

Búsqueda de fotones de ultra-alta energía en el flujo de rayos cósmicos

Patricio López González

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires



Junio de 2021

TEMA: Discriminación entre rayos cósmicos fotónicos y hadrónicos de ultra-alta energía

ALUMNO: Patricio López González

LU N° : 477/11

LUGAR DE TRABAJO: Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (ITeDA)

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Brian Wundheiler

CODIRECTOR o COLABORADOR: Dr. Nicolás González

FECHA DE INICIACIÓN: Abril de 2020

FECHA DE FINALIZACIÓN: Junio de 2021

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

Alumno: Patricio López González

Jurado 1

Director: Dr. Brian Wundheiler

Jurado 2

Profesora: Dra. Silvina Ponce Dawson

Jurado 3

Búsqueda de fotones de ultra-alta energía en el flujo de rayos cósmicos

Resumen

La posibilidad de una componente fotónica en el flujo de radiación cósmica es uno de los problemas abiertos en la Física de Astropartículas. La búsqueda de fotones de ultra-alta energía complementa las mediciones de los rayos cósmicos y neutrinos hacia una comprensión multi-canal de los fenómenos astrofísicos más energéticos. En particular, el descubrimiento de un flujo de fotones con energías entre 3×10^{16} eV y 3×10^{17} eV constituiría un hallazgo de alto impacto, y abriría una ventana para el estudio de los procesos con mayor energía en el Universo.

En la búsqueda de fotones de ultra-alta energía es crucial definir parámetros sensibles a la composición capaces de rechazar adecuadamente el fondo hadrónico de los rayos cósmicos. El contenido muónico de las lluvias atmosféricas inducidas es una de las características de mayor relevancia a la hora de dilucidar una estrategia de discriminación entre fotones y hadrones.

En este contexto, los objetos astrofísicos más violentos, y también menos entendidos, podrían ser fuentes de partículas neutras. La observación simultánea de fotones y neutrinos, denominada como Astronomía de Multi-mensajero, es un recurso crucial para descubrir las fuentes de CRs y describir así los procesos subyacentes responsables de su actividad. El descubrimiento de fotones en esta energía tendría un enorme impacto en la investigación astrofísica, al no sufrir deflexiones en los campos magnéticos del medio intergaláctico permitirían la reconstrucción de la dirección de la fuente que los emite.

En este trabajo se estudian distintos observables físicos que caracterizan el desarrollo de la cascada de partículas secundarias con el ingreso del rayo cósmico a la atmósfera terrestre. Además, se analiza la combinación de distintos observables para optimizar el poder clasificatorio de los mismos, y así separar el fondo predominante de hadrones de los fotones de ultra-alta energía. Particularmente, se propone un observable, basado en la densidad de muones de alta energía que arriban al nivel de detección, cuyo desempeño se caracteriza por una eficiencia del 98% para un rechazo al fondo hadrónico de 99,9%.

Agradecimientos

A Brian y a Nico por su inmensa paciencia y dedicación. El último año ambos se juntaron conmigo todas las semanas a discutir los resultados, los análisis, los errores y todo lo que conllevó un trabajo como este en el contexto de un año tan especial.

A Josefina por estar siempre cerca mio y ser parte de este largo proceso en todo momento.

A Sofía por su invaluable ayuda para cerrar el detalle final de esta Tesis de Licenciatura.

Índice general

1. Rayos cósmicos	11
1.1. Espectro de energía	12
1.2. Fotones de ultra-alta energía	14
1.3. Lluvias atmosféricas extensas	14
1.4. El Observatorio Pierre Auger	16
1.4.1. Detector de superficie	16
1.4.2. Detector de muones subterráneo	17
1.5. Objetivos	19
2. Simulación de EAS	21
2.1. Cosmic Ray Simulation for Cascade	21
2.2. Producción y Almacenamiento	22
2.3. Análisis	24
3. Aspectos generales de las EAS	27
3.1. Incidencia normal y energía fija	27
3.1.1. Partículas secundarias	27
3.1.2. Distribución sobre el plano de observación	29
3.1.3. Distribución de energía	30
3.1.4. Distribución de ángulo cenital	32
3.1.5. Desarrollo longitudinal	32
3.2. Dependencia con la energía y el ángulo cenital	33
3.2.1. Dependencia con el ángulo de incidencia del primario	33
3.2.2. Dependencia con la energía del primario	38
3.3. Dependencia con la composición del primario	39
4. Discriminación γ-protón	45
4.1. Observables basados en el desarrollo lateral	45
4.1.1. La componente muónica de alta energía	45
4.1.2. Tratamiento de los datos	48
4.1.3. Construcción del observable	48
4.2. Observables basados en el desarrollo longitudinal	54
4.2.1. La energía depositada en la atmósfera	54
4.2.2. Construcción del observable	56
4.3. Combinación de observables	58
4.4. La performance del método	61
5. Conclusiones	63
A. Generación de números aleatorios	65

Índice de figuras

1.1.	Estudio de radiación en función de la altitud por Victor Hess	12
1.2.	Espectro energético de CR	13
1.3.	Diagrama de partículas en una EAS	15
1.4.	Diagrama del arreglo de detectores de superficie SD-433.	17
1.5.	Diseño del UMD	18
2.1.	Estructura del output de las simulaciones	23
2.2.	Distribuciones de energía y ángulo cenital utilizadas para las simulaciones.	23
3.1.	Geometría del desarrollo de las EAS.	28
3.2.	Número medio de especies que alcanzan el nivel de observación	28
3.3.	Densidad de partículas sobre el plano de observación, por componente	29
3.4.	Perfil lateral de densidad de partículas, por componente	30
3.5.	Distribución de partículas secundarias en función de la energía, por componente.	31
3.6.	Distribución de ángulo cenital de partículas secundarias	32
3.7.	Desarrollo longitudinal	33
3.8.	Número medio de especies que alcanzan el nivel de observación, según ángulo de incidencia del primario.	34
3.9.	Densidad de μ^\pm sobre el plano de observación, según ángulo de incidencia del primario.	35
3.10.	Desarrollo lateral de partículas por lluvia y por componente, según ángulo de incidencia del primario.	35
3.11.	Distribución de partículas secundarias en función de la energía según ángulo de incidencia del primario, sobre el plano de observación.	36
3.12.	Desarrollo longitudinal según ángulo de incidencia del primario.	37
3.13.	Distribución de ángulo cenital de partículas secundarias, según ángulo de incidencia del primario.	38
3.14.	Número medio de especies que alcanzan el nivel de observación, según energía del primario.	39
3.15.	Desarrollo lateral de la densidad de partículas por lluvia y por componente, según energía del primario.	39
3.16.	Distribución de partículas secundarias en función de la energía, según energía del primario.	40
3.17.	Número medio de especies que alcanzan el nivel de observaciónsegún composición química del primario.	40
3.18.	Perfil lateral de densidad (LDF) según composición química del primario.	41
3.19.	Distribución partículas secundarias en función de la energía, según composición química del primario.	41
3.20.	Desarrollo longitudinal en lluvias fotónicas	42

3.21.	Desarrollo longitudinal del número de muones según composición química del primario.	43
4.1.	Distribución de energía de los muones, en el nivel de detección y en el UMD	46
4.2.	Distribución de $E_\mu \cos \theta$ en el nivel de observación. según distancia al eje de la lluvia, para primarios p y γ	46
4.3.	Ratio entre la densidad de muones en el nivel subterráneo ($\rho_{\text{he}\mu}$) y sobre el nivel del suelo (ρ_μ) en función de la distancia al eje de la lluvia, para primarios p y γ	47
4.4.	Densidad lateral media de muones de alta energía según composición química del primario.	47
4.5.	Distribución del número de muones sobre el nivel de observación según composición química del primario.	48
4.6.	Factor de mérito en función de la distancia al eje de la lluvia.	49
4.7.	Perfil angular y de energía de la densidad de muones de alta energía.	50
4.8.	Parámetros del ajuste cuadrático para el perfil angular de ρ_{315} en función de la energía, según composición química del primario.	51
4.9.	Parámetros del ajuste en ley de potencias para el perfil de energía de ρ_{315} en función del ángulo θ , según composición química del primario.	51
4.10.	Comparación de los observables surgidos de los ajustes según la composición del primario.	52
4.11.	Factor de mérito de los observables basados en el desarrollo lateral, en función del ángulo y energía del primario.	52
4.12.	Distribución del observable basado en el desarrollo lateral propuesto para protones y fotones primarios.	53
4.13.	Factor de mérito en función de la distancia para distintos observables combinando densidades a diferentes distancias del eje de la lluvia.	53
4.14.	Aplicación del filtro de Savitzky-Golay al desarrollo longitudinal de la energía depositada por las componentes em o μ en una EAS	55
4.15.	Distribuciones de máxima energía depositada en la atmósfera por componente de la lluvia, em o μ	55
4.16.	Perfil del desarrollo máximo de la lluvia en función del ángulo, según composición química del primario.	56
4.17.	Perfil del desarrollo máximo de la lluvia en función de la energía, por componente y según composición química del primario.	57
4.18.	Distribución de los observables basados en el desarrollo longitudinal propuestos para protones y fotones primarios.	58
4.19.	Distribución bidimensional de los observables propuestos según composición química del primario.	59
4.20.	Caracterización de la aplicación del método de discriminante lineal de Fisher, para los observables propuestos.	60
4.21.	Factor de mérito de los observables basados en el desarrollo lateral, longitudinal y la combinación entre ambos, en función del ángulo y energía del primario.	61
4.22.	Curva ROC para el observable basado en el desarrollo lateral y el observable de Fisher	62

Índice de cuadros

- 2.1. Cortes de energía elegidos para las simulaciones para hadrones (ha), muones (μ) y electrones, positrones y fotones (em). 22
- 5.1. Factor de mérito η y eficiencia de detección de la señal fotónica para 99.9 % de rechazo del fondo hadrónico para los observables propuestos. 64

Capítulo 1

Rayos cósmicos

Continuamente la Tierra es bombardeada por partículas de alta energía provenientes del espacio. Los primeros indicios de esta radiación penetrante fueron observados a comienzos del siglo XX. Aún cuando los experimentos se encontraban aislados de cualquier fuente radioactiva, se registraba una señal de fondo en electroscopios y cámaras de ionización de gases. En 1912, Victor Hess estudió la radiación presente en la atmósfera terrestre en función de la altitud. Al constatar valores inesperadamente elevados a cientos de metros del suelo, concluyó que la fuente de la radiación debía estar fuera de la Tierra; es decir, no podía deberse a las emisiones de elementos radiactivos presentes en la corteza terrestre [1]. Una fotografía de uno de sus viajes en globo aerostático se presenta en la Fig. 1.1. En los siguientes 20 años, múltiples experimentos se llevaron a cabo para determinar la composición de esta radiación ionizante. En 1925, Robert Millikan confirmó su naturaleza extraterrestre y denominó al fenómeno como *rayos cósmicos* (CRs, por sus siglas en inglés).

A partir de su descubrimiento se sucedió el hallazgo de nuevas partículas, como el positrón [2] y el muón [3], gracias a la disponibilidad y reproducibilidad de eventos de alta energía, inaccesibles hasta el momento en el laboratorio. En efecto, hasta la década del '50, con la construcción de los primeros aceleradores de partículas, el estudio de los rayos cósmicos constituyó la única fuente disponible para la Física de Altas Energías.

A fines de la década del '30, Pierre Auger postuló la existencia de una cascada de partículas secundarias generada a partir de la incidencia de una partícula primaria de alta energía en la atmósfera [4]. En base a la medición simultánea de partículas en detectores separados por cientos de metros concluyó que sobre la superficie de la Tierra incidía una lluvia extensa de partículas, que dió en llamar *Extensive Air Showers* (EAS). Del estudio de la extensión de estas lluvias estimó que los rayos cósmicos debían tener un espectro de energías superior a los 10^{15} eV. A partir de estos trabajos pioneros y desde la década del '60, muchos experimentos basados en arreglos dispersos de detectores realizan mediciones de lluvias con estimaciones de su energía en valores de hasta 10^{20} eV [5]. Se definen los rayos cósmicos de ultra-alta energía (UHECR) para el estudio de aquellas EAS cuyos primarios superan los 10^{16} eV.

Desde entonces, la física de CR ha sido una de los campos más activos dentro de la astrofísica, aunque aún hoy muchos interrogantes permanecen todavía sin respuesta. Por un lado, respecto a los mecanismos que proveen a los UHECR de tan inmensa energía. Los modelos astrofísicos convencionales (o *bottom-up*) apuntan a grandes objetos cosmológicos activos como fuentes y aceleradores de UHECR [6]. En este caso, objetos tales como remanentes de supernovas, agujeros negros y galaxias con núcleos activos serían los responsables de la generación y aceleración de estas partículas. Mientras que en otras teorías, denominadas *top-down*, se postula que el mecanismo de generación de los rayos cósmicos



Figura 1.1: Estudio de radiación en función de la altitud por Victor Hess. Entre 1911 y 1912, Victor Hess realizó una decena de viajes en globo aerostático para medir la radiación en la atmósfera terrestre. La foto lo muestra a Hess antes de un ascenso hasta cerca de los 4900 m de altitud. Créditos de la fotografía a la *Victor Franz Hess Society*, Schloss Pöllau, Austria.

de más alta energía es producto del decaimiento de partículas supermasivas o de defectos topológicos. Estos últimos casos, reciben el nombre de *non-acceleration models* [7].

La caracterización del espectro de energía revela importantes aspectos acerca de los mecanismos de generación y propagación. Debido al bajo flujo de partículas de ultra-alta energía ($O(1/m^2 \cdot \text{año})$), se necesitan vastos arreglos experimentales para el registro indirecto de los de los UHECRs mediante la medición de las partículas secundarias que componen las EAS y la energía que estas disipan en la atmósfera (ver Sec. 1.3).

La composición química de los CR primarios es también hoy motivo activo de estudio. Si bien se ha determinado que la mayor parte del flujo corresponde a partículas hadrónicas, no se descarta la presencia de primarios fotónicos principalmente por debajo de los 10^{18} eV [8]. Como se verá especialmente en la Sec. 3.3 y Sec. 4.1.1, aún cuando en valor medio la estructura de las EAS generadas por ambas clases de primarios son fundamentalmente distinguibles, las significativas fluctuaciones en sus características lluvia a lluvia, inducidas a partir de los mismos parámetros de incidencia de la partícula primaria, genera un solapamiento parcial de sus observables. Así, una fracción de las EAS inducidas por UHECR fotónicos podría, como efecto de estas fluctuaciones, presentar características propias de lluvias hadrónicas y viceversa.

1.1. Espectro de energía

La distribución de energía de los CR depende tanto de las fuentes que los generan como de su interacción con el medio interestelar. Debajo de los 10^9 eV el espectro está dominado por los vientos solares, por lo que presenta significativas variaciones estacionales. El espectro para energías superiores sigue una ley de potencias, de manera que:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

La Fig. 1.2 muestra el espectro de energía medido por numerosos experimentos a lo largo de más de siete órdenes de magnitud. De aquí que arriben cientos de partículas por m^2 por segundo para energías del orden de 10^9 eV y tan sólo una por km^2 por siglo para la parte más alta del espectro (10^{20} eV). La curva es notablemente estable en su forma funcional a lo largo de un enorme rango de energías, y presenta sólo algunas variaciones significativas que se conocen como la primera rodilla (4×10^{15} eV), la segunda rodilla (entre 5×10^{16} eV y 5×10^{17} eV) y el tobillo (3×10^{18} eV). En la primera rodilla el parámetro α aumenta de aproximadamente 2.7 a 3, por una supresión en el flujo de partículas livianas [9]. De la misma manera, la segunda rodilla también está asociada a una transición a elementos más pesados. Para las energías entre la primer y segunda rodilla, los campos magnéticos de las fuentes de CR no son capaces de confinar partículas livianas en nuestra galaxia. Esta particularidad produciría una transición entre CR galácticos livianos a CR galácticos pesados [10].

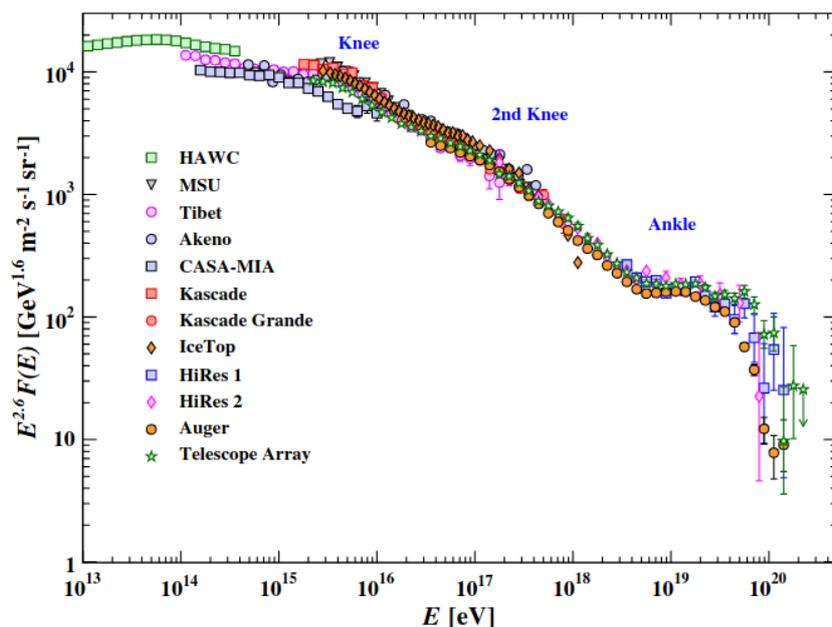


Figura 1.2: Mediciones del espectro de energía de los CR para varios experimentos. El eje vertical se encuentra escalado con un factor $E^{-2.6}$ para resaltar la primera rodilla (*Knee*), la segunda rodilla (*2nd Knee*) y el tobillo (*Ankle*). Extraído de [11, Sec 29.5].

En cuanto al tobillo, el espectro se aplana sugiriendo la predominancia de una nueva componente. Esta parte del espectro se presume estar dominada por CR extra-galácticos [12]. A energías cercanas a 10^{20} eV, el espectro sufre una supresión, tan rápida que incluso deja de ser posible describirla con una ley de potencias. Esta abrupta caída es conocida como el *cut-off*, y representa la parte más alta del espectro registrada al momento. El origen de esta supresión se estima asociado a la interacción de los UHECR con la radiación de fondo de microondas (CMB), en lo que se conoce como el efecto GZK [13, 14].

1.2. Fotones de ultra-alta energía

La composición química de los CR en la escala de los GeV es bien conocida, gracias a que, debido a su abundancia, es posible registrarlos de manera directa [15]. A energías más altas, la falta de estadística impone estimar las características de la partícula primaria a través de las EAS que induce, lo que complica en gran medida la determinación de la composición química del primario. Si bien es sabido que el flujo está en gran parte dominado por núcleos atómicos, aún es una incógnita la existencia (y por tanto la proporción) de fotones de ultra-alta energía en el flujo de UHECR [16]. Mediciones recientes ubican al fotón más energético registrado en el orden de 10^{15} eV [17, 18, 19]¹. La detección de un flujo de fotones o la estimación de un límite superior ante la no-observación impone restricciones a los posibles mecanismos de aceleración de CR [20]. Los primarios fotónicos con energías en torno a 10^{17} eV poseen una longitud de atenuación de 50 kpc, de modo que sus posibles fuentes deben encontrarse en el entorno galáctico [21].

Si bien las EAS inducidas por primarios hadrónicos y fotónicos son fenómenos cualitativamente similares (ver Sec. 3.3), presentan algunos rasgos distintivos que permiten su identificación. Por ejemplo, el contenido muónico y algunas características de su desarrollo longitudinal son normalmente utilizados para clasificar lluvias de uno y otro tipo [22]. Es decir que, en el estudio y clasificación de las lluvias, radica la posibilidad de encontrar fotones con energías a partir de 10^{16} eV. A la fecha múltiples experimentos han buscado fotones de ultra-alta energía por encima de los 10^{18} eV [23, 24], sin lograr identificar unívocamente ningún evento producido por un fotón que no pudiese ser explicado como una fluctuación estadística del fondo hadrónico.

1.3. Lluvias atmosféricas extensas

Cuando el UHECR entra en la atmósfera, su energía se distribuye en una multitud de partículas secundarias generadas por su interacción con el medio. Estas partículas se reproducen en forma de cascada generando una lluvia que puede extenderse a lo largo de varios kilómetros sobre la superficie de la Tierra. En la Fig. 1.3 se presentan esquemáticamente los procesos de producción de partículas intervinientes en las EAS.

El modelo de Heitler-Matthews [26] es popularmente utilizado para describir, de manera simplificada, los procesos detrás de la producción de partículas secundarias en las EAS. Para ello se vale de la definición de dos tipos de cascadas: hadrónicas y electromagnéticas.

Cascadas hadrónicas: si la partícula primaria es un hadrón su interacción con la atmósfera dará lugar a una generación de mesones, de los que se destacan los piones, en fracciones iguales de sus tres tipos. Mientras los π^0 decaen casi inmediatamente en dos fotones, los π^\pm tienen un tiempo de vida medio tal que pueden interactuar con otras moléculas del medio antes de decaer. En cada interacción se reproduce el mecanismo anterior, dividiendo la energía en una nueva generación de piones. Como la energía media por partícula disminuye exponencialmente a cada paso, el proceso es posible hasta que se alcanza una energía crítica, a partir de la cual, los piones cargados no tienen energía suficiente para interactuar con el medio antes de decaer. Cuando esto sucede, estos piones decaen en muones y neutrinos ($\pi^-[\pi^+] \rightarrow \mu^-[\mu^+] + \bar{\nu}_e[\nu_e]$). La mayoría de estos muones llegan a la superficie terrestre antes de decaer, conformando una componente significativa de la lluvia. A esta componente suele llamársela componente muónica de la lluvia.

¹El trabajo de la colaboración LHAASO, publicado el 17 de Mayo de 2021, marcó un nuevo máximo al observar fotones de aproximadamente 1.4×10^{15} eV.

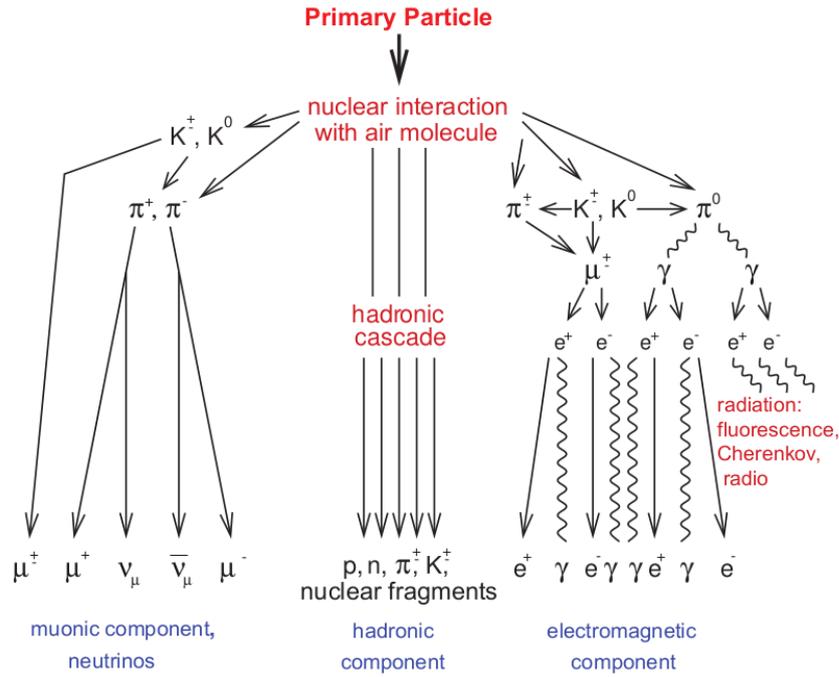


Figura 1.3: Diagrama de las partículas secundarias presentes en una EAS [25].

Cascadas electromagnéticas: los fotones de alta energía pueden también generar un efecto de cascada al interactuar con la atmósfera. Esto ocurre tanto cuando el primario es un fotón o cuando un π^0 producido en una lluvia hadrónica decae en fotones. Es decir, las cascadas electromagnéticas están presentes independientemente de la naturaleza del primario. En el caso electromagnético, esta cascada está determinada por dos procesos: producción de pares y emisión por bremsstrahlung. El fotón interactúa con el medio generando un par e^-, e^+ y estas dos partículas a su vez irradian fotones a una distancia típica. En la siguiente iteración los fotones emitidos reinician el proceso mientras que las partículas cargadas repiten la emisión. La reproducción de partículas continúa hasta alcanzar una energía crítica donde la pérdida de energía por colisiones sobrepasa a las pérdidas por radiación. En ese momento se alcanza el número máximo de partículas de la cascada, y la lluvia alcanza su máximo desarrollo.

Este modelo resulta una herramienta útil para tener una noción general de lo que sucede en una EAS. Sin embargo, las EAS involucran una enorme diversidad de posibles interacciones además de las descritas. Entre las más relevantes a efectos de este trabajo están las interacciones fotonucleares presentes a altas energías [27, 28]. Debido a estos procesos, pueden producirse interacciones entre fotones y núcleos N del medio,

$$\gamma N \rightarrow \pi^\pm N' \quad (1.2)$$

De esta forma, es posible la generación significativa de piones en las etapas tempranas de EAS fotónicas. Por este motivo, existe una débil componente muónica aún en EAS iniciadas por fotones, que dificultan su discriminación de lluvias hadrónicas. En el Cap. 3 se discuten las características fundamentales de las EAS, incluyendo su dependencia con la composición del primario.

La estructura de las lluvias se puede estudiar a través de dos aspectos complementarios: su desarrollo longitudinal y su desarrollo lateral.

Por un lado, el desarrollo longitudinal de las EAS se estudia normalmente en unidades de profundidad atmosférica atravesada X_v :

$$X_v = \int_{h_0}^{\infty} \rho dh \quad (1.3)$$

donde ρ es la densidad de la atmósfera y h_0 una altitud de referencia. Por definición, es producto de una densidad y una longitud, por lo que sus unidades son g cm^{-2} . En particular, para un CR que incide verticalmente, esta profundidad es cercana a cero en la alta atmósfera y del orden de 10^3 g cm^{-2} sobre el nivel del mar. Si la incidencia no es vertical, esta definición debe corregirse según su ángulo cenital de arribo θ . Considerando que para $\theta < 80^\circ$ puede despreciarse en buena aproximación la curvatura de la Tierra, de manera que:

$$X = \frac{X_v}{\cos \theta} \quad (1.4)$$

La profundidad atmosférica corregida X se denomina *slant depth*, y es el parámetro utilizado para caracterizar el desarrollo longitudinal de la EAS de manera independiente al ángulo θ de incidencia. La profundidad atmosférica en la que se alcanza el máximo longitudinal se conoce como X_{max} .

El desarrollo lateral de las lluvias se debe fundamentalmente a la dispersión coulombiana y, en menor medida, al momento transversal resultante de las interacciones y decaimientos [29, 30]. Mientras que los hadrones se encuentran muy localizados con relación al eje de la lluvia ($\sim 100 \text{ m}$), muones, electrones y fotones se dispersan a distancias mucho mayores ($\sim \text{km}$). La densidad de partículas secundarias se estudia en función de la distancia al eje de la lluvia sobre un plano perpendicular al mismo; con lo que se conoce como *lateral distribution functions* o LDF. Las LDF son familias de distribuciones que pueden adaptarse para modelar estos perfiles para distintos tipos de partículas [31, 32].

1.4. El Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger está situado cerca de la localidad de Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina. Con una altitud promedio de 1452 m y un área de 3000 km^2 , fue diseñado para detectar lluvias extensas en la parte más alta del espectro de energías, por encima de los $\sim 10^{17} \text{ eV}$. Se vale de un mecanismo híbrido de detección basado en dos tipos de mediciones complementarias de las EAS; por un lado, los detectores de superficie (SD) miden la huella de la lluvia sobre el suelo y, por el otro, el detector de fluorescencia (FD) que, valiéndose de la fluorescencia del nitrógeno atmosférico ante el paso del frente de la lluvia, es capaz de medir su desarrollo longitudinal.

1.4.1. Detector de superficie

El arreglo original del SD consiste en una red triangular de 1600 *Water-Cherenkov Detectors* (WCDs) separados por 1.5 km (SD-1500). La radiación emitida por las partículas secundarias de la EAS al atravesar una estación del SD es capturada por tres tubos fotomultiplicadores (PMTs) en su interior. Las estaciones cuentan, además, con una electrónica específica que procesa las señales y determina, a partir de un conjunto de *triggers*, cuándo éstas son lo suficientemente significativas como para ser centralizadas. Este proceso se lleva a cabo gracias a un sistema de antenas de radio colocadas encima de cada uno de los

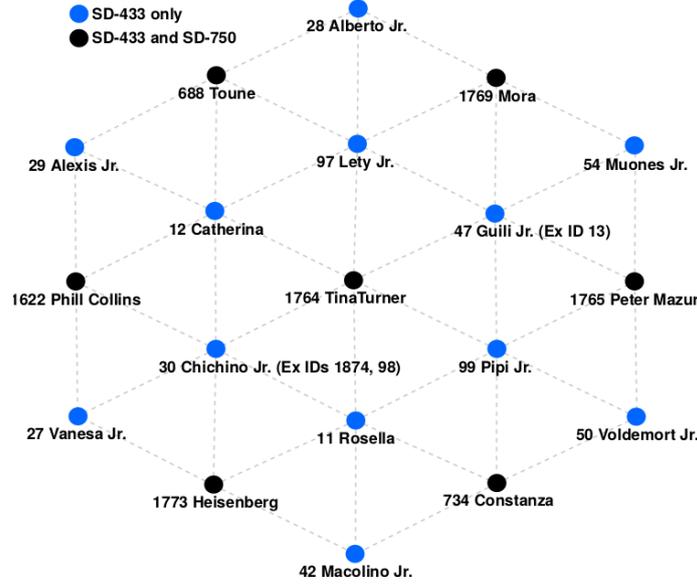


Figura 1.4: Diagrama del arreglo de detectores de superficie SD-433. Cada punto representa una estación del SD separada ~ 433 m de la vecina más próxima. En negro se identifican las estaciones compartidas por los arreglos SD-750 y SD-433, mientras que, en azul se representan las que exclusivamente forman parte del SD-433.

WCDs. Además, estos cuentan también con una antena GPS que permite la triangulación de la posición de las estaciones para calcular los tiempos de disparo en cada una de ellas. Todos estos equipos son alimentados mediante celdas solares y un conjunto de baterías que proveen la energía necesaria para su funcionamiento. Una vez centralizadas, se determina si estas señales representan un evento sólo en caso de encontrar coincidencia en por lo menos tres estaciones no co-lineales. Este arreglo es completamente eficiente para EAS desde los 3×10^{18} eV.

Con el objetivo de extender la sensibilidad a menores energías, el observatorio cuenta con dos grillas de menor espaciamiento. A la mencionada SD-1500, se le suman 61 WCDs en una red de 750 m (SD-750) que extiende el umbral de energía un orden de magnitud hasta los 3×10^{17} eV y, por otro lado, 19 WCDs más en una red de 433 m (SD-433) para lograr mediciones eficientes hasta el umbral de 3×10^{16} eV. De esta última se presenta un esquema del arreglo en la Fig 1.4. Debido al rango de energías en el que logra su mayor eficiencia, es el SD-433 donde se espera poder lograr la medición de EAS inducidas por fotones de ultra-alta energía. Más específicamente, este último arreglo está diseñado para ser eficiente en ángulos cenitales $\theta < 45^\circ$ y energías $E > 10^{16}$ eV. Esto significa que una lluvia en este rango de E y θ es reconstruida con una probabilidad mayor a 95 % [33].

1.4.2. Detector de muones subterráneo

Los WCD son sensibles al paso de partículas cargadas. En particular, tanto muones como electrones (y positrones) generan fotones Cherenkov que son registrados por los PMTs. Para estudiar la componente muónica específicamente, se emplean detectores subterráneos basados en la técnica de centelleo apareados con estaciones del SD-750 y del SD-433. Las estaciones del *Underground Muon Detector* (UMD) se encuentran enterradas a una profundidad de entre 2.25 m y 2.50 m. Gracias al apantallamiento provisto por el suelo, el UMD está blindado de la componente electromagnética de la lluvia y, asimismo, de la componente muónica de baja energía de la lluvia.

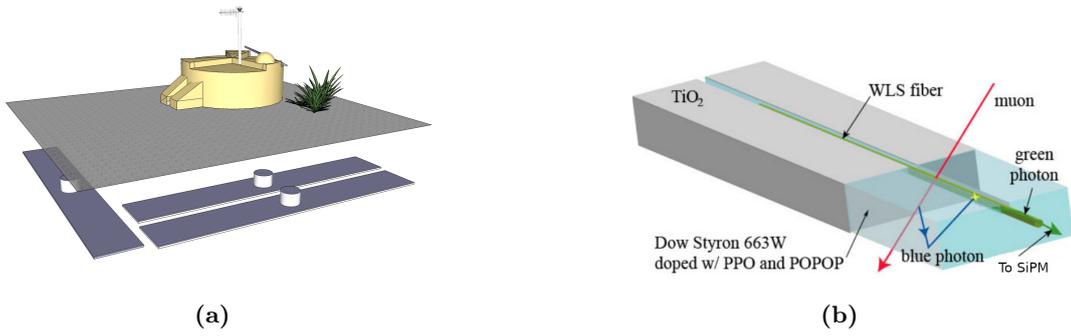


Figura 1.5: Diseño del UMD. En (a) se muestra el emplazamiento de los detectores subterráneos apareados a los WCD. En (b) se detalla el mecanismo de detección de muones mediante las barras centelladoras.

Los muones de las lluvias pueden caracterizarse por su energía cinética típica como *minimum ionizing particles*, en el sentido de que depositan la menor cantidad de energía por unidad de masa atravesada [11, Sec 33.2.3], esto es entre 1.6 y $1.8 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Motivo por el cual logran penetrar varios metros a través del suelo.

Cada estación del UMD consiste en tres módulos de 10 m^2 . Cada módulo está compuesto por un arreglo de 64 barras centelladoras de 4 m de longitud, con una sección de 41 mm de ancho y 10 mm de alto [34]. La Fig. 1.5a muestra un esquema de una estación del UMD con su WCD asociado. Cuando un muón atraviesa una barra centelladora, estas generan una radiación de centelleo que es colectada a través de una fibra óptica que recorre la barra hasta un fotomultiplicador de silicio (SiPM). Las barras se componen de una base de poliestireno (Styron 663 W) dopado y están recubiertos con una capa reflectora de TiO_2 . A su vez, las fibras ópticas están diseñadas para maximizar la absorción de fotones en el rango del verde y su emisión en el rango del azul. Esto se debe a que los SiPM poseen una máxima eficiencia cuántica en estas longitudes de onda. La Fig. 1.5b esquematiza todo el proceso.

Cada uno de los SiPMs en los extremos de las barras colectan la señal y la envían a una electrónica específicamente diseñada para el proyecto, donde se realiza localmente la digitalización y acondicionamiento de la señal. Al igual que para el SD-1500 las estaciones tienen implementado un sistema de *triggers* para determinar la significancia de las mediciones. De esta manera, se definen localmente los eventos a ser centralizados, lo cual representa una optimización necesaria debido al volumen de datos generados en cada estación por unidad de tiempo [35].

Los muones que arriban al UMD son aquellos que tienen la energía suficiente como para atravesar el blindaje que proporciona el suelo. La energía de corte E_{cut}^{μ} puede ser estimada si se tiene en cuenta que la densidad del suelo en el emplazamiento del UMD es de $(2.38 \pm 0.05) \text{ g cm}^{-3}$ [36]. Además, puede considerarse que los muones pierden energía linealmente a medida que avanzan en el medio [37]. Si se consideran muones con incidencia θ y energía depositada por unidad de masa y densidad del suelo constantes, se puede estimar el umbral de energía resultando en:

$$E_{\text{THR}}(\theta) = \frac{1}{\cos \theta} (961 \pm 127) \text{ MeV} \simeq \frac{1}{\cos \theta} \text{ GeV} \quad (1.5)$$

Esto conforma lo que se denomina la componente muónica de alta energía de la EAS y se trata en detalle en la Sec. 4.1.1.

1.5. Objetivos

El UMD ofrece una oportunidad novedosa y directa para medir muones de alta energía en las EAS, que están íntimamente relacionados con la composición del primario. En el caso de las lluvias iniciadas por fotones de ultra-alta energía, la producción de muones se encuentra casi suprimida, convirtiendo así al UMD en un excelente detector para la determinación del flujo fotónico. La conjunción del SD-433 y el UMD aumenta la sensibilidad del Observatorio a una señal fotónica primaria a energías superiores de 3×10^{16} eV y apunta a determinar definitivamente la composición y el origen de los rayos cósmicos de energías superiores a este valor.

En este trabajo se propone estudiar la construcción de un observable sensible a la composición química del primario que permita discriminar lluvias hadrónicas y fotónicas. Se estudiarán EAS en el rango de ángulos cenitales $\theta < 45^\circ$ y energías entre 3×10^{16} eV y 3×10^{17} eV, en base a la prescripción de eficiencia de detección de EAS del SD-433. Este régimen de energías es de particular interés, dado que existen resultados controversiales acerca de la existencia de fotones primarios alrededor de 10^{17} eV [38, 39, 8, 40]. Para la caracterización de las EAS hadrónicas se simulan lluvias inducidas por protones, ya que dentro de los hadrones estos son los que producen una componente muónica más débil, y por lo tanto, más parecida a la inducida en lluvias fotónicas [26].

Se evalúa el desempeño de observables basados en el desarrollo lateral de la componente muónica de las EAS (Sec. 4.1), así como en el desarrollo longitudinal (Sec. 4.2). En base a este estudio se analiza el poder clasificatorio de una combinación de ambos en base al método del discriminante lineal de Fisher, perteneciente a la familia de algoritmos de Análisis Multivariado, o MVA por sus siglas en inglés (Sec. 4.3). Finalmente, se discute la performance de los observables construidos en la Sec. 4.4.

Capítulo 2

Simulación de EAS

En la actualidad, los UHECR representan la única alternativa para estudiar sistemáticamente la física de partículas a energías superiores a las disponibles en los aceleradores de partículas. Debido a su pequeño flujo sobre la tierra, su caracterización debe ser realizada a partir de la medición indirecta de las EAS que inducen. Estas enormes cascadas de partículas secundarias requieren el desarrollo de complejas implementaciones de software para simular la evolución de las lluvias. Los procesos intervinientes en su desarrollo se basan tanto en las interacciones electromagnéticas como en las hadrónicas. Estas últimas son principalmente extrapolaciones de los modelos desarrollados a menores energías mediante el análisis de datos provistos por los aceleradores de partículas. De esta manera, es posible inferir propiedades del primario a partir de las características de las lluvias que generan. Generalmente basados en implementaciones del método de Monte Carlo, existen muchos programas para simular EAS. Uno de los más populares es CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KAscade) [41]. En este capítulo se da cuenta de los detalles de la simulación de EAS con CORSIKA realizadas para este trabajo (Sec. 2.1). Las herramientas utilizadas para la producción y el análisis de los datos son presentadas y discutidas en las Sec. 2.2 y 2.3.

2.1. Cosmic Ray Simulation for Kascade

Para este trabajo, se utilizó la versión 7.6900 de CORSIKA [42]. Fundamentalmente, este programa es un conjunto de rutinas de FORTRAN que modelan las interacciones que dan lugar a la EAS. Estas interacciones entre partículas son simuladas con modelos hadrónicos de altas y bajas energías, según si la energía total en la interacción en el sistema de laboratorio se encuentra sobre o debajo de los 100 GeV. Para ambos casos, el programa provee múltiples modelos alternativos que difieren en el empleo de diferentes aproximaciones y/o técnicas de cómputo. Para este trabajo se tomaron los modelos EPOS-LHC [43] para las interacciones hadrónicas de alta energía y GEISHA para las de baja energía.

En el orden de energías considerado ($\sim 10^{17}$ eV), el número de partículas que se genera en la cascada es lo suficientemente grande como para requerir optimizaciones que reduzcan los tiempos de cómputo y el volumen de datos almacenados en disco. En particular, el método de *thinning* consiste en evitar la reconstrucción de la trayectoria de algunas partículas debajo de un umbral de energía dado. Después de cada interacción hadrónica, todas las partículas que están por debajo de este umbral son reemplazadas por una única partícula con un peso estadístico apropiado, de manera de garantizar la conservación de la energía total de la lluvia [42, Sec 3.5.35]. Se define ese umbral de energía E_{th} según qué fracción ϵ_{th} represente de la energía total de la lluvia, es decir, la del primario E_0 :

$$\epsilon_{\text{th}} = \frac{E_{\text{th}}}{E_0} \quad (2.1)$$

Como contracara de esta optimización en el tiempo de cómputo y el uso de espacio en disco, el método introduce incertezas adicionales en las cantidades observables de las lluvias, por las fluctuaciones estadísticas derivadas del proceso. Consecuentemente, este parámetro debe ser escogido de manera cuidadosa de acuerdo al objetivo que se persiga en las simulaciones, ya que existe una relación de compromiso entre uso de recursos al computarlas y la incerteza introducida. En la literatura es normalmente utilizado $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ [44], por lo que este mismo es el valor empleado aquí.

Otra optimización utilizada consiste en establecer cortes de energía a partir de los cuales las partículas sean totalmente omitidas de la simulación de la lluvia. Si se eligen según las energías mínimas detectables en un arreglo experimental dado, en la simulación no se altera la física medible de la EAS. Tomando como referencia los umbrales utilizados en las simulaciones oficiales de la Colaboración Auger, se eligieron los cortes de energía según se detalla en la Tabla 2.1.

$E_{\text{ha}}^{\text{cut}}$	E_{μ}^{cut}	$E_{\text{em}}^{\text{cut}}$
$5 \times 10^7 \text{ eV}$	$5 \times 10^7 \text{ eV}$	$2.5 \times 10^5 \text{ eV}$

Tabla 2.1: Cortes de energía elegidos para las simulaciones para hadrones (ha), muones (μ) y electrones, positrones y fotones (em).

Luego de su compilación, donde se determinan principalmente los modelos y optimizaciones a emplear en las simulaciones, CORSIKA requiere de un archivo de entrada con los parámetros de la lluvia a simular, o *steering file*, para ejecutarse. En él se definen los parámetros de impacto de la partícula primaria sobre la atmósfera: su especie, su energía y dirección de incidencia. Y también otros como: el nivel de observación, de *thinning*, los cortes de energía y los parámetros de muestreo del perfil longitudinal. El nivel de observación determina la mínima altitud (o máxima profundidad atmosférica) que alcanza la EAS simulada. Este nivel se fija en las simulaciones en 1452 m (878 g cm^{-2}), en coincidencia con la altitud media del sitio del Observatorio Auger.

Producto de estas simulaciones se obtienen, por un lado, los perfiles longitudinales del número de partículas, energía y energía depositada, por cada componente de la lluvia, en función de la profundidad atmosférica X . Por otro lado, CORSIKA computa las características de todas las partículas secundarias que arriban al nivel de observación seleccionado. Para cada partícula, se informa el punto de arribo en el plano de observación (x, y) , con un determinado momento con componentes (p_x, p_y, p_z) y en un tiempo t . Estos parámetros, más la especie de partícula, conforman los 7 valores que caracterizan su llegada al plano de observación. Estos datos se ordenan en una matriz de $N \times 7$, con N el número total de partículas secundarias que llegan al nivel de detección. En caso de activar la opción de *thinning*, a esta estructura se le adiciona una octava columna con el peso estadístico ϵ_{th} asociado a cada partícula. La Fig. 2.1 ejemplifica algunas filas de esta estructura.

2.2. Producción y Almacenamiento

En base a los objetivos expuestos en la Sec 1.5, se produjo para este trabajo un conjunto de 74 000 simulaciones de EAS, iniciadas por fotones y protones primarios, con energías de

1.00100000E+03	1.37409E-03	2.15359E-03	4.09669E-03	-1.04361E+04	1.79396E+04	4.55766E+05	2.34907E+03
1.00100000E+03	3.42989E-02	-1.38476E-02	3.99288E-02	8.79955E+02	-6.78452E+03	4.55872E+05	5.40100E+02
2.00100000E+03	1.14599E-01	8.52222E-03	1.65145E-01	-4.38300E+03	1.37147E+03	4.55746E+05	1.64873E+02
1.00100000E+03	5.60609E-02	1.90413E-03	9.09470E-02	-2.63481E+04	3.90347E+03	4.55341E+05	3.64163E+02
1.00100000E+03	1.34973E-02	2.61911E-03	2.31535E-02	-1.14300E+04	1.40589E+04	4.55649E+05	8.85081E+02
1.00100000E+03	1.84693E-02	1.70661E-03	1.44887E-02	5.43359E+04	9.35728E+03	4.57057E+05	9.80738E+02
1.00100000E+03	1.10152E-02	-2.34262E-04	1.77140E-02	-1.84165E+04	-5.43034E+02	4.55488E+05	1.21679E+03
1.00100000E+03	1.00482E-01	6.50082E-03	1.41571E-01	3.47885E+02	2.60831E+03	4.55836E+05	2.06437E+02
1.00100000E+03	7.29547E-03	-9.21851E-04	1.38520E-02	-3.88482E+03	-7.16430E+02	4.55772E+05	8.85101E+02
2.00100000E+03	4.51348E+01	-1.95671E-03	6.10345E-01	6.65173E+02	-3.46244E+02	4.55841E+05	5.20416E+01
1.00100000E+03	1.58735E-02	3.09483E-03	1.92355E-02	2.11967E+04	9.58488E+03	4.56284E+05	1.51173E+03
1.00100000E+03	1.72204E-02	-4.34530E-03	2.79960E-02	-3.15027E+04	-5.17539E+04	4.55362E+05	8.96844E+02
1.00100000E+03	1.09535E-04	-3.56761E-05	4.19241E-04	2.42329E+04	-8.60410E+03	4.56934E+05	1.41170E+03
1.00100000E+03	3.59056E-02	2.92101E-03	5.13960E-02	6.40895E+02	9.10866E+02	4.55842E+05	5.48068E+02
1.00100000E+03	3.66843E-02	1.79713E-03	6.57586E-02	-1.16048E+04	9.20635E+02	4.55619E+05	4.03057E+02
1.00100000E+03	1.43644E-01	5.41905E-03	1.98653E-01	5.68875E+02	3.01389E+02	4.55839E+05	1.55178E+02
1.00100000E+03	5.33793E-01	-1.32172E-02	7.49462E-01	8.94389E+02	-1.42713E+03	4.55845E+05	4.14255E+01

Figura 2.1: Estructura del output de las simulaciones. Cada fila representa una partícula arribando al nivel de observación (codificada en la primera columna). Las componentes del momento \vec{p} corresponde a la segunda, tercera y cuarta columna. El punto (x, y) y el tiempo de arribo al plano de detección componen las columnas quinta, sexta y séptima. La última columna corresponde al peso estadístico provisto por el método de thinning.

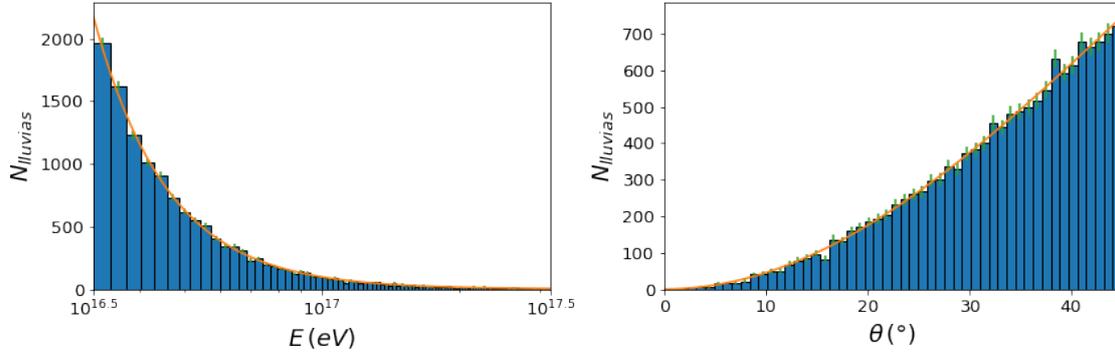


Figura 2.2: Distribuciones de energía (izq.) y ángulo cenital (der.) utilizadas para las simulaciones del flujo continuo: $E \propto E^{-2.7}$ y $\theta \propto \sin^2 \theta$. En línea continua se representa las respectivas distribuciones de probabilidad normalizadas a las 14 000 simulaciones que conforman la muestra, 7000 para cada especie de partícula primaria (protón y fotón).

entre $10^{16.5}$ eV y $10^{17.5}$ eV y ángulos de incidencia cenital entre 0° y 45° . La composición del conjunto de simulaciones puede dividirse en dos grupos:

- Flujo continuo (14 000 lluvias): si se considera un flujo espacialmente isótropo la distribución de ángulos cenitales de incidencia debe ser $\propto \sin^2 \theta$. Además, en base al espectro de energía del flujo de CRs presentado en la Sec. 1.1, puede modelarse la distribución de energías de arribo como $\propto E^{-2.7}$. En la Fig. 2.2 se muestran estas distribuciones para las 7000 simulaciones por primario.
- Flujo discreto (60 000 lluvias): a partir de cada combinación de $\theta \in \{0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 38^\circ, 45^\circ\}$ y $E \in \{10^{16.5} \text{ eV}, 10^{16.75} \text{ eV}, 10^{17} \text{ eV}, 10^{17.25} \text{ eV}, 10^{17.5} \text{ eV}\}$, se simularon 1000 lluvias con parámetros de incidencia fijos, por cada uno de los dos primarios considerados (p, γ). Este muestreo discreto permite analizar la estructura de las EAS sin considerar el impacto de la variación continua de la energía y el ángulo.

La producción de los datos requiere largos tiempos de cómputo y el manejo de grandes

volúmenes de datos ¹. Por ello, casi la totalidad de las simulaciones se computaron en el *cluster* de servidores de ITeDA. Para sistematizar la producción de las simulaciones, se integró la ejecución de CORSIKA en un script escrito por el autor de esta tesis en el lenguaje de consola de Unix, Bash [45]. En este lenguaje resulta natural la paralelización de procesos independientes, por lo que se explotó esta característica para aumentar la producción de simulaciones, maximizando el uso de los procesadores disponibles.

Este script controla también la configuración de los parámetros iniciales de la simulación, en base a la construcción dinámica de los *steering files*. Allí se determinan los parámetros de incidencia del primario según valores fijos dados, o una realización de la energía o el ángulo de incidencia según cierta distribución. Para permitir la reproducción del mencionado flujo continuo, se programaron generadores de números aleatorios en los intervalos de interés, en base a implementaciones del método de Monte Carlo, cómo se muestra en el Ap. A. Las distribuciones de probabilidad para los ángulos cenitales en un flujo isótropo son $\propto \sin^2 \theta$. En cuanto a la energía, se implementó el flujo en base a un espectro $\propto E^{-2.7}$, como una buena aproximación del espectro experimental.

Una vez construido el *steering file* con los parámetros iniciales, se ejecuta CORSIKA para simular la EAS. Cuando esta ejecución concluye, el *output* es procesado por una serie de scripts escritos en Python [46] por el autor de esta tesis, cuyo objetivo es calcular, a partir de los datos crudos, los estadísticos de interés y estructurarlos en formato JSON [47] para su posterior acceso. Este paso es necesario para trabajar en agregaciones basadas en grandes conjuntos de lluvias, ya que su cálculo a partir de los datos crudos resulta un desafío en términos de uso de memoria RAM. Al tener una versión sintetizada de la información de cada lluvia particular, los datos crudos son comprimidos y almacenados en una estructura de directorios. Por último, para facilitar el acceso y filtrado del conjunto de simulaciones, se mantiene un índice de las lluvias según los parámetros del primario con las que son generadas y la ruta de los datos asociados en el sistema de archivos. Los detalles de esta implementación pueden encontrarse en el Ap. B.

2.3. Análisis

El análisis de los datos está realizado con la ayuda de diversos paquetes implementados en Python, fundamentalmente *numpy* [48] como herramienta para el cálculo numérico y *pandas* [49, 50] para la búsqueda y filtrado de las simulaciones.

Para las muestras con pesos estadísticos se utilizan las siguientes definiciones para el cálculo del valor medio, la mediana y el desvío estándar de una muestra $\{x_i\}$ con pesos $\{\omega_i\}$ y de tamaño N .

El valor medio de la muestra $E_\omega[x]$ es:

$$E_\omega[x] = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i} \quad (2.2)$$

con una incerteza dada por:

$$\sigma[E_\omega[x]] = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \omega_i}} \quad (2.3)$$

El cálculo del desvío estándar de la muestra $\sigma_\omega(x)$ se sigue de forma análoga:

¹La simulación de una EAS puede demorar hasta 1 h y su *output* puede pesar, en texto plano, hasta 40 MB.

$$\sigma_{\omega}(x) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \omega_i \cdot (x_i - E_{\omega}[x])^2}{\sum_{i=1}^N \omega_i}} \quad (2.4)$$

La mediana se define como el elemento x_k cuyo índice k satisface:

$$\sum_{i=1}^{k-1} \omega_i \leq \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i}{2} \quad (2.5)$$

donde el conjunto debe estar ordenado de forma creciente según su valor de x_i correspondiente. Siendo este el caso particular del percentil 50, que puede generalizarse trivialmente para un percentil arbitrario.

En la construcción de histogramas se da cuenta de los pesos definiendo el conteo c_n en el bin n -ésimo, tal que:

$$c_n = \sum_{j=1}^{N_n} \omega_j \quad (2.6)$$

donde j es el índice que recorre todas las muestras que caen dentro del bin n -ésimo, y N_n el número total de todas ellas.

Para la varianza de c_n se usa propagación de errores asumiendo una estadística poissoniana subyacente:

$$\text{var}[c_n] = \text{var}\left[\sum_{j=1}^{N_n} \omega_j\right] = \sum_{j=1}^{N_n} \text{var}[\omega_j] \quad (2.7)$$

La $\text{var}[\omega_j]$ está determinada solamente por la fluctuación en el número de eventos considerados:

$$\text{var}[\omega_j] = \text{var}[\omega_j \times 1 \text{ evento}] = \omega_j^2 \times \text{var}[1 \text{ evento}] \quad (2.8)$$

Tomando fluctuaciones poissonianas y usando que la varianza de un evento es simplemente la unidad, se obtiene que:

$$\sigma[c_n] = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_n} \omega_i^2} \quad (2.9)$$

Por último, se hace uso de la fórmula linealizada de propagación de errores a partir de la matriz de covarianza \bar{V} [51, Sec 1.5]:

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right) \left(\frac{\partial f}{\partial x_j}\right) V_{i,j}(\bar{x}) \quad (2.10)$$

A lo largo del Cap. 4 se realizan múltiples ajustes por el método de cuadrados mínimos [51, Cap 7]. La implementación utilizada tanto para el cómputo del método como para el cálculo de estadísticos indicadores del *goodness of fit*, como el *reduced chi-squared* χ_{ν}^2 o la covarianza de los parámetros de ajuste, es el paquete *lmfit* [52] disponible para Python.

En la Sec. 4.2 se trata el problema de encontrar el valor que maximiza cierta cantidad a partir de una señal digital que puede contener una componente de ruido. Este problema se resuelve numéricamente usando el filtro de Savitzky-Golay [53]. Este filtro es una técnica de *smoothing* de señales discretizadas que se basa en el ajuste de polinomios de bajo

orden sobre subconjuntos adyacentes de la señal. Estos ajustes se realizan también a partir del método de cuadrados mínimos, y se parametrizan tanto el tamaño de los conjuntos adyacentes como el orden de los polinomios en los ajustes. La elección adecuada de estos parámetros permite la reconstrucción de la tendencia subyacente de la serie disminuyendo las componentes de ruido. Una vez realizado este proceso sobre la señal, es factible estimar sus extremos locales con una interpolación de los datos y el posterior cálculo de las raíces de su derivada. La implementación del filtro puede encontrarse en Python en el paquete *scipy* [54].

Por último, se analiza la aplicación del método del discriminante lineal de Fisher [55] en base a su implementación en el paquete de modelos de Machine Learning, *sklearn* [56] disponible para Python. Este método se propone como una optimización para el problema de clasificación presentado y discutido en la Sec. 4.3.

Dadas dos clases o hipótesis H_0 y H_1 , en este caso representadas en la composición química de una EAS, y un set de observaciones o estadísticos $\vec{x} = (\dots, x_k, \dots)$, se propone construir un estadístico $t(\vec{x})$ para distinguir entre ambas clases. La elección más simple es una combinación lineal de las observaciones:

$$t(\vec{x}) = F_0 + \sum_k F_k \cdot x_k \quad (2.11)$$

En este caso, el problema consiste en encontrar los coeficientes F_k que maximicen la separación entre las distribuciones de probabilidad $P(t|H_0)$ y $P(t|H_1)$. Esto implica definir primero una noción de separación entre distribuciones estadísticas.

El método de Fisher parte de la consideración de que cada observable x_k se distribuye para cada clase con medias y matrices de covarianza finitas, lo que determina el valor de expectación y la varianza del estadístico construido t . Para optimizar el poder clasificatorio de este estadístico se busca maximizar la diferencia de valores medios de su distribución para cada clase considerada, al tiempo de minimizar su varianza en cada caso [51, Sec 4.4.1].

La implementación utilizada para este trabajo asume, además, que las distribuciones de $P(\vec{x}|H_0)$ y $P(\vec{x}|H_1)$ son gaussianas multidimensionales con matrices de covarianza idénticas. Bajo estas hipótesis, se encuentran los coeficientes F_i y, por otro lado, queda definido un criterio para establecer la separación entre las clases.

Dada una cierta realización caracterizada por los observables \vec{x} , se determina la clase a la que pertenece de acuerdo a aquella que le otorgue una mayor verosimilitud, es decir, la H_n que maximice $P(H_n|\vec{x})$.

Capítulo 3

Aspectos generales de las EAS

En este capítulo se presentan las características principales de las EAS simuladas. El conocimiento detallado de estas características es la clave para el desarrollo de los observables para discriminar primarios hadrónicos de fotónicos que se presentan en el Cap. 4.

Se consideran lluvias iniciadas por protones y fotones primarios en el rango de energías E comprendido entre $10^{16.5}$ y $10^{17.5}$ eV y ángulos cenitales de incidencia θ entre 0° y 45° . Para introducir el estudio se describen de manera cualitativa las EAS generadas por un protón primario de $E = 10^{17}$ eV con incidencia normal, en base a un conjunto de 50 simulaciones, en la Sec. 3.1. Luego se introduce la dependencia de las EAS con la energía y el ángulo del primario en la Sec. 3.2. Por último, se presentan las principales características de lluvias hadrónicas (con el ejemplo de un protón primario) y fotónicas, y sus diferencias salientes en la Sec. 3.3.

Se introducen nociones útiles para el desarrollo del capítulo en la Fig. 3.1. En ella se representa el desarrollo de una EAS inducida por una partícula primaria que incide sobre la Tierra con ángulo cenital θ . La dirección de incidencia determina el denominado eje de la lluvia. Además, se destaca la geometría del frente, dispersado alrededor de este eje, lo que determinará la distribución de las partículas secundarias sobre el plano de observación. Sobre plano perpendicular al eje de la lluvia se definen las LDFs (ver Sec. 1.3), que caracterizan el desarrollo lateral de las EAS.

3.1. Incidencia normal y energía fija

3.1.1. Partículas secundarias

Las lluvias atmosféricas extensas generadas por la interacción del rayo cósmico primario con la atmósfera están compuestas por partículas secundarias de variadas especies. En particular, puede estudiarse qué número medio de cada una de ellas arriba al nivel de observación, situado en los 1452 m, para una EAS iniciada por un protón de 10^{17} eV e incidencia normal. Como se describe en la Fig. 3.2, el producto mayoritario en estos eventos atmosféricos son fotones (γ). Del orden de 10^8 partículas de este tipo arriban en promedio por lluvia al nivel de detección. En segundo lugar, aparecen pares de electrones y positrones (e^- , e^+) que, para los parámetros estudiados, se generan en cantidades medias similares, del orden de 10^7 . Este conjunto de tres partículas fundamentales constituye la manifestación principal de las interacciones de tipo electromagnéticas en las EAS, producidas fundamentalmente por bremsstrahlung y producción de pares, y conforma lo que suele llamarse la componente electromagnética de la lluvia (ver Sec. 1.3). Las partículas

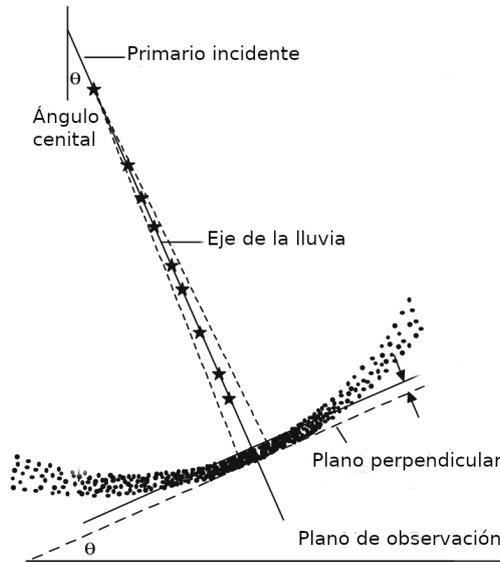


Figura 3.1: Geometría del desarrollo de las EAS. Adaptado de [57, Sec 1.1].

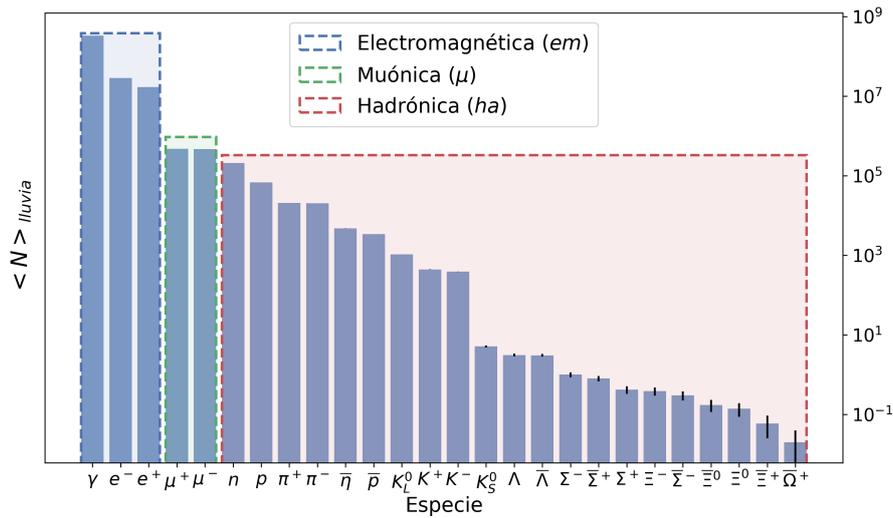


Figura 3.2: Número medio de partículas que alcanzan el nivel de observación por lluvia y por especie de partícula. Se destaca, además, la agrupación de especies por componente de la EAS: electromagnético, muónico y hadrónico. En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

incluidas en esta componente representan el $\sim 99.66\%$ del total de partículas secundarias inducidas en las EAS con los parámetros mencionados.

El resto de las partículas generadas son producto de interacciones fuertes y posteriores decaimientos vía interacción débil. Por un lado, debido al decaimiento de piones cargados, presentes en etapas tempranas de la lluvia, puede observarse la creación de una componente significativa de la lluvia compuesta por muones y anti-muones (μ^- , μ^+), en el orden de 10^5 por lluvia. Esta componente muónica representa el $\sim 0.25\%$ del total de partículas secundarias. Además de muones, los decaimientos de los hadrones producen neutrinos; aunque aquí debe destacarse que la configuración utilizada para computarlas excluye el

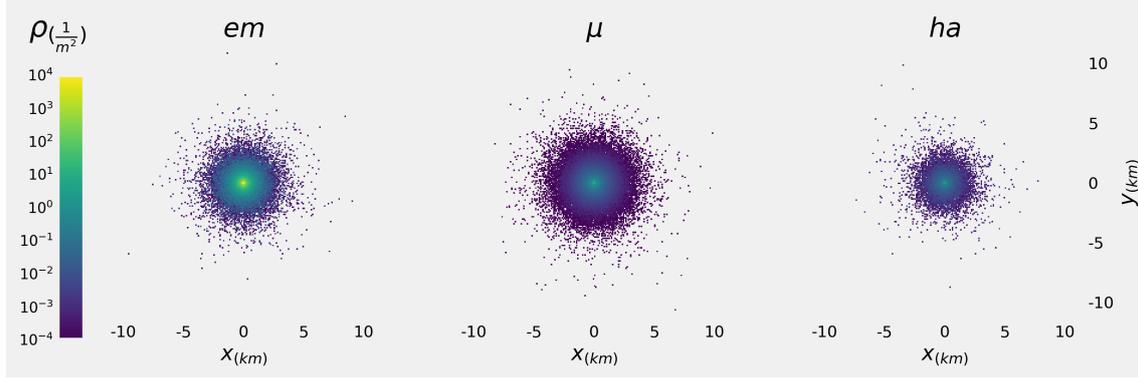


Figura 3.3: Densidad de partículas sobre el plano de observación (1452 m de altitud), por componente: electromagnética (*em*), muónica (μ) y hadrónica (*ha*). En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

registro de esta componente.

La componente hadrónica que predomina en el inicio de las EAS, llega al nivel de observación atenuada por los decaimientos que alimentan las otras componentes. Dentro de la variedad de hadrones, dominan neutrones (n, \bar{n}), protones (p, \bar{p}) y piones (π^+, π^-) con un número medio entre 10^3 y 10^5 . Y, en menor medida, se observan también otros mesones (K^+, K^-, K_L^0, K_S^0) y otras partículas del octete de bariones, ya por debajo de las 10^3 partículas por lluvia. Todas estas especies de hadrones suman el $\sim 0.09\%$ del total de partículas de la lluvia.

3.1.2. Distribución sobre el plano de observación

Este conjunto enorme de partículas arriba al nivel de detección dispersado por sus interacciones con el medio, por lo que los puntos de impacto sobre el plano de cada una de las partículas presentan una distribución característica a lo largo de algunos kilómetros. Además, el UHECR impacta en la atmósfera con una dirección de incidencia, que bajo un flujo isótropo puede caracterizarse con el ángulo cenital θ . Por lo tanto, la EAS se desarrolla en torno a esa dirección preferencial. Es por eso que resulta interesante analizar la distribución lateral de cada componente. La Fig. 3.3 muestra la densidad media ρ sobre el nivel de observación, para las tres componentes de la EAS consideradas.

Como rasgo común a las tres componentes, sus densidades tienen simetría azimutal sobre el plano de observación. Además, la densidad máxima observada se ubica en el punto de impacto de la lluvia, en la intersección de su eje con el plano de observación (típicamente llamado el *core* de la lluvia) y caen abruptamente varios órdenes de magnitud en distancias del orden de los kilómetros. Esta característica revela la no uniformidad del frente de la lluvia, que puede explicarse en parte por la anisotropía intrínseca de un evento generado por una partícula con un momento con dirección dada (en cuyo caso su conservación global privilegia esta dirección). Por otra parte, existe una penalidad geométrica para las partículas secundarias al alejarse del eje de la lluvia. Ya que sus trayectorias son tales que la distancia recorrida dentro de la atmósfera antes de llegar al nivel de observación es mayor. Con esa distancia aumenta la atenuación que provee el medio y consecuentemente se produce este drástico descenso de la densidad de partículas arribando al nivel de detección.

Además de la diferencia en el número total de partículas secundarias en cada componente que se mostró en la Fig. 3.2, cada uno de ellos presenta una distribución radial sobre el plano característica. Esto se pone de manifiesto cualitativamente, por ejemplo, al

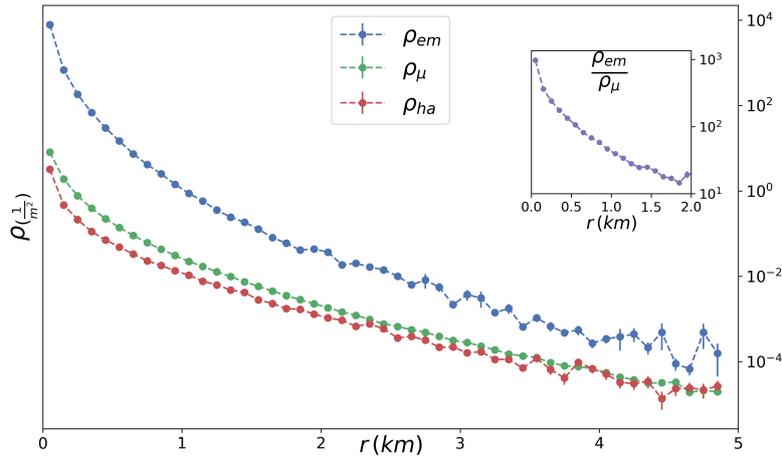


Figura 3.4: Densidad lateral de partículas en el plano perpendicular a la dirección de propagación para las componentes electromagnética (ρ_{em}), muónica (ρ_{μ}) y hadrónica (ρ_{ha}). La figura embebida muestra el desarrollo a lo largo de r del cociente ρ_{em}/ρ_{μ} . En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

comparar las componentes em y μ en la Fig. 3.3. Allí, se verifica que el perfil radial de densidad cae de manera menos abrupta para muones. Aprovechando la simetría sobre el eje de la lluvia, puede reducirse la distribución bidimensional en una única dimensión radial; así, puede considerarse la densidad de partículas en anillos concéntricos al eje de la lluvia sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación, y estudiar en detalle la forma en que decae.

En la Fig. 3.4 se muestra esta densidad en función de la distancia al eje (LDF) para cada componente de la lluvia. Las tres curvas preservan una similitud cualitativa en su desarrollo: la densidad cae aproximadamente como una ley de potencias con un exponente variable con la distancia. Por un lado, a distancias cercanas al eje la caída radial es más abrupta mientras que a distancias grandes el decrecimiento es más suave.

La componente electromagnética sufre una atenuación más rápida que termina por producir una equiparación de las contribuciones de cada componente para distancias lo suficientemente grandes. A modo de cuantificación de esta idea, embebida en la Fig. 3.4, se presenta el cociente de densidades $\frac{\rho_{em}}{\rho_{\mu}}$. La magnitud de la diferencia entre ambas contribuciones es de un factor 10^3 cerca del eje de la lluvia y de un factor 10 a los 2 km del mismo.

3.1.3. Distribución de energía

La energía con la que las partículas secundarias alcanzan el nivel de observación y su distribución alrededor del eje de la lluvia son descriptas en la Fig. 3.5. El eje vertical $\frac{d\langle N \rangle}{dE}$ corresponde al número de partículas en cada bin logarítmico de energía dividido el rango de energías que cada bin representa, para independizar las características principales del espectro de la elección de la escala. Se concentran los esfuerzos en caracterizar las componentes de mayor interés para este trabajo, es decir, la electromagnética y la muónica, excluyendo la componente hadrónica.

Puede observarse en la Fig. 3.5a que ambas distribuciones se desarrollan a lo largo de varios órdenes de magnitud, partiendo de los cortes $E_{cut}^{em} = 2.5 \times 10^5$ eV y $E_{cut}^{\mu} = 5 \times 10^7$ eV (ver Tabla 2.1), que se indican con líneas verticales punteadas, y hasta energías del orden de 10^{13} eV. El valor de la media señalado en la figura con línea discontinua y punteada es de

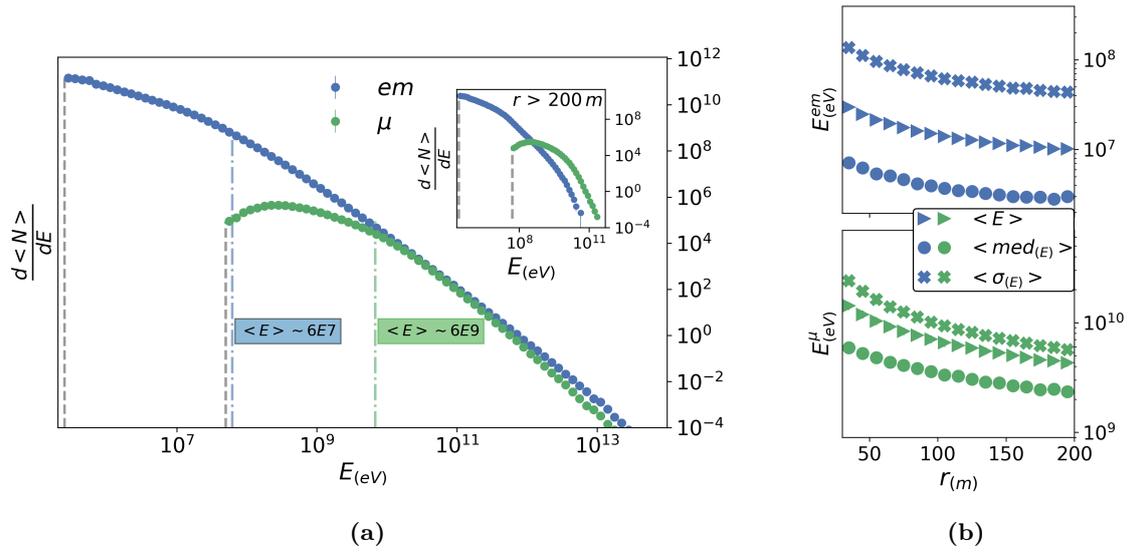


Figura 3.5: Distribución de partículas secundarias en función de la energía para las componentes em y μ . En (a) considerando todo el plano de observación y, embebida, la distribución para distancias > 200 m del eje de la lluvia sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación. Se destaca en línea punteada gris la energía de corte impuesta en la simulación. En color verde y azul se muestran las medias (línea discontinua y punteada) de cada distribución. El desarrollo en función de la distancia hasta 200 m eje de la lluvia se presenta en (b) a través de la mediana, la media y el desvío estándar de la distribución de energía, para ambas componentes. En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

$\sim 6 \times 10^7$ eV para la componente em y $\sim 6 \times 10^9$ eV para μ . La componente em concentra a más del 99% de su población debajo de los 10^9 eV; mientras que para la componente muónica, esta misma cota se encuentra cerca de los 10^{11} eV. Es decir, el 1% restante se distribuye en un intervalo de entre 4 y 2 órdenes de magnitud, respectivamente, por sobre los valores antedichos. Como consecuencia, el espectro presenta una gran dispersión, del orden de 10^9 eV para la componente em , y de 10^{10} eV para la μ .

En la componente em , la energía de corte es tal que no se registra un extremo en la distribución, sino que el flujo decrece monótonamente. Hasta aproximadamente 10^7 eV la caída se presenta más suave, para después hacerse más pronunciada. En cambio, la distribución en la componente μ crece desde E_{cut}^μ hasta el orden de 10^8 eV, donde registra un máximo. A energías mayores el espectro decae de manera cualitativamente similar a la descrita para la componente em . Además, si bien las poblaciones totales de las componentes son significativamente diferentes, a partir de $\sim 10^{10}$ eV se encuentran en el mismo orden. Para energías más bajas el predominio de la componente em es de hasta cuatro órdenes de magnitud.

Embebido en la Fig. 3.5a se muestra el espectro de energías a distancias radiales $r > 200$ m del eje de la lluvia. Allí se verifica que la principal transformación que sufre el espectro es la atenuación del sector de altas energías. Es decir, las partículas con mayor energía se concentran alrededor del eje de lluvia.

En la Fig. 3.5b se da cuenta del desarrollo lateral de la media, mediana y desvío estándar en cada componente. Puede apreciarse que todos los estadísticos tienen un fuerte decrecimiento en los primeros 100 m donde se pierde la parte más energética de la distribución, para luego estabilizarse en sus características globales a excepción del número total de partículas que, por supuesto, decrece (ver Fig. 3.4).

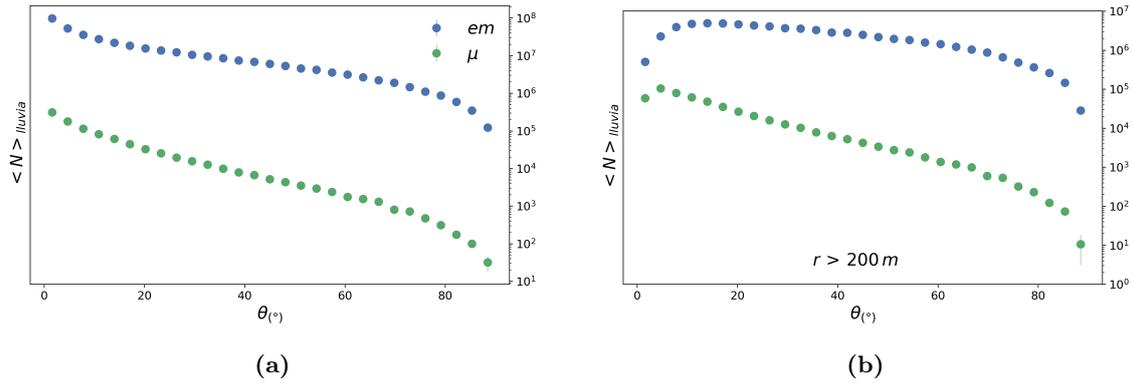


Figura 3.6: Distribución de ángulo cenital θ de partículas secundarias para las componentes em y μ . En (a) considerando todo el plano de observación y, en (b) la distribución para distancias > 200 m al eje de la lluvia. En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

3.1.4. Distribución de ángulo cenital

El arribo de las partículas secundarias al nivel de observación está caracterizado además por la distribución de su ángulo cenital de arribo al nivel de observación θ , como se muestra en la Fig. 3.6a. Coincidentemente con la dirección del primario, la distribución tiene máximo para $\theta = 0^\circ$ y cae de manera abrupta para ángulos más grandes, en ambas componentes estudiadas. La población cae un orden de magnitud en los primeros 20° y a partir de allí comienza un desdoblamiento más paulatino de otro orden de magnitud entre ese ángulo y los 70° .

Las partículas secundarias producidas en la lluvia pueden ser registradas en el plano de observación con dirección prácticamente arbitraria. Esta deflexión del ángulo de arribo respecto al ángulo de incidencia del primario se explica por los sucesivos procesos de dispersión de las partículas secundarias antes de llegar al nivel de detección. Si se compara esta distribución de ángulos con la registrada a distancias $r > 200$ m del eje de la lluvia, en la Fig. 3.6b, se puede apreciar que las distribuciones tienden, especialmente en la componente em , a aplanarse. La abundancia de partículas con ángulos cercanos al de incidencia del primario se diluye con distancias crecientes al eje. En este sentido, la componente electromagnética pierde información acerca de la dirección del primario que la induce al avanzar en su desarrollo lateral, en comparación con lo que sucede con los muones. Este aspecto se debe a que la componente muónica es menos sensible a la interacción con el medio en el que la lluvia se propaga.

3.1.5. Desarrollo longitudinal

Como último aspecto general a destacar del desarrollo de las lluvias, debe mencionarse el desarrollo longitudinal de cada una de sus componentes en términos de la profundidad atmosférica, X . Para ello es útil definir en cada bin de X la cantidad E_{loss} . La misma está compuesta por dos partes: por un lado, E_{ioniz} que mide la cantidad de energía que cada componente de la lluvia deposita en la atmósfera y, por el otro, $E_{<cut}$, que cuantifica la cantidad de energía correspondiente a las partículas que quedan debajo de los cortes en las simulaciones (ver Tabla 2.1). E_{loss} permite reconstruir la conservación de la energía en todo el desarrollo longitudinal de la lluvia.

En la Fig. 3.7a se muestra el desarrollo longitudinal de la lluvia especificando la cantidad de energía contenida en cada componente y la energía perdida acumulada $\int E_{loss}$. Si se sigue

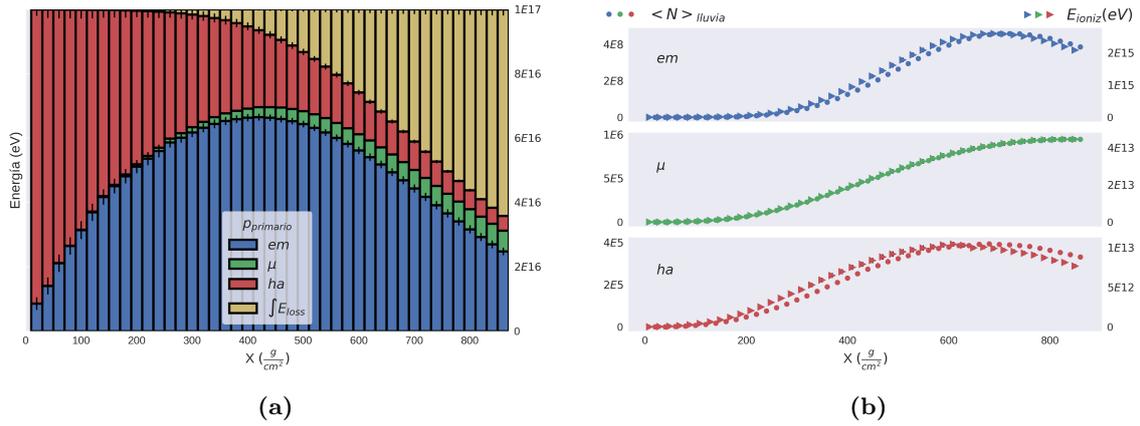


Figura 3.7: Desarrollo longitudinal de energía media en cada componente de la EAS (a) representado en un gráfico de barras apiladas. En (b), la cantidad de partículas y energía depositada E_{ioniz} . En base a 50 lluvias generadas por un protón primario con energía 10^{17} eV e incidencia normal sobre la atmósfera.

este desarrollo longitudinal, se verifica que la energía total de la lluvia comienza concentrada exclusivamente en la componente hadrónica, coincidentemente con la especie del primario. Poco después, comienza la replicación de pocas pero muy energéticas partículas de la componente em que hacia los $\sim 400 \text{ g cm}^{-2}$ concentran la mayoría de toda la energía de la lluvia. En cuanto a la componente muónica, se ve que a partir de esa profundidad comienza a representar una pequeña pero significativa porción de la composición energética total y va en aumento hasta el nivel de observación. Ya en este nivel, más de la mitad de la energía total se disipó y domina la componente em , seguida por la componente muónica alcanzando su máximo desarrollo, y ya predominando sobre la energía almacenada en los hadrones de la lluvia.

Además, se estudia el perfil longitudinal de la cantidad de partículas y de la energía depositada por ellas en la Fig. 3.7b. En primer lugar, se destaca la fuerte correlación entre estos dos observables, por cada componente. Con la multiplicación de las partículas secundarias aumenta la probabilidad de interacciones que se traducen en ionización del medio atmosférico. Este proceso continúa hasta que, dependiendo de la componente, puede producirse una máxima cantidad de partículas secundarias antes de alcanzar el nivel de observación. Este es el caso para las componentes em y ha pero no para μ que, a esta energía y ángulo primario, arriba al nivel de observación aún en crecimiento para la muestra de 50 lluvias simuladas.

3.2. Dependencia con la energía y el ángulo cenital

Los aspectos principales de las EAS fueron descritos para el caso de primarios con parámetros fijos de energía, ángulo de incidencia y composición. En esta sección, se describe cómo se altera la descripción de la lluvia en función de los dos primeros de estos aspectos, mientras que la dependencia con la composición se explorará en la Sec. 3.3.

3.2.1. Dependencia con el ángulo de incidencia del primario

Hasta aquí se han estudiado distintos aspectos de las lluvias de partículas secundarias siempre considerando una incidencia normal del primario sobre la atmósfera. Al considerar ángulos de incidencia mayores, la lluvia se desarrolla atravesando una mayor distancia

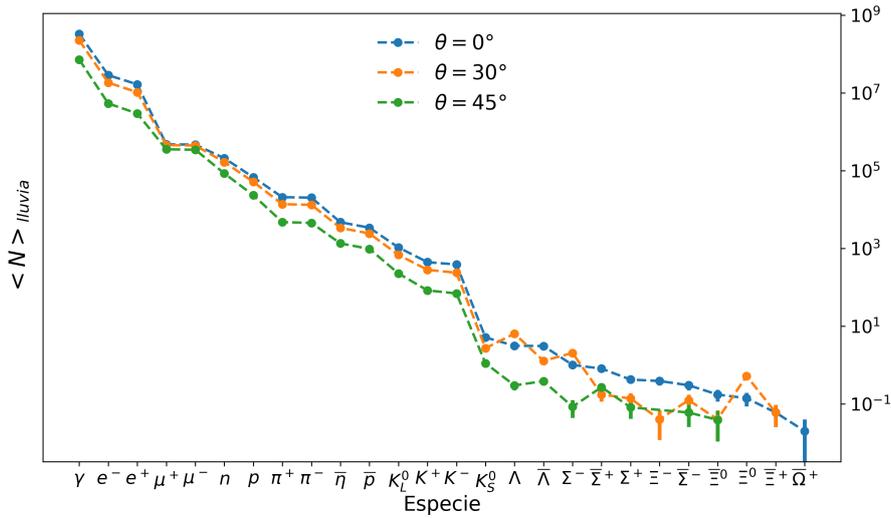


Figura 3.8: Número medio de partículas que alcanzan el nivel de observación por lluvia y por especie de partícula. En base a tres sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos cenitales de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

dentro de la atmósfera, aumentando así, la atenuación que ésta induce. A continuación, se comparan las características principales de la influencia de esta variable en base a tres conjuntos de 50 lluvias, cuyos parámetros iniciales difieren únicamente en el ángulo de incidencia del primario.

La Fig. 3.8 indica que la distribución media de especies de partículas secundarias generadas en una lluvia sufre una transformación apreciable conforme aumenta el ángulo de incidencia. En términos generales, se verifica una significativa atenuación en el número de partículas arribando al nivel de detección para ángulos de incidencia crecientes. Sin embargo, este efecto no se manifiesta con la misma intensidad en todas las especies. En particular, es especialmente débil en el caso de los muones cuyas poblaciones varían de manera sensiblemente menor en comparación con las demás especies. De esta manera, se infiere que el hecho de atravesar una distancia significativamente mayor en la atmósfera tiene una influencia reducida sobre esta especie de partículas.

Con el objetivo de caracterizar geométricamente el desarrollo de la lluvia se presenta en la Fig. 3.9 cómo se distribuyen en el plano de observación a 1452 m (878 g cm^{-2}) los muones inducidos en las EAS. Debido a la geometría cónica del desarrollo longitudinal de la lluvia, cuando la incidencia es vertical, las partículas se distribuyen en un círculo alrededor del *core*. En cambio, al considerar ángulos cenitales de incidencia no nulos, el plano de observación determina un corte excéntrico del cono, por lo su proyección toma forma de elipse. Motivado por este aspecto, se define el desarrollo lateral de la lluvia estudiando la densidad de partículas en función de la distancia al eje de la lluvia sobre el plano perpendicular a la dirección de propagación. De esta manera, se independiza la descripción de este desarrollo respecto al ángulo cenital de incidencia del primario.

La Fig. 3.10 compara el desarrollo lateral de la densidad de partículas para distintos ángulos de incidencia del primario, en cada componente considerada, sobre el plano perpendicular al eje de la lluvia, y a una profundidad atmosférica de 878 g cm^{-2} . Las modificaciones que se introducen al variar el ángulo cenital de incidencia son cualitativamente similares en las tres componentes: cerca del eje de la lluvia ($< 1 \text{ km}$) la densidad de partículas disminuye con θ , mientras que al tomar distancias progresivamente mayores esta

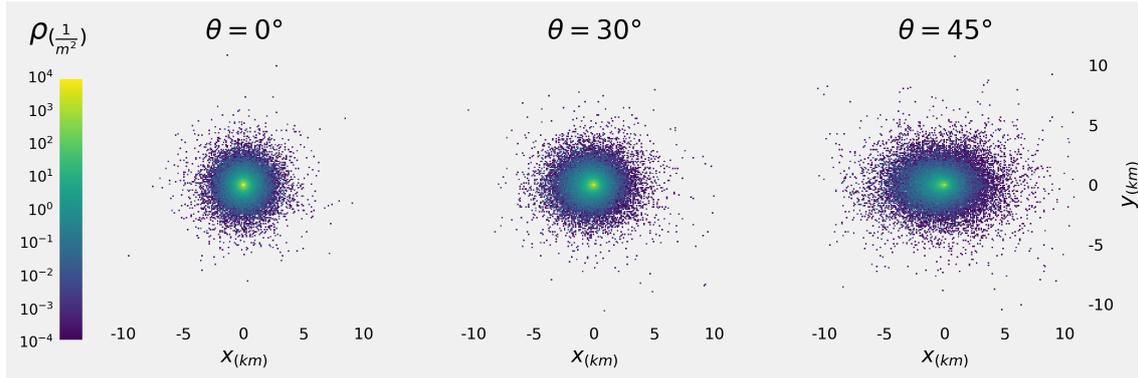


Figura 3.9: Densidad de μ^\pm sobre el plano de observación a 878 g cm^{-2} de profundidad atmosférica, según ángulo de incidencia del primario. En base a sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

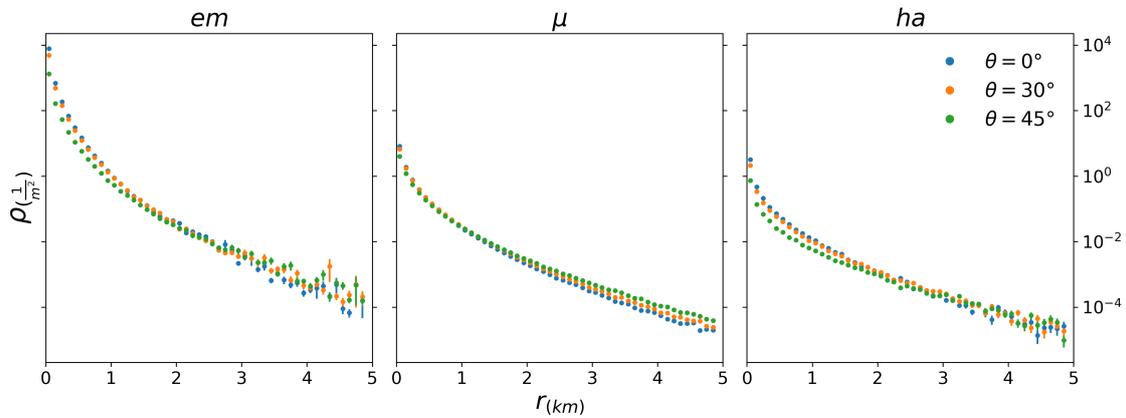


Figura 3.10: Desarrollo lateral de partículas por lluvia y por componente, según ángulo de incidencia del primario en el plano perpendicular al eje de la lluvia a 878 g cm^{-2} de profundidad atmosférica. En base a tre sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

diferencia se achica hasta desaparecer.

Para el caso de la componente μ esta tendencia se invierte, es decir, la densidad de partículas para distancias $> 1 \text{ km}$ es mayor cuanto mayor es el ángulo de incidencia. El caso de las componentes em y ha es, en este aspecto, cualitativamente diferente. En primer lugar porque la distancia donde las densidades se igualan para los ángulos de incidencia estudiados es mayor, $\approx 2 \text{ km}$; y, en segundo lugar, porque luego de ese punto sus respectivas LDFs se igualan perdiendo la información acerca de la dirección de arribo del primario.

La interpretación de esta característica es en parte geométrica: cuanto mayor es el ángulo de incidencia mayor es el camino medio de las partículas secundarias através de la atmósfera; y, por otro lado, a mayor desarrollo longitudinal menor es la densidad de partículas para las componentes em y ha debido a que sus máximos desarrollos se encuentran en promedio a menor profundidad que el nivel de detección (ver Fig. 3.7b). Por este motivo, resulta razonable el comportamiento observado en las inmediaciones del eje en estas componentes. En el caso de los μ^\pm esa atenuación es sensiblemente menor, también coincidentemente con lo expuesto acerca de su desarrollo longitudinal; es decir, los muones arriban al plano de observación alrededor de su máximo desarrollo longitudinal (ver Fig. 3.7b). Una vez más, se pone de manifiesto que la componente más penetrante de la

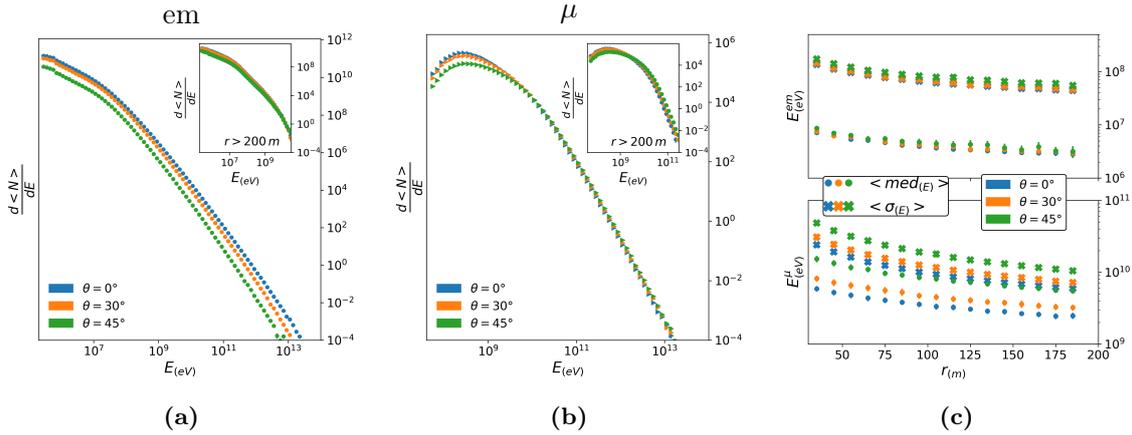


Figura 3.11: Distribución de partículas secundarias en función de la energía según ángulo de incidencia del primario, sobre el plano de observación. En (a) y (b) para las componentes em y μ , respectivamente. En ambos casos, se presenta embebida la distribución para distancias mayores a los 200 m del eje de la lluvia. Se caracteriza el desarrollo lateral de la distribución mediante la mediana y el desvío estándar en (c). En base a sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

lluvia corresponde a los μ^\pm .

La Fig. 3.11 describe la distribución de energía para las componentes em y μ , globalmente y para distancias > 200 m del eje de la lluvia, sobre el plano de observación. En el primer caso (Fig. 3.11a) la población total de partículas se ve reducida en todo el espectro de energía para primarios crecientemente inclinados. Esto es así especialmente por su efecto en las inmediaciones del eje de la lluvia. Al tomar distancias mayores, el efecto de la variación del ángulo θ se diluye y afecta mayormente a la parte baja del espectro, dejando prácticamente inalterado el sector correspondiente a las partículas con más alta energía.

Si se observa el desarrollo de la mediana y dispersión para la componente em en la Fig. 3.11c se ve que, más allá de este cambio en las poblaciones, el desarrollo longitudinal es independiente del ángulo de incidencia. Estas características coinciden con lo expuesto en base a su LDF, es decir, los efectos de la inclinación del ángulo de incidencia del primario se concentran, para esta componente, en las inmediaciones del eje; mientras que en distancias crecientes del mismo, estas diferencias se diluyen.

El caso de la componente μ presenta grandes diferencias, también en coincidencia con lo observado para su LDF, como se muestra en la Fig. 3.11b. El espectro de bajas energía (hasta $\sim 10^9$ eV) sufre una merma significativa en sus poblaciones con el aumento del ángulo de incidencia del primario, mientras que a partir de esa energía, los efectos de la variación de θ son prácticamente despreciables. Esto se verifica en todo el desarrollo lateral como puede observarse en la variación de la mediana y la dispersión de las distribuciones en la Fig. 3.11c, que, en el caso de los muones, presentan diferencias significativas según el ángulo de incidencia del primario. Al contar con menores poblaciones en la parte baja del espectro, estos estadísticos se encuentra en valores mayores cuanto mayor es el ángulo de incidencia de la partícula primaria.

La Fig. 3.12, explicita el desarrollo longitudinal de la energía contenida en las partículas de cada componente y de la que cada una de ellas deposita en la atmósfera en forma de ionización. Notar que cuanto mayor es el ángulo de incidencia mayor es el recorrido en términos de la profundidad atmosférica, en acuerdo con la definición de *slant depth* en la Ec. 1.4.

En el caso de la componente em se verifican ligeras variaciones al inclinar el ángulo

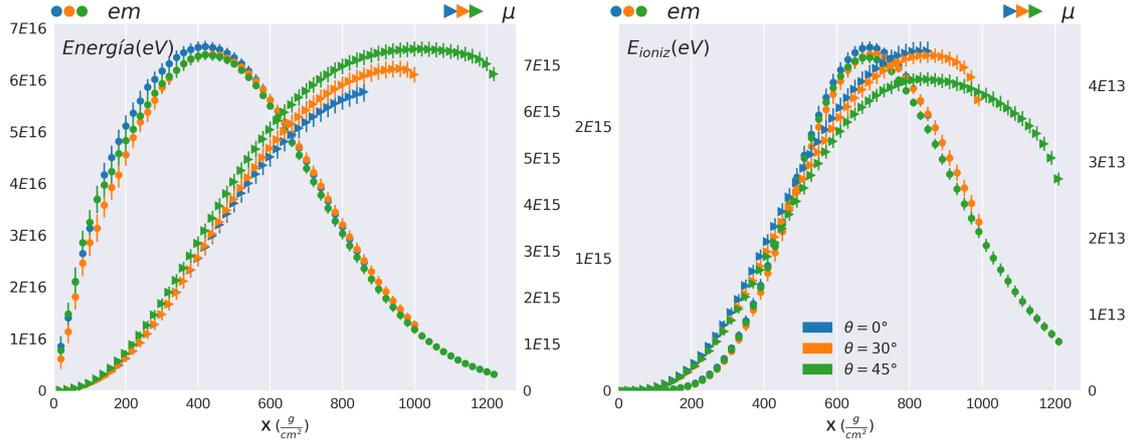


Figura 3.12: Desarrollo longitudinal medio según ángulo de incidencia del primario, para la energía (izq.) y la energía depositada (der.) por componente, em o μ . En base a sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

de incidencia del primario. Para incidencia normal el máximo de la energía alcanzado es mayor, pero luego de éste, la disipación es similar excepto por la diferencia de profundidad recorrida. Con la energía depositada sucede algo análogo.

De esta manera, las diferencias en la componente que arriba al nivel de observación con el ángulo de incidencia provienen de que intersectan a la lluvia en fases sensiblemente distintas de su desarrollo longitudinal. Mientras que para incidencia normal, la componente llega al suelo a $\sim 800 \text{ g cm}^{-2}$ con una energía del orden de la mitad de su máximo, cuando este ángulo es de 30° (45°) el nivel de observación corresponde a $\sim 1000 \text{ g cm}^{-2}$ ($\sim 1200 \text{ g cm}^{-2}$) y se alcanza con una energía en la componente de menos del $\sim 15\%$ del máximo.

En cuanto a la componente μ se aprecian varios fenómenos destacables. En primer lugar, el efecto de la inclinación del ángulo de incidencia fortalece la energía almacenada en la componente (como contraparte de lo que sucede en el caso em) al tiempo que disminuyen las pérdidas por ionización del medio. Estos efectos demuestran los límites de aproximar la transformación introducida por el ángulo de incidencia cenital del primario, por un simple ensanchamiento de la atmósfera. Si así fuese, la evolución longitudinal de estos observables debería ser idéntica.

A su vez, si con incidencia normal no se distinguía un máximo en el desarrollo longitudinal de los muones, al inclinar esta incidencia se verifica que ese máximo se encuentra entre los 800 g cm^{-2} y los 1000 g cm^{-2} , justamente en la altitud de observación considerada. Por este motivo, la influencia de la dirección del primario es mucho menor en esta componente que en la em : las variaciones tanto de energía en la componente, como la que este deposita sobre la atmósfera, con el ángulo de incidencia de la lluvia son mucho menores en este caso.

Se considera un último aspecto a destacar en esta comparación: el ángulo de incidencia de las partículas secundarias. En la Fig. 3.13 se caracteriza esta variable para las componentes em y μ para distintos ángulos de incidencia del primario. La apreciación más evidente apoya lo antes dicho a este respecto, las distribuciones globales de los ángulos de incidencia en ambas componentes están centradas alrededor del ángulo del primario de manera aproximadamente simétrica ¹.

La manera en que la distribución de ángulos de arribo de las partículas secundarias

¹No se aprecia para $\theta = 0^\circ$ porque el sistema de referencia no admite $\theta < 0$.

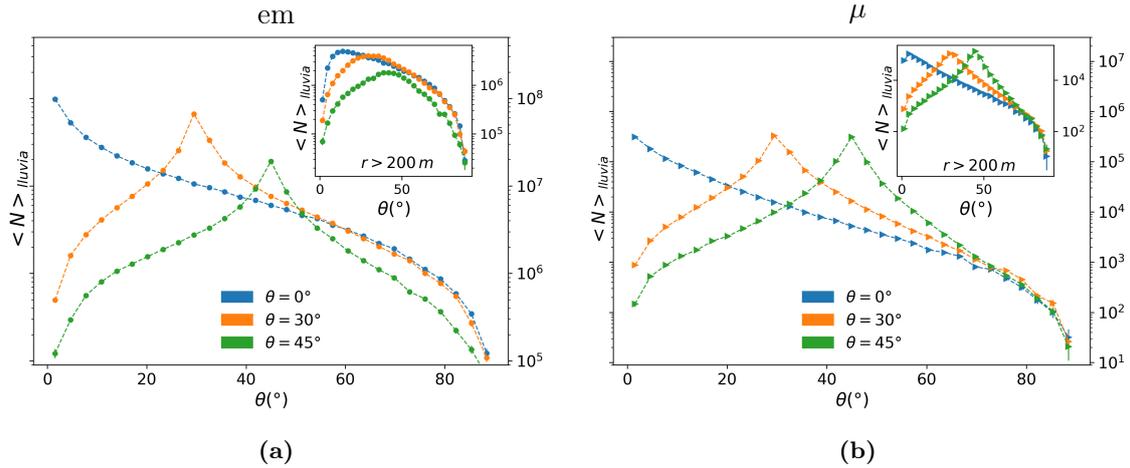


Figura 3.13: Distribución de ángulo cenital de partículas secundarias, según ángulo de incidencia del primario, para componente em (a) y μ (b). En ambos casos, se muestra también esta distribución a 300m del eje de la lluvia. En base a sets de 50 lluvias inducidas por un protón primario con energía 10^{17} eV en tres ángulos de incidencia sobre la atmósfera: 0° , 30° y 45° .

varía al tomar distancia del eje de la lluvia difiere entre la componente em y la μ , como puede apreciarse en las figuras embebidas en la Fig. 3.13.

Por un lado, la componente em , en la Fig. 3.13a, tiende a aplanar el pico registrado en las inmediaciones del eje produciendo un efecto doble: por un lado una homogeneización de los ángulos de arriba y por el otro, la indistinguibilidad de la dependencia de estas distribuciones con respecto al ángulo de incidencia del primario. En cambio, en el caso de los muones se conserva la información del ángulo de incidencia primario en mayor medida. Si bien se registra también un achatamiento de las distribuciones, éste es más paulatino, es decir, que la información de incidencia del primario contenida en el ángulo de las partículas secundarias generadas penetra también más lejos del eje en este caso. Por ejemplo, para $\theta = 45^\circ$, el desvío estándar de las distribuciones de energía considerando distancias > 200 m resulta $\sim 28^\circ$ y $\sim 14^\circ$, para las componentes em y μ , respectivamente.

3.2.2. Dependencia con la energía del primario

En la presente sección se destacan las diferencias fundamentales que experimentan las EAS estudiados al cambiar la energía del primario. Se considera por ahora sólo incidencia normal de un protón como desencadenante de la lluvia, y se toma como conjunto de datos a analizar tres sets de 50 simulaciones cuya única diferencia en la parametrización del primario radica en la energía considerada para este: $10^{16.5}$ eV, 10^{17} eV y $10^{17.5}$ eV.

Incrementar la energía del primario multiplica la cantidad de partículas secundarias en todas las especies consideradas. Considerando la distribución de partículas en especies de la Fig. 3.14, la variación de la energía del primario actúa como un factor de escala para la producción de partículas secundarias, en principio, independiente de la especie.

Para poner a prueba esta hipótesis, y en línea con los análisis hasta aquí expuestos, podría estudiarse cómo varía lateralmente la densidad de partículas observadas según cada componente de la lluvia. La Fig. 3.15 sugiere que este desarrollo lateral se ve afectado de manera análoga en cada componente por la variación de la energía del primario; y esta variación es otra vez homogénea, pero en esta oportunidad, a lo largo de la distancia al eje de la lluvia en el plano perpendicular a su dirección de propagación.

De esta manera, si las densidades estudiadas no presentan cambios cualitativos al variar

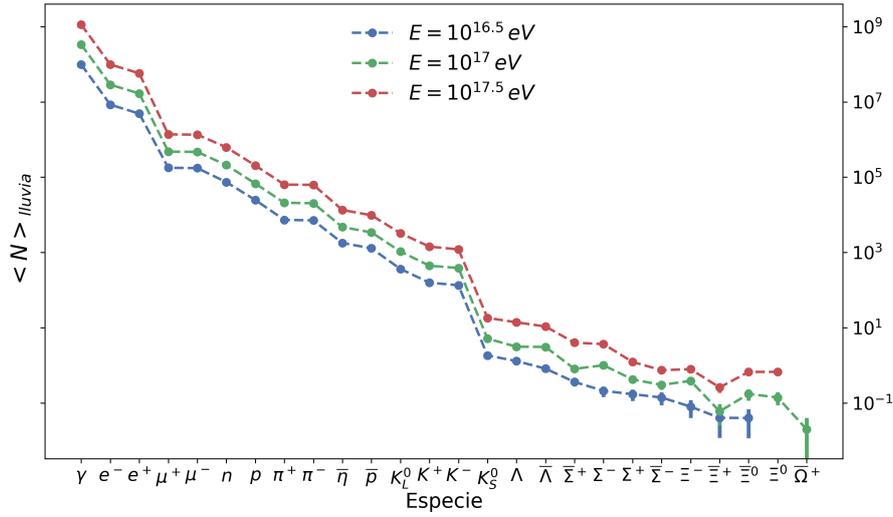


Figura 3.14: Número medio de partículas que alcanzan el nivel de observación por lluvia y por especie de partícula. En base a tres sets de 50 lluvias generadas por un protón primario con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energías de $10^{16.5} \text{ eV}$, 10^{17} eV y $10^{17.5} \text{ eV}$.

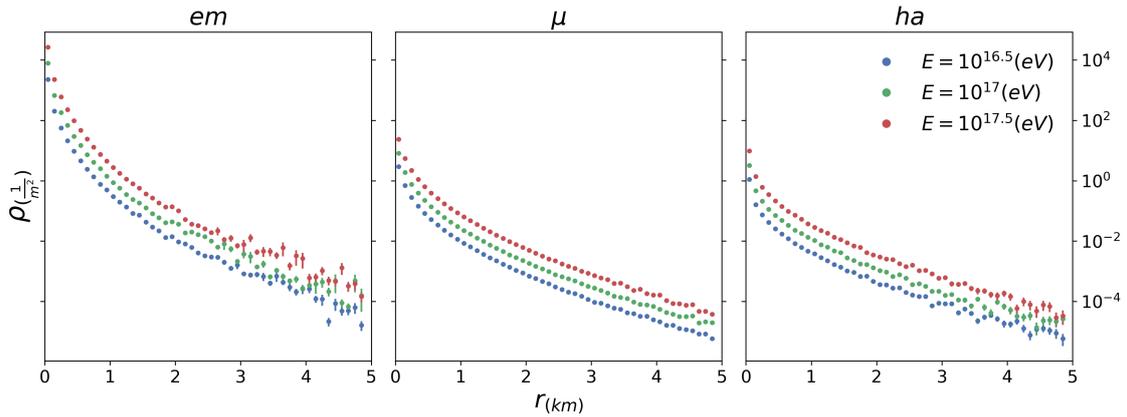


Figura 3.15: Desarrollo lateral de la densidad de partículas por lluvia y por componente, según energía del primario. En base a tres sets de 50 lluvias generadas por un protón primario con incidencia vertical y energías de $10^{16.5} \text{ eV}$, 10^{17} eV y $10^{17.5} \text{ eV}$.

la energía del primario y teniendo en cuenta la influencia de la distribución de energía sobre ésta estudiada en el apartado anterior, se espera que las distribuciones de energía tanto para la componente *em* como para el μ sufran también sólo una transformación de escala. En efecto, la Fig. 3.16 describe cómo las distribuciones de energía para ambas componentes consideradas, no sufren ninguna modificación significativa a excepción de las poblaciones totales que las componen.

3.3. Dependencia con la composición del primario

En esta sección se introducirá la influencia de la especie del primario en las características cualitativas de las lluvias. Para ello se consideran dos conjuntos de 50 simulaciones con parámetros del primario fijos en la energía, 10^{17} eV , y en el ángulo de incidencia $\theta = 0^\circ$ para protones y fotones primarios.

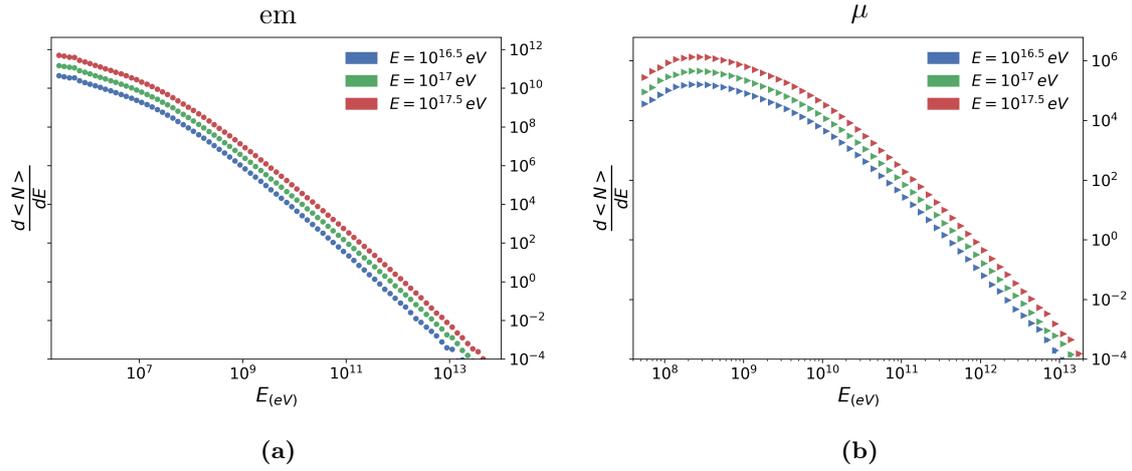


Figura 3.16: Distribución de partículas secundarias en función de la energía, según energía del primario. En (a) y (b) para las componentes em y μ , respectivamente. En base a sets de 50 lluvias generadas por un protón primario con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energías de $10^{16.5}$ eV, 10^{17} eV y $10^{17.5}$ eV.

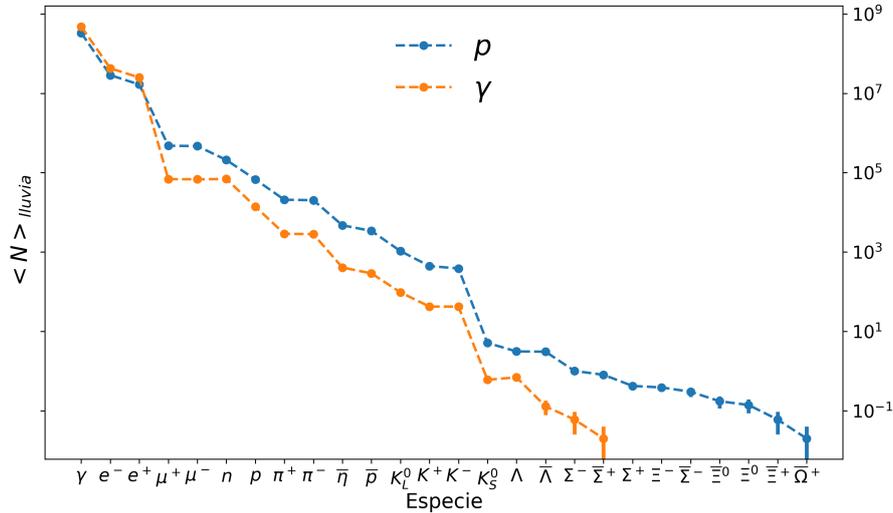


Figura 3.17: Número medio de partículas que alcanzan el nivel de observación por lluvia y por especie, según composición química del primario. En base a 50 lluvias generadas por una partícula primaria con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energía 10^{17} eV, distinguiendo los casos en los que esta sea un protón (p) o un fotón (γ).

La composición en especies de partículas generadas por estos dos tipos de lluvias son fundamentalmente diferentes. Incluso a igual energía y ángulo de incidencia iniciales, como en este caso, en la Fig. 3.17 puede apreciarse cómo las componentes μ y ha son menores en aproximadamente un orden de magnitud en las lluvias fotónicas en comparación con las hadrónicas. A su vez, este mismo tipo de lluvia produce una componente em con una población media mayor, aunque del mismo orden.

Esta similitud en la población de la componente em y las fuertes diferencias en las componentes μ y ha se reflejan en la distribución lateral de la densidad de partículas sobre el plano perpendicular al eje de la lluvia, a la profundidad atmosférica considerada (878 g cm^{-2}). En efecto, las LDFs en el primero de ellos varían ligeramente en las inmediaciones del eje con un leve predominio en el caso fotónico, que se acota para distancias

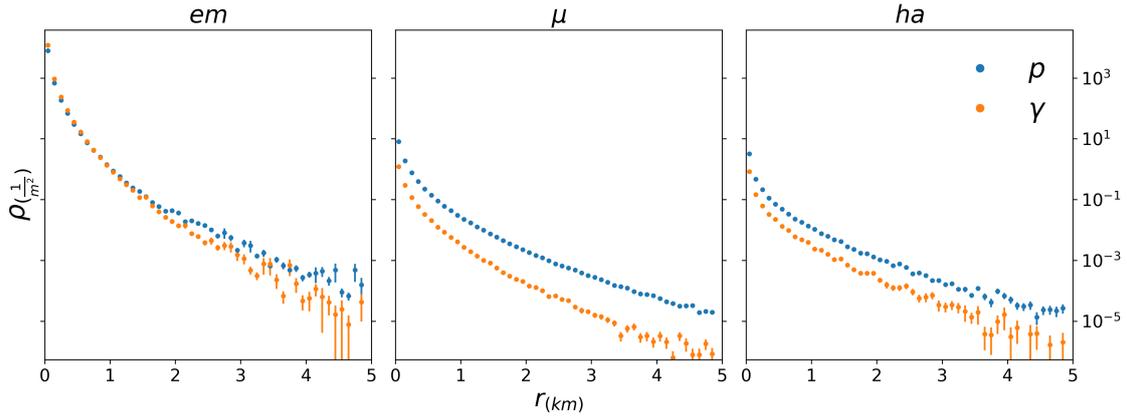


Figura 3.18: Perfil lateral de densidad (LDF) medio según composición química del primario, por lluvia y por componente. En base a 50 lluvias generadas por una partícula primaria con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energía 10^{17} eV, distinguiendo los casos en los que esta sea un protón (p) o un fotón (γ).

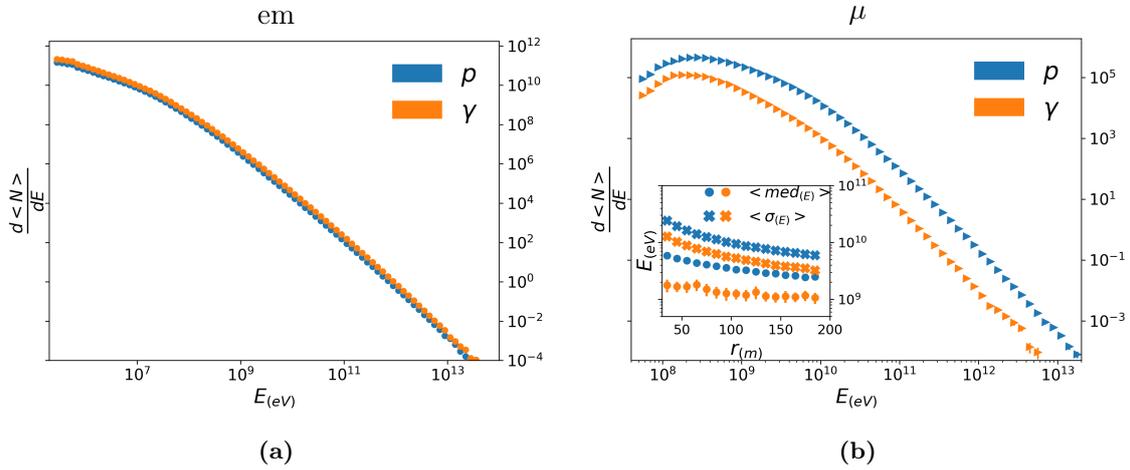


Figura 3.19: Distribución partículas secundarias en función de la energía, según composición química del primario. En (a) y (b) para las componentes em y μ , respectivamente. En ambos casos se presenta también el desarrollo lateral de la mediana y el desvío estándar de las distribuciones en cada caso hasta los 200 m. En base a 50 lluvias generadas por una partícula primaria con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energía 10^{17} eV, distinguiendo los casos en los que esta sea un protón (p) o un fotón (γ).

~ 2 km hasta invertirse; es decir, para distancias lo suficientemente grandes la densidad de la componente em inducida es mayor para lluvias hadrónicas. De la misma manera, se ve que la relación de densidades para las otras dos varía de manera inhomogénea con la distancia; lo que sugiere, que no sólo las poblaciones inducidas en ambos tipos de lluvia son fundamentalmente distintas, sino que también lo son sus distribuciones de energía.

En la Fig. 3.19 se presentan comparativamente los espectros de energía en cada caso, para lluvias hadrónicas y fotónicas. Las distribuciones de energía en la componente em inducidas por ambos tipos de lluvias son similares.

El caso de los muones es distinto. Como se vió, no sólo las poblaciones difieren en órdenes de magnitud (ver Fig. 3.17), sino que además debía existir algún otro factor que explique los cualitativamente diferentes desarrollos laterales de su densidad representados en la Fig. 3.18. La distribución de energía entre ambos tipos de lluvias difiere más intensa-

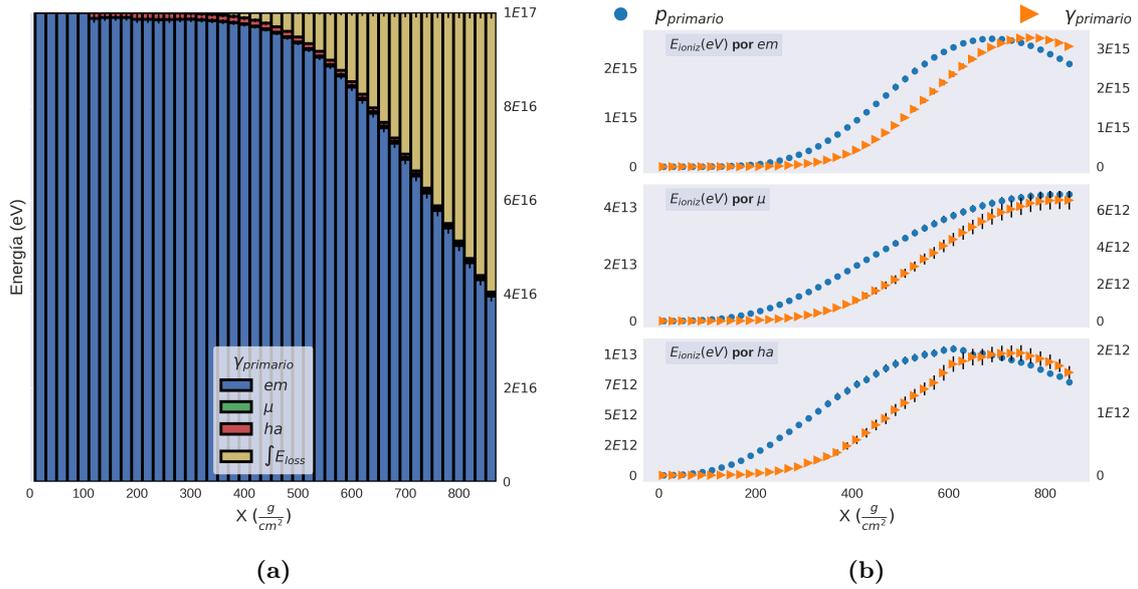


Figura 3.20: Desarrollo longitudinal de energía media en cada componente de la EAS (a) con primario fotónico y de cantidad de partículas y energía depositada (b) según composición química del primario. En base a 50 lluvias generadas por una partícula primaria con ángulo de incidencia sobre la atmósfera nulo y energía 10^{17} eV, distinguiendo los casos en los que esta sea un protón (p) o un fotón (γ).

mente para el sector más energético que cuando se comparan los sectores de bajas energías. Por debajo de los $\sim 10^9$ eV, se verifican números de partículas por unidad de energía del mismo orden para los dos casos considerados. A partir de ese valor, las diferencias en las distribuciones se acentúan y las poblaciones en cada caso difieren en al menos un orden de magnitud. Es decir, las lluvias fotónicas producen en promedio menos muones, especialmente de los más energéticos. En el desarrollo lateral de los estadísticos característicos de la distribución, embebidos en la Fig. 3.19b, se verifica que este predominio se mantiene hasta los 200 m, donde la evolución de estos estadísticos se ameseta.

Respecto al desarrollo longitudinal de las lluvias fotónicas, es esperable que la energía se concentre a bajas profundidades en la componente em y a medida que se multiplican las interacciones con la materia del medio, crezcan las componentes μ y ha de la lluvia.

La Fig. 3.20a indica que la componente em concentra la mayor parte de la energía de la lluvia a lo largo de todo su desarrollo. Comparando con el desarrollo longitudinal de la energía en lluvias hadrónicas descrito en la Fig. 3.7, puede verificarse que las pérdidas en ambos tipos de lluvias, hadrónicas y fotónicas, ya sea por los cortes de energía en la simulación o por la energía depositada en la atmósfera, se encuentran en promedio en órdenes similares, de poco más de la mitad de la energía total.

En la Fig. 3.20b se presentan también comparativamente los desarrollos longitudinales de la energía depositada en ambos casos. Nótese que para todas las componentes el desarrollo de la lluvia alcanza su valor máximo a mayor profundidad atmosférica en el caso de un γ primario. En promedio, en lluvias desencadenadas por un p primario, la producción de muones comienza cerca de los $\sim 100 \text{ g cm}^{-2}$ y poco antes la de hadrones. La producción masiva de partículas electromagnéticas, en cambio, comienza más cerca de los $\sim 200 \text{ g cm}^{-2}$. Para las lluvias fotónicas estas profundidades se encuentran cerca de los $\sim 200 \text{ g cm}^{-2}$ para μ y ha , y $\sim 300 \text{ g cm}^{-2}$ para la componente em .

Adicionalmente, se verifica en los desarrollos correspondientes a lluvias generadas por

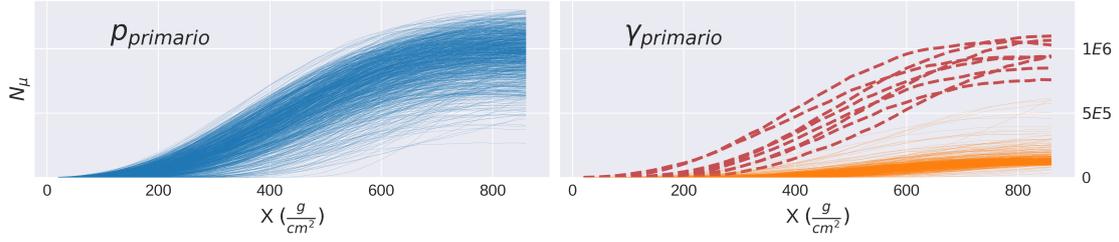


Figura 3.21: Desarrollo longitudinal del número de muones (N_μ) para dos conjuntos de 1000 simulaciones con primarios protónicos y fotónicos con $\theta = 0^\circ$ y $E = 10^{17}$ eV.

un fotón primario que las componentes μ y ha presentan una fuerte dispersión entre eventos (observar las incertezas en la Fig. 3.20b), lo que motiva un análisis específico del caso.

La Fig. 3.21 muestra el desarrollo longitudinal del número de muones N_μ , construido a partir de la superposición de un conjunto de 1000 EAS por tipo de primario. En ella se pone de manifiesto la diferencia entre los valores medios del número de muones que arriban al nivel de detección, del orden de 10^6 para lluvias iniciadas por un protón p y 10^5 para lluvias inducidas por un fotón, para incidencia vertical y $E = 10^{17}$ eV.

En el $\sim 1\%$ de los eventos, la componente muónica se vuelve anómalamente intensa, y puede alcanzar los valores característicos de lluvias hadrónicas. Este tipo de lluvias fotónicas se denominan *muon-rich* [58]. Esta característica dificulta la discriminación de lluvias hadrónicas y fotónicas en términos de su desarrollo longitudinal. Si se observa este desarrollo, se verifica que todas ellas se alejan de la distribución media en profundidades atmosféricas de entre los 100 g cm^{-2} y los 500 g cm^{-2} , y terminan por constituir una nueva distribución, lejana de la que se aprecia en valores medios, al arribar al nivel de observación.

Capítulo 4

Discriminación entre primarios hadrónicos y fotónicos

En el Cap. 3 se estudiaron las principales propiedades de las EAS inducidas por protones, y su dependencia con el ángulo de incidencia y energía de la partícula primaria. Por otro lado, se presentaron los elementos característicos en EAS hadrónicas y fotónicas, y sus principales aspectos distintivos. La componente muónica inducida en cada caso presenta una fuerte dependencia con la especie del primario, encontrándose significativamente más atenuada para fotones. Además, los desarrollos longitudinales de las lluvias también dependen de la composición química primaria.

En este capítulo se tratará el problema de utilizar observables derivados de estas características, para discriminar las EAS en función de la composición química del primario que las induce. Se evaluará el desempeño en el problema de clasificación de observables basados en el desarrollo lateral en la Sec. 4.1. Puntualmente, explotando las diferencias en la componente muónica de las lluvias. En la Sec. 4.2, se estudiará la clasificación de EAS en base a las diferencias en sus desarrollos longitudinales. Finalmente, se propondrá una combinación de ambos tipos de observables en la Sec. 4.3.

A lo largo del capítulo se evalúa el desempeño de los observables para discriminar lluvias hadrónicas y fotónicas en base a un flujo continuo de ángulos y energías. Como se expuso en la Sec. 2.2, el flujo continuo está dado por una distribución isotrópica, es decir, $\theta \propto \sin^2 \theta$, considerada en el intervalo $\theta \in [0, 45]^\circ$. La distribución de energía corresponde a $E \propto E^{-2.7}$ y el intervalo considerado $E \in [10^{16.5}, 10^{17.5}]$ eV. En adelante, se hará referencia a este flujo simplemente como flujo continuo.

4.1. Observables basados en el desarrollo lateral

4.1.1. La componente muónica de alta energía

En esta sección se estudiarán las principales modificaciones que sufre el desarrollo lateral de la componente muónica al llegar al nivel de detección subterráneo. Según se ha visto en la Sec. 1.3, sólo los muones con energías por encima de $E_{\text{THR}} = \frac{1\text{GeV}}{\cos \theta}$ (Ec. 1.5) lograrán penetrar hasta el UMD. En adelante, se llamará a este conjunto muones de alta energía, $he\mu$.

El nivel de blindaje provisto por el suelo a la componente muónica depende fundamentalmente del ángulo cenital de dichos muones. Asimismo, como se vio en la Sec. 3.2, la dirección de arribo de los muones al nivel de observación se encuentra ligada al ángulo cenital primario. En la Fig. 4.1 se muestra la alteración que sufre la distribución de energía

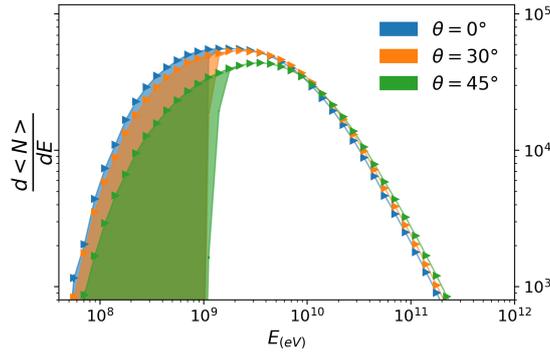


Figura 4.1: Distribución de energía de los muones que arriban al nivel de observación para 50 lluvias desencadenadas por protones primarios con $E = 10^{17}$ eV. El área coloreada indica la región del espectro de energías que no arriba al nivel subterráneo del UMD, a ~ 1453 g cm $^{-2}$.

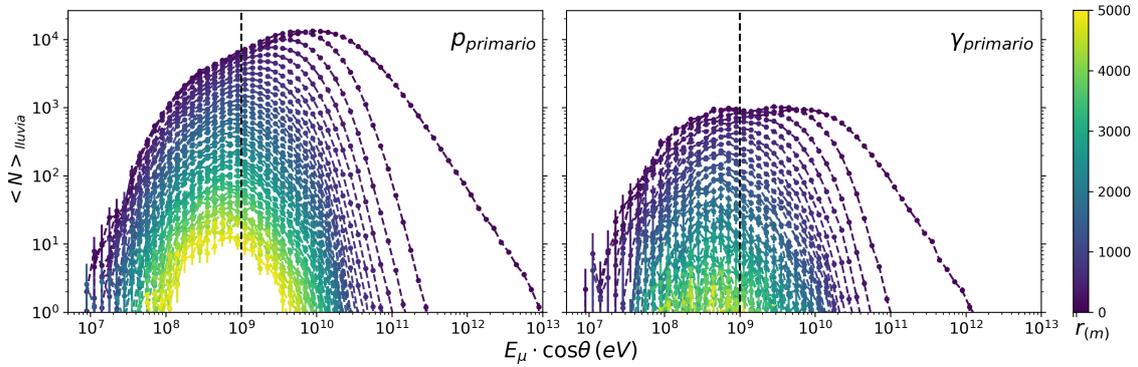


Figura 4.2: Distribución de $E_\mu \cos \theta$ en el nivel de observación. Donde E_μ es la energía de los muones y θ su ángulo cenital de incidencia. Los colores indican la distancia al eje de la lluvia. Para primarios p (izq.) y γ (der.). En línea punteada se destaca el umbral de energía E_{THR} por debajo del cual los μ no logran penetrar el blindaje del suelo. En base a dos sets de 100 simulaciones de lluvias hadrónicas y fotónicas, con flujo continuo.

en el nivel subterráneo en comparación con la superficie. Debido a que los muones arriban en promedio con el mismo ángulo cenital que el primario, a mayor este, menor es la componente de momento perpendicular al suelo y, por lo tanto, mayor la atenuación que sufren las distribuciones según la Ec. 1.5.

La atenuación de la componente muónica de las lluvias modifica su perfil lateral, definido sobre un plano perpendicular a la dirección de propagación de la EAS. Como la distribución de energía varía con la distancia (ver Sec. 3.1), el efecto de E_{THR} es más importante al tomar distancias mayores al eje, donde la energía media por muón es menor y, por lo tanto, está más cerca de la energía de corte.

Se grafica esta característica en la Fig. 4.2, donde se muestra la distribución de $E_\mu \cos \theta$ sobre la superficie. Con esta elección, la atenuación que sufren estos espectros puede ser representado con un valor de energía constante. Este efecto se manifiesta en una caída con la distancia del ratio de partículas que arriban al nivel subterráneo en comparación con las que lo hacen sobre la superficie, como se observa en la Fig. 4.3. De allí se destaca que cerca del 90 % (70 %) de los muones secundarios arribando dentro de las pocas decenas de metros de distancia al eje penetran hasta el nivel subterráneo en el caso de que la lluvia sea iniciada por un protón (fotón). Menos del 50 % de los muones alcanzan al UMD a

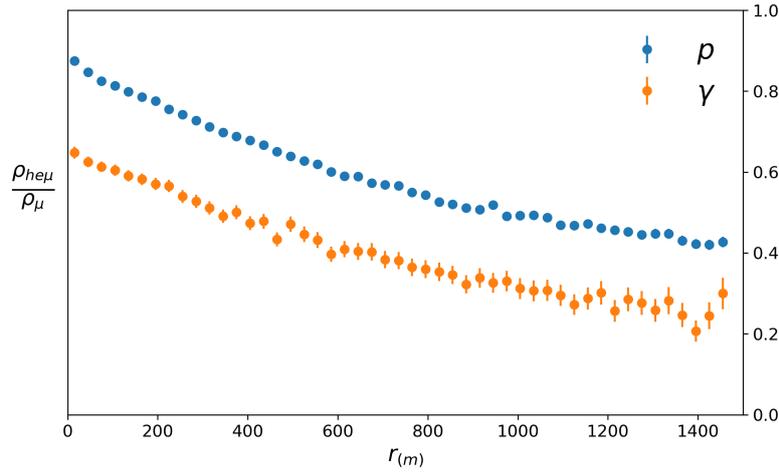


Figura 4.3: Ratio entre la densidad de muones en el nivel subterráneo ($\rho_{he\mu}$) y sobre el nivel del suelo (ρ_{μ}) en función de la distancia al eje de la lluvia, para primarios p y γ . En base a dos sets de 100 simulaciones por primario, con flujo continuo.

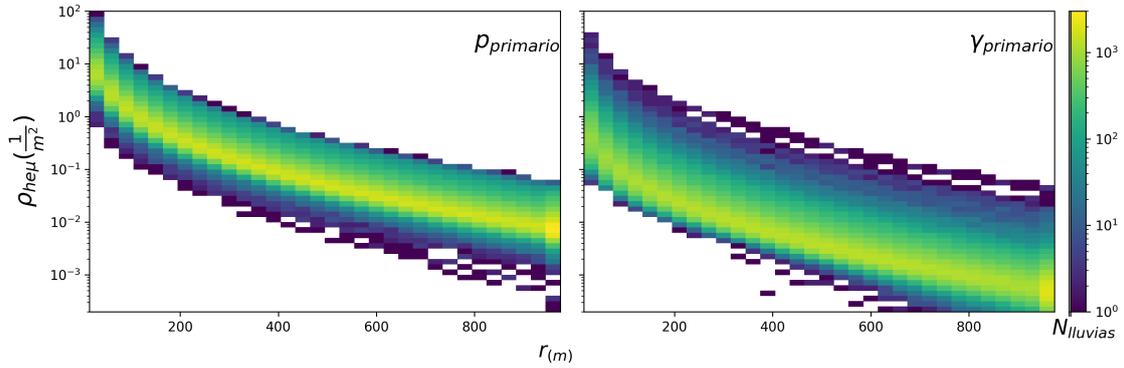


Figura 4.4: Densidad lateral media de muones de alta energía según composición química del primario. En base a sets de 7000 simulaciones de protones (izq.) y fotones (der.) primarios con flujo continuo.

distancias de ~ 1000 m para protones y de ~ 400 m para fotones. Es decir, al aumentar la distancia al eje de la lluvia, la proporción de muones que alcanzan el UMD es menor.

La Fig. 4.4 presenta las densidades laterales de muones de alta energía, es decir, aquellos observados en el nivel de detección subterráneo, para ambos tipos de lluvias. En primer lugar, ambos desarrollos laterales se encuentran fuertemente atenuados a distancias cercanas a los 1000 m del eje de la lluvia, donde ambos caen unos 3 órdenes de magnitud respecto a sus valores máximos. Por este motivo, se concentrará el análisis para distancias menores. En valor medio, la densidad de muones detectados en el nivel subterráneo en lluvias hadrónicas y fotónicas, siguen siendo aproximadamente un orden de magnitud diferentes. Sin embargo, debido a las fluctuaciones estadísticas, las distribuciones presentan un solapamiento parcial a lo largo de todo el desarrollo lateral.

Como ya se ha descrito hacia el final de la Sec. 3.3, las lluvias fotónicas pueden desarrollar una componente muónica tan intensa como la típica de una lluvia iniciada por un protón primario. Se verá en la próxima sección cómo disminuir el impacto de este fenómeno sobre el poder de discriminación entre ambos primarios.

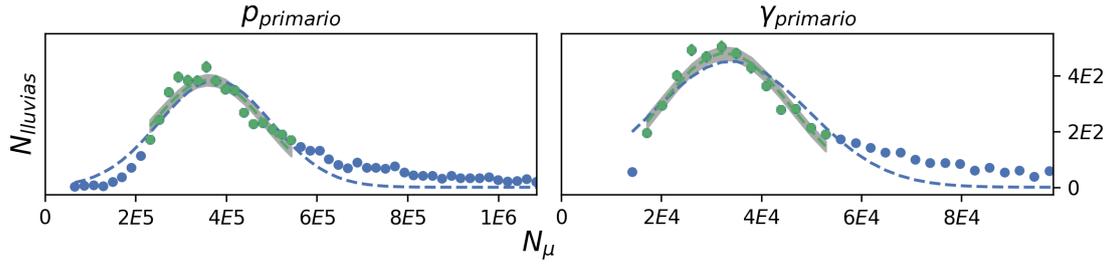


Figura 4.5: Distribución del número de muones (N_μ) sobre el nivel de observación para lluvias protónicas (izq.) y fotónicas (der.). En base a sets de 7000 simulaciones por primario con flujo continuo. En azul se muestra el ajuste gaussiano de toda la distribución, mientras que en verde se destacan las entradas correspondientes al pico (ver detalles en el texto) y su correspondiente ajuste. Se destaca en gris la banda de incerteza de $1\text{-}\sigma$.

4.1.2. Tratamiento de los datos

A modo de introducción del tratamiento de los datos, se tomará el número total de muones N_μ que arriba al nivel de observación como observable para clasificar las lluvias simuladas. La Fig. 4.5 muestra la distribución de N_μ para ambos primarios. En primer lugar, se verifica como factor común una distribución con un pico, cuyas colas presentan una evidente asimetría: mientras la cola izquierda decae rápidamente hasta anularse, la derecha cae lentamente sin terminar de extinguirse en el rango de N_μ presentado. Aún cuando es evidente que la distribución subyacente no es gaussiana, es posible asumir que, empíricamente, dicho modelo puede describir exitosamente el pico de la distribución si se estima adecuadamente su ancho y su centro, independizando su definición de los *outliers*.

El método empleado para realizar estos ajustes es el siguiente: se realiza un histograma con el número de muones de cada lluvia, y luego, un ajuste por cuadrados mínimos de toda la distribución (Fig. 4.5 línea azul punteada), usando como parámetros iniciales el valor de la moda de la distribución para estimar la media gaussiana, el ancho a $\frac{1}{e}$ de la altura en representación del desvío estándar y, por último, la altura del pico como factor de escala. Luego, se toman los bins correspondientes al pico hasta $\frac{1}{e}$ de su altura y se repite el procedimiento. Se observa en la Fig. 4.5, este segundo ajuste, sólo considerando los bins cercanos al pico en línea verde punteada.

Para cuantificar la separación entre dos distribuciones, con medias μ_i y desvío estándar σ_i , se introduce el factor de mérito en la Eq. 4.1.

$$\eta = \frac{|\mu_1 - \mu_2|}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (4.1)$$

El factor de mérito obtenido en este procedimiento y para este observable es $\eta = 2.67$, lo que sirve de estimación de su poder clasificatorio. Sin embargo, este observable tiene un problema metodológico fundamental que radica en que resulta imposible experimentalmente medir *todos* los muones generados en una lluvia, por lo que el estudio de la densidad lateral de los mismos representa una alternativa con mayor factibilidad experimental.

4.1.3. Construcción del observable

El estudio de una distancia óptima para medir la densidad de muones de alta energía ($\rho_{\text{he}\mu}$) inducidos en la lluvia, de manera tal de optimizar el nivel de separación de las distribuciones, implica un análisis exhaustivo de las LDFs. Normalmente, se ajustan estas curvas y se busca la distancia que minimiza las fluctuaciones de la densidad [59]. Este valor

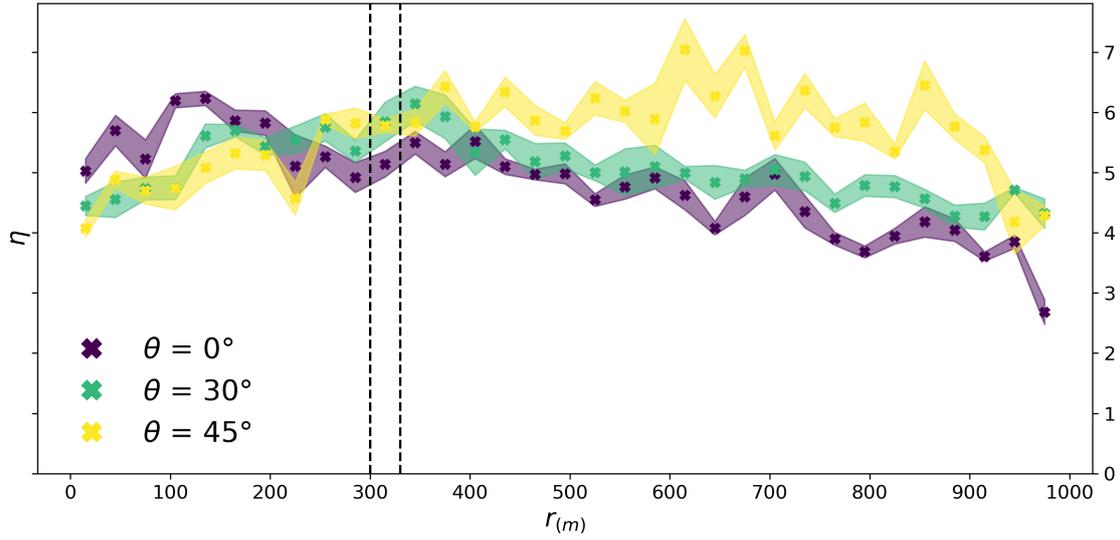


Figura 4.6: Factor de mérito η en función de la distancia al eje de la lluvia, para un set de 3 ángulos de incidencia, promediando para energías entre $10^{16.5}$ eV y $10^{17.5}$ eV según ley de potencias $E^{-2.7}$. Las bandas coloreadas corresponden al desvío estándar del η con la energía a ángulo cenital fijo. En línea punteada negra se destaca el rango de distancias consideradas para diseñar el observable sensible a composición ρ_{315} .

esta íntimamente asociado al arreglo experimental particular con el que se mide las EAS, siendo ~ 300 m para el caso del SD-433. En este trabajo se toma el intervalo $(300, 330]$ m para considerar la distancia característica del SD-433, el ancho del mismo está relacionado a la resolución experimental en la determinación del punto de impacto de las lluvias con datos del Observatorio Auger [33].

En la Fig. 4.6 se muestran los η en función de la distancia r al eje de la lluvia según el ángulo de incidencia del primario, tomando un promedio ponderado por la energía según $E^{-2.7}$. Las fluctuaciones de los valores promediados se representan en las bandas coloreadas mediante el desvío estándar de η con la energía a ángulo fijo. Como tendencia general, puede apreciarse que entre los 200 m y los 400 m, las fluctuaciones ángulo a ángulo se minimizan.

Se propone, entonces, un primer observable ρ_{315} construido a partir de medir el $\rho_{\text{he}\mu}$ entre los 300 m y los 330 m del eje de la lluvia.

Como se discutió en el Cap. 3, el ρ_{μ} de las EAS está influenciado por el ángulo cenital y la energía de arribo del primario. Lo mismo sucede con $\rho_{\text{he}\mu}$. Debido a esto, si se considera ρ_{315} para EAS en un rango de energías y ángulos, existirá una componente de dispersión inherente en su distribución, ligada a estas dependencias. La Fig. 4.7 muestra los perfiles de ρ_{315} en función de estas dos variables, para EAS generadas por protones y fotones.

A partir de modelar la forma funcional de estos perfiles, se puede proponer una corrección al observable ρ_{315} asociada al ángulo y a la energía, es decir, $\rho_{315} = \rho_{315}(\theta, E)$. Para ello, debe tenerse en cuenta que las correcciones pueden definirse a menos de una constante multiplicativa, ya que ésta representa sólo un factor de escala, sin impacto en la distancia entre las distribuciones y su dispersión relativa.

Consistentemente con el modelado estándar en la literatura [60], y con los perfiles observados, se propone una dependencia del ρ_{315} cuadrática en el $\cos \theta$ a energía fija:

$$\rho_{315}(\theta, E = \text{cte}) = \hat{a}_2 \cos^2 \theta + \hat{a}_1 \cos \theta + \hat{a}_0 \quad (4.2)$$

y una ley de potencias para la dependencia con E :

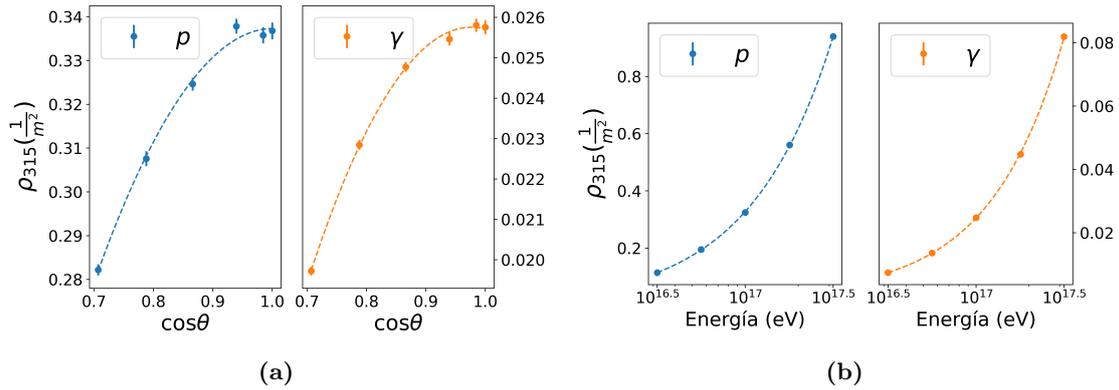


Figura 4.7: Perfil angular para $E = 10^{17}$ eV **(a)** y de energía para $\theta = 30^\circ$ **(b)** de la densidad de muones de alta energía entre 300 y 330 m del eje de la lluvia (ρ_{315}). En base a 1000 lluvias con parámetros fijos por punto. En línea punteada se destacan los ajustes realizados en base a las Ec. 4.2 y Ec. 4.3, respectivamente.

$$\rho_{315}(\theta = \text{cte}, E) = A \cdot E^k \quad (4.3)$$

A partir de estos ajustes se definen las correcciones f_θ y f_E de manera tal que:

$$\rho_{315}(\theta, E = \text{cte}) \propto f_\theta = \cos^2 \theta - a_1 \cos \theta + a_0 \quad (4.4)$$

$$\rho_{315}(\theta = \text{cte}, E) \propto f_E = E^k \quad (4.5)$$

Estos perfiles fueron calculados y ajustados en todo el rango de energías y ángulos considerados. En la Fig. 4.8 se muestran los parámetros estimados en estos ajustes para el caso del perfil angular. Para estimar los valores de a_0 y a_1 , se toman promedios pesados en la energía según $E^{-2.7}$ distinguiendo entre primarios protónicos y fotónicos, como se muestra en la leyenda de las figuras. A partir de esto pueden definirse dos posibles correcciones para ρ_{315} :

$$\begin{cases} O_2^p \equiv \frac{\rho_{315}}{a_2 \cdot f_\theta^p}, \text{ donde } f_\theta^p = \cos^2 \theta - 2.08 \cos \theta + 0.46 \\ O_2^\gamma \equiv \frac{\rho_{315}}{a_2 \cdot f_\theta^\gamma}, \text{ donde } f_\theta^\gamma = \cos^2 \theta - 2.05 \cos \theta + 0.72 \end{cases} \quad (4.6)$$

y la constante a_2 se introduce para adimensionalizar los observables.

El mismo trabajo puede hacerse para suavizar la dependencia de ρ_{315} con la energía del primario. Análogamente, se muestra en la Fig. 4.9 el resultado de los ajustes de los perfiles de ρ_{315} con la energía. El parámetro k del ajuste se promedia pesando según $\sin^2 \theta$. De esta manera, pueden definirse dos posibles observables:

$$\begin{cases} O_3^p \equiv \frac{\rho_{315}}{a_3 \cdot f_E^p}, \text{ donde } f_E^p = E^{0.913} \\ O_3^\gamma \equiv \frac{\rho_{315}}{a_3 \cdot f_E^\gamma}, \text{ donde } f_E^\gamma = E^{1.062} \end{cases} \quad (4.7)$$

donde se introduce la constante a_3 para garantizar la adimensionalidad de los observables.

El estudio de la dependencia en la energía y del ángulo de ρ_{315} permite obtener un observable normalizado con respecto a dichas magnitudes. A continuación, se discute cómo

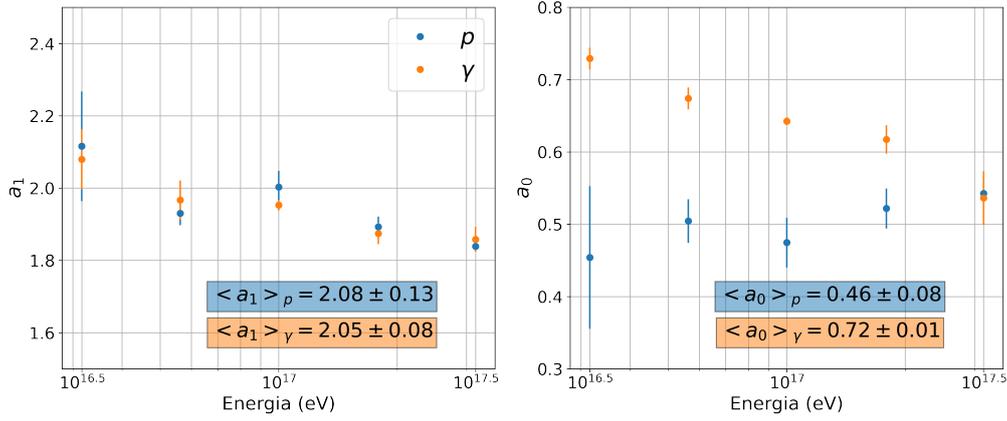


Figura 4.8: Parámetros de la Ec. 4.4 para el perfil angular de ρ_{315} en función de la energía, según composición química del primario. En las respectivas leyendas se destaca el promedio de cada parámetro respecto a la energía pesando según $E^{-2.7}$.

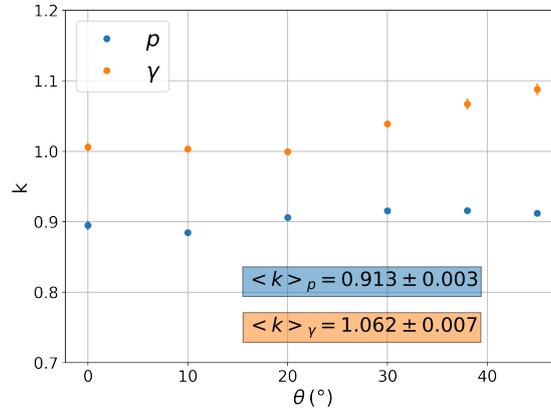


Figura 4.9: Parámetros de la Ec. 4.5 para el perfil de energía de ρ_{315} en función del ángulo θ , según composición química del primario. En las respectivas leyendas se destaca el promedio de cada parámetro respecto al ángulo pesando según $\sin^2 \theta$.

estas correcciones sirven a efectos de maximizar el factor de mérito entre lluvias hadrónicas y fotónicas.

En primer lugar, en la Fig. 4.10 se compara el poder de separación de los observables $O_2^{p,\gamma}$ y $O_3^{p,\gamma}$, en términos del factor de mérito η . Se observa que la corrección optimizada protones primarios implican consistentemente mayores η respecto a aquellas asociadas a fotones primarios.

Por otra parte, se pone a prueba de manera comparativa, el factor de mérito asociado a los observables ρ_{315} y O_2^p . Esta comparación permite medir el impacto de la corrección angular. Como se ve a la izquierda en la Fig. 4.11, el factor de mérito aumenta consistentemente con la corrección pero de manera modesta, con variaciones menores al 10%. En cambio, la corrección a la energía es mucho más decisiva. Si se comparan ρ_{315} y O_3^p para ángulos fijos y energías uniformemente escogidas en el intervalo de estudio, se verifica una mejora en el factor de mérito del orden del 400%. Esto es consistente con lo visto en la Fig. 4.7: las variaciones en la densidad de muones introducidas al variar la energía son mucho mayores que al variar el ángulo en los intervalos considerados. Por este motivo, considerar la densidad a una distancia fija sin considerar la energía de la lluvia lleva a una

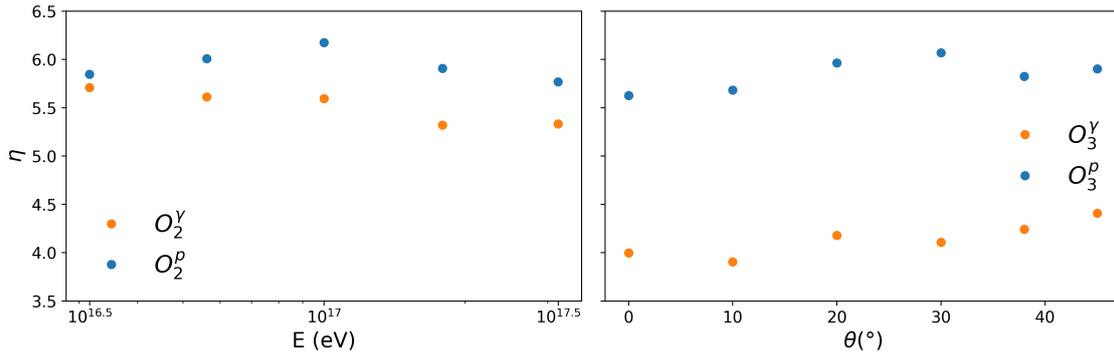


Figura 4.10: Comparación de los observables definidos en las Ecs. 4.6 y 4.7 en función del ángulo y de la energía. En base a los ajustes según la composición del primario.

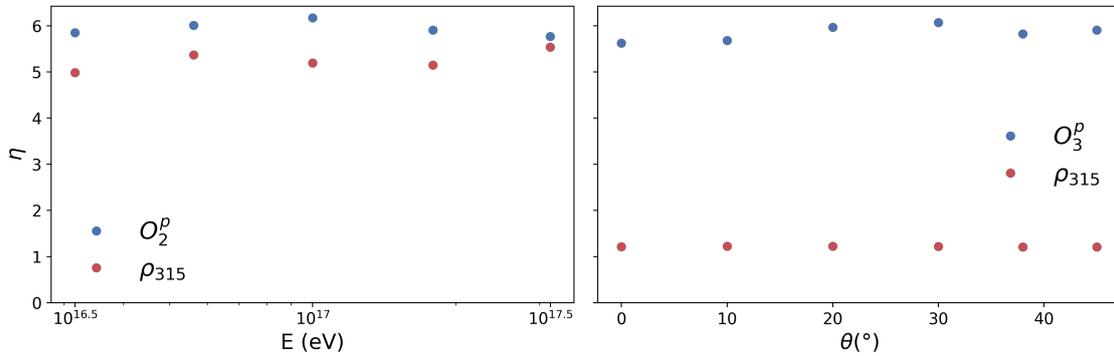


Figura 4.11: Factor de mérito η de los observables basados en el desarrollo lateral, ρ_{315} y aquellos definidos en las Ecs. 4.6 y 4.7, en función del ángulo y energía del primario.

enorme dispersión de la distribución que sólo puede ser corregida al considerar el f_E .

En concreto, ambas correcciones producen una mejora en el factor de mérito η derivado de los observables estudiados, por lo que se propone sintetizar sus propiedades en el observable O_4 definido por:

$$O_4 \equiv \frac{\rho_{315}}{a_4 \cdot f_\theta^p \cdot f_E^p} = \frac{\rho_{315}}{a_4 \cdot (\cos^2 \theta - 2.08 \cos \theta + 0.46) \cdot E^{0.913}} \quad (4.8)$$

y a_4 corresponde a la constante que adimensionaliza el observable.

En este punto resulta necesario estudiar cómo este observable separa las distribuciones para lluvias fotónicas o hadrónicas al considerar un flujo continuo, tanto en su distribución angular como energética, para la partícula primaria. La Fig. 4.12 muestra la distribución de O_4 para ambos tipos de lluvia y destaca el factor de mérito asociado: $\eta = 5.99$. El O_4 duplica la separación respecto de N_μ ($\eta = 2.67$).

Para cerrar la sección se discute la posibilidad de combinar la densidad de muones de alta energía a diferentes distancias, en términos del factor de mérito. En este trabajo se presenta una primera aproximación a este problema. Se considera una nueva familia de observables O_r de manera que:

$$O_r \equiv \frac{\sum_i \rho_{r_i}}{a_r \cdot f_E \cdot f_\theta} \quad (4.9)$$

donde se define a_r para adimensionalizar el observable.

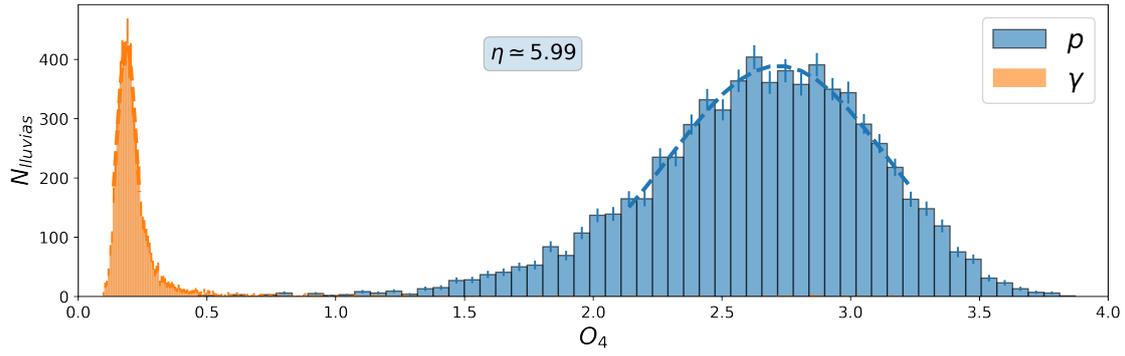


Figura 4.12: Distribución del observable basado en el desarrollo lateral propuesto (O_4) para protones y fotones primarios (azul y naranja, respectivamente), determinado en la Ec. 4.8 para un flujo continuo. Se destaca el cálculo del factor de mérito η correspondiente y, en línea punteada, los ajustes realizados para estimar la media y ancho del pico de la distribución en cada caso.

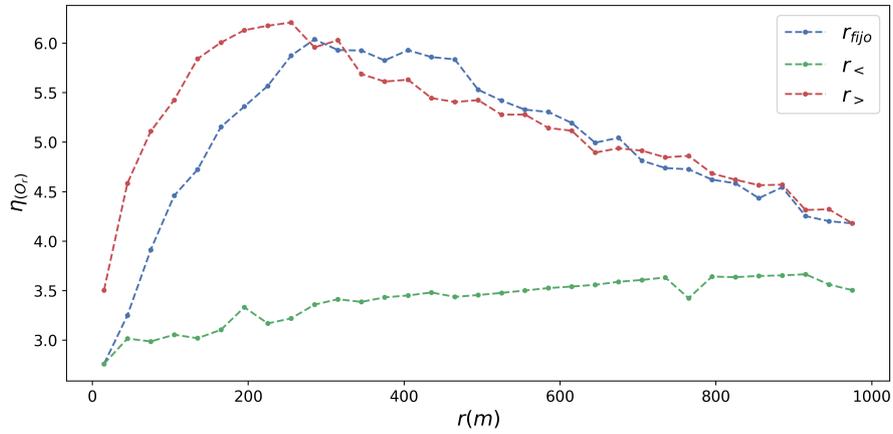


Figura 4.13: Factor de mérito η en función de la distancia para distintos observables combinando densidades a diferentes distancias del eje de la lluvia.

Notar que en el caso de escoger $r_i = 315$ m, O_r lleva automáticamente a O_4 . Asimismo, al incluir múltiples distancias, se requiere una re-evaluación de las correcciones f_E y f_θ , ya que su estudio se limitó únicamente en la distancia considerada óptima en este trabajo. Además, sumar densidades a diferentes distancias sin ninguna corrección o peso lleva, dada la forma funcional cualitativamente conocida de la LDF, a una sobre-estimación del peso a distancias chicas (donde la densidad es grande) con respecto a distancias largas (donde la densidad se atenúa). En la Fig. 4.13 se presenta el factor de mérito derivado de escoger distintos O_r para el problema de clasificación de lluvias fotónicas y hadrónicas. En primer lugar, se destaca en la curva correspondiente a r_{fijo} la meseta máxima en torno a los ~ 300 m, en acuerdo con los resultados experimentales de la colaboración Auger [33]. Además, se verifica una significativa mejora en comparación al caso de ρ_{315} de la Fig. 4.6. Esto quiere decir que las correcciones f_E y f_θ , aún cuando fueron optimizadas para una distancia fija, reducen la dispersión de la distribución del observable para todas las distancias consideradas.

Por otro lado, las curvas $r_>$ y $r_<$ corresponden al factor de mérito de O_r considerando la suma de todas las densidades mayores o menores a un valor de r dado. Puede notarse como la inclusión de distancias cercanas al *core* disminuye notablemente el η , lo que sugiere que

las lluvias que se intentan clasificar se diferencian menos en esa zona que para distancias mayores. En efecto, en $r_>$ el η aumenta monótonamente al agregar más distancias al observable hasta la inclusión de distancias menores a los 200 m donde esta tendencia se revierte, y el factor de mérito comienza a disminuir. Por otro lado, a partir de los 400 m el η asociado a r_{fijo} y $r_>$ es similar, lo que indica el tenue efecto de incluir distancias mayores en la constitución del observable.

Como contracara de esto, los observables que incluyen distancias cercanas al origen, como los representados en $r_<$, revelan que el η en esos casos está dominado por estas distancias, resultando en valores de separación menores sin importar la adición de más y más distancias al observable. Como se mencionaba anteriormente, dada la ausencia de una corrección según la densidad en cada distancia, es esperable que la distribución del observable esté dominada por su comportamiento en distancias pequeñas. En definitiva, esto mismo es lo que le ocurre a N_μ como observable, ya que su distribución está mayormente dominada por partículas cercanas al eje de la lluvia.

4.2. Observables basados en el desarrollo longitudinal

Como se mostró en la sección anterior, es posible tomar la densidad de muones de alta energía para discriminar lluvias hadrónicas y fotónicas con un alto poder de separación. En esta sección se tratará la construcción de un observable que tome alguna característica del desarrollo longitudinal que sirva a los mismos efectos. En particular, el desarrollo tanto del número de partículas en las componentes muónica y electromagnética como las energías depositadas por ionización en la atmósfera por cada una de ellas, son sensibles a la composición del primario, como se comentó en la Sec. 3.3. Motivado por esta diferencia, se propone estudiar la separación de las distribuciones del máximo desarrollo longitudinal X_{max} para dichas componentes; y se comparará este resultado con el obtenido en base a las diferencias en el desarrollo lateral de las mismas, sobre el nivel subterráneo de detección.

4.2.1. La energía depositada en la atmósfera

En coincidencia con las distribuciones tanto de N_μ como de $\rho_{\text{he}\mu}$ a una distancia fija del eje de la lluvia, las distribuciones de X_{max} presentan un pico gaussiano con colas asimétricas. Por este motivo, se procederá a ajustar las distribuciones siguiendo la receta utilizada en Sec. 4.1.2 para el N_μ .

La dificultad adicional que presenta este estudio radica en la determinación del máximo de una señal que, por un lado, puede contener fluctuaciones bruscas y, por el otro, puede presentar una meseta sin un máximo definido. Como se menciona en otros trabajos [61], puede utilizarse la forma funcional de estas curvas (conocidas como Gaisser-Hillas), determinada por sus características físicas, para realizar estos ajustes. De esa forma, las dificultades mencionadas pueden ser soslayadas utilizando esta información adicional. En particular, CORSIKA permite realizar este ajuste como parte de la simulación de la lluvia y provee una estimación de X_{max} . Sin embargo, en este trabajo se opta por un enfoque numérico para permitir la explotación de los datos crudos y un mayor acercamiento a sus características fundamentales.

Las dificultades numéricas antedichas motivan la aplicación de un filtro sobre las curvas para suavizar sus fluctuaciones, y permitir una interpolación de los datos representativa de su tendencia general. El filtro escogido es el de Savitzky-Golay (ver Sec. 2.3). Una vez que se suavizan e interpolan los datos, se procede a derivar y encontrar los extremos locales de la curva. En la Fig. 4.14, se ejemplifica el procedimiento para encontrar la máxima energía

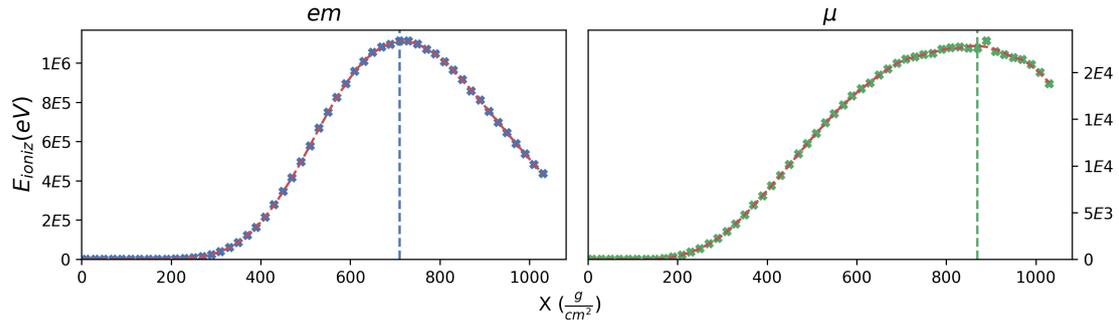


Figura 4.14: Aplicación del filtro de Savitzky-Golay al desarrollo longitudinal de la energía depositada en la atmósfera por la componente em (izq.) y μ (der.) de una EAS. Para un protón primario de $E \simeq 4 \times 10^{16}$ eV y $\theta \simeq 35^\circ$. Las cruces son la señal cruda a la que se le aplica el filtro, mientras que la línea continua en rojo representa la interpolación. En línea de puntos se muestra el máximo estimado.

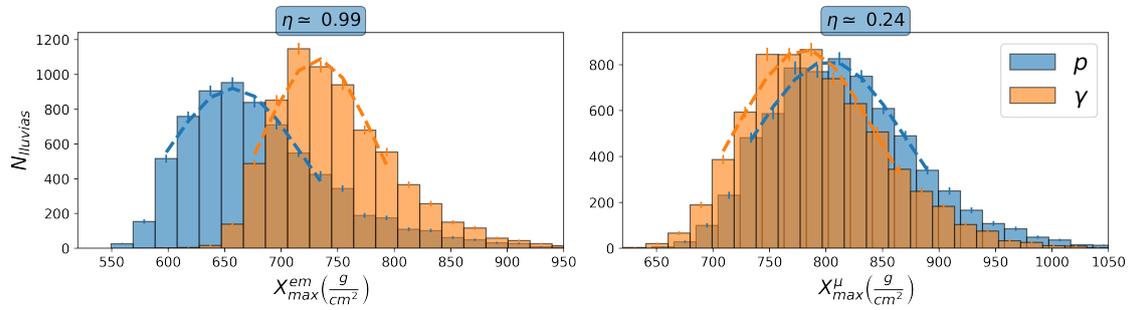


Figura 4.15: Distribuciones de máxima energía depositada en la atmósfera por componente de la lluvia, em (izq.) o μ (der.), para flujo continuo. Se destaca el factor de mérito η asociado en cada caso y, en línea punteada, los ajustes realizados para estimar la media y ancho del pico de la distribución en cada caso.

depositada por las componentes em y μ . Vale destacar que este proceso no es siempre posible. El máximo desarrollo longitudinal de la energía depositada puede no alcanzarse al momento de la llegada del frente de la lluvia al nivel de observación. Como se describe en la Sec. 3.2, la componente muónica de la lluvia no alcanza su máximo longitudinal para lluvias verticales. En esos casos el máximo no puede ser estimado y, por lo tanto, no puede calcularse la realización de un observable asociado.

En la Fig. 4.15 se muestran las distribuciones de X_{\max} para las componentes muónica y electromagnética, y su separación en términos de η para lluvias hadrónicas y fotónicas, con flujo continuo. Para este *dataset*, el número de lluvias con un máximo indeterminado es menor al 1%.

El máximo desarrollo longitudinal en el caso muónico presenta un alto solapamiento ($\eta \simeq 0.24$). Esto es compatible con lo visto en la Sec. 3.3, donde se mostró cualitativamente que X_{\max} no variaba apreciablemente para esta componente según el tipo de primario. Mientras que para la componente electromagnética, las distribuciones manifiestan una separación mayor ($\eta \simeq 0.99$) pero modesta comparado con los observables basados en el desarrollo lateral. Sin embargo, estas distribuciones están compuestas por lluvias originadas por el mismo primario pero con significativas variaciones en el ángulo y la energía del mismo. Como ya se ha discutido, si el observable tiene una dependencia con estas variables, entonces la distribución considerada presentará una fuente de dispersión adicional debido a

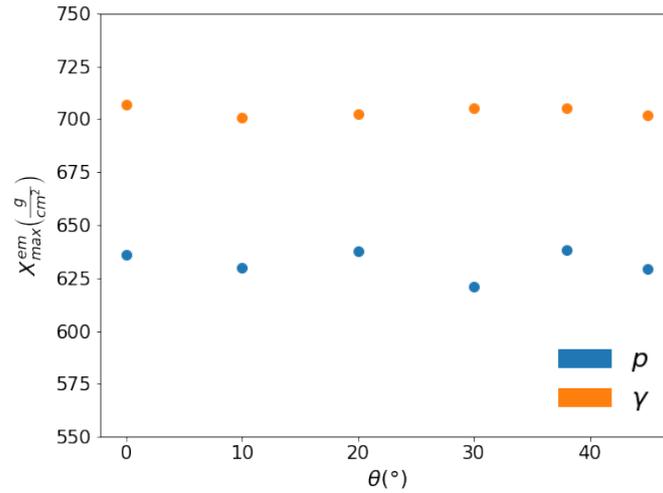


Figura 4.16: Perfil del desarrollo máximo de la lluvia en función del ángulo. Se muestran los perfiles correspondientes a fotones (naranja) y protones (azul) para $E = 10^{16.5}$ eV.

la falta de normalización con respecto a ellas. Por este motivo, resulta prudente a este punto, seguir considerando ambos observables (X_{\max}^{μ} y X_{\max}^{em}), ya que es factible que luego de normalizar las distribuciones, de acuerdo al ángulo y energía de incidencia de la partículas primaria, se logre una mejor separación.

4.2.2. Construcción del observable

Para lograr esta normalización es necesario estudiar los perfiles angular y energético de X_{\max} para las dos componentes y las dos diferentes especies del primario. Con esta dependencia pueden proponerse correcciones al observable que minimicen la dispersión asociada a los parámetros del primario, siguiendo el enfoque adoptado para la construcción de O_4 .

Respecto de la dependencia angular, la distinción fundamental entre lluvias que sólo difieren en el ángulo de incidencia radica en la distancia recorrida dentro de la atmósfera. Lo que se traduce en fluctuaciones bajas en el X_{\max} en función del ángulo de incidencia del primario. Como ejemplo, se muestra en la Fig. 4.16 que estas variaciones son menores al 4% en la energía seleccionada ($E = 10^{16.5}$ eV) por corresponder al bin con mayor estadística.

Por este motivo, se concentrarán los esfuerzos en corregir la dependencia con la energía. La Fig. 4.17 muestra esta dependencia para los dos observables y cada especie del primario. En primera aproximación, las cuatro curvas tienen un comportamiento lineal con el logaritmo de la energía [26]. Otro aspecto notable de esta figura es la confirmación de que el X_{\max}^{em} es un mejor observable en términos de discriminación de lluvias fotónicas y hadrónicas que el X_{\max}^{μ} . Este último presenta un solapamiento casi total de las distribuciones incluso fijando la energía, con lo que no es razonable esperar que este solapamiento se reduzca al corregir según este valor. En cambio, para la componente electromagnética, esta separación aumenta con la energía. Esta diferencia motiva la elección de un observable por sobre el otro, por lo que los ajustes y correcciones se harán sobre X_{\max}^{em} .

En la Fig. 4.17 se muestra en línea continua el ajuste lineal del que se extraen los parámetros de la dependencia logarítmica con la energía, en base al modelo:

$$O_5(E) = c_1 \log \frac{E}{E_0} + c_0 \quad (4.10)$$

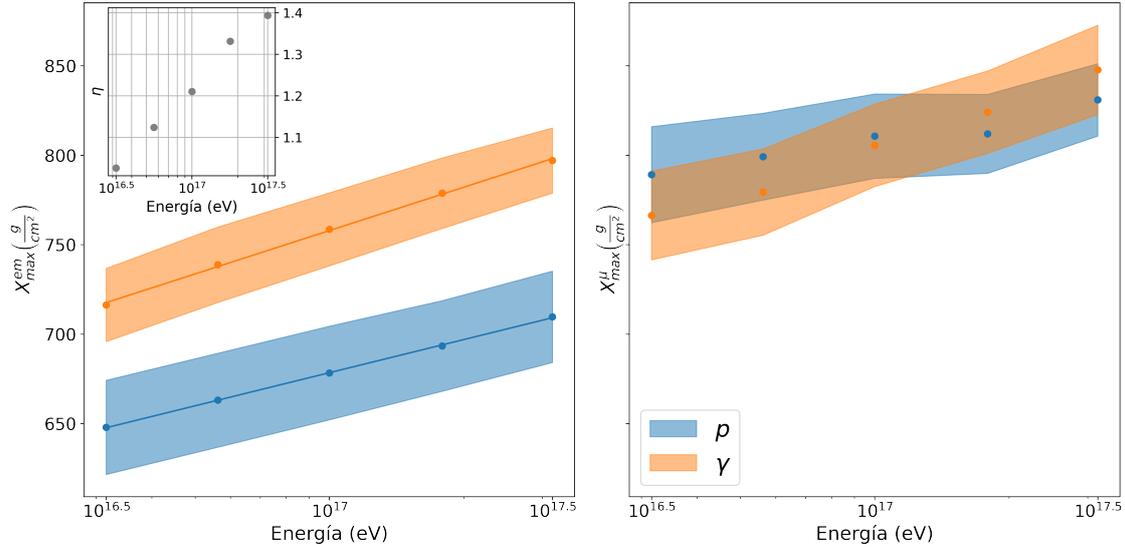


Figura 4.17: Perfil del desarrollo máximo de la lluvia en función de la energía, por componente (*em* izq., μ der.). Se muestran los perfiles correspondientes a fotones (naranja) y protones (azul). Las bandas coloreadas muestran la dispersión correspondiente a 1σ de los datos alrededor del centro de la campana ajustada. Para X_{\max}^{em} se destaca en línea continua el ajuste realizado según la Ec. 4.10. Embebida, a la izquierda, se destaca la evolución del η asociado a X_{\max}^{em} con la energía.

del que, análogamente a lo hecho en la Sec. 4.1.3, se propone la corrección \hat{f}_E :

$$O_5(E) \propto \hat{f}_E = \log \frac{E}{E_0} + c = \log \left(\frac{E}{\text{eV}} \cdot 10^c \right) \quad (4.11)$$

Así, los parámetros de ajuste resultan:

$$\begin{cases} c^p = -5.97 \pm 0.05 \\ c^\gamma = -7.59 \pm 0.09 \end{cases} \quad (4.12)$$

Ya que los parámetros de las rectas presentan diferencias en uno y otro caso, se consideran dos posibles observables, O_5^p y O_5^γ , cada uno con los parámetros de ajuste correspondientes a las dos clases de EAS estudiadas:

$$\begin{cases} O_5^p \equiv \frac{X_{\max}^{\text{em}}}{a_5 \cdot \hat{f}_E^p}, \text{ con } \hat{f}_E^p = \log \left(\frac{E}{\text{eV}} \cdot 10^{-5.97} \right) \\ O_5^\gamma \equiv \frac{X_{\max}^{\text{em}}}{a_5 \cdot \hat{f}_E^\gamma}, \text{ con } \hat{f}_E^\gamma = \log \left(\frac{E}{\text{eV}} \cdot 10^{-7.59} \right) \end{cases} \quad (4.13)$$

donde, además, se introduce la constante a_5 para adimensionalizar el observable.

Resta determinar cómo estas correcciones afectan la separabilidad de las distribuciones en el problema de clasificación de estudio para un flujo de EAS continuo, en su espectro de energías y ángulos. La Fig. 4.18 describe esta separación para los dos observables de estudio. Como puede notarse, el efecto de tomar los parámetros de ajuste en uno y otro caso no impacta en el valor de η , es decir, ambos conjuntos de parámetros resultan en la misma separación.

Si se compara el valor arrojado en esta figura con el correspondiente a los datos crudos en la Fig. 4.15, se verifica que el factor de mérito η es, ligeramente mayor pero, sin duda,

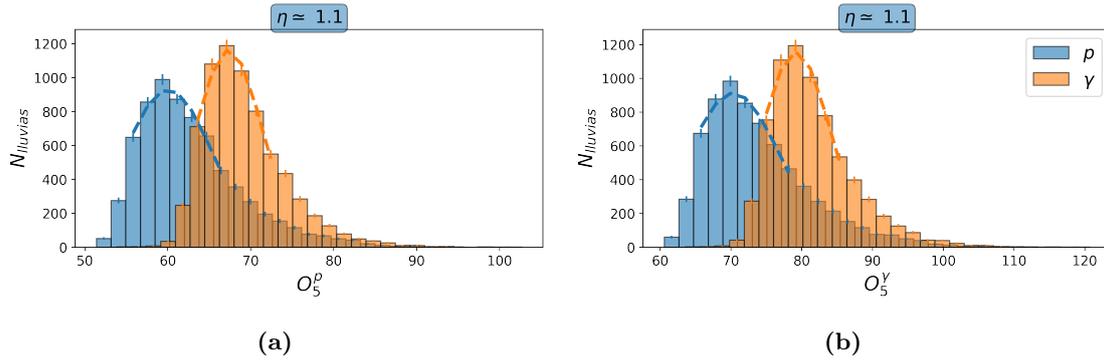


Figura 4.18: Distribución de los observables basados en el desarrollo longitudinal propuestos O_5^p (a) y O_5^γ (b) para protones y fotones primarios (azul y naranja, respectivamente), para un flujo continuo. Se destaca el cálculo del factor de mérito η correspondiente en cada caso.

no presenta una mejora significativa del poder de clasificación del observable propuesto. *A priori* puede preverse que la corrección no tendrá mayores efectos sobre la separabilidad dado que el observable de estudio varía logarítmicamente con la energía (en todo un orden de magnitud de energías presenta variaciones del $\sim 10\%$ en X_{\max}^{em}), y porque la distribución de energías para el primario decae como $E^{-2.7}$; lo que atenúa en gran medida el efecto de las lluvias de más altas energías incluso por debajo de este porcentaje.

4.3. Combinación de observables

Se han propuesto dos clases de observables sensibles a la composición, que permiten distinguir lluvias iniciadas por protones y fotones. Uno de ellos basado en el desarrollo lateral y su componente muónica de alta energía, y otro, relacionado al máximo desarrollo longitudinal de la componente electromagnética inferido a partir de su energía depositada en la atmósfera. La pregunta que motiva la presente sección es: ¿es posible construir un tercer observable con un poder clasificatorio superior al de ambos?.

Se propone trabajar en base a O_4 y O_5 para construir un observable que potencie la separabilidad entre lluvias hadrónicas y fotónicas. La Fig. 4.19 presenta los observables para cada tipo de primario en un flujo continuo de ángulos y energías de incidencia. La correlación de los datos en cada caso es prácticamente nula, $\text{Corr}_{(O_4, O_5)}^p \sim -0,067$ y $\text{Corr}_{(O_4, O_5)}^\gamma \sim -0,075$, lo que sugiere que tiene sentido explorar la posibilidad de combinarlos para mejorar parar mejorar el poder de separación.

Notar que, por ejemplo, para lluvias fotónicas los *outliers* de O_4 (lluvias *muon-rich*) están asociados a valores cercanos al valor medio en O_5 . De la misma manera, para lluvias hadrónicas, las lluvias con bajo valor de O_4 no parecen estar particularmente asociados a valores anómalos de O_5 . Este último tipo de lluvias se denominan por analogía *muon-poor* y representan la causa del solapamiento en las distribuciones de O_4 en los valores típicos de su realización en lluvias fotónicas.

El método de coeficientes de Fisher provee de una herramienta para combinar dos magnitudes sensibles a la composición primaria en un único observable. Este método representa la opción más simple para lograr este objetivo, ya que incluye solamente términos de primer orden de cada observable. De esta manera, se busca encontrar la combinación entre los observables que optimice su separación, para así definir uno nuevo que incluya la información contenida en cada uno de ellos.

De acuerdo con la Ec. 2.11, se define:

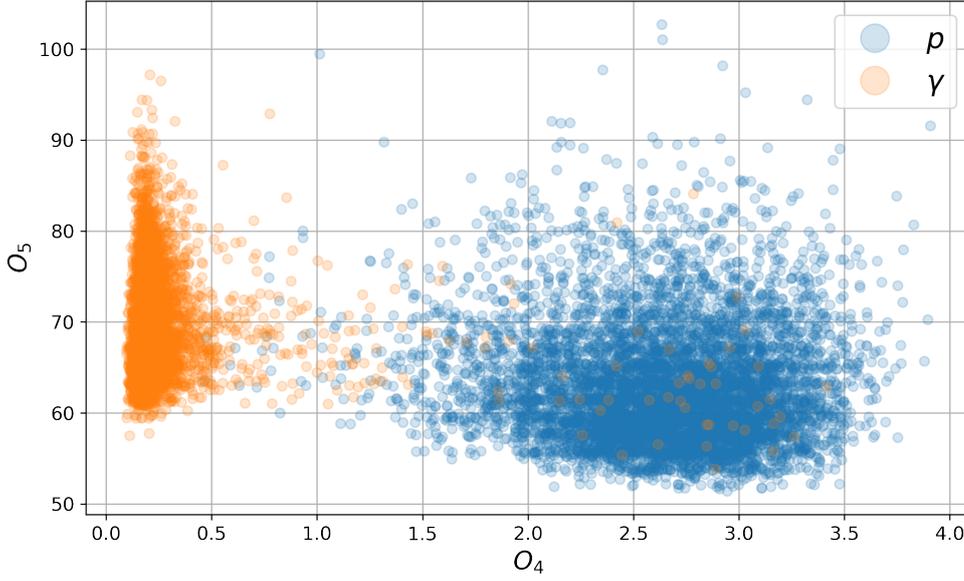


Figura 4.19: Distribución bidimensional de los observables propuestos según composición química del primario. En base a sets de 7000 simulaciones de protones y fotones primarios con flujo continuo.

$$O_6 \equiv F_0 + F_1 \cdot O_4 + F_2 \cdot O_5 \quad (4.14)$$

como el observable que combina O_4 con O_5 .

Geoméricamente, puede interpretarse que los coeficientes de Fisher definen una dirección en el plano (O_4, O_5) sobre la que se puede maximizar la separación de las clases de primarios. Como se mencionó en la Sec. 2.3, dicha dirección es calculada en base a la implementación provista por el paquete *sklearn* de Python. Aplicándolo a los datos de la Fig. 4.19, los coeficientes obtenidos son:

$$F_0 \simeq -2.79, F_1 \simeq 2.71, F_2 \simeq -0.02 \quad (4.15)$$

Habiendo obtenido los coeficientes de Fisher, es posible calcular el observable O_6 asociado a cada lluvia según la Ec. 4.14.

La Fig. 4.20 muestra la distribución de O_6 para cada primario, junto con los observables de entrada O_4 y O_5 . Los coeficientes F_1 y F_2 determinan la dirección $\vec{\omega} = (F_1, F_2)$ sobre la que deben proyectarse los puntos del plano (O_4, O_5) para maximizar la separación entre clases. El coeficiente F_0 es una constante que no altera el η sino que introduce sólo una traslación rígida. La clasificación se determina a partir de los ajustes gaussianos de las distribuciones multivariadas de O_4 y O_5 para p y para γ , y su proyección sobre la dirección de $\vec{\omega}$. A partir de estas proyecciones puede asignarse una probabilidad a cada punto de que pertenezca a lluvias iniciadas por p o por γ .

Los histogramas para los dos observables de entrada, O_4 y O_5 se muestran debajo y a la izquierda de este plano, con sus respectivos η . A la derecha de la Fig. 4.20 se presentan las distribuciones del observable O_6 con su respectiva separación $\eta \simeq 6.02$. Las curvas en línea punteada dentro del plano corresponden a las elipses de covarianza de las distribuciones gaussianas ajustadas a ambas clases.

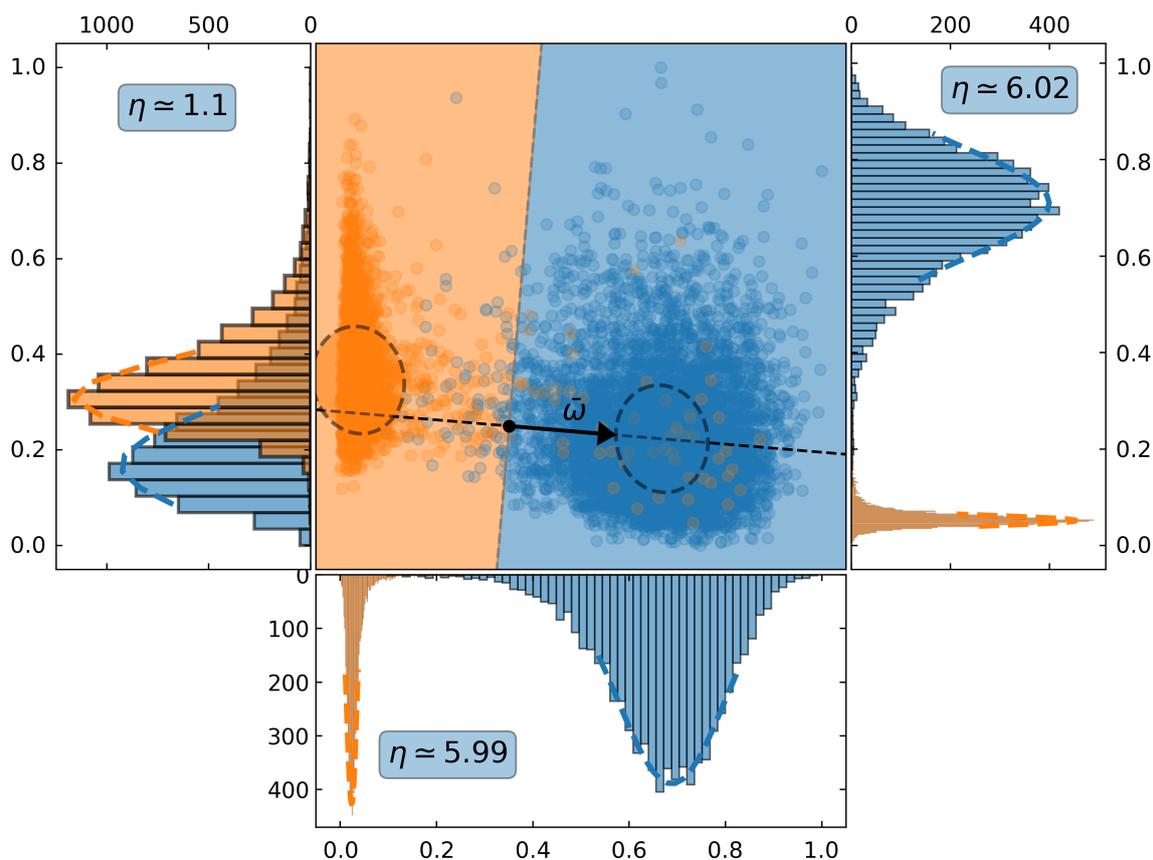


Figura 4.20: Caracterización de la aplicación del método de discriminante lineal de Fisher, para los observables propuestos. En el centro, la distribución de los datos de entrada y la separación de los mismos obtenida mediante el método. En base a sets de 7000 simulaciones de protones y fotones primarios con flujo continuo. Se destacan las elipses de covarianza surgidas de los ajustes multivariados a cada clase en línea punteada. A la izquierda la distribución del observable basado en el desarrollo longitudinal O_5 , abajo aquel basado en el desarrollo lateral O_4 y a la derecha la distribución del nuevo observable combinado O_6 . En los tres casos se destaca el cálculo del η correspondiente.

Para interpretar los valores $F1$ y $F2$ deben considerarse los intervalos típicos donde se ubican las realizaciones de los observables O_4 y O_5 , para así medir el peso relativo que el discriminante lineal de Fisher le da a cada uno. Según se verifica en la Fig. 4.19, O_4 se encuentra en el intervalo $(0, 4)$ para las dos clases. Mientras que, O_5 se ubica entre $(50, 100)$. De esta manera, las cantidades $|F_1 \cdot O_4|$ y $|F_2 \cdot O_5|$ estarán incluidas en los intervalos $(0, 10)$ y $(1, 2)$, respectivamente. Esto indica que en la definición de O_6 , el término asociado a O_4 pesa al menos 5 veces más que el asociado a O_5 . Este resultado es esperable O_4 representa al desarrollo lateral de la lluvia, que tiene un poder de separación significativamente más alto que el longitudinal representado por O_5 .

En el sentido del factor de mérito η , el observable de Fisher no parece mejorar la separación entre ambas clases de primarios. El valor resultante ($\eta = 6.02$) es similar al obtenido con O_4 ($\eta = 5.99$). Para lograr un entendimiento más profundo del valor de O_6 se caracteriza su separabilidad en función del ángulo y energía del primario, de manera comparativa con los otros dos observables. El resultado de esta comparación puede verse en la Fig. 4.21. El observable O_6 tiene un desempeño en términos de η muy similar al provisto por O_4 , lo que es esperable dado el predominio de este último en la construcción de O_6 .

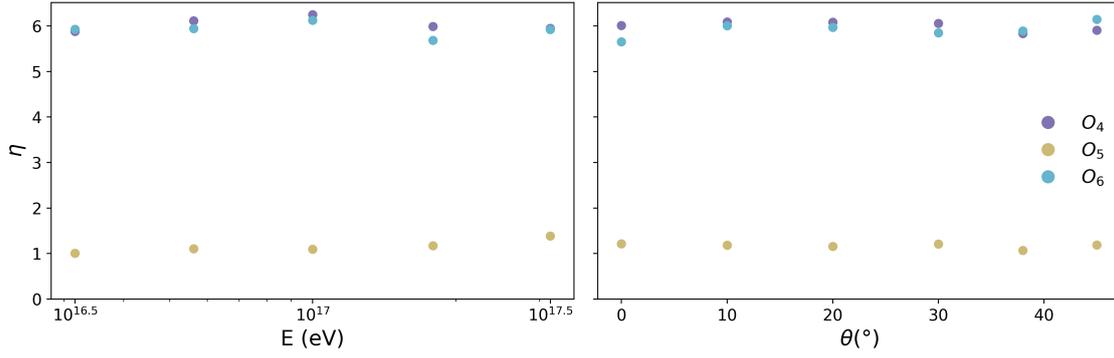


Figura 4.21: Factor de mérito de los observables basados en el desarrollo lateral O_4 , longitudinal O_5 y la combinación entre ambos O_6 , en función del ángulo y energía del primario.

Las lluvias con energías cercanas al límite inferior ($10^{16.5}$ eV) y ángulos cercanos al límite superior (45°) dominan la estadística del flujo continuo analizado para hallar O_6 . Por este motivo, los coeficientes de Fisher están optimizados principalmente para estos límites. Por consiguiente, el poder de discriminación para otras energías y ángulos es fundamentalmente el dado por O_4 .

Hasta aquí se han estudiado un conjunto de observables sólo en términos del estadístico propuesto η que contiene, por construcción, la hipótesis de clases representadas por distribuciones gaussianas. Los *outliers* de las distribuciones no están correctamente representados. En la siguiente sección se evaluará el poder clasificatorio por la capacidad de discernir lluvias individuales como fondo (protones) o señal (fotones).

4.4. La performance del método

Tanto el cálculo del η como en el método del discriminante lineal de Fisher se basan en la clasificación de dos clases de EAS, en los valores medios y matrices de covarianza de sus distribuciones. Por este motivo, un factor de mérito mayor no necesariamente implica una mejor clasificación de la composición del primario para eventos individuales. Las lluvias hadrónicas *muon-poor*, por ejemplo, tienen valores típicos de O_4 más cercanos al valor medio de lluvias inducidas por fotones. El impacto de estos *outliers* en la discriminación lluvia-a-lluvia se describe en esta sección.

Las curvas ROC (de *Receiver Operating Characteristic*) son una representación visual de la sensibilidad y especificidad para un problema de clasificación binario, según se varía el umbral de discriminación. Para construirse se asignan a las dos clases consideradas las categorías de fondo o señal. Su construcción se basa en la definición de dos estadísticos: la *eficiencia de la señal* y el *rechazo al fondo* para cada umbral de discriminación considerado. La eficiencia de la señal se define como el cociente del número de verdaderos positivos de señal (VS) respecto del total de muestras de señal (S). Mientras que el rechazo al fondo se define como el cociente entre el número de verdaderos positivos de fondo (VF) respecto del total de señales de fondo (F).

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Eficiencia de la señal: } \frac{VS}{S} \\ \text{Rechazo al fondo: } \frac{VF}{F} \end{array} \right. \quad (4.16)$$

De esta manera, se construyeron las curvas ROC de los observables O_4 y O_6 . Las EAS

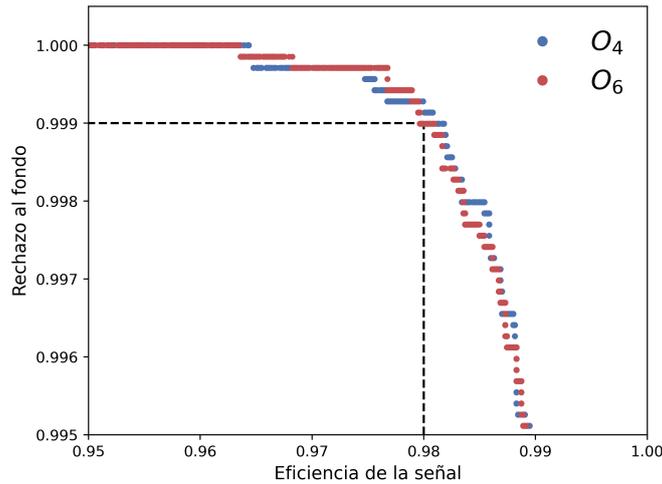


Figura 4.22: Curva ROC para el observable basado en el desarrollo lateral y el observable de Fisher. En base a un set de 7000 simulaciones con flujo continuo para EAS inducidas por fotones y protones.

fotónicas constituyen, por las cotas superiores conocidas para su flujo [16], esa débil señal en un fondo de lluvias hadrónicas ampliamente dominante (ver Sec. 1.2). En concreto, se define un cierto límite en el valor de un observable dado, que determina la separación entre ambas clases: fondo y señal. Al definir este límite, se establece una relación de compromiso entre el rechazo al fondo y la eficiencia de la señal. Cuanto más se acerca el límite definido a la distribución del fondo, menor es la capacidad del clasificador de rechazarlo pero mayor es la eficiencia de la señal considerada. En la Fig. 4.22 se presenta este análisis para los observables considerados, en un flujo continuo de energías y ángulos de incidencia.

Cómo puede observarse, el desempeño de los dos observables considerados es prácticamente indistinguible. En ambos casos se logra rechazar el fondo en un 99.9% con una eficiencia de detección de la señal de 98%. Estos valores indican que la separación entre ambas clases, y para los dos observables, es sumamente eficiente. La combinación basada en el desarrollo longitudinal que aporta Fisher, no varía significativamente el desempeño del observable basado en el desarrollo lateral (ni en términos de su sensibilidad y eficiencia, ni en términos del η) porque éste por sí sólo logra una muy significativa separación de las clases, mientras que el observable basado en el desarrollo longitudinal, las separa de manera pobre ($\eta \simeq 1$) agregando poca o nula información al problema de clasificación.

Como conclusión del trabajo se decide adoptar O_4 por su alta performance en la discriminación de lluvias iniciadas por fotones de ultra-alta energía.

Capítulo 5

Conclusiones

En la presente tesis de licenciatura se construyó el observable O_4 , capaz de discriminar rayos cósmicos fotónicos de ultra-alta energía con una eficiencia del 98 % rechazando el 99.9 % del fondo hadrónico dominante.

Para la construcción de O_4 , se estudiaron EAS inducidas por fotones y protones primarios, se tomó la densidad de muones de alta energía a una distancia de entre 300 m y 330 m del eje de la lluvia. Teniendo en cuenta el rango de energías considerado, de entre $10^{16.5}$ eV y $10^{17.5}$ eV, y el rango de ángulos cenitales de incidencia, de entre 0° y 45° , se propusieron correcciones a esta densidad con el objeto de independizar su realización de las fluctuaciones introducidas por estos parámetros de la partícula primaria.

Se estudió, además, la posibilidad de incrementar el poder clasificatorio del observable propuesto combinándolo con un observable no correlacionado. Para ello, se consideró el máximo desarrollo longitudinal de la componente electromagnética de la lluvia. Se desarrollaron las correcciones, fundamentalmente sobre la energía del primario, dando lugar a la definición del observable O_5 .

En base a estos dos observables, y considerando un flujo continuo de energías y ángulos cenitales de incidencia para el primario, se construyó la combinación entre O_4 y O_5 que maximiza la separación entre p y γ según el método del discriminante lineal de Fisher.

Debido al alto solapamiento entre las distribuciones de O_5 para lluvias inducidas por protones y fotones, el observable O_6 obtenido por el método de Fisher, no introduce una mejora en términos del poder de separación entre primarios hadrónicos y fotónicos respecto de O_4 .

Los resultados principales de este trabajo se sintetizan en la Tabla 5.1, según los criterios utilizados para su estudio: el factor de mérito y la eficiencia de la señal fotónica en función del rechazo al fondo hadrónico.

Como trabajo futuro, y considerando que la separación entre clases introducida por O_5 aumenta con la energía (tal y cómo se muestra en la Sec 4.2.1), se propone la implementación del método del discriminante lineal de Fisher para O_4 y O_5 en bins de energía, lo que podría permitir optimizar a todas las energías. Se espera que debido al aumento en el factor de mérito de este segundo observable a energías mayores, se llegue a una mayor eficiencia en el observable O_6 construido a partir de ellos, que mejore el poder clasificatorio de O_4 .

Si bien O_4 supone un método altamente eficiente para discriminar la naturaleza de la partícula primaria que induce una EAS, deben considerarse los efectos introducidos por los detectores de muones con los que se registra la densidad en la que se basa, para concluir con el estudio de su factibilidad experimental. La incerteza introducida por el sistema de detección se espera reduzca el poder clasificatorio del observable aquí propuesto. Un estudio

		O_4	O_5	O_6
θ ($^\circ$)	0	6.01	1.21	5.65
	10	6.09	1.18	6.00
	20	6.08	1.16	5.97
	30	6.06	1.21	5.85
	38	5.84	1.07	5.89
η	45	5.90	1.19	6.15
	$10^{16.5}$	5.88	1.01	5.93
	$10^{16.75}$	6.12	1.10	5.94
E (eV)	10^{17}	6.25	1.09	6.13
	$10^{17.25}$	5.99	1.17	5.68
	$10^{17.5}$	5.95	1.39	5.92
Flujo continuo		5.99	1.10	6.02
% Eficiencia para γ con 99.9% de rechazo a hadrones		98	-	98

Tabla 5.1: Factor de mérito η y eficiencia de detección de la señal fotónica para 99.9% de rechazo del fondo hadrónico para los observables propuestos. Se consideran distintas energías y ángulos cenitales discretos de incidencia del primario para la caracterización de η . Se muestra también el resultado de η para un flujo continuo con distribuciones $E \propto E^{-2.7}$ ($10^{16.5} \text{ eV} < E < 10^{17.5} \text{ eV}$) y $\theta \propto \sin^2 \theta$ ($0^\circ < \theta < 45^\circ$).

futuro para incluirla resulta crucial, de manera de obtener una completa caracterización del observable aquí desarrollado.

Apéndice A

Generación de números aleatorios

Dada una cierta distribución de probabilidad, o PDF, conocida en un intervalo, es posible generar números aleatorios siguiendo esta distribución a partir del método de Monte Carlo de la siguiente manera:

```
import numpy as np

def random_generator(pdf, interval_min, interval_max):
    n_sample = 1000
    interval_sample = np.linspace(interval_min, interval_max, n_sample)
    pdf_max = np.max(pdf(interval_sample))
    while True:
        x, y = np.random.random(), np.random.random()
        u, v = interval_min + (interval_max - interval_min) * x, y * pdf_max
        if v <= pdf(u):
            return u
```


Apéndice B

Script de CORSIKA utilizado para el control de las simulaciones

```
time (
  set -e
  ## CHECK NEEDED VARS
  if [ -z ${CORSIKA_BIN_NAME+x} ];
  then echo "CORSIKA_BIN_NAME env var unset"; exit;
  fi
  if [ -z ${CORSIKA_BIN_PATH+x} ];
  then echo "CORSIKA_BIN_PATH env var unset"; exit;
  fi
  if [ -z ${CORSIKA_UTIL_PATH+x} ];
  then echo "CORSIKA_UTIL_PATH env var unset"; exit;
  fi
  if [ -z ${CORSIKA_READ_UTIL+x} ];
  then echo "CORSIKA_READ_UTIL env var unset"; exit;
  fi
  if [ -z ${CORSIKA_PY_BIN_NAME+x} ];
  then echo "CORSIKA_PY_BIN_NAME env var unset"; exit;
  fi

  while getopts ":n:b:p:e:z:" opt; do
    case $opt in
      n) nproc="$OPTARG"
        ;;
      b) nbatch="$OPTARG"
        ;;
      p) particle="$OPTARG"
        ;;
      e) energy="$OPTARG"
        ;;
      z) zenit_angle="$OPTARG"
        ;;
      \?) echo "Invalid option -$OPTARG" >&2
        ;;
    esac
  done

  THIS_DIR="$( cd "$( dirname "${BASH_SOURCE[0]}" )" >/dev/null 2>&1 && pwd )"

  if [ -z $nproc ]; then nproc=1; fi
  if [ -z $nbatch ]; then nbatch=1; fi
  if [ -z $particle ]; then particle=14; fi
  if [ -z $energy ]; then energy=1E6; fi
  if [ -z $zenit_angle ]; then zenit_angle=0; fi

  nshow=$((nproc * nbatch))

  echo "Running ${nshow} shower(s) in ${nbatch} batch(es) of ${nproc} parallel
  process(es)."
```

```

for i in $(seq 1 $nbatch)
do (
  for k in $(seq 1 $nproc)
  do (
    ID_i=$(openssl rand -hex 4)
    OUT_DIR_i="${THIS_DIR}/data/library/${ID_i}"
    mkdir $OUT_DIR_i

    if [ $energy == "exp" ];
    then energy_i=${CORSIKA_PY_BIN_NAME "${THIS_DIR}/src/generators/exp_gen.
py");
    else
    energy_i=$energy;
    fi

    if [ $zenit_angle == "sin2" ];
    then zenit_angle_i=${CORSIKA_PY_BIN_NAME "${THIS_DIR}/src/generators/
sin2_gen.py");
    else
    zenit_angle_i=$zenit_angle;
    fi

    randomseed_1=$(shuf -i 1-900000000 -n 1)
    randomseed_2=$(shuf -i 1-900000000 -n 1)

    ## STEERING FILE
    set +e
    read -r -d ' ' INPUT_FILE <<- EOM
    RUNNR      1                run number
    EVTNR      1                number of first shower event
    SEED       $randomseed_1 0    0    seed for 1. random sequence
    SEED       $randomseed_2 0    0    seed for 2. random sequence
    NSHOW      1                number of showers to generate
    PRMPAR     $particle        particle type of prim.
    ERANGE     $energy_i        $energy_i    energy range of prim. (GeV)
    THETAP     $zenit_angle_i   $zenit_angle_i    range of zenith angle (degree)
    PHIP       0.                0.          range of azimuth angle (degree)
    OBSLEV     1452.E2          observation level (in cm)
    THIN       1.E-6 1.E30 0.E0    thinning
    LONGI      T 20.0 F T        longitudinal development
    ECUTS      5.E-2 1.E-2 2.5E-4 2.5E-4    energy lower threshold
    USER      you
    DIRECT     $OUT_DIR_i/
    EXIT
    EOM
    set -e

    # SETTING LOG FILE PATH
    LOG_FILE_i="${OUT_DIR_i}/DAT.log"

    ## EXECUTE CORSIKA
    cd $CORSIKA_BIN_PATH
    PROC_TIME=$(time (echo "$INPUT_FILE" | ./CORSIKA_BIN_NAME > $LOG_FILE_i
2>&1) 2>&1)

    #LONGI
    LONG_FILE="${OUT_DIR_i}/DAT.long"
    rm "${OUT_DIR_i}/DAT000001.long"
    sed -n "/LONGITUDINAL PARTICLE DISTRIBUTION/,/~/p" $LOG_FILE_i >
$LONG_FILE
    sed -n "/LONGITUDINAL ENERGY DISTRIBUTION/,/~/p" $LOG_FILE_i >> $LONG_FILE
    sed -n "/LONGITUDINAL ENERGY DEPOSIT/,/~/p" $LOG_FILE_i >> $LONG_FILE
    WARN_MSG="Note: The following floating-point exceptions are signalling:"
    sed -i "${WARN_MSG}/d" $LONG_FILE

    ## OUTPUT TO ASCII
    TEMP_PATH="/tmp/${ID_i}"
    mkdir $TEMP_PATH
    cp "${CORSIKA_UTIL_PATH}/${CORSIKA_READ_UTIL}" $TEMP_PATH

```

```

mv "${OUT_DIR_i}/DAT000001" $TEMP_PATH
cd $TEMP_PATH; echo "${TEMP_PATH}/DAT000001" | "./${CORSIKA_READ_UTIL}" >>
$LOG_FILE_i
mv "${TEMP_PATH}/fort.8" "${OUT_DIR_i}/DAT.lat"
rm -r $TEMP_PATH
cd $THIS_DIR

## INSERT INTO DB_INDEX
echo "${particle},${energy_i},${zenit_angle_i},${ID_i}" >> "${THIS_DIR}/
data/index.csv"

## CALC SHOWER STATS
PY_PROC_TIME=$(time ($CORSIKA_PY_BIN_NAME "${THIS_DIR}/src/shower.py"
$OUT_DIR_i $particle $energy_i $zenit_angle_i &>> $LOG_FILE_i) 2>&1)

## COMPRESS OUTPUTFILE
tar -zcf $OUT_DIR_i/DAT.lat.tar.gz --remove-files $OUT_DIR_i/DAT.lat &>>
$LOG_FILE_i

## LOG EXEC DETAILS
HOSTNAME=$(hostname)
echo >> $LOG_FILE_i
echo $HOSTNAME" -- "$CORSIKA_BIN_NAME >> $LOG_FILE_i
echo >> $LOG_FILE_i
echo "Corsika execution time: "$PROC_TIME >> $LOG_FILE_i
echo >> $LOG_FILE_i
echo "Shower.py execution time: "$PY_PROC_TIME >> $LOG_FILE_i
echo >> $LOG_FILE_i

) & done
wait
) done
echo "Finished."
)

```


Bibliografia

- [1] V. F. Hess. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrt. *Physik. Zeitschr.*, 13:1084–1091, 1912.
- [2] C. Anderson. The Positive Electron. *Phys. Rev.*, 43(491), 1933.
- [3] S. Neddermeyer and C. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 51(884), 1937.
- [4] P. Auger et al. Extensive cosmic-ray showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11:288–291, 1939.
- [5] J. Linsley. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 10:146–148, 1963.
- [6] E. Fermi. Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation. *Astrophys. J.*, 119:1–6, 1954.
- [7] P. Bhattacharjee and G. Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. *Phys. Rept.*, 327:109–247, 2000.
- [8] Y. Formin et al. Constraints on the flux of 10^{16} - $10^{17,5}$ eV cosmic photons from the EAS-MSU muon data. *Phys. Rev. D*, 95(12), 2017.
- [9] K. Kampert for The KASCADE Collaboration. Cosmic ray energy spectra and mass composition at the knee - recent results from KASCADE. *Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.)*, 136:273–281, 2004.
- [10] R. Aloisio, V. Berezhinsky, and A. Gazizov. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 39-40:129–143, 2012.
- [11] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 98(3), 2018.
- [12] F. Fenu for the Pierre Auger Collaboration. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory. In *35th International Cosmic Ray Conference*, 2017.
- [13] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev.Lett.*, 16(748), 1966.
- [14] G. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 4:114–117, 1966.
- [15] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics: Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium*. Cambridge University Press, 1994.
- [16] P. Rühl. Searches for ultra-high-energy photons at the Pierre Auger Observatory. *PoS, Asterics2019:68*, 2020.
- [17] A. U. Abeysekara et al. Measurement of the Crab Nebula Spectrum Past 100 TeV with HAWC. *The Astrophysical Journal*, 2019.
- [18] M. Amenomori et al. First Detection of Photons with Energy beyond 100 TeV from an Astrophysical Source. *Physical Review Letters*, 2019.
- [19] LHAASO Collaboration. Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 gamma-ray galactic sources. *Nature*, 2021.
- [20] Gopal-Krishna et al. Ultra-high energy cosmic rays from Centaurus A: Jet interaction with gaseous shells. *Astrophys. J.*, 720(2), 2010.
- [21] M. Settimo and M. De Domenico. Propagation of extragalactic photons at ultra-high energy with the EleCa code. *Astropart. Phys.*, 62:92–99, 2015.
- [22] M. Settimo. *Hybrid detection of Ultra High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory*. PhD thesis, Università del Salento, 2010.
- [23] The Pierre Auger Collaboration. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 27(2), 2007.
- [24] The Pierre Auger Collaboration. Search for photons with energies above 10^{18} eV using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2017(009),

- 2017.
- [25] C. Meynen. *Search for ultra-high energy photons using the Auger Surface Detector*. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology - IKP, 2014.
 - [26] J. Matthews. A Heitler model of extensive air showers. *Astropart. Phys.*, 22(5-6):387–397, 2005.
 - [27] The Pierre Auger Collaboration. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 29(4):243–256, 2008.
 - [28] J.M. Laget. Pion photoproduction. *Nuclear Physics A*, 335(1):267–287, 1980.
 - [29] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultra-high energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72:689–732, 2000.
 - [30] The Pierre Auger Collaboration. Pierre Auger Project Design Report. Technical report, Fermi Laboratory, 2nd Edition, 1997.
 - [31] K. Greisen. Cosmic Ray Showers. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 10:63–108, 1960.
 - [32] K. Kamata and J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progr. Theor. Phys. Suppl.*, 6:93–155, 1958.
 - [33] G. Silli and N. Gonzalez. Performance of the 433 m surface array of the pierre auger observatory. In *Proc. of International Cosmic Ray Conference, Berlin*, 2021.
 - [34] The Pierre Auger Collaboration. Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory. *J. Instrum.*, 11, 2016.
 - [35] The Pierre Auger Collaboration. Design, upgrade and characterization of the silicon photomultiplier front-end for the AMIGA detector at the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 16(01):P01026–P01026, 2021.
 - [36] B. Wundheiler. *Rayos C3smicos con Energ3as entre 10^{17} y 10^{19} eV*. PhD thesis, Universidad de Buenos Aires, 2013.
 - [37] S.I. Striganov D.E. Groom, N. V. Mokhov. Muon stopping power and range tables 10 MeV - 100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 2001.
 - [38] Y. Formin, N. Kalmykov, and G. Kulikov. Estimate of the fraction of primary photons of the fraction of primary photons in the cosmic-ray flux at energies 10^{17} eV from the EAS-MSU experiment data. *J. Exp. Theor. Phys.*, 117(6):1011–1023, 2013.
 - [39] Y. Formin et al. Estimates of the cosmic gamma-ray flux at PeV to EeV energies from the EAS-MSU experiment data. *J. Exp. Theor. Phys. Letters*, 100(11):699–702, 2015.
 - [40] The KASCADE-Grande Collaboration. KASCADE-Grande Limits on the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Flux between 100 TeV and 1 EeV. *Astrophys. J.*, 848(1), 2017.
 - [41] D. Heck et al. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *Report FZKA*, 6019, 1998.
 - [42] Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User’s Guide. <https://web.ikp.kit.edu/corsika/usersguide/usersguide.pdf>.
 - [43] T. Pierog et al. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, 92(034906), 2015.
 - [44] M. Kobal for the Pierre Auger Collaboration. A thinning method using weight limitation for air-shower simulations. *Astropart. Phys.*, 15(3):259–273, 2001.
 - [45] P GNU. Free software foundation. bash (3.2. 48)[unix shell program], 2007.
 - [46] Guido Van Rossum and Fred L. Drake. *Python 3 Reference Manual*. CreateSpace, Scotts Valley, CA, 2009.
 - [47] F. Pezoa et al. Foundations of json schema. In *Proceedings of the 25th International Conference on World Wide Web*, pages 263–273. International World Wide Web Conferences Steering Committee, 2016.
 - [48] C. R. Harris et al. Array programming with NumPy. *Nature*, 585(7825):357–362, 2020.
 - [49] W. McKinney. Data Structures for Statistical Computing in Python. In St3fan van der Walt and Jarrod Millman, editors, *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*, pages 56 – 61, 2010.
 - [50] The pandas development team. pandas-dev/pandas: Pandas, 2020.
 - [51] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, 1998.
 - [52] M. Newville et al. LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python, 2014.

- [53] W. H. Press and S. A. Teukolsky. Savitzky-golay smoothing filters. *Computers in Physics*, 1990.
- [54] P. Virtanen et al. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17:261–272, 2020.
- [55] R. A. Fisher. The use of multiple measurements in taxonomic problems. *Annals of Human Genetics*, 7(2):179–188, 1936.
- [56] F. Pedregosa et al. Scikit-learn: Machine learning in Python. *Journal of Machine Learning Research*, 12:2825–2830, 2011.
- [57] P. K. F. Grieder. *Extensive Air Showers*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, first edition, 2010.
- [58] N. González, F. Sánchez, M. Roth, and A. Etchegoyen. A muon-based observable for a photon search at 30 – 300 PeV. *Astropart. Phys.*, In Press, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2019.06.005>.
- [59] D. Newton, J. Knapp, and A. A. Watson. The Optimum Distance at which to Determine the Size of a Giant Air Shower. *Astropart. Phys.*, 26(6):414–419, 2007.
- [60] J.C.Arteaga-Velázquez et al. The constant intensity cut method applied to the kascade-grande muon data. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 2009.
- [61] J.A.J. Matthews et al. A parametrization of cosmic ray shower profiles based on shower width. : *J. Phys. G: Nucl. and Part. Phys.*, 2009.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Compartir
Igual (BY-NC-SA) 2.5 Argentina
Buenos Aires, 2021