



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

Junio 2022

Facultad de Física
Grado 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)

Data de presentación: Junio 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 junio 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 junio 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 carácter, o regulamento permite introducir nela representacións alternativas dos caracteres problemáticos (por exemplo introducir gamma en vez de γ , introducir $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ en vez de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 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	2
2. Cascadas atmosféricas	3
2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera	3
2.2. Caracterización de las cascadas hacia arriba	3
3. Emisión en radio: Principio físico y caracterización	4
3.1. Formalismo de la emisión	4
3.2. Caracterización de la radiación en simulaciones Monte Carlo	8
4. Emisión en radio en cascadas hacia arriba	15
5. Conclusiones	16
Referencias	17

1. Introducción

2. Cascadas atmosféricas

Física, conceptos, etc

Comentar AIRES

Meter simulaciones de desarrollo UG, CompUGDG

2.1. Desarrollo de cascadas en la atmósfera

2.2. Caracterización de las cascadas hacia arriba

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*¹ 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

¹Este 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:

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

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

Por la libertad gauge, escogemos $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (gauge de Coulomb). En ese caso, los potenciales electromagnéticos toman la forma² ($\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$):

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

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

donde³ $t_{\text{ret}} = t - nR/c$, 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:

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

- 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 perpendicular \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, 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:

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

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.

²Véase por ejemplo [7].

³ n es el índice de refracción del medio.

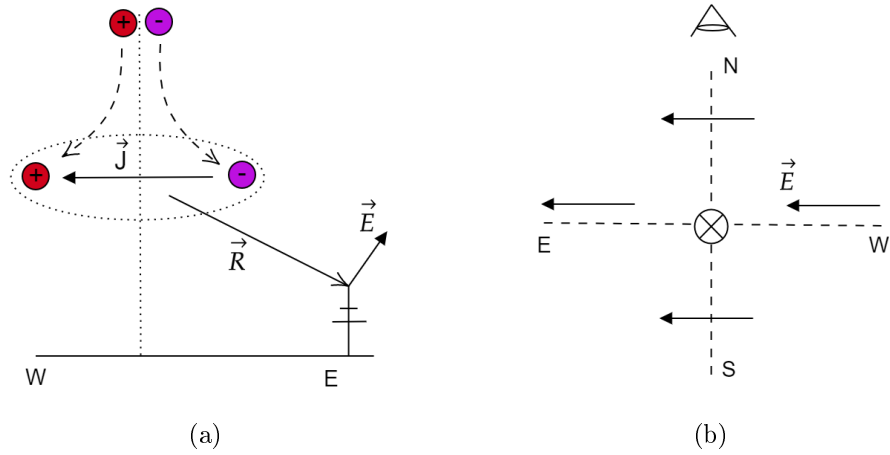


Figura 3.1: Campo eléctrico radiado por efecto de la deflexión geomagnética. (a) Dirección del campo $\mathbf{E}_{rad} \parallel \hat{\mathbf{R}} \times (\hat{\mathbf{R}} \times \mathbf{J})$ en una antena prueba al este de una cascada vertical. (b) Dirección esperada para el campo eléctrico radiado en 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:

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

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.

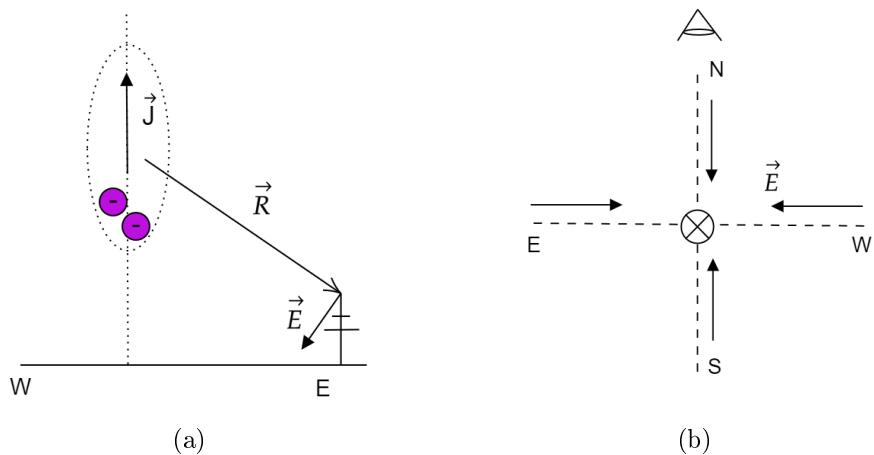


Figura 3.2: Campo eléctrico radiado por efecto Askaryan. Mismos gráficos que en la Fig 3.1.

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):

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

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:

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

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

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

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 la expresión para el campo eléctrico en el dominio de frecuencias, sin más que hacer una transformada de Fourier⁴:

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

⁴Se 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 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.

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. Caracterización de la radiación en simulaciones Monte Carlo

Las simulaciones de la emisión electromagnética asociada a cascadas atmosféricas se ha realizado recurriendo al código ZHAireS, 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 todas 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:

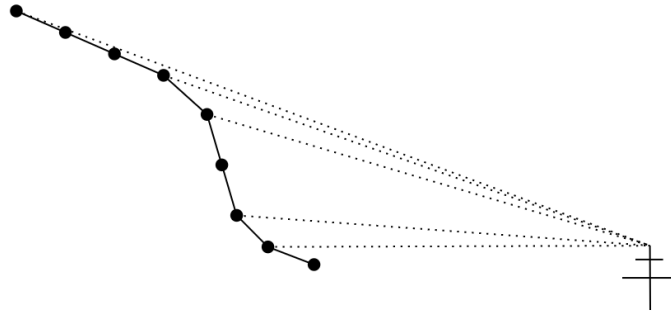


Figura 3.3: Idea básica del algoritmo ZHS. La trayectoria de las partículas se discretiza, permitiendo aplicar expresiones como (3.15) de manera sencilla.

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 $23 \mu\text{T}$, 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 $\sim \text{ns}$ 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 e signo positivo (negativo) 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.

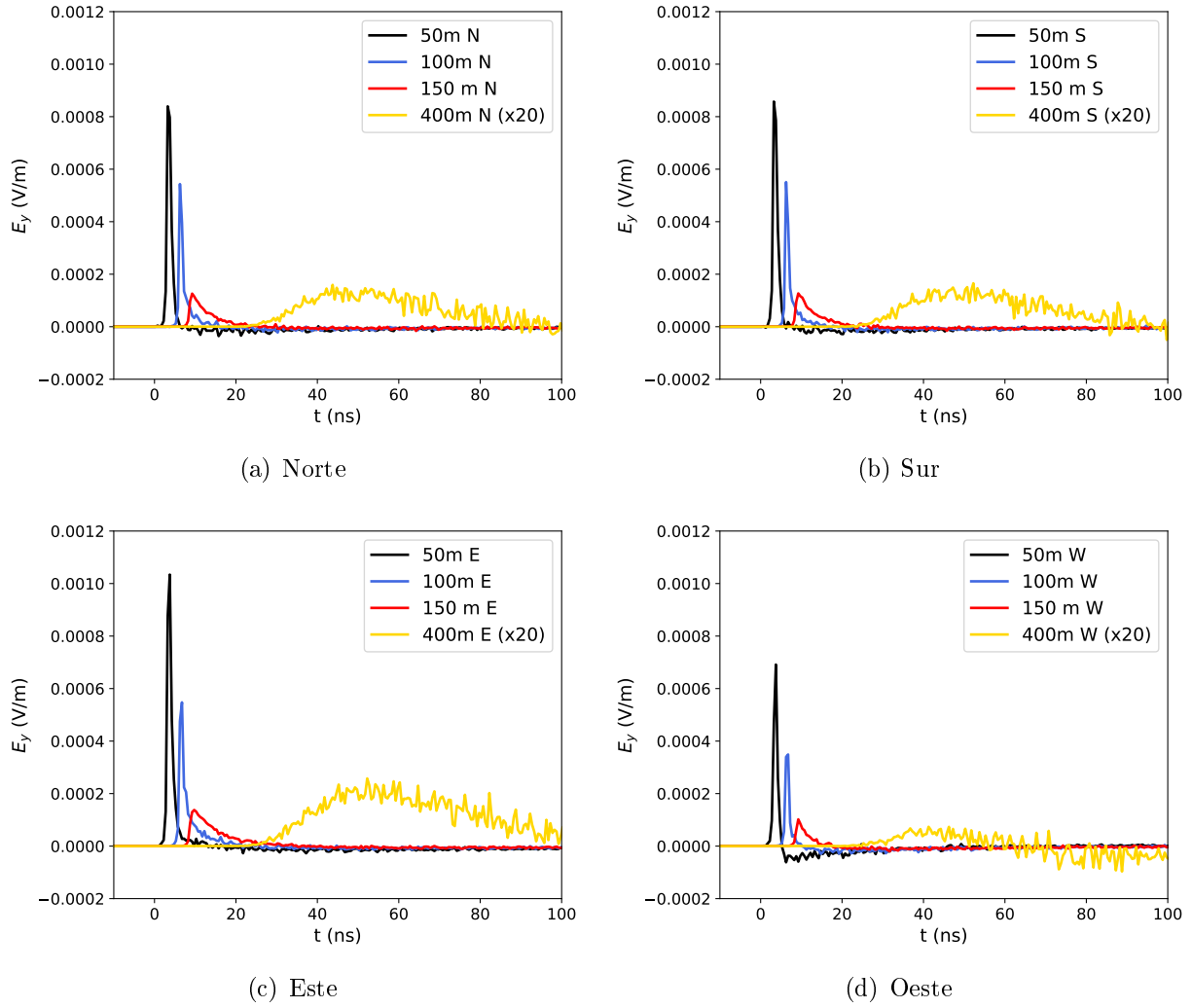


Figura 3.4: Componente y (EW) del campo eléctrico radiado por una cascada vertical iniciada por un protón de 10^{17} eV, en diferentes puntos de observación. La señal a 400 m se ha multiplicado por un factor 20 para hacerla visible.

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.

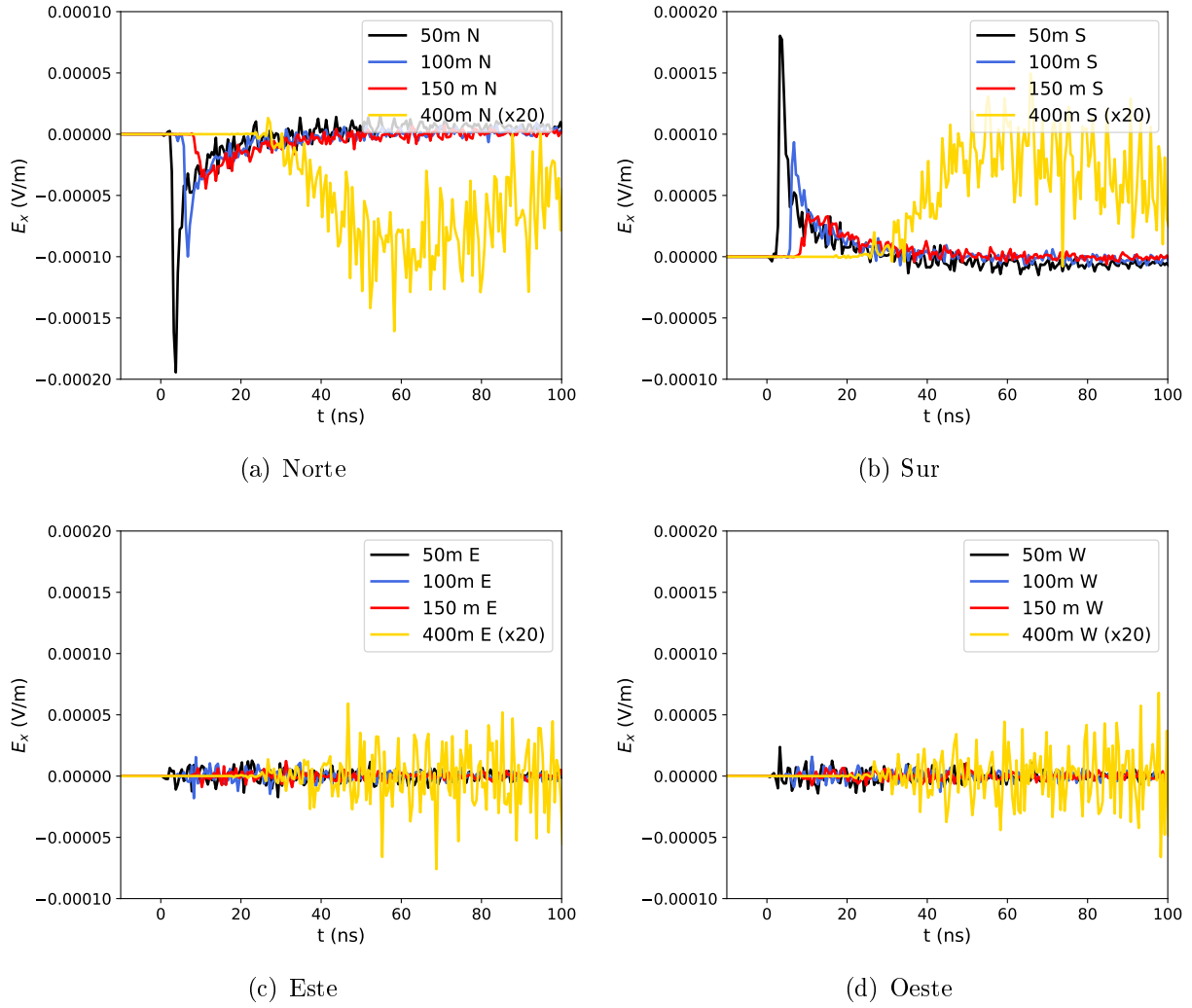


Figura 3.5: Equivalente a Fig. 3.4 para la componente x (NS) del campo.

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 una trayectoria de ángulo cenital $\theta = 70^\circ$. En este caso, se ha supuesto un campo magnético ligeramente diferente⁵, 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. 3.6). Esta configuración nos permitirá estudiar algo más en detalle el campo eléctrico observado en función de la distancia 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. Por ello, en el suelo se registrará el máximo del campo eléctrico en las antenas que observen el máximo del desarrollo de la cascada bajo un ángulo θ_C ; ya que en la posición del máximo de la cascada es donde existe un mayor número de partículas, cuya radiación será la contribución dominante a toda la emisión. Por ello, el pico de \mathbf{E} aparecerá en

⁵Concretamente, 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.

la intersección del suelo con el cono Čerenkov, cuyo vértice se sitúa en el máximo de la cascada.

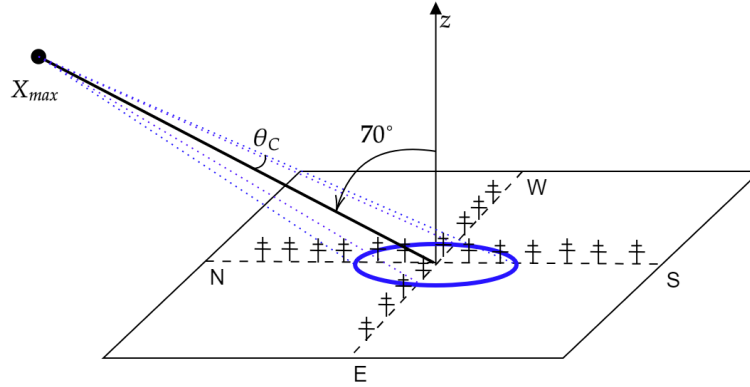


Figura 3.6: Configuración planteada. Se situaron 50 antenas a lo largo de cada eje, hasta 1500 m del *core* de la cascada. El máximo de emisión se espera en la intersección del cono Čerenkov con el suelo.

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 la siguiente figura:

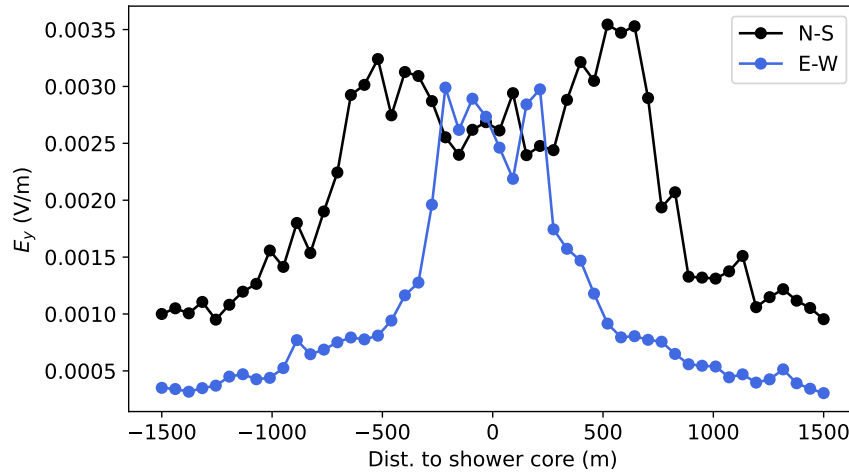


Figura 3.7: Máximo del campo eléctrico registrado en las antenas a nivel del suelo de la configuración 3.6. Se representan los valores en los dos ejes (NS, EW).

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. Como ya mencionamos, ZHAireS permite obtener el espectro en frecuencia del campo eléctrico en cada antena. Antes de presentar los resultados que hemos

obtenido de esta manera, haremos una breve digresión acerca de los valores de frecuencia que debemos considerar.

La estimación más rápida para las frecuencias asociada a la radiación electromagnética emitida puede hacerse a partir de los resultados 3.4 y 3.5. Puesto que tiempo y frecuencia son variables conjugadas de Fourier, la anchura de los pulsos nos da un orden de magnitud para f :

$$\omega \Delta t = 2\pi f \Delta t \sim 1 \implies f \sim (2\pi \Delta t)^{-1} \implies \Delta t \sim 1 \text{ ns} \leftrightarrow f \sim 100 \text{ MHz} \quad (3.17)$$

Por lo tanto, podemos adelantar que las frecuencias de interés estarán en el rango de las radiofrecuencias ($\sim 30 \text{ MHz} - 1 \text{ GHz}$). Una razón para que la emisión relevante aparezca en esta banda de frecuencias puede verse con argumentos sencillos de coherencia, i.e., exigiendo que la longitud de onda sea comparable a las dimensiones de la cascada:

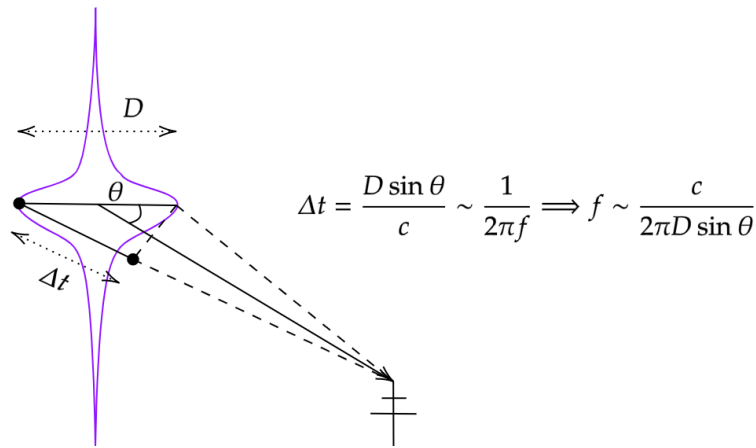


Figura 3.8: Geometría considerada. D se corresponde con el desarrollo lateral de la cascada en el máximo.

Tomando valores típicos para una cascada en la atmósfera ($D \sim 100 \text{ m}$, $\theta \sim \theta_C \sim 1^\circ$), se encuentra $f \sim 30 \text{ MHz}$. Por lo tanto, debemos quedarnos con que los rangos de frecuencia que nos interesan son de radiofrecuencias.

Sabiendo lo anterior, presentamos en la Fig. 3.9 algunas componentes de Fourier obtenidas con la configuración de la Fig. 3.6. Como vemos en la primera gráfica, 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. La explicación para los resultados de la Fig. 3.7 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 frecuencia⁶, 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,

⁶Tomando el límite $\theta \rightarrow \theta_C$ 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:

$$\sin \alpha = 1,22 \frac{\lambda}{d} \quad (3.18)$$

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

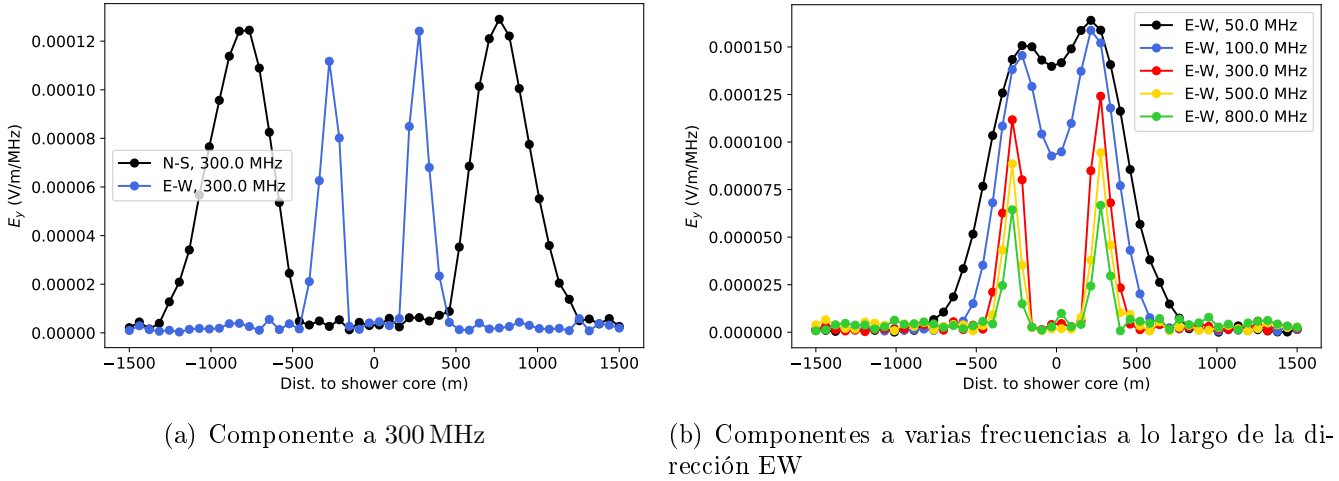


Figura 3.9: Componentes de Fourier del campo eléctrico (componente y) en función de la distancia al *core* de la cascada.

Evidentemente, en la Fig. 3.7 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] Griffiths, D. (2013). *Introduction to electrodynamics*. Pearson, Boston.
- [6] Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics*. WILEY.
- [7] Jackson, J. D. (2002). From lorenz to coulomb and other explicit gauge transformations. *American Journal of Physics*, 70(9):917–928.
- [8] 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.