



FACULTAD DE FÍSICA
MÁSTER UNIVERSITARIO EN FÍSICA
Curso 2021-22
TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

CARACTERIZACIÓN DE LA EMISIÓN EN RADIO EN
CASCADAS ATMOSFÉRICAS INICIADAS POR NEUTRINOS
TAU DE MUY ALTAS ENERGÍAS EN DETECTORES A
GRAN ALTITUD

Especialidad en Física Nuclear y de Partículas

Autor:
Sergio Cabana Freire

Tutor:
Jaime Álvarez Muñiz
Departamento de Física de Partículas (USC) & IGFAE

Julio 2022

Facultad de Física
Máster Universitario en Física
Curso 2021-22
TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

CARACTERIZACIÓN DE LA EMISIÓN EN RADIO EN CAS- CADAS ATMOSFÉRICAS INICIADAS POR NEUTRINOS TAU DE MUY ALTAS ENERGÍAS EN DETECTORES A GRAN AL- TITUD

Especialidad en Física Nuclear y de Partículas

Autor: Sergio Cabana Freire

Tutor: Jaime Álvarez Muñoz, Departamento de Física de Partículas (USC) & Instituto Galego de Física de Altas Enerxías (IGFAE)

Fecha de presentación: Julio 2022

Declaración firmada por el autor de la originalidad del trabajo

El autor del trabajo declara que el presente es un trabajo original. Autoriza asimismo al control por personal de la Universidade de Santiago de Compostela de la mencionada originalidad, eventualmente mediante el empleo de bases de datos y la inclusión en ellas.

En Santiago de Compostela, a X de julio de 2022. Firmado,

Autorización del autor a la difusión del trabajo

El autor autoriza a la difusión del trabajo a los efectos considerados en los vigentes reglamentos de TFG y TFM de la Universidade de Santiago de Compostela (Artículo 11.3) y de TFM del Máster en Física (Artículo 33), entendiendo que esta autorización no influye en la propiedad intelectual del trabajo ni a la posibilidad de publicar el mismo total o parcialmente por otros medios. Autoriza asimismo a que la Facultad de Física de esa Universidad disponga de copia electrónica del trabajo para su archivo, consulta y empleo para usos académicos y de investigación con la mención específica al autor.

En Santiago de Compostela, a X de julio de 2022. Firmado,

• **Resumen:** La detección de neutrinos de origen astrofísico a muy altas energías es un objetivo científico prioritario dentro de la astronomía de multi-mensajeros. Entre las técnicas de detección consideradas, una de las propuestas más interesantes es el estudio de la radiación electromagnética en radiofrecuencias asociada a cascadas de partículas iniciadas por neutrinos tau de altas energías interaccionando en el interior de la Tierra. En este trabajo, describiremos mediante resultados simulados tanto el desarrollo de dichas cascadas de partículas en la atmósfera como la radiación electromagnética emitida, y comprobaremos la posibilidad de extraer información acerca de la partícula primaria a partir de su estudio.

• **Resumo:** A detección de neutrinos de orixe astrofísica a moi altas enerxías é un obxectivo científico prioritario dentro da astronomía de multi-mensaxeiros. Entre as técnicas de detección consideradas, unha das propostas máis interesantes é o estudo da radiación electromagnética en radiofrecuencias asociada a cascadas de partículas iniciadas por neutrinos tau de altas enerxías interaccionando no interior da Terra. Neste traballo, describiremos mediante resultados simulados tanto o desenvolvemento de ditas cascadas de partículas na atmosfera como a radiación electromagnética emitida, e comprobaremos a posibilidade de extraer información acerca da partícula primaria a partires do seu estudo.

• **Abstract:** The detection of neutrinos of astrophysical origin at very high energies is a priority scientific goal in multi-messenger astronomy. Among the detection techniques considered, one of the most interesting proposals is the study of electromagnetic radiation at radio frequencies associated with particle cascades initiated by high-energy tau neutrinos interacting in the Earth's interior. In this work, we will describe by means of simulated results both the development of such particle cascades in the atmosphere and the electromagnetic radiation emitted, and we will test the possibility of extracting information about the primary particle from its study.

Índice

1. Introducción	2
2. Cascadas atmosféricas	5
2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera	5
2.2. Caracterización de cascadas atmosféricas hacia arriba	8
3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización	21
3.1. Formalismo de la emisión	21
3.2. Simulación y caracterización de la radiación	25
4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba	33
5. Conclusiones	33
Referencias	34

1. Introducción

El campo de la Física de Astropartículas ha experimentado un rápido crecimiento en los últimos años gracias a resultados experimentales recientes, que han puesto de manifiesto el potencial de esta disciplina para aumentar nuestro conocimiento acerca del Universo y sus fenómenos más energéticos. Concretamente, la posibilidad de observar eventos astrofísicos a través de la detección simultánea de su emisión electromagnética, ondas gravitacionales y neutrinos, que ha sido confirmada en los últimos años gracias a experimentos como LIGO o IceCube, ha supuesto el nacimiento de una nueva disciplina: la *astronomía de multi-mensajeros*. El desarrollo de este campo, una de las opciones más prometedoras del panorama actual para explorar el Universo a muy altas energías, se ha convertido en una de las prioridades científicas por su evidente potencial [11].

En este marco, la detección de neutrinos de muy altas energías podría ser una de las claves para dar respuesta a numerosas cuestiones abiertas en este ámbito. A su vez, la detección de neutrinos conlleva enormes dificultades a nivel experimental, que obligan a mejorar las técnicas de detección existentes e incluso a desarrollar nuevas opciones para poder observar estas partículas.

El interés observacional en los neutrinos reside, fundamentalmente, en su ínfima probabilidad de interacción. Debido a su masa prácticamente nula y a que únicamente interaccionan débilmente, su propagación a través del Universo no se vería influenciada por interacciones gravitatorias, con los campos magnéticos galácticos o con el fondo cósmico de microondas (CMB). Debido a esto, los neutrinos son óptimos para realizar observaciones a nivel astronómico, al propagarse a lo largo de distancias cosmológicas casi sin perder energía ni alterar su dirección desde su origen, e incluso permitiendo obtener información de regiones electromagnéticamente opacas.

Con esta ventaja en mente, resulta evidente que los neutrinos de muy altas energías¹ abren la posibilidad de aumentar el conocimiento disponible acerca de los fenómenos más energéticos que ocurren en el Universo, tanto dentro de nuestra propia Galaxia como a escalas superiores. En lo que respecta a las posibles fuentes galácticas de neutrinos, podemos citar por ejemplo remanentes de supernovas, nebulosas de viento de púlsar (PWNe) o sistemas binarios en los que existe acreción de materia entre integrantes (y que pueden dar lugar a novas, *X-ray bursts* o supernovas de tipo Ia). En lo relativo a posibles fuentes extragalácticas, se encontrarían por ejemplo núcleos de galaxia activos (AGN), galaxias *starburst* y los eventos denominados como *gamma-ray bursts* (GRB) [5, 6, 7]. En todas ellas, la interacción de rayos cósmicos de alta energía (UHECR) acelerados en la fuente con la materia y radiación presentes en la misma y sus proximidades sería la responsable de la aparición de neutrinos. Por ello, la observación de los neutrinos producidos en esta clase de eventos permitiría aumentar nuestro conocimiento sobre los mismos en gran medida, tanto a partir de la información que contendrían sobre su lugar de origen y los procesos *microscópicos* que los han creado (y que no se perdería al escapar libremente de las fuentes) como combinando dicha información con resultados de experimentos sensibles a otros *mensajeros*.

Además de los neutrinos de origen *localizado* (i.e., originados en una fuente concreta o región compacta), existiría además un flujo difuso de neutrinos, tanto a nivel galáctico como extragaláctico. El origen de dichos neutrinos estaría de nuevo en las interacciones de UHECR con la materia presente en las regiones de producción y aceleración de rayos cósmicos (*neutrinos astrofísicos*) o con el CMB

¹ $E \gtrsim 10^{18} \text{ eV} = 1 \text{ EeV}$

(*neutrinos cosmogénicos*).

Bien sean neutrinos difusos o de fuentes concretas, su aparición se debe a la desintegración de piones cargados y muones, que se originan en las interacciones hadrónicas de los rayos cósmicos (nos referimos indistintamente a neutrinos y antineutrinos con el símbolo ν):

$$\text{Interacción hadrónica de UHECR} \begin{cases} \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \\ \pi^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu\nu_\mu \end{cases} . \quad (1.1)$$

Por lo tanto, no sólo la observación de neutrinos procedentes de fuentes concretas sería de interés, sino también la caracterización del espectro de neutrinos astrofísicos y cosmogénicos. Concretamente, la caracterización de los primeros podría arrojar luz sobre los mecanismos de producción y aceleración de rayos cósmicos, ya que su espectro tendría la misma dependencia que la de estos últimos en el momento de su producción, antes de verse afectados por interacciones a lo largo de la propagación. Por su parte, los neutrinos cosmogénicos permitirían aumentar nuestro conocimiento acerca de la propia propagación de rayos cósmicos en el medio intergaláctico, así como de la distribución de fuentes de UHECR en el Universo.

No obstante, la gran ventaja que supone la baja probabilidad de interacción de los neutrinos a la hora de *transmitir* información sobre su origen resulta a su vez un gran obstáculo para su estudio, debido a lo improbable que resulta que un neutrino interactúe de tal manera que podamos detectarlo. Más allá de esta cuestión, los propios flujos de radiación cósmica a altas energías ($< 1 \text{ m}^{-2}\text{y}^{-1}$ a 10^{15} eV , $< 1 \text{ km}^{-2}\text{siglo}^{-1}$ a 10^{19} eV) obligan a recurrir a detectores con grandes exposiciones y/o áreas efectivas. Concretamente, la detección de partículas a las energías más altas debe realizarse de manera indirecta, estudiando por ejemplo los efectos de sus interacciones en la atmósfera, que se manifiestan en forma de *cascadas extensas* de partículas. En dichos eventos, que discutiremos en detalle en la sec. 2, la producción de un elevado número de partículas en la atmósfera permite extraer información acerca de la partícula inicial o *primaria*, combinando la información obtenida con diversas técnicas entre las que se encuentran el uso de *arrays* de detectores de partículas a nivel del suelo, telescopios sensibles a la fluorescencia producida por la excitación de moléculas en la atmósfera y su posterior desexcitación, telescopios sensibles a la luz Čerenkov emitida a lo largo de la propagación de partículas cargadas en la atmósfera, etc. A la hora de estudiar neutrinos de alta energía, incluso la atmósfera no representa una cantidad de materia suficiente para que tengan lugar las interacciones que dan lugar a cascadas, y debe recurrirse a *blancos* alternativos. Quizá los ejemplos más relevante de experimentos con estas características son, respectivamente, el Observatorio Pierre Auger [12], que combina el empleo de tanques Čerenkov distribuidos en un área de 3000 km^2 con telescopios de fluorescencia; y IceCube [8], que monitoriza un volumen de hielo $\sim 1 \text{ km}^3$ mediante detectores ópticos.

Dentro de las diversas técnicas de detección existe una posibilidad alternativa a las que hemos mencionado que, a pesar de ya haber sido planteada en la década de los 60, ha experimentado un gran desarrollo en los últimos años gracias tanto a avances técnicos como académicos: la detección de la radiación electromagnética a frecuencias de radio (MHz – GHz) producida por cascadas de partículas [14]. Aunque ahondaremos en el origen y características de esta emisión en la sec. 3, no es difícil convencerse de que un elevado número de partículas cargadas propagándose en la atmósfera tendrá asociada emisión de radiación electromagnética, que como veremos a lo largo de este trabajo contendrá información acerca de la naturaleza, energía y procedencia de la partícula primaria. Además

de abrir la posibilidad de acceder a esta información, la radiodetección cuenta con la ventaja de que los detectores son básicamente antenas, cuyo coste moderado permite cubrir áreas muy extensas y aumentar las opciones de detectar partículas de muy alta energía (por ejemplo en experimentos como RNO-G, LOFAR, ARA, ARIANNA, etc. [14]; e incluso con detectores asociados a instalaciones más generales como IceCube y Pierre Auger).

En el caso particular de la detección de neutrinos de muy alta energía, al no existir la limitación estricta de tener que disponer de detectores a nivel del suelo, la radiodetección permite explotar la posibilidad de emplear la Tierra como blanco de interacción, aumentando en gran medida la probabilidad de observar neutrinos. Concretamente, una de las propuestas más prometedoras y cuyo estudio será el objetivo de este trabajo es la detección de neutrinos tau interaccionando en el interior de la Tierra (Fig. 1.1). Al producirse dicha interacción, aparecería un leptón τ que se desintegraría en la atmósfera, dando lugar a hadrones o electrones de alta energía que iniciarían una cascada de partículas propagándose con gran inclinación² (prácticamente paralela al suelo) y *hacia arriba* en la atmósfera. La emisión de radiación electromagnética podría entonces detectarse en antenas dispuestas en terrenos de gran elevación (~ 5 km), en equipos a bordo de globos (~ 36 km) e incluso en satélites en órbita baja (~ 500 km). La observación desde alturas elevadas permite la monitorización de grandes áreas sobre la superficie terrestre y la búsqueda de cascadas de alta energía que parecen *emerger* de ella.

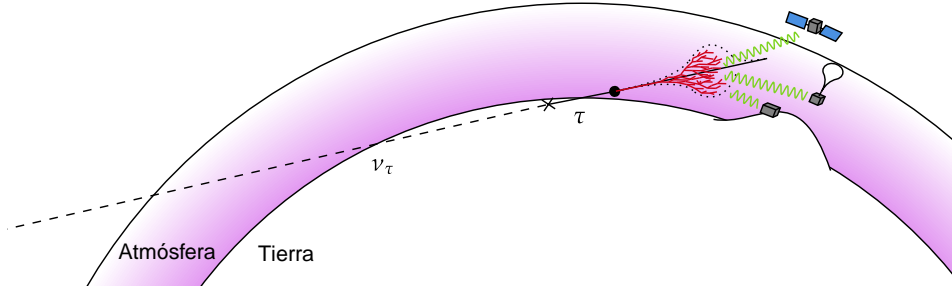


Figura 1.1: Propuesta de radiodetección de neutrinos tau de origen astrofísico con antenas ubicadas en montañas, globos estratosféricos o satélites de órbita baja.

La razón para considerar únicamente neutrinos tau³ reside en el hecho de que el leptón τ combina una baja probabilidad de interacción y pérdida de energía en el interior de la Tierra con una vida media muy corta ($\sim 3 \times 10^{-13}$ s) que permite su desintegración dentro de la atmósfera y la aparición de una cascada. Por el contrario, los μ^\pm asociados a ν_μ *escaparían* de la atmósfera sin generar una cascada, al tener vidas medias largas y pocas interacciones, y los e^\pm asociados a ν_e no llegarían a la atmósfera ya que interaccionarían dando lugar a una cascada en el interior de la Tierra.

Actualmente, existen numerosos experimentos entre cuyos objetivos se sitúan la detección de esta clase de eventos. Entre ellos podemos mencionar BEACON [17], que aspira a medir el flujo de ν_τ con $E > 100$ PeV mediante técnicas interferométricas a partir de datos recolectados en arrays de

²Las distancias que tendría que recorrer el primario dentro de la Tierra para generar cascadas más *verticales* sólo podrían ser posibles en el marco de la física más allá del Modelo Estándar.

³Aunque en (1.1) vemos que las interacciones de UHECR en las fuentes darían una proporción $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \sim 1 : 2 : 0$, las oscilaciones de sabor a lo largo de la propagación hacen que, a grandes distancias, $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \sim 1 : 1 : 1$

antenas dispuestas sobre montañas a varios km de altura, o ANITA y su futuro sucesor PUEO [1], que permiten observar mediante antenas dispuestas en globos a gran altura (~ 36 km) la radiación asociada a cascadas iniciadas en interacciones con el hielo de la Antártida.

Este trabajo se enmarca dentro de estas propuestas experimentales, y los desarrollos que haremos a continuación tendrán como objetivo describir y caracterizar tanto cascadas atmosféricas hacia arriba como la emisión en radiofrecuencias asociada, contribuyendo por medio de simulaciones al desarrollo de estas técnicas de detección.

2. Cascadas atmosféricas

Las cascadas atmosféricas representan una de las opciones más importantes para la detección y estudio de la radiación cósmica mas energética. Los escasos flujos de rayos cósmicos ($< 1 \text{ m}^{-2}\text{y}^{-1}$ a partir de $E = 10^{15} \text{ eV}$) hacen que la detección directa de estas partículas, por ejemplo en detectores situados fuera de la atmósfera, sea inviable. Por ello, el estudio de la radiación cósmica en esta región de energías se realiza observando las consecuencias de las interacciones de estas partículas en la atmósfera.

2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera

Cuando un rayo cósmico de muy alta energía (por ejemplo un protón) llega a las capas superiores de la atmósfera e interacciona con la materia presente en el medio, producirá un número elevado de partículas secundarias, a su vez de altas energías, que volverán a generar más partículas sucesivamente. De este modo, se desarrolla una *cascada* de partículas propagándose a través de la atmósfera, en la que el número de partículas continúa aumentando progresivamente, hasta que la energía de las partículas no es suficiente para mantener el crecimiento (i.e., se alcanza un máximo del desarrollo). Gracias al elevado número de partículas producidas en esta clase de eventos (hasta 10^{11} para partículas primarias de $\sim 10^{20} \text{ eV}$), su estudio es posible mediante diversas técnicas (detectores de partículas a nivel de suelo, estudio de la fluorescencia provocada por las partículas en la atmósfera, medidas de la radiación Čerenkov, ...). En cierto modo, la atmósfera actúa como un calorímetro que permite extraer información acerca de la energía y dirección de llegada del rayo cósmico primario, a partir de la deposición de energía en el medio en forma de una cascada atmosférica.

No obstante, usar la atmósfera como medio de detección tiene, evidentemente, la desventaja de que se trata de un medio inhomogéneo, en el que la densidad decrece con la altitud h , $\rho = \rho(h)$. Como ejemplo, uno de los modelos más simples para la dependencia de la densidad con la altura es un decrecimiento exponencial:

$$\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/h_0) \quad ; \quad \text{donde } \rho_0 \sim 1,23 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \text{ y } h_0 \sim 8,5 \text{ km} . \quad (2.1)$$

Naturalmente, este hecho tendrá consecuencias importantes en el desarrollo de la cascada. Fundamentalmente, el efecto se deberá a que, a mayor densidad, mayor probabilidad de interacción para las partículas producidas. Para tener en cuenta esta cuestión, gran parte de la discusión que haremos acerca del desarrollo de cascadas atmosféricas no se hará en términos de distancias, sino de cantidad

de materia atravesada o *profundidad*, X . Dicha profundidad puede medirse en la dirección vertical (X_v) o a lo largo del eje (X_s) del desarrollo de la cascada, que sigue la prolongación de la dirección de movimiento de la partícula primaria:

$$X_v(h) = \int_h^\infty \rho(h') dh' ; \quad X_s(h, \theta) = \int_h^\infty \rho(h') dl = \int_h^\infty \rho(h') \frac{dh'}{\sqrt{1 - \frac{R_T^2 \sin^2 \theta}{(R_T + h')^2}}} , \quad (2.2)$$

donde R_T representa el radio de la Tierra, θ es el ángulo cenital de la cascada respecto a la vertical al suelo (Fig. 2.1) y l la distancia a lo largo del eje de la cascada. Gracias a estas definiciones, podremos estudiar el desarrollo de cascadas en términos de magnitudes que inmediatamente incorporan la inhomogeneidad de la atmósfera, por lo que no profundizaremos más en los modelos que describen la atmósfera y pasaremos a cuestiones de mayor interés para el objetivo de este trabajo.

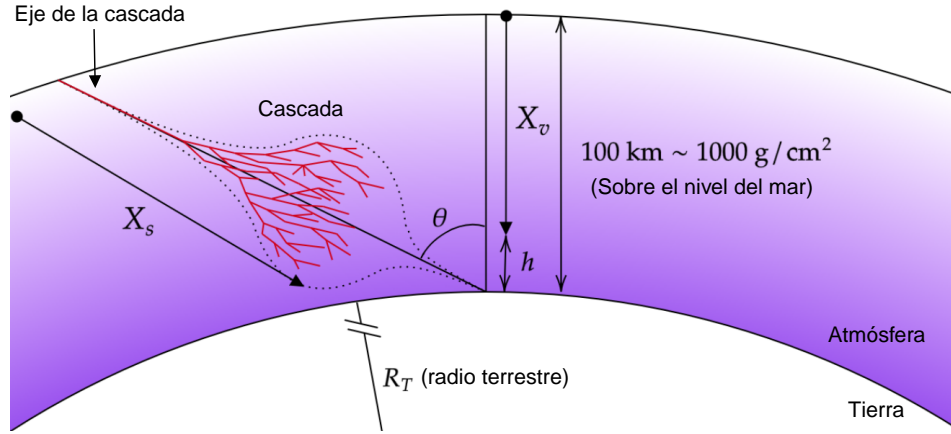


Figura 2.1: Esquema simplificado de una cascada atmosférica *al uso*. Definición de profundidad vertical (X_v) e inclinada (X_s). R_T es el radio de la Tierra, h la altitud y θ el ángulo cenital.

Como hemos mencionado en la introducción, nos interesará estudiar cascadas atmosféricas que se propagan *hacia arriba*, y además iniciadas por la desintegración de un leptón τ . En esta clase de situación, por tanto, tendremos una cascada propagándose desde zonas más a menos densas, y que pueden haber sido iniciadas por leptones o hadrones de alta energía (ya que los abundantes modos de desintegración del τ permiten la producción de ambos tipos de partículas). Este tipo de cascadas *hacia arriba* están mucho menos estudiadas que las más convencionales cascadas *hacia abajo* que se observan de manera rutinaria en detectores de UHECR como Pierre Auger. Para poder comprender estos eventos, comenzaremos por repasar brevemente las tres *componentes* diferenciadas que pueden aparecer en una cascada atmosférica y su evolución a lo largo del desarrollo de la misma.

- *Componente electromagnética (EM)*: Constituida, fundamentalmente, por fotones, electrones y positrones; que representan las partículas más abundantes en una cascada atmosférica. A altas energías⁴, las interacciones que multiplican el número de partículas asociadas a esta componente serán la producción de pares ($\gamma + \text{Nuc.} \rightarrow e^+e^- + \text{Nuc.}$) y bremsstrahlung ($e^\pm + \text{Nuc.} \rightarrow$

⁴Mayores a la energía crítica $E_C \sim 86 \text{ MeV}$, en la que las pérdidas de energía por ionización superan a las de bremsstrahlung.

$e^\pm + \gamma + \text{Nuc.}$). Cuando la energía de las partículas es suficientemente baja, aparecen pérdidas de energía mediante interacciones con los electrones del medio (scattering Compton, ionizaciones y excitaciones, aniquilación e^+e^- , ...) que detienen el desarrollo de la cascada.

- *Componente hadrónica:* Constituida por protones, núcleos, piones y demás hadrones. En este caso, las interacciones más relevantes serán las de producción de piones ($p + \text{Nuc.} \rightarrow \pi^0, \pi^\pm, p, \dots$; $\pi^0 + \text{Nuc.} \rightarrow \pi^0, \pi^\pm, \dots$). Además, a altas energías, el número de partículas producidas en cada interacción será muy superior al de los procesos electromagnéticos ($\gtrsim 75$ secundarios en promedio en cada interacción, para energías $\gtrsim 10^{15}$ eV). A diferencia de la componente electromagnética, en este caso debemos considerar también procesos de desintegración que alimentarán otras componentes de la cascada:

- $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($\tau \sim 8,4 \times 10^{-17}$ s). Alimenta la componente electromagnética.
- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$; $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ ($\tau \sim 2,6 \times 10^{-8}$ s). Alimenta la componente muónica.

Dada la vida media tan corta del π^0 , podemos asumir con seguridad que la gran mayoría de piones neutros producidos se desintegran antes de interactuar en la atmósfera. Dado que la producción de cada tipo de pión es equiprobable, en cada interacción podemos tomar la aproximación de que 1/3 de la energía se *transfiere* a la componente electromagnética, cuyo origen en cascadas iniciadas por hadrones se debe precisamente en este proceso. Eventualmente, la mayoría de la energía asociada a hadrones se habrá transferido a la componente EM, y se acabará disipando en ionizaciones y excitaciones del medio.

Por otra parte, la desintegración del pión cargado alimenta la componente muónica. No obstante, la vida media más larga del π^\pm hace que las interacciones que multiplican el número de piones sean relevantes hasta que las energías son inferiores a ~ 20 GeV.

- *Componente muónica:* Constituida por muones y neutrinos producidos, fundamentalmente, en la desintegración de piones cargados. La interacción de estas partículas en la atmósfera será prácticamente despreciable, sufriendo fundamentalmente pérdidas de energía por ionización. Por otra parte, la larga vida media del muón ($\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$, $\tau \sim 2 \times 10^{-6}$ s) hace que, por encima de unos pocos GeV de energía, los muones atraviesen la atmósfera sin desintegrarse.

En general, el desarrollo de las cascadas atmosféricas está determinado por la competición entre interacción y desintegración que afecta principalmente a hadrones y muones. Si las interacciones dominan, el número de partículas se multiplica y la cascada *crece*, mientras que las desintegraciones alimentan la componente EM y muónica, que *extraen* energía de la componente hadrónica de la cascada y detienen su desarrollo. Mientras que las desintegraciones sólo dependen de la energía de la partícula y el tiempo de propagación, las interacciones dependen de la cantidad de materia atravesada, que como hemos visto depende de la altura en la atmósfera. Dos magnitudes clave en este aspecto que podrán ser útiles más adelante son la *distancia de interacción y desintegración*:

- *Distancia de interacción*, λ_I [g/cm²]: Cantidad de materia que debe atravesarse para que, en promedio, ocurra una interacción. En unidades de distancia, $d_I \sim \lambda_I / \rho(h)$. Para el caso de los piones interactuando con aire, $\lambda_I = 70 - 120$ g/cm² (dependiendo de su energía).

- *Distancia de desintegración*, d_{dec} [m]: Distancia promedio que recorre una partícula antes de desintegrarse. Depende de la vida media en reposo τ y la energía. En el caso de los piones:

$$d_{dec} = \Gamma \beta c \tau \sim \frac{E}{mc^2} c \tau \begin{cases} \pi^\pm \rightarrow d_{dec} = \Gamma(7, 8 \text{ m}) \\ \pi^0 \rightarrow d_{dec} = \Gamma(2, 5 \times 10^{-8} \text{ m}) \end{cases}, \quad (2.3)$$

donde $\Gamma = E/mc^2$ es el factor de Lorentz.

Naturalmente, la condición $d_{dec} \sim \lambda_I/\rho$ determina la energía típica E_{dec} por debajo de la cual las partículas dejan de interactuar y se desintegran:

$$d_{dec} \sim \lambda_I/\rho \implies E_{dec} \sim \frac{\lambda_I mc^2}{\rho c \tau}. \quad (2.4)$$

Por lo tanto, estas magnitudes nos permiten estimar, de manera sencilla, en qué fase del desarrollo se encuentra cada componente de la cascada. Además, vemos claramente las dependencias tanto con la densidad como con la energía en y (2.4). Por lo tanto, podemos intuir que habrá diferencias sustanciales entre una cascada *convencional* en la que las partículas de mayor energía se producen en las zonas menos densas de la atmósfera, y una cascada hacia arriba en que las partículas más energéticas aparecen en la región de mayor densidad para propagarse hacia zonas menos densas. Exploraremos esta posibilidad a continuación.

2.2. Caracterización de cascadas atmosféricas hacia arriba

Para poder comprender mejor la evolución de cascadas atmosféricas en general, y más concretamente el caso de las cascadas propagándose *hacia arriba*, hemos realizado una serie de simulaciones recurriendo al código AIRES [15] que nos permitirán explorar las características del desarrollo de las partículas más abundantes en cascadas atmosféricas (fundamentalmente nos centraremos en e^\pm , μ^\pm y π^\pm) en función de la naturaleza y energía del primario, de la altura a la que ocurre la primera interacción o el ángulo cenital con el que se desarrolla la cascada. Naturalmente, el desarrollo longitudinal del número de partículas cargadas en la atmósfera marcará la emisión de radiación en cascadas atmosféricas, así que nos detendremos en estudiar este aspecto en esta sección antes de avanzar en el objetivo de este trabajo.

AIRES es un código capaz de simular mediante técnicas Monte Carlo el desarrollo de cascadas atmosféricas a nivel microscópico, i.e., teniendo en cuenta las interacciones y desintegraciones que tienen lugar a lo largo de la evolución de la cascada y la propagación en el medio. Debido al elevado número de partículas que se producen, es necesario recurrir a un algoritmo de *muestreo* que estudia la propagación de partículas *estadísticamente relevantes*, para luego compensar adecuadamente la contribución de las partículas rechazadas. Gracias a este procedimiento, es posible estudiar el desarrollo de cascadas de energías hasta 10^{20} eV en un número de horas de CPU *asumibles*. Además, el propio código incorpora modelos detallados de la atmósfera y campo magnético terrestre, lo que permite añadir condiciones plenamente realistas para el desarrollo de las cascadas.

Para poner de manifiesto el detalle con que AIRES permite simular el desarrollo de cascadas, en la Tabla 2.1 se recogen las partículas e interacciones consideradas en las simulaciones:

Partícula	Interacciones
γ e^\pm	Efectos Compton y fotoeléctrico
	Bremsstrahlung y producción de pares
	Aniquilación e^+e^-
	Emisión de e^- knock-on (scattering Møller, Bhabha)
	Reacciones fotonucleares, ...
μ^\pm	Bremsstrahlung y producción de pares
	Emisión de e^- knock-on
	Desintegración
ν 's	Aparición en desintegraciones
$p, \bar{p}, n, \bar{n}, \Lambda$	Colisiones hadrónicas y núcleo-núcleo
$\pi^0, \pi^\pm, K_{L,S}^0, K^\pm$	Emisión de e^- knock-on
Núcleos $Z \leq 36$	Desintegraciones

Tabla 2.1: Partículas e interacciones consideradas en AIRES (v. 2.8.4a)

El estudio de la evolución de la cascada en AIRES se puede realizar, entre otras maneras, estableciendo una serie de *niveles de observación* a lo largo del desarrollo. En cada uno de ellos, se registran las partículas que lo atraviesan y su energía, permitiendo obtener el desarrollo longitudinal del número de partículas y su energía. Los niveles de observación se disponen equiespaciados en profundidad atravesada (g/cm^2), bien a lo largo del eje de desarrollo de la cascada (X_s) o en la dirección vertical (X_v):

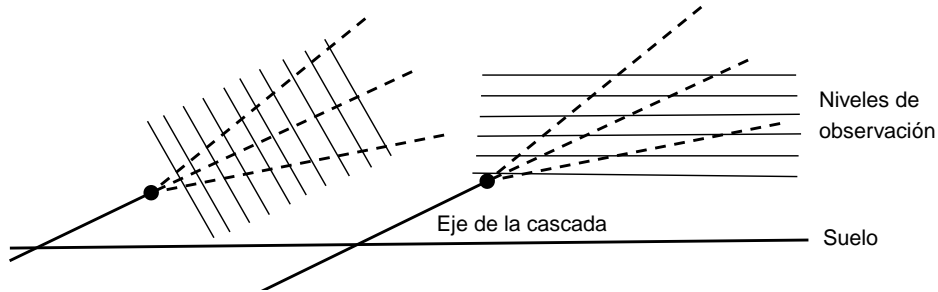


Figura 2.2: Disposiciones posibles de los niveles de observación en el código de simulación AIRES, en el caso de una cascada hacia arriba. Izq.: A lo largo del eje del desarrollo. Der.: A lo largo de la dirección vertical (paralelos al suelo).

Además, dado que conocemos el modelo atmosférico⁵, podremos convertir la posición de los planos de observación a alturas o distancias *recorridas* (en km) en la atmósfera aplicando (2.2), lo que nos permitirá estudiar el desarrollo longitudinal de las cascadas en función de espesor másico o distancia. Teniendo en mente el funcionamiento de las simulaciones, podemos pasar a discutir el desarrollo de cascadas hacia arriba en la atmósfera.

Fundamentalmente, existen cuatro aspectos básicos que afectarán al desarrollo de estas cascadas: el ángulo de inclinación, la altura en la atmósfera a la que ocurre la primera interacción, y la naturaleza

⁵AIRES emplea por defecto y como referencia la llamada parametrización de Linsley de la atmósfera estándar en EEUU.

y energía de la partícula primaria que inicia la cascada. Para estudiar los efectos de cada una de estas cuestiones, presentaremos y discutiremos a continuación una serie de resultados de simulaciones con AIRES variando cada una de las magnitudes que acabamos de mencionar.

■ *Ángulo de la cascada:*

La dependencia del desarrollo con el ángulo de inclinación del eje de la cascada es evidente si recordamos la dependencia de la densidad con la altura en la atmósfera. Para ilustrar esta idea, hemos representado en la Fig. 2.3 la cantidad de materia atravesada desde el nivel del suelo hacia arriba para varios ángulos, usando una expresión equivalente⁶ a (2.2). Como vemos, la cantidad de materia atravesada en la atmósfera aumenta cuanto más *horizontal* sea la cascada por lo que esperaremos, por ejemplo, la producción de un mayor número de partículas en ese caso, al dominar las interacciones en regiones más densas.

Antes de presentar resultados, debemos comentar el criterio empleado para los ángulos de inclinación de la cascada: para cascadas *hacia abajo*, indicaremos el ángulo en el intervalo $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$ (Fig. 2.1), mientras que en cascadas hacia arriba, por consistencia, daremos el ángulo en el intervalo $\theta \in [90^\circ, 180^\circ]$, siendo 90° (180°) una cascada horizontal (vertical hacia arriba).

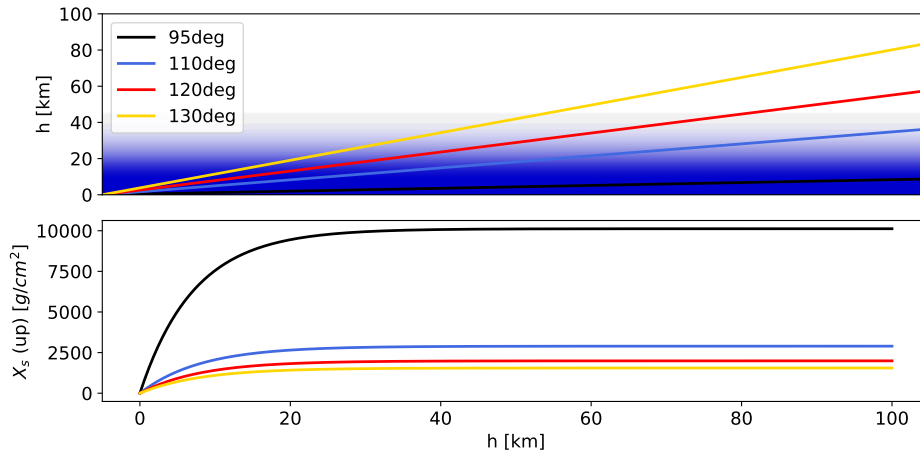


Figura 2.3: Cantidad de materia atravesada a lo largo del eje de la cascada (hacia arriba) en función de la altura en la atmósfera sobre el nivel del mar, para varios ángulos. El gradiente de color que representa la atmósfera sigue la dependencia (2.1), empleada para realizar esta gráfica. Se ha tenido en cuenta la curvatura de la Tierra, la primera imagen es meramente ilustrativa.

Con esto en mente, presentamos en la Fig. 2.4 los resultados de la simulación en AIRES del desarrollo longitudinal de electrones, positrones, muones y piones cargados para cascadas hacia arriba iniciadas por un protón de energía 1 EeV interaccionando a 5 km de altura en la atmósfera, para varios ángulos de inclinación (nótese que, en los paneles izquierdos, la profundidad X_v se mide en vertical desde la parte superior de la atmósfera, por lo que X_v decrece a medida que la cascada hacia arriba se desarrolla).

⁶Simplemente integrando entre 0 y h .

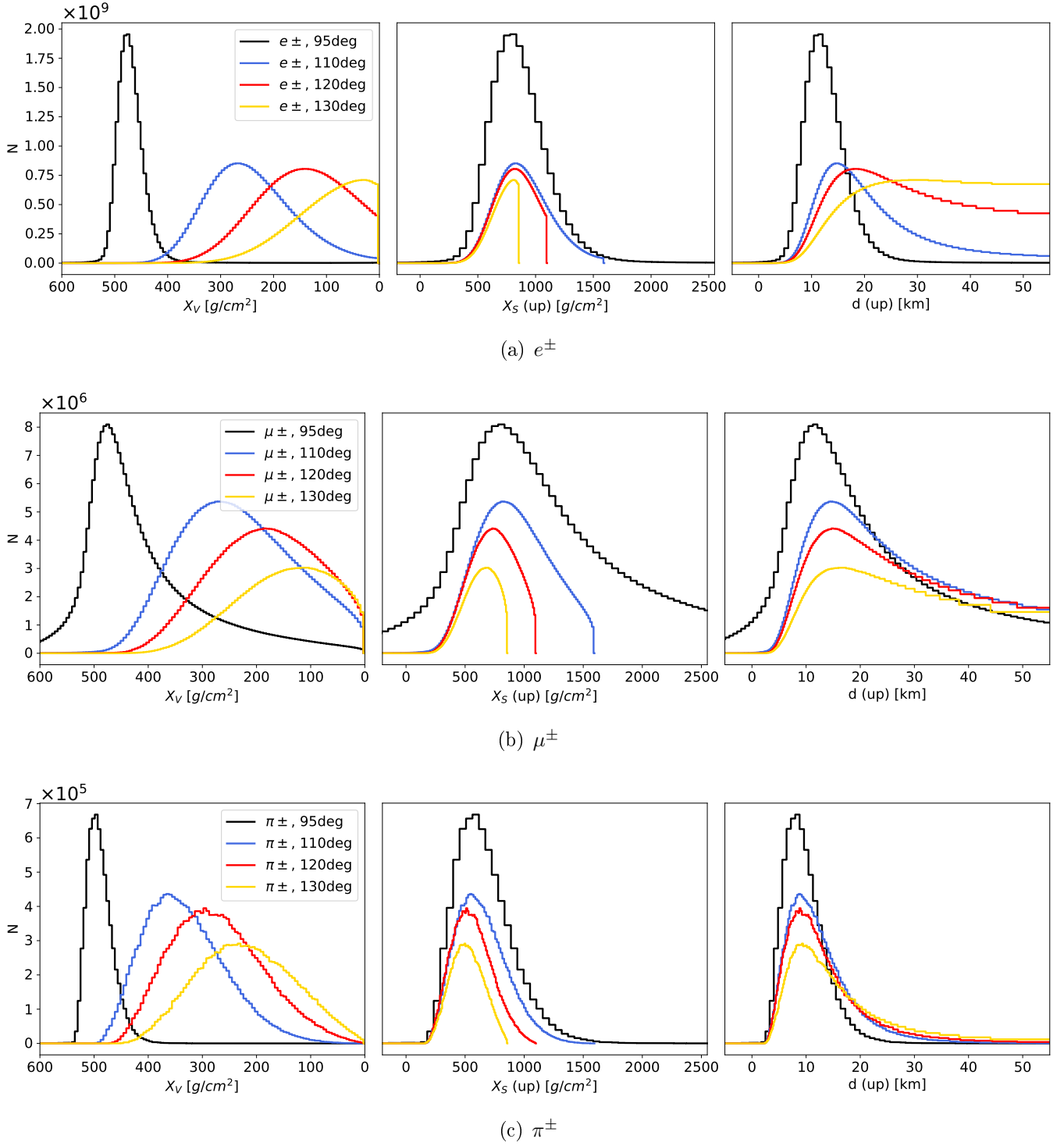


Figura 2.4: Desarrollo de electrones (a), muones (b) y piones (c), en una cascada hacia arriba iniciada por un protón de 1 EeV interactuando a 5 km de altura, para distintos ángulos de inclinación θ . Profundidad y distancia a lo largo del eje se miden desde el punto de primera interacción, i.e., $h = 5$ km. Los cortes en las gráficas vs. X_s (e^\pm , μ^\pm) marcan el final de la atmósfera.

La primera observación que podemos hacer es que, como acabamos de mencionar, el máximo número

de partículas producido en la cascada decrece al aumentar el ángulo, i.e., cuanto más *vertical* se sitúa el eje de la cascada. Por otra parte, vemos en las gráficas correspondientes del desarrollo frente a la profundidad X_s atravesada *a lo largo* del eje de la cascada que el máximo de la cascada EM ocurre aproximadamente en la misma posición, un resultado natural ya que esperamos que la producción de partículas dependa de la materia atravesada. Al tener en cuenta la inclinación, es evidente que las cascadas más verticales deberán recorrer más distancia para atravesar la misma cantidad de materia, por lo que los máximos aparecen desplazados cuando el desarrollo se representa en función de la profundidad vertical X_v (véanse Figs. 2.2 y 2.3).

En las gráficas frente a X_s observamos, para el caso de μ^\pm y π^\pm , que la posición del máximo cambia ligeramente con el ángulo, algo que no ocurre en el caso de los electrones. La diferencia entre ambos casos es la existencia de desintegraciones. Para interpretar este hecho, podemos ver en la ecuación (2.4) que la energía a la que las desintegraciones comienzan a dominar aumentará cuando la cascada es más vertical (dependencia ρ^{-1}), ya que la zona densa de la atmósfera se abandona antes. Debido a que las desintegraciones son entonces mas frecuentes para piones cargados de mayores energías, la cascada se desarrolla más rápidamente y se alcanza el máximo en un menor número de interacciones. Vemos por otra parte que el comportamiento de los desarrollos de piones cargados y muones es muy similar, con cierto *retardo* que nos indica que el origen de los muones está en la desintegración de π^\pm . **Además, apreciamos en la gráfica de desarrollo de muones frente a X_v o X_s , un cambio de pendiente hacia el final del desarrollo, que evidencia sus desintegraciones. Además, el número de π^\pm y muones producidos disminuye con la inclinación de la cascada, de nuevo debido a que los π^\pm se desintegrarán a energías más altas y dejarán de contribuir a la producción de nuevos muones (Repasar, comentario de Jaime).**

Por último, en las gráficas del desarrollo frente a la distancia recorrida en la atmósfera, el ligero desplazamiento en las posiciones de los máximos de nuevo señala el hecho de que, cuanto mayor sea el ángulo θ , más altura debe alcanzarse en la atmósfera para atravesar la cantidad de materia necesaria para llegar al máximo. Además, en el caso de los e^\pm vemos que la caída del número de partículas, que se debe a la pérdida de energía con el medio, es más rápida cuanto menor el ángulo, debido a que en ese caso la cascada encuentra materia con la que interaccionar *por delante*.

■ *Altura de la primera interacción*

El punto de la atmósfera en que ocurra la primera interacción, y por lo tanto comience el desarrollo de la cascada, afecta a dos observables: el número de partículas producidas y la posición del máximo de la cascada. Para verlo, presentamos en la Fig. 2.5 resultados de AIRES para el desarrollo de electrones, positrones y muones en una cascada de ángulo $\theta = 95^\circ$ iniciada por un protón de energía 1 EeV.

En primer lugar, la posición del máximo de la cascada cambia con la altura (y por tanto con X_v), un resultado evidente ya que estamos modificando el punto en que se inicia la cascada. Por su parte, en las gráficas frente a profundidad y distancia a lo largo del eje volvemos a encontrar los mismos efectos que en el caso de la Fig. 2.4, atribuibles a los distintos perfiles de densidad en que se desarrolla la cascada, sólo que ahora la diferencia en la materia atravesada viene dada por la altura de *inyección* del primario y no por el ángulo de la cascada.

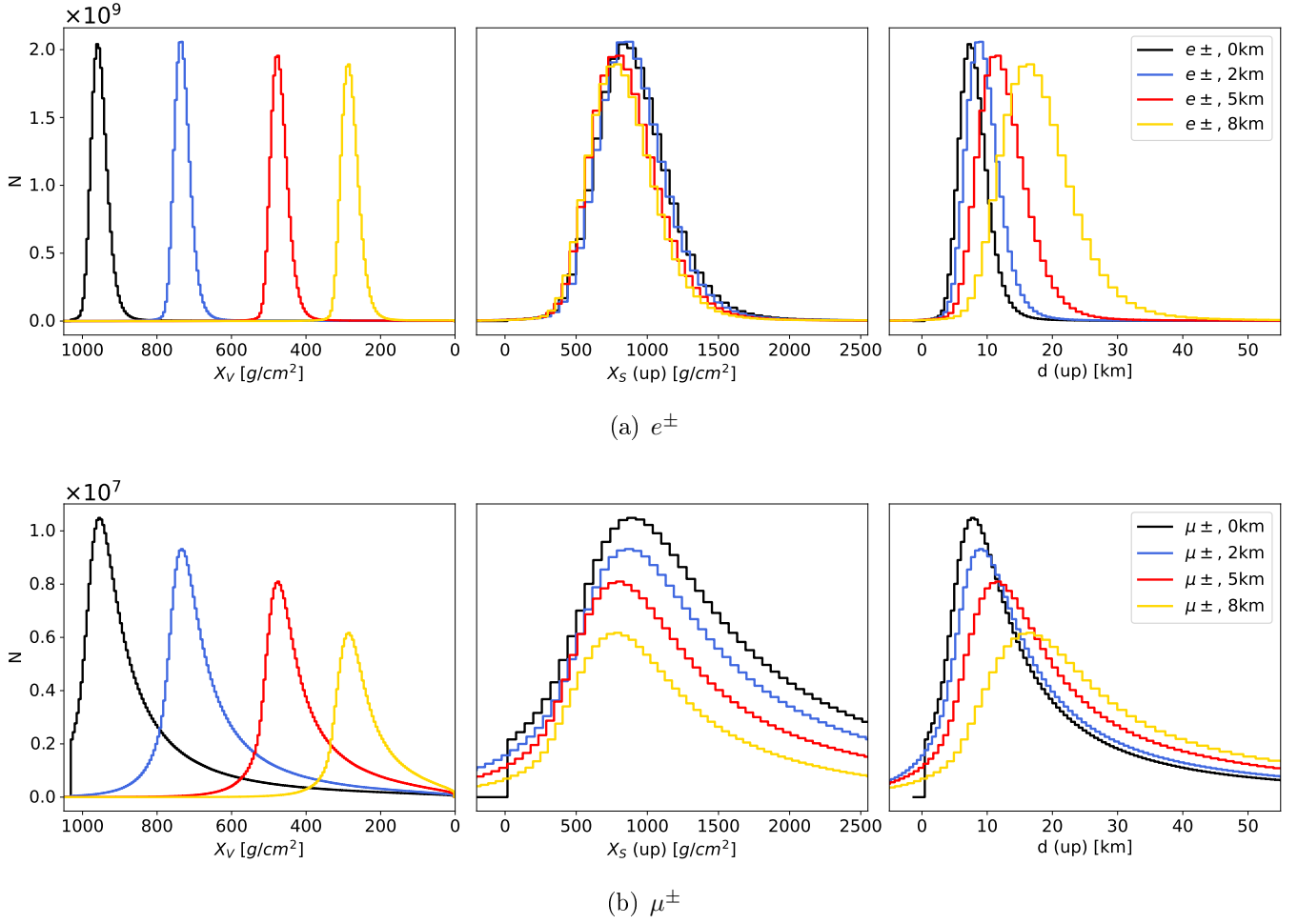


Figura 2.5: Desarrollo de electrones y muones en una cascada a $\theta = 95^\circ$ iniciada por un protón de 1 EeV interaccionando a varias alturas sobre el nivel del mar. X_s y d se miden desde la primera interacción.

Quizá el efecto más interesante aparece en el número máximo de partículas. En el caso de los electrones apenas hay cambios con la altura h , mientras que para los muones se aprecia un decrecimiento considerable al aumentar h . Como habíamos comentado, el desarrollo de las cascadas atmosféricas es tal que, eventualmente, la mayor parte de la energía acaba transfiriéndose a la componente electromagnética (a través de la desintegración de piones neutros, por ejemplo). Por ello, dado que la energía del primario es constante en estas simulaciones y las alturas consideradas son suficientemente bajas para que la cascada complete su desarrollo, el número de electrones es aproximadamente el mismo en todos los casos. Hay que recordar además que los e^\pm proceden de cascadas EM iniciadas por π^0 . Dado que a los piones neutros no les afecta la competición de desintegración-interacción (fundamentalmente se desintegran), la cascada EM es poco dependiente del perfil de densidad atravesado. No ocurre así con la producción de muones, que depende básicamente de las interacciones hadrónicas que dan lugar a piones cargados que poco después se desintegran. Al aumentar la altura, debe recorrerse cada vez más distancia para atravesar la misma cantidad de materia (λ_I), reduciendo la tasa de interacciones y aumentando la tasa de desintegraciones de piones cargados, que además ocurrirán en promedio a mayor energía. Debido a ello, la multiplicación inicial del número de piones se *frena*, y por tanto se

reduce el número de muones de energías bajas producido. El mismo efecto se observa en la producción de piones, que no incluimos en la Fig. 2.5 al verse reflejada en el desarrollo longitudinal del número de muones.

■ Energía del primario

Naturalmente, el desarrollo de la cascada estará muy afectado por la energía de la partícula primaria que la origina. Cuanto mayor sea esta, mayor será el número de interacciones que ocurran así como el número de partículas producidas en cada interacción. Por ello, una de las consecuencias fundamentales de una mayor o menor energía del primario aparecerá en el número de partículas máximo. Como ejemplo, presentamos a continuación los resultados de la simulación de cascadas a 95° iniciadas por un protón de energía variable, interaccionando a 5 km de altura:

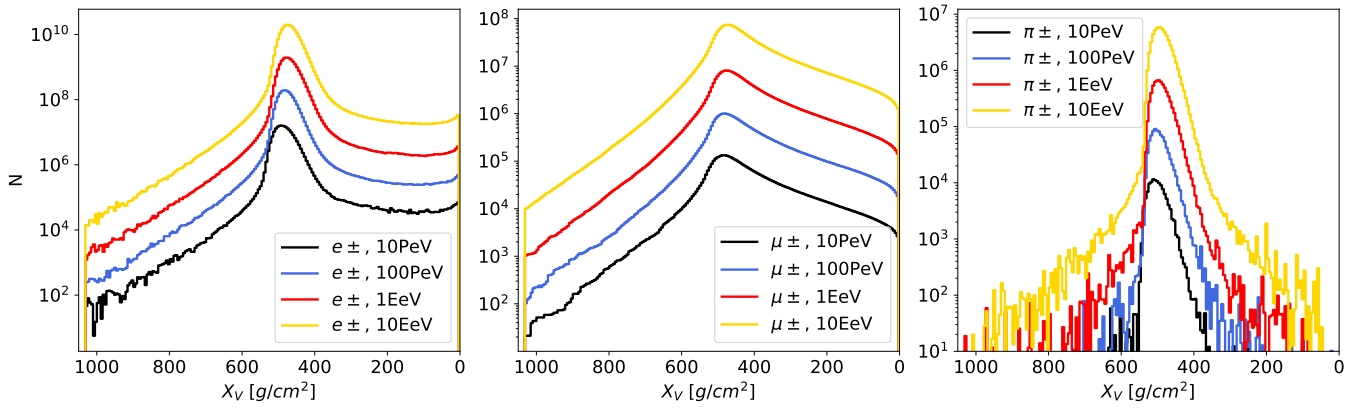


Figura 2.6: Desarrollo de electrones, muones y piones en una cascada a $\theta = 95^\circ$ iniciada por un protón de energía variable interaccionando a 5 km de altura (correspondiente a $X_v \sim 600 \text{ g/cm}^2$).

Como vemos, el número máximo de partículas producidas presenta una dependencia casi lineal con la energía del primario, E_0 . De manera explícita, la tendencia que se espera tanto a partir de modelos teóricos (modelos de Heitler y Matthews, [6, caps. 15-16]) como de simulaciones como las que hemos realizado es:

$$N_{max}^e \propto E_0 ; \quad N_{max}^\mu \propto E_0^\beta \text{ con } \beta \sim 0,85 - 0,9 . \quad (2.5)$$

Nuestro resultado, a simple vista, concuerda con esta tendencia (aumentar E_0 en un factor 10 aumenta N_{max} en un orden de magnitud). Más allá de lo anterior, las gráficas 2.6 permiten mostrar claramente un efecto que habíamos mencionado: hacia el final de la cascada, aparecen cambios de pendiente en el desarrollo de e^\pm y μ^\pm asociados a la desintegración de estos últimos.

Además de estos efectos, observamos en la Fig. 2.5 la aparición de partículas por debajo de la altura de inyección. Este efecto se debe a haber considerado el caso de una cascada prácticamente horizontal. En estos casos, aparecerán partículas de baja energía que viajan a grandes ángulos con respecto al eje del desarrollo, y que terminan por alcanzar alturas menores a la de inyección (véase Fig. 2.2, la elección de niveles equiespaciados en profundidad vertical X_v combinada con una cascada casi horizontal lleva a que partículas que se propagan a grandes ángulos respecto al eje se puedan observar por debajo de la altura de primera interacción). Este efecto se reduce al considerar cascadas más verticales y/o inyectadas a mayores alturas.

■ Naturaleza del primario

Hasta ahora, sólo hemos considerado cascadas iniciadas por un protón. Por ello, esta clase de cascadas presentan las tres componentes que discutimos al inicio de esta sección (electromagnética, hadrónica y muónica). Sin embargo, en cascadas iniciadas, por ejemplo, por un electrón o un fotón, esperaríamos una reducción significativa de las componentes hadrónica o muónica, en comparación con cascadas iniciadas por protones o núcleos. Particularmente, en el caso que nos interesa podremos tener ambos tipos de cascadas, debido a los distintos canales de desintegración del leptón τ . Para estudiar esta clase de efectos, presentaremos a continuación resultados de simulaciones en AIRES en los que compararemos cascadas iniciadas por un protón o un electrón. Por simplicidad, y por ser un caso de particular interés dada la propuesta experimental que se planteó en la sec. 1, estudiaremos el caso de una cascada inclinada a $\theta = 95^\circ$ iniciada por una partícula de 1 EeV que interacciona en las capas bajas de la atmósfera, concretamente a nivel del suelo:

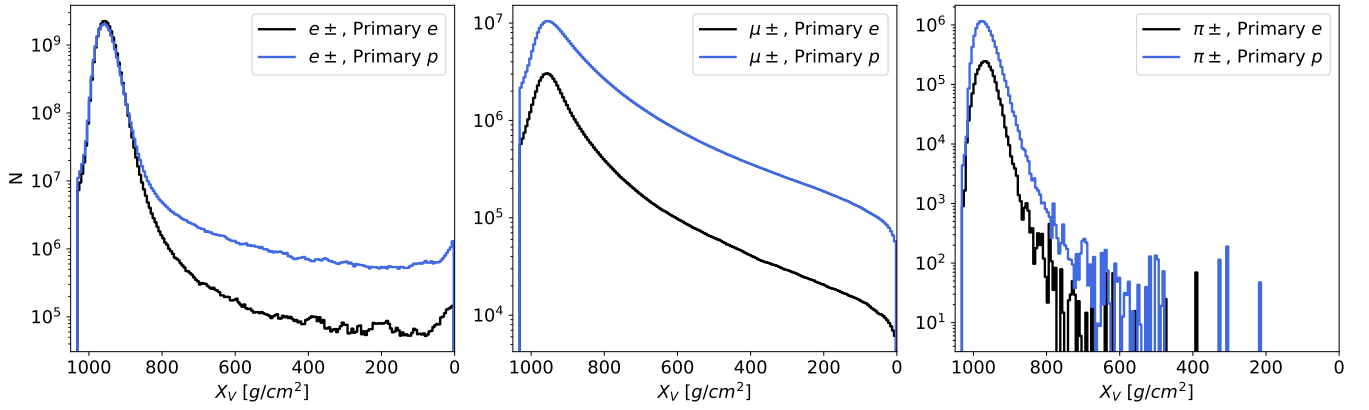


Figura 2.7: Desarrollo de e^\pm (izquierda), muones (centro) y piones (derecha) en una cascada a $\theta = 95^\circ$ iniciada por un protón o un electrón de 1 EeV interaccionando a 0 km de altura.

Como vemos, las cascadas iniciadas por protones presentan, respecto a una cascada iniciada por un electrón, un número de muones y piones superior en un factor ~ 4 en la profundidad del máximo, y mayor a mayores profundidades. La diferencia no resulta demasiado grande, sobre todo recordando que los procesos que multiplican el número de piones (y por tanto de muones) al inicio de las cascadas requieren la presencia de hadrones de alta energía. Una explicación para esta observación es la presencia de reacciones fotonucleares, en las que un fotón de alta energía interacciona con un núcleo del medio produciendo hadrones ligeros. Dichos procesos tienen secciones eficaces muy inferiores a las de interacciones puramente hadrónicas⁷ y por tanto su contribución no se hace necesaria para interpretar las cascadas iniciadas por hadrones, aunque su efecto sí aparece cuando las interacciones hadrónicas no dominan, como en el caso de la cascada iniciada por electrón.

Por otra parte, el número máximo de electrones producido es similar en ambos casos. De nuevo, este es un reflejo del hecho de que, a lo largo del desarrollo de la cascada, existe una *transferencia* de energía desde la componente hadrónica hacia la componente electromagnética, fundamentalmente a través de la desintegración de piones neutros. Puesto que en ambos casos la energía del primario

⁷Típicamente dos órdenes de magnitud inferiores

es la misma, el número de electrones y positrones producidos alcanza valores del mismo orden de magnitud. En el caso simulado de la Fig. 2.7 se encontró:

$$\frac{N_e^{max} \text{ (Prim. e)}}{N_e^{max} \text{ (Prim. p)}} = 1,104 . \quad (2.6)$$

El hecho de que se produzcan ligeramente menos electrones en la cascada iniciada por un protón de nuevo refleja el hecho de que una fracción de la energía del primario se deriva a las componentes hadrónica y muónica (y por supuesto en forma de neutrinos producidos en desintegraciones de π^\pm y μ^\pm). A pesar de todo, dado que e^\pm son con diferencia las partículas más abundantes en cascadas atmosféricas, el número de partículas cargadas producidas en el máximo del desarrollo no presenta una dependencia fuerte con la naturaleza del primario.

Por otra parte, observamos en la cascada iniciada por un protón que el número de electrones después de haber alcanzado el máximo es superior al que se observa en la cascada iniciada por un electrón. La razón para esta discrepancia reside precisamente en las contribuciones *no electromagnéticas*. En una cascada iniciada por electrón, después de alcanzar el máximo del desarrollo los electrones producidos perderán energía con el medio, dando lugar a la caída que observamos en la Fig. 2.7. Sin embargo, en la cascada iniciada por un protón, tendremos muones que se propagarán sin interactuar hasta desintegrarse a mayor o menor altura, según su energía. Este mecanismo es responsable de la producción de nuevos e^\pm a mayores alturas, dando lugar a una cola en el desarrollo longitudinal de electrones y positrones.

Para confirmarlo, podemos fijarnos en la proporción de e^\pm y μ^\pm producidas en una cascada iniciada por protón relativa a una cascada iniciada por electrón (Fig. 2.8). Como vemos, ambos cocientes tienden al mismo valor (~ 8) después de haber alcanzado el máximo (obviando las fluctuaciones en los electrones, mucho más afectados por interacciones con el medio), lo que muestra que la cola de electrones está relacionado con la producción de muones, y que cuantos más μ^\pm se produzcan más e^\pm procedentes de sus desintegraciones aparecerán.

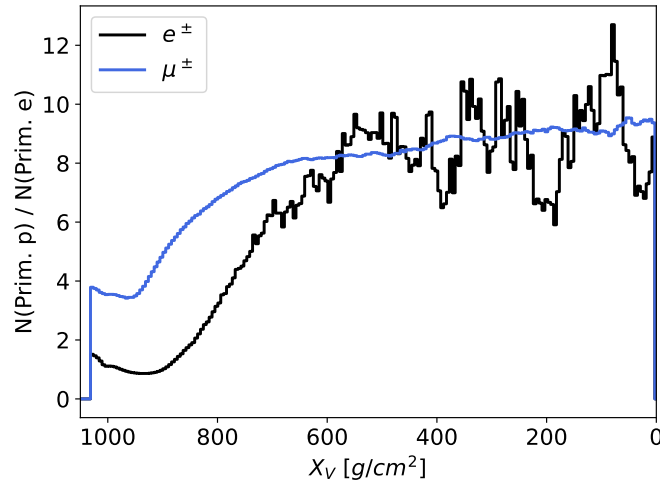


Figura 2.8: Proporción entre e^\pm (μ^\pm) producidos en cascadas a 95° iniciadas por un protón o electrón de 1 EeV.

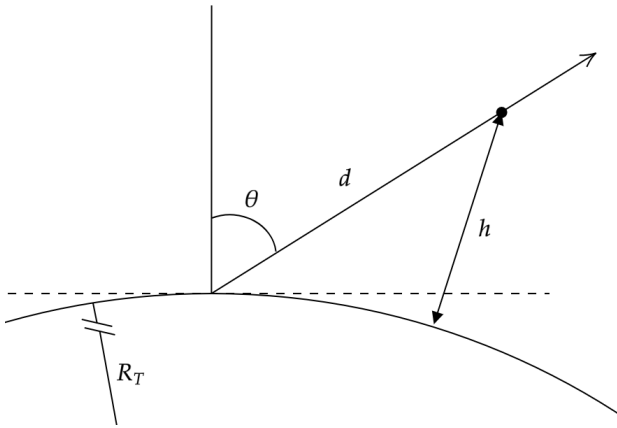
Otro observable que nos permitirá comprobar, al menos cualitativamente, que los muones originan

la cola de electrones es la evolución de su energía. En la sec. 2.1 vimos cómo calcular la distancia que recorre una partícula antes de desintegrarse en función de su energía, (2.3). Podemos invertir la relación para hallar la energía necesaria para recorrer (en promedio) una distancia d sin desintegrarse:

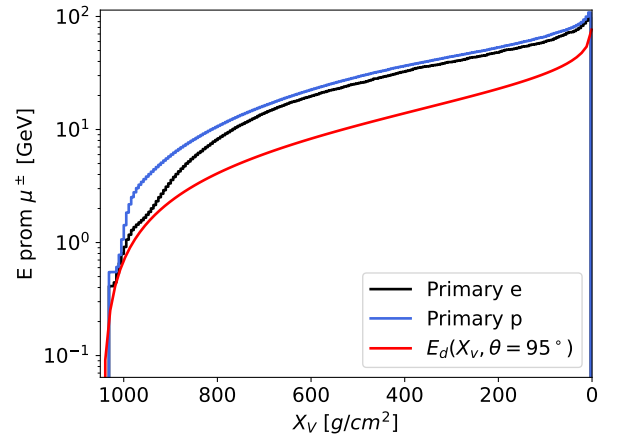
$$E_d = \frac{mc^2}{c\tau} d . \quad (2.7)$$

Por otra parte, en base a cálculos simples de geometría (Fig. 2.9a) y el modelo sencillo para la densidad de la atmósfera en función de la altura (2.1) podemos relacionar d con X_v en una cascada hacia arriba, y por lo tanto obtener la energía necesaria para que la partícula alcance una profundidad X_v sin desintegrarse:

$$\left. \begin{aligned} d(h, \theta) &= \sqrt{(R_T + h)^2 - R_T^2 \sin^2 \theta} - R_T \cos \theta \\ X_v &= \int_h^\infty \rho(h') dh' \implies h(X_v) = h_0 \log \frac{\rho_0 h_0}{X_v} \end{aligned} \right\} \implies E_d(X_v, \theta) = \frac{mc^2}{c\tau} d(h(X_v), \theta) . \quad (2.8)$$



(a) Geometría considerada (2.8)

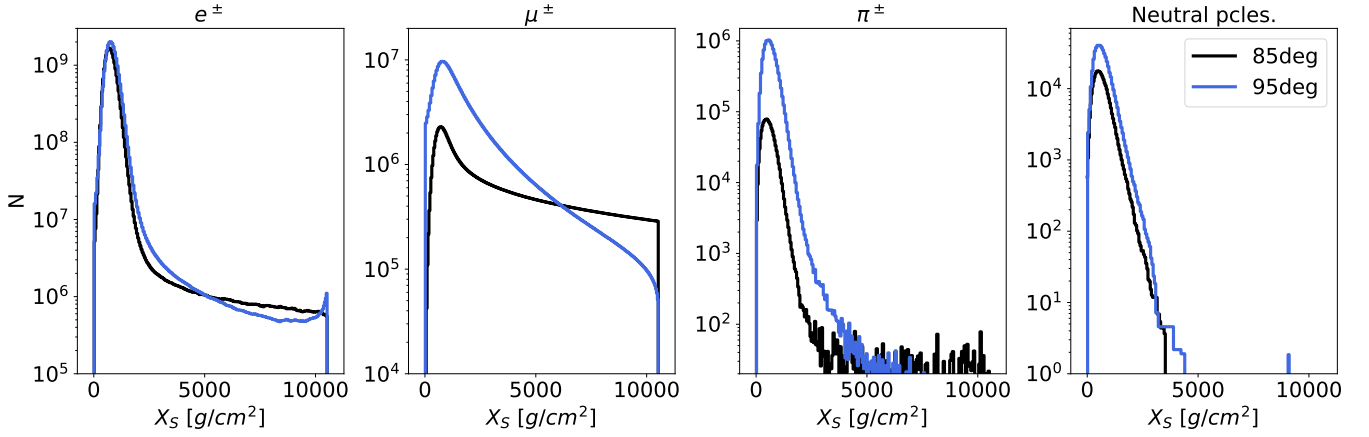


(b) Comparación de simulación con E_d

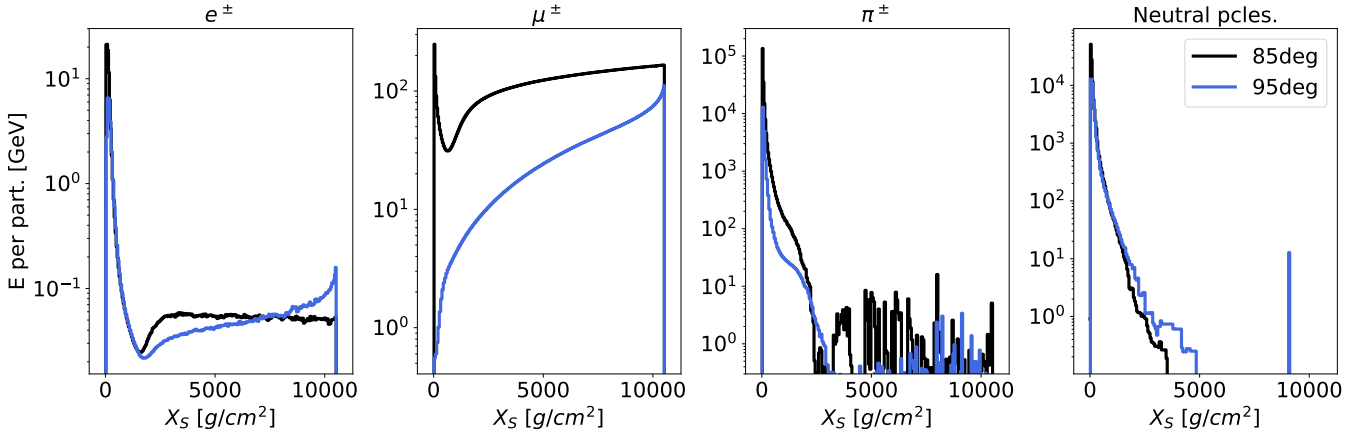
Figura 2.9: Evolución de la energía promedio por muón en una cascada a $\theta = 95^\circ$. Curva roja: resultado del modelo (ver texto). Curvas azul y negra: resultados de simulación con AIRES.

Como vemos, la evolución de la energía promedio sigue cualitativamente y en orden de magnitud el mismo comportamiento que la energía necesaria para alcanzar cierta altura en la atmósfera. La diferencia entre ambas curvas se debe a varios factores: en primer lugar, E_d es la energía de un muón que se desintegra a una profundidad X_v , mientras que las simulaciones en AIRES precisamente muestran los muones que alcanzan un nivel de observación sin hacerlo (i.e., E_d es una cota inferior a la energía). Por otra parte, hemos supuesto tanto un modelo muy simple de atmósfera como que todos los muones se producen en $h = 0$ km. Además, la elección de X_v como coordenada se ha hecho por ser posible obtener analíticamente la expresión (2.8), pero tiene la desventaja de que podríamos *mezclar* diferentes fases del desarrollo de la cascada (ver Fig. 2.2, los niveles de observación son paralelos al suelo y no perpendiculares al eje del desarrollo). En cualquier caso, la similitud del comportamiento entre la curva simulada y la que se obtiene de (2.7) y (2.8) de nuevo revela el papel de los muones como fuentes *tardías* de electrones en cascadas atmosféricas.

Para finalizar la caracterización de cascadas hacia arriba, haremos una breve discusión acerca de las diferencias que aparecen en el desarrollo de las mismas comparadas con cascadas atmosféricas *hacia abajo*, más estudiadas históricamente. Para ello, compararemos los resultados de AIRES para cascadas iniciadas por un protón de 1 EeV que interacciona a 0 km (100 km) de altura y con un ángulo de $\theta = 95^\circ$ (85°), de tal manera que los ejes de ambas cascadas coinciden, pero el perfil de densidad se recorre en sentido opuesto. Los resultados se presentan en las Figs. 2.10 y 2.11:

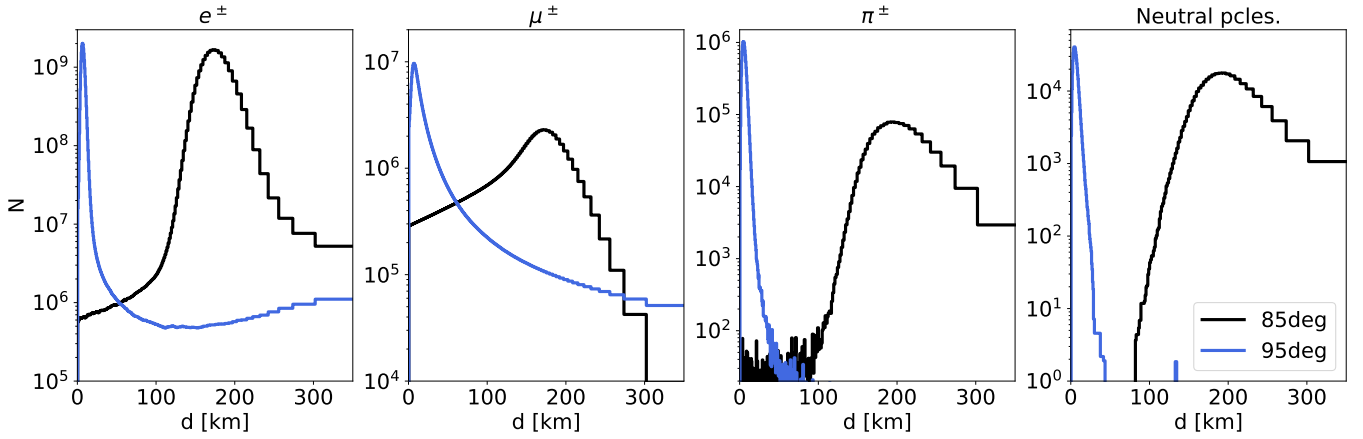


(a) Número de partículas

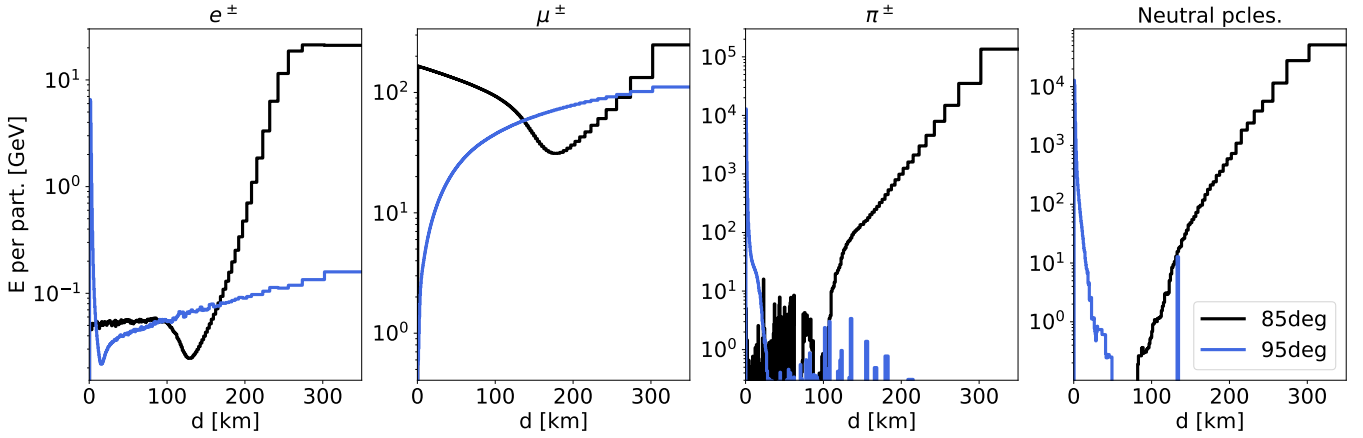


(b) Energía promedio por partícula

Figura 2.10: Comparativa del desarrollo de cascadas hacia arriba ($\theta = 95^\circ$) y abajo ($\theta = 85^\circ$), frente a profundidad atravesada lo largo del eje y en el sentido del desarrollo. *Neutral pcles.* engloba todas las partículas neutras producidas excepto neutrones.



(a) Número de partículas



(b) Energía promedio por partícula

Figura 2.11: Comparativa del desarrollo de cascadas hacia arriba ($\theta = 95^\circ$) y abajo ($\theta = 85^\circ$), frente a distancia recorrida a lo largo del eje y en el sentido del desarrollo.

Lo primero que observamos en la Fig. 2.10 (en la que mostramos desarrollos longitudinales en función de la profundidad atravesada) es la producción de un mayor número de partículas en el máximo en cascadas que *viajan* hacia arriba. El efecto es especialmente claro en las gráficas que representan el desarrollo de muones y piones, aunque ocurre también en menor medida para electrones. El origen de este comportamiento es precisamente el hecho de que la cascada hacia arriba se inicia en la región más densa de la atmósfera, en la que las interacciones que multiplican el número de partículas serán mucho más dominantes que en cascadas hacia abajo, en las que el desarrollo se inicia en la zona menos densa. Como hemos considerado cascadas iniciadas por protones, este efecto es especialmente visible en el desarrollo de piones cargados, y en los muones que se originan en las desintegraciones de los mismos. Por otra parte, si estudiamos el desarrollo en función de la distancia, en la Fig. 2.11 vemos claramente que en cascadas hacia arriba el máximo ocurre prácticamente a nivel del suelo debido al elevado número de interacciones al inicio del desarrollo y la mayor densidad atmosférica (que implica que el máximo se alcanza en menos distancia), frente a cascadas hacia abajo en que se requiere recorrer más distancia para atravesar la cantidad de materia necesaria para llegar al máximo.

Si atendemos al desarrollo de la energía promedio por partícula, observamos que en cascadas hacia arriba las energías son significativamente menores que en el caso de cascadas hacia abajo. La razón para este comportamiento reside en el hecho de que, puesto que la energía del primario es la misma en ambos casos simulados, la producción de un mayor número de partículas en cascadas hacia arriba implica necesariamente que la energía por partícula debe ser menor. Precisamente por esto, la contribución de las desintegraciones aparecerá antes en cascadas hacia arriba. Dicho efecto es evidente en las gráficas de desarrollo longitudinal de muones y piones cargados, también en la energía de los electrones. Como sabemos, la desintegración del muón aumentará la energía promedio de e^\pm según avance el desarrollo. Vemos claramente en la Fig. 2.11b que en cascadas hacia arriba el inicio de este crecimiento ocurre en menos distancia, revelando que las desintegraciones comienzan a contribuir antes.

Por último, haremos un breve comentario acerca del desarrollo de las partículas neutras. Como observamos en las Figs. 2.10 y 2.11, los desarrollos de partículas neutras, tanto en número como en energía, siguen un comportamiento similar al de π^\pm . Sin embargo, esperaríamos que π^0 y π^\pm se produjeran en una proporción 1 : 2, algo que no se refleja en los desarrollos simulados, en los que la proporción es muy distinta. La razón para este hecho no es física sino que reside en el funcionamiento de AIREs y en la corta vida media del π^0 , que hace que los piones neutros de menor energía se desintegren mayoritariamente antes de alcanzar los niveles de observación establecidos⁸, y por lo tanto no se reflejen en el desarrollo.

Para terminar esta sección, recapitularemos algunos resultados relevantes:

1. Las cascadas atmosféricas hacia arriba presentan un elevado número de partículas cargadas en el máximo ($\sim 10^8 - 10^{10}$), que aumenta con la inclinación de la cascada.
2. La altura de la primera interacción afecta directamente a la posición del máximo en la atmósfera, aunque no influye demasiado en el número total de partículas cargadas EM producidas (siempre que la primera interacción no ocurra por encima de las decenas de km), mientras que afecta considerablemente al número de muones.
3. La energía del primario está altamente relacionada con el número máximo de partículas producidas en cascadas atmosféricas, manteniendo una dependencia prácticamente lineal.
4. La naturaleza hadrónica o leptónica del primario se refleja en el desarrollo del número de muones y la evolución tardía de la cascada, en que aparecen e^\pm *retardados* debido a la desintegración de la componente muónica. La diferencia en el número máximo de partículas EM entre ambos casos es pequeña comparada con el efecto de la energía del primario.
5. Las cascadas hacia arriba presentan máximos muy localizados en las proximidades del nivel del suelo (debido a que se desarrollan en la región más densa de la atmósfera) y con una

⁸En estas simulaciones se situaron 210 niveles de observación equiespaciados en X_s . Podemos estimar la distancia entre los planos como (ver ecs. 2.1, 2.2, 2.3):

$$D \sim \frac{1}{210} \frac{X_s(100 \text{ km}, 85^\circ)}{\rho_0} \sim \frac{1}{210} \frac{1000 \text{ g/cm}^2}{\rho_0 \cos 85^\circ} \sim 4 \times 10^2 \text{ m} \gg d_{dec}(\pi^0, 10^4 \text{ GeV}) \sim 2 \times 10^{-3} \text{ m}$$

elevada producción de partículas (debido al dominio de interacciones frente a desintegraciones), comparadas con cascadas hacia abajo.

3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización

Uno de los objetivos fundamentales de este trabajo, como hemos comentado en la introducción, es la caracterización de la emisión electromagnética (MHz – GHz) en cascadas atmosféricas y el estudio de su posible aprovechamiento para la detección de neutrinos tau de origen astrofísico. Para poder avanzar en esta cuestión, primero presentaremos los mecanismos físicos que originan dicha emisión, ya que una buena comprensión de los mismos es crucial para poder interpretar los resultados posteriores.

3.1. Formalismo de la emisión

Como es bien sabido, la presencia de cargas en movimiento en un determinado medio implica la emisión de radiación. Resulta entonces evidente que, en una cascada atmosférica iniciada, por ejemplo, por un protón o un neutrino de origen astrofísico en la que aparecerán un número gigantesco de partículas cargadas propagándose con una velocidad $v \sim c$, podemos esperar la aparición de radiación electromagnética.

Ahora bien, uno podría pensar a priori que, en las escalas de energía y número de partículas que involucra una cascada atmosférica, el balance *macroscópico* de cargas positivas y negativas debería ser nulo, y por lo tanto las respectivas contribuciones a la radiación electromagnética emitida deberían cancelarse. Sin embargo, existen dos aspectos acerca del desarrollo de una cascada en la atmósfera que inmediatamente nos obligan a abandonar esta perspectiva:

- En primer lugar, la cascada se desarrolla en presencia del campo magnético terrestre, y por lo tanto las cargas sufren una deflexión en un sentido u otro según el signo de su carga. En una perspectiva *macroscópica*, podemos interpretar que este efecto origina una corriente neta perpendicular tanto al desarrollo de la cascada como al campo magnético terrestre, generando entonces un campo eléctrico.
- En segundo lugar, la cascada no se desarrolla en el vacío sino en presencia de materia. Aunque en la cascada se produzca globalmente el mismo número de partículas con carga positiva que negativa, las interacciones con el medio darán lugar a un exceso de carga. Por ejemplo, los positrones generados en la cascada sufrirán procesos de aniquilación con los electrones del medio. Por otra parte, estos mismos electrones del medio podrán ser extraídos por diversos procesos (scattering e^-e^- , difusión Compton, ...) y contribuirán también a la aparición de una carga neta.

Estos dos mecanismos, a los que a partir de ahora nos referiremos como *deflexión geomagnética* y *efecto Askaryan*⁹ respectivamente, serán los procesos que darán lugar a la mayor parte de la emisión coherente de radiación electromagnética en cascadas atmosféricas.

⁹Este mecanismo de emisión fue propuesto por Gurgen A. Askaryan en la década de los 60.

Para ahondar en los mecanismos de emisión, recordaremos brevemente algunos conceptos de la electrodinámica clásica que nos permitirán explicar, al menos de manera cualitativa, los campos eléctricos que esperamos a partir de cada mecanismo. Partimos de las ecuaciones de Maxwell en términos de los potenciales electromagnéticos escalar ϕ y vector \mathbf{A} :

$$\nabla^2 \phi + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{A}) = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (3.1)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right) = -\mu \mathbf{J}, \quad (3.2)$$

donde ρ es la densidad de carga, \mathbf{J} la densidad de corriente, y ε y μ la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética del medio, respectivamente. Por la libertad gauge, escogemos $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (gauge de Coulomb). En ese caso, los potenciales electromagnéticos toman la forma [10]:

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_{\text{fuente}} \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{R}|} d^3r', \quad (3.3)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{\text{fuente}} \frac{[\mathbf{J}(\mathbf{r}', t_{\text{ret}}) - (\mathbf{J}(\mathbf{r}', t_{\text{ret}}) \cdot \hat{\mathbf{R}}) \hat{\mathbf{R}}]}{|\mathbf{R}|} d^3r' + \mathcal{O}(|\mathbf{R}|^{-3}), \quad (3.4)$$

donde \mathbf{r} y t son, respectivamente, la posición del observador y el tiempo de llegada de la radiación al mismo, \mathbf{r}' indica la posición de la fuente, y definimos $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ y el tiempo retardado $t_{\text{ret}} = t - n|\mathbf{R}|/c$, con n el índice de refracción. En (3.4) se desprecian términos que no contribuyen en la región de radiación. Las expresiones anteriores, aunque no sean especialmente simples de manejar, nos permitirán caracterizar los dos mecanismos de emisión que hemos comentado, sin más que tener en cuenta que:

- En este gauge, el potencial escalar ϕ viene dado por una solución *instantánea*, en el sentido de que no hay ninguna dependencia con t_{ret} . La consecuencia inmediata es que ϕ sólo describe efectos de campo cercano, y podremos escribir sencillamente:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \dot{\mathbf{A}} \implies \mathbf{E}_{\text{rad}} = -\dot{\mathbf{A}}. \quad (3.5)$$

- La solución para el potencial vector depende exclusivamente de la componente *perpendicular* a \mathbf{R} de la corriente:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\parallel} + \mathbf{J}_{\perp} = (\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \hat{\mathbf{R}} - \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}). \quad (3.6)$$

Por lo tanto, el breve desarrollo anterior nos permite establecer que el campo eléctrico radiado tendrá la dirección de la componente perpendicular¹⁰ \mathbf{J}_{\perp} de la corriente generada por cada mecanismo:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rad}} &= -\dot{\mathbf{A}} \\ \mathbf{A} \sim \mathbf{J}_{\perp} &= -\hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}) \end{aligned} \right\} \mathbf{E}_{\text{rad}} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}). \quad (3.7)$$

Este último resultado es suficiente para estudiar la polarización del campo eléctrico generado por una cascada atmosférica, bien por deflexión geomagnética o por efecto Askaryan. Por simplicidad,

¹⁰Estrictamente, de su derivada temporal. En los mecanismos de emisión considerados, $\mathbf{J} \parallel \dot{\mathbf{J}}$ aproximadamente.

consideremos una cascada que se desarrolla en la dirección vertical (i.e. con un ángulo cenital $\theta = 0^\circ$). El efecto de la deflexión geomagnética está determinado por la acción de la fuerza de Lorentz sobre las cargas generadas:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \implies \mathbf{J} \sim \hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}} \times \mathbf{B} , \quad (3.8)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}}$ representa la dirección del desarrollo de la cascada. El efecto puede verse más claramente en la Fig. 3.1, en donde también representamos la polarización del campo radiado mediante este mecanismo.

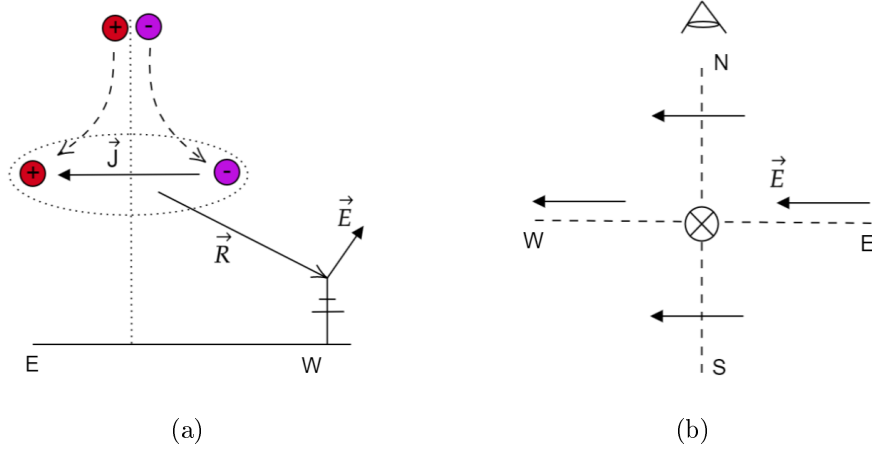


Figura 3.1: Representación esquemática del campo eléctrico radiado por efecto de la deflexión geomagnética. (a) Dirección del campo $\mathbf{E}_{\text{rad}} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J})$ en una antena prueba al oeste de una cascada vertical. (b) Dirección esperada para el campo eléctrico radiado en una cascada vertical (se indica la posición del observador de la Fig. a). Las direcciones N, S, E, W hacen referencia al polo norte magnético.

Si hacemos el mismo análisis para el efecto Askaryan, la polarización del campo radiado ahora estará determinada por el exceso de carga que aparece a lo largo del desarrollo. Naturalmente, las partículas más abundantes en una cascada atmosférica son electrones y positrones, tanto por ser las especies de menor masa como por existir numerosos mecanismos que los originan. Como ya mencionamos, los positrones desaparecen de la cascada en procesos de aniquilación, mientras que otros electrones del medio son extraídos del mismo y contribuyen a la carga neta generada. Por ello, el efecto Askaryan se traduce en la aparición de un exceso de carga negativa a lo largo del desarrollo y por tanto:

$$\mathbf{J} \sim -\hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}} . \quad (3.9)$$

La polarización del campo generado por este mecanismo se representa en la Fig. 3.2 para una cascada vertical. Como vemos, expresiones sencillas como (3.7), (3.8) y (3.9) son suficientes para describir cualitativamente el campo eléctrico radiado por una cascada de dirección arbitraria.

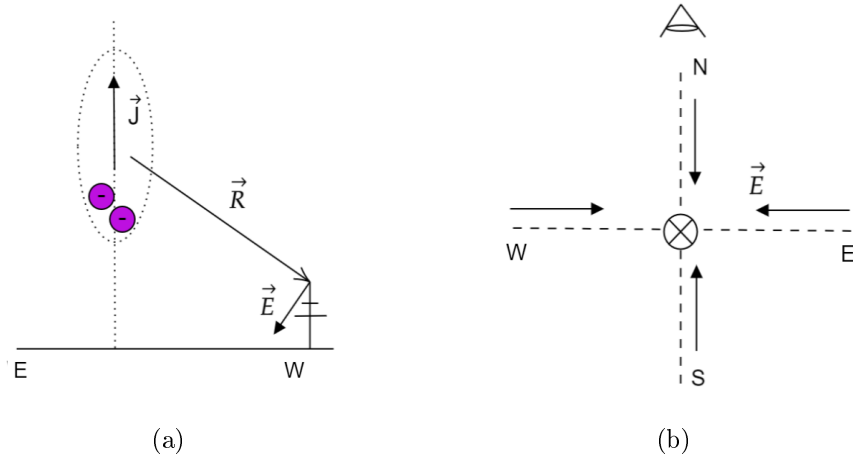


Figura 3.2: Representación esquemática del campo eléctrico radiado por efecto Askaryan. Mismos gráficos que en la Fig 3.1.

Hasta ahora, hemos hecho una descripción *macroscópica* de la emisión de radiación electromagnética, en el sentido de que hemos considerado la aparición de corrientes netas como un efecto global sobre la cascada. Aunque este enfoque es muy intuitivo y permite explorar las características de la emisión, un análisis detallado de la misma deberá realizarse desde una perspectiva *microscópica*, i.e. considerando la radiación emitida por partículas cargadas de manera *individual*. Dado que este es el marco en el que se desarrollan nuestras simulaciones (ver sec. 3.2), y también porque nos permitirá extraer alguna conclusión extra acerca de la emisión, estudiaremos algo más esta perspectiva. Para empezar, reescribamos el potencial vector (3.4):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}_{\perp}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{R}|} \delta\left(\frac{n}{c}|\mathbf{R}| - (t - t')\right) d^3r' dt', \quad (3.10)$$

donde hemos introducido una función- δ que evalúa la corriente en t_{ret} . Supongamos ahora una carga puntual q que se mueve a velocidad constante \mathbf{v} , entre $t' = t_1$ y $t' = t_2$ (t' es el tiempo de la fuente). La corriente \mathbf{J} asociada puede escribirse fácilmente:

$$\mathbf{J}_{\perp}(\mathbf{r}', t') = q\mathbf{v}_{\perp} \delta^{(3)}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t') [\Theta(t' - t_1) - \Theta(t' - t_2)], \quad (3.11)$$

donde $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}'(t = 0)$, y el último término son funciones de Heaviside que garantizan que $\mathbf{J}_{\perp} = 0$ para $t' < t_1$ ó $t' > t_2$. Sustituyendo esta última expresión en (3.10) e integrando en d^3r' (aplicando la función- $\delta^{(3)}$), tenemos que:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu q}{4\pi} \mathbf{v}_{\perp} \int \frac{\delta\left(\frac{n}{c}|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'| - (t - t')\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'|} [\Theta(t' - t_1) - \Theta(t' - t_2)] dt'. \quad (3.12)$$

A distancias suficientemente grandes, en el régimen de Fraunhofer, podemos escribir:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'| \approx R - t'\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{R}}; \quad \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \mathbf{v}t'|} \approx \frac{1}{R}. \quad (3.13)$$

Sustituyendo estas aproximaciones en (3.12) y aplicando propiedades de las funciones δ y Θ , es fácil obtener:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \approx \frac{\mu q}{4\pi R} \mathbf{v}_{\perp} \frac{\Theta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_1] - \Theta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_2]}{1 - n\beta \cos \theta}, \quad (3.14)$$

donde hemos usado que $|\mathbf{v}| = \beta c$, además de definir el ángulo de observación como $\cos \theta = \hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\mathbf{R}}$. Como comentamos anteriormente, el campo eléctrico en este régimen puede obtenerse derivando (3.14) respecto a t :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \approx -\frac{\mu q}{4\pi R} \mathbf{v}_\perp \frac{\delta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_1] - \delta[t - nR/c - (1 - n\beta \cos \theta) t_2]}{1 - n\beta \cos \theta}. \quad (3.15)$$

De lo anterior puede extraerse fácilmente la expresión para el campo eléctrico en el dominio de frecuencias, sin más que hacer una transformada de Fourier¹¹:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \approx -\frac{\mu q}{2\pi R} \mathbf{v}_\perp \exp\left(i\omega \frac{nR}{c}\right) \frac{e^{i\omega(1-n\beta \cos \theta)t_1} - e^{i\omega(1-n\beta \cos \theta)t_2}}{1 - n\beta \cos \theta}. \quad (3.16)$$

Podría preocuparnos el hecho de que hemos obtenido es el campo eléctrico radiado por una partícula moviéndose a \mathbf{v} constante, i.e., sin aceleración. Sin embargo, las funciones- δ de la expresión anterior implican que sólo existe una contribución no nula en los extremos de la trayectoria (recordemos que la partícula *aparece* en t_1 y *desaparece* en t_2 , véase la ec. 3.11), mientras que a lo largo de la trayectoria no se emite radiación, como esperaríamos.

Más allá del comentario anterior, podemos extraer dos conclusiones importantes en lo que sigue:

- En primer lugar, el campo eléctrico presenta una divergencia cuando el ángulo de observación coincide con el ángulo Čerenkov del medio, $\cos \theta_C = 1/n\beta$. Aunque esta divergencia es fruto de las aproximaciones del cálculo, describe correctamente el hecho de que el *pico* de las emisiones se localiza en $\theta = \theta_C$. El resultado es natural, en una cascada se producirán partículas viajando a $v \sim c$, más rápido que la luz en la atmósfera ($n \geq 1$) y por lo tanto el valor máximo del campo eléctrico radiado aparecerá asociado al cono Čerenkov.
- En segundo lugar, y desde un punto de vista más técnico, las expresiones (3.15) y (3.16) pueden incorporarse fácilmente a cálculos numéricos y simulaciones del desarrollo de cascadas, dado que una trayectoria arbitraria puede aproximarse mediante segmentos rectilíneos recorridos con \mathbf{v} constante (aunque diferente de un segmento a otro).

Precisamente el último punto resulta de especial interés en este trabajo, ya que nuestro último objetivo será caracterizar la emisión de radio en cascadas atmosféricas hacia arriba mediante simulaciones. En el siguiente apartado nos detendremos en el algoritmo empleado en las mismas, y mostraremos algunos resultados sencillos que nos permitirán poner en contexto el desarrollo que hemos realizado en este apartado.

3.2. Simulación y caracterización de la radiación

Las simulaciones de la emisión electromagnética asociada a cascadas atmosféricas se ha realizado recurriendo al código ZHAireS [3], que combina la simulación del desarrollo de cascadas atmosféricas

¹¹Se ha usado el criterio (poco común) de transformada de Fourier empleado en el llamado algoritmo ZHS [18] (ver siguiente apartado):

$$\tilde{f}(\omega) = 2 \int dt \exp(i\omega t) f(t).$$

mediante AIRES con el algoritmo ZHS (Zas-Halzen-Stanev [18]) para calcular el campo eléctrico radiado. El desarrollo de la sección anterior será suficiente para describir, al menos de manera cualitativa, el funcionamiento de dicho algoritmo:

- Las trayectorias de las partículas son discretizadas en *segmentos*, en los cuales la velocidad de la partícula se toma constante. Los parámetros de cada segmento (energía, dirección, ...) se obtienen de AIRES.
- En cada paso de la simulación, la partícula se propagará a lo largo de un *segmento*, entre t y $t + \Delta t$. Introduciendo las posiciones de observación (antenas) en la simulación, las expresiones (3.15) y (3.16) permiten calcular el campo eléctrico asociado al segmento, tanto en dominio temporal como de frecuencias.
- Si en algún segmento no se verifican las condiciones del régimen de Fraunhofer (e.g. trayectorias muy cercanas a una antena), dicho segmento podrá subdividirse en *subsegmentos* hasta alcanzar dimensiones lo suficientemente pequeñas para poder aplicar las expresiones (3.15) y (3.16).

Mediante esta técnica, puede simularse el campo eléctrico radiado por una cascada atmosférica en función del tiempo o la frecuencia, sin más que sumar en el tiempo t del observador la contribución de todas las partículas consideradas en cada paso de la simulación. Además, las expresiones (3.15) y (3.16) se extraen directamente de principios básicos del electromagnetismo (ecuaciones de Maxwell y principio de superposición), sin presuponer ningún mecanismo de emisión. Por ello, este algoritmo ZHS tiene inmediatamente en cuenta la emisión de radiación asociada a la (des)aparición de partículas cargadas en el medio y a las interacciones consideradas, así como efectos de interferencia al sumar las contribuciones de cada partícula. En la Fig. 3.3 mostramos esta idea:

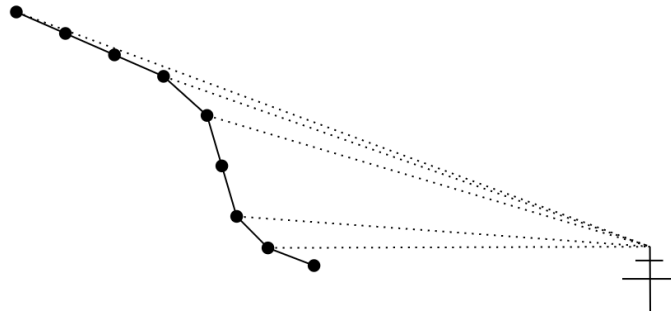


Figura 3.3: Idea básica del algoritmo ZHS. La trayectoria de las partículas se discretiza en segmentos rectilíneos, permitiendo aplicar expresiones como (3.15) de manera sencilla.

Mostraremos ahora algunos ejemplos de resultados típicos de ZHAireS, que nos permitirán poner de manifiesto algunas de las ideas desarrolladas hasta el momento. El primer caso que planteamos es el de una cascada vertical ($\theta = 0^\circ$) iniciada por un protón de energía inicial $E = 10^{17}$ eV. El campo magnético terrestre se ha supuesto, por simplicidad, horizontal (i.e., paralelo al plano del suelo) y de magnitud $23 \mu\text{T}$, y se han situado antenas en las cuatro direcciones relativas al *core* de la cascada (N, S, E, W; ver p. ej. Fig. 3.1). Los resultados de la simulación se presentan en las Figs. 3.4 y 3.5.

En la Fig. 3.4 presentamos la componente y del campo eléctrico, i.e., la componente en la dirección Este-Oeste (EW). Como vemos, la forma de la señal es muy similar en todas las posiciones, con un pulso bipolar con una duración del orden de decenas de ns cuya amplitud en el pico decrece con la distancia al *core* de la cascada. Sin embargo, aparece una diferencia muy interesante en los máximos: tanto en las antenas al Norte y Sur se alcanzan los mismos valores aproximadamente, mientras que en las antenas al Este (Oeste) se llega a valores superiores (inferiores) en un 15 – 20 %. En este efecto es donde podemos apreciar la competición entre la deflexión geomagnética y el efecto Askaryan. Recordando las Figs. 3.1 y 3.2, es evidente que el efecto Askaryan no modifica de manera sustancial la componente y del campo si nos situamos al Norte o al Sur, mientras que aporta una contribución que se añade (resta) al campo generado por deflexión geomagnética al Este (Oeste). Por ello, el campo observado en el Este es ligeramente superior al del Oeste, mientras que este efecto no aparece en observaciones al Norte o Sur.

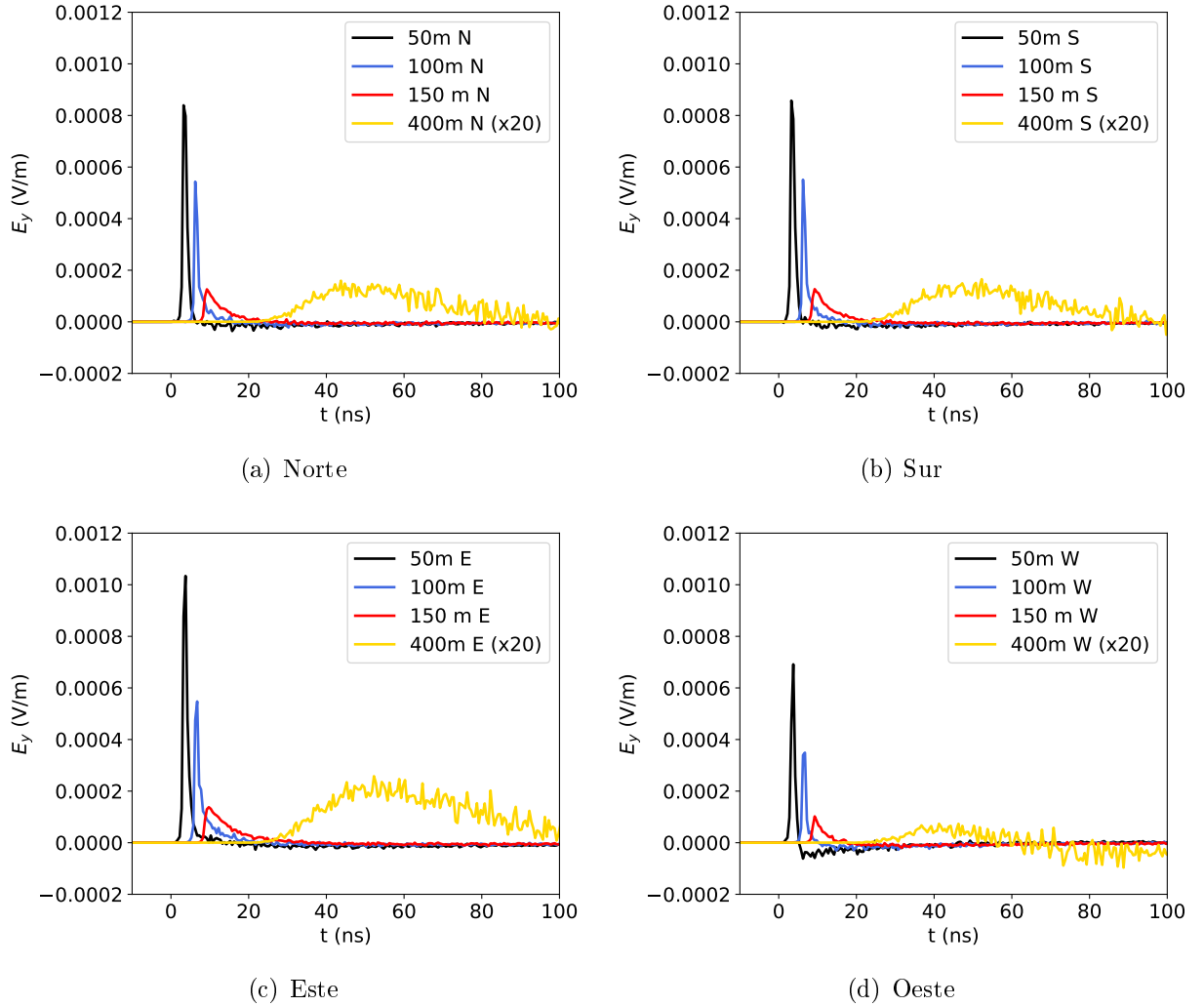


Figura 3.4: Componente y (E→W) del campo eléctrico radiado por una cascada vertical iniciada por un protón de 10^{17} eV, en diferentes puntos de observación. La señal a 400 m se ha multiplicado por un factor 20 para hacerla visible.

Si nos centramos en la componente x del campo, es decir, en la dirección Norte-Sur (NS), es evidente a partir de las Figs. 3.1 y 3.2 que sólo *veremos* el efecto Askaryan en antenas al Norte y Sur, mientras que la deflexión geomagnética no será relevante. Además, esperamos que dicha componente NS del campo tenga signo opuesto, como observamos en la Fig. 3.5. Además, por simetría (Fig. 3.2), podemos suponer que la *contribución Askaryan* a la componente x del campo en antenas al N,S ($\sim 2 \times 10^{-4}$ V/m) será igual a la contribución al campo en la dirección y en antenas al E,W. Como vemos, dicho valor es plenamente coherente con que la diferencia que observábamos en las antenas E,W en la Fig. 3.4 tenga su origen en el efecto Askaryan. Por último, la componente x en antenas al E,W es mucho menor que en antenas al N,S; ya que ni la deflexión geomagnética inducen una polarización significativa en la dirección $S \rightarrow N$ en dichas posiciones (Figs. 3.1, 3.2).

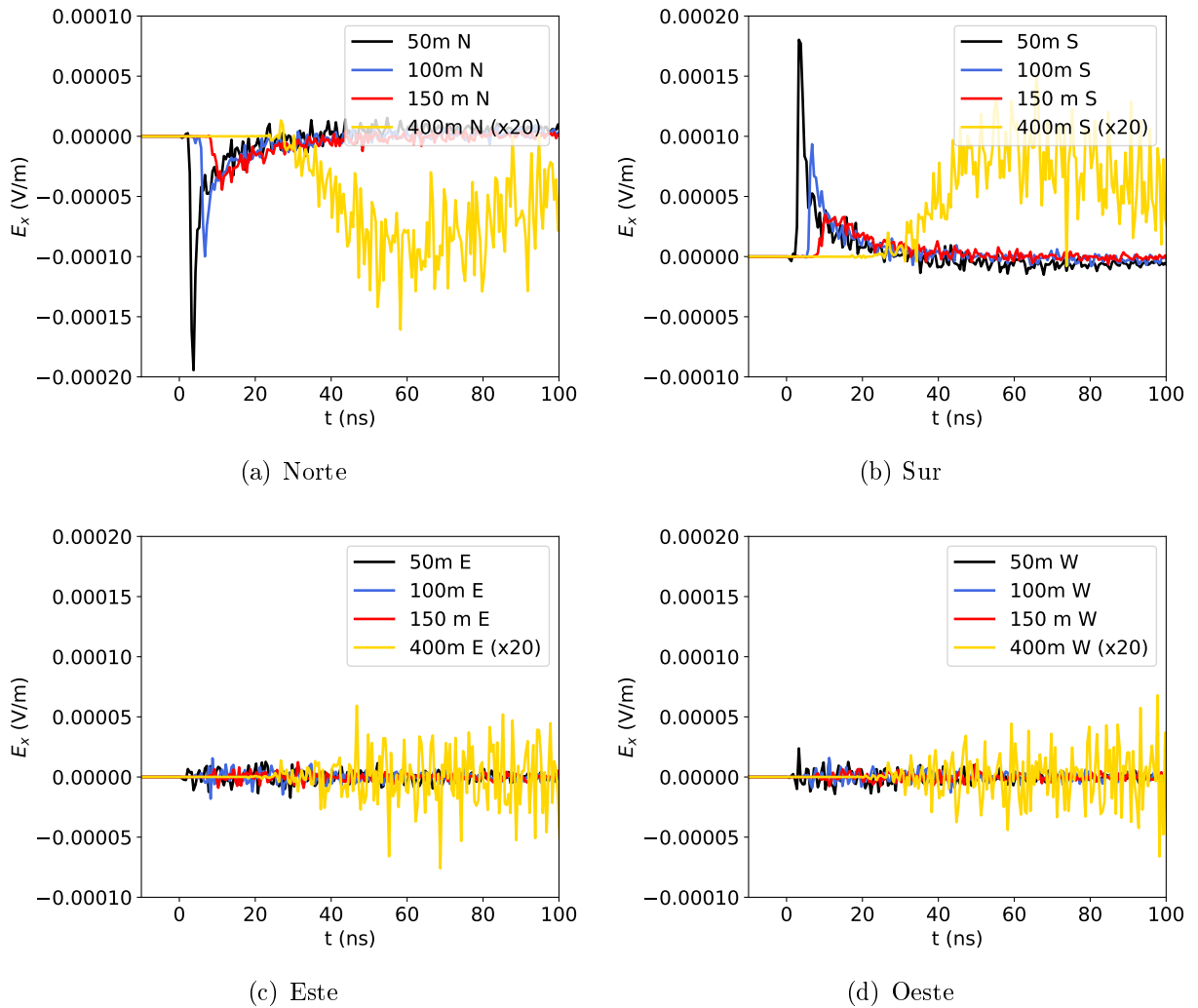


Figura 3.5: Equivalente a Fig. 3.4 para la componente x ($S \rightarrow N$) del campo.

A partir de estos resultados, podemos plantearnos la pregunta de *qué* banda de frecuencias será de interés a la hora de estudiar la emisión electromagnética en cascadas atmosféricas. El enfoque más directo para responder a esa pregunta es estudiar la transformada de Fourier de las señales en tiempo.

Por ello, presentamos como ejemplo en la Fig. 3.6 el campo eléctrico en el dominio de frecuencias¹² correspondiente a las Figs. 3.4a y 3.5a. Como vemos, el espectro mantiene un comportamiento creciente con ω hasta una frecuencia entre 10 y 100 MHz, en que la coherencia de la señal comienza a desaparecer. Por ello, podemos adelantar que la banda de interés estará entre las decenas y centenas de MHz, i.e., en las radiofrecuencias.

Una justificación muy simple a que la emisión se produzca de manera coherente en esta banda de frecuencia puede hacerse en términos de un modelo geométrico muy sencillo, representando la cascada como un frente de partículas de cierta anchura lateral (perpendicular al eje de desarrollo) y *grosor*. Como vemos en la Fig. 3.7, a un observador a gran distancia (en el régimen de Fraunhofer) llegarían señales con retrasos temporales Δt debidos al desarrollo longitudinal, lateral y al propio grosor del frente.

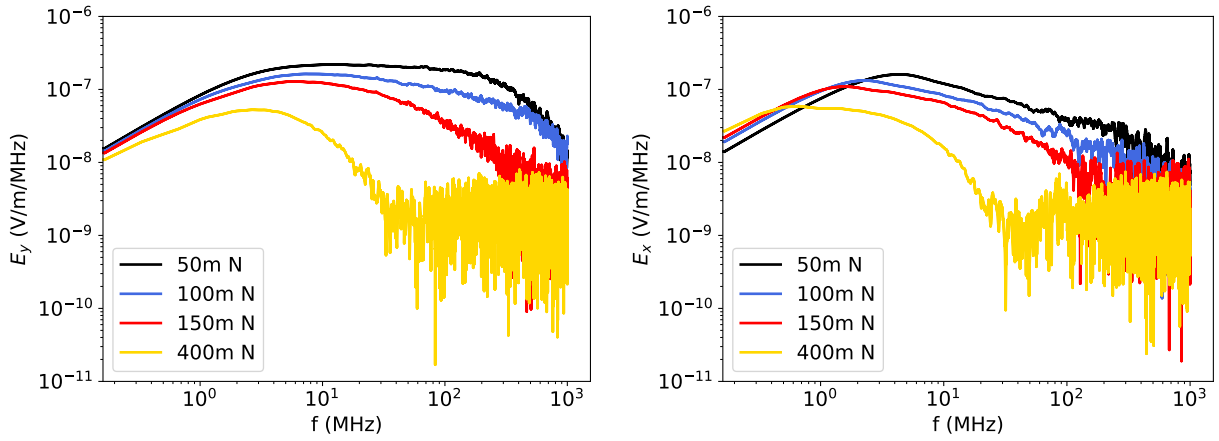


Figura 3.6: Transformada de Fourier de las señales en tiempo a distintas distancias hacia el Norte del core. Izq.: Componente y del campo. Der.: Componente x .

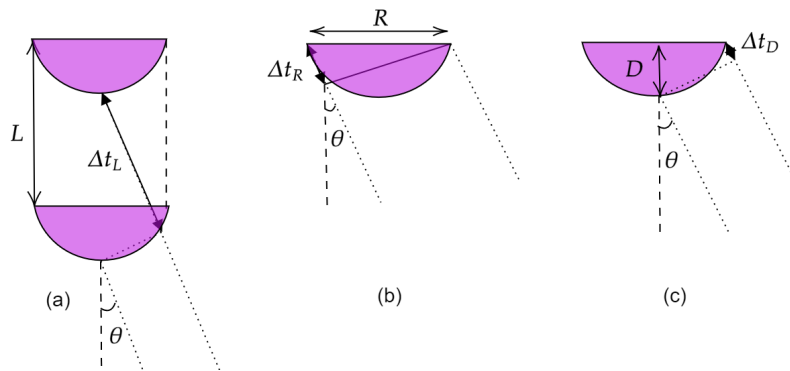


Figura 3.7: Modelo geométrico sencillo de una cascada. (a), (b) y (c) representan las contribuciones respectivas a los retrasos temporales en la llegada de la señal debidas al desarrollo longitudinal, lateral y de *grosor* del frente.

¹²Aplicando una transformación de Fourier rápida (FFT) a la señal en tiempo simulada, sin recurrir al output directo de ZHAireS, que también arroja el campo eléctrico en dominio de frecuencias.

Las emisiones serán coherentes a frecuencias $f \lesssim \Delta t_{max}^{-1}$ (i.e., $\lambda \gtrsim c\Delta t_{max}$, longitudes de onda comparables a las dimensiones de la cascada), donde el máximo de los tres retardos determina el límite a la coherencia. En el caso concreto de cascadas en aire, puede comprobarse¹³ que el retraso máximo para un observador en el ángulo Čerenkov θ_C y en la región de Fraunhofer (que se corresponde con cierta distancia al core, en el caso de las Figs. 3.4 y 3.5 entre 50 y 100 m) corresponde a la contribución del *grosor* del frente, $\Delta t_D \sim 20$ ns. Por ello, las frecuencias de interés en cascadas atmosféricas se sitúan en el orden de $f \sim (20 \text{ ns})^{-1} \sim 50$ MHz. Aunque el anterior es un modelo muy simple, será suficiente para obtener una intuición del origen de la emisión en radiofrecuencias. Además, este modelo predice que a medida que el observador se aleja del core (i.e. $\theta > \theta_C$) los retrasos debidos a las distribuciones longitudinal y lateral aumentan, disminuyendo la frecuencia a la que se alcanza la máxima coherencia (como vemos en la Fig. 3.6).

El siguiente caso que plantearemos es el de una cascada inclinada, iniciada por una partícula primaria de mayor energía. Concretamente, se ha simulado una cascada iniciada por un protón de energía $E = 10^{19}$ eV, con ángulo cenital $\theta = 70^\circ$. En este caso, se ha supuesto un campo magnético diferente¹⁴, de magnitud $55 \mu\text{T}$ y ángulo de inclinación $I = 72,42^\circ$; mientras que las antenas se han situado a lo largo de las direcciones NS y EW (Fig. 3.8). Esta configuración nos permitirá estudiar algo más en detalle el campo eléctrico observado en función de la posición respecto a la cascada.

Como mencionamos en el primer apartado de esta sección, el máximo de la emisión ocurre cuando el ángulo de observación coincide con el ángulo Čerenkov. Además, hemos visto en la sección 2 cómo el desarrollo de cascadas atmosféricas presenta un máximo en el número de partículas a cierta profundidad X_{max} en la atmósfera que depende de los parámetros del primario. Por ello, en el suelo se registrará el máximo del campo eléctrico en las antenas que observen dicho máximo de la cascada bajo un ángulo θ_C , i.e, en la intersección del suelo con el cono Čerenkov, que representamos mediante una elipse (azul) en la Fig. 3.8

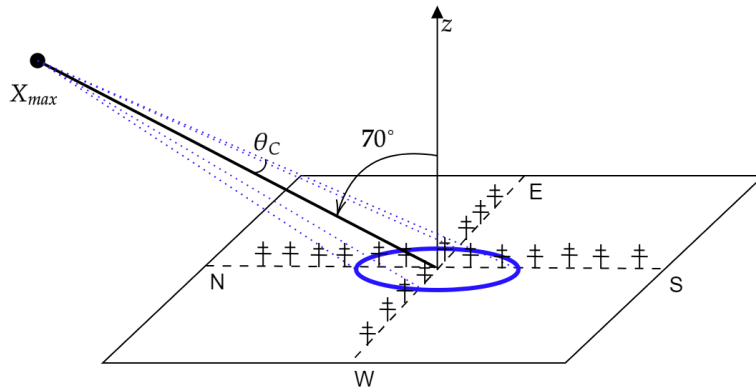


Figura 3.8: Esquema de una cascada a $\theta = 70^\circ$, y de la posición de las antenas. Se situaron 50 antenas a lo largo de cada eje, hasta 1500 m del *core* de la cascada. El máximo de emisión se espera en la intersección del cono Čerenkov, cuyo vértice se sitúa en la profundidad X_{max} a la que el número de partículas (e^\pm) alcanza su máximo valor.

¹³El modelo anterior permite hallar $\Delta t_L = \frac{n}{c}L \cos \theta$, $\Delta t_R = \frac{n}{c}R \sin \theta$. Δt_D depende de la forma del frente. Valores típicos en cascadas atmosféricas: $L \sim 5 - 10$ km, $R \sim 100$ m, $D \sim 6$ m, $\theta \sim \theta_C \sim 1^\circ$, $n \sim 1,0003$

¹⁴Concretamente, este campo magnético es similar al que se encuentra en el Polo Sur, una localización de especial interés experimental para el estudio de la radiación cósmica.

Evidentemente, para una cascada inclinada la intersección del cono Čerenkov con el suelo no será una circunferencia sino una elipse. Si para esta configuración representamos las componentes de Fourier del campo eléctrico en la dirección EW registradas en cada antena a distintas frecuencias fijas, obtenemos la Fig. 3.9. Vemos en ella cómo aparecen perfectamente definidos los máximos asociados al cono Čerenkov, estando más separados en la dirección N-S (coincidente con el eje mayor de la elipse) como era de esperar, dada la inclinación de la cascada.

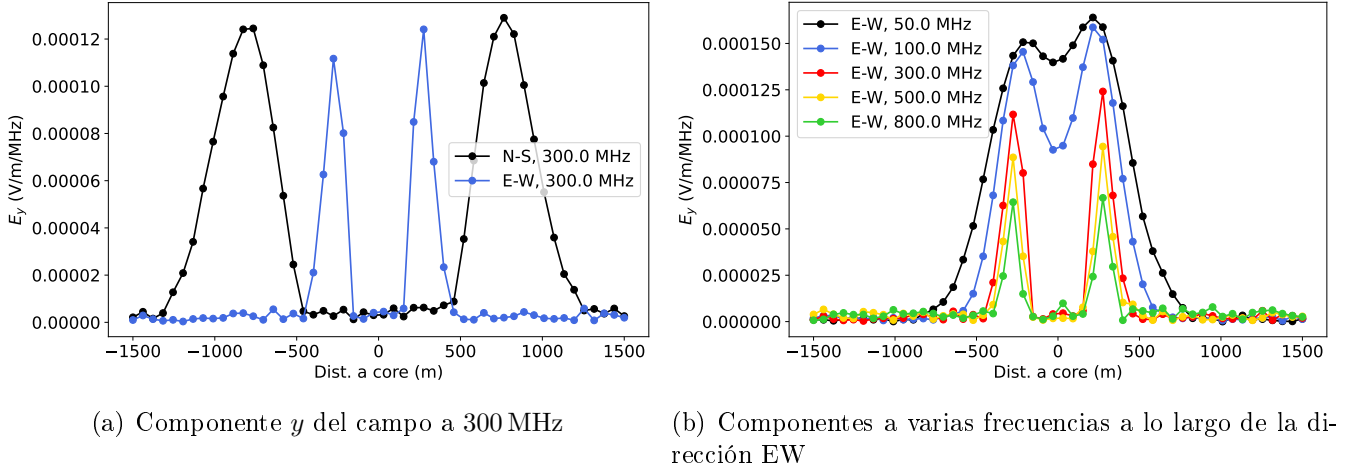


Figura 3.9: Componentes de Fourier del campo eléctrico (componente y) en función de la distancia al *core* de la cascada.

Vemos además que la amplitud de las componentes decrece al aumentar la frecuencia¹⁵, como ya habíamos explicado en base al modelo de la Fig. 3.7, aunque el efecto más relevante es que la *resolución* de los máximos disminuye cuanto menor sea f , llegando a estar prácticamente superpuestos para las frecuencias más bajas.

La explicación a este hecho puede encontrarse en fenómenos de tipo difractivo. Podemos ejemplificarlo recordando, e.g., el patrón de Airy, en el que el primer cero del patrón de difracción ocurre cuando, respecto al máximo, observamos bajo un ángulo α tal que:

$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{d}, \quad (3.17)$$

donde d es el tamaño típico de la fuente. Evidentemente, a menor (mayor) frecuencia (longitud de onda), debemos irnos hasta un mayor α para encontrar el mínimo del patrón. Es decir, cuanto menor sea la frecuencia mayor será la anchura del pico, como observamos en 3.9b

Para acabar esta sección, recapitularemos los resultados y conclusiones más importantes:

1. En cascadas atmosféricas existen dos contribuciones fundamentales a la emisión de radiación electromagnética: deflexión geomagnética y efecto Askaryan, cada una con efectos diferentes en la polarización del campo detectado.

¹⁵Tomando el límite $\theta \rightarrow \theta_C$ de manera adecuada en (3.16) puede verse que $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \propto \omega$.

-
2. Las expresiones deducidas para el campo eléctrico radiado no asumen ningún mecanismo de emisión, y están integradas en el código ZHAireS empleado para realizar las simulaciones. Como hemos visto, el efecto de ambos mecanismos es evidente en los resultados.
 3. Las frecuencias de interés (donde la emisión es coherente) se sitúan en la banda 10 – 100MHz fundamentalmente. Además, la señal de campo eléctrico detectada tiene una dependencia primero lineal con la frecuencia, para después disminuir a medida que la cascada deja de emitir de manera coherente.
 4. Existe una región elíptica localizada en el suelo en la que la emisión es máxima, que se corresponde con la región en que el máximo de la cascada se observa bajo el ángulo Čerenkov. La definición de dicha región disminuye al aumentar la frecuencia.

4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba

5. Conclusiones

Referencias

- [1] Abarr, Q., Allison, P., Ammerman-Yebra, J., Alvarez-Muñiz, J., Beatty, J., Besson, D., Chen, P., Chen, Y., Xie, C., Clem, J., et al. (2021). The Payload for Ultrahigh Energy Observations (PUEO): A White Paper. *Journal of Instrumentation*, 16(08):P08035.
- [2] Alvarez-Muñiz, J., Carvalho, W. R., Romero-Wolf, A., Tueros, M., and Zas, E. (2012a). Coherent radiation from extensive air showers in the ultrahigh frequency band. *Physical Review D*, 86(12):123007.
- [3] Alvarez-Muñiz, J., Carvalho, W. R., and Zas, E. (2012b). Monte Carlo simulations of radio pulses in atmospheric showers using ZHAireS. *Astroparticle Physics*, 35(6):325–341.
- [4] Alvarez-Muñiz, J., Romero-Wolf, A., and Zas, E. (2010). Čerenkov radio pulses from electromagnetic showers in the time domain. *Physical Review D*, 81(12):123009.
- [5] Gaisser, T. K. (2018). Neutrino Astronomy 2017. *arXiv preprint arXiv:1801.01551*.
- [6] Gaisser, T. K., Engel, R., and Resconi, E. (2016). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.
- [7] Gaisser, T. K., Halzen, F., and Stanev, T. (1995). Particle astrophysics with high energy neutrinos. *Physics Reports*, 258(3):173–236.
- [8] Halzen, F. and Klein, S. R. (2010). Invited review article: IceCube: an instrument for neutrino astronomy. *Review of Scientific Instruments*, 81(8):081101.
- [9] Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. WILEY.
- [10] Jackson, J. D. (2002). From Lorenz to Coulomb and other explicit gauge transformations. *American Journal of Physics*, 70(9):917–928.
- [11] Neronov, A. (2019). Introduction to multi-messenger astronomy. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1263, page 012001. IOP Publishing.
- [12] Pierre Auger Collaboration (2015). The Pierre Auger cosmic ray observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798:172–213.
- [13] Reno, M. H., Krizmanic, J. F., and Venters, T. M. (2019). Cosmic tau neutrino detection via cherenkov signals from air showers from earth-emerging taus. *Physical Review D*, 100(6):063010.
- [14] Schröder, F. G. (2017). Radio detection of cosmic-ray air showers and high-energy neutrinos. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 93:1–68.
- [15] Sciutto, S. J. (2019). *AIRES A system for air shower simulations. User’s guide and reference manual*. [<http://aires.fisica.unlp.edu.ar/>].
- [16] Spurio, M. (2014). *Particles and astrophysics*. Springer.
- [17] Wissel, S., Alvarez-Muniz, J., Burch, C., Cummings, A., Carvalho, W., Deaconu, C., Hallinan, G., Hughes, K., Ludwig, A., Oberla, E., et al. (2021). Concept Study for the Beamforming Elevated Array for Cosmic Neutrinos (BEACON). In *36th International Cosmic Ray Conference*, volume 358, page 1033. SISSA Medialab.
- [18] Zas, E., Halzen, F., and Stanev, T. (1992). Electromagnetic pulses from high-energy showers: Implications for neutrino detection. *Physical Review D*, 45(1):362–376.