$E_{SN} = \frac{1}{2} Mv^2 = 2,5 \times 10^{44} J. \quad (3.22)$$

La potencia asociada sería

$$P_{SN} = \frac{E_{SN}}{30 \text{ años}} = 2,64 \times 10^{35} J/s = 1,65 \times 10^{54} eV/s. \quad (3.23)$$

Es decir, las detecciones de Rayos C3smicos de $10^9 - 10^{15} eV$ s3lo se pueden explicar con supernovas [34].

Pulsar

Una estrella de neutrones que se encuentra magnetizada y gira, se denomina pulsar. Cuando ocurre la implosi3n de una supernova, el momento angular de la estrella antes ($I_{supernova} = I_s$) y despu3s ($I_{pulsar} = I_p$) se debe conservar. Supongamos que tanto antes como despu3s del evento la estrella va a tener una f3rma esf3rica. Se tiene que

$$I_s \vec{\omega}_s = I_n \vec{\omega}_n, \quad (3.24)$$

$$\vec{\omega}_p = \frac{R_{supernova}^2}{R_{pulsar}^2} \vec{\omega}_s. \quad (3.25)$$

En promedio se ha medido $R_{supernova} = 10^6 km$, $R_{pulsar} = 20 km$ y $\omega_s = \frac{2\pi}{2,5 \text{ a\~nos}}$. La energ3a rotacional es

$$E_{rotacional} \equiv E_r = \frac{1}{2} I_p \omega_p^2 \approx 7 \times 10^{42} J \approx 4,4 \times 10^{61} eV. \quad (3.26)$$

3ste valor de energ3a nos permite calcular una potencia (considerando el tiempo de vida promedio de un pulsar de 10^{10} a\~nos), de alrededor $\frac{dE}{dt} \approx 1,4 \times 10^{42} J \approx 4,4 \times 10^{61} eV$. 3ste valor corresponder3a a una densidad energ3tica $\approx 5,5 meV/cm^3$, por lo que se puede concluir que una tasa muy baja de Rayos C3smicos salen de una estrella de neutrones y llega a nuestro planeta.

El campo el3ctrico de un pulsar es $E_p \approx 10^{15} V/m$, por tanto, la energ3a que podr3a obtener un Rayo C3smico cerca de un pulsar es del orden de $10^{20} eV$,

$$\Delta E = 2\pi R_p E_p \approx 10^{20} eV. \quad (3.27)$$

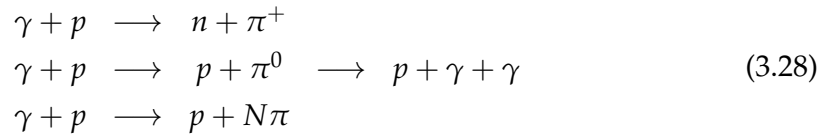
Este modelo podr3a explicar Rayos C3smicos ultra energ3ticos [34].

3.3. Corte GZK

Luego del descubrimiento de la radiaci3n de fondo, Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR), por Penzias y Wilson, dos grupos, Greisen y Zatsepin &

Kuz'min, debaten el hecho que el CMBR puede provocar que el Universo se vuelva opaco para los Rayos C3smicos [32]. Los Rayos C3smicos con un factor de Lorentz alto se involucran en procesos de producci3n fot3n-pi3n y fot3n-par, tal que la energ3a del primario se reduce hasta que ya no sean posibles estos procesos [32]. En la Figura 3.3 se muestra el cambio energ3tico para un prot3n en funci3n de su energ3a inicial, hasta alcanzar una energ3a en la que los procesos de GZK ya no son posibles.

Las reacciones que se dan a lugar son



tal que los piones generan μ y ν_μ de alta energ3a. El umbral para que se produzcan dichos procesos es de ~ 200 MeV [32].

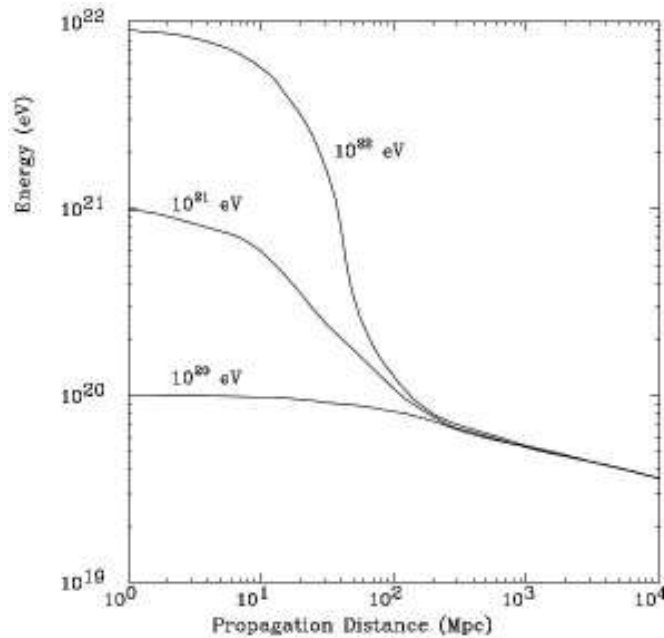


Figura 3.3: El eje horizontal representa la distancia de propagaci3n medida en Mpc y el eje vertical la energ3a del Rayo C3smico primario. Se grafica la evoluci3n energ3tica para un fot3n en funci3n de la distancia de propagaci3n a trav3s de un fondo de radiaci3n de 2.7 K para varias energ3as. Entre 10 y 100 Mpc, fotones con energ3a superior a 10^{20} eV pierden energ3a hasta llegar al l3mite en que ya no es posible que ocurra el efecto GZK [5].

3.4. Transporte de Rayos C3smicos

Se estima que el tiempo medio de transporte de Rayos C3smicos de 1 GeV es de alrededor de 10^7 a3os [35]. El transporte de Rayos C3smicos se encuentra dominado por varios factores:

- P3rdida energ3tica por ionizaci3n.
- Por espalaci3n. La espalaci3n se refiere a la destrucci3n de un n3cleo at3mico al chocar con una part3cula energ3tica. El t3pico resultado es que el n3cleo pierda un prot3n o neutr3n [35].
- Decaimiento radioactivo.
- P3rdida energ3tica por sincrotr3n o compton inverso para electrones y positrones. En la aceleraci3n de sincrotr3n un electr3n moviendose en un campo magn3tico uniforme describe una trayectoria circular tal que se acelera y tiene una p3rdida energ3tica por radiaci3n de (desde el sistema de reposo del laboratorio)

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c m_e^2} \frac{v^2}{c^2} \text{sen}^2 \alpha, \quad (3.29)$$

donde B es el campo magn3tico y α es el 3ngulo entre la velocidad y el campo magn3tico. En el caso de compton inverso, los electrones ultra relativistas chocan con fotones de baja energ3a. La energ3a cin3tica del electr3n pasa al prot3n que se dispersa a alta energ3a.

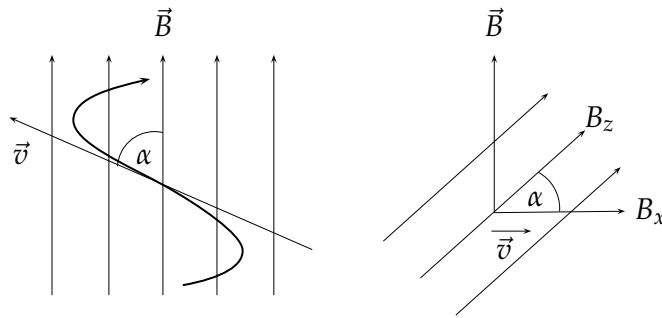


Figura 3.4: Sistema de coordenadas para radiaci3n sincrotr3n. Adaptado de la referencia [32].

- P3rdida de energ3a difusiva y convectiva.
- Irregularidades e inhomogeneidad en campos magn3ticos.

- Los Rayos C3smicos que ingresan a la Galaxia se presume que llegan de un viento gal3ctico usando la analogía del viento solar [35].
- En el r3gimen extragal3ctico los procesos que dominan en el transporte son: creaci3n de piones por nucleones de 5×10^{19} eV (GZK), cascadas electromagn3ticas para rayos- γ e interacciones d3biles (neutrinos) [35].
- Las interacciones de Rayos C3smicos de alta energía pueden ser con radiaci3n infraroja, fondo de radio y el CMBR. Las distintas longitudes de atenuaci3n se muestran en la Figura 3.5, donde se toman en cuenta las distintas radiaciones con las que puede interactuar el Rayo C3smico primario. El l3mite de red shift mostrado en la Figura es por la p3rdida por la expansi3n del universo. La escala temporal en la que hay una p3rdida completa de energía es de $\tau_H \cong H^{-1}$.

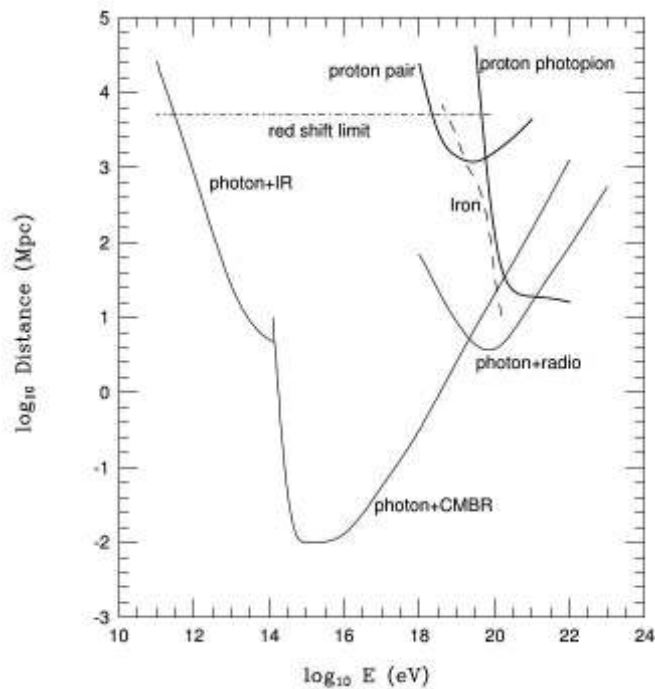


Figura 3.5: El eje horizontal corresponde al logaritmo (en base 10), de la energía en eV y el eje vertical corresponde al logaritmo (en base 10), de la distancia en Mpc. Longitud de atenuaci3n para protones, fotones y hierro para varias radiaciones de fondo. IR: Radiaci3n infraroja (Infrared radiation), CMBR: Radiaci3n de fondo de microondas (Cosmic Microwave Background Radiation) y Radio: fondo de radio (Radio Background). [5]

3.5. UHECR

Los Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR) son los Rayos C3smicos de mayor energa detectados. Fly's Eye detect3 un evento de 3×10^{20} eV y AGASA uno de 2×10^{20} eV.

Para protones con energas superiores de 10^{20} eV, la longitud de atenuaci3n t3pica es de 50 Mpc². Por lo tanto, part3culas altamente energ3ticas deben venir de fuentes cercanas, asi se concluye que los UHECR deben ser j3venes [5]. Los eventos detectados por Fly's Eye y AGASA deben venir de fuentes < 100 Mpc, sino ser3an v3ctimas del efecto GZK.

Dado que a3n no se ha podido evidenciar la raz3n que existan part3culas de energas tan altas, han surgido distintos modelos para tratar de explicar su origen y aceleraci3n. A continuaci3n, se resumen algunos trabajos te3ricos recientes que giran en torno a la problem3tica de los UHECR [5].

- Se propone que las part3culas son aceleradas en fuentes de gran tama3o (large-scale astrophysical structures). Para ello se toma en cuenta la aceleraci3n en cl3sters de galaxias, colisiones de galaxias, en los l3bulos de jets de alta energa (radio galaxies) y en la formaci3n a gran escala del universo que produjeron choques inmensos.
- Se busca asociar los UHECR con Gamma Ray Bursts (GRB's) de $keV - GeV$, que son emisiones de alta energa de rayos γ en periodos cortos de tiempo. Los GRB's son asociados con eventos catastr3ficos de origen cosmol3gico que tienen un registro isotr3pico.

Cercanos. No se puede correlacionar definitivamente a los GRB's gal3cticos con UHECR ya que la tasa de eventos registrados con $E > 10^{20}$ eV es baja. Un experimento importante es BATSE que registra 1 GRB cada 50 a3os en el campo de visi3n de los experimentos de Rayos C3smicos en un rango de 100 Mpc.

Lejanos. Si se relaciona con GRB's cosmol3gicos se espera que aparezca el efecto GZK y anisotrop3a.

²50 Mpc es la distancia que recorre la luz en 150 millones de a3os.

3.6. Teorías de la física fuera del modelo estándar o exóticas

En general se habla de medios de aceleración de partículas (“bottom-up”), pero se propone el mecanismo “Top-Down” (TD) en que los primarios son generados en ambientes de alta energía [5].

3.6.1. Defectos topológicos

El decaimiento de partículas “X” supermasivas que son el producto del rompimiento espontáneo de simetría en alguna de las Grandes Teorías Unificadas (GUT’s–Grand Unified Theories). Estas partículas pueden tener una masa típica de 10^{24} eV (muy poco vistas en la teoría de cuerdas), y un decaimiento a leptones y quarks. Los modelos de TD’s generan un espectro de $E^{-1,5}$ dominado por neutrinos, rayos γ y protones.

Varios modelos de TD’s relacionan cuerdas superconductoras y otras teorías con la creación de las partículas “X” mediante el colapso o aniquilación. Varios modelos han sido descartados ya que todos se ven regulados por las observaciones experimentales, especialmente para partículas con energías de 10^{19} eV.

3.6.2. Monopolos magnéticos

Se ha considerado la posibilidad que los monopolos magnéticos sean los UHECR primarios ya que son relativistas, con una masa de $< 10^{19}$ eV y capaces de producir cascadas de partículas. En este caso se esperaría encontrar que los UHECR que sean detectados en experimentos muestren un agrupamiento de estos en dirección del campo magnético local.

3.6.3. Neutrinos de alta energía

Finalmente se promueve la idea que son neutrinos de alta energía que no son desviados y virtualmente no sufren pérdidas de energía. La producción de neutrinos de tal energía puede darse en AGN’s, radio galaxias, blazars, quásars, defectos topológicos o GRB’s.

Capítulo 4

Interacción de partículas con la materia

El progreso alcanzado en el entendimiento teórico de las interacciones nucleares y electromagnéticas se debe en gran parte a la física de los Rayos Cósmicos [36]. En el anterior capítulo se resaltó que los Rayos Cósmicos son partículas altamente energéticas que interactúan con la materia del medio interestelar. Cuando llegan a la Tierra interactúan con la atmósfera terrestre tal que se produce una cascada de partículas, denominadas secundarios¹. En este capítulo se resaltan los procesos involucrados en la interacción y pérdida energética de fotones, electrones y muones que son los principales *secundarios* en las cascadas producidas de Rayos Cósmicos.

4.1. Interacción de fotones y electrones

4.1.1. Poder de frenado

El poder de frenado se conoce como la pérdida media de energía de una partícula incidente por unidad de longitud en un material dado. La razón de pérdida de energía por partículas cargadas pesadas, moderadamente relativistas, se puede describir por la ecuación de “Bethe”

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (4.1)$$

¹En el capítulo a continuación se detalla la llegada y efectos de la llegada de Rayos Cósmicos a la Tierra.

donde I es la energía media de excitación y es aproximadamente $I/Z \approx 10 \pm 1$ eV, $\delta(\beta\gamma)$ es la corrección por efecto densidad a la energía de ionización, ze es la carga de la partícula incidente, Z el número atómico del medio donde se produce la interacción, $\beta = v/c$ y T_{\max} es la máxima energía cinética que puede ser impartida a un electrón libre en una sola colisión.

Algunos conceptos de la física de altas energías podían ser mal utilizados como es el caso de la pérdida de energía media dE/dx . El principal problema es que la media se pondera por eventos muy raros, con grandes depósitos de energía en una sola colisión. Incluso con muestras de cientos de eventos no se puede obtener un valor fiable para la pérdida de energía media.

4.1.2. Longitud de radiación

En el régimen de altas energías, la pérdida de energía de electrones en la materia está dada principalmente por interacción bremsstrahlung y en el caso de fotones altamente energéticos por la producción de pares e^+e^- . La cantidad de materia que logra atravesar la partícula en relación a estas interacciones se conoce como longitud de radiación X_0 , usualmente medida en g cm^{-2} . Esta longitud de radiación corresponde a la distancia media en la cual un electrón, altamente energético, pierde $1/e$ de su energía inicial por bremsstrahlung y un fotón altamente energético pierde $7/9$ de su camino libre medio para la producción de pares [37]. X_0 ha sido calculada por Y.S. Tsai como [38]

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{Z^2 [L_{\text{rad}} - f(Z)] + ZL'_{\text{rad}}\}, \quad (4.2)$$

donde la función $f(Z)$ corresponde a una suma infinita, para $A = 1 \text{ gmol}^{-1}$, $4\alpha r_e^2 N_A / A = (716,408 \text{ gcm}^{-2})^{-1}$.

La longitud de radiación en una mezcla o compuesto se puede aproximar por

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{\omega_j}{X_j}, \quad (4.3)$$

donde ω_j y X_j son la fracción en peso y la longitud de radiación para el j -ésimo elemento.

4.1.3. Pérdida de energía por electrones

Mientras la pérdida energética crece logarítmicamente con la energía, la pérdida por bremsstrahlung crece de manera lineal (casi independiente de la energía) y domina en unas decenas de MeV en la mayoría de materiales. A muy altas energías, la sección eficaz puede ser aproximada [38]

$$\frac{d\sigma}{dk} = (1/k)4\alpha r_e^2 \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) [L_{\text{rad}} - f(Z) + ZL'_{\text{rad}}] + \frac{1}{9}(1-y)(Z^2 + Z) \right\}, \quad (4.4)$$

donde $y = k/E$ es la fracción de energía transferida por el electrón al fotón irradiado.

La contribución del segundo término a la sección eficaz es de 1.7 % para un medio de número atómico Z bajo y de 2.5 % para Z alto. Si este término se desprecia, se obtiene la sección eficaz:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 N_A k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right). \quad (4.5)$$

En la aproximación de completo apantallamiento, el número de fotones con energías entre k_{min} y k_{max} emitidos por un electrón que viaja una distancia $d \ll X_0$ es

$$N_\gamma = \frac{d}{X_0} \left[\frac{4}{3} \ln \left(\frac{k_{\text{max}}}{k_{\text{min}}} \right) - \frac{4(k_{\text{max}} - k_{\text{min}})}{3E} + \frac{k_{\text{max}}^2 - k_{\text{min}}^2}{2E^2} \right]. \quad (4.6)$$

4.1.4. Energía crítica

La energía crítica E_C a menudo se define como la energía a la cual, la pérdida por ionización por longitud de radiación es igual a la energía del electrón [39], es decir $|dE/dx|_{\text{brems}} \approx E/X_0$. La precisión de la forma aproximada para E_c se limita por el hecho de no distinguir entre gases y sólidos o líquidos, donde hay una diferencia sustancial en la ionización debido al efecto de la densidad.

4.1.5. Pérdida de energía por fotones

A bajas energías se ha observado que el efecto fotoeléctrico domina, aunque la dispersión Compton, dispersión Rayleigh y la absorción foto-nuclear también contribuyen. El creciente dominio de la producción de pares, al incrementarse la energía, se muestra en la Figura 4.1. Usando aproximaciones similares a las que se usaron

para obtener la Ecuación 4.4, la fórmula de Tsai para la sección eficaz diferencial está dada por

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{A}{X_0 N_A} \left[1 - \frac{4}{3}x(1-x) \right]. \quad (4.7)$$

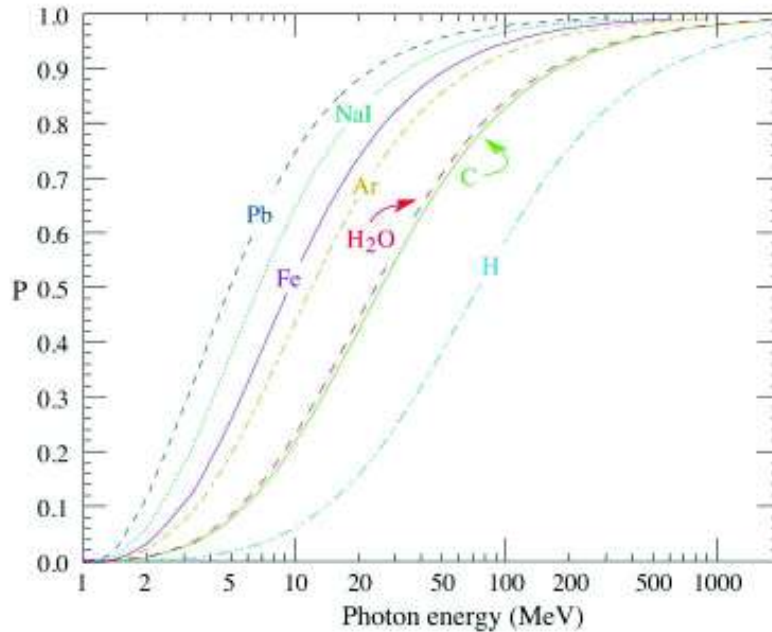


Figura 4.1: El eje horizontal representa la energía del fotón medida en MeV y el eje vertical corresponde a la probabilidad de que la interacción de un fotón resulte en una conversión del par e^+e^- . Excepto por un pequeño porcentaje de la contribución foto-nuclear alrededor de 10 a 20 MeV, esencialmente todas las interacciones en este rango de energía resultan en dispersión Compton. [40]

En el límite de completo apantallamiento válido en altas energías. Aquí $x = E/k$ es la fracción de energía transferida al par electrón-positrón producido y k es la energía del fotón incidente.

La Ecuación 4.6 se puede integrar para encontrar, en el límite de altas energías, la sección eficaz total en la producción del par e^+e^- y es válida dentro de un pequeño porcentaje de energías por debajo de 1 GeV, en particular para materiales de alto Z

$$\sigma = \frac{7}{9} \left(\frac{A}{X_0 N_A} \right). \quad (4.8)$$

4.2. Cascadas electromagnéticas

Cuando un fotón o un electrón de alta energía incide en un medio (lo suficientemente ancho), se inicia una cascada electromagnética, mientras la producción de pares y bremsstrahlung generan electrones y fotones de menor energía. El desarrollo longitudinal se rige por la parte de alta energía de la cascada, y por lo tanto, crece con la longitud de radiación en el material. La energía de los electrones eventualmente decaen por debajo de la energía crítica, entonces se disipa su energía por ionización y excitación más que por la generación de más partículas en la cascada. Se definen las variables de escala

$$t = x/X_0, \quad (4.9)$$

$$y = E/E_c, \quad (4.10)$$

tal que la distancia se mida en unidades de longitud de radiación y la energía en unidades de la energía crítica. El perfil longitudinal de deposición media de energía en una cascada electromagnética es razonablemente bien descrita por la distribución *gamma* [41]

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}. \quad (4.11)$$

4.3. Pérdida de energía de muones altamente energéticos

Para muones y piones en materiales tales como el hierro, la energía crítica se alcanza en varios cientos de GeV. En altas energías, la ionización se vuelve menos importante que el efecto radiativo que se encuentra en Rayos Cósmicos o producidos en aceleradores. Estos procesos se caracterizan por tener pequeñas secciones eficaces, grandes fluctuaciones de energía y la generación de cascadas electromagnéticas y hadrónicas. A estas energías, el tratamiento de pérdida de energía como un proceso uniforme y continuo resulta ser inadecuado. Es conveniente escribir la razón de pérdida de energía del muón como

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E, \quad (4.12)$$

donde $a(E)$ es la pérdida de energía en ionización dada por la ecuación (1) y $b(E)$ corresponde a la contribución de la producción del par e^+e^- , bremsstrahlung y efectos fotonucleares. Si aproximadamente estas funciones varían de manera muy lenta, se pueden considerar constantes (continuous-slowing-down-approximation CSDA) y el rango medio x_0 de un muón con energía inicial E_0 está dado por

$$x_0 \approx \frac{1}{b} \ln \left(1 + \frac{E_0}{E_{\mu c}} \right), \quad (4.13)$$

donde $E_{\mu c} = a/b$ es la energía crítica del muón y se puede definir más precisamente como la energía a la cual, las pérdidas energéticas por radiación e ionización son iguales. $b(E)E$ es menor que el 1% de $a(E)$ para $E \lesssim 100$ GeV para la mayoría de materiales. En valores debajo de $E_{\mu c}$ dominan las pérdidas por ionización y en valores sobre $E_{\mu c}$ dominan los efectos radiativos.

4.4. Radiación Cherenkov y radiación de transición

Una partícula cargada irradia energía si su velocidad es mayor a la velocidad de fase local de la luz, o si repentinamente atraviesa de un medio a otro con diferentes propiedades ópticas. Ninguno de los procesos es importante para la pérdida de energía, pero ambos se utilizan en la física detectores de Rayos Cósmicos.

4.4.1. Radiación óptica Cherenkov

El ángulo θ_c de la radiación Cherenkov, relativa a la dirección de las partículas, en el caso de una con velocidad βc , en un medio con índice de refracción n , el ángulo θ_c es

$$\begin{aligned} \cos \theta_c &= (1/n\beta), \\ \tan \theta_c &= \sqrt{\beta^2 n^2 - 1}, \\ \tan \theta_c &\approx \sqrt{2(1 - 1/n\beta)}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Para valores pequeños de θ_c , por ejemplo en gases. La velocidad umbral β_t es $1/n$ y $\gamma_t = 1/(1 - \beta_t^2)^{1/2}$. Por tanto, $\beta_t \gamma_t = 1/(2\delta + \delta^2)^{1/2}$, donde $\delta = n - 1$.

Sea ω la frecuencia del fotón y $k = 2\pi/\lambda$ su número de onda. Los fotones se

propagan con una velocidad de grupo $v_g = d\omega/dk = c/[n(\omega) + \omega(dn/d\omega)]$. En un medio no dispersivo, esto se reduce a $v_g = c/n$.

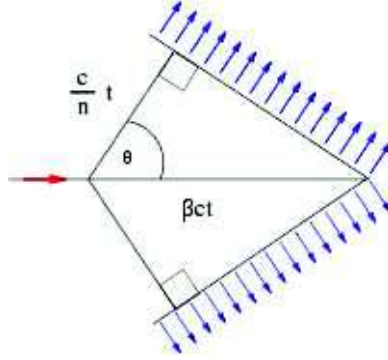


Figura 4.2: Esquema geométrico del efecto Cherenkov. [42]

Tamm [43] mostró que en un medio dispersivo, la radiación se concentra en una superficie cónica delgada, en cuyo vértice está la carga en movimiento, y su semi-ángulo de apertura η está dado por

$$\cot \eta = \left[\frac{d}{d\omega} (\omega \tan \theta_c) \right]_{\omega_0},$$

$$\cot \eta = \left[\tan \theta_c + \beta^2 \omega n(\omega) \frac{dn}{d\omega} \cot \theta_c \right]_{\omega_0}, \quad (4.15)$$

donde ω_0 es el valor central de un pequeño rango de frecuencia en consideración. Si el medio es no dispersivo ($dn/d\omega = 0$), $\theta_c + \eta \neq 90^\circ$.

El número de fotones producidos por unidad de longitud de trayectoria de una partícula con carga ze y por unidad de intervalo de energía del fotón es

$$\frac{d^2N}{dEdx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c = \frac{\alpha z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)} \right),$$

$$\frac{d^2N}{dEdx} \approx 370 \sin^2 \theta_c(E) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}. \quad (4.16)$$

Para $z = 1$ o equivalentemente

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi \alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right). \quad (4.17)$$

El índice de refracción n es función de la energía del fotón $E = \hbar\omega$, así como la sensibilidad del transductor utilizado para detectar la luz.

4.4.2. Radiación de transición

La energía irradiada, cuando una partícula con carga ze atraviesa la frontera entre el vacío y un medio con frecuencia de plasma ω_p es

$$I = \frac{\alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p}{3}, \quad (4.18)$$

donde

$$\hbar \omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2 / \alpha} = \sqrt{\rho (\text{g/cm}^3) \langle Z/A \rangle} \times 28,81 \text{ eV}. \quad (4.19)$$

Alrededor de la mitad de la energía es emitida en el rango $0,1 \leq \hbar\omega / \gamma \hbar\omega_p \leq 1$ [44].

4.5. Pérdidas radiativas de muones

La contribución radiativa al poder de frenado de muones es convenientemente escrito como $b(E)E$, donde $b(E)$ es una función que varía lentamente en función de la energía y es asintóticamente constante. Como se indicó anteriormente, es usual escribirla como la suma de las contribuciones por bremsstrahlung, producción de pares e interacciones fot-nucleares:

$$b \equiv b_{\text{brems}} + b_{\text{pair}} + b_{\text{nucl}}. \quad (4.20)$$

Note que la convención $c = 1$ es usada en toda esta sección, también se utilizará $M = M_\mu$, aunque los resultados aplican para cualquier partícula masiva de espín 1/2. Para una mejor aproximación, cabe recalcar que la contribución por bremsstrahlung crece con $1/M^2$ y la producción de pares con $1/M$.

4.5.1. Bremsstrahlung

La sección eficaz para el caso de muones, ha sido calculada por Bethe y Heitler [36]. En el caso de muones, es necesario tomar en cuenta el apantallamiento nuclear, el cual fue considerado por primera vez por Petrukhin y Shestakov [44]. Todos los resultados que se presentarán a continuación fueron obtenidos en la aproximación de Born. El principal desarrollo de Petrukhin y Shestakov tiene que ver con un tra-

tamiento comprensivo de los factores de forma atómica y nuclear, con esta consideración lograron obtener la expresión

$$\left. \frac{d\sigma}{dv} \right|_{\text{brems, nucl}} = \alpha \left(2Z \frac{m_e}{M_\mu} r_e \right)^2 \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}v + v^2 \right) \frac{\Phi(\delta)}{v}. \quad (4.21)$$

Aquí v es la fracción de energía del muón transferida al fotón, y

$$\Phi(\delta) = \ln \left(\frac{BM_\mu Z^{-1/3}/m_e}{1 + \delta \sqrt{e} B Z^{-1/3}/m_e} \right) - \Delta_n(\delta), \quad (4.22)$$

donde $D_n = 1,54A^{0,27}$, $B = 182,7$ ($b = 202,4$ para hidrógeno), $e = 2,7181\dots$, $\delta = M_\mu^2 v / 2E(1 - v)$ y la corrección por apantallamiento nuclear está dado por

$$\Delta_n = \ln \left(\frac{D_n}{1 + \delta(D_n \sqrt{e} - 2)/M_\mu} \right). \quad (4.23)$$

La pérdida media de energía $\langle -dE/dx \rangle$ se puede calcular mediante una integración numérica de la sección eficaz entre $v_{\min} = 0$ y $v_{\max} = 1 - \frac{3}{4}\sqrt{e}(M_\mu/E)Z^{1/3}$:

$$b_{\text{brems}} = \frac{1}{E} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} = \frac{N_A}{A} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v \frac{d\sigma}{dv} dv. \quad (4.24)$$

4.5.2. Producción de pares e^+e^-

En base a un cálculo riguroso de QED realizado por Kelner y Kotov; Kokoulin y Petrukin realizaron una parametrización de la sección eficaz de la producción de pares de la forma [36]

$$\frac{d^2\sigma}{dv d\rho} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda_e)^2 \frac{1-v}{v} \left(\phi_e + \frac{M_e^2}{M_\mu^2 \phi_\mu} \right), \quad (4.25)$$

donde $\rho = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$ es el parámetro de asimetría del par electrón positrón, Los términos ϕ_e y ϕ_μ corresponden a diferentes diagramas de QED y contienen también correcciones por los factores de forma atómico y nuclear.

La pérdida de energía fue calculada por integración numérica de la integral doble

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{pair}} = 2E \frac{N_A}{A} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v \int_0^{\rho_{\max}} \frac{d^2\sigma}{dv d\rho} d\rho dv. \quad (4.26)$$

4.5.3. Interacción fotonuclear

La interacción fotonuclear de muones altamente energéticos es teóricamente mucho menos entendida que procesos puramente electromagnéticos. Varios modelos han sido desarrollados, principalmente para describir Rayos C3smicos [36]. Bezrukov y Bugaev [45] desarrollaron una expresi3n para el c3lculo de la secci3n eficaz

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{d\nu} \right|_{\text{nucl}} = & \frac{\alpha}{2\pi} A \sigma_{\gamma N}(\varepsilon) \nu \left\{ 0,75G(x) \left[\kappa \ln \left(1 + \frac{m_1^2}{t} \right) - \frac{\kappa m_1^2}{m_1^2+t} - \frac{2M_\mu^2}{t} \right] \right. \\ & + 0,25 \left[\kappa \ln \left(1 + \frac{m_2^2}{t} \right) - \frac{2M_\mu^2}{t} \right] \\ & \left. + \frac{M_\mu^2}{2f} \left[0,75G(x) \frac{m_1^2}{m_1^2+t} + 0,25 \frac{m_2^2}{t} \ln \left(1 + \frac{t}{m_2^2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

donde ε es la energ3a perdida por el mu3n y $\sigma_{\gamma N}(\varepsilon)$ es la secci3n eficaz de absorci3n definida m3s adelante. Otros valores est3n dados por

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{\varepsilon}{E}, \quad t = \frac{M_\mu^2 \nu^2}{1-\nu}, \quad \kappa = 1 - \frac{2}{\nu} + \frac{2}{\nu^2}, \\ G(x) &= \frac{3}{x^3} \left(\frac{x^2}{2} - 1 + e^{-x}(1+x) \right), \\ x &= 0,00282A^{1/3} \sigma_{\gamma N}(\varepsilon), \\ m_1^2 &= 0,54 \text{ GeV}^2, \quad m_2^2 = 1,8 \text{ GeV}^2, \end{aligned}$$

La secci3n eficaz total $\sigma_{\gamma N}(\varepsilon)$ para la interacci3n fot3n-nucle3n aparece como un par3metro de normalizaci3n:

$$\sigma_{\gamma N}(\varepsilon) = 114,3 + 1,647 \ln^2(0,0213\varepsilon). \quad (4.28)$$

Esta aproximaci3n es lo suficientemente buena s3lo para p3rdidas de energ3a de muones de $\varepsilon > 5 \text{ GeV}$. Para peque1os valores de ε , se emplean los datos experimentales dados por Armstrong *et al.* [46].

Capítulo 5

Lluvias atmosféricas extensas

Cuando el primario ingresa a la alta atmósfera interactúa con las partículas y moléculas presentes de oxígeno, ozono, hidrógeno, entre otros; tal que generan una cascada de Rayos Cósmicos secundarios y luz fluorescente. Con excepción de protones y electrones que se encuentran cerca del borde superior de la atmósfera, todas las partículas secundarias se producen en interacciones con el primario [1].

La cascada de partículas y luz fluorescente se denomina Lluvia Atmosférica Extensa o EAS (Extensive Air Shower) por sus siglas en inglés [5]. Varios ejemplos simulados de EAS se muestran en la Figura 5.1 [47]. En la Figura se puede ver el contraste en la generación de EAS para distintos primarios con la misma energía inicial y con ángulo 0° de incidencia con respecto al zenit. En el caso de un fotón la cascada se encuentra altamente concentrada en el centro, para un protón la cascada se ensancha y para un núcleo de hierro la cascada crece considerablemente. En la Figura 5.2 se muestra la incidencia de un protón que ingresa a la atmósfera con energía de 10^{15} eV y un ángulo de 45° con respecto al zenit.

La EAS consta de 3 componentes que se muestran en la Figura 5.3. La componente muónica, electromagnética y hadrónica. Si la EAS es producida por un fotón, la componente hadrónica se reduce (completamente en teoría) ya que predominan procesos de producción y aniquilación de pares, efecto Compton, dispersión, entre otros. Cuando la EAS se genera por la incidencia de un núcleo (desde un protón hasta un núcleo de hierro), además de producir la componente electromagnética y muónica, origina la componente hadrónica que produce piones. Los piones al decaer generan muones y neutrinos. Los eventos que se generan como parte de interacciones electromagnéticas disipan alrededor de un 90 % de la energía del Rayos Cósmicos primario y producen luz fluorescente (Cherenkov en el aire) [5].

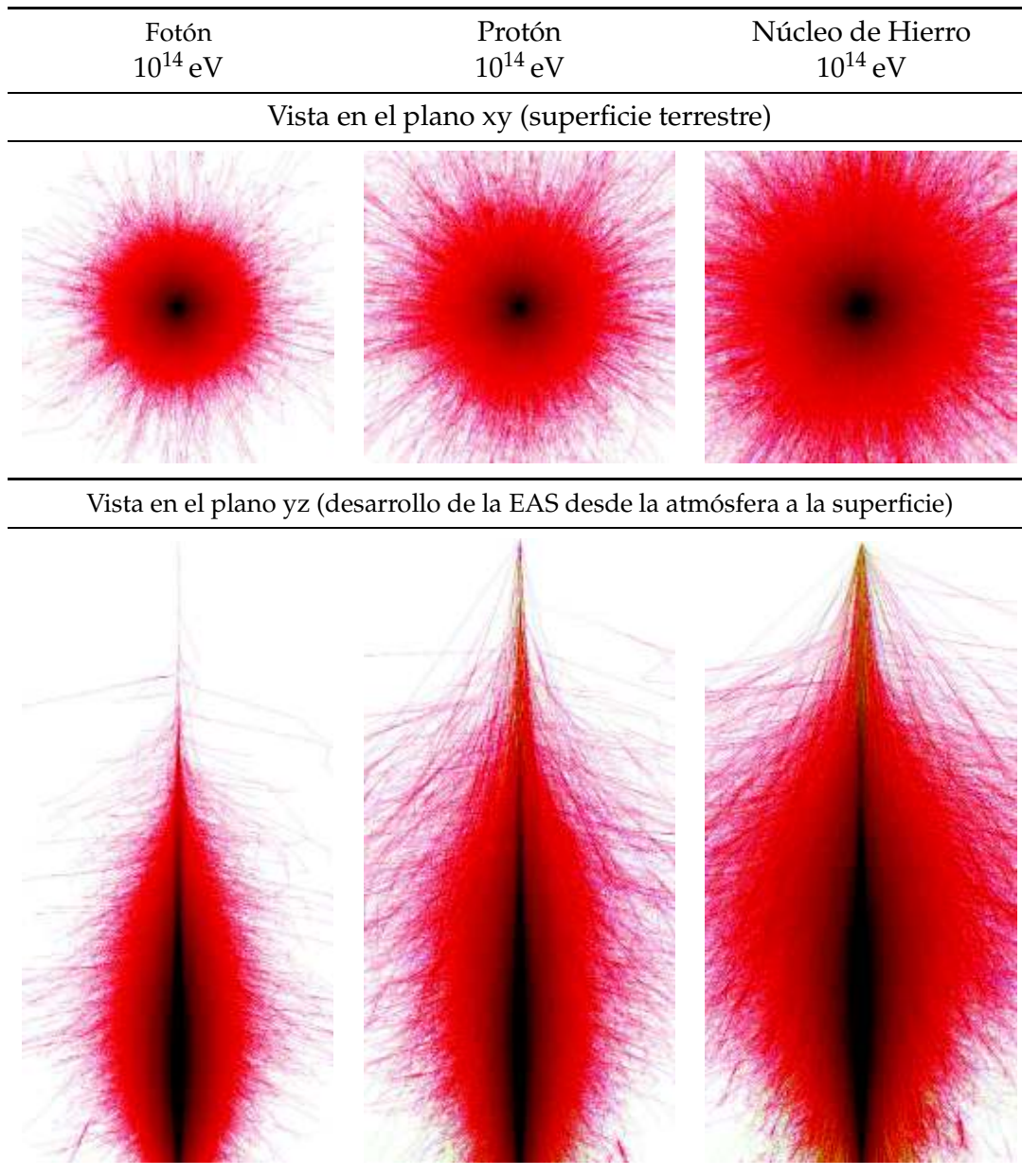


Figura 5.1: Simulaciones realizadas en la plataforma de CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) de EAS para distintos primarios con una energía inicial de 10^{14} eV. Se tiene como Rayo Cósmico primario un fotón, un protón y un núcleo de hierro. En la parte superior se muestra la distribución de secundarios que se forma en la superficie terrestre y en la parte inferior se muestra el desarrollo de la EAS desde la incidencia del Rayo Cósmico primario hasta llegar al piso. Las líneas rojas muestran interacciones electromagnéticas y las líneas amarillas corresponden a muones. [47]



Figura 5.2: Simulación de una EAS con COSRSIKA para un Rayo Cósmico primario de protón con energía inicial de 10^{14} eV y un ángulo de 45° de incidencia. [47]

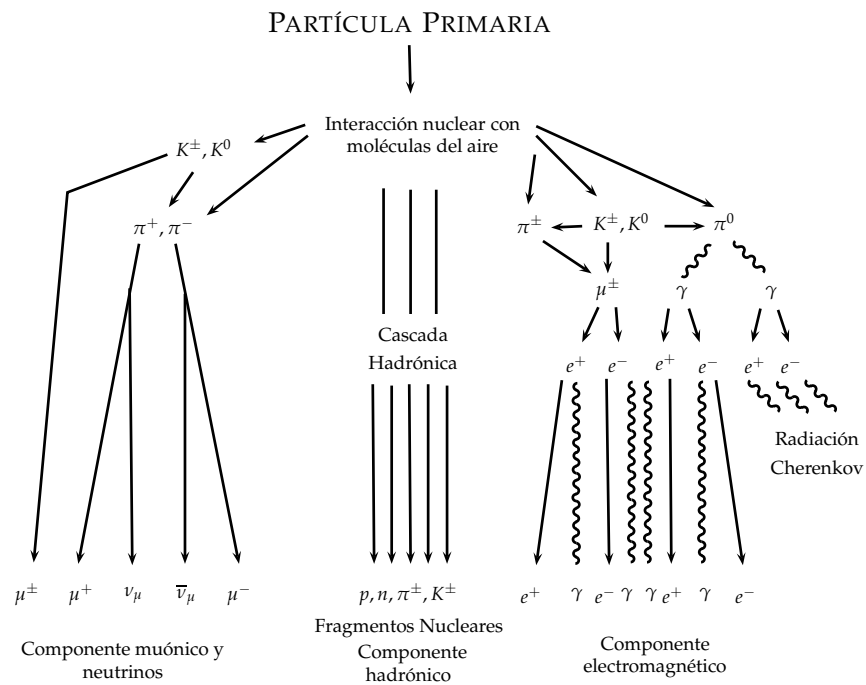


Figura 5.3: Esquema de una EAS. Se muestran las 3 componentes que posee: la componente muónica, hadrónica y electromagnética. Figura obtenida y adaptada de [9]

5.1. Características y parámetros de una EAS

A partir de distintas mediciones experimentales se busca obtener la dirección de llegada, energía y masa del primario. Para lograr obtener estos parámetros es

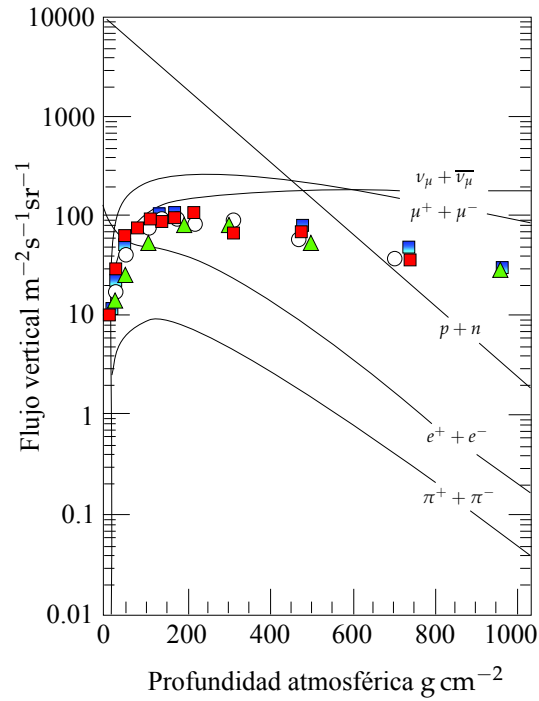


Figura 5.4: El flujo vertical de partículas por unidad de área, tiempo y ángulo sólido medido como $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, con respecto a la profundidad atmosférica en el desarrollo de una EAS. [1]

necesario resaltar algunos puntos importantes que se resumen a continuación.

- Cuando el primario es un núcleo, se inicia una cascada hadrónica en la que el 30 % de energía se transfiere a la componente electromagnética en cada nueva generación. Se debe al decaimiento de π^0 de baja energía.
- El número de muones generados en una cascada es proporcional al número atómico A del primario. Para un primario con $Z = A$, la cantidad de muones se relaciona como

$$N_{\mu}^A = A^{0,15} N_{\mu}^p, \quad (5.1)$$

donde N_{μ}^p es el número de muones generados por un protón. Por lo tanto, una EAS producida por un núcleo de hierro ($Z = 56$) tiene $\sim 80\%$ más muones que una producida por un protón.

- La fluorescencia generada en el aire se debe a la ionización de N_2 que genera radiación UV.
- El flujo vertical de partículas con respecto a la profundidad atmosférica en el

desarrollo de una EAS se muestra en la Figura 5.4.

- El ensanchamiento de la EAS se debe por el efecto combinado de dispersiones de Coulomb y el momento transversal por interacciones y decaimientos.
- Se espera que un núcleo pesado interactúe más rápido que un protón ya que tiene una sección eficaz mayor.

5.1.1. Parámetros de una EAS

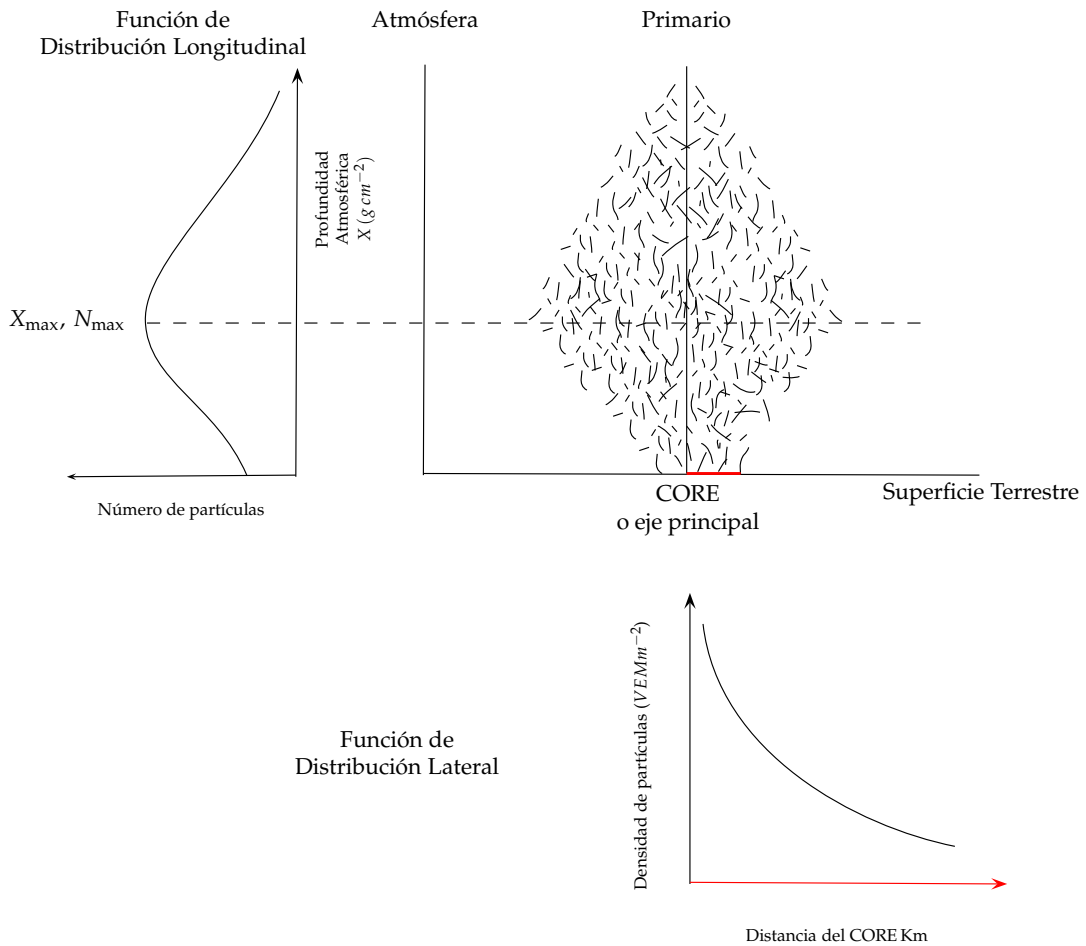


Figura 5.5: Resumen gráfico de los parámetros de una EAS.

Eje de la EAS o CORE. Es el eje de propagación de la EAS. La máxima densidad de partículas se agrupa alrededor del CORE, además, en la superficie presenta una distribución axial simétrica para las partículas que se encuentran lejos del CORE [5].

Función de Distribución Lateral–Lateral Distribution Function. La Función de Distribución Lateral muestra la densidad y distribución de partículas desde el CORE de la EAS hacia la parte externa. Presenta un espectro de potencia modificado[5].

De la Figura 5.6 se tiene que cerca del CORE hay una mayor cantidad de electrones y fotones en comparación a los muones. Para distancias lejanas del CORE (> 1 km), los muones y partículas electromagnéticas tienen un aporte similar.

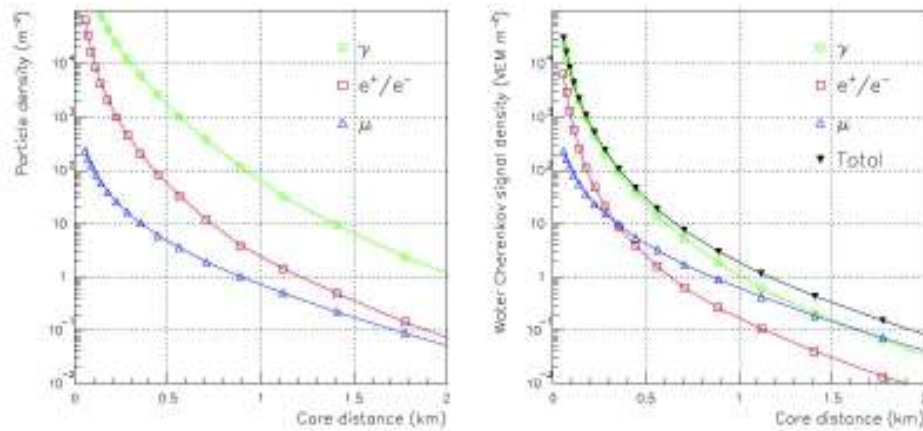


Figura 5.6: El eje horizontal representa la distancia desde el CORE medida en kilómetros y el eje vertical, *izquierda:* la densidad de partículas por unidad de área, *derecha:* densidad de señal captada en un Water Cherenkov Detector en unidades de VEM por unidad de área. *Izquierda:* Función de Distribución Lateral simulada para las tres componentes de un protón de 10^{19} eV. *Derecha:* Convolución del espectro de energía de las partículas que llegan a la superficie con las curvas de respuesta de un detector Cherenkov de 1,2 m de altura. [5]

Función de Distribución Longitudinal–Longitudinal Distribution Function.

La Función de Distribución Longitudinal muestra el número de partículas en función de la profundidad atmosférica. En el máximo de la distribución se tiene el máximo número de partículas N_{\max} producidos en una EAS.

Variación de EAS. Los dos parámetros que pueden causar variación entre las EAS son el valor de la profundidad alcanzada y las características de las primeras interacciones.

- La profundidad de la EAS esta eschechamente ligada con la probabilidad de interacción del primario en la atmósfera. Para distintos valores alcanzados de profundidad por el primario, se tiene que varía el perfil lateral de

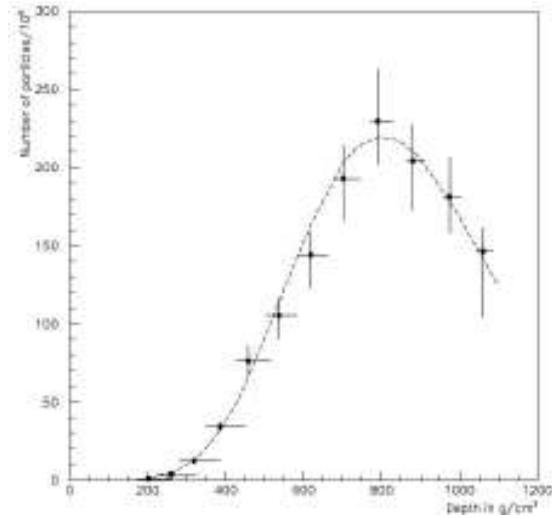


Figura 5.7: El eje horizontal representa la profundidad medida en g/cm^2 y el eje vertical corresponde al número de partículas/ 10^9 . Función de Distribución Longitudinal ajustada para un evento de 3×10^{20} eV (FLy Eye). [5]

distribución de partículas en la superficie como se muestra en la Figura 5.8.

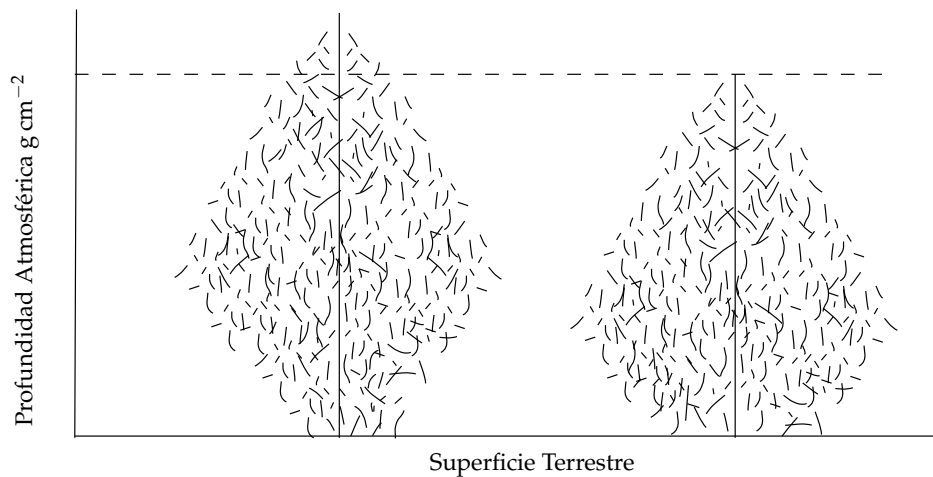


Figura 5.8: Desarrollo de una EAS considerando una diferente profundidad atmosférica.

- Las fluctuaciones de partículas en cada componente varía debido a las distintas interacciones en la primera generación. Esto conlleva a una tasa variada entre partículas cargadas y π^0 que afectan la componente muónica y electromagnética. En [5] con simulaciones de MOCCA se ha determinado una fluctuación de muones del 15% y de la componente electromagnética de 5%.

Estructura temporal del frente de la EAS. Las partículas que llegan cerca del CORE llegan primero a la superficie terrestre. A medida que se separan del CORE, las partículas llegan con una cierta distribución temporal que es proporcional a la distancia desde el CORE. La distribución temporal aumenta cuando la profundidad de la EAS aumenta.

Los muones tienden a llegar primero ya que sufren menos dispersión que los e^- y fotones.

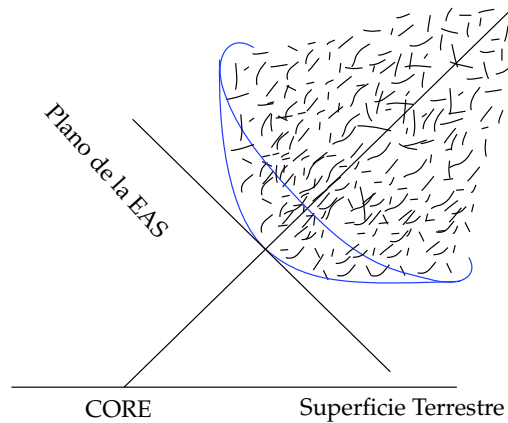


Figura 5.9: Propagación de una EAS con un cierto ángulo de inclinación. Se muestra el plano de propagación de la EAS y la forma circular de propagación.

5.1.2. Dirección y eje principal

La dirección de llegada del primario se obtiene mediante la reconstrucción geométrica (triangulación) del eje principal de la EAS. La triangulación se logra al determinar la distribución de partículas que llegan a la superficie. Cuando se encuentra una simetría circular, se tiene que el plano de la EAS es paralelo a la superficie; de lo contrario se tiene una distribución elíptica.

La resolución angular para detectores terrestres de lluvias de 10^{19} eV es típicamente de 2° con un error de 80 m en la posición del CORE. Cuando se tiene arreglos híbridos (detectores terrestres y telescopios de fluorescencia), la resolución angular aumenta a 0.25° – 0.20° y la incertidumbre en la posición del CORE disminuye a 25–30 m [5].

5.1.3. Energía

La luz producida por la fluorescencia del nitrógeno es proporcional al número de partículas cargadas N_e , tal que se puede construir un perfil longitudinal para $N_e(X)$. La integral del perfil longitudinal es una cota inferior para la energía de la componente electromagnética, tal que se calcula como

$$E_{em} = 2,2 \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] \times \int N_e(X) dX. \quad (5.2)$$

La constante se debe a que la partícula deposita 2.2 MeV en la atmósfera en cada intervalo de g/cm^2 . El resto de energía se estima de las densidades de muones y del X_{max} .

En el caso de arreglos terrestres, la energía se obtiene extrapolando la densidad de señal ($\rho(X)$) por unidad de área (m^2) en los WCD a una distancia x del CORE (Perfil de Densidad Lateral–Lateral Density Profile). Además, con la distribución temporal de las partículas que llegan se obtiene la pendiente del eje de la lluvia y la forma de la curvatura, ambas están relacionadas con la fracción de muones y profundidad de la EAS. El Perfil de Densidad Lateral tiene una resolución de [5]

$$\frac{\delta E}{E} \sim 10\%. \quad (5.3)$$

5.1.4. Masa del primario

Para detectar la masa del primario se toman en cuenta tres parámetros:

Densidad de muones. El contenido de muones es un indicador importante de la masa o composición química del primario. La composición química del primario se va a poder inferir a partir de la proporción μ/EM [1], donde μ es la porción de la componente muónica detectada y EM es la porción de la componente electromagnética detectada. Esto se debe a que la energía se divide a los nucleones tal que hay menos generaciones de piones que decaen antes de interactuar y por ende se pierde menos energía en la componente electromagnética.

Para cualquier núcleo A , el número de muones será

$$N_{\mu}^A \propto A \left(\frac{E}{A} \right)^{0,85}. \quad (5.4)$$

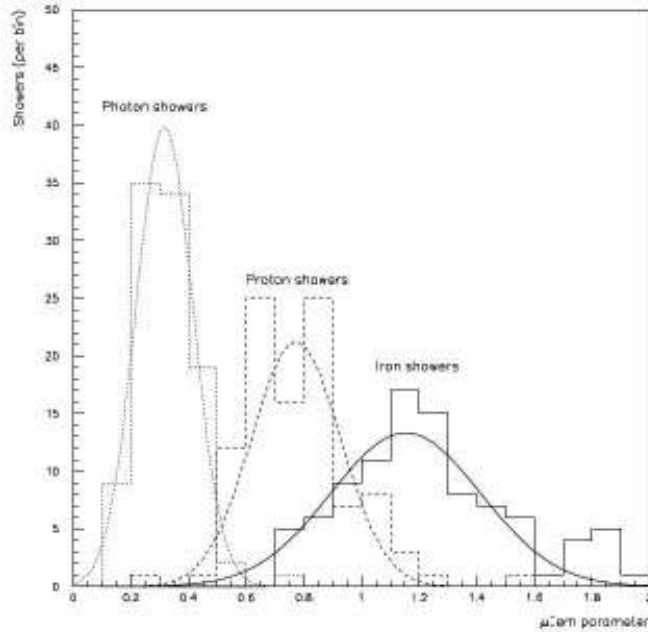


Figura 5.10: El eje horizontal representa el valor del parámetro μ/EM y el eje vertical corresponde a los bins de las lluvias correspondientes a cada tipo (fotón, protón y hierro). Valor μ/EM para una EAS producida por un fotón, un protón y un núcleo de hierro. [5]

Profundidad corregida del máximo. Se calcula el valor

$$\hat{X}_{\max} = X_{\max} - \frac{d \langle X_{\max} \rangle}{d(\log E)} (\log E - \log E_0), \quad (5.5)$$

donde \hat{X}_{\max} es el valor de X_{\max} corregido con una referencia de energía E_0 .

Rise-time. Se utiliza por lo general el valor de la señal integrada del 10% al 50%, $t_{10/50}$. Pero también se pueden utilizar otros valores [5].

Se obtiene al final una función en el espacio tridimensional $(\mu/EM, t_{10/50}, \hat{X}_{\max})$. Dado que los parámetros se encuentran corelacionados, las densidades se agrupan en una curva 1D que puede ser parametrizada por la velocidad del desarrollo de la EAS.

5.2. Detección de EAS

Existen varias formas de detección de Rayos Cósricos. En la referencia [20] puede encontrar una compilación de experimentos como: satélites, globos, telescopios de fluorescencia, WCD, entre otros; que emplean distintas formas de detección de

Rayos C3smicos. Las formas de detecci3n se pueden dividir en directa e indirecta [48]. Directa es cuando se detecta el rayo c3smico primario e indirecta es cuando se detectan caracteristicas de la EAS generada.

Las partculas cargadas de alta energa producen Cherenkov con fotones altamente polarizados, emiten ondas en radio y generan fluorescencia, dejando as3 una columna de aire ionizado [49]. Adem3s, se tienen procesos de interacci3n con el campo geomagn3tico o geoel3ctrico terrestre que producen ondas de radio (campo poco explorado). En materia densa y homog3nea se puede incluso tener lluvias de alta energa que generen efectos ac3sticos [49]. Cada uno de estos fen3menos puede usarse en principio para detectar y clasificar EAS, pero se utilizan en especial aquellos que involucren la detecci3n de Cherenkov y fluorescencia.

5.2.1. Detecci3n en arreglos terrestres

Para eventos $> 10^{15}$ eV la tasa es demasiado baja que no se pueden detectar Rayos C3smicos con eficiencia en sat3lites o globos de gran altitud, por lo que se utilizan detectores de fluorescencia y arreglos terrestres [5]. La detecci3n en arreglos terrestres para partculas de alta energa requiere superficies grandes debido al bajo flujo de partculas. Con un 3rea de detecci3n m3s grande se puede obtener un mejor estudio estad3stico. En el pasado se usaban contadores Geiger para detectar partculas, ahora por lo general se utilizan centelladores o tanques Cherenkov.

El m3todo empleado es el de la reconstrucci3n de eventos mediante la detecci3n del frente de EAS en un arreglo de detectores midiendo la diferencia temporal y densidad de partculas que llegan. La informaci3n que se puede obtener depende entonces de la densidad del arreglo [49].

Se considera bueno tener una topograf3a plana para el arreglo, pero no es necesario. Lo que se hace es tener un arreglo ordenado alrededor de un centro, considerando que los detectores de la periferia deben aumentar su tama3o por la disminuci3n de partculas en el perfil lateral.

La detecci3n se basa en el m3todo de coincidencias para la llegada de partculas, tal que la ventana de tiempo de una coincidencia depende del tama3o del arreglo. La ventana depende de la distancia a la que se encuentra un detector con respecto al primer detector que capt3 la se3al.

La detecci3n de muones y su discriminaci3n de la componente electromagn3tica, por lo general conlleva al uso de varios cent3metros de plomo o a enterrar los

detectores. En este caso se busca analizar la componente muónica cerca o lejos del CORE.

Un caso especial es el uso de tanques de agua para la detección de partículas de la EAS como en Auger. Los detectores consisten en tanques de agua llenos de agua pura, un recubrimiento difusivo y un fototubo. La detección se centra en electrones, muones y fotones [5].

Electrones. Señal proporcional a la energía.

Fotones. Conversión de $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Señal proporcional a la energía.

Muones. Generalmente no se detienen en el detector. La señal es proporcional a la longitud que atraviesa.

5.2.2. Arreglos de Detectores Cherenkov de Aire

Un ejemplo de este arreglo es el de *Tunka Valley*. Son detectores de gran apertura, con una gran aceptación angular que capta la luz Cherenkov de la misma manera que los detectores de partículas. En este caso la función de distribución lateral es distinto debido a que los fotones son altamente polarizados. A diferencia de los telescopios Cherenkov que tienen un campo de visión reducida, los arreglos pueden cubrir una alta fracción del cielo. Las condiciones para su operación depende de las condiciones climáticas del sitio como un bajo fondo óptico, noches sin nubes, poca precipitación y una atmósfera con poca contaminación por aerosoles [5].

Para recrear la EAS se utiliza un método similar que en los arreglos de partículas. Se obtiene la densidad y el tiempo de llegada de los fotones ópticos tal que se recrea un perfil longitudinal que contiene la información de la EAS. Debido a la buena calidad de la atmósfera, los fotones Cherenkov se absorben y dispersan poco tal que es posible recolectar luz de las diferentes etapas de la EAS.

La ventaja de un arreglo de éste estilo en comparación con el anterior es que no se presentan las fluctuaciones de una probabilidad de Poisson. En este caso las fluctuaciones se deben a los procesos físicos que se llevan a cabo.

5.2.3. Detectores de Fluorescencia en el Aire

Se detecta la fluorescencia producida por la ionización de N_2 y la excitación de iones de nitrógeno producidos por una EAS. La fluorescencia emitida está en el

rango de los 300–400 nm y es isotrópica, por lo tanto, puede ser observada fuera del eje de la EAS.

El arreglo está ubicado tal que cubre 2π esteradianes del cielo. Los valores que se obtienen son la densidad de fotones, dirección de llegada, el ángulo zenital y azimutal, y el tiempo de llegada. Con éstos valores se obtiene la curva longitudinal de la lluvia (X_{\max}) y un aproximado del 90 % de la energía del primario [5].

Algunos inconvenientes que pueden surgir al usar este tipo de detectores es el tipo de atmósfera y la distancia a la EAS. La contaminación de aerosoles o una alta tasa de polvo puede provocar una alta tasa de dispersión y noches con luna pueden provocar que no sea posible la detección. Mientras que si hay una EAS muy cerca al detector puede dispersarse en todo el campo de visión y producir una imagen poco confiable.

La ventaja de usar un arreglo de este estilo es que cada detector es independiente y al usarse en conjunto con un arreglo terrestre puede aumentar significativamente la reconstrucción de la EAS. A este método se le conoce como arreglo híbrido.

5.2.4. Detección de emisiones en Radio

La idea tiene alrededor de 50 años de antigüedad [49]. El método es obtener el espectro de los pulsos de radio frecuencia producidos por EAS. El problema es la contaminación y el uso del espectro de radio para telecomunicaciones, el fondo de microondas, estática producida por el equipo eléctrico y electrónico, entre otros.

Últimamente la idea ha vuelto a resurgir en los últimos años con los experimentos *Ice Cube* y *AMANDA*, tal que se propone la detección de ondas de radio para cascadas producidas por neutrinos altamente energéticos. El método se está estudiando para servir de complemento a otros métodos de detección.

5.2.5. RADAR

A comienzos de las investigaciones sobre EAS (1941 con Blackett y Lovell), se propuso la detección mediante RADAR (RADio Detecting And Ranging) [49]. Para la detección se consideraba un radio transmisor a una distancia R de la EAS que emite en una longitud de onda λ , donde λ es grande en comparación con la columna de ionización. Una EAS de alta energía puede producir reflexiones en radio tal que

el coeficiente de reflexión se obtiene como

$$\kappa = 5 \times 10^{-8} P E_0 r_e \sqrt{\frac{\lambda}{R}} \quad (5.6)$$

donde $\kappa = 2 \times 10^{-5}$, P es la presión del lugar y E_0 es el valor buscado del primario. El echo producido dura el tiempo de vida de los iones libres y está gobernado por la tasa de formación con moléculas.

El problema de usar un experimento de este tipo es el fondo de ruido producido por meteoritos y tormentas que dejan en la atmósfera un rastro de ionización parecido al de EAS. En los 60's un grupo de Tokyo probó la idea y obtuvo una señal de 1,850 kHz con una tasa alta de señal a ruido. El ruido se debió principalmente a reflexiones en la ionósfera que produjo un retardo temporal en la señal recibida.

En los últimos años la idea ha resurgido con el uso de la frecuencia VHF (30–100 MHz) para detección de EAS con un primario de $E \geq 1 \text{ EeV}$ (10^{18} eV).

5.2.6. Detección acústica

Cuando una EAS de gran tamaño impacta en un cuerpo inmenso de agua (lagos, océanos, hielo), genera una onda termo acústica que en teoría podría ser detectada. La idea fue planteada en 1957 por Askar'yan y confirmada experimentalmente por Volovik y Popova en 1975 [5].

El fenómeno se da por la formación de ondas térmicas de choque debido a la expansión de un líquido debido al repentino depósito de energía por partículas relativistas.

En un principio, los esfuerzos fueron por detectar estas ondas producidas por neutrinos de alta energía en el experimento Deep Underwater Muon and Neutrino Detector (DUMAND). Algunos intentos se desarrollaron alrededor de 1990's, pero últimamente no se ha construido un arreglo que se dedique en específico a usar esta técnica. Una limitante es el ruido acústico producido por las olas y el viento, además que el terreno ha sido poco explorado y no ofrece mucha viabilidad de construcción y operación.

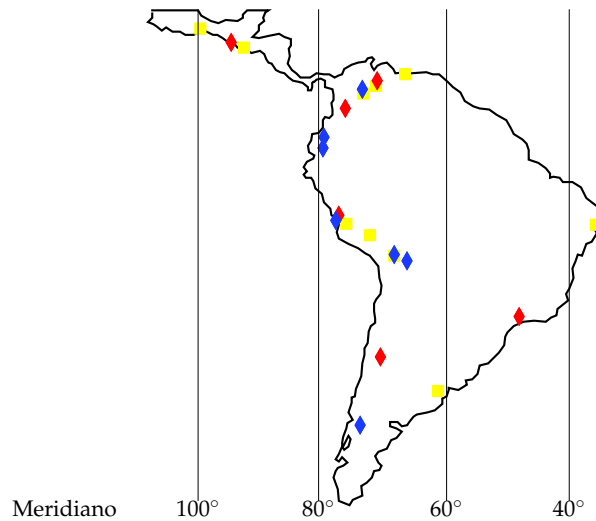


Figura 5.11: Diferentes lugares del proyecto LAGO ajustados de la referencia [8], donde los puntos amarillos muestran los lugares que van a funcionar en el 2014-2015, los puntos rojos muestran sitios que se están evaluando y los puntos azules se asocian a los sitios funcionales.

5.3. Proyecto LAGO

El proyecto Latin American Giant Observatory (LAGO) es una organización creada recientemente (2005) y se puede considerar a grosso modo una extensión del proyecto Pierre Auger [12]. En el proyecto se encuentran participando 9 países latinoamericanos con 86 miembros activos. En el proyecto participan científicos y estudiantes de diferentes disciplinas.

Como objetivos tiene el estudio del Universo extremo, GRB's, las rodillas del espectro de Rayos Cósmicos, eventos transitorios y de larga duración de clima espacial, entre otros [6]. Los objetivos se logran mediante la detección de la componente de alta energía en GRBs (> 10 GeV) para sitios ubicados a una altura superior a 4000 m.s.n.m, el estudio del flujo de Rayos Cósmicos, física solar mediante modulación solar y clima espacial. En la parte académica se enfoca en el estudio de astropartículas a nivel de pregrado, análisis y estadística de datos, física de detectores y tiempo de decaimiento del muón [6].

Esta colaboración es única ya que se ubica a lo largo de los meridianos 60° y 80° perpendiculares al ecuador y se extiende a lo largo del hemisferio sur. La ventaja de tener una colaboración de éstas características es que es posible rastrear con gran detalle eventos solares como son las eyecciones de masa coronal.

El programa LAGO inició alrededor del 2012 en Ecuador en la provincia de



Figura 5.12: Izquierda: detector Chimbitito ubicado en la provincia del Chimborazo, Centro: construcción detector Panchito ubicado en la provincia de Pichincha en el valle de Cumbayá, derecha: construcción detector Politanque ubicado en la provincia de Pichincha en la ciudad de Quito.

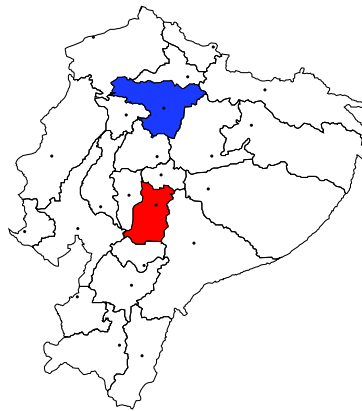


Figura 5.13: Mapa político del Ecuador. En rojo se muestra la provincia del Chimborazo donde se encuentra ubicado Chimbitito y en azul la Provincia de Pichincha donde se encuentran Panchito y Politanque.

Chimborazo con con una prueba inicial en agosto y septiembre en el campus de la Universidad ESPOCH con el detector «Chimbitito». En febrero de 2014 en la provincia de Pichincha en la Universidad USFQ se inició la construcción de un segundo detector llamado «Panchito». Finalmente, se ha implementado un tercer detector en la Universidad EPN en Quito llamado «Politanque».

5.3.1. Detectores

En el proyecto se plantea una detección superficial con detectores comerciales de bajo costo, autónomos, sensibles a partículas secundarias, entre otros. Para su funcionamiento se necesita agua pura, un recubrimiento interno de Tyvek (UV difusivo), un PMT, una tarjeta digitalizadora, GPS, sensores ambientales, FPGA que permita tener señales digitalizadas a 10–14 bits y un consumo de ≤ 8 W. El objetivo técnico es la reconstrucción de EAS mediante un arreglo terrestre que funcione con

detectores Cherenkov de Agua (WCD) siguiendo el proceso descrito anteriormente en este capítulo (encontrar los parámetros de energía, masa y dirección de llegada del primario).

En los siguientes capítulos se explica con detalle la instalación, calibración y funcionamiento del detector Politanque.

Capítulo 6

Implementación y funcionamiento del detector Politanque

Se ha implementado un tanque para detección terrestre de rayos cósmicos en la Escuela Politécnica Nacional. El detector se encontraba ubicado en el cuarto piso del edificio de la Facultad de Ingeniería Civil y Ambiental, y se le ha designado con el nombre «Politanque». El «Politanque» se encuentra a una altura de 2810 m.s.n.m. Para sitios ubicados a alturas superiores a los 4000 m.s.n.m., se realiza la detección de la componente de alta energía de GRB's y otras fuentes de alta energía. Para sitios de menor altura se realiza física solar [50].

Datos importantes preliminares: El detector se ubica en la ciudad de Quito, provincia de Pichincha, en un área urbana a una altura de 2810 m.s.n.m., pero la altitud de la ciudad puede variar entre los 1533 m.s.n.m. hasta 3777 m.s.n.m.¹ La temperatura promedio anual es de 13.9°C, siendo la época más calurosa la correspondiente a Mayo (14.1°C) y la más fría en Junio (13.6°C).²

6.1. Montaje experimental

A continuación se detalla la construcción y funcionamiento del detector «Politanque» en las instalaciones de la Escuela Politécnica Nacional.

¹Tomado de www.quito.com.ec, 20 de agosto de 2015.

²es.climate-data.org/location/1012

6.1.1. Tanque

El componente mas grande del detector es un tanque comercial de polietileno negro con las dimensiones de 0.81 m de alto, 0.24 m de radio y un volumen medio de 0.15 m^3 . El tanque no permite filtraciones de agua hacia afuera o desde adentro.

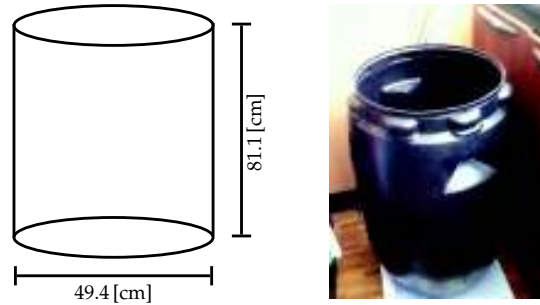


Figura 6.1: *Izquierda:* Esquema gráfico del detector «Politanque», *Derecha:* Detector «Politanque».

6.1.2. Fototubo o PMT

Se utiliza un fototubo multiplicador o PMT (photomultiplier tube) EMI 9530A de 5" (130 mm) de diametro. Los detectores EMI de 130 mm poseen una superficie compuesta de cesio y antimonio en sus dínodos debido a su estabilidad y alta ganancia [51].

El PMT funciona por efecto fotoeléctrico. Cuando un haz de luz incide sobre el fotocátodo, colisiona inelásticamente con electrones tal que existe el intercambio de energía

$$\frac{hc}{\lambda} = E + \phi_p, \quad (6.1)$$

donde $\frac{hc}{\lambda}$ es la energía del fotón absorbido, ϕ_p es el valor de la función trabajo del fotocátodo y E es la energía cinética asociada al fotoelectrón emitido. Estos electrones se recolectan y envían a una secuencia de dínodos que genera una cascada de electrones secundarios para ser finalmente enviados al ánodo.

Algunos conceptos importantes del PMT's se enlistan a continuación [51]:

Eficiencia Cuántica $Q(\lambda)$: Dada una longitud de onda λ , este parámetro se refiere a el número de fotoelectrones emitidos por cada fotón que incide en el PMT.

Sensitividad radiante $E(\lambda)$: Para un evento con una potencia P watts, con fotones asociados a una longitud de onda λ , la cantidad de fotones generados es $\frac{P\lambda}{hc}$.

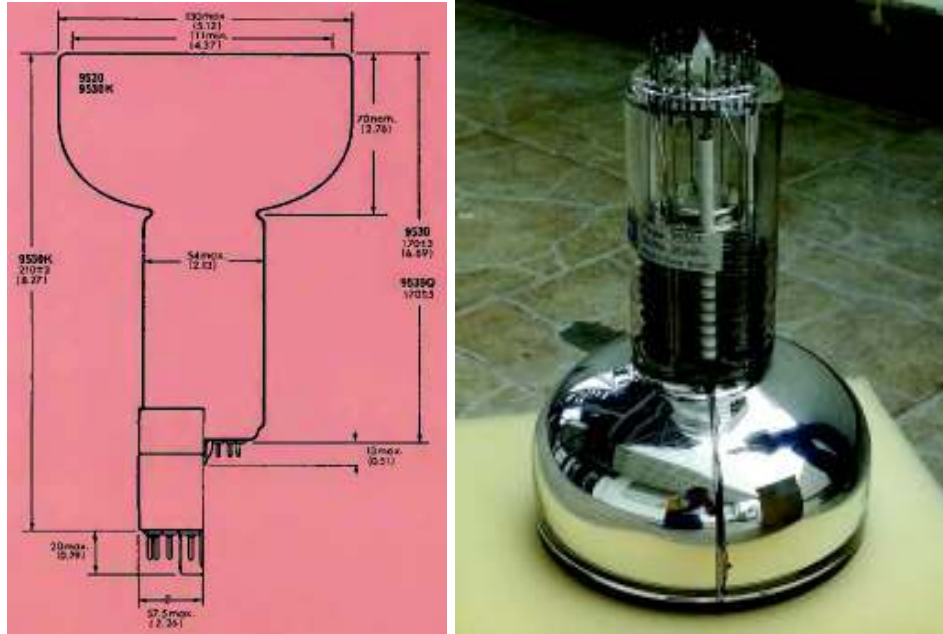


Figura 6.2: Izquierda: Dimensiones del PMT utilizado, obtenido de la referencia [51]. Los valores que se presentan se encuentran en mm. Derecha: PMT usado en el proyecto.

La corriente en el fotocátodo será $I_k = \frac{P\lambda e Q(\lambda)}{hc} [A]$. La sensibilidad radiante se define como

$$E_k = \frac{I_k}{P} = \frac{\lambda Q(\lambda) 10^9}{1,2395} \left[\frac{A}{W} \right]. \quad (6.2)$$

Ganancia G: La ganancia del fotomultiplicador se expresa como

$$G = \frac{M}{S} \times 10^6, \quad (6.3)$$

donde M es la sensibilidad general del detector (A/lm) y S es la sensibilidad del cátodo (A/lm). Este valor toma en cuenta las imperfecciones de la recolección y la eficacia de transferencia al tomar en cuenta la sensibilidad general del PMT.

Corriente oscura La corriente oscura es un ruido no deseado que puede ser amplificada por el sistema multiplicador y es virtualmente eliminada a -40°C . Puede ser el producto de partículas β relativistas, mesones μ relativistas, partículas de Radio y Torio (pequeñas concentraciones presentes en el vidrio).

Los valores típicos del PMT 9530 con cátodo "Super" S-11 se muestran en la Tabla 6.1. En la Figura 6.3 se observa el comportamiento de la eficiencia cuántica con respecto a la longitud de onda para la luz incidente (medida en micrones). Estos

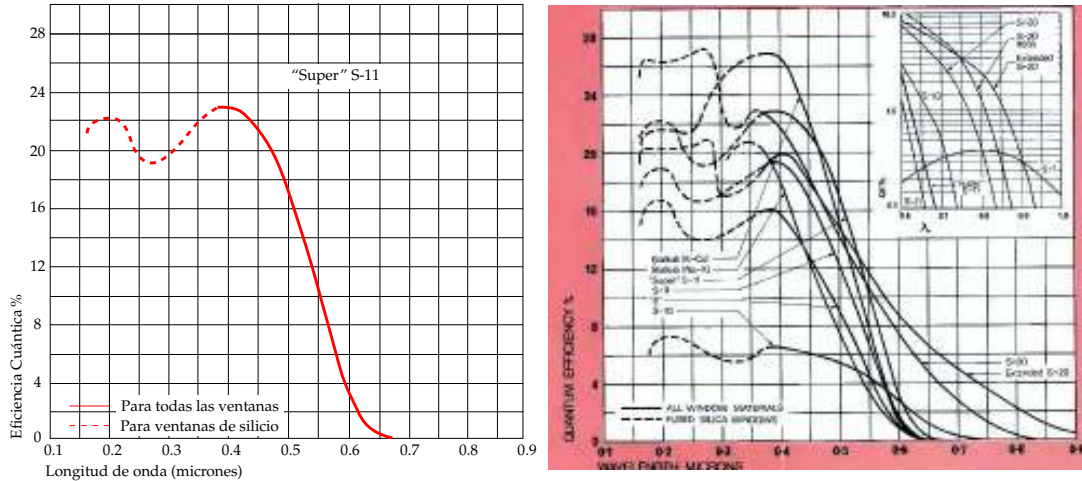


Figura 6.3: *Izquierda:* Eficiencia cuántica para el cátodo "Super" S-11, *Derecha:* Eficiencia cuántica para todos los cátodos.

valores pueden cambiar de un equipo a otro ya que fueron ensamblados manualmente como se muestran en las imágenes de la página 2 en [51]. Además, se tiene que el sistema de dínodos es de tipo *venetian blind dynode system* que provee la mejor estabilidad de ganancia con respecto al tiempo.

Tabla 6.1: Tabla de propiedades para el cátodo "Super"S-11 de EMI 9530

Composición	Pico A°	Valor Típico $Q(\lambda)$ e^- / γ	Valor Típico $E(\lambda)$ $mA/Watt$	Sensibilidad Típica mA/L
Cs_3Sb-O	4100	0.23	76.0	95

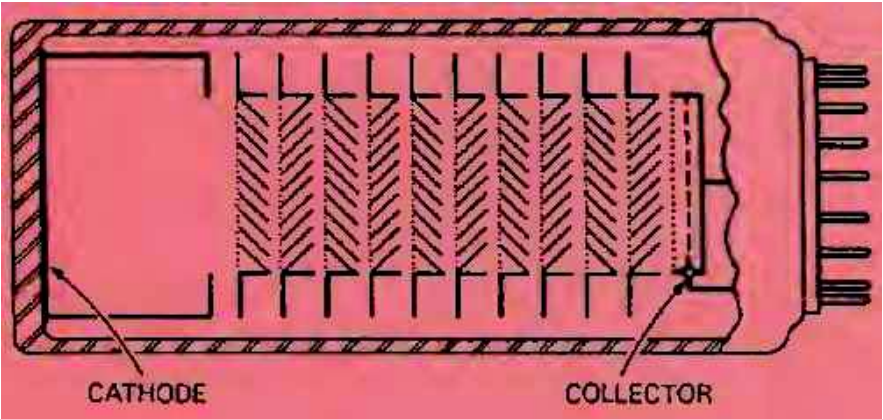


Figura 6.4: Esquema *venetian blind dynode system* del PMT 9530.

Acorde a estos conceptos se trabaja con un PMT que posee las siguientes especificaciones de fábrica:

Tipo 9530A

Serie 16164

Sensibilidad del cátodo $103 \mu A/L$

Sensibilidad general $200 A/L$ a 1260 Volts y de $2000 A/L$ a 1580 Volts

Corriente oscura $8 n/A$ a 1260 Volts ($20^{\circ}C$)

6.1.3. Tapa del tanque

En la tapa del tanque se fija mecánicamente el PMT de la forma en la que se muestra en la Figura 6.5. El objetivo es que el PMT, una vez dentro del tanque, tenga la cara sensible (cátodo) de frente al fondo del tanque.

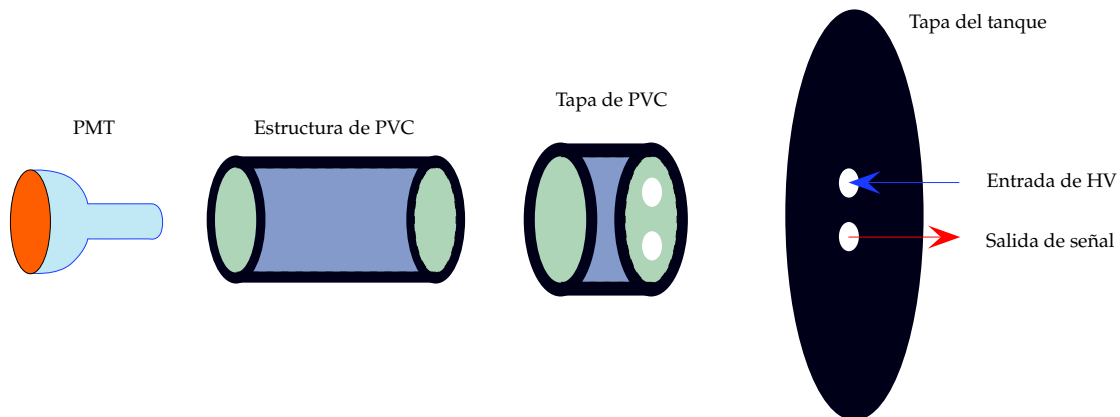


Figura 6.5: Esquema del montaje mecánico realizado en la tapa del detector. Desde la izquierda se tiene: PMT, tubo PVC, tapa de PVC, tapa del detector.

Primero se comenzó por cortar el PVC. Una vez cortado, en uno de los extremos se colocó una generosa cantidad de silicona negra y se insertó el PMT en este extremo con cuidado. Para evitar cualquier filtración de agua (una vez que se haya ensamblado el detector) hacia la parte interna del PVC, se pone una capa más de silicona por la parte interna y externa. El otro extremo del PVC se pegó de forma similar con una tapa de PVC que cuenta con 2 pequeños agujeros para entrada y salida de cables. Finalmente, esta tapa de PVC se encuentra sujeta a la tapa del tanque mediante unos tornillos de acero inoxidable.



Figura 6.6: Trabajos realizados para pegar el PMT en la tapa del tanque.



Figura 6.7: Tapa del tanque antes y después del ensamble final.

6.1.4. Ensamblaje del detector

Se procede con la limpieza interna del tanque con alcohol y un paño con poca pelusa. Es necesario matar cualquier ser vivo que pueda sobrevivir dentro del tanque, puesto que pueden perjudicar la detección de Rayos Cósmicos. Luego se llena el tanque con agua hasta los 70 cm de altura.



Figura 6.8: Trabajos realizados de limpieza con el tanque y de corte con el plástico envolvente para finalizar con el montaje del tanque.

Cabe recalcar que el agua del tanque debe ser cambiada cada dos meses ya que la silicona segrega un fluido que interfiere con la detección. Para evitar que crezca cualquier tipo de ser vivo se añade 50 ml de agua oxigenada al 90 % de pureza. Antes de tapar el tanque se debe verificar que al poner la tapa la parte sensible del PMT se encuentra en contacto directo con el agua y no hay filtraciones de agua hacia la parte interna del tubo de PVC. Se ubica la tapa en su lugar y se procede a envolverlo con plástico oscuro previamente cortado. El plástico negro se encuentra rodeando completamente el tanque; a los lados, la parte superior e inferior del tanque. Finalmente, se agrega una manta oscura gruesa.

6.1.5. Conexión electrónica

Mediante una fuente de alto voltaje se alimenta al PMT con un voltaje de entrada de 1550 V y luego se obtiene una señal de salida. La señal de salida se conecta a una tarjeta de adquisición de datos (digitalizadora y una FPGA), diseñada como parte del proyecto EAS-BUAP y descrito con detalle en la tesis de la referencia [14].



Figura 6.9: Fuente de alto voltaje utilizada en el experimento y desarrollada como parte del proyecto EAS-BUAP.

El sistema se describe como:

“ADC Dual AD9216-100Ms/s de 10 bit de resolución con un rango dinámico de conversión de -1 a 1 volts y ancho de banda de 320MHz.”

Referencia [14] pg.36.

A continuación se presenta una breve descripción de la tarjeta de adquisición, cualquier detalle puede encontrarlo en la referencia [14]. La tarjeta consta de dos partes, una tarjeta digitalizadora y una Nexys2.



Figura 6.10: Tarjeta utilizada en el experimento y desarrollada como parte del proyecto EAS-BUAP.

Tarjeta digitalizadora

La tarjeta consta de 4 canales de entrada que permite la entrada de datos de hasta 4 detectores distintos. En este proyecto usamos un solo canal que por lo general es la entrada 4. La conversión se realiza cada 10 ns o a 100 MSPS (mega samples per second). La resolución es de 10 bits con conversión de ~ 2 mV por cuenta adimensional o cuenta equivalente. El ruido es bajo debido a técnicas de atenuación de ruido mediante el uso de filtros R-C y L-R-C.

Nexys2

Los datos digitalizados pasan a una FPGA (Field-Programmable Gate Array) Spartan 3E de 32 bits. En ésta tarjeta se da el primer procesamiento de datos, se controla la conexión física de periféricos, entre otros. La tarjeta se conecta a la computadora mediante un cable serial USB Rs232.



Figura 6.11: Descripción visual gráfica de la tarjeta de adquisición de datos desarrollada en [14]

La tarjeta consta con varios modos de operación (pg. 54 [14]). El modo que se

utiliza continuamente en el experimento el es modo «TRAZA» en el que se define un nivel de umbral y a partir de éste se toman datos tal que se captura el perfil del pulso tomando 16 muestras de traza.

Otro de los modos que se plantea usar a futuro es el modo «RATE» en el que se toman 4 valores de umbral junto con los valores de presión y temperatura. Se cuentan los picos durante 1 ms o 5 ms y cada 200 lecturas se insertan los valores de presión y temperatura.

Un modo de funcionamiento interno de la FPGA es el modo «LÍNEA BASE» que calcula el valor promedio de cada canal. Hay otros modos de funcionamiento que no se describen en éste trabajo puesto que no se utilizan en el desarrollo del proyecto actual. Para mayor información puede revisar [14].

6.2. Pruebas del funcionamiento de las componentes del detector

6.2.1. Base el PMT

Para probar la base del PMT se prueba que las diferentes conexiones se encuentren funcionando (existe conductividad), que no se encuentren quemadas las resistencias ni los capacitores, además que la resistencia total se encuentre en el orden de 7Ω .



Figura 6.12: Pruebas con multímetro de la base del Fototubo multiplicador.



Figura 6.13: Frente y posterior de la base del PMT.

Dado que la base estuvo en uso, se procedió a limpiarla con acetona. Finalmente se procedió a revisar que la entrada de alto voltaje (HV) y la salida de señal funcionen y no se encuentren oxidadas.

6.2.2. Tarjeta de adquisición de datos

Para probar la tarjeta de adquisición de datos se utiliza un generador de funciones BK Precision con salida de 31.5 MHz con valores de voltaje pico a pico de 960 mV y señal cuadrada. La salida de la tarjeta muestra un voltaje pico a pico de 1.05 V medido con un osciloscopio Tektronix TDS 1002B.



Figura 6.14: Prueba de la tarjeta de adquisición de datos con generador de funciones y osciloscopio.

Se debe revisar que la configuración física de los interruptores sea la que se muestra en la Figura 6.15 y que los programas de la tarjeta estén cargados correctamente.



Figura 6.15: Posición de los interruptores de la tarjeta de adquisición de datos FPGA.

6.2.3. Cable serial de conexión RS232

Para utilizar el cable serial es necesario descargar e instalar los drivers en el computador. Para hacerlo se procede de la siguiente manera (todo se realiza desde la terminal de Linux-Ubuntu 12.04):



Figura 6.16: Cable serial RS232.

1. Se corre el comando `$ dmesg` con el cable serial desconectado para verificar que no existan errores en la batería o en el disco duro del computador. Luego se conecta el cable, se corre el mismo comando y se debe obtener una respuesta como la que se muestra a continuación:

```
USB Serial support registered for generic
usbcore: registered new interface driver usbserial_generic
usbserial: USB Serial Driver core
USB Serial support registered for pl2303
pl2303 3-2:1.0: pl2303 converter detected
usb 3-2: pl2303 converter now attached to ttyUSB0
usbcore: registered new interface driver pl2303
pl2303: Prolific PL2303 USB to serial adaptor driver
```

2. Luego se corre el comando `$ lsusb` para obtener el número del fabricante (vendor number) y el número del producto (product number). Con esta información se corre el comando `$ sudo modprobe usbserial vendor=0x067b product=0x2303`.

```
stephy@stephy-Satellite-S845:~$ lsusb
Bus 001 Device 001: ID 1d6b:0002 Linux Foundation 2.0 root hub
Bus 002 Device 001: ID 1d6b:0002 Linux Foundation 2.0 root hub
Bus 003 Device 001: ID 1d6b:0002 Linux Foundation 2.0 root hub
Bus 004 Device 001: ID 1d6b:0003 Linux Foundation 3.0 root hub
Bus 001 Device 002: ID 8087:0024 Intel Corp. Integrated Rate Matching Hub
Bus 002 Device 002: ID 8087:0024 Intel Corp. Integrated Rate Matching Hub
Bus 001 Device 003: ID 04f2:b307 Chicony Electronics Co., Ltd
Bus 001 Device 005: ID 0930:0219 Toshiba Corp.
Bus 003 Device 002: ID 0457:0151 Silicon Integrated Systems Corp. Super Flash 1GB / GXT 64MB Flash Drive
Bus 003 Device 005: ID 067b:2303 Prolific Technology, Inc. PL2303 Serial Port
```

Con esto se garantiza el funcionamiento del cable serial y de la correcta transmisión de datos.

6.3. Pruebas preliminares de toma de datos

6.3.1. Prueba con plástico centellador y osciloscopio

Para la primera prueba se utiliza una caja en cuyo interior se encuentran barras de plástico centellador. Se ubica el PMT dentro de la caja con el cátodo hacia el plástico centellador y se alimenta con un voltaje de entrada de ~ 1300 V. La señal de salida se conecta a un osciloscopio SIGLENT SDS 1202DL y una resistencia equivalente de 50Ω .

Claramente se observa un rebote de señal, Figura 6.18, así que se acomodan correctamente los cables y conexiones hasta tener un pulso como el que se muestra en la Figura 6.19.



Figura 6.17: Montaje experimental para realizar las pruebas con osciloscopio del funcionamiento del PMT.



Figura 6.18: Datos tomados directamente de la señal de salida del PMT en el osciloscopio. Pulso con rebote de señal.

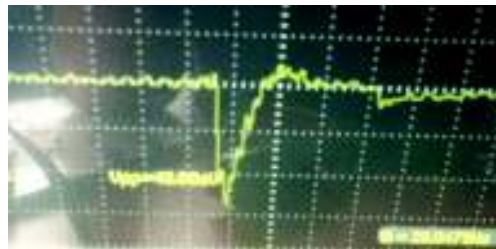


Figura 6.19: Pulso sin rebote tomado directamente de la señal de salida del PMT en el osciloscopio.

Ahora, con este arreglo se toman varios pulsos de detección para medir el tiempo promedio que dura un pulso o el tiempo de reacción del PMT.

Los datos se guardan para realizar el tratamiento en el computador. Los datos se tratan con gedit (transformación de CVS a .dat) y se grafican en gnuplot, a partir de aquí se obtienen los datos de tiempo. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 6.2.

Se encuentra que el valor promedio de duración de un pulso es de 154.83 ns para 24 muestras. El rango es favorable ya que el sistema permite tomar 16 puntos de un pulso, lo que equivale a 160 ns (1 punto cada 10 ns).

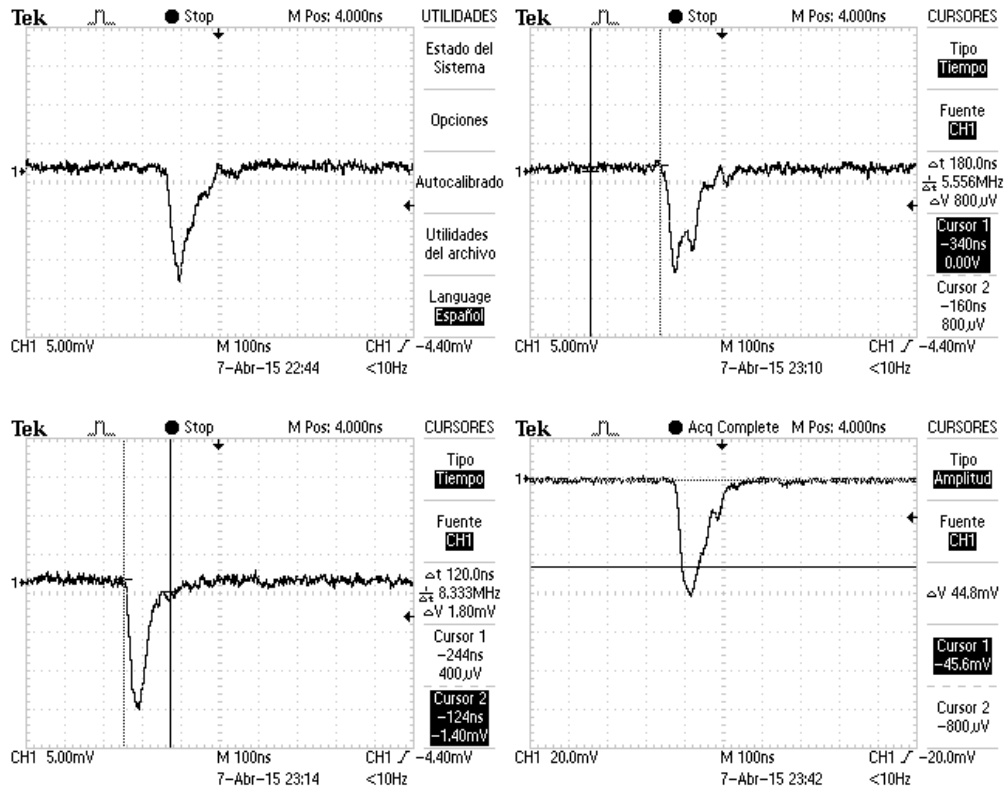


Figura 6.20: Varios pulsos tomados y guardados para tratamiento en computador de la señal de salida del PMT en el osciloscopio.

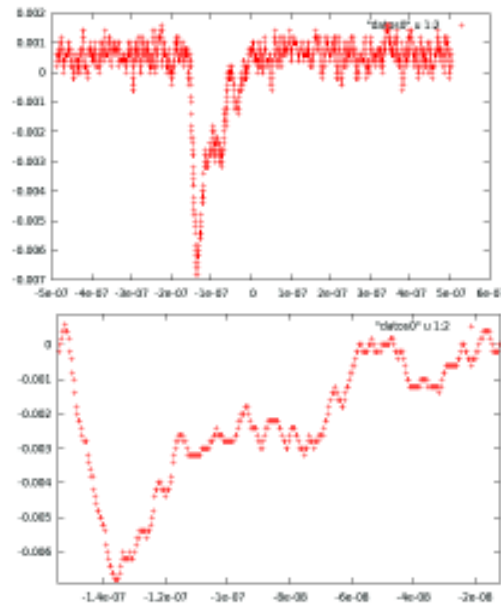


Figura 6.21: Muestra del tratamiento de un pulso en gnuplot. El eje horizontal se encuentra en unidades de tiempo y el eje vertical se encuentra en unidades de voltaje.

Tabla 6.2: Tabla de datos de tiempo de respuesta del PMT para pulsos tomados con osciloscopio.

N° Dato	Tiempo Inicio	Tiempo final	Δt [s]	Δt ns
0	0.000000158	0.000000005	0.000000153	152.9010
1	0.000000135	0.000000000	0.000000135	134.7347
2	0.000000206	0.000000001	0.000000206	205.5950
3	0.000000299	0.000000158	0.000000141	141.0000
4	0.000000350	0.000000197	0.000000153	153.0000
5	0.000000341	0.000000224	0.000000117	117.0000
6	0.000000341	0.000000169	0.000000172	172.0000
7	0.000000166	0.000000003	0.000000163	162.9600
8	0.000000243	0.000000091	0.000000152	152.4000
9	0.000000264	0.000000110	0.000000154	154.0000
10	0.000000084	-0.000000053	0.000000136	136.1000
11	0.000000116	-0.000000042	0.000000158	158.1000
12	0.000000055	-0.000000099	0.000000154	153.8000
13	0.000000044	-0.000000061	0.000000105	105.3000
14	0.000000050	-0.000000108	0.000000158	158.4000
15	0.000000066	-0.000000102	0.000000168	168.3000
16	0.000000046	-0.000000098	0.000000145	144.5000
17	0.000000122	-0.000000032	0.000000154	154.2000
18	0.000000124	-0.000000030	0.000000154	154.2000
19	0.000000050	-0.000000105	0.000000155	155.3000
20	0.000000071	-0.000000081	0.000000152	151.5000
21	0.000000108	-0.000000098	0.000000206	205.9000
22	0.000000143	-0.000000034	0.000000177	176.7000
23	0.000000044	-0.000000104	0.000000148	148.1000
			Promedio	154.8329

6.3.2. Región de estabilidad del PMT

El funcionamiento del PMT depende del voltaje de alimentación y el umbral de trabajo. Teóricamente el conteo de fotones en el PMT se da de forma no lineal, pero en la práctica se tiene que es lineal en un cierto rango dinámico [52]. Para encontrar esta región de trabajo se procede a tomar varias lecturas con el osciloscopio del número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de umbral que van desde los 10 mV hasta los 100 mV variando el voltaje de alimentación desde los 1000 V hasta los 1700 V. Para cada valor se toman 10 datos que luego se promedian.

El objetivo es encontrar la región de linearidad para el PMT tal que una cuenta adimensional equivalga a 2 mV [14]. En esta región, donde la pendiente es un mínimo, el rango de varianza del PMT, de la ganancia del amplificador y del umbral tienen la mínima influencia con respecto a la estabilidad de la detección [52].

Voltaje de Alimentación	Umbral mV									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
1000	2.2	0.55	0.1							
1050	2.45	0.7	0.2	0.05						
1100	3.35	1.75	0.45	0.15	0.1					
1150	3.75	1.95	1.05	0.5	0.1	0.05				
1200	4.95	3.65	2.1	1.2	0.65	0.4	0.15			
1250	8.75	3.75	2.4	1.8	1.45	0.6	0.5	0.3		
1300	10.125	6.25	2.7	2.15	1.75	1.3	0.7	0.5	0.2	
1350	130	31.375	4.1	3.1	2.45	2.15	2	0.7	0.65	0.2
1400	205	56.7	5.45	2.9	2.05	1.95	1.65	1.25	1.3	0.9
1450	530	205	53.2	28.7	10.5	2.45	2.15	2.05	1.7	1.5
1500	2920	670	160	59.8	31.57	7.375	2.75	2.3	1.95	1.95
1550	4800	2250	598	86.53	64.12	12.03	4.15	3.6	2.2	2
1600	5240	3520	1350	321	157	26.87	7.125	5.25	3.85	3.3
1650	5410	4130	2470	780	290	93.15	11.34	5.98	4.72	4.01
1700	5260	4440	3520	2350	773	213	50.1	22.35	6.5	4.39

Tabla 6.3: Datos promediados del número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de umbral mV y de voltaje de alimentación V.

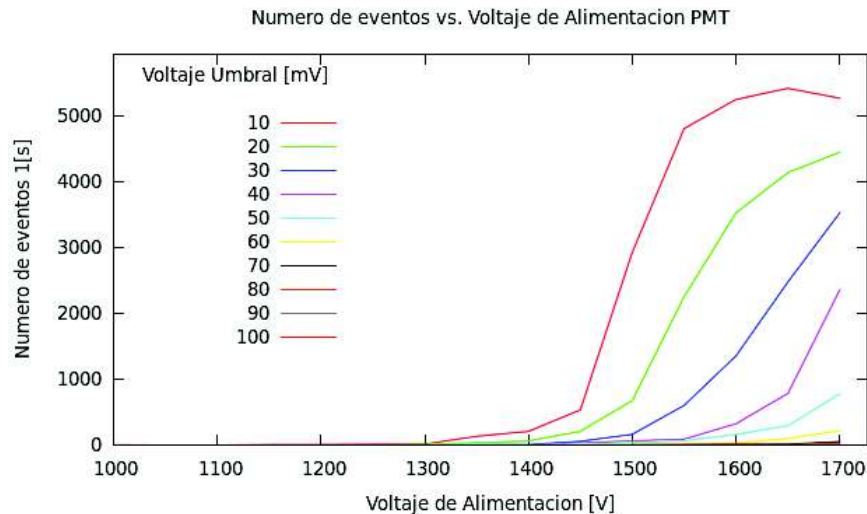


Figura 6.22: Número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de Umbral mV y de Voltaje de Alimentación V.

Se encuentra que para un Umbral de 10 mV el rango lineal es alrededor de 1500 ± 20 V y para un Umbral de 20 mV el rango lineal es alrededor de 1550 ± 20 V. Para umbrales superiores no se puede distinguir el comportamiento lineal hasta el voltaje trabajado, así que se descartan.

Realizando una previa toma de datos con la tarjeta de adquisición de datos se descarta el umbral de 10 mV pues tiende a saturarse rápidamente. Se toman datos

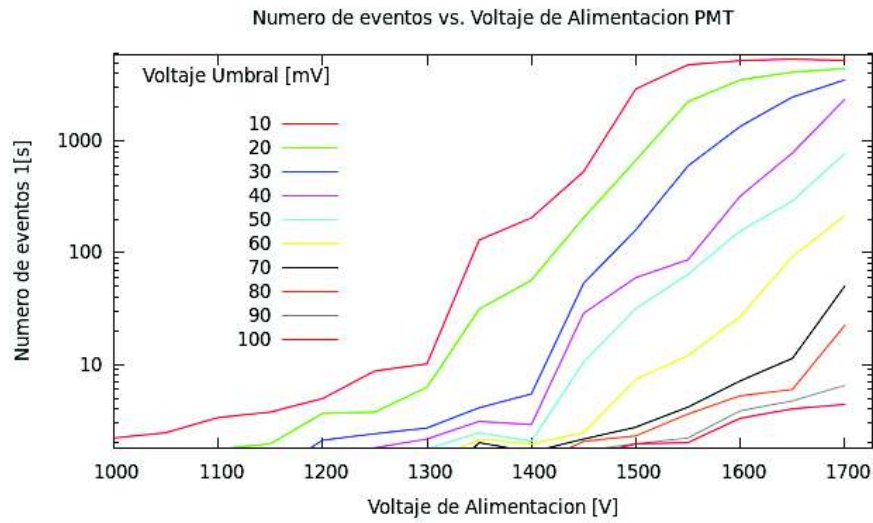


Figura 6.23: Logaritmo del número de eventos que ocurren en 1 s para distintos valores de umbral mV y de voltaje de alimentación V.

con umbrales de 20 ± 5 mV y se encuentra que el funcionamiento ideal ocurre para los 22 mV de umbral con un voltaje de alimentación de 1550 ± 20 V.

Capítulo 7

Análisis de datos

La tarjeta de adquisición adquiere datos en formato binario y luego se extraen en ascii mediante archivos creados en [14]. Se obtiene un archivo con una columna de datos que muestran el valor de voltaje para cada evento registrado. En la Figura 7.1 se puede apreciar una muestra de los datos que se obtienen¹.

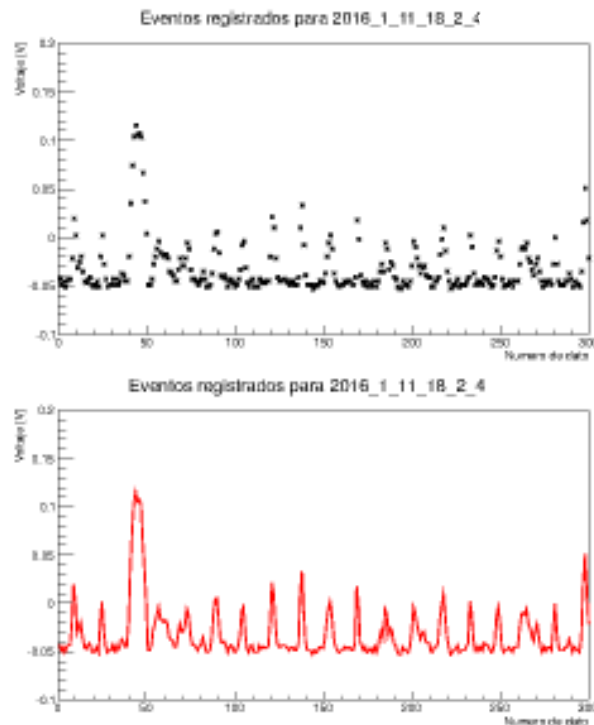


Figura 7.1: Datos correspondientes a los 300 primeros puntos tomados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. El archivo original corresponde a una toma de datos continua de 10 minutos y 43049 líneas.

¹La reconstrucción de datos para imágenes se encuentra realizado en perl y imágenes se encuentran graficadas en root.

7.1. Cálculo de la línea base

Los datos se encuentran desplazados un valor *offset* por debajo del cero. El primer paso es encontrar este valor que corresponde al valor de la línea base.

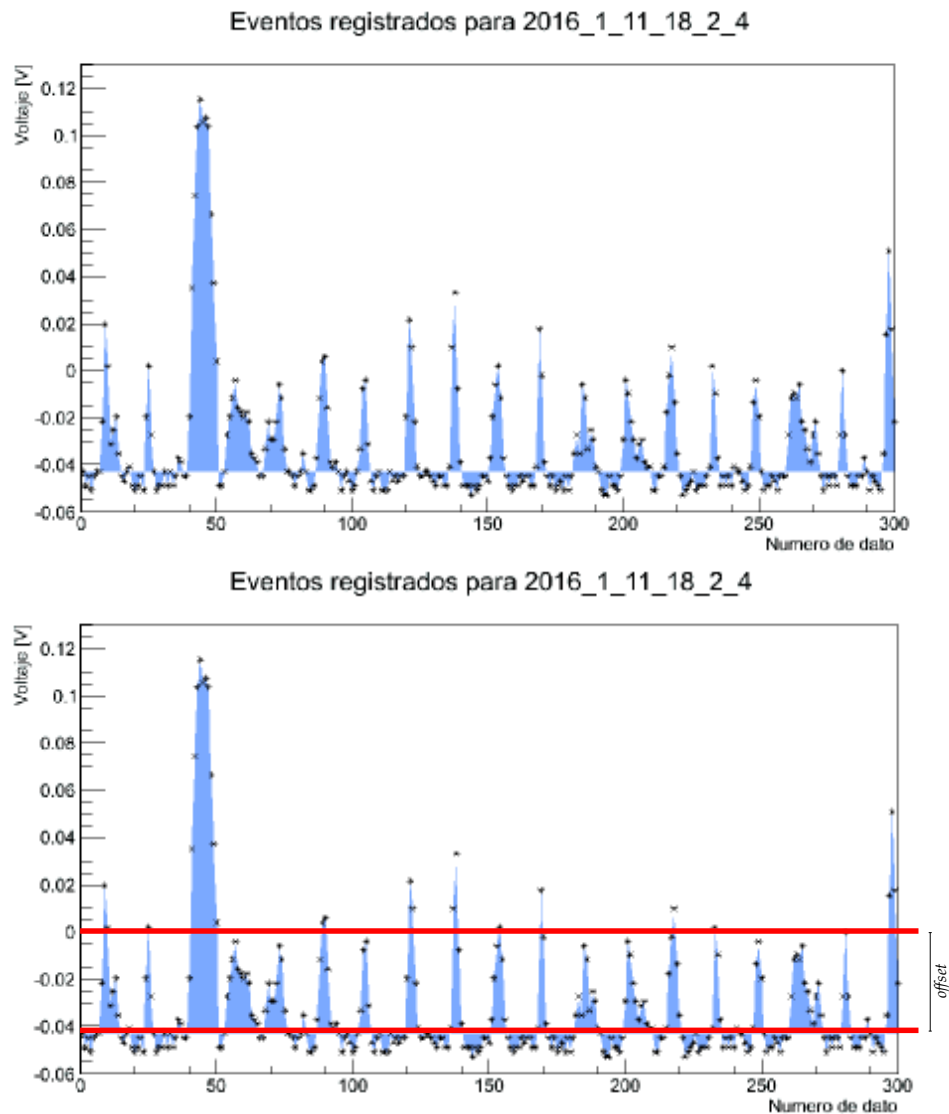


Figura 7.2: Área sombreada de los pulsos adquiridos alrededor del valor visual de la línea base o del *offset*.

Cada archivo de 10 minutos de datos tiene su propio valor de línea base debido a variaciones entre archivos. Se construye una región de 20 mV alrededor del primer dato de cada archivo y solo se consideran válidos a los datos dentro de dicha región. Para el análisis se recurre a la referencia [53] considerando que es el análisis para grandes bases de datos (la cantidad de datos supera el rango $10 - 10^2$).

7.1.1. Análisis estadístico

Los pulsos se promedian de acuerdo a

$$LB_{\text{promedio}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i, \quad (7.1)$$

donde N es el número de datos tomados en cuenta para el cálculo de la línea base, V es el voltaje de dichos datos y LB_{promedio} es el valor correspondiente al promedio de la línea base.

La desviación estándar o incertidumbre correspondiente a LB se calcula como

$$\Delta LB = \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (V_i - LB_{\text{promedio}})^2}{N}}, \quad (7.2)$$

tal que la mayoría de datos se encuentra en el rango $LB_{\text{promedio}} \pm \Delta LB$. En las imágenes 7.3 y 7.4 puede observar los resultados para el análisis de una toma de datos en particular.

El valor final medido experimentalmente se expresa como

$$LB_{\text{medido}} = LB_{\text{promedio}} \pm \Delta LB. \quad (7.3)$$

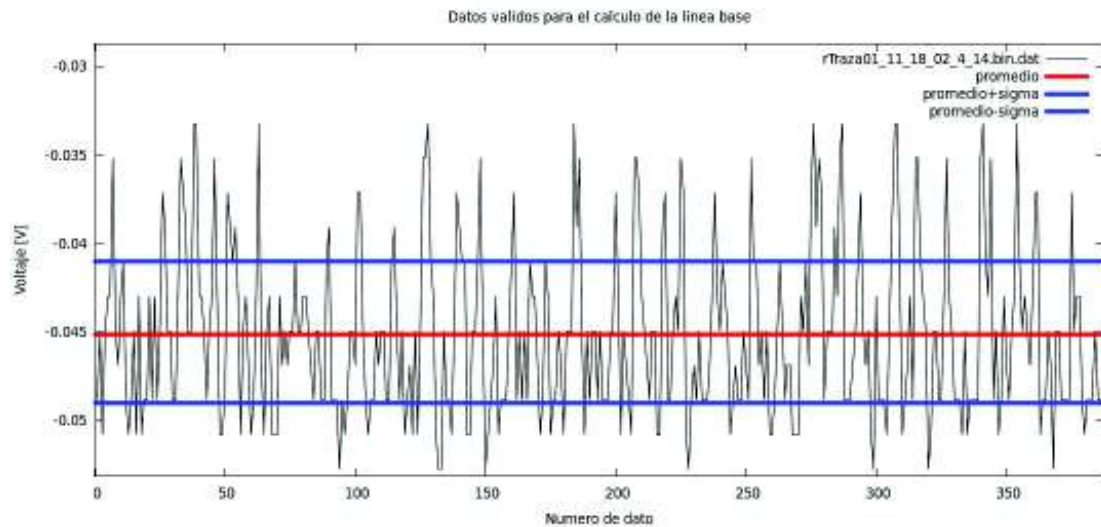


Figura 7.3: Análisis estadístico de los datos correspondientes a los eventos registrados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. Datos válidos para el cálculo de la línea base sobrepuestos con el promedio $LB = -0,0451$ y las líneas $LB \pm \sigma = -0,045 \pm 0,0048$.

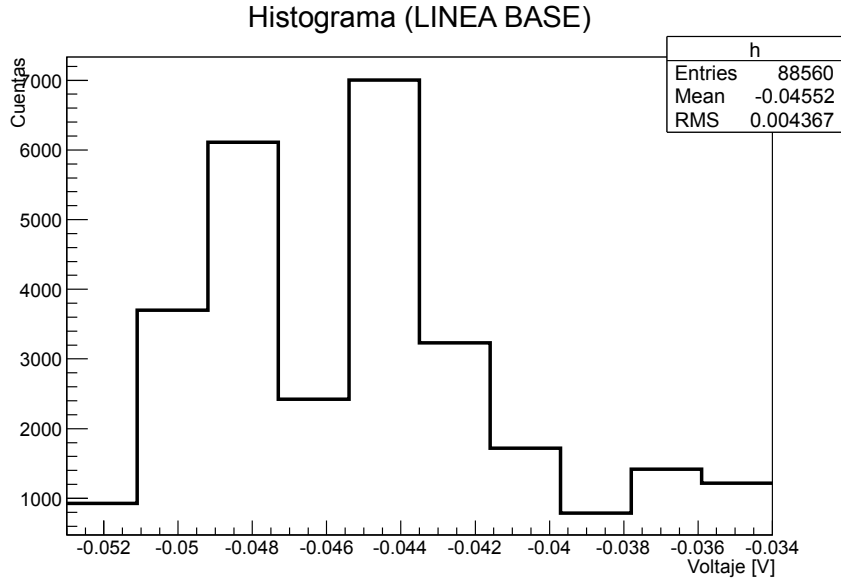


Figura 7.4: Análisis estadístico de los datos correspondientes a los eventos registrados a las 18:02 pm del día 11 del mes de enero de 2016, con un umbral de 20 mV. Histograma de datos y análisis en root. Se observa que en el bin de promedio tiene la mayor cantidad de datos y junto con dos bins a cada lado (valor aproximado de sigma) poseen la mayoría de cuentas.

Corrección de datos

El análisis estadístico se realiza con cada archivo de datos, tal que una vez encontrado el valor de la línea base se procede a mover los valores V_i el valor de LB para que la toma de pulsos quede en cero.

7.1.2. Línea base global

Considerando el análisis anterior para los datos totales, se obtienen los valores de línea base para cada uno de los archivos de salida. Al realizar un histograma se encuentra que existen dos regiones para la línea base global.

La primera se ajusta con una curva de la forma

$$G_1(x) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_1^2}}, \quad (7.4)$$

donde los parámetros se ajustan como: $A_1 = 0,0108277 \pm 0,0006518$, $\sigma_1 = -0,000275759 \pm 2,024e - 05$ y $m = -0,0490575 \pm 1,873e - 05$.

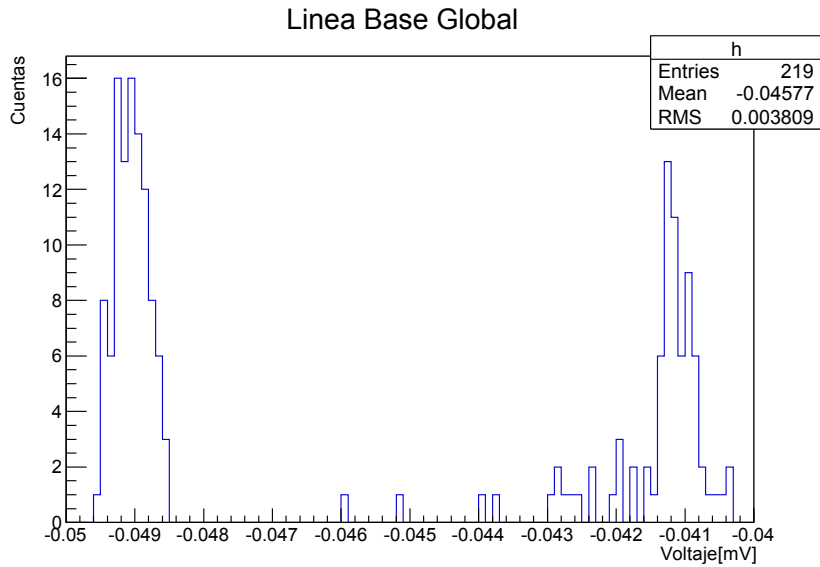


Figura 7.5: Histograma de la línea base para del conjunto completo de archivos analizados.

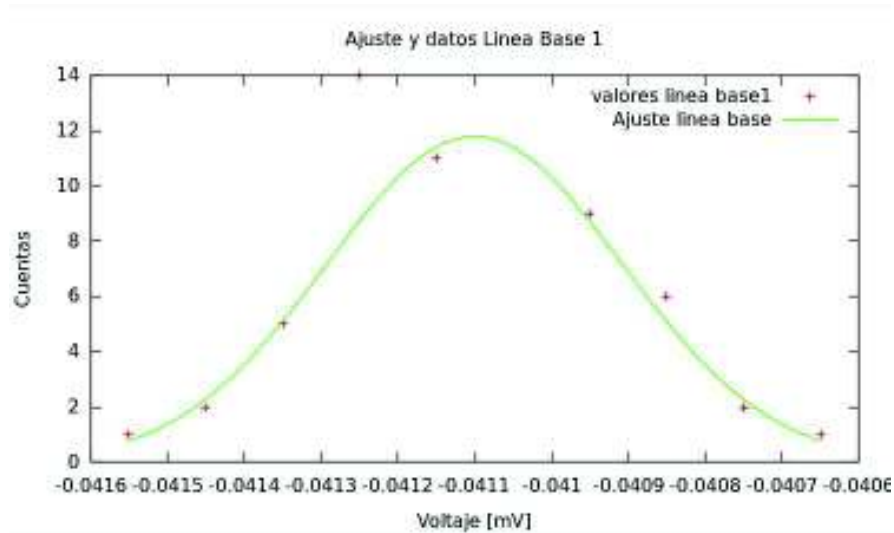


Figura 7.6: Primer ajuste de los datos globales para la línea base.

La segunda se ajusta con

$$G_2(x) = \frac{A_2}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (7.5)$$

donde los parámetros se ajustan como: $A_1 = 0,00578 \pm 1,784e + 06$, $\sigma_1 = -0,0001929 \pm 2,024e - 05$ y $m = 0,04115831 \pm 0,0006518$.

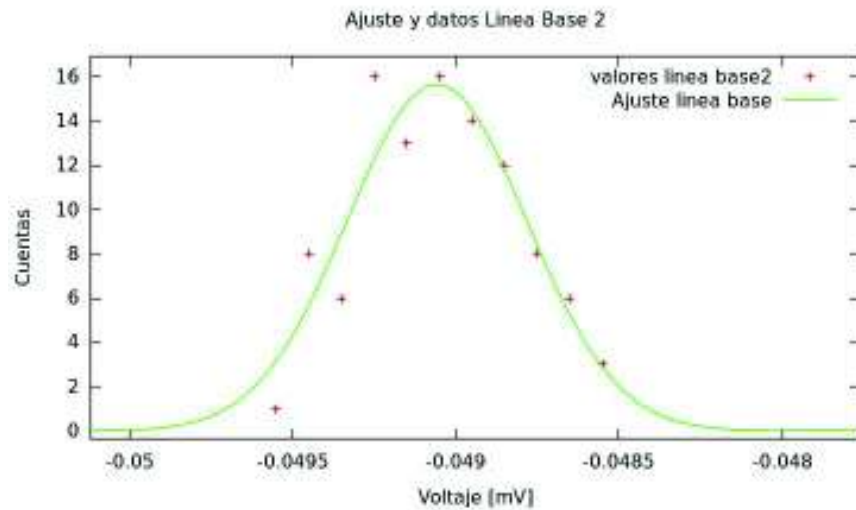


Figura 7.7: Segundo ajuste de los datos globales para la línea base.

7.2. Tasa de partículas secundarias detectadas (RATE)

Para encontrar el número de partículas que inciden por unidad de área y tiempo se procedió a reconstruir los pulsos y contarlos. Para que se cuente un pulso debe cumplir que el número de puntos registrados sea superior a 8 y que estos puntos se mantengan sobre $2\sigma_s$ por encima de la línea base. Se toman 8 datos como mínimo ya que pueden haber dos o tres datos en cada cola que se pierdan bajo la línea base o en la región de las σ_s .

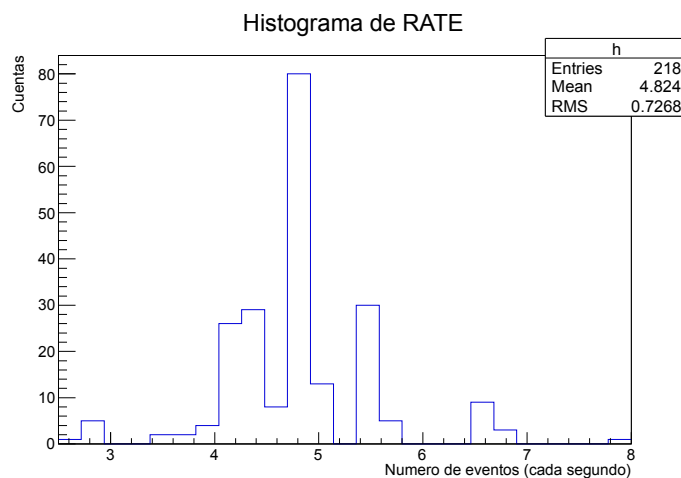


Figura 7.8: Histograma de RATE para eventos con ocurrencia de cada segundo. Se tiene un promedio de 4.824 eventos/s para un área efectiva de detección de $0,766 \text{ m}^2$.

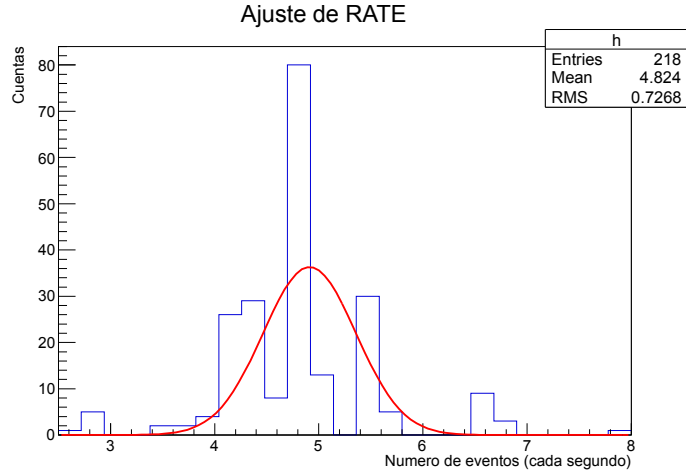


Figura 7.9: Ajuste de RATE para eventos con ocurrencia de cada segundo.

La curva se ajusta con una gaussiana de la forma

$$G(x) = \frac{25,56}{\sqrt{2\pi(-0,45)^2}} e^{\frac{-(x-4,91)^2}{2*(-0,45)^2}}. \quad (7.6)$$

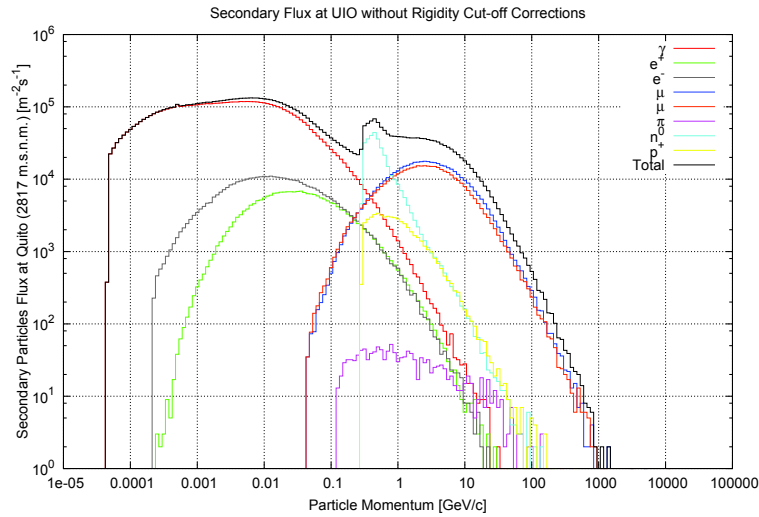


Figura 7.10: Flujo de partículas que inciden en el detector “Politanque” simulados con Corsika. Tomado de [10]

Para la ciudad de Quito se ha encontrado en [10] que existe un flujo de partículas como se muestra en la Figura 7.10. Por lo que la mayoría de partículas detectadas que van a contribuir al rate son electrones/positrones, fotones y muones; donde los muones son los más energéticos. En 7.10, el flujo máximo para muones (superior a 10^4), es entre 1 y 10 GeV; el flujo se reduce exponencialmente entre 10 y 100 GeV con un flujo de $10^2 - 10^4$.

El detector tiene un rate de $4,911 \pm 0,445$ s para un área efectiva de $0,766 \text{ m}^2$, tal que se tiene un rate de $6,406 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (partículas por unidad de tiempo y unidad de área). En [10], el flujo de partículas que tienen una energía alrededor de 100 GeV es de $600 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (partículas por unidad de tiempo y unidad de área). En [48] se tiene que a 2800 m.s.n.m. hay aproximadamente $650 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (partículas por unidad de tiempo y unidad de área), tal que la eficiencia de detección es de 0.985% con respecto a [48] y del 1.067% con respecto a las simulaciones realizadas por [10].

7.3. Carga depositada

7.3.1. Histograma de carga

Parte Experimental. Se tiene que las partículas que atraviesan el detector depositan energía que es detectada en unidades de Voltaje. Considerando que se toma datos cada 10 ns , se puede obtener la carga depositada por la partícula como

$$Q = \int I(t)dt = \frac{1}{R} \int V(t)dt \equiv \frac{1}{R} \sum_0^N V \times \Delta t, \quad (7.7)$$

donde el voltaje es en unidades de mV, el tiempo en ns y la resistencia es de 50Ω , por lo tanto la carga se encuentra en el orden de pC. La reconstrucción se realiza para cada evento, tal que se obtiene la energía depositada por evento y a la final se tiene un histograma con la carga para todos los eventos como se muestra en la Figura 7.11.

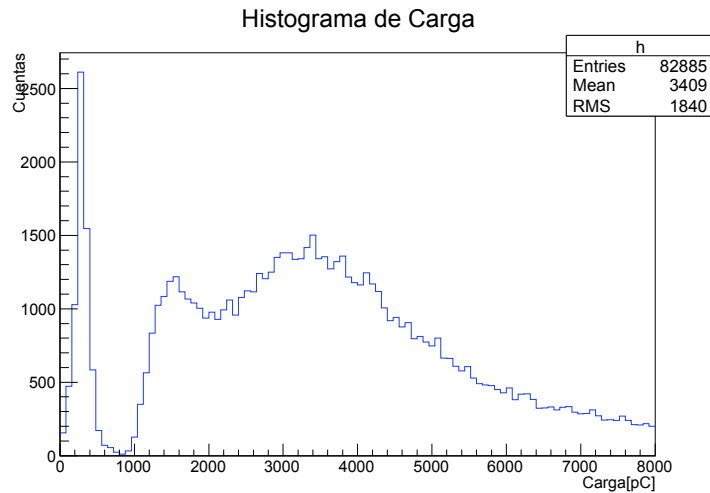


Figura 7.11: Histograma de carga para *Politanque*.

Simulación en LagoSim. Se realizó una serie de simulaciones correspondientes al espectro de las partículas que inciden en el detector y del VEM mediante el programa *LagoSim*. *LagoSim* es un programa de simulación simplificada para los detectores del proyecto LAGO [15].

Para la simulación se considera:

- Altura a la que se encuentra el detector: 2800 m.s.n.m.
- Número y ubicación de los PMT's: 1 PMT centrado en la parte superior del detector.
- Volumen de detector: 0.134 m^3
- Superficie del PMT: $\pi * 5^2 = 19.635 \text{ pulgadas}^2 \equiv 126,677 \text{ cm}^2$.

Los procesos que se consideran para la simulación son:

Para fotones: Compton y producción de pares.

Para electrones: Radiación Cherenkov, dispersión múltiple, Bremsstrahlung, ionización.

Para muones: Radiación Cherenkov y Rayos δ .

En cada simulación el flujo relativo es de 30 % muones, 23 % electrones/positrones y 47 % gammas.

7.3.2. Muón Vertical Equivalente

El Muón Vertical Equivalente o VEM (Vertical Equivalent Muon), se define como: "La carga promedio en un tanque cuando es totalmente atravesado por un sólo muón incidente en forma vertical sobre el centro de su tapa superior" [15] y se obtiene mediante el ajuste de un *hump* del histograma de carga.

VEM experimental. Ajustando una gaussiana a la curva alrededor de los 3500 [pC] (Figuras 7.13 y 7.14) se tiene

$$G(x) = \frac{799780,4}{\sqrt{2\pi(-1163,45)^2}} e^{\frac{-(x-3350,983)^2}{2*(-1163,45)^2}}, \quad (7.8)$$

tal que el VEM encontrado es $3350,983 \pm 1163,45$ [pC] para el detector *Politanque*.

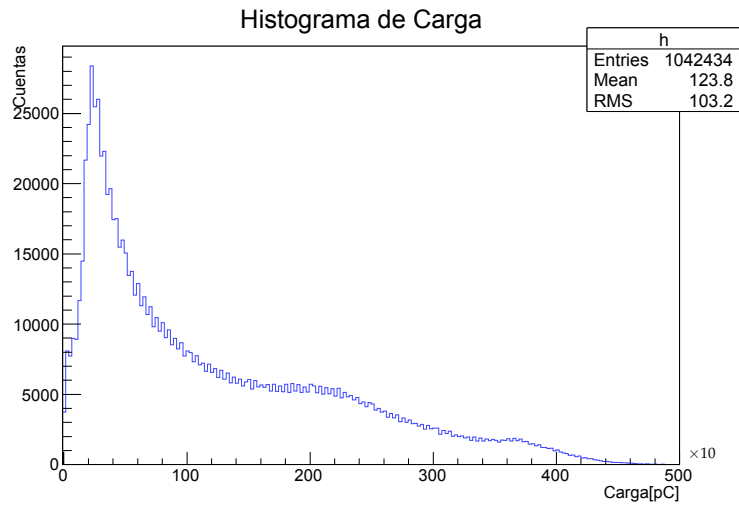


Figura 7.12: Histograma de Carga simulado para las partículas que inciden en el detector (gammas, muones y electrones).

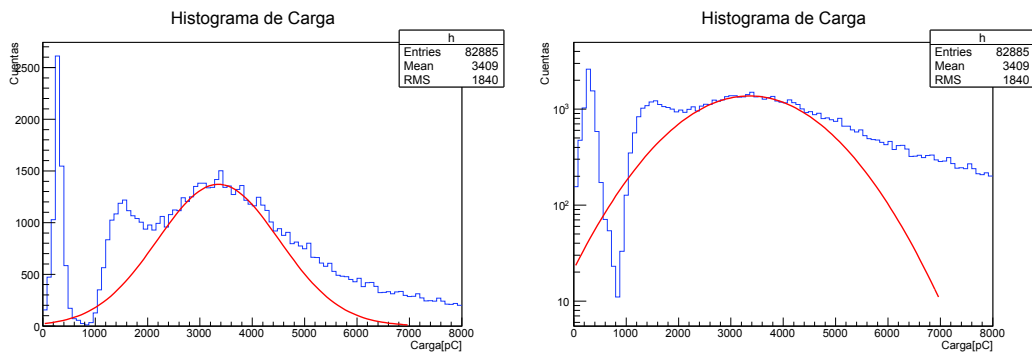


Figura 7.13: *Izquierda* Histograma de carga para *Politanque* junto con el ajuste del VEM en rojo. *Derecha* Histograma de carga en escala logarítmica junto con el ajuste del VEM.

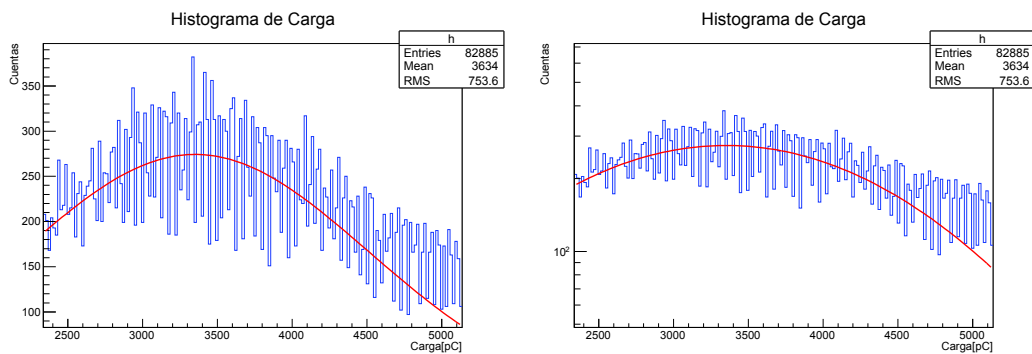


Figura 7.14: Extracto del histograma de Carga donde se denota el ajuste del VEM a $3350,983 \pm 1163,45$ pC.

VEM simulado. El VEM simulado se realiza solo con muones que ingresan de forma perpendicular al detector. Para el VEM simulado se encuentra que se ajusta con una gaussiana de la forma

$$G(x) = \frac{20789,4}{\sqrt{2\pi(-249,46)^2}} e^{-\frac{(x-3799,83)^2}{2*(-249,46)^2}} \quad (7.9)$$

tal que el VEM encontrado es $3799,83 \pm 249,46$ pC para la Figura 7.15.

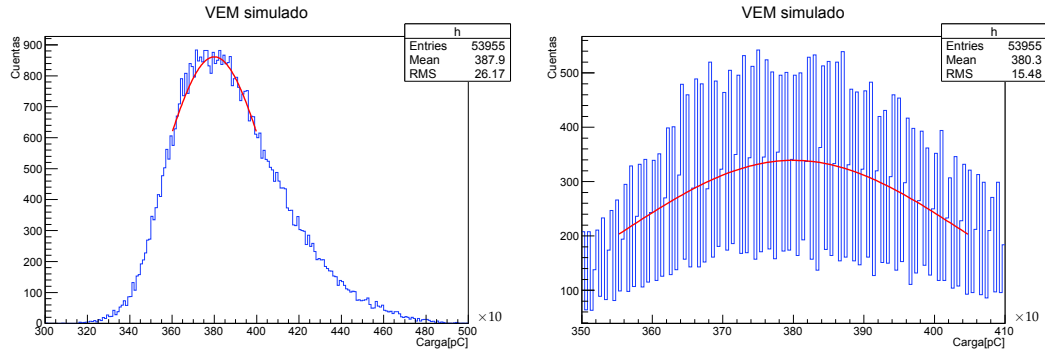


Figura 7.15: VEM obtenido de la simulación con LagoSim y ajuste gaussiano. El ajuste encontrado es de $3799,83 \pm 249,46$ [pC].

7.4. Corte en el flujo de rayos cósmicos

Al comparar las Figuras 7.11 y 7.12 se observa que existe una región faltante alrededor de los 800 pC para el histograma de carga experimental. Para explicar esta región faltante se considera que el detector se encuentra dentro de un edificio de concreto (4^{to} piso de 6 pisos), en una habitación con una ventana como se muestra en la Figura 7.16. A continuación la explicación se da desde el punto de vista de la distribución angular de partículas y de la pérdida de energía de partículas al atravesar concreto, hierro y agua.

7.4.1. Distribución angular de partículas

Para encontrar la distribución angular de partículas que ingresan al detector, Figura 7.16, se procede a simular el flujo de partículas desde los 0° hasta los 150° en pasos de 15°. Además se simula el espectro para electrones, fotones, muones laterales y VEM.

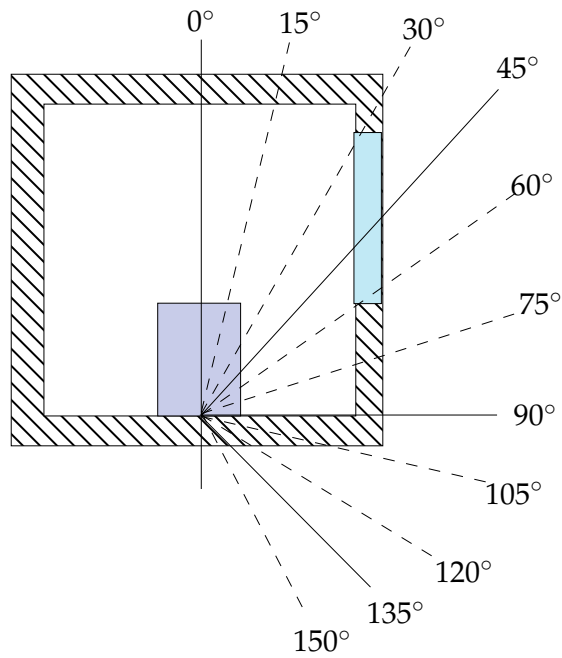


Figura 7.16: Concepción aproximada de la ubicación del detector junto con los ángulos de incidencia de partículas.

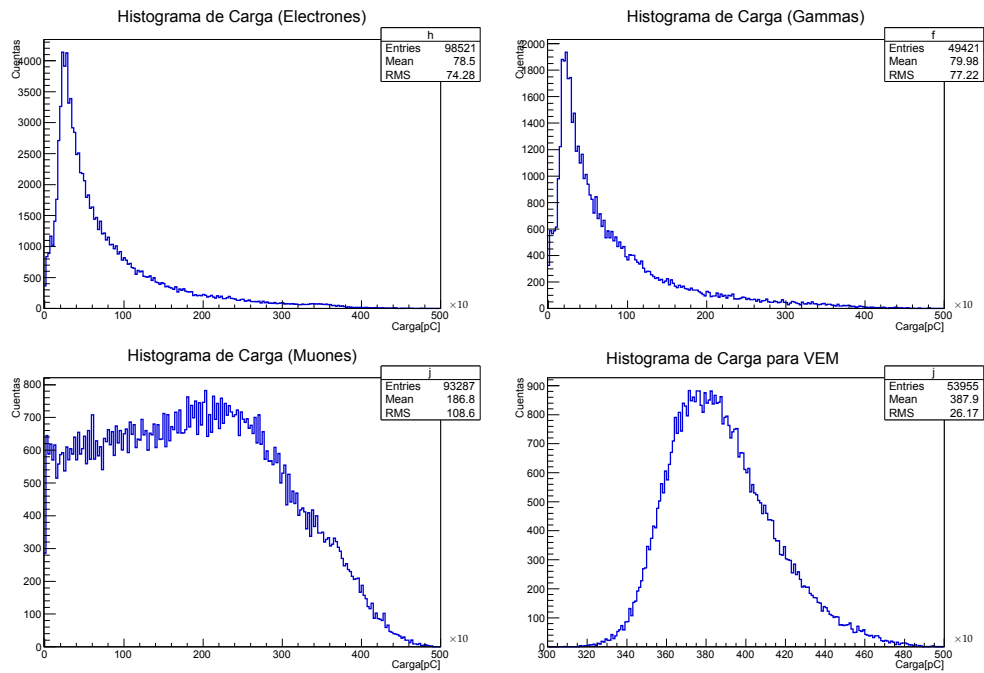


Figura 7.17: Histograma de carga para e^- , gammas, muones laterales y VEM simulados. Las partículas ingresaron en ángulos randómicos con distintas energías.

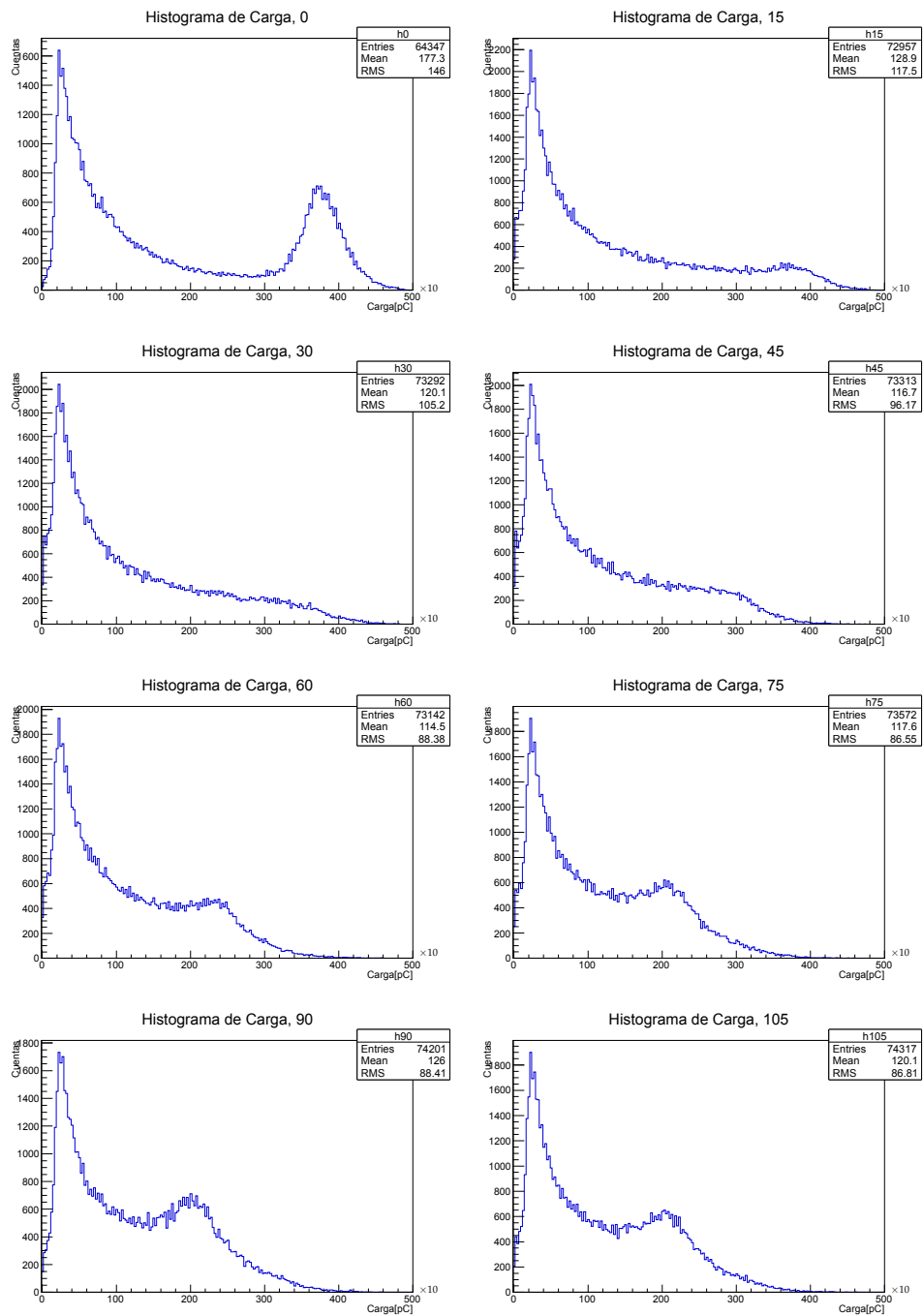


Figura 7.18: Distribución de carga para partículas con respecto a un ángulo fijo que inciden en el detector (gammas, muones y electrones).

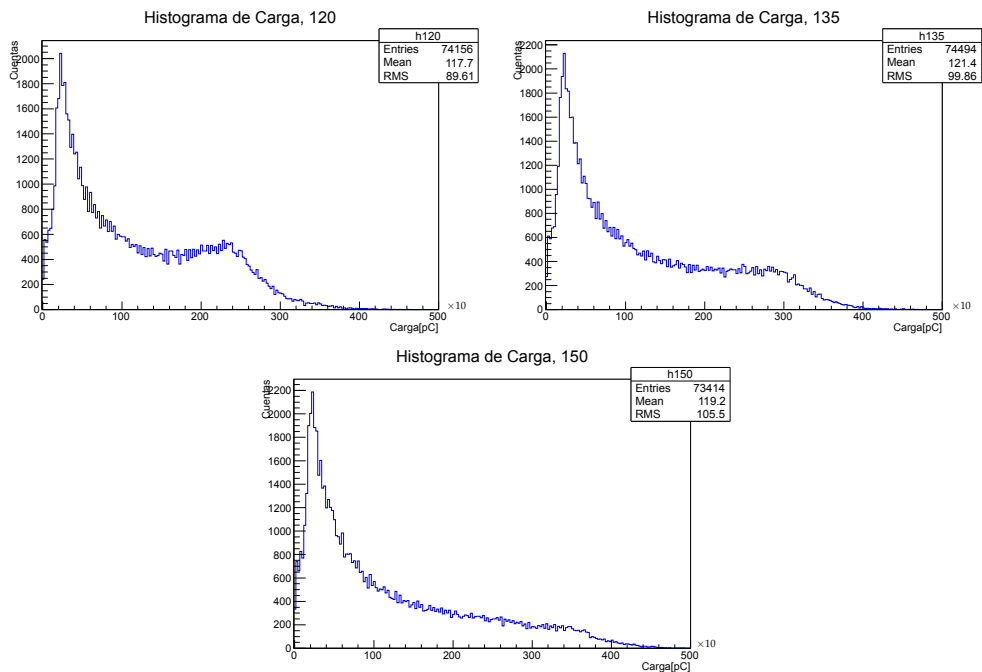


Figura 7.19: Continuación Figura 7.18.

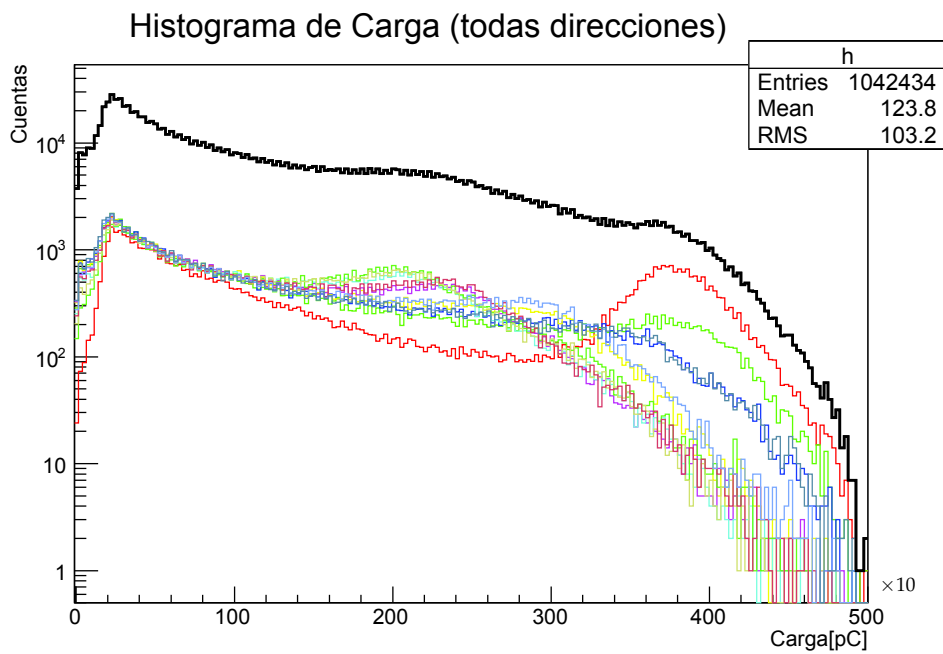


Figura 7.20: Distribución completa de carga depositada como función del ángulo de incidencia en varios colores y en negro el resultante.

Considerando los diferentes histogramas de distribución angular se concluye:

- De las diferentes simulaciones se obtiene que la mayor contribución para valores pequeños de carga se debe por la incidencia de electrones y fotones. Además, para todos los ángulos de incidencia (Figuras 7.18 y 7.19), los electrones y fotones son una parte predominante para cargas pequeñas y se mantiene constante.
- Por otro lado, los dos picos de mayor carga que se observan se deben por los muones que inciden lateralmente y por el VEM. Los muones laterales depositan una menor carga y el VEM deposita una mayor carga.
- Finalmente se tiene que los tres picos que se observan en el histograma de carga de las Figuras 7.11 y 7.12 corresponden (de izquierda a derecha): carga depositada por electrones y fotones, muones laterales y VEM.

Por lo antes mencionado se tiene que la región faltante en la Figura 7.11 se debe por una reducción de carga depositada por electrones, fotones y muones laterales.

7.4.2. Pérdida de energía

Electrones y fotones

El flujo encontrado en 7.10 muestra que los electrones y fotones que llegan al detector lo hacen con energías entre 0.0001 y 1 GeV. Por lo que al atravesar el concreto se pierden rápidamente por procesos como producción y aniquilación de pares, ionización, entre otros. Los electrones y fotones que logren ingresar al detector lo harán por la ventana. Este hecho resulta favorable puesto que permite tener un VEM más claro en 7.11 a diferencia del esperado con la simulación en 7.12.

Muones

Los muones tienen el mayor flujo para mayores energías según 7.10. La energía que deposita un muon relativista depende de su energía de incidencia y del material que atraviesa [44]. En la Tabla 7.1 se tiene el depósito de energía para muones de distinta energía en agua, concreto y hierro. Las Figuras 7.21, 7.22 y 7.23 muestran el comportamiento de la pérdida energética para muones de alta energía en función de la energía inicial.

AGUA		CONCRETO		HIERRO	
E (GeV)	GeV/cm	E (GeV)	2,41GeV/cm	E (GeV)	7,874GeV/cm
1	0.002087	1	0.001813	1	0.001561
2	0.002213	2	0.001934	2	0.001682
4	0.002336	4	0.002052	4	0.001802
6	0.002405	6	0.002118	6	0.001870
8	0.002452	8	0.002163	8	0.001919
10	0.002488	10	0.002198	10	0.001958
15	0.002554	15	0.002263	15	0.002032
20	0.002602	20	0.002311	20	0.002091
30	0.002674	30	0.002385	30	0.002189
40	0.002731	40	0.002447	40	0.002275
50	0.002781	50	0.002502	50	0.002357
60	0.002826	60	0.002553	60	0.002436
70	0.002869	70	0.002602	70	0.002513
80	0.002910	80	0.002649	80	0.002590
90	0.002949	90	0.002696	90	0.002666
100	0.002988	100	0.002741	100	0.002741
120	0.003067	120	0.002831	120	0.002893
140	0.003135	140	0.002920	140	0.003044
160	0.003207	160	0.003007	160	0.003195
180	0.003278	180	0.003094	180	0.003347
200	0.003347	200	0.003181	200	0.003499
220	0.003417	220	0.003267	220	0.003652
240	0.003486	240	0.003353	240	0.003805
260	0.003555	260	0.003440	260	0.003958
280	0.003623	280	0.003526	280	0.004112
300	0.003692	300	0.003612	300	0.004265
350	0.003862	350	0.003827	350	0.004652
400	0.004032	400	0.004042	400	0.005040
450	0.004202	450	0.004258	450	0.005429
500	0.004372	500	0.004473	500	0.005821
600	0.004711	600	0.004906	600	0.006607
700	0.005050	700	0.005340	700	0.007395
800	0.005390	800	0.005775	800	0.008189
900	0.005731	900	0.006211	900	0.008985
1000	0.006071	1000	0.006648	1000	0.009782
1500	0.007782	1500	0.008845	1500	0.01380
2000	0.009502	2000	0.011106	2000	0.01785
3000	0.01296	3000	0.01551	3000	0.02600
4000	0.01644	4000	0.01999	4000	0.03419
5000	0.01994	5000	0.02448	5000	0.04241
6000	0.02345	6000	0.02899	6000	0.05065
7000	0.02697	7000	0.03352	7000	0.05892
8000	0.03049	8000	0.03805	8000	0.06719
9000	0.03403	9000	0.04259	9000	0.07548
10000	0.03758	10000	0.04714	10000	0.08377

Tabla 7.1: Tablas correspondientes al depósito de energía de un muon GeV/cm en función de la energía de incidencia GeV para agua, concreto y hierro. Datos obtenidos y modificados de [44] para que sean en unidades de GeV/cm en lugar de $\text{GeVgr}^{-1}\text{cm}^2$.

Muones que inciden verticalmente (VEM). La incidencia de partículas en el detector se rige por la simulación encontrada en la Figura 7.10, por lo que el depósito de energía es más importante para valores de 1 a 10 GeV, pues en esta región se maximiza el flujo. Además, se incluye la región de 10 a 100 GeV pues son las partículas que depositan la mayor cantidad de energía.

En el caso experimental, el muon atraviesa 3 pisos que suman 100 [cm] de concreto y alrededor de 10 cm de hierro. Entonces se tiene que un muón deposita $0,5 \text{ GeV} \equiv$

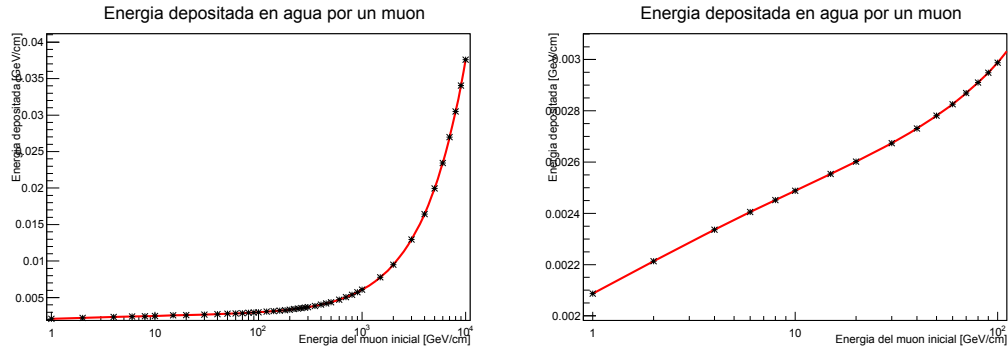


Figura 7.21: Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar agua, GeV/cm. *Derecha:* Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, *Izquierda:* Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV

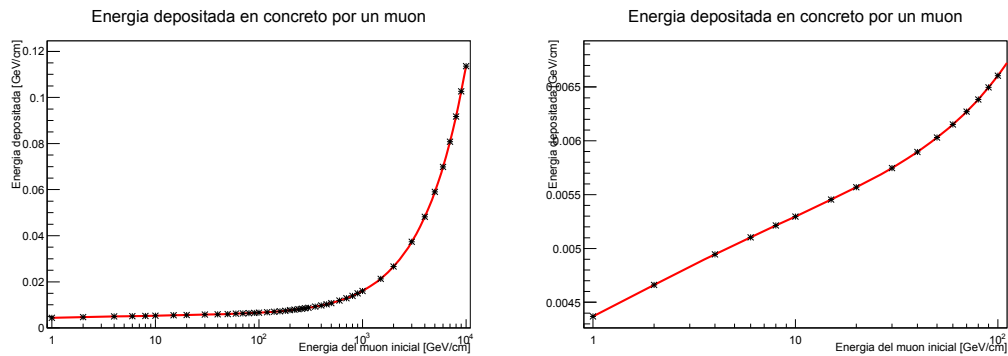


Figura 7.22: Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar concreto, GeV/cm. *Derecha:* Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, *Izquierda:* Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV.

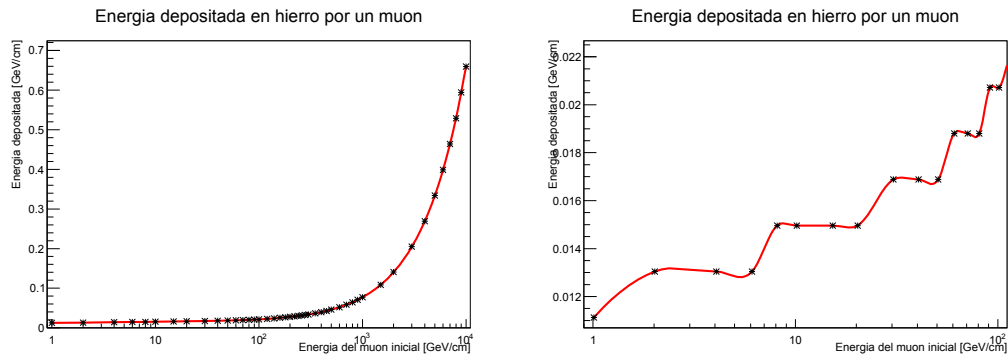


Figura 7.23: Energía depositada por un muon de distinta energía al atravesar hierro, GeV/cm. *Derecha:* Para muones con energía inicial de 1 a 10000 GeV, *Izquierda:* Para muones con energía inicial de 1 a 100 GeV.

500 MeV en concreto y 0,15 GeV \equiv 150 MeV en hierro. Donde se ha considerado que en promedio un muón deposita 5 MeV/cm en concreto y 1,5 MeV/cm en hierro.

Antes de ingresar al detector el muon deposita alrededor de 650 MeV, por lo que muones de energías inferiores 650 MeV perderán su energía, serán absorbidos o decaerán antes de ingresar al detector. Esto quiere decir que la región del flujo de partículas entre 0.1 y 1 GeV mostrados en la Figura 7.10 será suprimida por el concreto y hierro.

Muones que inciden en diferentes ángulos. Las partículas que deban atravesar el concreto y hierro en diferentes ángulos pasarán por una cantidad superior de material. Para concreto se tiene que la máxima trayectoria (45°) es de alrededor 1,414 m, por lo que la energía depositada en concreto es de 707,106 MeV. Para hierro se tiene que la máxima trayectoria es de 14,142 cm con un depósito de energía de 21,213 MeV. En total son 728,319 MeV.

7.4.3. Restricción de flujo en el histograma de carga

Con las simulaciones realizadas en LagoSim se ha analizado el aporte de las diferentes componentes en el histograma de carga para diversos ángulos. Para electrones y fotones se tiene que aportan la menor carga, seguido del aporte de muones laterales y de VEM. Con el análisis de la energía depositada en el concreto y hierro por muones se tiene el corte del flujo de partículas para energías entre 0.1 y 1 GeV. Así que se verifica que la región faltante en el histograma de carga es debido a la absorción de partículas por el concreto y hierro, además, el aporte de componentes de baja energía debe realizarse solo para partículas que ingresan por la ventana del laboratorio.

7.5. Sensibilidad del PMT en función del tiempo

El PMT utilizado en el experimento tiene alrededor de 40 años sin usarse, por lo que se espera que su funcionamiento no sea ideal. Estos detalles se resaltan a continuación [53]:

Efecto del Helio. En primer lugar se tiene que la presión dentro del tubo se ve afectado por la permeabilidad del helio a través del vidrio que puede ser tan alta como 10^{-19} cm²/s a temperatura ambiente. Por ello, la presión de helio en el interior del tubo fotomultiplicador aumenta gradualmente y alcanza un nivel cerca del helio parcial a presión atmosférica.

Como $40 \text{ años} = 3,153 \times 10^9 \text{ s}$, la presión parcial de helio en el tubo es entre 1 y 0.1 Pa según la Figura 7.24; por lo que se concluye que debe alcanzar en poco tiempo o ya alcanzó el equilibrio de presión de helio con el exterior de $5,3 \times 10^{-1} \text{ Pa}$.

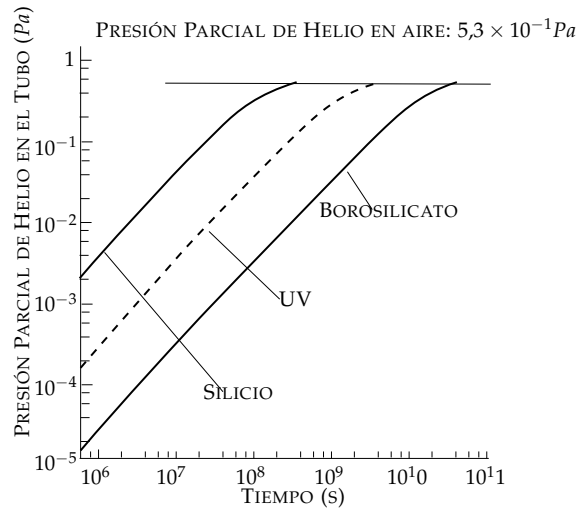


Figura 7.24: Variación de la presión parcial de helio en el tubo con respecto al tiempo.

Sensibilidad del ánodo. La sensibilidad del ánodo (cuando se almacena el PMT-sin uso), tiene una variación de hasta del 25 %.

Sensibilidad del cátodo. La sensibilidad del cátodo tiene una variación de hasta del 25 %.

Transmitancia del vidrio. La variación de sensibilidad del vidrio se debe principalmente por una pérdida de transmitancia a través del vidrio debido a la decoloración del vidrio, que es una parte esencial del fotodetector. Estas variaciones son más notables en la región UV.

7.5.1. Comparación del VEM entre experimento y simulación

Simulación en LagoSim: Para la simulación en LagoSim del VEM, solo se ha considerado el depósito de energía en el detector por el paso de muones en agua. El VEM recorre 81.1 cm, tal que deposita $0,19464 \text{ GeV} \equiv 194,64 \text{ MeV}$ que es proporcional a la carga encontrada de $3799,8 \pm 249,4 \text{ pC}$. Donde se ha considerado que en promedio, un muón deposita $2,4 \text{ MeV/cm}$ en agua.

Detección experimental: Para partículas de energía superior a 1 GeV se tiene que los muones depositan 194,64 MeV en el detector, que son equivalentes al vem de $3350,9 \pm 1163,45$ pC.

Resultado. Se tiene que la diferencia entre la simulación y experimento es debido a la pérdida de sensibilidad, transmitancia, entre otros, del PMT. Por ello se tiene que la capacidad de registro del fototubo es del 88.18 % con respecto al esperado de la simulación.

Capítulo 8

Conclusiones

Se ha instalado con éxito un detector tipo WCD en las instalaciones de la Escuela Politécnica Nacional. Para su correcta instalación y puesta en funcionamiento se ha seguido un proceso sistemático que se ha expuesto con gran detalle en el capítulo 6 del presente trabajo. Se ha considerado desde los requerimientos de ensamblaje para el correcto sellado entre la parte donde se encuentra el agua y la electrónica, hasta la verificación del correcto funcionamiento de las diferentes piezas electrónicas y transmisión de datos.

Para la calibración del detector se estudió el ancho promedio de un pulso típico, la región de trabajo ideal para el PMT usado y la información que se podía obtener a partir de los datos adquiridos. El ancho de un pulso es en promedio 154,83 ns, dado que es cercano a los 160 ns que registra el sistema de adquisición de datos, se verifica la correcta adquisición de pulsos por el sistema. Se encontró que la región de trabajo ideal para el PMT 5" usado es de 1550 ± 20 V con un umbral de 20 mV. Finalmente, se desarrollaron los *scripts* de análisis de datos para obtener el valor de la línea base para cada uno de los archivos, el RATE, la carga y el valor del VEM. La información que se obtuvo del análisis de datos fue ajustada con diferentes gaussianas a pesar que la salida de pulsos del fotocátodo tienen una distribución de Poisson. Para la línea base global se tienen dos tendencias, una de $-0,049 \pm 1,873e - 05$ y otra de $-0,041 \pm 0,0006$ como se muestra en las Figuras 7.6 y 7.7, por lo tanto se recomienda para futuros trabajos mantener el sistema de que cada archivo tenga su propia línea base.

Se encontró que inciden $4,911 \pm 0,4455$ partículas por unidad de tiempo en el detector. El detector tiene un área efectiva de $0,766 \text{ m}^2$ y se detecta un RATE de $6,406 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$. En la Figura 7.10, el flujo de partículas que tienen una energía alre-

dedor a los 100 GeV es predominante para muones, con una tasa de $600 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (partículas por unidad de tiempo y unidad de área). En [48] se tiene que a 2700 m.s.n.m. hay aproximadamente $650 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (partículas por unidad de tiempo y unidad de área), tal que la eficiencia de detección es de 0.985 % con respecto a [48] y del 1.067 % con respecto a las simulaciones realizadas por [10].

Por otro lado, se simuló la incidencia de partículas para distintos ángulos de entrada al detector y se calculó el valor de energía depositado por muones al atravesar el concreto y hierro. Se encontró que la región faltante en el histograma de carga experimental se debe por la pérdida energética de electrones, fotones y muones laterales que genera una reducción del flujo de partículas esperadas.

Utilizando el fondo de partículas que atraviesan el detector se ha logrado encontrar el valor experimental del VEM en $3350,98 \pm 1163,4 \text{ pC}$ y simulado de $3799,8 \pm 249,4 \text{ pC}$; tal que se encuentra que la capacidad de registro del PMT con respecto a la simulación es del 88.2 %. La diferencia de ambos valores para el VEM se encuentra justificada por la disminución de sensibilidad del PMT. Esto se da por la disminución de presión en el PMT, cambios en la sensibilidad del cátodo (hasta $\sim 25 \%$) y ánodo (hasta $\sim 25 \%$).

Finalmente, la culminación de este proyecto es el primer paso para el florecimiento de la colaboración dentro y fuera del país. Con esto se asegura nuevos proyectos orientados a la detección de rayos cósmicos usando distinta geometría, recubrimientos, electrónica, PMT, entre otros. Además, por ser el tanque prototipo de la colaboración Ecuatoriana puede ser utilizado como un motor de aprendizaje para nuevas generaciones.

Bibliografía

- [1] K. A. Olive et. al., "The Review of Particle Physics, Cosmic Rays (Particle Data Group)," *Chin. Phys. C*, vol. 38, p. 090001, (2014) and 2015 update. <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-cosmic-rays.pdf>.
- [2] Otaola, Javier A. y Francisco Valdés Galicia, *Los Rayos C3smicos: Mensajeros de las Estrellas*. Biblioteca digital del Instituto Latinoamericano de la Comunicaci3n Educativa, 1992.
- [3] Ch3vez, Noe, Carlos Vargas, Erick H. Pasaye y Luis Villase1or, *Detector h3brido para la medici3n de propiedades de rayos c3smicos*. Instituto de F3sica y Matem3ticas. 2002. www.ifm.umich.mx/~villasen/Archivos/CN2002-2final_LV.doc.
- [4] Nagle, D. E., T. K. Gaisser and R. J. Protheroe, "Extensive Air Showers Associated with Discrete Astrophysical Sources," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 38, pp. 609-657, DOI:10.1146/annurev.ns.38.120188.003141.
- [5] Pierre Auger Collaboration, "The Pierre Auger Observatory Design Report," Second Edition, 14 de Marzo de 1997 (2013 update).
- [6] Asorey H. for the LAGO Collaboration, "LAGO: the Latin American Giant Observatory," *The Hague, Netherlands: 34rd International Cosmic Ray Conference*, Proceeding, 3 de Agosto de 2015.
- [7] LAGO collaboration, "The Latin American Gigant Observatory," <http://lagoproject.org/>, Citado el: 16 de Marzo de 2016.
- [8] Sidelnik, I. for the LAGO Collaboration, "The Sites of the Latin American Giant Observatory," *The Hague, Netherlands: 34rd International Cosmic Ray Conference*, Proceeding, Agosto de 2015.
- [9] Instituto de Tecnolog3as en Detecci3n y Astropart3culas ITEDA, "¿Qu3 son los rayos c3smicos? Stand de ITeDA en tecn3polis," Citado el: 27 de Marzo de 2016. <http://www.iteda.cnea.gov.ar/?q=node/28>.

- [10] Mantilla C. et.al, "Implementing a WCD detector system in Ecuador as part of the LAGO Project," *Proceedings SILFAE edition X, Nuclear Physics B Proceedings Supplement*, Vol 1., 2015.
- [11] Díaz M. for the LAGO Collaboration, "Implementing a WCD detector system in Riobamba as part of the LAGO project," *Rio de Janeiro, Brasil: 33rd International Cosmic Ray Conference*, Proceeding, 2013.
- [12] Pierre Auger Collaboration, "Pierre Auger Observatory," <http://www.auger.org/observatory>, Citado el: 25 de Enero de 2015.
- [13] Vargas S. *et al.* for the LAGO Collaboration, "LAGO Ecuador, Implementing a set of WCD detectors for Space Weather research: first results and further developments," *The Hague, Netherlands: 34rd International Cosmic Ray Conference*, Proceeding, 2015.
- [14] Conde, José Rubén Sánchez, Instrumentación para el Arreglo de Detectores de Superficie LAGO-México. *Benemérita Universidad Autónoma De Puebla*, 2015. [Tesis de Doctorado].
- [15] Yunior F. Pérez A., Caracterización de Detectores Cherenkov en el Proyecto LAGO (Large Aperture GRB Observatory). *Universidad de Los Andes, Facultad de Ciencias, Departamento de Física*, Mérida-Venezuela, 2009.
- [16] Suárez, M., Instalación de un Detector Cherenkov de agua para la detección de trazas de rayos cósmicos a 956 metros sobre el nivel del mar. *Universidad Industrial de Santander*, 2011.
- [17] Velarde, A., R. Ticona, P. Miranda, "Proyecto Lago Bolivia," *Revista Boliviana de Física*, vol. 15(15), pp. 32-38, 2009.
- [18] Cronin, James W., Thomas K. Gaisser and Simon P. Swordy, "Cosmic Rays at the Energy Frontier. These particles carry more energy than any others in the universe. Their origin is unknown but may be relatively nearby," Auger Collaboration, http://auger.cnrs.fr/presse/ScAm_jan97.html, Citado el: 10 de Diciembre de 2015.
- [19] Friedlander, Michael Wulf, "Cosmic Ray. Cosmic rays from the Sun," <http://www.britannica.com/topic/cosmic-ray>, Citado el: 20 de Diciembre de 2015.

- [20] Benítez de Lugo, Manuel Aguilar, "Cien años de rayos cósmicos: Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales," Director del Departamento de Investigación Básica del CIEMAT, XIII Programa de Promoción de la Cultura Científica y Tecnológica, vol. 105, No. 1, pp. 107-128, 2011.
- [21] INAOE, "High Altitude Water Cherenkov. El observatorio de Rayos Gamma HAWK," <http://www.inaoep.mx/~hawc/>, Citado el: 2016 de Marzo de 27.
- [22] Rosso, Antonella, "A superconducting shield to protect astronauts," <https://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2015/32/News%20Articles/2038160>, Citado el: 8 de Julio de 2015.
- [23] Brumfiel, Geoff, "Cloud formation may be linked to cosmic rays. Experiment probes connection between climate change and radiation bombarding the atmosphere," <http://www.natura.com/news/2011/110824/full/news>. 2011. doi:10.1038/news.2011.504. Citado el: 5 de Febrero de 2016.
- [24] Cern online publication, "Cosmic rays: particles from outer space. Earth is subject to a constant bombardement of subatomic particles that can reach energies far higher than the largest machines," <http://home.cern/about/physics/cosmic-ray-particles-outer-space>, Citado el: 15 de enero de 2015.
- [25] Alessandro, Bruno, Cosmic ray antiprotons measured in the PAMELA experiment. Università Degli Studi Di Bari, Dipartimento Interateneo Di Fisica, "Michelangelo Merlin", 2008.
- [26] Shen, C. S. and Berkey, G. B., "Antiprotons and Positrons in Cosmic Rays," American Physical Society. Phys. Rev. 171, vol. 5, pp. 1344-1348, DOI:10.1103/PhysRev.171.1344.
- [27] Gravitation, Cosmology, and Cosmic-Ray Physics: National Research Council (U.S.), "Panel on Gravitation, Cosmology, and Cosmic-Ray Physics, Physics Survey Committee, Board on Physics and Astronomy and Commission on Physical Sciences, Mathematics, and Resources", ISBN 0-309-03579-1.
- [28] Alessandro De Angelis, "Spontaneous Ionization to Subatomic Physics: Victor Hess to Peter Higgs [Talk]," NFN Univ. Udine, INAF & LIP/IST Lisboa, Spacepart CERN, November 2012. <http://indico.cern.ch/event/197799/contributions/371924/attachments/291924/408037/12SpacepartDeangelis.pdf>.

- [29] Pierre Auger Collaboration, "A Timeline of High-Energy Cosmic Rays History," *Pierre Auger Observatory*. <https://www.auger.org/index.php/cosmic-rays/timeline>.
- [30] Clay, Roger W. and B. Dawson, *Cosmic bullets: High energy particles in astrophysics*. 1998.
- [31] William F. Hanlon, "Updated cosmic ray spectrum of various experiments." <http://www.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [32] Longair, S. Malcom, *High Energy Astrophysics, Third Edition*. *Cambridge University Press*, 2011.
- [33] Loran de Vries, "Search for a correlation between HiSPARC cosmic-ray data and weather measurements," *National institute for subatomic physics*, 2012. http://www.academia.edu/7827042/MASTERS_THESIS_PHYSICS_COMMUNICATION_AND_EDUCATION_VARIANT_Search_for_a_correlation_between_HiSPARC_cosmic-ray_data_and_weather_measurements.
- [34] Bhattacharjee, P., "Origin and propagation of Extremely High Cosmic Rays," 1999. astro-ph/9811011v2.
- [35] Biermann, Peter L. and Günter Sigl, "Introduction to Cosmic Rays," *Lect. Notes Phys.*, vol. 576, pp. 1-26, 2002. arXiv:astro-ph/0202425.
- [36] Groom, D., Mokhov, N. and Striganov, S., "Muon stopping power and range tables 10 [MeV]–100 [TeV]," *Atomic data and nuclear data tables*, vol. 78(2), pp. 183-356, 2001. <http://dx.doi.org/10.1006/adnd.2001.0861>.
- [37] Segré, E., "Nuclei and Particles," *Benjamin*, vol. 65, 1964.
- [38] Tsai, Y.S. *Rev. Mod. Phys.*, vol. 46, pp. 815, 1974
- [39] Rossi, B., "High Energy Particles," Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [40] Beringer, J., J. Arguin, R. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. Groom, *et al.*, "Review of Particle Physics," *Physical Review D*, vol. 86(1), 2012. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevd.86.010001>.
- [41] Longo, E. and I. Sestili, *Nucl. Instrum. Methods 128*, vol. 283, 1975.
- [42] Neutrino Detection, <http://t2k-experiment.org/neutrinos/neutrino-detection/>.

- [43] Tamm, I. J. *Phys. U.S.S.R.*, vol. 1, 439, 1939.
- [44] Lohmann, W., R. Kopp, and R. Voss. "Energy loss of muons in the energy range 1-10000 [GeV]," Geneva:CERN, 1985.
- [45] Bezrukov, L. B. and E. V. Bugaev, *Sov. J. Nucl. Phys.(Yad. Phys. 33, 1195-1207 (1981))*, vol. 33, pp. 635-643, 1981.
- [46] Armstrong, T. A. *et al. Phys. Rev. D5*, 1640; *Nucl. Phys. B41*, 445, 1972.
- [47] CORSIKA-COSmic Ray SIMulations for KAScade, "Air shower simulation in CORSIKA," Institute for Nuclear Physics (IKP). <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>.
- [48] Vernetto, S., "Detection of Gamma-Ray Bursts in the 1 GeV-1 TeV energy range by ground based experiments," *Astropart.Phys.*, vol. 13, pp. 75-86, 2000.
- [49] Peter, K. F. Grieder, "Extensive Air Showers, High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects". A Tutorial, Reference Manual and Data Book, vol. 1. University of Bern, Physikalisches Institute, 2010. DOI 10.1007/978-3-540-76941-5.
- [50] D. Allard et all, "Use of Water Cherenkov Detectors to detect Gamma Ray Bursts at the Large Aperture GRB Observatory (LAGO)," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (ELSEVIER)*, vol. 595, pp. 70-72, 2008.
- [51] EMI Electronics Electron Tubes Division, EMI Photomultiplier Tubes. https://frank.pocnet.net/other/EMI/EMI_Photomultiplier_Tubes_1970.pdf, 1970.
- [52] Kalytis Romualdas, "Photon Counting in Astrophotometry: Fundamentals and Some Advices for Beginners," *Tr. J. of Physics*, vol. 23, pp. 335-345, 1999.
- [53] University of Pennsylvania, Department of Physics & Astronomy, "Averaging, Errors and Uncertainty," June 2016. https://www.physics.upenn.edu/sites/www.physics.upenn.edu/files/Error_Analysis.pdf.
- [53] *Photomultiplier Tubes, Basics and Applications*, 3 Ed. Hamamatsu Photonics K., 2007.