Facultad de Física
Grado 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 & IGFAE

Julio 2022

El autor autoriza la consulta y empleo de esta memoria para uso académico y de investigación (autorización detallada en las páginas interiores).

Facultad de Física
Grado 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) & Instituto Galego de Física de Altas Enerxías (IGFAE)*

Data de presentación: Julio 2022

Declaración firmada por el autor de la originalidad del trabajo

El autor del trabajo declara que e 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 inflúye 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:** Aquí va el resumen en castellano. El orden de los idiomas puede cambiarse a voluntad. También (y aunque la hoja de resúmenes no contabiliza para el número límite de páginas, ver sección **??** de este documento) puede reducirse, si se desea, el tamaño de letra de los resúmenes en los dos idiomas que no sean el usado en el texto principal de la memoria (por ejemplo, anteponiendo `footnotesize{}  al texto). % anteponiendo` footnotesize al texto, por ejemplo

• **Resumo:** Aquí vai o resumo en galego. Debe coincidir co introducido na secretaría virtual no momento do depósito da memoria final e solicitude de defensa. Dado que a aplicación informática de secretaría virtual non admite calqueira caracter, o regulamento permite introducir nela representacións alternativas dos caracteres problemáticos (por exemplo introducir gamma en vez de γ, introducir YBa2Cu3O(7-delta) en vez de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, etc.). Non ten por qué coincidir co resumo do proxecto de TFG/TFM que foi feito no momento da asignación de traballo e titor (entendendo que o titor da o visto bo no seu informe final). Ten que haber resumos en (como mínimo) galego, castelán e inglés, cada un de 300 palabras máximo.

• **Abstract:** The abstract goes here.

Índice

1. Introducción

Comentar un poquito de rayos cosmicos, flujo escaso a altas energias ->EAS.

Comentar importancia de neutrinos en astronomia y astrofisica, problemas para detectar

Detectores suelo, Cerenkov, fluerescencia, ... Radiodeteccion de EAS como otra opcion. Posibilidad de neutrino tau (comentar por que tau) cascada hacia arriba (Tierra como blanco).

Cascadas casi horizontales, comentar propuestas experimentales para pbservar radiación, ...

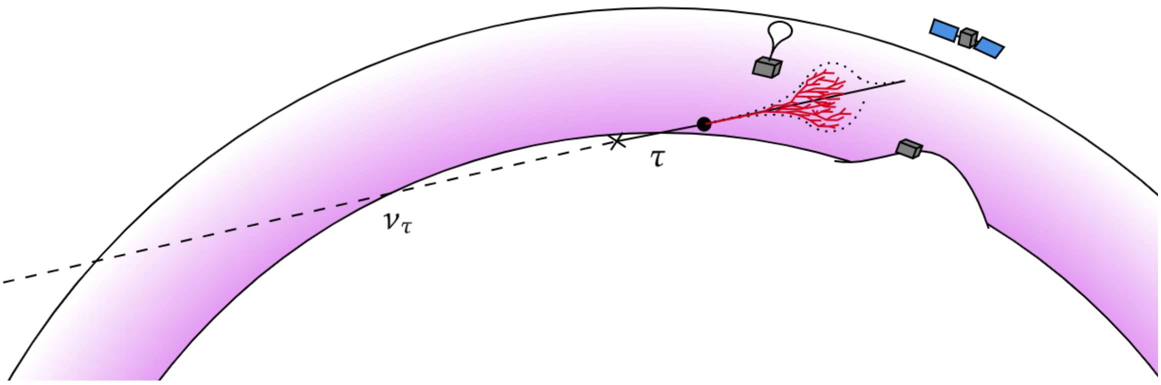


Figura 1.1: Idea de detección

2. Cascadas atmosféricas

Las cascadas atmosféricas, como hemos visto, representan la opción más importante para lograr estudiar la radiación cósmica mas energética. Debido a los escasos flujos ($< 1\,\mathrm{m}^{-2}\mathrm{y}^{-1}$ a partir de $E = 10^{15}\,\mathrm{eV}$), la detección directa de estas partículas, por ejemplo en detectores situados fuera de la atmósfera, se hace 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 el 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 las partículas primarias más energéticas), 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, las desventajas de que se trata de un medio inhomogéneo, ya que la densidad de la misma decrece con la altitud, $\rho = \rho(h)$. Como ejemplo, uno de los modelos más simples para la dependencia de la densidad con la altura es un decrecimiento exponencial:

$$\rho(h) = \rho_0 \exp\left(-h/h_0\right) \quad ; \quad \text{donde } \rho_0 \sim 1,23 \times 10^{-3}\,\mathrm{g/cm^3} \text{ y } h_0 \sim 8,13\,\mathrm{km} \tag{2.1}$$

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 (Fig. 2.1):

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

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.

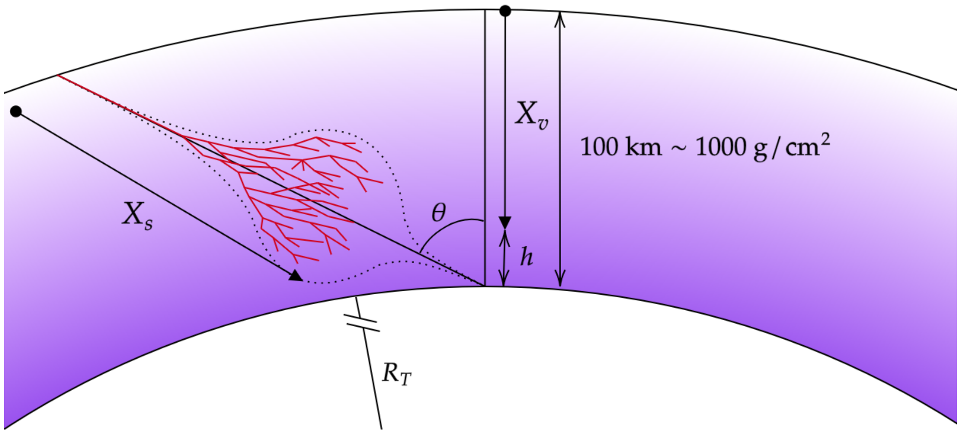


Figura 2.1: Esquema simplificado de una cascada atmosférica *al uso*. Definición de profundidad vertical e inclinada (*slanted*). R_T es el radio de la Tierra.

Como hemos mencionado en el apartado introductorio, 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). Por ello, 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*: Integrada, fundamentalmente, por fotones, electrones y positrones; que representan las partículas más abundantes en una cascada atmosférica. A altas energías[1], las interacciones que multiplican el número de partículas asociadas a esta componente serán la producción de pares ($\gamma + \text{Nuc.} \to e^+e^- + \text{Nuc.}$) y bremsstrahlung ($e^\pm + \text{Nuc.} \to e^\pm + \gamma + \text{Nuc.}$). Cuando la energía de las partículas baja lo suficiente, 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*: Integrada por protones, núcleos, piones y demás hadrones. En este caso, las interacciones más relevantes serán las de producción de piones ($p + \text{Nuc.} \to \pi^0, \pi^\pm, p, \ldots$; $\pi^0 + \text{Nuc.} \to \pi^0, \pi^\pm, \ldots$). Además, a altas energías, el número de partículas producidas en cada interacción será muy superior al de los procesos electromagnéticos ($\gtrsim 75$ secundarios en cada interacción). A diferencia de la componente electromagnética, en este caso debemos considerar también procesos de desintegración que alimentarán otras componentes:

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

  Dada la pequeña vida media del π^0, podemos asumir con seguridad que la gran mayoría de piones neutros producidos se desintegran antes de interaccionar. Dado que la producción de

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

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 estará 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, cuyas interacciones con el medio serán prácticamente despreciables, sufriendo muy poca atenuación en la atmósfera. No obstante, la vida media más larga del $\pi^{\pm}$ hace que las interacciones que multiplican el número de piones sean relevantes hasta que las energías bajan de $\sim 20\,\text{GeV}$.

- *Componente muónica*: Integrada por muones y neutrinos producidos, fundamentalmente, en la desintegración del pión cargado. La interacción de estas partículas en la atmósfera será prácticamente despreciable. Por otra parte, la larga vida media del muón ($\mu \to e\nu_e\nu_\mu$, $\tau \sim 2 \times 10^{-6}$) hace que en la mayoría de los casos atraviesen la atmósfera sin desintegrarse.

En general, el desarrollo de las cascadas atmosféricas está determinado por la competición entre interacción y desintegración que afecta a los hadrones. 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 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. Puesto que en discusiones posteriores será de utilidad, presentaremos los conceptos de *distancia de interacción y desintegración* con el ejemplo de los piones:

- *Distancia de interacción,* λ_I [g/cm^2]: Cantidad de materia que debe atravesarse para que, en promedio, ocurra una interacción. En uds. de distancia, $d_I \sim \lambda_I/\rho(h)$. Para el caso de los piones interaccionando con aire:
$$\lambda_I = 70 - 120\,\text{g/cm}^2 \tag{2.3}$$
- *Distancia de desintegración,* d_{dec} [m]: Distancia promedio que recorre una partícula antes de decaer. Depende de la vida media en reposo y la energía. En el caso de los piones:
$$d_{dec} = \gamma\beta c\tau \sim \frac{E}{mc^2}c\tau \begin{cases} \pi^{\pm} \to d_{dec} = \gamma\,(7,8\,\text{m}) \\ \pi^0 \to d_{dec} = \gamma\,(2,5 \times 10^{-8}\,\text{m}) \end{cases} \tag{2.4}$$

Naturalmente, la energía a la que $d_{dec} \sim \lambda/\rho$ determina el punto en que las interacciones comienzan a verse superadas por las desintegraciones. 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 (2.3) y (2.4). Por lo tanto, podemos intuir que habrá diferencias sustanciales entre una cascada *habitual* en que las partículas de mayor energía aparecen 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 [9] que nos permitirán explorar las características del desarrollo de las partículas más abundantes en cascadas atmosféricas (fundamentalmente nos centraremos en $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$, $\pi^{\pm}$ y π^0) en función de la naturaleza y energía del primario, de la altura a la que ocurre la primera interacción o el ángulo con el que se desarrolla la cascada. Naturalmente, el crecimiento 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 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 la cascada 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 siguiente Tabla 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 Reacciones fotonucleares, ...
$\mu^{\pm}$	Bremsstrahlung y producción de pares Emisión de e^- knock-on Desintegración
ν's	Aparición en desintegraciones
$p, \bar{p}, n, \bar{n}, \Lambda$ $\pi^0, \pi^{\pm}, K^0_{L,S}, K^{\pm}$ Núcleos $Z \leq 36$	Colisiones hadrónicas y núcleo-núcleo Emisión de e^- knock-on Desintegraciones

Tabla 2.1: Partículas e interacciones consideradas en AIRES (v. 2.6)

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 del número de partículas y su energía. Los niveles de observación se disponen equiespaciados en profundidad atravesada, bien a lo largo del eje de desarrollo de la cascada (X_s) o en la dirección vertical (X_v):

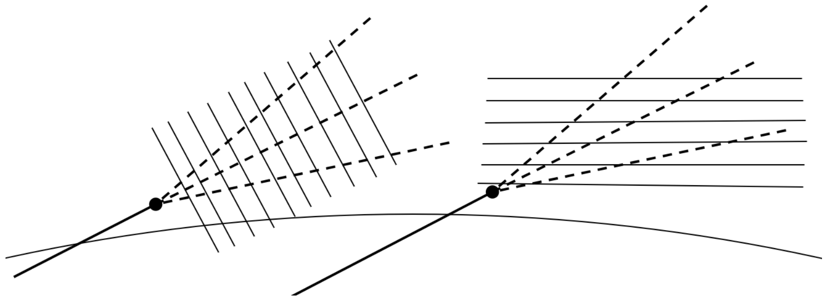


Figura 2.2: Disposiciones posibles de los niveles de observación en AIRES, en el ejemplo de una cascada hacia arriba. Izq.: A lo largo del eje del desarrollo. Der.: Dirección vertical.

Además, dado que conocemos el modelo atmosférico[2], podremos convertir la posición de los planos de observación a alturas o distancias *recorridas* en la atmósfera aplicando (2.2), lo que nos permitirá estudiar el desarrollo de las cascadas en varios términos. 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 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 equivalente[3] 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 más resultados, debemos comentar el criterio empleado para los ángulos de inclinación de la cascada: para cascadas *hacia abajo*, indicaremos el ángulo en el intervalo $\theta \in [0°, 90°]$ (Fig. 2.1), mientras que en cascadas hacia arriba, por consistencia, daremos el ángulo en el intervalo $\theta \in [90°, 180°]$, siendo $90°$ ($180°$) una cascada horizontal (vertical hacia arriba).

[2] AIRES emplea la parametrización de Linsley.

[3] Simplemente integrando entre 0 y h.

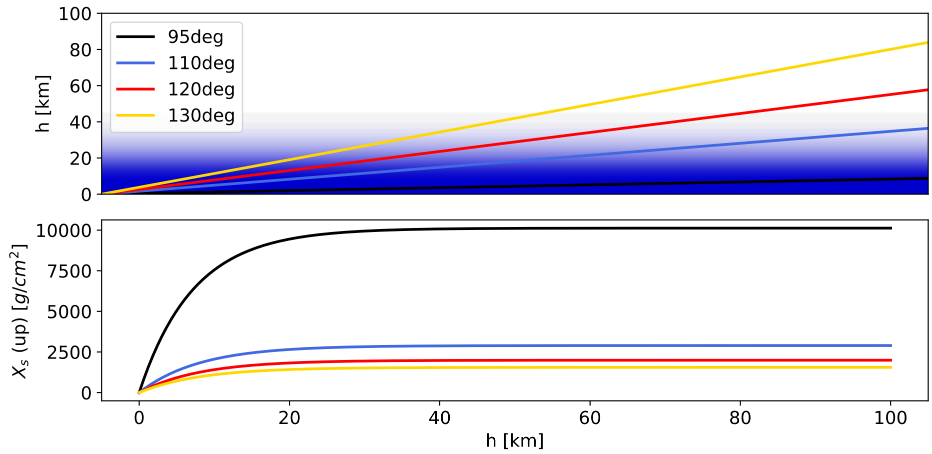


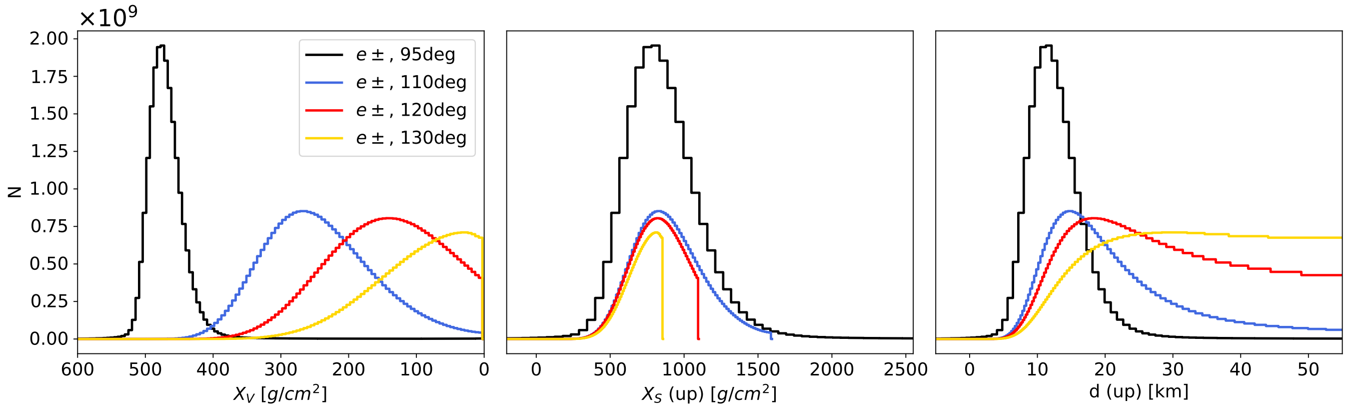
Figura 2.3: Cantidad de materia atravesada a lo largo del eje de la cascada (hacia arriba) en función de la altura en la atmósfera, para varios ángulos. El gradiente de color que representa la atmósfera sigue la dependencia (2.1), empleada para realizar esta gráfica. Se ha tenido en cuenta la curvatura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

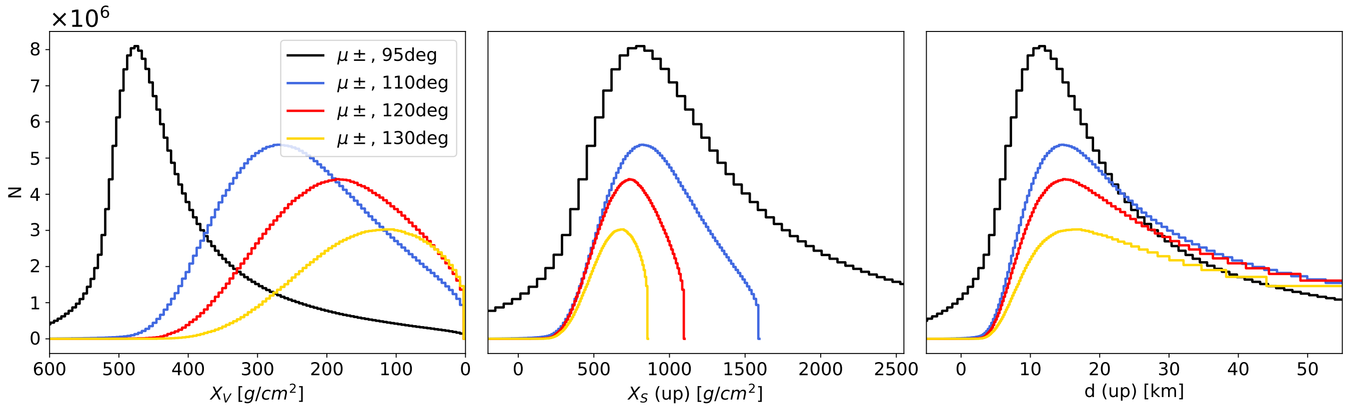
La primera observación que podemos hacer es que, como acabamos de mencionar, el máximo número de partículas producido en la cascada decrece al aumentar el ángulo, i.e., cuanto más *vertical* se sitúa el eje de la cascada. Por otra parte, vemos en las gráficas correspondientes del desarrollo frente a la profundidad atravesada *a lo largo* del eje de la cascada que el máximo de la cascada 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 en X_v (véanse Figs. 2.2 y 2.3).

No obstante, en las gráficas frente a X_s observamos, para el caso de los muones y piones cargados, 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. Al aumentar el ángulo de la cascada, la región densa se abandona en menos tiempo, provocando que la contribución de las desintegraciones de las partículas menos energéticas aparezca antes. De hecho, apreciamos en la gráfica de desarrollo de muones frente a X_v, un ligero cambio de pendiente hacia el final del desarrollo, que señala la aparición de desintegraciones. Vemos además 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 del pión cargado.

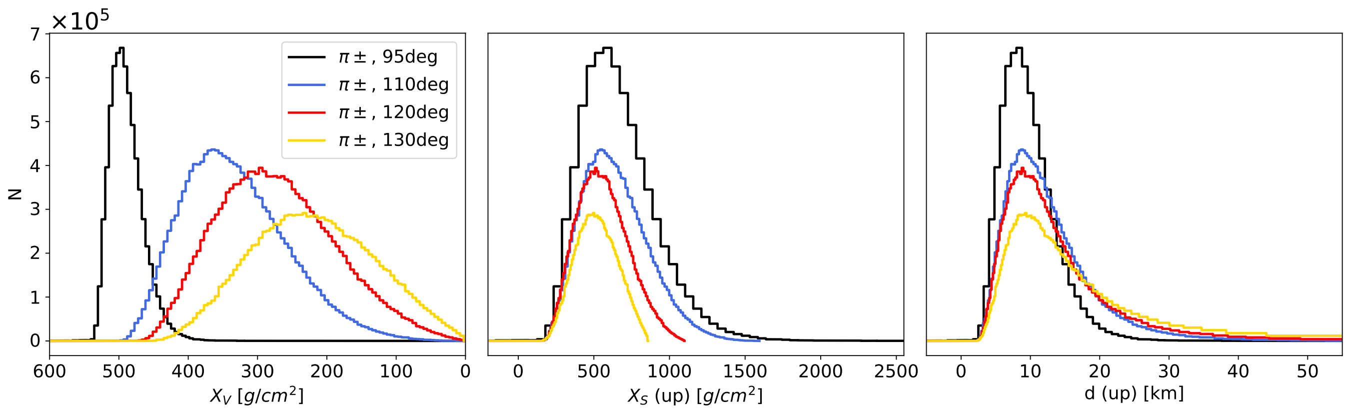
Por último, en las gráficas del desarrollo frente a la distancia recorrida en la atmósfera, el ligero desplazamiento en las posiciones de los máximos de nuevo señala el hecho de que, cuanto mayor sea el ángulo, más altura debe alcanzarse en la atmósfera para atravesar la cantidad de materia necesaria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



(a) $e^{\pm}$



(b) $\mu^{\pm}$

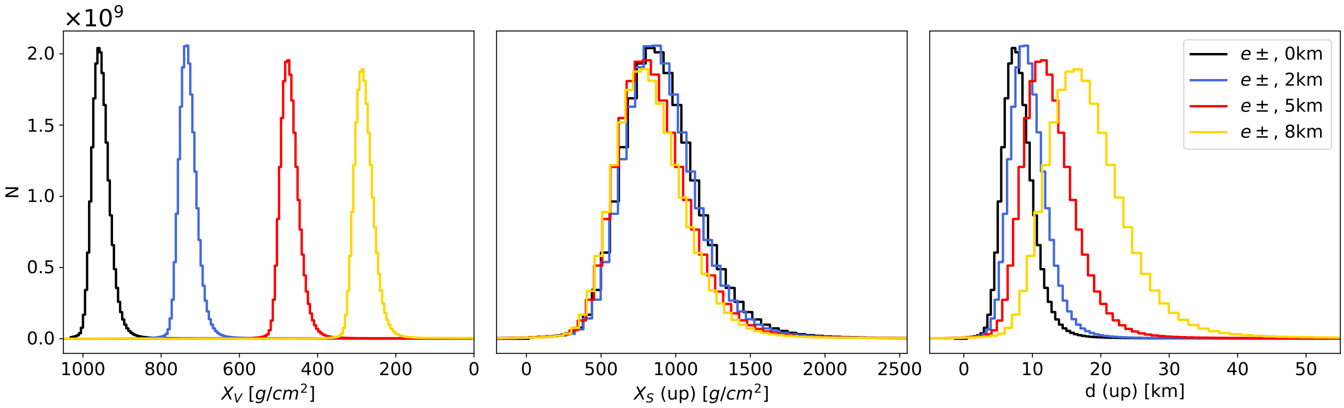


(c) $\pi^{\pm}$

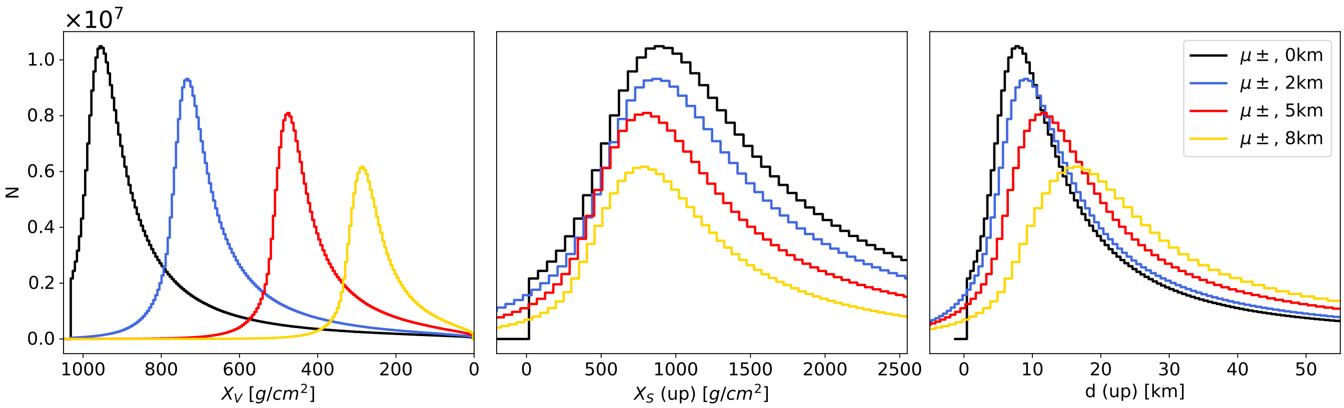
Figura 2.4: Desarrollo de electrones, muones y piones, en una cascada iniciada por un protón de 1 EeV interaccionando a 5 km de altura. Profundidad a lo largo del eje y distancia se miden desde el punto de primera interacción, i.e, $h = 5\,\text{km}$. Los cortes en las gráficas vs. X_s ($e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$) marcan el final de la atmósfera.

- *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, afectará sustancialmente a dos cuestiones: el número de partículas producidas y la posición del máximo de la cascada. Para verlo, presentamos a continuación resultados de AIRES para el desarrollo de electrones, positrones y muones en una cascada de ángulo $\theta = 95°$ iniciada por un protón de energía 1 EeV:



(a) $e^{\pm}$



(b) $\mu^{\pm}$

Figura 2.5: Desarrollo de electrones y muones en una cascada a 95° iniciada por un protón de 1 EeV interaccionando a varias alturas. X_s y d se miden desde la primera interacción.

En primer lugar, la posición del máximo de la cascada cambia con la altura, 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 alo largo del eje volvemos a encontrar los mismos efectos que en el caso de la Fig. 2.4, 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; pero la interpretación es la misma.

Quizá el efecto más interesante aparece en el número máximo de partículas. En el caso de los electrones apenas hay cambios con la altura, mientras que para los muones se aprecia un decrecimiento considerable al aumentar la altura. 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. No ocurre así con la producción de muones, que depende básicamente de las interacciones hadrónicas que dan lugar a piones cargados. Al aumentar la altura, debe recorrerse cada vez más distancia para atravesar la misma cantidad de materia, reduciendo la tasa de interacciones y por tanto el número de muones que se produce. El mismo efecto se observa en la producción de piones, que no incluimos al verse representada en la evolución 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. Cunato 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:

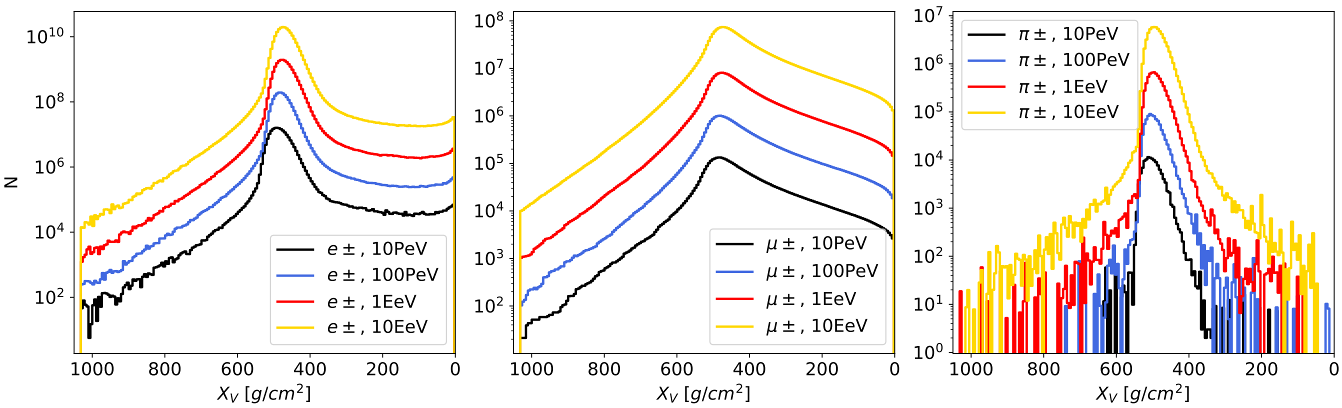


Figura 2.6: Desarrollo de electrones, muones y piones en una cascada a 95° iniciada por un protón de energía variable interaccionando a 5 km de altura.

Como vemos, el número máximo de partículas producidas presenta una dependencia inequívoca con la energía del primario, E_0. De manera explícita, la tendencia que se espera tanto a partir de modelos teóricos como de simulaciones como las que hemos realizado es:

$$N^e_{max} \propto E_0 \;\; ; \;\; N^\mu_{max} \propto E_0^\beta \text{ con } \beta \sim 0,85 \tag{2.5}$$

Nuetro resultado, a simple vista, concuerda con esta tendencia (*grosso modo*, 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 $\mu^\pm$ asociados a la desintegración de estos últimos.

- *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, no esperaríamos la aparición de componentes hadrónica o muónica, al menos no al mismo nivel que en cascadas iniciadas por protones o núcleos. Particularmente, en el caso que nos interesa podremos tener ambas situaciones, debido a los numerosos 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 95° iniciada por una partícula de 1 EeV que interacciona en las capas bajas de la atmósfera, a nivel del suelo:

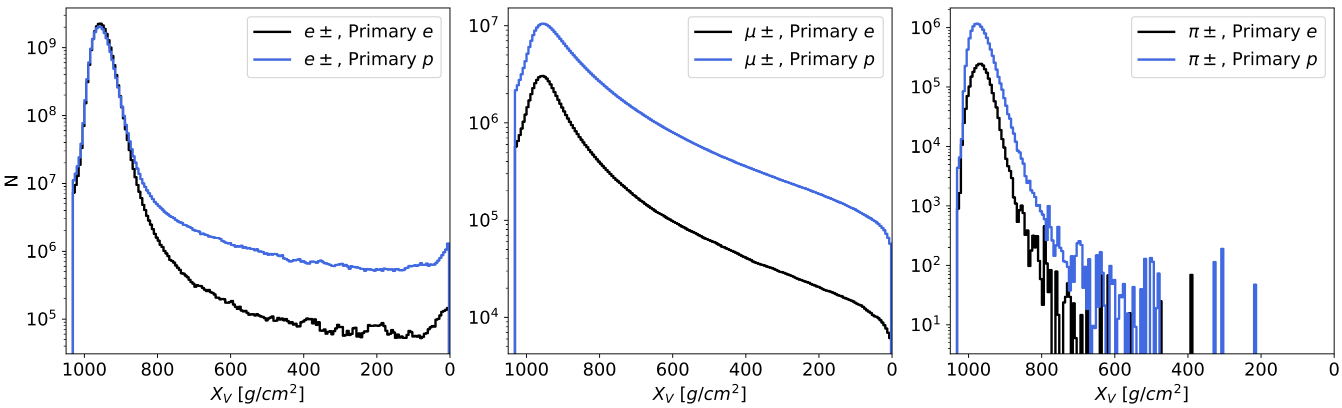


Figura 2.7: Desarrollo de electrones, muones y piones en una cascada a 95° iniciada por un protón o un electrón de 1 EeV interaccionando a 0 km de altura

Como vemos inmediatamente, las cascadas iniciadas por protones presentan, respecto a una cascada iniciada por un electrón, un número de muones y piones superior en un factor 5−6, aproximadamente. No obstante, 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 haca la componente electromagnética, fundamentalmente a través de la desintegración del pión neutro. Puesto que en ambos casos la energía del primario es la misma, el número de electrones y positrones producidos alcanza valores prácticamente idénticos. En el caso simulado de la Fig. 2.7 se encontró:

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

Dado que dichas partículas son con diferencia las más abundantes en cascadas atmosféricas, el número de partículas cargadas producidas en el máximo del desarrollo no tendrá 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, algo que puede resultar extraño ya que N_e^{max} toma prácticamente el mismo valor en ambos casos.

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 2.7. Sin embargo, en la cascada iniciada por un protón, tendremos muones que se propagarán sin interaccionar hasta decaer a mayor o menor altura, según su energía. Por ello, este mecanismo puede producir nuevos electrones a mayores alturas, y su efecto es precisamente el que vemos en el desarrollo de electrones.

Para verlo, podemos fijarnos simplemente en la proporción de partículas producidas en una cascada iniciada por protón relativa a una cascada iniciada por electrón (Fig. 2.8). Como vemos, ambos cocientes se van al mismo valor después de haber alcanzado el máximo (obviando las fluctuaciones en los electrones, mucho más afectados por interacciones con el medio), lo que muestra que el exceso de electrones está relacionado con la mayor producción de muones.

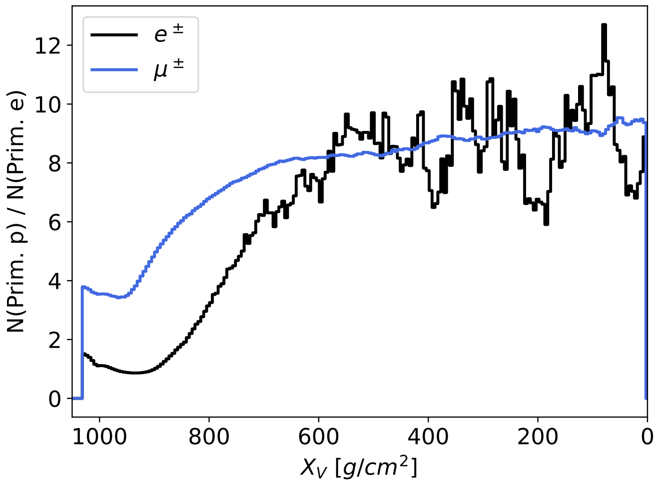


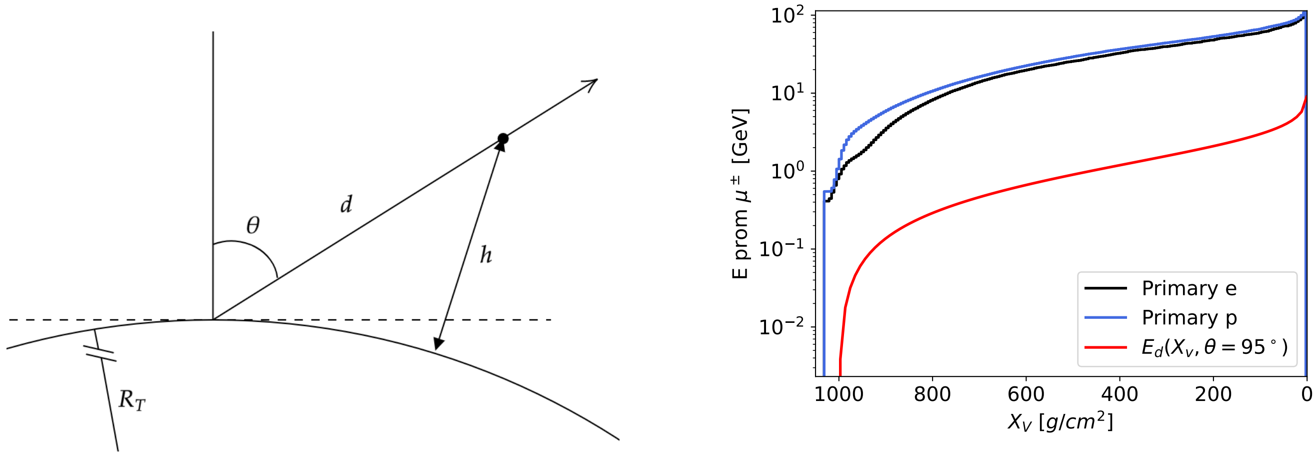
Figura 2.8: Proporción entre $e^{\pm}$ ($\mu^{\pm}$) producidos en cascadas a 95° iniciadas por un protón o electrón de 1 EeV.

Otro observable que nos permitirá comprobar, al menos cualitativamente que los muones originan los electrones *extra* hacia el final del desarrollo es la evolución de su energía. En la sec. 2.1 vimos cómo calcular la distancia que recorre una partícula antes de decaer en función de su energía. Podemos invertir la relación para hallar la energía necesaria para recorrer una distancia d:

$$E_d = \frac{mc^2}{c\tau} d \tag{2.7}$$

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

$$\left.\begin{array}{r} d(h,\theta) = \sqrt{(R_T+h)^2 - R_T^2\sin^2\theta} - R_T\cos\theta \\ X_v = \int_h^\infty \rho_0 e^{-h'/h_0} dh' \implies h = h_0 \log\frac{\rho_0 h_0}{X_v} \end{array}\right\} d = d(X_v,\theta) \tag{2.8}$$



(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 95°.

Como vemos, la evolución de la energía promedio sigue, al menos cualitativamente, el mismo comportamiento que la energía neecsaria para alcanzar cierta altura en la atmósfera. La diferencia entre ambas curvas puede deberse a varios factores, entre los que puede estar la elección de niveles de observación a X_v constante[4]. En cualquier caso, la similitud 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.

Probar a hacer esto mismo en slanted

- Comp_UGDG: Hacer selección

[4]Recordando la Fig. 2.2, está claro que en cada nivel aparecerán partículas producidas en distintas etapas del desarrollo, y por tanto contribuirán muones de altas energías producidos cerca del máximo.

3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización

El objetivo fundamental de este trabajo, como hemos comentado en el apartado introductorio, es la caracterización de las radiofrecuencias emitidas 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, como poco, importante 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, casi de manera inevitable, 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 ingenua:

- 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 corriente neta.

Estos dos mecanismos, a los que a partir de ahora nos referiremos como *deflexión geomagnética* y *efecto Askaryan*[5] respectivamente, serán los procesos que darán lugar fundamentalmente a la emisión coherente de radiación electromagnética en cascadas atmosféricas.

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

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

que esperamos a partir de cada mecanismo. Partiremos de las ecuaciones de Maxwell en términos de los potenciales:

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

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

Por la libertad gauge, escogemos $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (gauge de Coulomb). En ese caso, los potenciales electromagnéticos toman la forma[6] ($\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$):

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

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

donde[7] $t_{ret} = t - nR/c$, y 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:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \dot{\mathbf{A}} \implies \mathbf{E}_{rad} = -\dot{\mathbf{A}} \tag{3.5}$$

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

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\parallel} + \mathbf{J}_{\perp} = \left(\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{R}}\right)\hat{\mathbf{R}} - \hat{\mathbf{R}} \times \left(\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}\right) \tag{3.6}$$

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

$$\left.\begin{array}{c} \mathbf{E}_{rad} = -\dot{\mathbf{A}} \\ \mathbf{A} \sim \mathbf{J}_{\perp} = -\hat{\mathbf{R}} \times \left(\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}\right) \end{array}\right\} \mathbf{E}_{rad} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times \left(\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}\right) \tag{3.7}$$

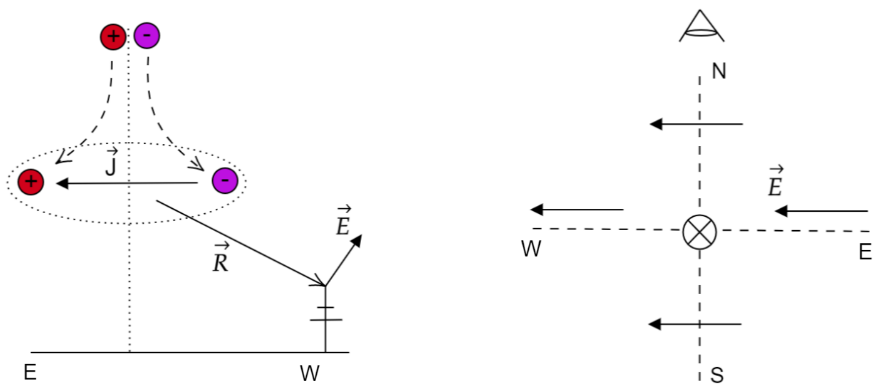
Este último resultado es suficiente para estudiar la polarización del campo eléctrico generado por una cascada atmosférica, bien por deflexión geomagnética o por efecto Askaryan. Por simplicidad, consideremos una cascada que se desarrolla en la dirección vertical (i.e. con un ángulo cenital $\theta = 0$). El efecto de la deflexión geomagnética está determinado por la acción de la fuerza de Lorentz sobre las cargas generadas:

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

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.

[6] Véase por ejemplo [8].

[7] n es el índice de refracción del medio.



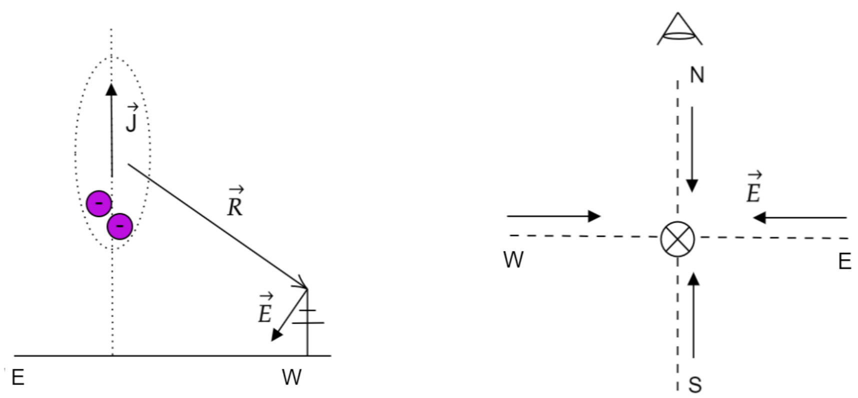
(a) (b)

Figura 3.1: Campo eléctrico radiado por efecto de la deflexión geomagnética. (a) Dirección del campo $\mathbf{E}_{rad} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times \left(\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J}\right)$ 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 queremos hacer 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 serán electrones y positrones, tanto por ser las especies de menor masa como por existir numerosos mecanismos que los originan. Como ya mencionamos, los positrones desaparecerán en procesos de aniquilación, mientras que otros electrones del medio serán extraídos y contribuirán 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:

$$\mathbf{J} \sim -\hat{\mathbf{n}}_{\text{shower}} \tag{3.9}$$

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.



(a) (b)

Figura 3.2: 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, 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):

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

donde sólo 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 $t = t_2$. La corriente $\mathbf{J}$ asociada puede escribirse fácilmente:

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

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:

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

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

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

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

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

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:

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

De lo anterior puede extraerse la expresión para el campo eléctrico en el dominio de frecuencias, sin más que hacer una transformada de Fourier[8]:

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

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

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

Podríamos preocuparnos acerca del hecho de que lo 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 e 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.

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 [2], que combina la simulación del desarrollo de cascadas atmosféricas mediante AIRES con el algoritmo ZHS 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 *sectores*, en los cuales la velocidad de la partícula se toma constante.. Los parámetros de cada sector (energía, dirección, ...) se obtienen de AIRES.
- En cada paso de la simulación, la partícula se propagará a lo largo de un *sector*, 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 sector, tanto en dominio temporal como de frecuencias.
- Si en algún sector no se verifican las condiciones del régimen de Fraunhofer (e.g. trayectorias muy cercanas a una antena), dicho sector podrá subdividirse en *subsectores* 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 acumular la contribución de todos las partículas consideradas en cada paso de la simulación. Además, las expresiones (3.15) y (3.16) se extraen directamente de principios básicos, sin suponer un mecanismo de emisión u otro. Por ello, este algoritmo 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:

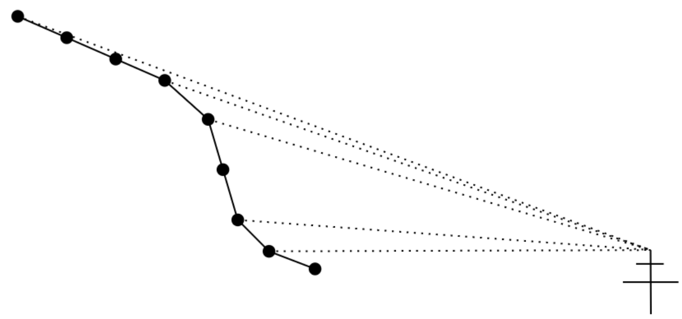
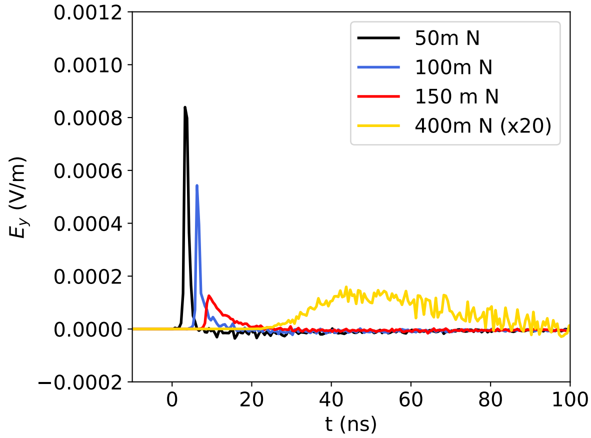


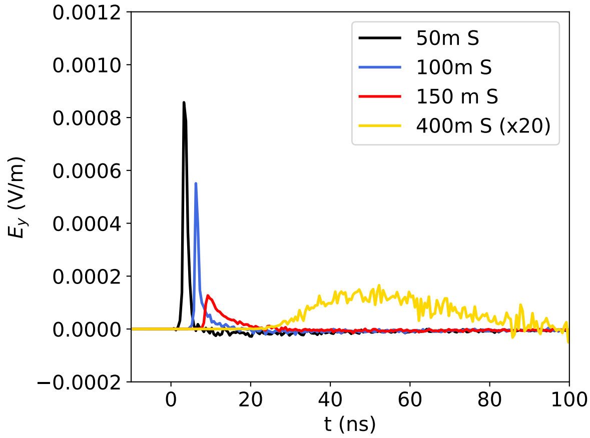
Figura 3.3: Idea básica del algoritmo ZHS. La trayectoria de las partículas se discretiza, permitiendo aplicar expresiones como (3.15) de manera sencilla.

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 ($\theta = 0$) 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 $23\,\mu$T, y se han situado antenas en las cuatro direcciones relativas al *core* de la cascada (N, S, E, W). Los resultados de la simulación se presentan en las Figs. 3.4 y 3.5. Aunque a simple vista no es evidente, dichos resultados son un ejemplo perfecto para ver los efectos de los mecanismos de emisión que discutimos en la sec. 3.1.

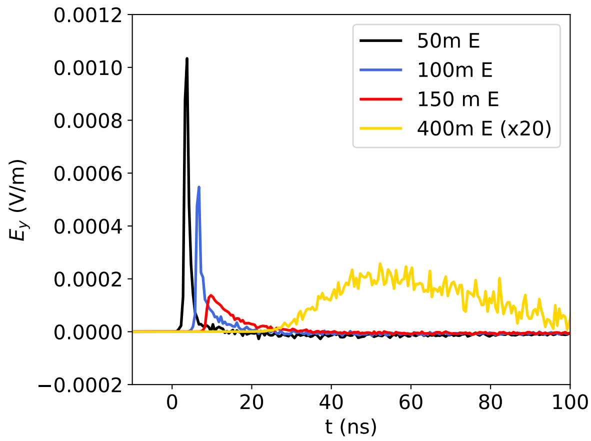
Empecemos por la Fig. 3.4, en la que presentamos la componente y del campo eléctrico, i.e., la componente en la dirección Este-Oeste (EW). Como vemos, la forma de la señal es muy similar en todas las posiciones, con un pulso de duración $\sim$ ns cuya amplitud decrece con la distancia al *core* de la 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 algo superiores (inferiores). 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.



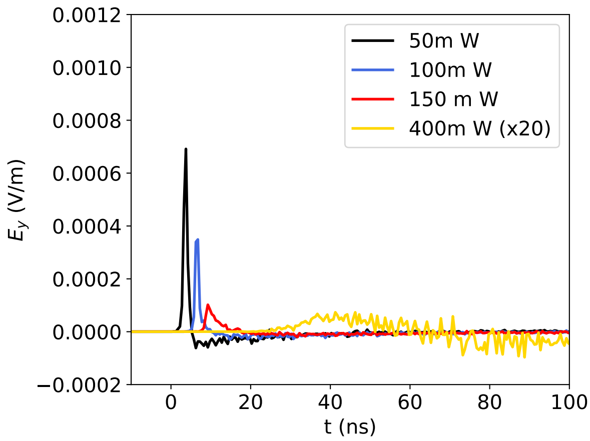
(a) Norte



(b) Sur



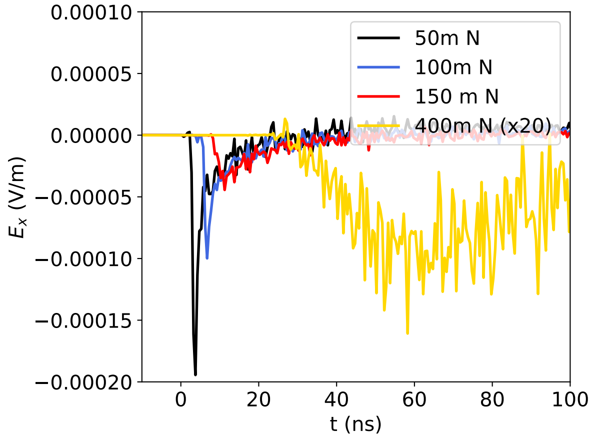
(c) Este



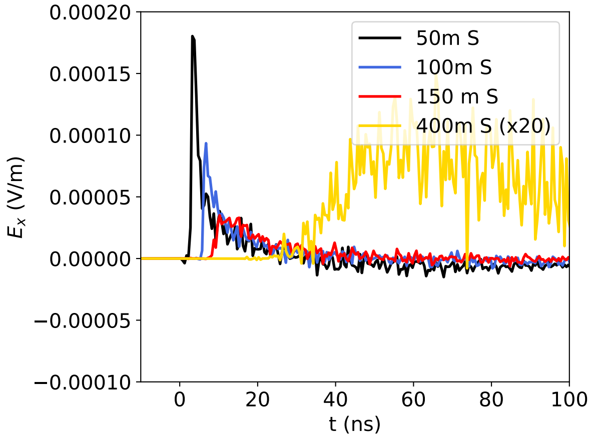
(d) Oeste

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.

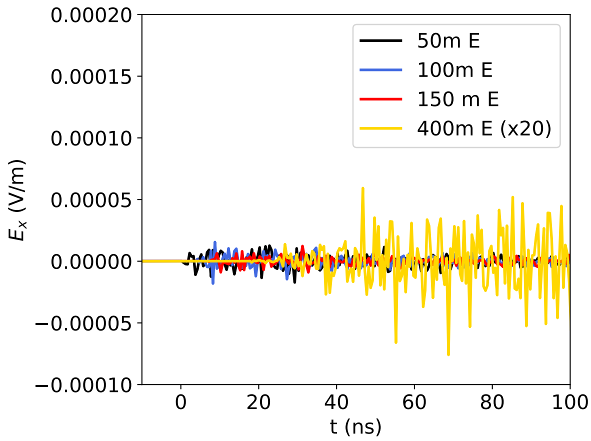
Si nos centramos en la componente x del campo, es decir, en la dirección Norte-Sur (NS), es evidente a partir de las Figs. 3.1 y (3.2) que sólo *veremos* el efecto Askaryan en antenas al Norte y Sur, mientras que la deflexión geomagnética no será relevante. Además, esperamos que dicha componente NS del campo tenga signo opuesto. Precisamente, este es el resultado que observamos en la Fig. 3.5. Además, por simetría (Fig. 3.2), podemos suponer que la amplitud del máximo de la componente x del campo en antenas al N,S ($\sim 2 \times 10^{-4}$ V/m) será igual a la amplitud del máximo de la componente y del campo en antenas al E,W. vemos como los valores máximos que alcanza el campo eléctrico en este caso. 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.



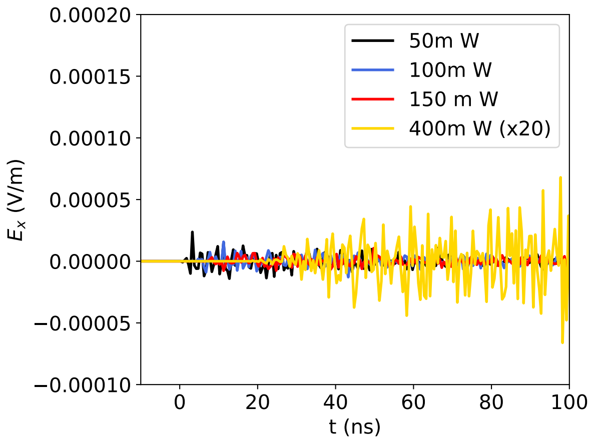
(a) Norte



(b) Sur



(c) Este

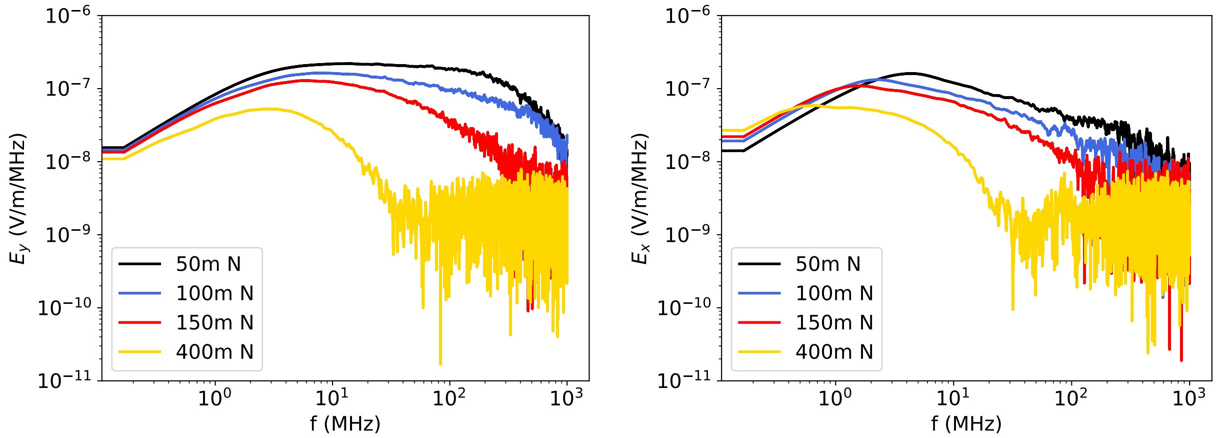


(d) Oeste

Figura 3.5: Equivalente a Fig. 3.4 para la componente x (S→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 ejemploen la Fig. 3.6 el campo eléctrico en el dominio de frecuencias[9] correspondiente a las Figs. 3.4a y 3.5a. Como vemos, el espectro mantiene un comportamiento *suave* hasta aproximadamente $10-100$ MHz, en que la coherencia de la señal desaparece. 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 y *grosor*. Como vemos en la Fig. 3.7, a un observador a gran distancia (en el régimen de Fraunhofer) llegarían señales con retardos debidos al desarrollo longitudinal, lateral y al propio grosor del frente.

[9] Aplicando una transformación de Fourier rápida (FFT) a la señal en tiempo simulada, sin recurrir al output de ZHAireS en frecuencias.



(a) Componente y del campo, al Norte de la cascada. (b) Componente x del campo, al Norte de la cascada.

Figura 3.6: Transformada de Fourier de las señales en tiempo.

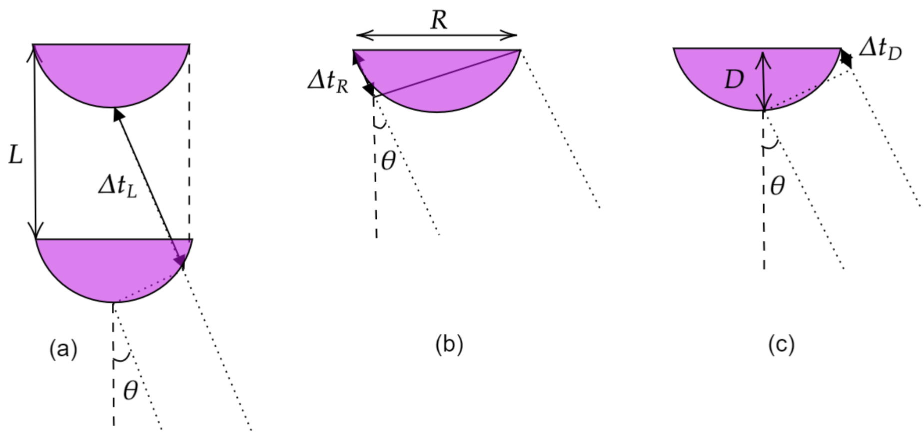


Figura 3.7: Modelo geométrico sencillo. (a), (b) y (c) representan las contribuciones respectivas del desarrollo longitudinal, lateral y de la anchura del frente a los retardos en la señal.

Por lo tanto, 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 comprobarse[10] que el retardo máximo corresponde a la contribución del *grosor* del frente, $\Delta t_D \sim 20\,\mathrm{ns}$. Por ello, las frecuencias de interés en cascadas atmosféricas se sitúan en $f \sim (20\,\mathrm{ns})^{-1} \sim 50\,\mathrm{MHz}$. Aunque el anterior es un modelo muy simple, será suficiente para obtener una intuición del origen de la emisión en radiofrecuencias.

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 $E = 10^{19}\,\mathrm{eV}$, con una trayectoria de ángulo cenital $\theta = 70°$. En este caso, se ha supuesto un campo

[10] El modelo geométrico anterior permite hallar fácilmente $\Delta t_L = \frac{n}{c} L \cos\theta$, $\Delta t_R = \frac{n}{c} R \sin\theta$. Δt_D depende de la forma del frente. Valores típicos: $L \sim 5 - 10\,\mathrm{km}$, $R \sim 100\,\mathrm{m}$, $D \sim 6\,\mathrm{m}$, $\theta \sim \theta_c \sim 1°$, $n \sim 1,0003$

magnético ligeramente diferente[11], de magnitud 55 μT y ángulo de inclinación $I = 72,42°$; 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, a cierta profundidad en la atmósfera que depende de los parámetros del primario, un máximo claro del número de partículas. 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.

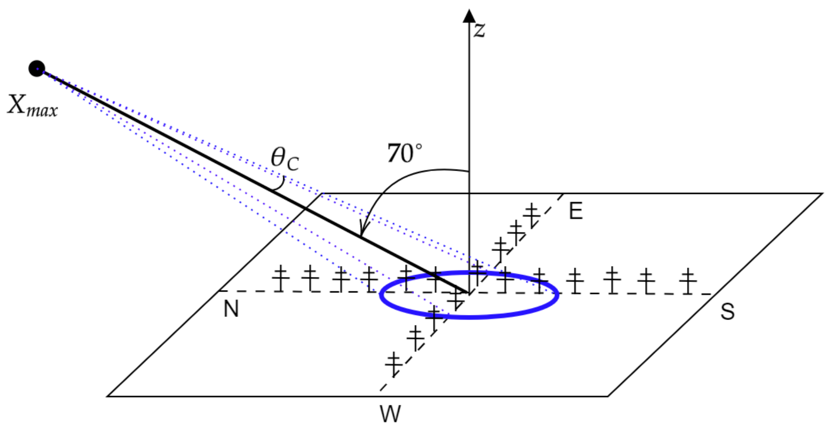


Figura 3.8: Configuración planteada. Se situaron 50 antenas a lo largo de cada eje, hasta 1500 m del *core* de la cascada. El máximo de emisión se espera en la intersección del cono Čerenkov., cuyo vértice se sitúa en el máximo del desarrollo.

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 el máximo de la componente EW del campo eléctrico registrado en cada antena, obtenemos el resultado de la Fig. 3.9. El resultado no es especialmente esclarecedor, ya que esperaríamos dos máximos bien definidos a lo largo de los dos ejes. Si bien puede intuirse un comportamiento así en las antenas situadas a lo largo de la dirección NS, no ocurre así para la dirección EW.

Lo que haremos será estudiar el campo eléctrico en el dominio de frecuencias, en lugar de representar el máximo en tiempo como hemos hecho. Presentamos en la Fig. 3.10 algunas componentes de Fourier obtenidas con la configuración de la Fig. 3.8. En este caso sí aparecen perfectamente definidos los máximos asociados al cono Čerenkov, estando más separados en la dirección N-S como era de esperar, dada la inclinación de la cascada.

[11]Concretamente, 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.

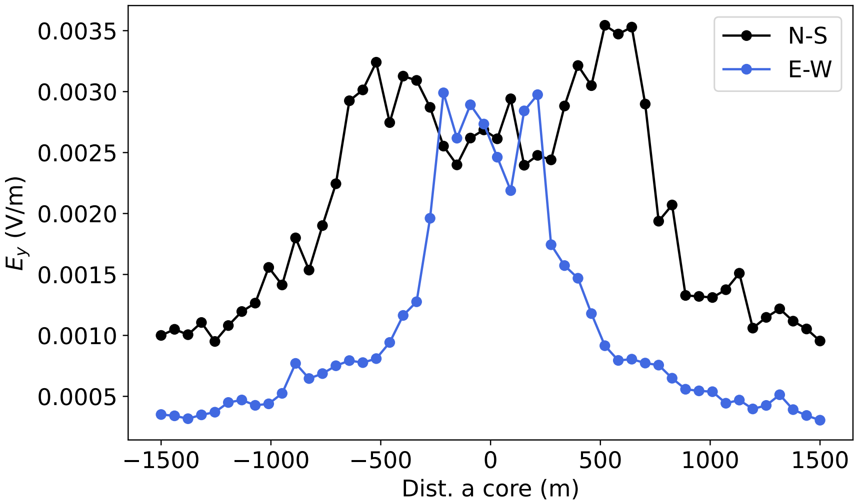
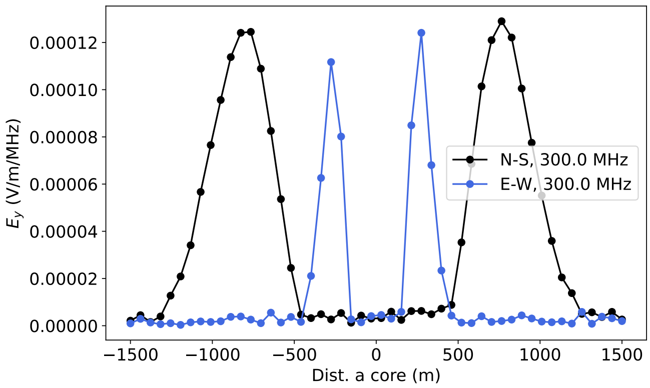
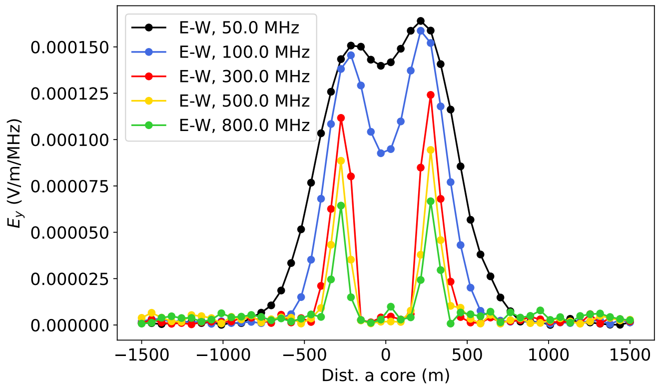


Figura 3.9: Máximo del campo eléctrico registrado en las antenas a nivel del suelo de la configuración 3.8. Se representan los valores en los dos ejes (NS, EW).



(a) Componente y del campo a 300 MHz



(b) Componentes a varias frecuencias a lo largo de la dirección EW

Figura 3.10: Componentes de Fourier del campo eléctrico (componente y) en función de la distancia al *core* de la cascada.

La explicación para los resultados de la Fig. 3.9 puede extraerse de la gráfica de la derecha, en la que representamos las componentes de Fourier del campo a varias frecuencias. Como vemos la amplitud de las componentes decrece con la frecuencia[12], aunque quizá el efecto más relevante es que la *resolución* de los máximos decrece con la frecuencia, 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,

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

respecto al máximo, observamos bajo un ángulo α tal que:

$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{d} \tag{3.17}$$

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 3.10b

Evidentemente, en la Fig. 3.9 estábamos viendo la superposición de todas las componentes de Fourier, y debido a que las dominantes (baja frecuencia) no están resueltas, no se observaba claramente la intersección del cono Čerenkov con el suelo.

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

1. En cascadas atmosféricas tendremos 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.

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 se sitúan en la banda de los MHz (radiofrecuencias). Además, la señal de campo eléctrico detectada tiene una dependencia importante con la frecuencia, tanto en amplitud (mayor a menores frecuencias) como en la resolución de los máximos en torno al ángulo Čerenkov.

4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba

5. Conclusiones

Referencias

[1] 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.

[2] 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.

[3] 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.

[4] Alvarez-Muñiz, J., Romero-Wolf, A., and Zas, E. (2011). Practical and accurate calculations of askaryan radiation. *Physical Review D*, 84(10):103003.

[5] Gaisser, T. K., Engel, R., and Resconi, E. (2016). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.

[6] Griffiths, D. (2013). *Introduction to electrodynamics*. Pearson, Boston.

[7] Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. WILEY.

[8] Jackson, J. D. (2002). From lorenz to coulomb and other explicit gauge transformations. *American Journal of Physics*, 70(9):917–928.

[9] S J Sciutto (2019). *AIRES A system for air shower simulations. User's guide and reference manual.*

[10] Spurio, M. (2014). *Particles and astrophysics*. Springer.

[11] 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.