# Simulación del Experimento GRAAL: La Plataforma Solar de Almería como telescopio de rayos $\gamma$


*Memoria presentada por*

**D. David Martínez Borque**

*para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.*

*Dirigida por el profesor*

**D. Fernando Arqueros Martínez**

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid


28 de septiembre de 2001

La paciencia es amarga,
pero sus frutos son dulces.
J.Rousseau

A Diana

por 3 años, 10 meses, 27 días, 18 horas, 8 minutos y ...

37 segundos.

# Índice General

# Introducción

La astronomía es una ciencia observacional. Cada vez que nuevos instrumentos han permitido el acceso a rangos del espectro electromagnético inexplorados hasta ese momento, se ha producido un gran progreso en el conocimiento y entendimiento del universo. Nuevos tipos de objetos, modelos y en muchos casos ramas completamente nuevas de la astronomía han tenido su origen en el desarrollo de nuevas técnicas de detección.

En este sentido, el único rango del espectro electromagnético al que aún no se ha podido tener acceso es el correspondiente a energías comprendidas entre 30 GeV y 300 GeV. Este rango energético corresponde a rayos gamma de muy alta energía.

La dificultad de observación en esta parte del espectro se debe a dos hechos fundamentales. A energías inferiores a los $\sim$ 30 GeV la detección de rayos gammas se produce desde instrumentos situados en satélites que detectan directamente los fotones gamma. El flujo de rayos gamma disminuye rápidamente con la energía, de manera que cada vez es necesario utilizar instrumentos de mayor tamaño para poder detectar fotones de mayor energía. Al estar montados en satélites, el tamaño de los detectores está muy limitado. De esta forma se tiene un límite superior para las energías alcanzables por estos detectores que corresponde a unos $\sim$ 30 GeV. Por otra parte los rayos gamma de origen extraterrestre también pueden ser detectados por observatorios situados en tierra. Aunque el rayo gamma no logra alcanzar la superficie de la Tierra, ya que antes interacciona con los núcleos atmosféricos, provocando lo que se conoce como Cascada Extensa Aérea (EAS, Extensive Air Shower), las partículas producto de estas reacciones sí pueden ser detectadas a nivel de suelo. En concreto, el método que mejores resultados ha obtenido hasta el momento es el que detecta la luz Čerenkov inducida por las partículas cargadas de las EAS. En este caso el límite en la energía del rayo gamma primario viene impuesto por la mínima cantidad de luz que el telescopio es capaz de detectar. A menor energía del rayo gamma incidente, menor es la cantidad de luz Čerenkov producida y por lo tanto más difícil resulta su detección. En la práctica esto impone un límite inferior en las energías del primario, que en la actualidad se encuentra alrededor de los 300 GeV.

Entre los posibles métodos para cubrir el rango inexplorado desde observatorios situados en tierra, el método más obvio consiste en aumentar el área de colección de luz del detector. Aumentando ésta seremos capaces de detectar cantidades menores de luz Čerenkov. En este caso el uso de las plantas solares de colector central resulta conveniente. Estas plantas solares consisten en una matriz de unos cientos de espejos orientables (conocidos como helióstatos) cada uno con una superficie reflectante de $\sim$40 m$^2$. Habitualmente estos helióstatos son orientados de manera que la luz solar es reflejada sobre un concentrador situado en una torre central. De la misma manera se puede utilizar este campo de helióstatos para reflejar la luz Čerenkov generada en una EAS hacia unos detectores, diseñados específicamente con este propósito, situados en la torre. Debido a restricciones técnicas no se pueden utilizar todos los helióstatos existentes, y típicamente el área total empleada para la recolección de luz Čerenkov es del orden de los 3000 m$^2$, equivalente a un telescopio convencional de unos 60 metros de diámetro.

En la actualidad existen cuatro experimentos funcionando bajo este concepto. El proyecto GRAAL utiliza con este fin el campo de helióstatos CESA-1 de la Plataforma Solar de Almería (España) y se diferencia sustancialmente del resto de los experimentos que usan plantas solares en que se utilizan concentradores secundarios para recoger la luz reflejada por varios helióstatos en un solo detector (un fotomultiplicador) en vez de utilizar un detector por helióstato. Esto resulta una ventaja en cuanto a la sencillez del diseño, montaje, calibración y mantenimiento, aunque con peor relación señal–ruido, y por tanto, mayor umbral energético.

El presente trabajo tiene como objetivo determinar la capacidad de GRAAL como telescopio de rayos $\gamma$ de alta energía. Para ello se ha llevado a cabo una simulación detallada del desarrollo de cascadas atmosféricas iniciadas por rayos $\gamma$ y núcleos atómicos del fondo de radiación cósmica, con especial interés en la radiación Čerenkov atmosférica que alcanza el nivel de observación. La metodología empleada se describe en el capítulo 3. Estas simulaciones nos han permitido obtener algunos resultados de interés sobre los parámetros de la cascada que son potencialmente medibles en una planta solar. Por otro lado, una simulación detallada del detector, cuyos componentes son descritos en el capítulo 2, nos ha permitido llevar a cabo predicciones sobre la capacidad de GRAAL como telescopio de rayos $\gamma$ (capítulo 4).

El experimento GRAAL se encuentra en funcionamiento en la actualidad, y viene tomando datos desde junio de 1999. La comparación de la simulación con los datos reales nos ha permitido realizar los ajustes necesarios para asegurar la fiabilidad de los resultados presentados en este trabajo.

Nuestras simulaciones, junto a la experiencia adquirida en la utilización del telescopio instalado en la Plataforma Solar de Almería, nos ha permitido extraer algunas conclusiones generales sobre las limitaciones de esta técnica.

# Capítulo 1

# Astronomía de rayos gamma

La radiación cósmica de alta energía ,que continuamente bombardea la Tierra, se compone en su mayor parte de partículas cargadas, con un $\sim$90% de protones, otro $\sim$9.9% de partículas alfa y núcleos más pesados, y tan solo $\sim$0.1% de rayos gamma ($\gamma$) (las proporciones varían con la energía). Pero es precisamente la radiación $\gamma$ la que resulta de mayor interés, porque nos permite hacer astronomía, ya que, al contrario que los rayos cósmicos que se ven desviados en sus trayectorias por los campos magnéticos intergalácticos e interestelares, los rayos $\gamma$ apuntan directamente a la fuente emisora, aportando información directa sobre los procesos que allí se dan.

Genéricamente, se denominan fotones de rayos $\gamma$ a aquellos con energías superiores a las centenas de KeV. Por lo tanto esta denominación comprende un rango extraordinariamente amplio (en principio ilimitado) del espectro electromagnético. Se hace necesario establecer una serie de subdivisiones. Tradicionalmente el sistema usado para realizar la subdivisión del rango correspondiente a los rayos $\gamma$ se basa en la técnica empleada para detectarlos, aunque en realidad estos límites son arbitrarios, de modo que suelen variar según el autor, e incluso con el tiempo, conforme las técnicas de detección evolucionan. Así, el rango 30 MeV–30 GeV se denomina de alta energía (HE), y ha sido explorado desde detectores montados en satélites. En concreto los experimentos a bordo del satélite Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) han obtenido los mejores resultados hasta la fecha. El rango comprendido entre 30 GeV–30 TeV se denomina de muy alta energía (VHE), y corresponde al rango energético de fotones que son detectados desde observatorios situados en tierra mediante la observación de la luz Čerenkov atmosférica. El rango de ultra alta energía (UHE) corresponde a fotones con energías entre 30 TeV–30 PeV, y se estudia con matrices de detectores de partículas secundarias situados en tierra. La región situada por encima de 30 PeV se denomina de energía extremadamente alta (EHE), y se estudia principalmente

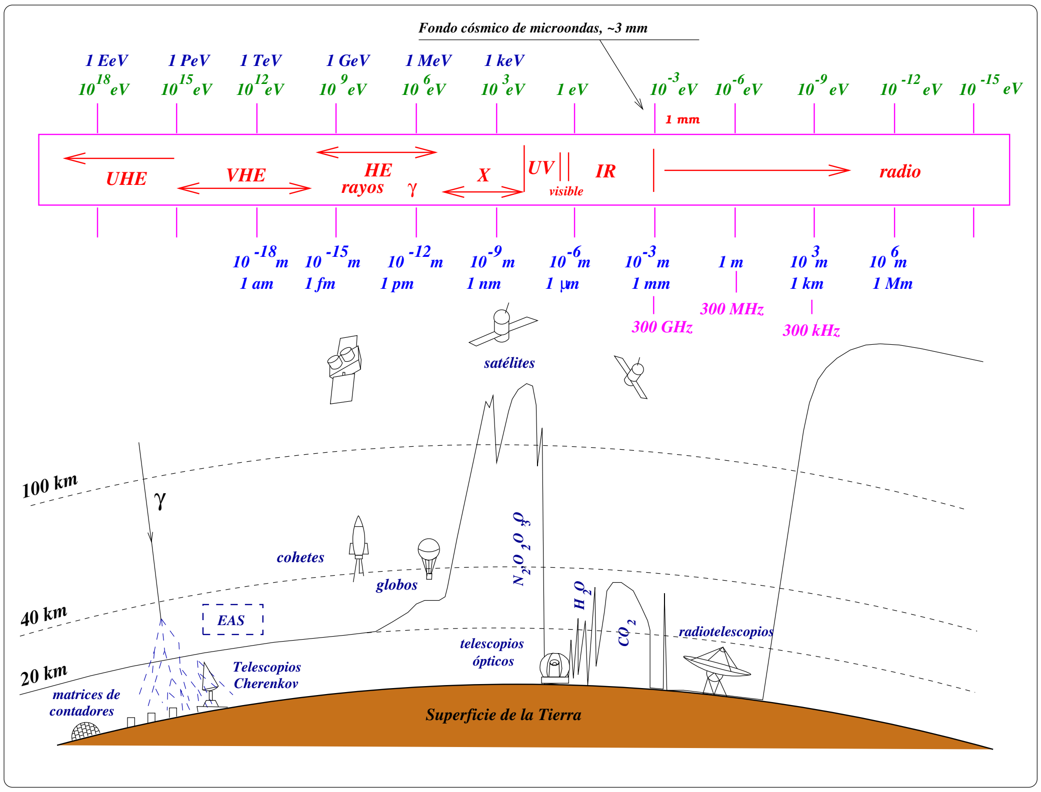


Figura 1.1: *Esquema del espectro electromagnético y los diferentes métodos de detección empleados en cada rango [1]. La linea negra continua indica la altura a la que se debe situar el observatorio para detectar la mitad de la radiación incidente.*

con detectores de fluorescencia.

En este capítulo trataremos de dar una breve visión del estado actual de la astronomía de rayos $\gamma$, los motivos científicos que impulsan la investigación en este campo y las razones que llevaron al diseño y construcción del proyecto GRAAL. Para una descripción más detallada de estos puntos se pueden consultar [2] y las referencias que contiene.

## 1.1 Motivación de la astronomía de rayos $\gamma$

Hasta el advenimiento de los grandes aceleradores de partículas de hoy en día, los experimentos en la frontera de las altas energías se realizaban en el campo de los rayos cósmicos. Así fueron descubiertos muones, piones y kaones. Era, por lo tanto, natural cuestionarse el origen de los rayos cósmicos y los métodos de aceleración a tan altas energías. Incluso tras la construcción de los grandes aceleradores, el campo de los rayos cósmicos sigue siendo de

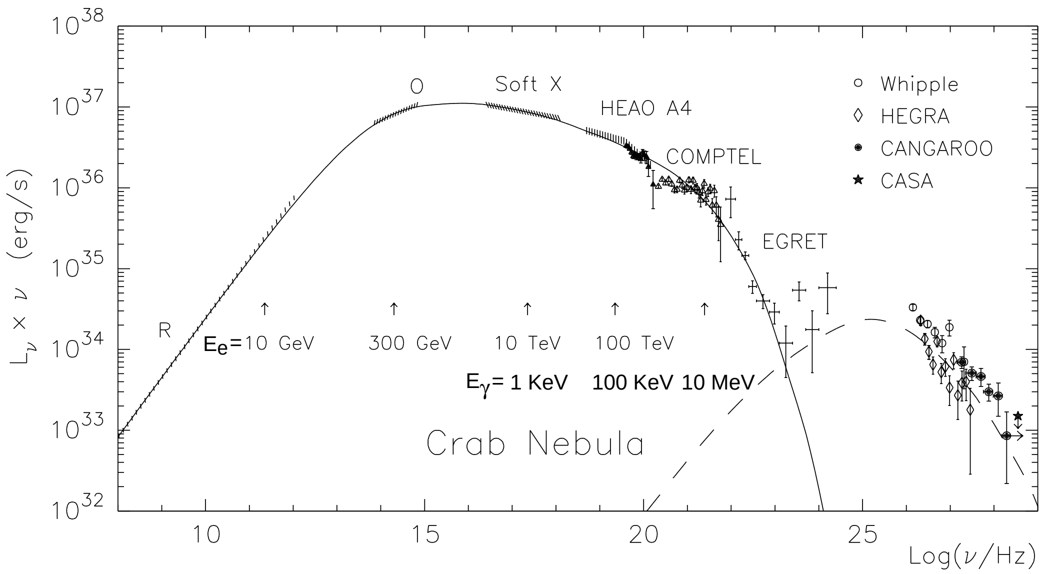


Figura 1.2: *Espectro de radiación no térmica de la Nebulosa del Cangrejo [3]. La curva continua (discontinua) representa la componente sincrotrón (Compton inverso) de la radiación, calculadas según el modelo de Kennel y Coroniti [4].* $E_e$ *representa la energía de los electrones que emiten sincrotrón.*

interés en la frontera de energías extremadamente altas, ya que permite el estudio de fenómenos a energías todavía inalcanzables en el laboratorio.

Con el descubrimiento de algunas fuentes extraterrestres de rayos X, y tras verificar que las fuentes de rayos cósmicos a su vez podrían dar origen a rayos $\gamma$ se produjo el nacimiento de la astronomía de rayos $\gamma$. Dado que los procesos de generación de fotones de tan alta energía son de origen no térmico, la detección del espectro emisor de una fuente de rayos $\gamma$ posibilita el estudio de los mecanismos de aceleración en fuentes como remanentes de supernova y núcleos de galaxias activas. Las fuentes extragalácticas de rayos $\gamma$ nos proporcionan información sobre el medio intergaláctico por el que han viajado. La producción de rayos $\gamma$ de VHE puede servir de marcador de zonas en las que se producen procesos de aceleración de Fermi, indicando posibles lugares de origen de los rayos cósmicos.

Éstas y las razones que a continuación se exponen impulsan la investigación en el campo de los rayos $\gamma$.

## 1.1.1 Mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos

Veinticinco años después del descubrimiento de los rayos cósmicos, en 1949, E. Fermi [5] creó el primer modelo plausible para explicar los mecanismos de

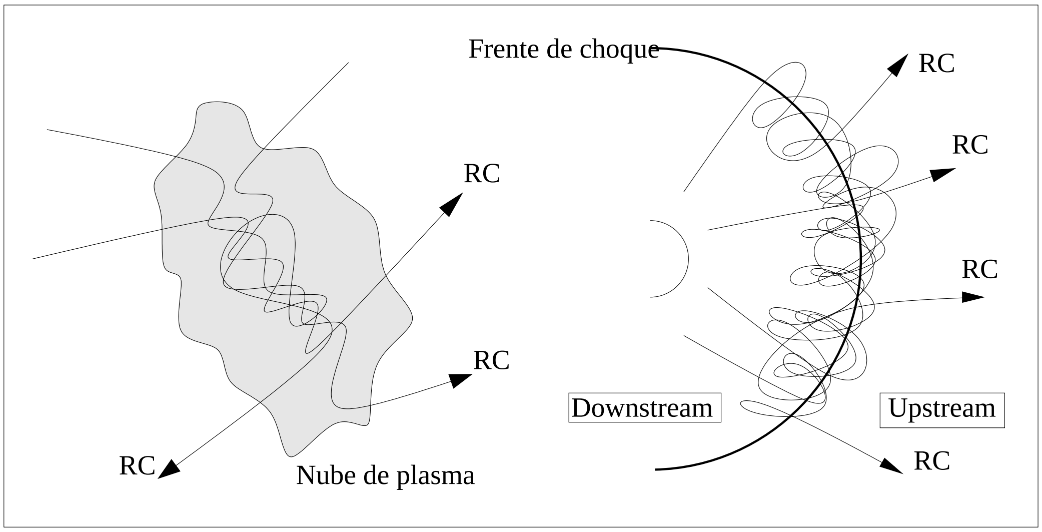


Figura 1.3: *Esquema de los mecanismos de aceleración de rayos cósmicos según el mecanismo de Fermi de segundo orden (izda.) y de primer orden (dcha.).*

aceleración. Fermi postuló que las nubes de plasma magnetizado en movimiento por el medio interestelar podrían actuar como zonas de aceleración para los rayos cósmicos cargados. En el caso de nubes moviéndose en direcciones aleatorias (*aceleración de Fermi de segundo orden*) el proceso es muy poco eficiente. Pero en el caso de que exista un frente de choque, una partícula puede verse atrapada entre las corrientes a ambos lados del frente, aumentando su energía cada vez que pasa por el frente de choque. Este proceso se conoce como *aceleración de Fermi de primer orden.* Cuando el radio de giro de la partícula excede el tamaño de la región aceleradora la partícula escapa de ésta. La energía máxima alcanzable por este método en el frente de choque generado en una supernova es del orden de 10 TeV [6], aunque depende del tiempo de duración del frente de choque. Además puede demostrarse que el espectro energético de las partículas emitidas sigue una ley de potencia, al igual que el espectro observado en los rayos cósmicos [7].

Otros mecanismos de aceleración son de origen electromagnético. La rotación de una estrella de neutrones con un fuerte campo magnético girando con un período $P$[s] puede llegar a acelerar partículas de carga $Z$ a energías $\sim 3 \times Z/P^2$ TeV [8, 9]. En los discos de acreción también se pueden dar las circunstancias adecuadas para la creación de un fuerte campo eléctrico. Un disco de acreción rotando alrededor de una estrella de neutrones podría ser el origen de partículas con energías hasta $10^{17}$ eV [10].

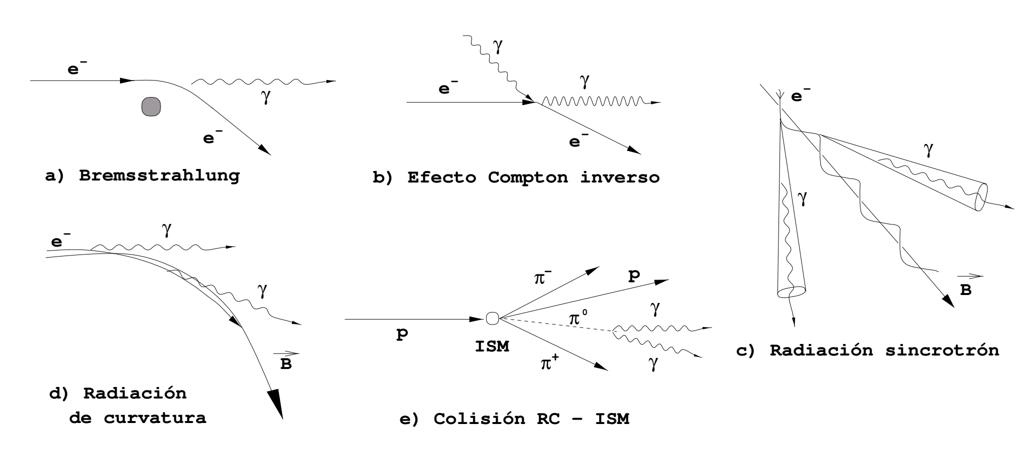


Figura 1.4: *Esquemas de los diferentes procesos de producción de radiación $\gamma$.*

### 1.1.2 Fuentes emisoras de rayos cósmicos. Generación de rayos $\gamma$

A pesar de que las primeras mediciones de los rayos cósmicos fueron realizadas hace ya casi un siglo, cuando en la primera década del siglo XX Victor Hess realizó una serie de observaciones desde globos, confirmando el origen extraterrestre de la radiación ionizante detectada ya a finales del siglo XIX, todavía no existe una teoría aceptada para el origen de esta radiación.

Debido a la existencia del campo magnético galáctico e intergaláctico los rayos cósmicos con carga ven desviada su trayectoria. Por ejemplo, si tenemos en cuenta que el campo magnético de nuestra galaxia es del orden de 1 microgauss, podemos deducir que protones con energías de $\sim 10^{15}$ eV poseen un radio típico de giro del orden de 1 parsec*, lo que significa que en el momento en que son detectados han perdido toda información sobre la dirección de la que provienen.

Por otro lado, es esperable que en las zonas donde se produzcan rayos cósmicos cargados, también se de producción de rayos $\gamma$, ya que los mecanismos de generación de estos últimos están ligados a la existencia de partículas cargadas de muy alta energía. Al no tener carga, los rayos $\gamma$ no se ven desviados en sus trayectorias, proporcionándonos información sobre la dirección en que se encuentran las fuentes de rayos cósmicos.

Pasemos a describir brevemente los principales mecanismos de emisión de rayos $\gamma$, resumidos en la figura 1.4:

*Un parsec equivale a $3.085 \cdot 10^{16}$ m.

- Por debajo de los 100 MeV la fuente principal de rayos $\gamma$ es la radiación de *bremsstrahlung* (radiación de frenado) de los electrones de los rayos cósmicos con el medio interestelar. Así se produce la mayor parte de la radiación $\gamma$ difusa.

- En presencia de un campo magnético intenso los electrones generan *radiación sincrotrón* y *radiación de curvatura*. El espectro de emisión de la radiación sincrotrón habitualmente se encuentra en la banda de radiofrecuencias. Pero a través del efecto *Compton inverso*, en la interacción de un fotón de baja energía con un electrón muy energético, se produce una transferencia de energía del electrón al fotón. En el caso especial en que el fotón que participa en el proceso sea aquel que fue emitido por radiación sincrotrón, este proceso se conoce como efecto auto Compton inverso. Por este proceso se pueden generar fotones de energías superiores a los 100 GeV.

  La radiación de curvatura es un caso especial de la radiación sincrotrón, para campos magnéticos muy intensos ($10^{11}$–$10^{13}$ Gauss) y curvados. En un campo tan intenso se puede considerar que las partículas se muevan siguiendo las líneas de campo, con lo cual el radio de curvatura es mucho mayor, admitiendo así una mayor aceleración. Este proceso es importante en las magnetosferas de púlsares, con emisión de fotones en el rango de los GeV.

- Por último, los rayos cósmicos cargados de alta energía, en colisiones con núcleos del medio interestelar (ISM) pueden dar lugar a procesos de emisión de piones neutros. Éstos a su vez tienen una probabilidad del 98.8% de desintegrarse a través del proceso $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, con una vida media de $(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$ s [11]. Este proceso es responsable de la mayor parte de la emisión difusa por encima de 100 MeV, aunque también es muy probable en zonas de alta densidad de rayos cósmicos y medio interestelar, como son los remanentes de supernova *shell-type*, o los *jets* de las galaxias activas.

Identificar las fuentes de rayos $\gamma$, como posibles fuentes de rayos cósmicos cargados se ha convertido en una de las principales motivaciones de la astronomía de rayos $\gamma$.

### 1.1.3 Estudio de objetos exóticos

Todas las fuentes hasta el momento detectadas por su emisión $\gamma$ en la banda energética del TeV contienen en su interior objetos compactos, esto es,

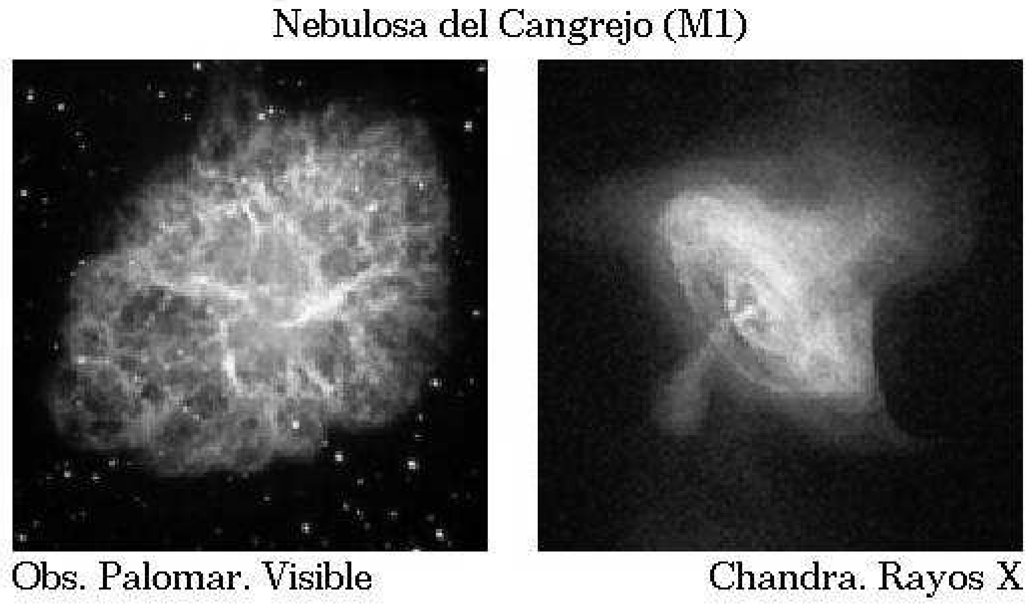


Figura 1.5: *Imágenes de la Nebulosa del Cangrejo, la principal fuente emisora de rayos $\gamma$, en varias longitudes de onda: en el óptico (izda.), y en rayos X (dcha.).*

estrellas de neutrones, en el caso de las remanentes de supernovas (p.e. Nebulosa del Cangrejo) o agujeros negros en el caso de las galaxias activas (p.e. Mrk501).

Aunque todavía no se ha confirmado la detección de radiación $\gamma$ proveniente de sistemas binarios de rayos X (compuestos por una estrella de neutrones o un agujero negro y una estrella de la secuencia principal), hasta la década de los 80 se pensaba que deberían ser potentes emisores de radiación $\gamma$ en el rango de los TeV y PeV, y todavía existe la posibilidad de detectar radiación en el rango del TeV.

Además de los objetos compactos, también existe la posibilidad de la emisión en el rango del TeV por parte de objetos exóticos, algunos de ellos todavía sin confirmar, como son los agujeros negros primordiales y las cuerdas cósmicas. Observaciones en este rango del espectro podrían confirmar o desmentir la existencia de este tipo de objetos exóticos. Tampoco cabe descartar la aparición de nuevos tipos de objetos hasta el momento desconocidos.

Por último, y aunque la controversia sobre el origen de los destellos de rayos gamma (*Gamma-Ray Burst*, GRB) parece haberse aclarado en los últimos años gracias a las observaciones realizadas conjuntamente en el rango óptico y en rayos X [12, 13, 14], lo que ha permitido determinar su origen extragaláctico [15], la observación de estos fenómenos en el rango de los TeV podría

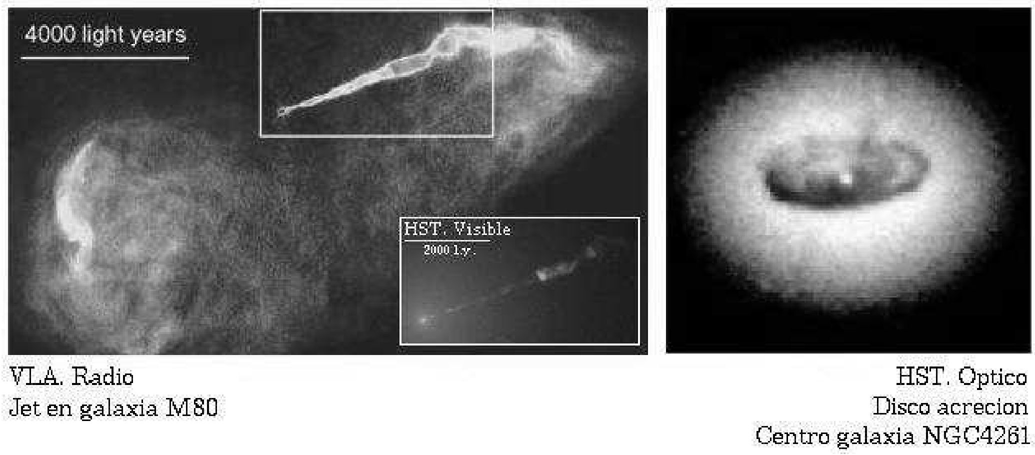


Figura 1.6: Jets *como el de la galaxia M80 (imagen de la izquierda) tienen su origen en un agujero negro supermasivo en el centro de la galaxia. Según varios modelos tanto el disco de acreción alrededor del agujero negro (visible en la imagen de la derecha en la galaxia NGC4261) como los* jets *podrían ser fuente de rayos cósmicos.*

aportar importante información sobre los fenómenos que los originan, y para los cuales no se tiene todavía una explicación unificada.

### 1.1.4 Estudio del medio interestelar. Implicaciones cosmológicas

El fondo de radiación difusa extragaláctica, que incluye fotones del infrarrojo y del óptico provenientes de estrellas y polvo, la radiación de fondo de microondas a 2.7 K y el ruido difuso en radiofrecuencias, impone un límite a la distancia máxima desde la cual nos puede llegar radiación $\gamma$. Esto es debido a la interacción que se produce entre un fotón $\gamma$ y la radiación difusa a través del proceso $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, que es más probable cuando las energías de ambos fotones cumplen la relación $E_\gamma^2 = 0.26 \cdot 10^{12}\,(eV)^2$ [17]. De esta forma la luz del visible ($\sim 2\,\mathrm{eV}$) absorbe rayos $\gamma$ con energías alrededor de $\sim 4 \cdot 10^{14}\,\mathrm{eV}$ y la radiación de fondo de 2.7 K absorbe energías de $\sim 4 \cdot 10^{14}\,\mathrm{eV}$.

La longitud de absorción típica depende de la energía del rayo $\gamma$. En la figura 1.7 se muestra el recorrido libre medio de rayos $\gamma$ en el universo en función de su energía. Los valores mostrados en esta curva no son bien conocidos en muchos casos, en especial en la medida del fondo infrarrojo difuso intergaláctico. La correcta medida de este valor y del fondo en el rango óptico aportaría importante información sobre la época de formación de las primeras estrellas y galaxias que permitiría distinguir entre las diferentes

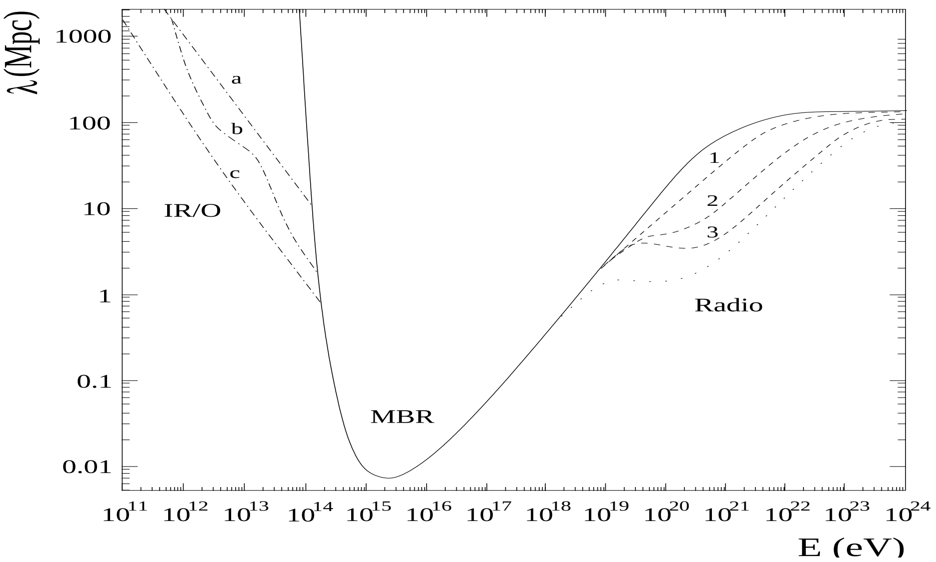


Figura 1.7: *Camino libre medio, $\lambda$, para rayos $\gamma$ en función de su energía E, mostrando la contribución de las diferentes componentes: La línea continua indica el efecto del fondo de microondas (MBR); las curvas a trazos y puntos (a,b,c) son resultado de suponer tres modelos diferentes para la absorción por radiación en el infrarrojo y óptico (IR/O); las curvas a trazos (1,2,3) y la curva punteada son debidas al fondo extragaláctico en radiofrecuencias. De [16].*

hipótesis en juego [18].

### 1.1.5 Identificación de fuentes de rayos $\gamma$ de alta energía

Observaciones desde satélites realizadas en el rango de los rayos $\gamma$ de alta energía han mostrado la existencia de una gran cantidad de fuentes. Desafortunadamente una gran parte de ellas continúa sin estar identificada con ninguna contrapartida en otro rango del espectro electromagnético. De las 129 fuentes de alta energía ($>100\,\mathrm{MeV}$) que aparecen en el segundo catálogo de EGRET [19], más de la mitad sigue sin estar identificada. La mayor parte de ellas se encuentran en el plano de la galaxia, indicando un origen local, y los parámetros observados las hacen compatibles con remanentes de supernovas, pero hasta el momento esta hipótesis no ha sido confirmada con observaciones a mayores energías.

### 1.1.6 Motivaciones físicas para la observación de rayos $\gamma$ en el rango de 30 a 300 GeV

Las observaciones desde instrumentos a bordo de satélites, llevadas a cabo por debajo de los 30 GeV revelan un gran número de fuentes galácticas y extragalácticas [20]. En cambio las observaciones realizadas desde observatorios situados en tierra con umbrales por encima de los $\sim$300 GeV han localizado hasta el momento un número de fuentes que no alcanza la decena. Se observa que el flujo de las fuentes detectadas cae fuertemente con la energía de emisión. Es importante, por lo tanto, observar la región intermedia para poder estudiar el espectro de estos objetos y su posible variación con el tiempo, y de esta manera alcanzar una mayor compresión de los procesos no térmicos de emisión de fotones. Para ello es necesario la existencia de detectores eficientes a bajas energías que permitan una gran resolución temporal, necesaria para observar rápidas variaciones en el espectro.

Existe también la posibilidad de encontrar nuevos fenómenos físicos que den lugar a emisión de rayos $\gamma$ en este rango energético exclusivamente. Además, en astrofísica, cada vez que una nueva ventana del espectro ha sido abierta, nuevas clases de objetos antes desconocidas han sido encontradas. No hay razones para esperar lo contrario en este caso.

Por último, el universo se vuelve progresivamente más transparente al disminuir la energía de los rayos $\gamma$ (figura 1.7), alcanzando el límite del universo observable para energías alrededor de 20 GeV. Por esta razón fuentes conocidas muy intensas por debajo de 10 GeV y que se encuentran a distancias cosmológicas (p.e. quásares), serían indetectables a energías superiores a $\sim 250$ GeV.

## 1.2 Técnicas de detección

La detección de rayos $\gamma$ se ve influida por tres factores fundamentales:

- La atmósfera terrestre es opaca a la radiación $\gamma$, de manera que ni siquiera desde las cumbres más altas existe una probabilidad aceptable de detección de esta radiación. Sólo desde globos o satélites es posible la detección de rayos $\gamma$ primarios.

- Los flujos a detectar son muy bajos y disminuyen rápidamente al aumentar la energía. Esto implica que a mayores energías se necesitan detectores cada vez más extensos.

- El flujo de rayos cósmicos cargados es mucho mayor que el de fotones $\gamma$ y al haber sido desviados por los campos magnéticos tienen direcciones

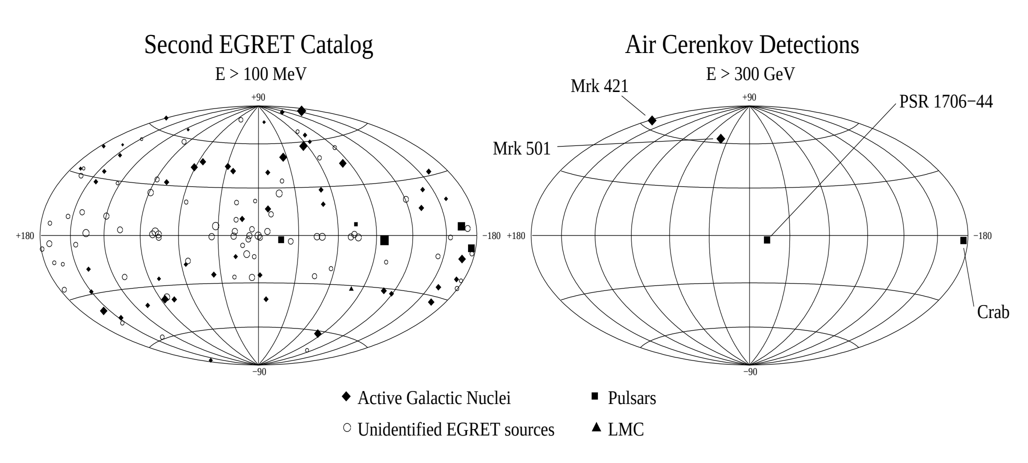


Figura 1.8: *Comparación entre el número de fuentes detectadas a ambos extremos del rango energético inobservado (20 GeV–300 GeV). La figura de la izquierda muestra las fuentes observadas por EGRET en el rango 100 MeV–20 GeV. La figura de la derecha indica las posiciones de las fuentes observadas en el rango de los TeV.*

de incidencia isótropas. El desarrollo de técnicas de separación de la componente hadrónica (en especial protones, que suponen $\sim 90\%$) de la componente $\gamma$ es primordial en cualquier experimento de astronomía $\gamma$.

### 1.2.1 Detectores en satélites

Los instrumentos llevados fuera de la atmósfera a bordo de satélites son capaces de detectar los fotones $\gamma$ directamente. Para la determinación de la energía, tipo de partícula y dirección de llegada se emplean muchas y variadas técnicas. La dirección de llegada se determina a partir de las trazas dejadas por el fotón o por las partículas secundarias en el detector. La energía se puede medir con calorímetros de absorción total, que recogen toda la energía de la partícula y la miden. La separación entre fotones $\gamma$ y partículas cargadas se realiza habitualmente mediante un escudo de material centellador sensible al paso de partículas cargadas que cubre el resto del detector.

El telescopio de rayos $\gamma$ de alta energía más sensible lanzado hasta la fecha fue EGRET (*Energetic Gammma Ray Experiment Telescope*) [21], montado en el satélite CGRO, que fue lanzado en 1991 y se mantuvo en funcionamiento hasta junio de 2000, cuando se decidió su destrucción tras un fallo técnico. EGRET cubría el rango de 30 MeV a 30 GeV aproximadamente, con una resolución angular de $5.5^{\rm o}$ para energías próximas a su umbral superior y de

$0.4^{O}$ a 10 GeV, y un área efectiva de 1250 cm$^2$. Los rasgos más destacados de las observaciones realizadas por EGRET son:

- La emisión difusa de la galaxia, observada también en galaxias cercanas.
- Detección de la emisión proveniente de siete púlsares y más de 50 AGN's pertenecientes a la clase *blazar*.
- Emisión de alta energía (hasta 18 GeV) correlacionada con seis GRB's.
- Un gran número de fuentes (alrededor de la mitad del segundo catálogo EGRET) no tiene contrapartida en ningún otro rango del espectro.

Por lo tanto, y hasta el momento, la astronomía de rayos $\gamma$ desde satélites se ha restringido a energías inferiores a $\sim 30$ GeV debido a la restricción que el tamaño del detector impone en el flujo medible.

Para el futuro existen varios proyectos en marcha con el lanzamiento de nuevos detectores en el rango de los rayos $\gamma$. A finales de 2005 está previsto el lanzamiento de GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) [22], con una sensibilidad esperada entre 50 y 100 veces superior a la de EGRET, un campo de visión de casi $2\pi$ sr y que será capaz de detectar fotones $\gamma$ entre 10 MeV y 200 GeV. Para el año 2002, se preve el lanzamiento por parte de la Agencia Espacial Europea del satélite INTEGRAL (*INTErnational Gamma Ray Astrophysics Laboratory*) [23], que será capaz de detectar radiación $\gamma$ entre 15 KeV y 10 MeV.

### 1.2.2 Detectores en tierra

La detección de fotones $\gamma$ también es posible desde observatorios situados en tierra. Como ya hemos dicho el rayo $\gamma$ es detenido por la atmósfera, pero en esta interacción se producen una serie de reacciones cuyos subproductos sí pueden ser detectados por un observatorio terrestre. El conjunto de partículas generadas en estas interacciones se conoce como cascada atmosférica extensa.

A nivel de observación las partículas generadas en una cascada se distribuyen sobre una superficie que abarca cientos de metros cuadrados. De esta forma, el detector no necesita estar en la ruta de intercepción de la partícula incidente para poder detectarla, sino que incluso detectores situados a decenas de metros del eje definido por la trayectoria original de la partícula son capaces de percibir los productos de la cascada y por lo tanto detectar el paso de la partícula.

Esta es una de las grandes ventajas de la detección de radiación cósmica desde tierra, ya que las áreas efectivas de detección son mucho mayores que las áreas físicas de los aparatos, posibilitando la medición de flujos muy débiles aun con aparatos de reducidas dimensiones.

La gran desventaja de este método reside en el fondo de rayos cósmicos cargados, que también dan lugar a cascadas de características similares a las generadas por los fotones $\gamma$. Se hace por tanto necesario el desarrollo de métodos de discriminación de ambos tipos de primarios, lo cual no siempre es posible dado el tipo de información accesible a los detectores.

El límite para la detección de rayos cósmicos por estos observatorios viene determinado básicamente por la cantidad mínima de partículas necesarias en el detector para generar un suceso. Como el número de partículas por unidad de área generadas por una cascada a nivel de observación disminuye al disminuir la energía del primario, los detectores situados en tierra suelen tener un umbral mínimo de energía.

Por orden decreciente del rango energético observable podemos definir tres tipos básicos de detectores en tierra: detectores de fluorescencia, matrices de detectores de partículas y detectores de luz Čerenkov. Pero antes de estudiar el funcionamiento de los detectores, veamos brevemente las propiedades generales de las cascadas atmosféricas iniciadas por rayos cósmicos.

#### 1.2.2.1 Cascadas atmosféricas extensas

Como ya se ha mencionado, cuando una partícula de alta energía penetra en la atmósfera, interacciona con los núcleos de ésta, produciéndose una cascada de partículas, lo que se conoce como Cascada Atmosférica Extensa (*Extensive Air Shower*, EAS). El desarrollo de esta cascada y, por lo tanto, sus características, dependen principalmente del tipo de primario y su energía. Los observables accesibles habitualmente son las distribuciones espaciales, angulares y temporales de las partículas de la cascada en el nivel de observación. Atendiendo al tipo de primario, las cascadas pueden dividirse principalmente en dos categorías: cascadas electromagnéticas y hadrónicas.

**i La cascada electromagnética.** Un electrón, un positrón o un fotón de alta energía ($\gamma$) generan una cascada electromagnética *pura* a través de los procesos de *bremsstrahlung* y producción de pares. Consideremos el *modelo básico*, en el que se asume una dispersión lateral despreciable, y bajo las hipótesis de que cada partícula recorre su recorrido libre medio antes de interactuar, y de que la longitud de radiación de los fotones es igual al camino libre medio de los positrones y electrones [24, 25, 26]. Bajo estas hipótesis se pueden inferir los siguientes resultados.

Un fotón de energía $E_0$ recorre una distancia $D_0$ antes de crear un par positrón–electrón. Cada una de estas dos partículas se lleva la mitad de

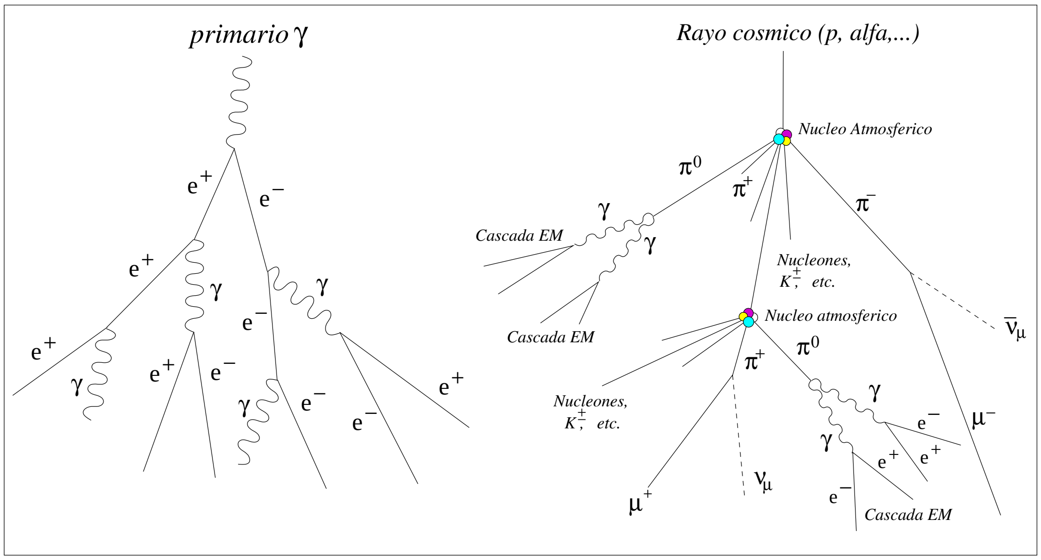


Figura 1.9: *Esquema de las interacciones más frecuentes en cascadas atmosféricas.*

la energía del $\gamma$ primario, y recorre una distancia $D'$ antes de interactuar mediante bremsstrahlung, produciendo un fotón de energía media $E_0/4$. Este proceso de creación de pares y bremsstrahlung continúa hasta que las partículas alcanzan una energía crítica $E_c$, en cuyo momento ambos procesos son dominados por la ionización y la dispersión Compton. En la atmósfera $E_c$ toma un valor de aproximadamente 102 MeV. El máximo desarrollo de la cascada tiene lugar cuando la energía media de las partículas es $E_c$. El número total de fotones, electrones y positrones generados $N_{max}$ es $E_0$ dividido por $E_c$, lo que significa que en la atmósfera vale $N_{max} \sim 10 \cdot E_0(GeV)$. Para determinar la posición del máximo del desarrollo $X_{max}$ consideraremos la longitud de radiación por bremsstrahlung $\varepsilon$ igual a la longitud de producción de pares, e igual a $37\,\mathrm{g/cm^2}$. La pérdida de energía viene dada por $E = E_0 \cdot e^{-x/\varepsilon}$ y por lo tanto, la longitud a la que la probabilidad de ambos procesos es 0.5 es, $d = \varepsilon \cdot \ln 2$. El máximo ($E = E_c$) tiene lugar cuando se ha recorrido una distancia ($\ln(E_0/E_c) \cdot d/\ln 2$), i.e. $X_{max} = \ln(E_0/E_c)$ longitudes de radiación.

**ii La cascada hadrónica.** Cuando un hadrón de alta energía entra en la atmósfera interacciona con un núcleo del aire, produciendo una cascada compuesta de hadrones y leptones, la cascada hadrónica. Hasta cierto punto la parte electromagnética de ésta resulta ser la superposición de una serie de cascadas individuales, ya que la parte hadrónica de la cascada produce de manera continua $\pi^0$, los cuales dan lugar a cascadas electromagnéticas.

Si el rayo cósmico incidente es un núcleo, en la primera interacción éste se rompe, dando lugar a una serie de cascadas hadrónicas. Como las colisiones son habitualmente periféricas, y sólo un número limitado de nucleones interactúan para producir una cascada piónica, el núcleo residual resulta excitado y habitualmente se desintegra. Hasta cierto punto se puede afirmar que la cascada iniciada por un núcleo de número atómico $A$ y energía $E_0$ se comporta como una superposición de $A$ cascadas, cada una de energía $E_0/A$. Esta hipótesis se conoce habitualmente como el *modelo de superposición.*

Tras la primera interacción, gran parte de las partículas secundarias son piones: se producen $\pi^0$, $\pi^+$ y $\pi^-$ en cantidades similares. Los $\pi^0$ se desintegran inmediatamente (vida media de $1.78 \cdot 10^{-16}$s) en dos $\gamma$ que generan cascadas electromagnéticas. Los piones cargados y los kaones, o colisionan con otros núcleos del aire, produciendo partículas secundarias, o se desintegran en muones. La mayor parte de las partículas generadas en una colisión $\pi$-aire son también piones. Los nucleones y los piones secundarios con energía suficientemente alta interaccionan repetidas veces hasta que la energía de la partícula cae por debajo del mínimo de energía para la producción de piones, que es del orden de 1 GeV. Por encima de esta energía la cascada está dominada por la componente hadrónica, pero a partir de este punto la componente electromagnética domina su desarrollo.

Los muones de la cascada generalmente no sufren interacciones hadrónicas, y pierden energía únicamente por ionización. Pueden desintegrarse a través del proceso:

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu \end{aligned}$$

con una vida media de $2.2 \cdot 10^{-6}$ s en su sistema de referencia. Pero en el sistema de referencia del laboratorio su vida media debe ser multiplicada por su factor de Lorentz, con lo que la mayor parte de ellos alcanzan la superficie de la Tierra. De hecho, el 75% de los rayos cósmicos detectados a nivel del mar son muones, con una energía media de 2 GeV.

La posición del máximo del desarrollo depende de tres factores. Primero, las secciones eficaces inelásticas $\sigma^{inel}_{p-Aire}$ y $\sigma^{inel}_{\pi-Aire}$ que determinan la distancia recorrida por un hadrón entre dos interacciones sucesivas. Segundo, la fracción de energía perdida en cada interacción (*elasticidad*). Tercero, el número de partículas secundarias producidas en cada interacción (*multiplicidad*)

#### 1.2.2.2 Detectores de luz de fluorescencia

Las partículas cargadas que se generan en una cascada excitan a su paso las moléculas de nitrógeno de la atmósfera, que posteriormente emiten luz de fluorescencia en un intervalo de tiempo de unos 50 ns. Para cascadas generadas por partículas en el rango EHE (por encima de los $10^{18}$ eV) la cantidad de luz así generada es suficientemente alta como para ser detectada a grandes distancias. Debido a su elevado umbral energético la importancia de este tipo de detectores ha sido mínima en el desarrollo de la astronomía de rayos $\gamma$, aunque han realizado las detecciones de los rayos cósmicos más energéticos hasta ahora conocidos, con estimaciones de energías por encima de los $10^{20}$ eV para el primario.

En la actualidad sólo existe un detector funcionando bajo este principio, el *Fly's Eye* [27]. Este detector recoge la luz generada en el desarrollo longitudinal de la cascada, lo que permite estimar el tipo de primario, su energía y dirección de llegada.

#### 1.2.2.3 Matrices de contadores de partículas cargadas

En el desarrollo de las cascadas se producen partículas cargadas que pueden ser recogidas en el nivel de observación. Ésto normalmente se hace mediante una matriz de detectores distribuidos a lo largo de un área que puede llegar a ser extremadamente grande (p.e. el experimento CASA-MIA se extiende en una superficie de 230400 $m^2$). El umbral energético de este tipo de detectores depende mucho de la altitud a que está situado el detector y del área de muestreo. La matriz Tibet [28], situada en Yangbajing (China) a 4300 m de altitud tiene un umbral de 3 TeV, pero los valores típicos varían entre 40 y 100 TeV

Las detecciones de fuentes discretas de rayos $\gamma$ de energías del orden del PeV, publicadas durante los años setenta y ochenta [29] no han sido confirmadas por detectores más sensibles desarrollados posteriormente. En la actualidad se considera que esas detecciones se debieron a fluctuaciones del fondo. Recientemente la colaboración Tibet ha presentado [28] la detección de la Nebulosa del Cangrejo a 3 TeV con una significancia estadística de 5 $\sigma$, en lo que probablemente se trate de la primera detección real con este tipo de sistemas.

En la actualidad existen varios proyectos que pretenden recoger todas las partículas incidentes en el área total del detector. Con este planteamiento se está desarrollando el proyecto MILAGRO [30] situado cerca de Los Álamos (Nuevo Méjico, EE.UU.) que en la actualidad se encuentra en fase de desarrollo con el proyecto Milagrito [31]. El futuro detector consistirá en un tanque de agua de $5000\,\mathrm{m}^2$ de área en el cual, las partículas cargadas generadas en la cascada y que llegan al nivel de observación producen luz Čerenkov dentro del agua. Esta luz es detectada mediante fotomultiplicadores. Con esta técnica se espera alcanzar un umbral de $1\,\mathrm{TeV}$, manteniendo un ángulo de visión de prácticamente $2\pi\,\mathrm{rad}$ y una operatividad permanente, ya que puede trabajar tanto de día como de noche.

#### 1.2.2.4 Detectores de luz Čerenkov atmosférica

Una importante fracción de las partículas cargadas de la cascada iniciada por un rayo cósmico de muy alta energía viajan a mayor velocidad que la de la luz en el medio, produciéndose luz Čerenkov. Esta luz es emitida en el rango espectral del azul y el ultravioleta cercano y es detectable por telescopios trabajando en el óptico desde tierra.

La limitación en el rango energético observable por esta técnica proviene de la necesidad de distinguir los impulsos Čerenkov de las fluctuaciones aleatorias de la luz de fondo de la noche, lo cual provoca que por debajo de una cierta energía umbral la cantidad de luz Čerenkov recogida por el detector no sea suficientemente intensa como para distinguirla del fondo. Por lo tanto, para un nivel de luz de fondo determinado $\Phi$, la energía umbral $E_{th}$ depende de la cantidad de luz de fondo recogida en el intervalo temporal en que se integra la señal $\tau$ (que depende del ángulo sólido observado $\Omega$), del área de recolección de fotones $A$ y de la eficiencia del detector $\varepsilon$. Teniendo en cuenta que las fluctuaciones poisonianas del fondo son proporcionales a la raíz cuadrada del número de fotones de fondo detectados, la energía umbral de un experimento varía como:

$$E_{th} \propto \sqrt{\frac{\Phi \cdot \Omega \cdot \tau}{\varepsilon \cdot A}} \tag{1.1}$$

**i Radiación Čerenkov atmosférica.** Las partículas cargadas moviéndose en un medio dieléctrico transparente a una velocidad mayor que la de la luz en el medio inducen la emisión de radiación Čerenkov [32, 33]. El medio resulta polarizado asimétricamente, absorbiendo parte de la energía de la partícula que se mueve. Cuando el medio se relaja, la energía absorbida es emitida como radiación electromagnética. Sólo cuando la velocidad de la partícula es mayor que la de la luz en el medio, la radiación emitida por las diferentes moléculas del aire interfiere, produciéndose un pulso electromagnético, en lo que se conoce como radiación Čerenkov (ver figura 1.10).

La radiación Čerenkov es emitida con un ángulo $\theta_{\check{C}}$ con respecto a la

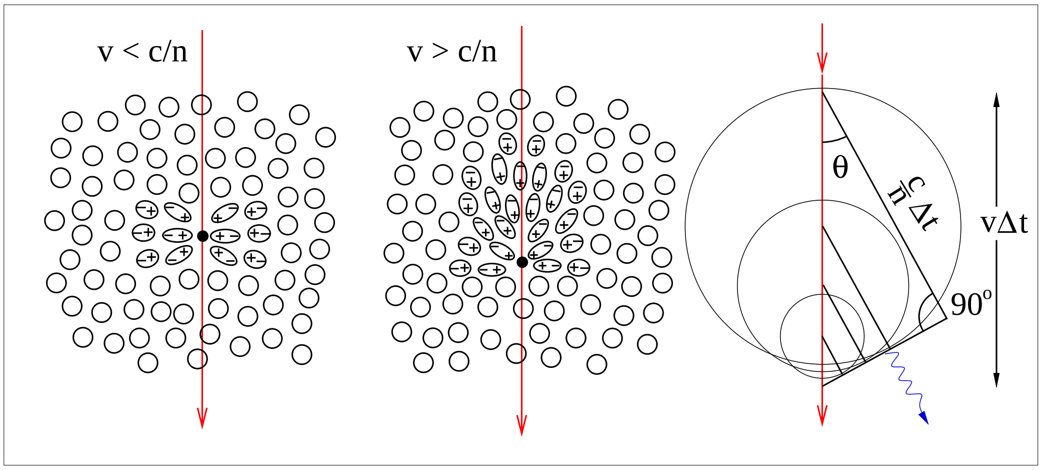


Figura 1.10: *Cuando una partícula cargada se mueve a una velocidad mayor que la de la luz en el medio, éste resulta polarizado asimétricamente, y se emite radiación electromagnética. La interferencia de los pulsos emitidos por los distintos centros emisores genera la radiación Čerenkov.*

trayectoria de la partícula cargada:

$$\cos(\theta_{\check{C}}) = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

donde $\beta = v/c$, $v$ es la velocidad de la partícula cargada, $n$ es el índice de refracción del medio, y $c$ es la velocidad de la luz en el vacío. El número de fotones Čerenkov emitidos por unidad de longitud $dN_{\check{C}}/dx$ en el intervalo espectral $(\lambda_1, \lambda_2)$ es:

$$\frac{dN_{\check{C}}}{dx} = 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2}\right)$$

donde $\alpha$ es la constante de estructura fina.

El ángulo de emisión de la radiación Čerenkov depende del índice de refracción del medio. En la atmósfera este índice no es constante, ya que depende de la densidad, que varía con la altura. Por lo tanto a grandes altitudes el ángulo de emisión es menor que a menores altitudes. Este hecho es el responsable de la forma característica de la distribución lateral de la luz Čerenkov en el suelo, tal y como se muestra de manera esquemática en la figura 1.11. El punto en el que la prolongación de la trayectoria del rayo cósmico corta el plano de observación se conoce como *core*. Para las energías de interés en este trabajo la máxima densidad de fotones Čerenkov no tiene lugar cerca del *core*, sino a una distancia de unos 150 m, lo que da lugar a la forma característica conocida como *hump* (figura 1.11).

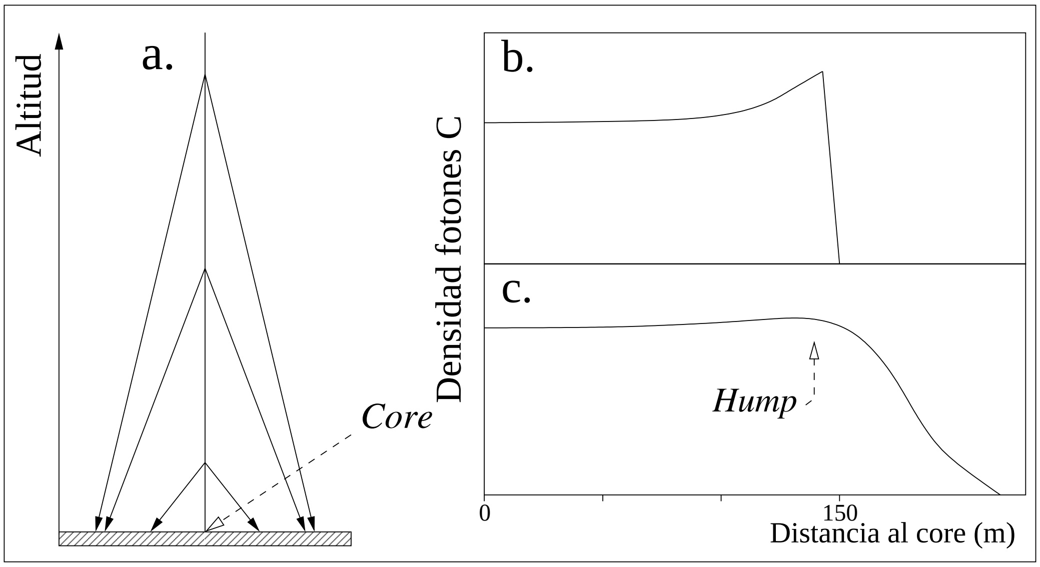


Figura 1.11: *(A) Direcciones de emisión de radiación Čerenkov a diferentes altitudes y distribución lateral de fotones Čerenkov en el nivel de observación (B) sin tener en cuenta la dispersión Coulomb, y (C) teniéndola en cuenta.*

Este comportamiento teórico es modificado por la dispersión de las partículas cargadas, lo cual difumina el modelo simplista de la distribución de luz en el nivel de observación. Es más, debido a los diferentes momentos transversos de las interacciones hadrónicas y electromagnéticas, la distribución de luz que llega al suelo es muy diferente en ambos tipos de primarios, tal y como se muestra en la figura 3.2.

La estructura temporal de la emisión de luz Čerenkov está estrechamente relacionada con la estructura espacial de las partículas cargadas en la cascada, especialmente electrones y positrones. En el desarrollo de la cascada, las partículas se mueven en un frente, y por lo tanto la luz Čerenkov emitida forma otro. Así, en el nivel de observación, la luz Čerenkov es detectada como un pulso de unos nanosegundos de duración (ver figura 3.1). La forma exacta de este frente depende de la energía y del tipo de primario. Para energías mayores de $\sim$1 TeV la forma se puede aproximar a un cono, con su vértice y eje a lo largo del eje de la cascada. A menores energías el frente se aproxima mejor mediante una esfera. Esta estructura temporal será de gran utilidad a la hora de reconstruir la dirección de llegada de la cascada, ya que los tiempos de llegada del frente Čerenkov a los diferentes puntos del nivel de observación dependen muy estrechamente de la dirección de llegada de la partícula primaria.

| Experimento | Localización (Altitud/Coordenadas) | Montura × Espejo | Área espejo ($m^2$) | Tamaño pixel (º) | Campo visión (º) | Umbral (GeV) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Whipple | Mt.Hopkins, Arizona 2300 m/32º N, 11º W | $1 \times 1$ | 72 | 0.25 | 3 | 250 |
| CAT | Thémis, Francia 1650 m/42º N, 2º E | $1 \times 1$ | 17 | 0.12 | 3 | 250 |
| Durham Mk VI | Narrabi, Australia 250 m/31º S, 110º W | $1 \times 3$ | 42 | 0.25 | 4 | 300 |
| HEGRA | La Palma, Is.Canarias 2200 m/28º N, 18º W | $5 \times 1$ | 5/8.5 | 0.25 | 3.25 | 500 |
| Telescope Array | Dugway, Utah 1600 m/40º N, 113º W | $3 \times 1$ | 6 | 0,25 | 4.5 | 600 |
| CANGAROO | Woomera, Australia 0 m/31º S, 136º E | $1 \times 1$ | 11 | 0.19 | 3 | 1000 |
| CAO-GT-48 | Ukranie, Crimea 1100 m/45º N, 34º W | $2 \times 3$ | 4.5 | 0.4 | 3 | 1000 |
| TACTIC | Mt.Abu, India 1300 m/25º N, 73º W | $1 \times 1$ | 9.5 | 0.31 | 3.2 | 1000 |
| SHALON | Tien Shan, Kazaquistán 3338 m/43º N, 77ºE | $1 \times 1$ | 10 | 0.6 | 8 | 1000 |

Tabla 1.1: *Datos sobre los principales telescopios Čerenkov en funcionamiento.*

**ii Telescopios de imagen de luz Čerenkov atmosférica.** Hasta el momento los detectores que mejores resultados han conseguido con la detección de los fotones Čerenkov atmosféricos son aquellos que aplican el *método de la imagen*, mediante el cual se forma una imagen del desarrollo de la cascada en una cámara habitualmente compuesta de unas decenas o centenas de fotomultiplicadores. El análisis de las imágenes así formadas permite alcanzar resoluciones del orden de 0.1º, así como rechazar el fondo de rayos cósmicos cargados con una gran eficiencia.

Las primeras detecciones con este método se realizaron en los años ochenta, aunque fue en 1989 cuando la colaboración Whipple obtuvo la primera detección incuestionable [34] de la Nebulosa del Cangrejo, con una significancia de $9\,\sigma$ sobre el fondo. Tras esta detección y hasta el momento, sólo se han detectado otras tres fuentes de manera incuestionable, PSR 1706-44, Mrk421 y Mrk501, y existen evidencias de emisión por parte de otras cinco fuentes: Vela, SN 1006, RJX1713.7-3946, Cas-A y 1ES 2344+514.

La observación simultánea con varios telescopios se está mostrando como

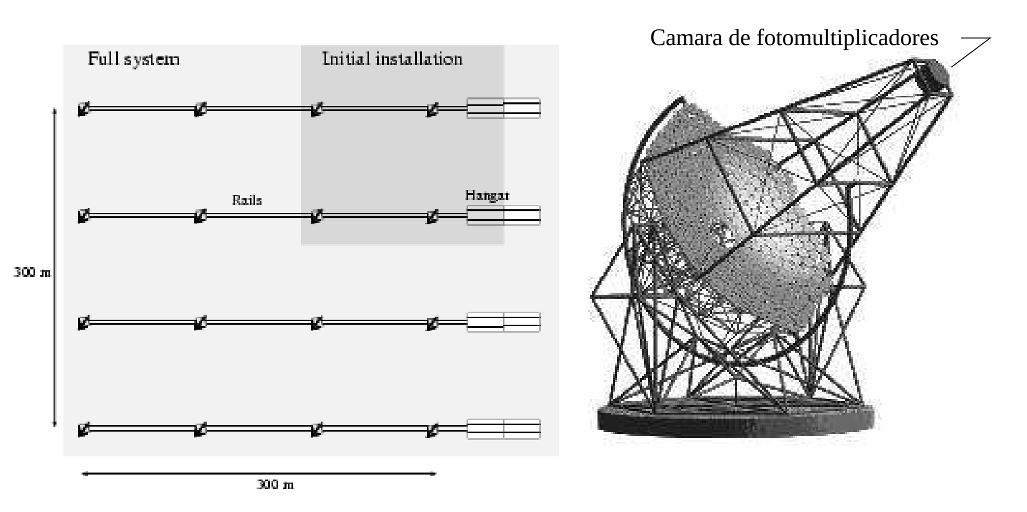


Figura 1.12: *Esquema de instalación del futura detector HESS. Cuanta con una matriz de telescopios Čerenkov, cada uno de ellos de 108 $m^2$ de área. En la figura de la derecha se aprecia una representación artística de uno de los telescopios.*

una técnica excelente para mejorar la resolución angular y el rechazo del fondo de rayos cósmicos. En la actualidad el umbral energético de los mejores telescopios funcionando con esta técnica se sitúa alrededor de los 300 GeV.

Para el futuro se planea la construcción de telescopios con mayores áreas de colección, como en el proyecto MAGIC [35], donde con un sólo telescopio de 17 m de diámetro se pretende alcanzar un umbral de tan solo 20 GeV, o los proyectos HESS [36] y VERITAS [37], que constan de matrices de 10 a 15 telescopios de $\sim$10 m de diámetro con cámaras de alta resolución y una energía umbral estimada de unos 100 GeV.

**iii Matrices de contadores de luz Čerenkov atmosférica.** En este tipo de experimentos se cuenta con una gran número de contadores colocados sobre una matriz. Cada contador suele consistir en un colector de luz unido a un tubo fotomultiplicador con el cual se mide el tiempo de llegada y la cantidad de luz recogida. A partir de esta información se puede reconstruir la dirección de llegada de la cascada y obtener información sobre el tipo de primario y su energía.

Habitualmente en este tipo de experimentos se produce un suceso cuando un número mínimo de contadores ha detectado una señal de luz suficientemente grande sobre el fondo de luz nocturna. Por lo tanto el umbral energético viene determinado básicamente por el umbral de detección de cada contador. El detector Themistocle, Thémis (Francia), ha conseguido con 18

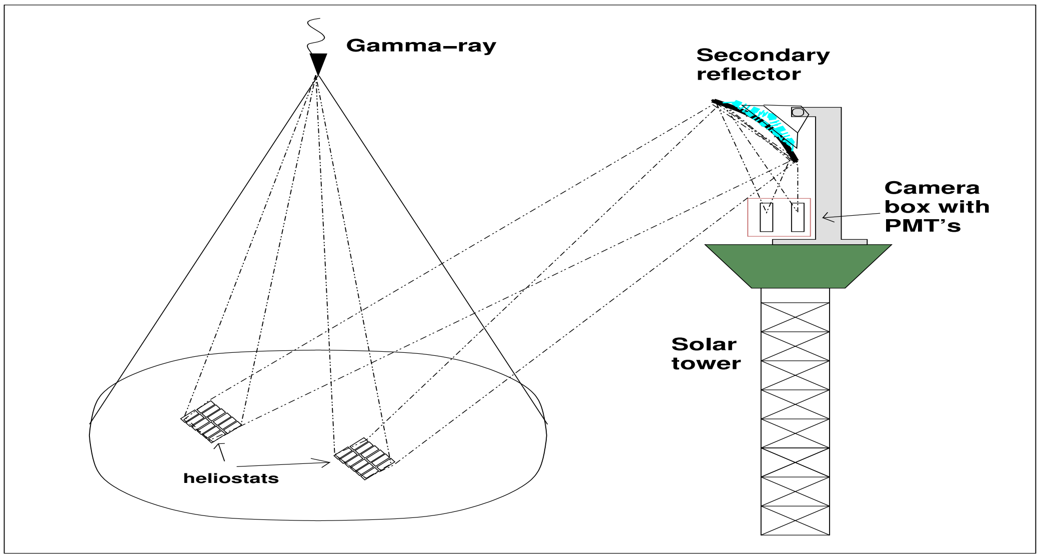


Figura 1.13: *Esquema de funcionamiento de un detector Čerenkov en una planta solar. En el caso de STACEE, la luz recogida por cada espejo es dirigida a un tubo multiplicador diferente.*

colectores de 80 cm de diámetro un umbral de 2 TeV, habiendo detectado la Nebulosa del Cangrejo en 400 horas de observación [38].

Un caso especial de este tipo de detectores lo constituye AIROBICC [39], instalado en El Roque de los Muchachos (España), en el que cada colector tiene una gran aceptancia angular de $\sim 1\,\mathrm{sr}$. En esta configuración se cuenta con la ventaja de que se está observando gran parte del cielo a la vez, en vez de observar tan solo un ángulo restringido como es el caso habitual en los telescopios. Como principal inconveniente está que debido a su gran aceptancia angular, la cantidad de luz de fondo recogida (ecuación 1.1) es muy grande, lo cual eleva el umbral a valores por encima de los 15 TeV.

Otra variante de esta técnica consiste en la utilización de los campos de espejos de una planta solar para reflejar la luz Čerenkov proveniente de una cascada sobre una serie de detectores colocados en la misma torre central. De esta manera se aprovechan unos espejos ya instalados y que en conjunto suman una gran superficie (del orden de $10000\,\mathrm{m}^2$) para poder alcanzar unas energías umbrales muy bajas.

Esta idea fue propuesta por primera vez por Danaher en 1982 [40], y en la actualidad existen cuatro experimentos funcionando bajo este principio: CELESTE en Thémis (Francia) [41], STACEE en Nuevo Méjico (EE.UU.) [42], Solar-2 en California (EE.UU.) [43] y GRAAL, descrito en el presente trabajo. GRAAL se diferencia de los otros tres experimentos en que mientras que en los tres primeros la luz de cada espejo es recogida en un detector individual, siguiendo el diseño propuesto por T.Tümer [44], en GRAAL tan solo existen cuatro detectores, recogiendo cada uno la luz proveniente de un número de espejos que varía entre 14 y 18. Esta aproximación cuenta con la ventaja de ser mucho más sencilla en su instalación, calibración y mantenimiento, pero con la desventaja de un umbral energético mayor, al concentrar la luz de muchos espejos en un solo detector.

Tanto CELESTE [45] como STACEE [46] han detectado emisión de la Nebulosa del Cangrejo con una significancia estadística de $7\,\sigma$ en 12.1 horas y $6.75\,\sigma$ en 43 horas respectivamente. GRAAL ha obtenido una significancia de $4.7\,\sigma$ en 7 horas [47].

# Capítulo 2

# El experimento GRAAL

## 2.1 Principios de funcionamiento

El proyecto GRAAL usa el campo de helióstatos CESA-1 de la Plataforma Solar de Almería como telescopio Čerenkov para astronomía de rayos $\gamma$. Una planta solar de torre central, como CESA-1, emplea cientos de espejos individuales (*helióstatos*) para reflejar la luz del Sol sobre un concentrador situado en una torre, donde se calienta agua, aceite, sodio u otra sustancia con el fin de producir electricidad. En el proyecto GRAAL usamos estos helióstatos para reflejar la luz Čerenkov, generada por cascadas atmosféricas extensas inducidas por rayos cósmicos de alta energía, en una serie de concentradores localizados en la torre central, los cuales focalizan la luz recogida sobre un único tubo fotomultiplicador (PMT). Cuando las señales recogidas en los diferentes PMT son compatibles con la señal esperada para una cascada (condición de disparo o de *trigger*), las señales temporales son almacenadas en soporte magnético para su posterior análisis.

Como concentradores secundarios de la luz Čerenkov en la torre, se utilizan conos truncados de Winston, con una aceptancia angular de 10 grados. Por lo tanto cada uno de los conos recoge la luz reflejada por todos los helióstatos situados dento de su ángulo de visión. De esta forma, luz proveniente de varios helióstatos es recogida en un sólo PMT, lo cual simplifica la electrónica, si comparamos con el dispositivo utilizado en otros experimentos en plantas solares, donde cada PMT recoge la luz proveniente de un solo helióstato.

Cada uno de los helióstatos dispone de una montura automotriz controlada desde un ordenador central, sobre la cual se sitúa una superficie reflectante de unos $40\,\mathrm{m}^2$. En el modo normal de uso para la generación de energía eléctrica, cada helióstato sigue al Sol de manera que su luz es reflejada sobre el concentrador térmico. La superficie reflectante no está hecha de una sola pieza, sino que está compuesta de varias piezas independientes, denominadas *facetas*, que se montan sobre un marco para su posicionamiento y orientación adecuadas, de manera que ópticamente se comporten como un único gran espejo. La superficie de cada faceta no necesita ser fabricada con una gran precisión óptica, ya que la resolución que se requiere no es muy alta (en ningún caso es comparable a la resolución de los telescopios usados en astronomía en el rango de la luz visible), y la precisión con que cada faceta es alineada tampoco es excesivamente alta. En conjunto, la resolución medida ($1\sigma$) es del orden de 0.2 grados, lo cual es suficiente para un telescopio Čerenkov de rayos $\gamma$ sin formación de imagen.

Debido a la gran distancia existente entre cada uno de los helióstatos y el colector situado en la torre, las distancias focales son muy grandes, del orden de 100 metros. Este hecho, unido al diámetro de entrada de los conos de Winston empleados (1.2 m), hace que el ángulo de visión de GRAAL sea del orden de 0.6 grados, que aproximadamente corresponde con el diámetro típico de la cascada Čerenkov iniciada por un rayo $\gamma$. El campo de visión limitado impondrá importante restricciones a las técnicas de observación empleadas y al rendimiento del experimento, como se mostrará en el capítulo 4.

## 2.2 Elementos de GRAAL

### 2.2.1 La localización

La Plataforma Solar de Almería (PSA) es una institución de investigación europea para tecnologías de concentradores térmicos solares, operada en la actualidad por el "Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas" (CIEMAT, España). Se encuentra en el sudeste español ($2^o 21' E; 37^o 5' N$), en el desierto de Tabernas, a una altitud de 505 metros sobre el nivel del mar, muy cerca del observatorio astronómico de Calar Alto.

Las condiciones climatológicas son muy buenas, con una media de 182 días despejados, 38 días nubosos y menos de 10 días lluviosos al año [48]. La velocidad de viento es normalmente moderada (inferior a 30 Km/h). La humedad ambiente relativa durante las noches buenas de observación es inferior al 60%, (∼50% de las noches de observación), aunque no son infrecuentes valores por encima del 90% (alrededor de un 5% del total de las noches observadas).

La ciudad importante más cercana es Almería, situada a cerca de 40 Km hacia el sudoeste, lo cual facilita el transporte. La contaminación luminosa es baja, gracias a varias sierras montañosas que bloquean gran parte de la luz dispersa proveniente de los pueblos de los alrededores. Es inevitable algo de luz dispersa proveniente de la población más cercana, Tabernas. Las pocas casas de campo y bares localizados en los alrededores no generan una gran contaminación lumínica, con lo que podemos afirmar que el lugar disfruta de noches muy oscuras, con condiciones de calidad ligeramente inferior hacia el sudoeste. El valor del fondo de luz del cielo nocturno (LONS) en la PSA fue medido en febrero de 1995, en una noche muy oscura (la constante solar medida el día anterior fue de $\sim 1\,\mathrm{KW/m^2}$) usando un método de recuento de fotones individuales desarrollado por Mirzoyan y Lorenz [49] (montaje en gran angular). El ritmo total de recuento de fotoelectrones en un fotomultiplicador FEU-130, operado con voltajes comprendidos entre 1800 y 2100 V, con un ángulo de aceptancia de 0.13 sr alrededor del zenit y con un diafragma de 2 mm cubriendo el centro del fotocátodo, fue evaluado en $1.2 \cdot 10^6$ Hz. Corrigiendo por las eficiencias del fotomultiplicador [49] se infiere un valor para el LONS en el rango de longitudes de onda de 300 a 600 nm, de $3 \cdot 10^{12}$ fotones/m$^2$/s/sr, un valor similar al obtenido en reconocidos observatorios astronómicos.

### 2.2.2 El campo de helióstatos CESA-1

El campo de helióstatos **CESA-1** es el mayor concentrador solar de torre central disponible en la PSA, con más de 350 helióstatos, cada uno con un espejo segmentado de $\mathbf{39.6\,m^2}$, situados al norte de una torre de 80 m de altura. Del total de los helióstatos, tan solo 63 de ellos son utilizados en el experimento, con un área total de 2500 m$^2$, lo cual convierte a GRAAL en el telescopio más grande del mundo en funcionamiento en la actualidad.

Cada helióstato está compuesto de **24 facetas**, atornilladas a un marco metálico. Por razones de presupuesto las facetas son fabricadas en serie, en grupos con radios de curvatura fijos. En CESA-1 se emplean facetas con distancias focales de 90, 100, 125 y 200 m. Por lo tanto, para cada helióstato, la distancia focal de sus facetas no corresponde exactamente a la distancia que separa el helióstato del colector en la torre. Esto introduce un ligero desenfoque en las imágenes. Para corregir en parte este efecto, en cada helióstato, las facetas son alineadas para que la luz reflejada por todas ellas se enfoque en un mismo lugar sobre la torre. Este procedimiento es conocido como *canteo* y es realizado de manera rutinaria por parte del personal de la PSA. Para hacerlo existen dos posibles procedimientos:

**Fuera de eje** Se usa el Sol cerca del mediodía solar. En este momento las diferentes facetas de un helióstato son alineadas manualmente por el

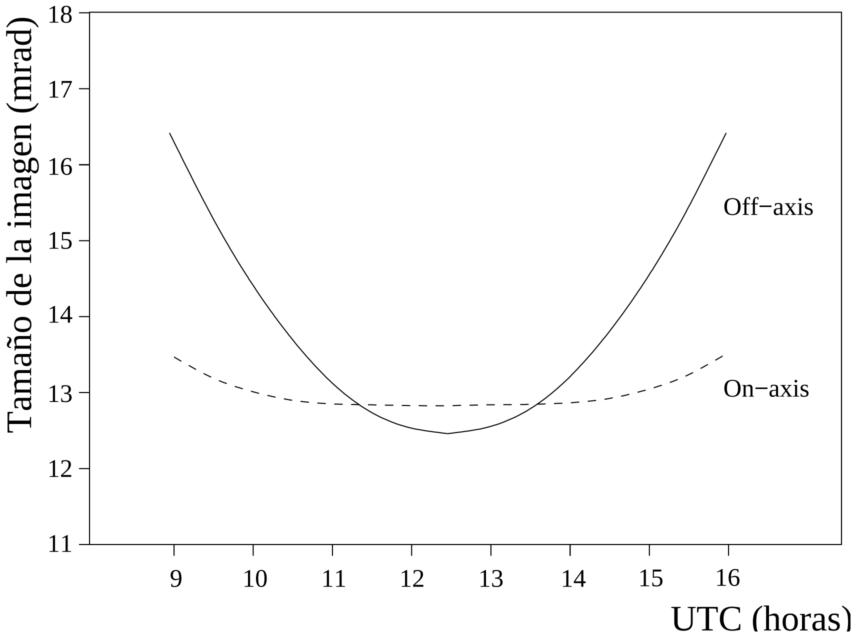


Figura 2.1: *El* canteo *fuera de eje (*off-axis*), que se realiza utilizando el Sol, produce imágenes más perfectas cerca del mediodía solar, pero para grandes ángulos de incidencia el* canteo *en eje (*on-axis*) realizado con un rayo láser produce mejores resultados [50].*

operario, de manera que las imágenes del Sol producidas por todas ellas coincidan sobre un blanco en la torre.

**En eje** Usando un láser situado en la cima de la torre, las facetas son posicionadas manualmente por el operario, de manera que reflejen el haz de láser sobre un mismo punto situado en la torre.

El segundo método es el que se emplea en la actualidad, ya que permite una mayor reproducibilidad, además de que las imágenes reflejadas por los helióstatos *canteados* por este procedimiento resultan menos elongadas para altos ángulos de incidencia de la luz con respecto al eje óptico del helióstato. Una comparativa entre ambos métodos puede observarse en la figura 2.1 [50].

La **reflectividad** de los espejos es bastante alta (superior al 95%) en el rango de longitudes de onda 400–550 nm, cayendo de manera pronunciada para menores longitudes de onda, tal y como se muestra en la figura 2.2. En esta figura es muestra la reflectividad de los espejos de los helióstatos en función de la longitud de onda, para espejos limpiados recientemente. Debido a la acumulación de polvo, la reflectividad cae de manera continua con el

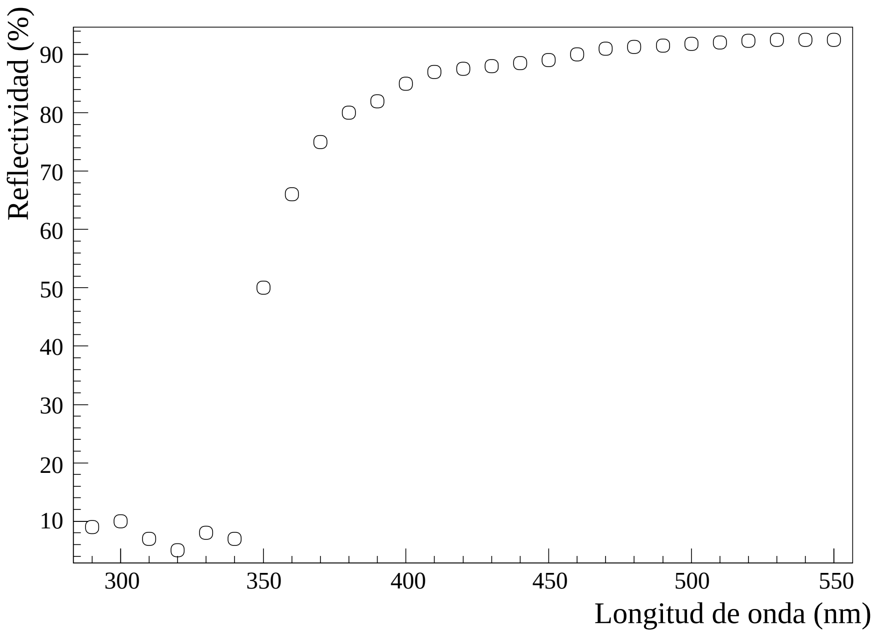


Figura 2.2: *Curva de reflectividad de los espejos de los helióstatos en función de la longitud de onda.*

tiempo, hasta valores alrededor del 80% en un mes. El personal de la PSA está encargado de la limpieza rutinaria de los espejos, la cual se puede realizar en tan solo un día para todos los espejos utilizados en el experimento, manteniéndose así la reflectividad en las épocas de observación por encima del 90%. Los valores concretos de la reflectividad para ciertos helióstatos es anotada sistemáticamente todas las noche de observación.

El **movimiento** de los helióstatos se realiza gracias a dos motores de paso que controlan el desplazamiento de la montura altazimutal. El apuntado del helióstato en la dirección correcta de observación se realiza comunicando el paso de motor necesario para cada unos de los ejes de movimiento desde un ordenador central. La máxima precisión posible en el apuntado viene limitada por el mínimo desplazamiento posible con los motores de paso, es decir, un paso de motor, que corresponde a 0.044 grados. La comunicación de las órdenes a los helióstatos desde el ordenador de control se realiza mediante líneas serie. El total del campo de helióstatos es controlado con 16 líneas, lo que supone que cada una de ellas comunica con cerca de 19 helióstatos, lo cual impone un límite a la velocidad con que las posiciones de los helióstatos pueden ser refrescadas, que, dado el número de helióstatos empleados, es de 4 segundos. Esto se traduce en un error máximo, para objetos moviéndose en el ecuador celeste, de 0.017 grados, por debajo del error debido al mínimo desplazamiento posible con un paso de motor.

El cálculo de la orientación de los helióstatos se realiza mediante un programa desarrollado por nuestra colaboración. Este programa calcula cada segundo los valores, en pasos de motor, en que deben situarse los ejes de cada uno de los helióstatos utilizados, y manda los comandos correspondientes a través de la línea serie. Fue imposible utilizar el programa de control principal de la PSA, debido a que sólo se encuentra preparado para efectuar un seguimiento del Sol.

El nuevo programa desarrollado cuenta con varios modos de seguimiento para el control de los helióstatos:

**Seguimiento de una fuente** Permite el seguimiento de una fuente celeste. Este es el modo principal de trabajo durante la toma de datos. Los helióstatos son apuntados de manera que la luz proveniente de la dirección en que se encuentra la fuente a observar, sea reflejada sobre los puntos focales definidos. Las posiciones de los helióstatos son refrescadas cada 4 segundos.

**Posición fija** Todos los helióstatos son orientados de manera que la luz proveniente de un punto fijo en la atmósfera sea reflejada hacia los puntos focales definidos. El punto observado se encuentra fijo en el sistema de referencia altazimutal centrado en la torre, de manera que una vez que los helióstatos alcanzan sus posiciones, no necesitan ser desplazados más.

**Modo Manual** Los pasos de motor a que deben moverse todos los helióstatos no son calculados por el programa, sino que son introducidos de forma manual. Una vez que los helióstatos alcanzan la posición requerida se mantienen en ella hasta que reciban otras órdenes. Es útil para pruebas y por razones de seguridad.

**Cambio de foco** Es posible definir diferentes puntos focales para cada uno de los diferentes grupos de helióstatos definidos. Con este comando se escogen los puntos focales que se desea utilizar.

Además de estos comandos básicos existen dos modos principales de funcionamiento:

**Modo manual** El programa espera la introducción de las instrucciones descritas anteriormente a través del teclado, las cuales son ejecutadas en el momento de ser introducidas.

**Modo automático** El programa ejecuta una secuencia de órdenes que han sido previamente introducidas en un fichero de entrada. En este fichero están contenidas, de manera secuencial todas las órdenes a ser ejecutadas durante la noche, junto con la hora a que deben ser ejecutadas. El programa sigue la secuencia hasta que encuentra la orden de apagado. En ese momento los helióstatos son enviados a la posición de *reposo*.

El segundo modo de funcionamiento es el modo habitual de trabajo durante las noches de observación. Las instrucciones a llevar a cabo durante la noche son introducidas en el fichero de entrada, y ejecutadas de manera automática por el programa a las horas predeterminadas. Habitualmente el fichero de entrada se modifica tan solo una vez, al comienzo de cada turno de observación. De esta manera se reduce la posibilidad de error humano, y se posibilita la operación remota del experimento.

A la hora de orientar los helióstatos es necesario corregir su posicionamiento debido a los errores mecánicos que se producen en las monturas de los helióstatos debido al constante desgaste y desajuste de los motores de paso y de las piezas móviles. De otra forma, cuando el helióstato recibiera una orden en pasos de motor, la imagen reflejada no se encontraría siempre en la posición deseada en la torre. La corrección consiste en la introducción de unos **desplazamientos** (*offset*). Los valores de éstos son calculados rutinariamente por el personal de la PSA y se guardan en un fichero, junto con la información de todos los helióstatos.

La determinación de estos desplazamientos era realizada originariamente con el programa del ordenador principal de control de CESA-1, pero últimamente y debido a algunos problemas del ordenador principal, nuestro grupo desarrolló una nueva aplicación con este fin. El procedimiento consiste en orientar correctamente cada helióstato de manera que la imagen reflejada del Sol quede situada sobre un objetivo en la torre central. La imagen puede ser observada desde un monitor en la sala de control, sobre el que se ha colocado una retícula. Si la imagen no se encuentra centrada en la retícula, se pueden corregir de manera sencilla, en incrementos de un paso de motor, con desplazamientos tanto en el eje azimutal como en el zenital. Cuando la imagen aparece centrada en la retícula, los nuevos valores para los desplazamientos son salvados en el fichero de datos de los helióstatos de manera que pueden ser usados por el programa de control. El procedimiento depende de la experiencia del operador, pero gracias a este simple procedimiento se alcanzan precisiones superiores al límite impuesto por el mínimo paso de motor (0.044 grados).

Junto con los desplazamientos, el fichero de datos de los helióstatos también contiene información de las coordenadas, número de línea de comunicación y foco en la torre para cada helióstato. Las coordenadas de los focos de cada grupo de helióstatos se conservan en un fichero diferente, de manera que se pueden definir diferentes focos.

El programa genera un fichero de salida con las posiciones a que apuntan los helióstatos, guardando una entrada nueva con una frecuencia de 3 segundos.

La **calidad** de la imagen formada por los helióstatos viene determinada por varios factores, entre los que pueden destacarse como más importantes:

- la precisión en la forma de la superficie de los espejos que forman las facetas;
- la diferencia entre la distancia focal de las facetas y la distancia real a que se encuentran las facetas de los conos de Winston;
- las posibles imperfecciones en el *canteo* de las diferentes facetas del helióstato;
- los errores en el seguimiento de los helióstatos debidos a la cuantificación del movimiento de éstos en pasos de motor;
- el ángulo fuera de eje con que habitualmente se observa la fuente con respecto al eje óptico del helióstato, lo cual introduce aberraciones astigmáticas.

La calidad del haz de luz reflejado por los helióstatos fue medido con anterioridad por el experimento HELIOS, mediante el análisis de las imágenes del Sol proyectadas sobre la torre central, determinando un valor de aproximadamente 0.21 grados, teniendo en cuenta todos los errores [51]. Por supuesto que este valor depende de la distancia del helióstato considerado a la torre, así como del ángulo fuera de eje a que se observe la fuente, pero 0.21 grados puede tomarse como valor medio para la mayor parte de las configuraciones de observación. Esto significa que el campo de helióstatos tiene una capacidad limitada para producir imágenes de objetos con tamaños de alrededor de 0.6 grados de diámetro (el tamaño típico del Sol, y también el tamaño típico de una cascada atmosférica).

Finalmente, un problema imprevisto surgió durante las primeras noches de operación, con la formación de **rocío** sobre los espejos, lo cual imposibilitaba toda observación. Este problema tiene su origen en la cercanía del mar. Durante el día y con las altas temperaturas, una gran cantidad de agua se evapora, siendo arrastrada por los vientos dominantes hacia el interior. Por la noche, y debido a la fuerte caída de temperatura este vapor de agua se condensa. Esto se convirtió en un grave problema, perdiéndose algunas noches de observación de alta calidad, hasta que en enero de 2000 se comenzó a rociar un producto anti-vaho sobre los helióstatos. Este producto no evita la condensación del agua, sino que, modificando la tensión superficial, evita la formación de las pequeñas gotas que son las responsables de la reducción de la reflectividad. En la actualidad este producto es rociado sobre todos los helióstatos usados por el experimento cada dos días en los períodos de observación.

### 2.2.3 Los conos de Winston

Como ya hemos mencionado, cada PMT detecta la luz reflejada por un grupo de helióstatos. Con el fin de limitar el campo de visión de cada PMT y para proporcionar el tamaño de apertura necesario para recoger la luz proveniente de una cascada (alrededor de 1 m), a cada fotomultiplicador se le ha añadido un concentrador de luz. El perfil de estos concentradores secundarios es el de un cono de Winston truncado [52]. El número de conos Winston instalados es cuatro, cada uno orientado a una posición diferente en el campo de helióstatos. De esta forma cada uno de los conos recoge la luz de un grupo diferente de helióstatos, el cual viene determinado por su campo de visión (ver figura 2.5).

El **tamaño** de los Conos de Winston viene determinado por un lado por las dimensiones de la imagen reflejada de una cascada en el plano del cono, y por otro por el campo de visión requerido. Debido a la gran distancia focal de las facetas de los helióstatos, la imagen producida en la torre por un objeto de aproximadamente 0.6 grados de diámetro (el tamaño típico de una cascada) es aproximadamente de 1 m de diámetro. Por lo tanto se diseñaron unos conos de Winston con una apertura exterior de 1.2 m, mientras que las dimensiones de la parte trasera vienen determinadas por el tamaño del PMT, que es de 20 cm de diámetro. Con estas dos dimensiones, y teniendo en cuenta el tamaño del campo de visión, fijado en 10 grados, se calculó la longitud de los conos de Winston, que es de cerca de 2 metros.

Los conos de Winston fueron montados en una **caseta** especialmente construida en el exterior del nivel 70 metros de la torre central del campo CESA-1 (figura 2.3). Dentro de la caseta, la estructura sirve de soporte para los conos y sus monturas, que orientan de manera permanente los conos en las direcciones adecuadas. La caseta se cierra mediante una puerta controlada remotamente, que es abierta durante las noches de observación, y es cerrada al final de cada noche con el fin de proteger los conos de las condiciones

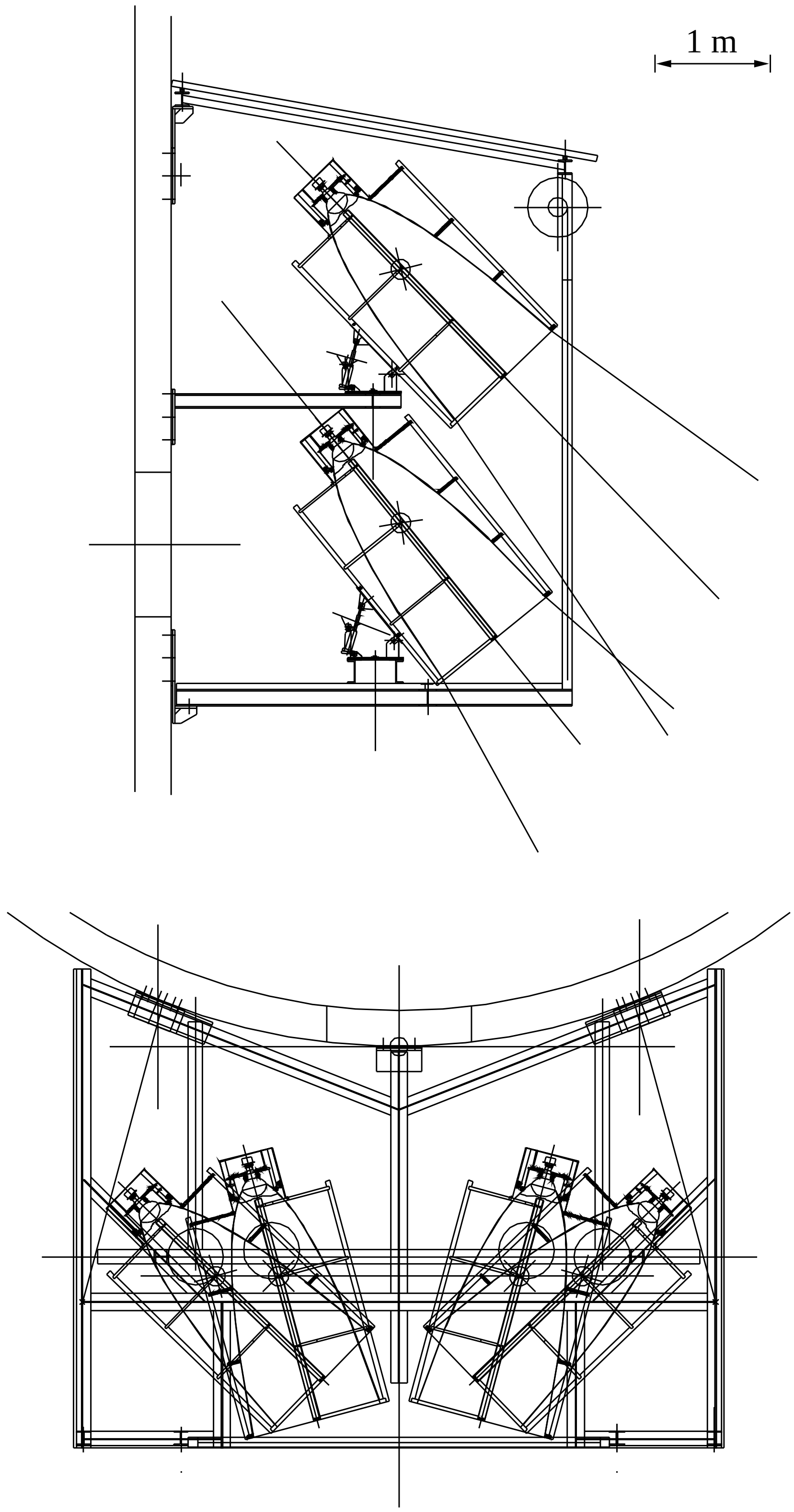


Figura 2.3: *La caseta construida específicamente para el experimento GRAAL se encuentra adosada a la torre en el nivel de 70 metros. La estructura del interior sirve de soporte a las monturas de los conos de Winston, que se encuentran permanentemente orientados a puntos específicos del campo de helióstatos.*

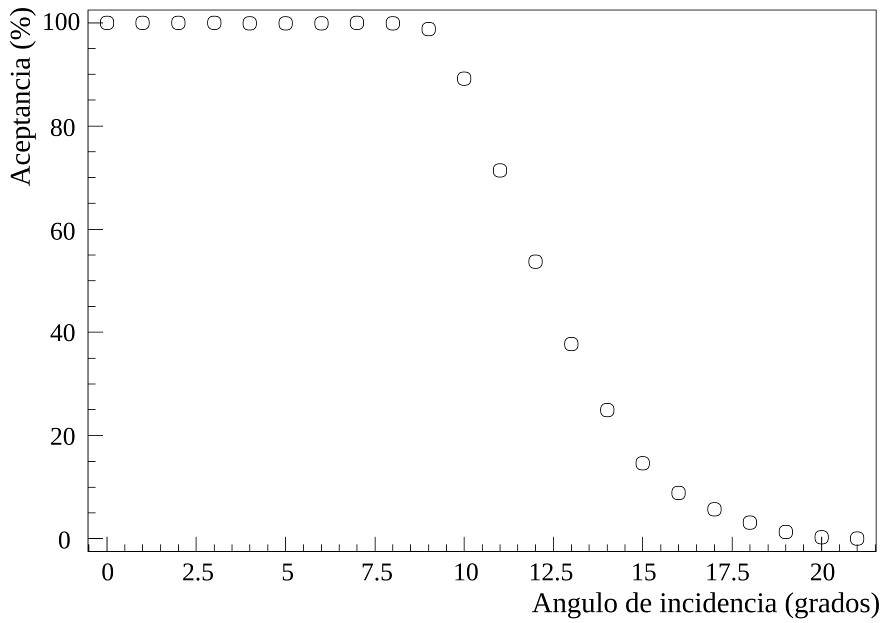


Figura 2.4: *La medida experimental de la aceptancia angular de los conos de Winston muestran una aceptancia de prácticamente el 100% para una incidencia cercana al eje y hasta 10 grados, donde decae rápidamente hasta un valor de cero.*

climatológicas y de la luz solar reflejada por los helióstatos.

La construcción de los conos de Winston se llevó a cabo en el Max-Planck-Institut en Munich. El proceso de construcción se llevó a cabo de la siguiente forma: tras la preparación de un molde de madera con la forma calculada, se cubrió éste con una lámina de mylar aluminizada, posteriormente recubierta con resina epoxy saturada. Tras el secado se retiró el molde, obteniéndose así un cono de Winston con el interior aluminizado.

Las características de los conos de Winston fueron determinadas de manera experimental:

**Fracción de luz que alcanza el PMT** De toda la luz recogida a la entrada del cono, la fracción de luz que alcanza el PMT fue medida de la siguiente forma: la amplitud del pulso $P$ generado por un diodo emisor de luz (LED) con una anchura a media altura (FWHM) de 4 ns y un máximo de emisión situado en 449 nm, fue medida con y sin un diafragma que evita el paso de toda la luz excepto aquella que da en el PMT directamente (sin reflexiones en la superficie aluminizada). El LED fue situado tan lejos del cono como fue posible para obtener un haz paralelo al eje óptico del cono. En este caso, la eficiencia de recolección de luz $E$ puede expresarse como:

$$E = \frac{P_{sin\,diafragma}}{P_{con\,diafragma}} \left(\frac{R_d}{R_c}\right)^2 = \varepsilon^{n_r}$$

donde $R_d$ y $R_c$ son los radios del diafragma y del cono de Winston respectivamente, $n_r$ es el número medio de reflexiones necesarios para que un fotón alcance el PMT (de valor 1.36, calculado mediante una simulación Monte Carlo) y $\varepsilon$ es la reflectividad de la lámina Mylar aluminizada a 440 nm, cuyo valor es $\gtrsim$ 92% en un amplio rango de longitudes de onda. Los valores medidos experimentalmente a través de las amplitudes de los pulsos dan un valor para la eficiencia de recolección, $E = 0.89 \pm 0.04$, en perfecto acuerdo con el valor teórico de 0.89 ($= 0.92^{1.36}$), confirmando la alta calidad óptica de los conos de Winston fabricados.

**Eficiencia en función del ángulo de incidencia** La eficiencia del cono de Winston depende del ángulo de incidencia de la luz con respecto al eje óptico del cono. Esta eficiencia fue medida, obteniéndose la curva presentada en la figura 2.4. La forma de esta curva encaja perfectamente con las simulaciones Monte Carlo para ángulos de incidencia inferiores a 10 grados, aunque la curva experimental muestra una forma mucho más suavizada que la encontrada en la simulación.

El campo de visión definido por los conos de Winston determinará qué helióstatos serán *vistos* por cada PMT cuando el eje del cono se encuentre apuntando a una posición determinada del suelo. Las posiciones de apuntado fueron escogidas simétricamente con respecto al eje norte–sur, con dos conos recogiendo la luz reflejada por los helióstatos más cercanos a la torre (cada uno con 13 y 14 helióstatos respectivamente) y otros dos conos recogiendo luz de helióstatos situados más alejados y hacia los laterales del campo (con 18 helióstatos cada uno). Véase la figura 2.5. El número total de helióstatos utilizados es 63.

Una de las características más importantes del detector es su **campo de visión**, que viene determinado básicamente por el tamaño de la apertura exterior de los conos y la distancia desde los conos a los helióstatos, y por lo tanto depende de cada par helióstato–cono. Asumiendo una distancia media de 110 m, y sabiendo que la apertura externa del cono es 1.2 m podemos inferir un ángulo sólido medio de $9 \cdot 10^{-5}$ sr, o un campo de visión de 0.6 grados.

Este número es bastante pequeño en comparación con los valores usuales para telescopios Čerenkov atmosféricos (alrededor de 3 grados). Aunque

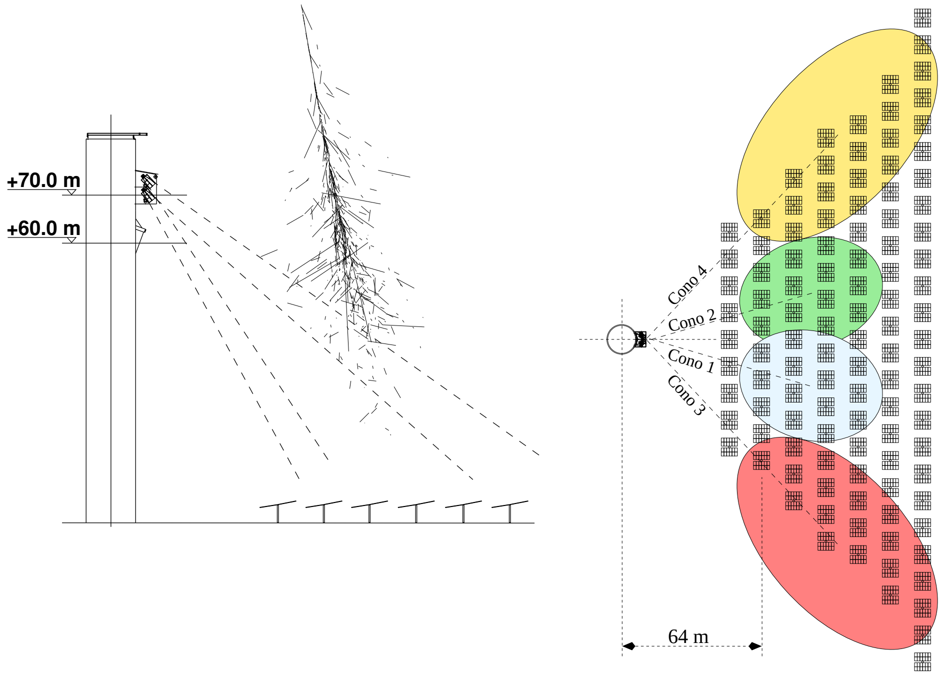


Figura 2.5: *Esquema del sistema de detección. Los conos de Winston situados en el nivel de 70 m recogen la luz Čerenkov producida por una cascada atmosférica generada por un rayo cósmico y reflejada por los helióstatos (izda.). En la figura de la derecha se puede apreciar una proyección de los campos de visión de los cuatro conos. Sólo la luz reflejada por los helióstatos situados en el interior de las regiones sombreadas puede ser detectada por los PMT.*

este campo de visión cubre el tamaño típico de una cascada, en el caso de que todos los helióstatos se encuentren apuntando a la fuente que se está observando, en la configuración denominada *visión paralela*, la luz Čerenkov generada en la cascada puede no ser detectada por todos los helióstatos (figura 2.6).

Este es un problema fundamental en todos los experimentos que emplean una planta solar como telescopio de rayos $\gamma$, ya que muchos de los helióstatos no van a contribuir a la señal, mientras que sí contribuyen al ruido de fondo, reduciendo la relación señal–ruido del experimento.

Como ya ha sido mostrado por otros grupos [53], una solución consiste en la utilización de la técnica conocida como **visión convergente**. Está técnica viene esquematizada en la figura 2.6. En vez de apuntar todos los helióstatos en la misma dirección en *visión paralela*, éstos son apuntados a la posición atmosférica en la que se espera que la cascada alcance el máximo desarrollo y, por tanto, se produzca la máxima generación de luz Čerenkov. La ma-

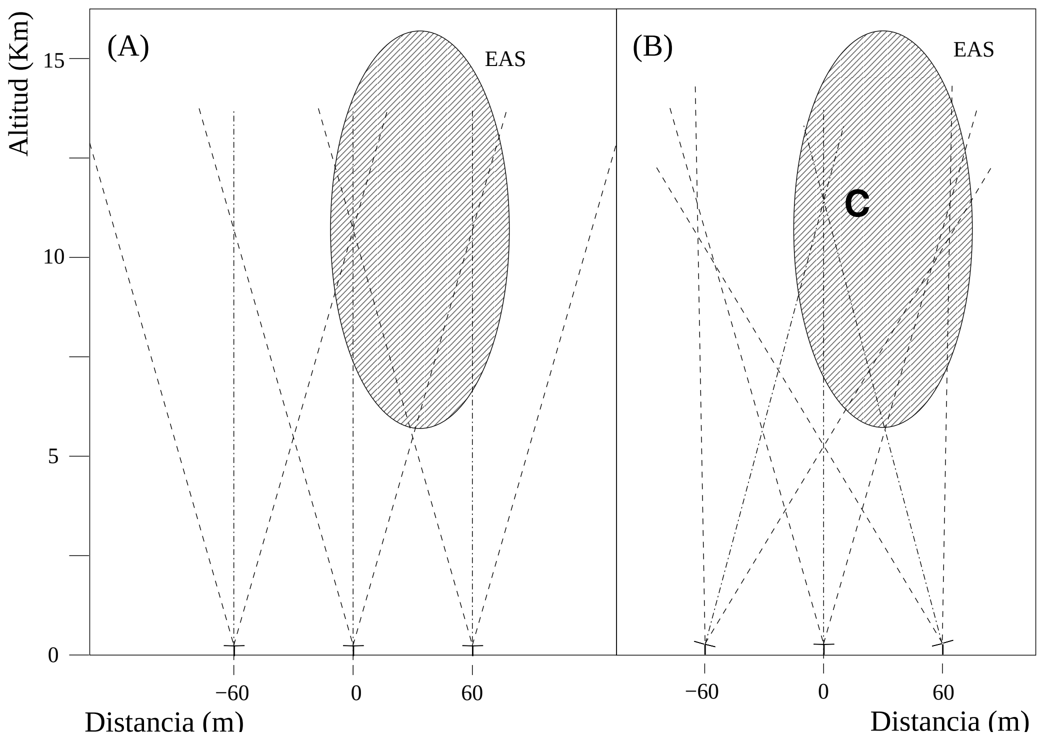


Figura 2.6: *(A) En* visión paralela *todos los helióstatos apuntan a la fuente, y debido al campo de visión limitado, la cascada atmosféricas no es recogida por todos ellos. (B) En* visión convergente *todos los helióstatos se encuentran apuntando a un mismo punto en la atmósfera (C, punto de convergencia), en la dirección de la fuente observada. La luz generada por cascadas que pasan cerca del punto de convergencia es recogida por todos los helióstatos.*

yor ventaja de esta técnica consiste en que, en los casos en que el máximo tiene lugar cerca de la posición esperada, la mayor parte de los helióstatos recogen luz Čerenkov, reduciendo por lo tanto el umbral energético de detección. El mayor inconveniente resulta en el hecho de que el área efectiva del experimento se ve reducida, ya que cascadas cuyo eje pasa lejos del punto de convergencia no son detectadas, disminuyendo la sensibilidad del detector.

La profundidad atmosférica a la que se sitúa el punto de convergencia se determina a partir de los resultados obtenidos en simulaciones Monte Carlo del desarrollo de cascadas atmosféricas extensas. Del análisis de las cascadas simuladas se obtiene la profundidad atmosférica media a la que tiene lugar el máximo desarrollo de la cascada en función de la energía y el tipo de primario (figura 2.7). Este gráfico nos ayuda a elegir la **profundidad de observación** óptima del experimento. En las observaciones realizadas hasta el momento este valor se ha fijado en $230\,\mathrm{g/cm^2}$, ya que se pretende la detección de

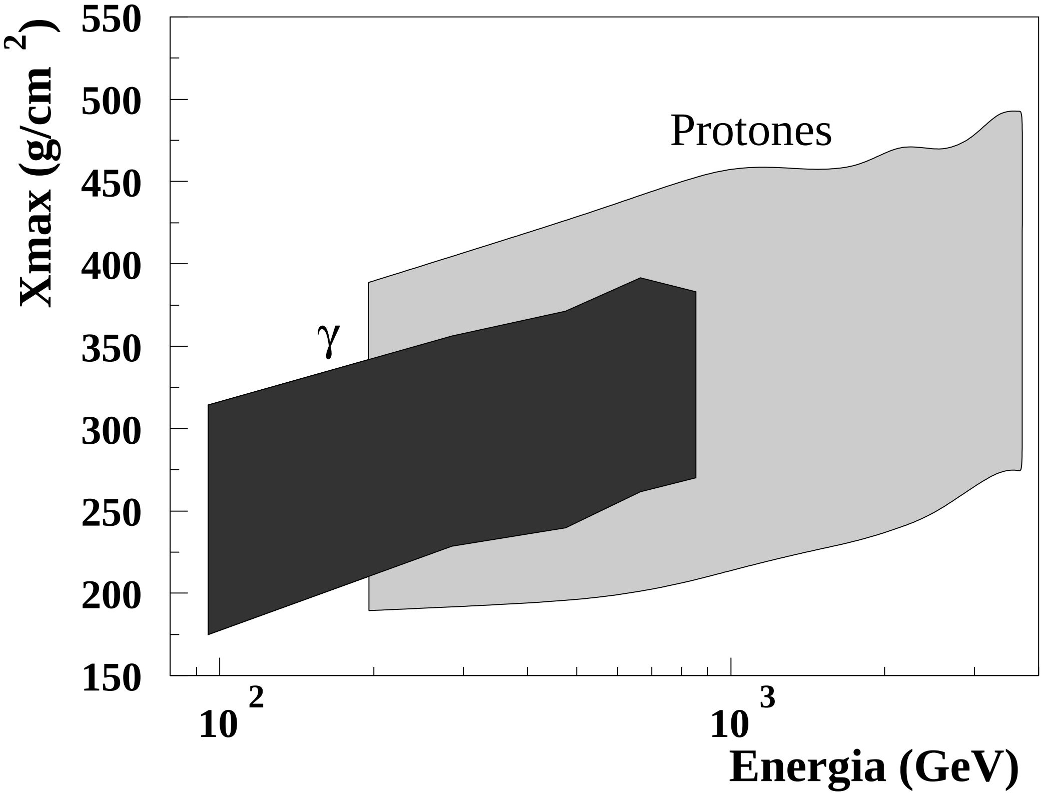


Figura 2.7: *Profundidad atmosférica media a la que tiene lugar el máximo desarrollo de las cascadas atmosféricas, $X_{max}$, en función de la energía del primario. Las bandas corresponden a la anchura de la distribución de $X_{max}$($\overline{X_{max}} \pm \sigma$).*

cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ por debajo de 200 GeV. La determinación del punto de convergencia en coordenadas cartesianas se calcula con las siguientes fórmulas:

$$\begin{aligned}
\Pi &= d \cdot \cos(Z) \\
\text{Si } \Pi < 230 \Rightarrow h &= (44.34 - 11.86 \cdot \Pi^{0.19}) \cdot 10^3\,\mathrm{m} \\
\text{Si } \Pi \geq 230 \Rightarrow h &= (45.5 - 6.34 \cdot \log(\Pi)) \cdot 10^3\,\mathrm{m} \\
l &= \frac{h}{\cos(Z)} \\
x &= -\cos(A) \cdot \sin(Z) \cdot l \\
y &= -\sin(A) \cdot \cos(Z) \cdot l \\
z &= \cos(Z) \cdot l
\end{aligned}$$

donde $d$ es la profundidad de observación en g/cm$^2$, $l$ la distancia desde el origen de coordenadas hasta el punto de convergencia, y $Z$ y $A$ son respectivamente el zenit y el azimut observados. Teniendo en cuenta las fluctuaciones que se esperan en la posición del máximo de la cascada, no se ha considerado necesaria la utilización de fórmulas más complejas en el cálculo de $l$.

La utilización de la *visión convergente* en lugar de la *visión paralela* resulta en un aumento del número de helióstatos que reflejan luz de la cascada hacia los conos de Winston, y en el número medio de fotones recogidos de cada helióstato. Simulaciones Monte Carlo muestran un incremento del $\sim$60% en el número de helióstatos y del $\sim$20% en el número de fotones.

### 2.2.4 Los tubos fotomultiplicadores

Debido a la gran área de recolección utilizada, el nivel del ruido de fondo en los PMT es muy alto. Por lo tanto se escogió el modelo de tubo fotomultiplicador 9352KB, fabricado por EMI para funcionamiento en condiciones de trabajo con altos valores del ruido de fondo. Se trata de un PMT semiesférico de 15 cm de diámetro con tan solo 6 etapas de amplificación. Este modelo está equipado con un fotocátodo bialkalino con un máximo de eficiencia cuántica del 30% a 350 nm, que cae hasta el 20% a 300 y 490 nm, tal y como se muestra en la figura 2.8. El espectro de la raciación Čerenkov detectado queda modificado de esta manera, tal y como se indica en la figura 2.9.

Los voltajes habituales de trabajo han sido escogidos de manera que el ritmo de disparo accidental para picos individuales es similar en los cuatro conos. De acuerdo con la información proporcionada por el fabricante, las ganancias en corriente continua, obtenidas a los voltajes aplicados habitualmente en el experimento, son del orden de:

| | $HV$ (V) | Ganancia |
|---|---|---|
| Cono 1 | 1400. | $1.8 \pm 0.9 \cdot 10^4$ |
| Cono 2 | 1400. | $1.4 \pm 0.7 \cdot 10^4$ |
| Cono 3 | 1500. | $1.9 \pm 1.0 \cdot 10^4$ |
| Cono 4 | 1250. | $1.0 \pm 0.5 \cdot 10^4$ |

Con estos valores, la corriente de salida generada por la luz de fondo del cielo nocturno se sitúa típicamente alrededor de 10–15 $\mu$A.

Como ya se ha mencionado, las ganancias dadas en la tabla anterior son únicamente válidas para corriente continua. Las ganancias para pulsos rápidos pueden diferir de estos valores, y deberán ser ajustadas de manera más precisa mediante la comparación de los resultados de la simulación con los resultados experimentales.

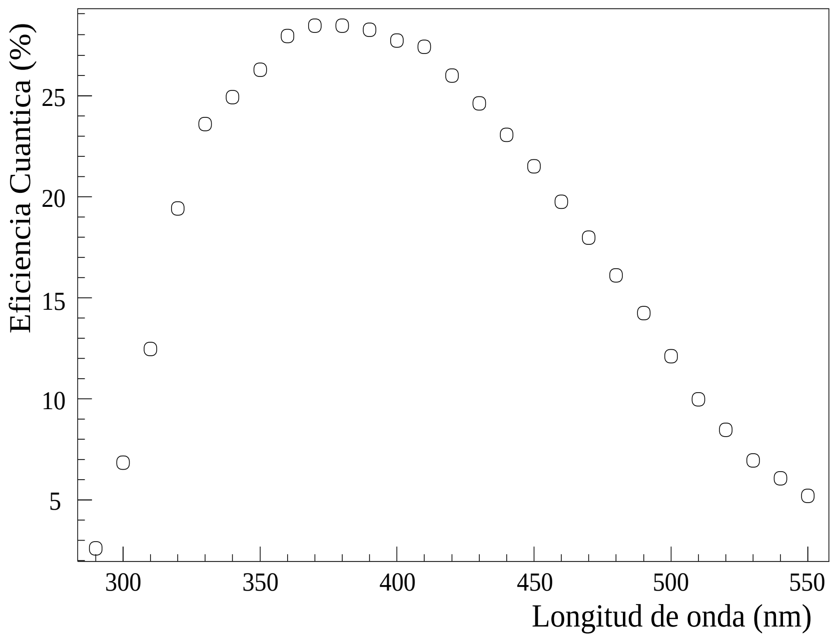


Figura 2.8: *Eficiencia cuántica del fotocátodo de los PMT en función de la longitud de onda del fotón incidente. El máximo se sitúa en 370 nm.*

### 2.2.5 La electrónica

La electrónica de GRAAL puede ser dividida en tres grandes apartados: la fase de amplificación de la señal, la lógica de disparo y el almacenamiento de datos.

El conjunto es controlado mediante un PC (Penthium II) a través de un módulo CAMAC, y los datos con las señales recogidas son leídos, por el mismo PC, desde un osciloscopio digital vía una tarjeta GPIB.

#### 2.2.5.1 Amplificación de la señal

Debido al alto nivel del ruido de fondo nocturno, los PMT deben trabajar en condiciones de baja ganancia. Por lo tanto, inmediatamente tras el PMT se sitúa un amplificador, y un segundo es situado al final del cable de transmisión de la señal hasta el armario de electrónica. Estos amplificadores proporcionan una ganancia no lineal, de manera que los pulsos más grandes son amplificados más intensamente que los pequeños.

Las características temporales de estos amplificadores, con un tiempo de elevación del orden de 1 ns y un corte de bajas frecuencias en 20 MHz permiten una transmisión de la señal de los pulsos Čerenkov sin pérdida de información temporal.

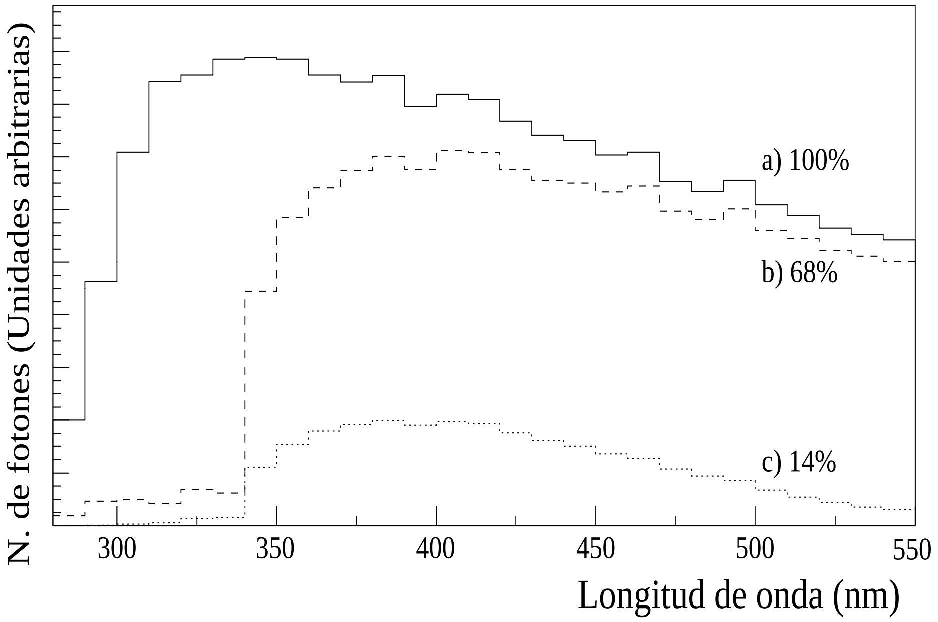


Figura 2.9: *Espectro de la luz Čerenkov. a) Espectro original de la luz Čerenkov que alcanza el nivel de observación. b) Espectro de la luz Čerenkov tras reflejarse en los helióstatos. c) Espectro tras el PMT. La fracción de fotones detectados del total de los incidentes en los helióstatos es de alrededor del 14%.*

Tras ser amplificada, la señal es distribuida mediante un divisor de corriente (ver figura 2.10) a la lógica de disparo y a la lectura analógica (a través del osciloscopio digital).

Se han utilizado dos sistemas para la calibración de la ganancia obtenida en esta etapa de la electrónica.

El primero consiste en un LED calibrado situado en la entrada exterior de cada cono de Winston. Estos LED emiten pulsos de luz (FWHM$\approx$ 6 ns) periódicamente a requerimiento del programa de toma de datos. Estos pulsos son recogidos por los PMT situados al final de los conos, y son grabados para posteriormente realizar la calibración.

Además de ser utilizados para comprobar si las condiciones de la electrónica se mantienen estables durante una noche, y a lo largo de diferentes noches, estos pulsos pueden ser utilizados para obtener la calibración absoluta de conversión de la amplitud de un pico en fotones a voltaje. La siguiente tabla muestra los resultados obtenidos con este método:

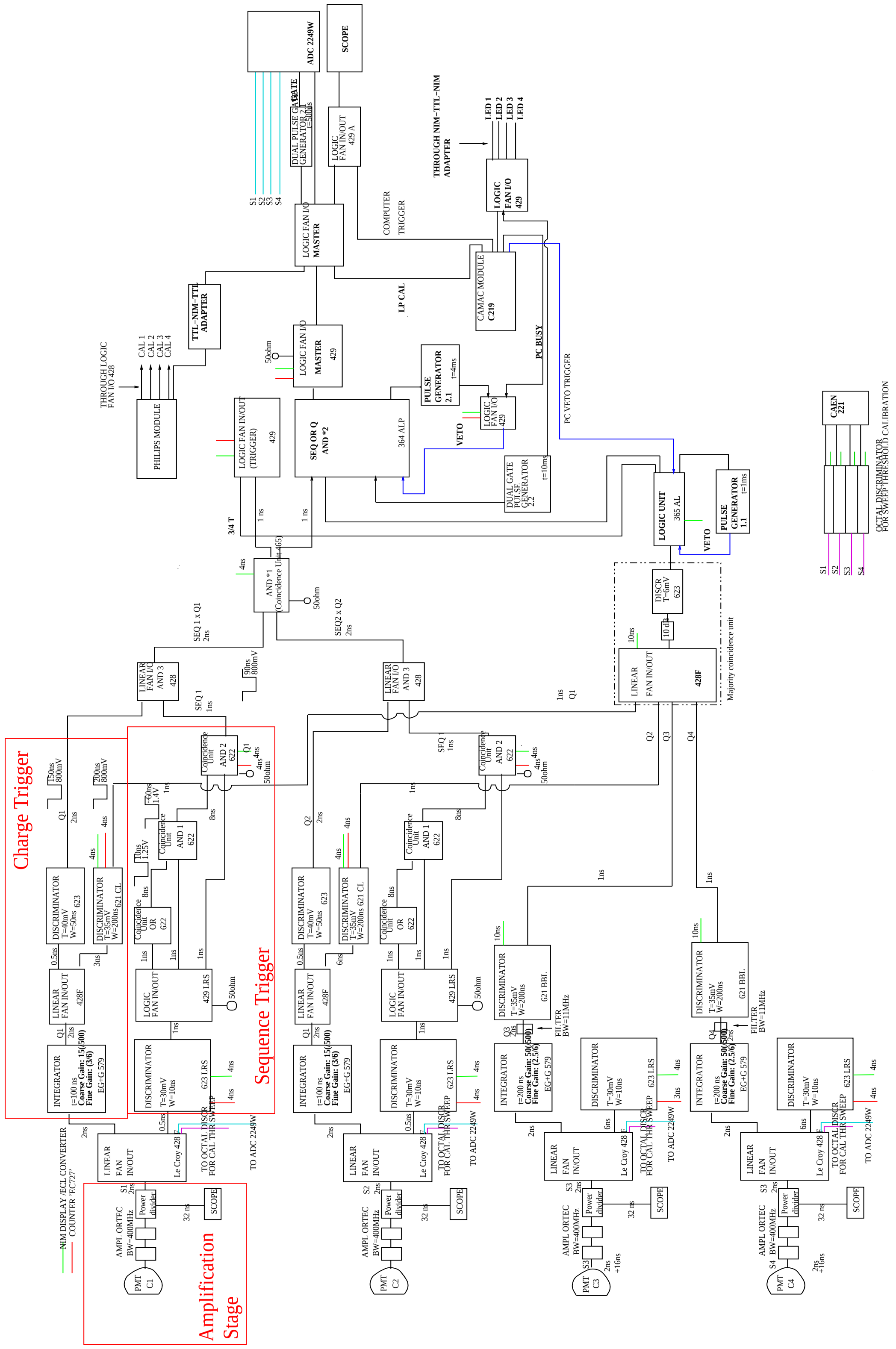


Figura 2.10: *Esquema de la electrónica empleada en GRAAL. Véase el texto para una descripción de los componentes.*

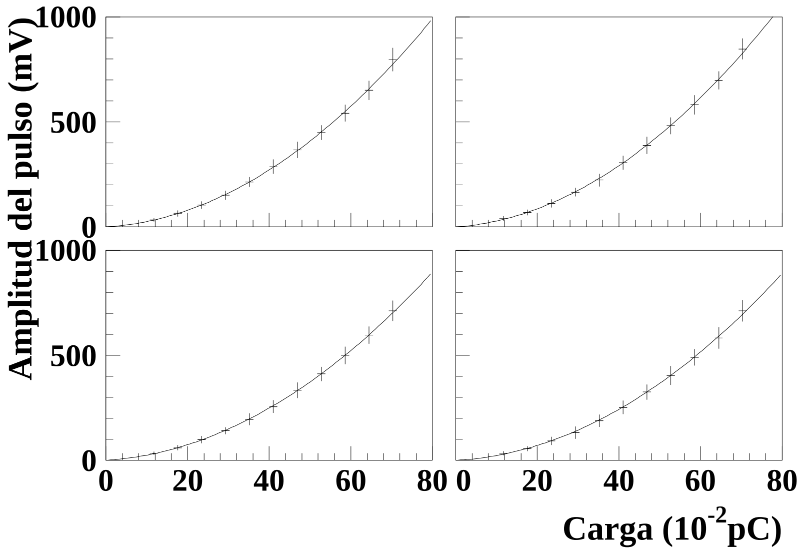


Figura 2.11: *Curva de ganancia no lineal obtenida a partir de las calibraciones realizadas con el generador de pulsos patrón. Se muestra el valor del voltaje máximo del pico en función de la carga introducida.*

| | Pulso LED (fotones) | Voltaje máximo (mV) |
|---|---|---|
| Cono 1 | 829 | 146±5 |
| Cono 2 | 690 | 167±5 |
| Cono 3 | 624 | 179±5 |
| Cono 4 | 581 | 103±4 |

Desafortunadamente, el uso de estos valores para obtener una calibración precisa de la electrónica es limitado. Además de la incertidumbre asociada a la medición de los valores del voltaje máximo de los picos, la eficiencia ha resultado ser altamente dependiente de la posición del LED en la entrada del cono. Por lo tanto existe una gran incertidumbre en el número de fotoelectrones que contribuyen al pulso medido. En todo caso, los valores aquí obtenidos pueden ser utilizados como buenos estimadores de la curva de ganancia, como veremos en §3.2.2, aunque no puedan ser utilizados directamente para la obtención de una calibración absoluta.

Un segundo sistema de calibración comprende la utilización de un generador de pulsos patrón (FWHM $\approx$7 ns) que son inyectados en la cadena

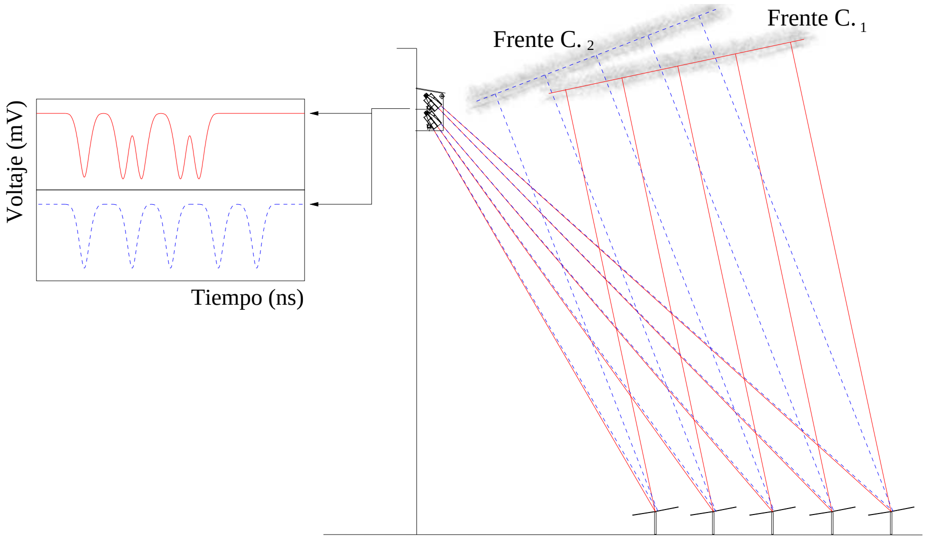


Figura 2.12: *Las diferentes distancias desde los helióstatos hasta los conos provocan un patrón de pulsos que depende exclusivamente de la distribución espacial de los helióstatos con respecto a las posiciones de los conos de Winston. El patrón detectado depende de la dirección de incidencia de la cascada, ya que los retrasos entre helióstatos dependen de ésta. Por lo tanto el patrón detectado es muy dependiente de los ángulos zenital y azimutal observados.*

electrónica inmediatamente después del PMT. La carga inyectada puede ser elegida por el usuario, y de esta forma es posible obtener la curva de ganancia no lineal de los amplificadores. Con este método se ha obtenido la curva mostrada en la figura 2.11, donde se representa el valor del voltaje máximo del pico medido en función de la carga inyectada. Esta curva puede ser caracterizada mediante un polinomio de segundo orden $V = A \cdot C^2 + B \cdot C$, donde $V$ es el voltaje de salida en mV, y $C$ el valor de la carga inyectada en pC. Los parámetros resultantes del ajuste dan lugar a los siguientes valores para cada cono:

| | Cono 1 | Cono 2 | Cono 3 | Cono 4 |
|---|---|---|---|---|
| $A\,(\mathrm{mV/pC^2})$ | 0.136±0.022 | 0.137±0.027 | 0.122±0.022 | 0.128±0.025 |
| $B\,(\mathrm{mV/pC})$ | 2.9±0.9 | 3.5±1.2 | 2.8±1.0 | 2.5±1.1 |

Las curvas de ganancia no lineal obtenidas es este apartado serán empleadas en la simulación de la electrónica (véase §3.2.2).

#### 2.2.5.2 La lógica de disparo

La lógica de disparo para determinar del momento en que se detecta un suceso compatible con la señal esperada de una cascada, viene determinada por

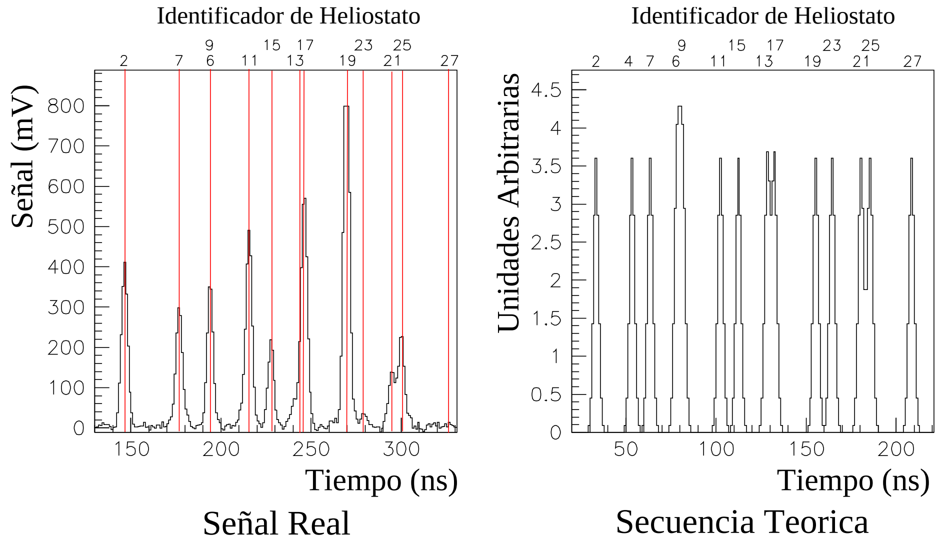


Figura 2.13: *En esta figura se muestra la estructura del tren de pulsos detectada en un cono, para una dirección de observación típica. La gráfica de la izquierda muestra la señal detectada, mientras que la figura de la derecha muestra las posiciones teóricas predichas para los pulsos provenientes de los diferentes helióstatos. A cada helióstato se le ha asignado un número de referencia.*

las características de las señales esperadas de los rayos $\gamma$. Para visualizarlo de una manera sencilla, podemos asimilar el frente Čerenkov, que tiene una forma ligeramente esférica (véase §4.3), a un frente plano moviéndose perpendicularmente a la dirección de observación. El tiempo de llegada de este frente a cada helióstato es diferente, al igual que el tiempo necesario para que el pulso de luz vaya desde cada helióstato a su cono, debido a las diferentes distancias helióstato–cono. Por lo tanto, en cada PMT, en vez de un único pulso al que contribuyen la luz reflejada por todos los helióstatos, la señal recibida se compone de muchos pulsos menores, cada uno proveniente de un helióstato, con tiempos de llegada ligeramente diferentes. Observamos, por lo tanto, un *tren de pulsos* con las señales separadas por intervalos del orden de unas decenas de nanosegundos. La estructura exacta de este tren de pulsos depende de la dirección observada, ya que las diferencias de tiempos entre helióstatos dependen de la dirección de llegada de la cascada (ver figura 2.12). La forma precisa del frente Čerenkov también modifica esta estructura, aunque este efecto puede considerarse de segundo orden. En todo caso, y debido a que los helióstatos están situados en un patrón regular, no es infrecuente que pulsos provenientes de varios helióstatos sean detectados en el fotomultiplicador a la vez, superponiéndose. En la figura 2.13 se muestra el tren de pulsos recogido en unos de los conos para una dirección de

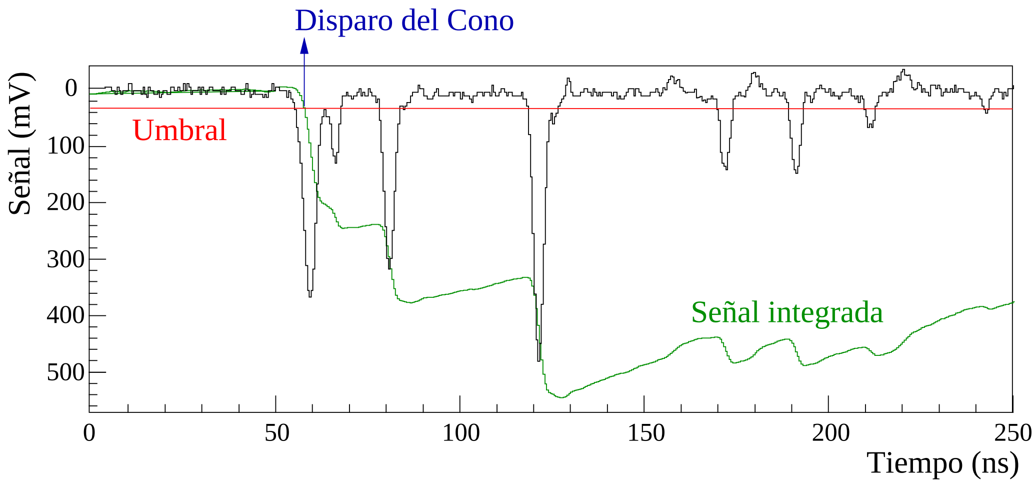


Figura 2.14: *En esta simulación de la lógica del* **trigger de carga** *se puede apreciar el funcionamiento del módulo integrador sobre la señal detectada. Cuando la señal integrada supera el umbral, se genera una señal de disparo para el cono.*

observación típica, junto con los tiempos teóricos de llegada de los diferentes helióstatos.

Es importante hacer notar que la estructura temporal detectada es específica de la dirección de llegada de la cascada. La precisión en el apuntado de los helióstatos puede influir en la cantidad de luz recogida, pero no modifica la estructura del tren de pulsos (a excepción de la posible ausencia de algún pulso). Este hecho permitirá la reconstrucción de la dirección de llegada a pesar de las posibles inexactitudes en el apuntado, como veremos en §5.2.5.

Teniendo en cuenta que de manera aproximada podemos considerar que todos los pulsos de una cascada llegan a los PMT en un intervalo de alrededor de 100 ns (200 ns) en los conos 1–2 (3–4), se ha diseñado un sistema de disparo muy sencillo en el cual se integra la carga total de la señal, con una constante temporal del orden de la longitud del tren de pulsos esperado. A este sistema de disparo lo denominamos **trigger de carga** o, de manera abreviada, **Q-trigger**. Es esperable que mientras que la señal integrada del fondo de la noche debe fluctuar levemente alrededor del valor cero, en el caso de que una cascada llegue al detector, se debería producir una fluctuación suficientemente grande como para ser detectada.

El esquema electrónico para este sistema de disparo es bastante simple, como puede apreciarse en la figura 2.10. La señal recogida por cada cono pasa

| Parámetros de la señal | | | Cono 1 | Cono 2 | Cono 3 | Cono 4 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Señal de entrada | Máximo | mV | 250 | 290 | 260 | 250 |
| | Tiempo de subida | ns | 6 | 6 | 6 | 6 |
| | Tiempo de caída | ns | 12 | 12 | 12 | 12 |
| | FWHM | ns | 7 | 7 | 7 | 7 |
| Señal de salida | Máximo | mV | 145 | 160 | 260 | 260 |
| | Tiempo de subida | ns | 24 | 24 | 75 | 75 |
| | Tiempo de caída | ns | 580 | 580 | 750 | 750 |
| | FWHM | ns | 98 | 98 | 160 | 160 |
| | Caída en $1/e$ | ns | 104 | 104 | 200 | 200 |

Tabla 2.1: *Parámetros de la calibración del módulo integrador para el* trigger de carga.

por un módulo integrador (modelo EG+G 579), que no es otra cosa que un amplificador con una constante temporal de 100 ns (200 ns) para los conos 1–2 (3–4). La señal de salida de este módulo pasa a través de un discriminador con un umbral de 35 mV (ver figura 2.14), el cual, en caso de superarse el umbral, genera una señal de 200 ns, que se prueba en coincidencia con la señal proveniente del resto de los conos. Para generara un suceso total, se requiere que coincidan tres de las cuatro señales de coincidencia.

Se ha medido la respuesta del módulo integrador al paso de un pulso rápido en los cuatro conos. En la tabla 2.1 se muestran los resultados obtenidos.

Además de este sencillo sistema de disparo, se ha instalado también otro sistema algo más complejo que hace uso de la estructura temporal de la señal. Un sistema ideal basado es este principio debería requerir la existencia de pulsos en las posiciones exactas de la secuencia temporal donde se espera que lleguen señales de los helióstatos. Desafortunadamente este sistema sería extremadamente difícil de llevar a la práctica, ya que la secuencia esperada depende de la dirección observada, y además, frecuentemente una fracción apreciable de los picos no aparece en la señal (es decir, la cantidad de luz proveniente de los helióstatos no es capaz de generar una señal más intensa que las fluctuaciones típicas del LONS). De modo más sencillo, y teniendo en cuenta que el tren de pulsos presenta un patrón recursivo, debido a la estructura espacial de los helióstatos, con picos situados a intervalos de 15–35 ns para la mayor parte de las direcciones observadas, podemos pensar en un sistema recursivo de disparo que busque pulsos en ciertas regiones de la traza temporal, donde la probabilidad de encontrar un pulso de una cascada

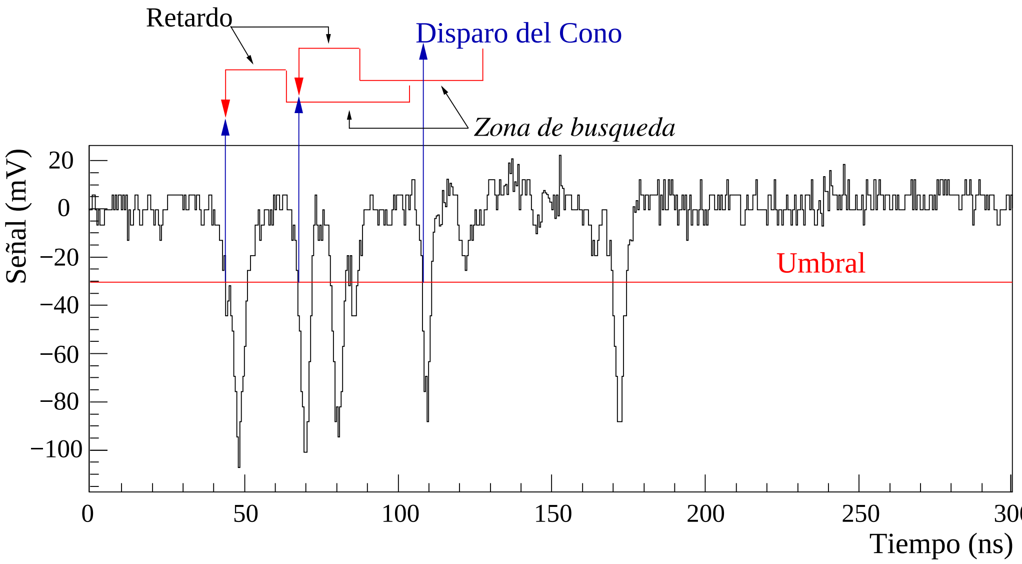


Figura 2.15: *En este esquema se puede apreciar la lógica del* **trigger secuencial**. *La traza temporal es analizada a la búsqueda de pulsos dentro de intervalos regulares. En caso de encontrar 3 picos que cumplan las condiciones requeridas, se genera un disparo para el cono. En la actualidad el valor de los retardos está fijado en 20 ns y el tiempo de búsqueda es de 40 ns.*

sea mayor. Como el patrón preciso depende de las coordenadas altazimutales de la fuente observada, y éstas varían con el tiempo, un sistema de disparo específico para cada dirección haría necesaria la utilización de una electrónica muy complicada, con retardos electrónicos que dependen de las coordenadas de la fuente observada. Por este motivo se decidió una aproximación más simple al problema, en la cual se utiliza un *patrón medio* para las direcciones observadas habitualmente, fijando de esta forma los retardos y las longitudes entre las zonas de búsqueda de señales (a las que denominamos *ventanas* de búsqueda). El resultado de este esquema es lo que denominados **trigger secuencial**, que se esquematiza en la figura 2.15. La traza temporal es analizada por un discriminador buscando pulsos mayores de 30 mV. Una vez encontrado uno de estos pulsos (el primer pico), tras un retardo de 20 ns, de nuevo se busca en la traza otro pico con las mismas características durante 40 ns. Si dentro de este período de 40 ns, se recibe una señal mayor de 30 mV (segundo pico), se repite el procedimiento. Tras un retardo de 20 ns se busca durante 40 ns, buscando un tercer pulso mayor de 30 mV. Si este tercer pico es detectado, se genera una señal de coincidencia de 100 ns de duración para coincidencia con el resto de los conos.

Debido a su complejidad este sistema es aplicado tan solo a los conos 1 y

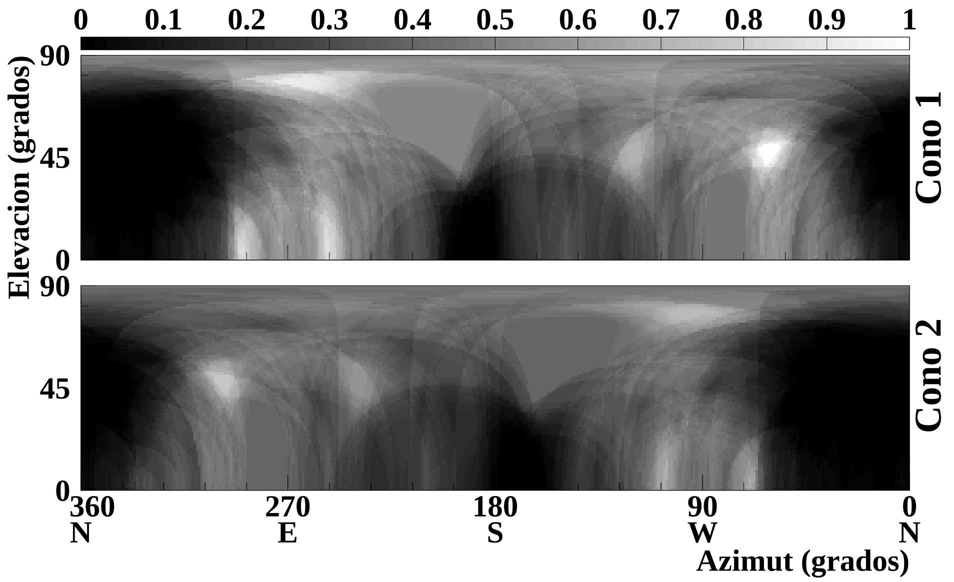


Figura 2.16: *Número, normalizado al máximo, de posibles secuencias de disparo (ver texto), en función del azimut y zenit de la fuente observada.*

2, mientras que los conos 3 y 4 funcionan únicamente con el *trigger de carga*. Por lo tanto, en este segundo sistema, para generar un suceso total, tan solo se requiere que las señales de los conos 1 y 2 coincidan dentro de una ventana de 100 ns.

#### 2.2.5.3 Limitaciones del sistema de disparo

Incluso tras corregir por las diferentes eficiencias de recolección de luz por parte de cada helióstato, debido a la diferente configuración geométrica para cada dirección observada, la eficiencia del sistema de disparo depende de la dirección de llegada de las cascadas a causa de la estructura temporal de la traza. Esto es especialmente cierto en el caso del *trigger secuencial* que se aplica a los conos 1 y 2, que depende en gran manera de la estructura del tren de pulsos.

Para ciertas direcciones, el patrón recogido puede favorecer el cumplimiento de la condición de disparo, mientras que para otras direcciones puede suceder que sea imposible cumplirlo. En la figura 2.16 se muestra el número de secuencias posibles (normalizado al máximo) que cumplen la condición requerida por el *trigger secuencial*, en función del azimut y la elevación de la fuente. Para cada dirección se generó la traza teórica provocada por una cascada incidente en esa dirección, y se calculó el número de posibles secuencias que se podían formar sobre ese patrón, dadas las condiciones anteriormente expuestas del *trigger* secuencial. Normalizando el número obtenido al máximo absoluto para todas las direcciones, podemos generar una imagen del cielo señalando las zonas donde la probabilidad de tener una secuencia válida es mayor o menor, dependiendo exclusivamente de la estructura temporal de la traza y de la condición de disparo. Se puede apreciar que la observación hacia direcciones situadas en la región norte de cielo, a elevaciones menores de 80 grados, será casi imposible con el actual *trigger secuencial*, ya que el número de posibles secuencias es muy bajo (existen direcciones para las que es del todo imposible cumplir la condición de disparo). Lo mismo es cierto para observaciones hacia el cuadrante sur del cielo, a elevaciones muy bajas. Por otra parte, existen ciertas direcciones de observación para las cuales existe un gran número de posibles secuencias. La observación de rayos cósmicos provenientes de estas direcciones producirá ritmos de detección más altos que en el resto de las direcciones, y por lo tanto se tendrá una mayor sensibilidad en estas direcciones. Por lo tanto, debemos concluir que la eficiencia del *trigger secuencial* depende en gran manera de la dirección observada.

Un gráfico similar al anterior puede generarse para el *trigger de carga*. En este caso la condición de trigger busca fluctuaciones que se producen a lo largo de una constante temporal bastante grande. Como es evidente se producirá un máximo en la eficiencia cuando la longitud del tren de pulsos generado por una cascada sea similar a la constante de integración. En la figura 2.17 se muestra la longitud del tren de pulsos en función de la dirección observada, calculado de manera teórica, donde se ha señalado la línea de contorno correspondiente a una longitud del tren de pulsos similar a la constante de integración utilizada. Se puede apreciar que en la observación hacia direcciones situadas al norte, todos los pulsos tienden a agruparse, llegando a acumularse en un único pico para ciertas direcciones. Para direcciones de observación hacia el sur y a bajas elevaciones, el tren de pulsos tiende a hacerse más largo. En ambos casos la eficiencia del sistema de disparo se ve reducida. En general podemos afirmar que el tiempo de integración de la carga escogida es óptimo para la observación a grandes elevaciones.

Debido a la gran dependencia del *trigger de secuencia* con la dirección observada se decidió que sería utilizado únicamente como un sistema secundario, pasando a ser el *trigger de carga* el utilizado en la práctica.

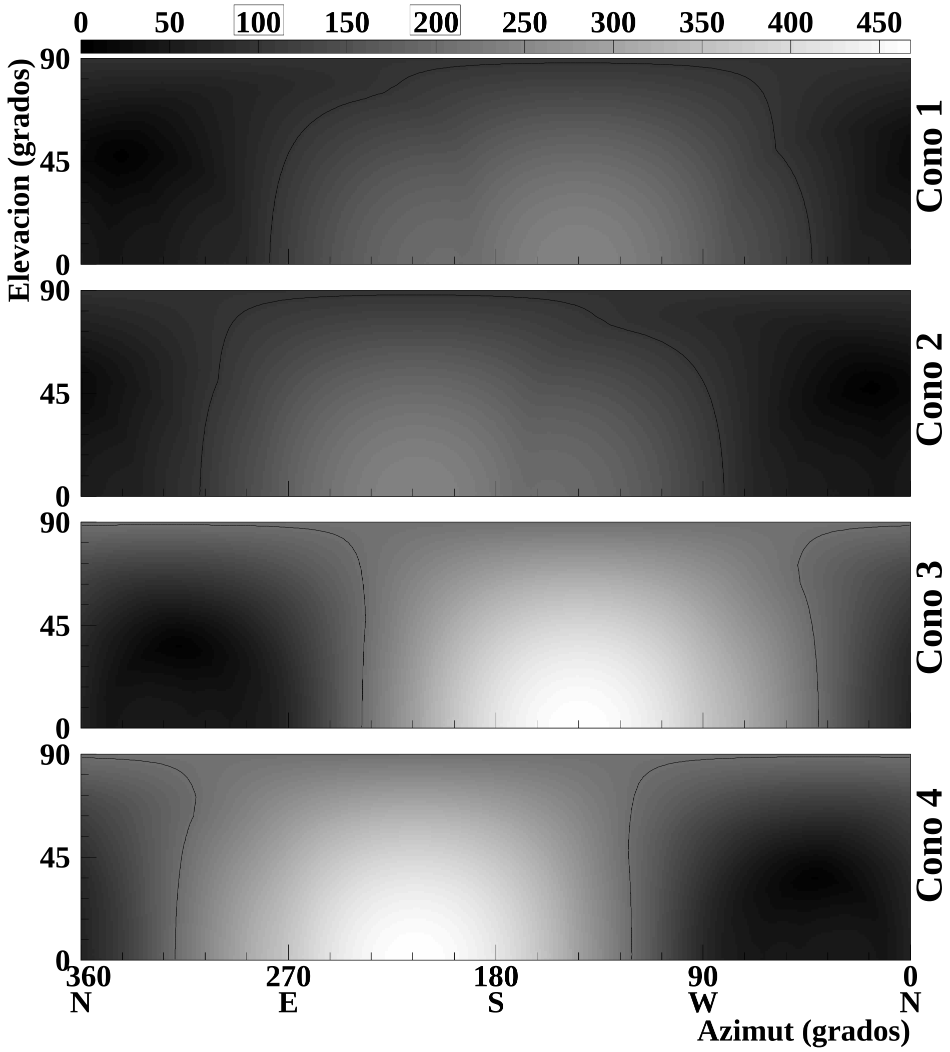


Figura 2.17: *La escala de colores indica la longitud teórica del tren de pulsos (en ns) detectada en los conos de Winston, en función del azimut y la elevación del rayo cósmico incidente. La linea entera en cada gráfica indica la línea de contorno correspondiente a 100 ns (200 ns), que coincide aproximadamente a la constante de integración empleada en los conos 1 y 2 (3 y 4).*

#### 2.2.5.4 Toma de datos

Como ya se ha mencionado en §2.2.5.1, tras la última etapa de amplificación, la señal es dividida en dos ramas, una de las cuales dirige la señal a la adquisición de datos.

Con el fin de aprovechar la electrónica rápida utilizada en la transmisión de la señal, el registro de las cuatro trazas se realiza con un único osciloscopio digital (modelo LeCroy 564A), con un ancho de banda de 1 GHz y un tamaño de canal de 0.5 ns. De esta forma nos aseguramos de que la anchura típica (FWHM) de los pulsos detectados (típicamente 3.5 ns) se debe exclusivamente a las propiedades de las cascadas, a los efectos de la óptica y a las propiedades de los PMT, y no a efectos de la transmisión y registro de la señal.

El osciloscopio se lee a través de un interfaz GPIB en un módulo CAMAC a un PC (Penthium II). Para cada cono se registra una traza de 1 $\mu$s de longitud, con una resolución de 0.5 ns por canal, y 1 byte por canal, por lo que cada suceso ocupa del orden de 8 Kbytes. El ritmo de transferencia máximo posible es esta configuración es de 130 trazas por segundo. Por lo tanto, para un ritmo de disparo total de 5 Hz (límite superior en la actual configuración del experimento) el tiempo muerto supone unas pérdidas del 15%. Debido al uso de tan solo un byte por canal, la resolución se limita a 256 niveles, limitando la medida de la amplitud de picos intensos a un valor máximo de 1.6 V, a partir del cual la traza se satura. En el futuro se planea la utilización de un segundo osciloscopio con el que se registrarían estas trazas intensas. En la figura 2.18 se muestra un ejemplo de las trazas recogidas para un suceso real.

Por último, los datos transferidos al PC son almacenados en el disco duro del ordenador, para su posterior transferencia a cinta magnética. No sólo se almacenan los valores de las trazas, sino que junto al suceso se guardan un gran número de parámetros proporcionados por la electrónica: los valores de los altos voltajes aplicados a los PMT; las corrientes de fondo medidas en cada canal; el ritmo de disparo individual en cada canal; variables atmosféricas, en forma de humedad relativa, velocidad del viento y presión atmosférica; y también datos sobre el programa de control de helióstatos, que almacena datos sobre el movimiento de éstos a lo largo de la noche.

### 2.2.6 Operación remota de GRAAL

Una de las características fundamentales del montaje experimental de GRAAL es la posibilidad de controlar la toma de datos de forma remota. Esto permite realizar las observaciones desde Madrid o desde Munich, localización

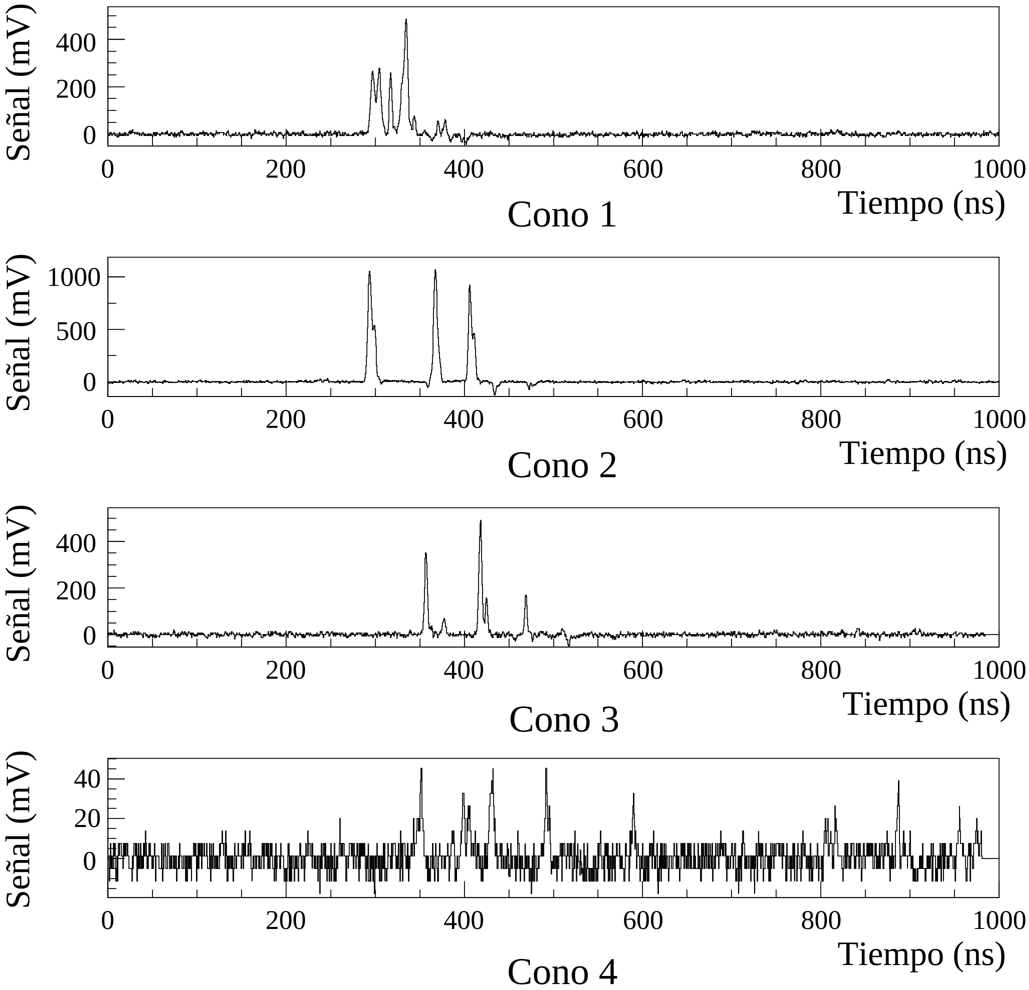


Figura 2.18: *Cuando las señales recogidas en los PMT generan una señal de disparo, las trazas son almacenadas en disco. En estas figuras se muestran las trazas típicas generadas por una cascada provocada por un rayo cósmico en los cuatro conos, dadas por la intensidad de voltaje recogida en función del tiempo (nótense las diferentes escalas).*

de los dos principales centros involucrados en la colaboración, sin la necesidad de constantes desplazamientos a la PSA. Esto significa a la larga una reducción significativa en el presupuesto de desplazamientos, y permite a la persona encargada del turno de observación permanecer en contacto con sus obligaciones habituales. No obstante, algunos desplazamientos a la PSA son necesarios para reemplazar piezas o efectuar pruebas, pero el número total de viajes se ve drásticamente reducido gracias a esta posibilidad.

Todas las partes que componen el montaje experimental han sido diseñadas con el objetivo de que puedan ser controladas de manera remota a través de Internet con un ordenador:

**Control de los helióstatos** Como ya hemos mencionado, el programa de control de los helióstatos puede funcionar en un modo en el que las diferentes instrucciones que deben ser ejecutadas a lo largo de la noche pueden ser previamente introducidas en un fichero. Por lo tanto durante una noche habitual de observación, una vez que el programa ha sido arrancado, no se necesita actuar sobre él. Por supuesto es posible controlar el estado del programa y los helióstatos en todo momento, para lo cual es posible exportar la pantalla con la información desde el ordenador de control de los helióstatos hasta el ordenador en que se encuentre trabajando la persona que se encarga del turno (sea cual sea su localización). Asimismo, cada tres segundos el programa de control escribe en un fichero de salida las posiciones de los helióstatos, con el fin de comprobarlas posteriormente, durante el análisis de datos, y poder conocer en todo momento la actuación de cada helióstato. Además, el operador de noche, que permanece toda la noche en la PSA, tiene instrucciones para comprobar regularmente el buen funcionamiento del programa.

En caso de fallo del sistema de control las consecuencias nunca serían muy graves (aparte de la pérdida de tiempo de observación), ya que los helióstatos poseen un sistema de seguridad local que los manda a posición de *reposo* (con los espejos mirando al suelo) en caso de que no les lleguen instrucciones. En caso de caída del fluido eléctrico, un generador auxiliar arranca de manera automática con el fin de proporcionar la energía necesaria para enviarlos a la posición de reposo.

**La caseta** La caseta donde están instalados los conos de Winston está permanentemente cerrada durante el día, pudiéndose abrir la puerta que la cierra de manera remota durante la noche. La puerta que cierra la caseta está conectada a través de un módulo CAMAC en la electrónica con el PC de adquisición de datos. Mediante el uso de los comandos adecuados en el PC, es posible abrir y cerrar la puerta.

Para asegurar el correcto funcionamiento de la puerta existen diversos sistemas de seguridad. Un sensor fotoeléctrico, instalado en el interior de la caseta, vigila un exceso de luminosidad que pudiera dañar los PMT, de manera que en caso de una luminosidad excesiva la puerta es cerrada automáticamente. Asimismo se ha instalado una cámara infrarroja en el interior de la caseta, de manera que es posible comprobar en cualquier momento el estado de la puerta.

En caso de fallo de la línea eléctrica se han instalado dos sistemas de potencia ininterrumpida (UPS) y un generador. En caso de caída de tensión, la electrónica, protegida por una UPS, la detecta e inmediatamente envía una señal de arranque del generador, con el cual es posible cerrar la puerta.

**La electrónica** El conjunto de la electrónica es controlado desde el PC a través de electrónica CAMAC. Al comienzo de la toma de datos, el programa de adquisición se encarga de ajustar las tensiones de alimentación de los fotomultiplicadores a los valores preseleccionados. Algunos de estos valores pueden ser modificados de manera automática, a las horas deseadas, según las instrucciones contenidas en un fichero de entrada. Una cámara web, situada en el interior de la torre, monitoriza de manera continua el armario de la electrónica, de manera que es posible visualizar en cualquier momento la existencia de algún problema.

Como medida de seguridad adicional, la electrónica se encarga de monitorizar de manera continua las corrientes de salida de los PMT, y en caso de luminosidad excesiva se provoca un corte momentáneo del voltaje (10 segundos), con el fin de prevenir posibles daños a los PMT. En caso de que el problema persista se cierra automáticamente la puerta de la caseta.

**Condiciones meteorológicas** Es muy importante conocer en todo momento la información sobre las variables atmosféricas, especialmente cuando la toma de datos se hace de manera remota. Para ayudar en esta tarea contamos con el operador de la PSA que permanece durante toda la noche en el lugar, y que tienen instrucciones para informar sobre las condiciones meteorológicas a ciertas horas de la noche, y que puede ser consultado en cualquier momento, en especial sobre formaciones de nubes, lluvia o vaho en los espejos. También es posible consultar la información contenida en las imágenes recogidas por el satélite Meteosat. Por último, se ha instalado en la caseta de GRAAL una pequeña estación meteorológica, con aparatos para la medición de la velocidad del viento, humedad relativa y presión atmosférica. Estos valores son leídos a través de la electrónica hasta el PC, donde son almacenados por el programa de adquisición de datos. Los valores son monitorizados de forma continua por el mismo programa, de manera que en caso de que las variables excedan los límites de seguridad se envía una señal para el cierre de la puerta de la caseta, y proteger así el experimento.

**Sistemas de seguridad** Como ya hemos mencionado, cada uno de los componentes del experimento está dotado de un sistema de seguridad para evitar un daño permanente al experimento.

De hecho, con el sistema de toma de datos actual, las operaciones a realizar durante una noche normal de observación son bastante sencillas. Tras arrancar los programas de control de helióstatos y de adquisición de datos, la toma de datos continúa de manera automática hasta el fin de la noche, momento en el cual los helióstatos vuelven a la posición de reposo, la electrónica se apaga y la puerta de la caseta es cerrada de manera totalmente automática.

Además, durante la toma de datos el programa de adquisición, monitoriza de manera continua los diferentes parámetros que indican el estado del experimento (variables atmosféricas, exceso de luz, ritmos de disparo anormales, caídas de tensión … ) y en caso de problemas, no solamente cierra la puerta de la caseta, protegiendo así el experimento, sino que informa del error a la persona que se encuentra haciendo el turno, mediante una llamada de teléfono. Esta llamada también se realiza en caso de que la conexión de Internet entre el lugar donde se encuentra la persona que realiza el turno y la PSA se haya caído. Para resolver esta última situación, se han instalado dos módem en los ordenadores del experimento en la PSA. Como último recurso, el operador de la PSA tiene instrucciones detalladas sobre la manera de cerrar la puerta de la caseta mediante un mando a distancia, con lo que el experimento queda protegido.

# Capítulo 3

# La simulación del detector

Con el fin de predecir el comportamiento del telescopio GRAAL y desarrollar métodos de análisis para los datos recogidos, se ha realizado una simulación detallada tanto del desarrollo de las cascadas atmosféricas como del dispositivo experimental.

En primer lugar se ha simulado la señal Čerenkov producida en el nivel de observación por una cascada atmosférica generada por un rayo cósmico. Este proceso se realiza mediante el programa CORSIKA (§3.1), una serie de subrutinas donde se simulan los procesos que tienen lugar en el desarrollo de las cascadas atmosféricas y el transporte hasta el nivel de observación de las partículas generadas. Los fotones Čerenkov así generados son transportados, mediante una simulación detallada de la óptica y la electrónica (§3.2), hasta la obtención de la señal esperada en el osciloscopio digital.

Algunos de los parámetros necesarios en la simulación no son conocidos con la precisión requerida, de modo que su valor ha sido afinado de manera indirecta, ajustando los resultados de la simulación a las medidas experimentales. Los principales valores que deben ser reproducidos por la simulación son el ritmo accidental del *trigger secuencial*, la curva de ritmo de disparos individuales en función del umbral, y el ritmo de detección de rayos cósmicos.

## 3.1 Simulación del desarrollo de la cascada

El programa que hemos utilizado para la simulación del desarrollo de las cascadas atmosféricas extensas es el código CORSIKA (*COsmic Ray SImulation for KAskade*), versión 5.20 [54], que realiza una simulación mediante el método de Monte Carlo.

Como primario se pueden utilizar una gran variedad de partículas ($\gamma$, protones, ... ) con energías hasta $10^{17}$eV. La versión empleada incluye la

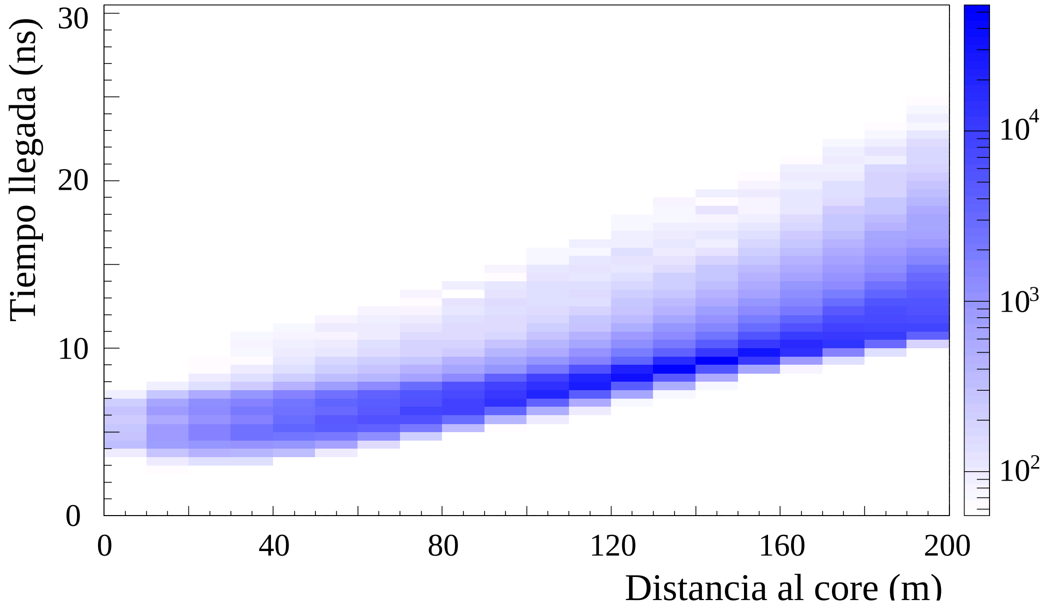


Figura 3.1: *Simulación del frente de luz Čerenkov generado por un rayo $\gamma$ de 200 GeV incidiendo con un ángulo zenital de 20 grados. Se muestran los valores de los tiempos de llegada al nivel de observación (origen de tiempos arbitrario) frente a la distancia al* core. *La intensidad de color indica el número de fotones. Nótese la escala logarítmica. La anchura del pulso es del orden de 2.8 ns.*

simulación de 14 partículas elementales ($\gamma$, $e^{\pm}$, $\pi^0$, $\pi^{\pm}$, $K^0_{S/L}$, $K^{\pm}$, $p$, $n$, $\overline{p}$ y $\overline{n}$) junto con núcleos atómicos de masa atómica inferior a 57. Partículas con vidas muy cortas, como mesones $\eta$ y $\rho$, e hiperones como $\Lambda$ y $\Sigma$ no aparecen explícitamente, sino que son inmediatamente sustituidas por sus productos de desintegración. Del mismo modo, los $\pi^0$ son sustituidos por los dos fotones en que se desintegran, no teniendo en cuenta, debido a su baja probabilidad, la desintegración $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. Los muones son transportados sin colisiones nucleares, aunque la desintegración $\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\overline{\nu}_e) + \nu_\mu(\overline{\nu}_\mu)$ y la dispersión múltiple de Coulomb sí son tenidas en cuenta. Se considera que los neutrones son estables, debido a su larga vida media. Asimismo, todas las partículas cargadas sufren una pérdida de energía por ionización, y su trayectoria se ve modificada debido a la interacción con el campo magnético de la Tierra.

El modelo considerado para la descripción de las interacciones depende de la energía de la partícula. Para energías en el sistema centro de masas superiores a 10 GeV se emplea una rutina basada en el modelo de Capdevielle [55], inspirado en el modelo dual de partones [56]. Para energías menores se utiliza el modelo Isobar [57].

En las interacciones electromagnéticas se emplea el código EGS4 [58]. En la versión empleada de este código los fotones pueden ser simulados para energías superiores a 1 KeV, mientras que los electrones y positrones son simulados para energías superiores a 10 KeV. Los procesos físicos considerados incluyen: producción de pares $e^{\pm}$ por parte de los rayos $\gamma$; dispersión Compton de fotones; efecto fotoeléctrico; dispersión coherente Rayleigh; radiación de *bremsstrahlung* por parte de $e^{\pm}$; pérdida continua de energía por $e^{\pm}$, tal y como es descrita a través de la fórmula de Bethe-Block; dispersión Møller ($e^+e^-$) y Bhabba ($e^+e^-$); dispersión múltiple de Molière por $e^{\pm}$, causada por colisiones inelásticas con núcleos atómicos; aniquilación positrón–electrón.

El transporte de los fotones en la atmósfera entre dos interacciones consecutivas puede realizarse sin problemas, ya que su sección eficaz de interacción es muy pequeña. Pero para los $e^{\pm}$ resulta imposible simular todas las interacciones, debido a la gran sección eficaz. Por lo tanto sólo se simulan de manera discreta los procesos de *bremsstrahlung* y la dispersión Møller. El resto de las colisiones inelásticas con pérdida de energía, y las dispersiones nucleares, son simuladas con una pérdida continua de energía y un cambio global en la trayectoria del $e^{\pm}$.

La atmósfera ha sido parametrizada siguiendo el modelo de Linsley [59], basado en la atmósfera estándar americana, con algunas modificaciones realizadas para mejorar el modelo de aerosoles [60]. Siguiendo este modelo la atmósfera es dividida en cinco partes. En las cuatro primeras la densidad varía de forma exponencial con la altura, y en la quinta la dependencia es lineal. El límite superior de la atmósfera es 112.8 Km, y por encima de esta altura se considera que la densidad es cero. La absorción atmosférica se tiene en cuenta en forma de absorción por el ozono, dispersión Rayleigh y dispersión por aerosoles [60].

La salida generada por el programa es un fichero que contiene para cada partícula que alcanza el nivel de observación el tipo de partícula, su energía, altura de generación, longitud de onda, punto de impacto, dirección y tiempo de llegada.

En la figura 3.2, se muestran dos ejemplos del desarrollo de cascadas atmosféricas, una cascada iniciada por un $\gamma$ de 100 GeV y otra iniciada por un protón de 300 GeV. Se muestran tanto las trayectorias de las partículas con suficiente energía como para inducir la emisión de luz Čerenkov, como la distribución de luz recogida a nivel del mar. Las diferencias entre ambos tipos de cascadas son evidentes. Mientras que en las cascadas puramente electromagnéticas se conserva la dirección general de la partícula primaria, en las cascadas iniciadas por protones, en la primera interacción se produce

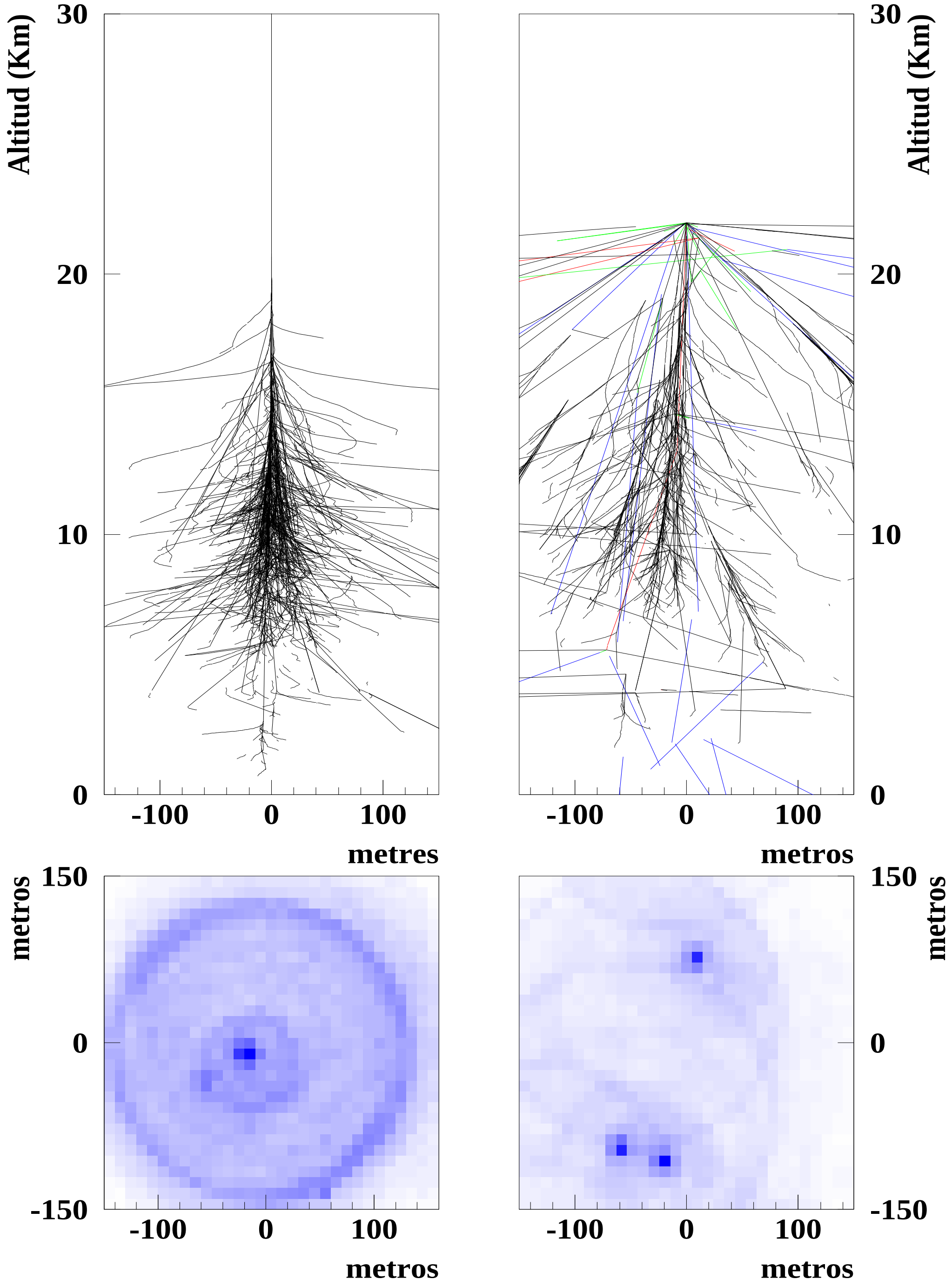


Figura 3.2: *Simulación de dos cascadas con incidencia vertical, generadas por un $\gamma$ de 100 GeV (izda.) y un protón de 300 GeV (dcha.) Las gráficas superiores muestran las trayectorias seguidas por las partículas con suficiente energía para inducir la generación de luz Čerenkov(negro:$e^{\pm}$; rojo:hadrones; verde:$\pi$). Las gráficas inferiores muestran la distribución de la luz Čerenkov en el suelo, al nivel del mar.*

una fragmentación de la cascada, lo que origina una serie de subcascadas. En este último caso la dirección general de la partícula original no se conserva tan bien en el desarrollo de la cascada. Estas diferencias en el desarrollo provocan una diferenciación de la estructura de luz Čerenkov recogida en tierra. La cascada generada por un $\gamma$ produce una estructura con una alta simetría radial alrededor del *core** (muy similar al patrón teórico esperado del modelo simplista mostrado en la figura 1.11), mientras que la cascada iniciada por un protón muestra una serie de manchas dispersas por todo el nivel de observación, sin simetría aparente.

## 3.2 Simulación del detector

La simulación del desarrollo de la cascada descrita en la sección anterior nos proporciona la información necesaria sobre la luz Čerenkov generada. De la información proporcionada por el programa CORSIKA para cada fotón Čerenkov que alcanza el nivel de observación, únicamente la posición de llegada, la dirección de incidencia, el tiempo de llegada y la longitud de onda son necesarias en la simulación del detector.

La simulación del experimento se subdivide en tres partes principales: la simulación de la componente óptica, la electrónica de amplificación y transmisión de señal, y el sistema de disparo.

### 3.2.1 La óptica

El sistema óptico comprende el campo de helióstatos CESA-1, los conos de Winston y el fotocátodo de los tubos fotomultiplicadores. El programa de simulación realiza un trazado de rayos de los fotones Čerenkov generados por el programa CORSIKA, calculando la reflexión en los helióstatos, comprueba si son recogidos por alguno de los conos de Winston, y verifica las pérdidas debidas a la reflectividad y a la eficiencia cuántica del fotocátodo.

La superficie de cada **helióstato** es aproximada por un único espejo esférico dividido en dos secciones cuadrangulares de $20.25\,\mathrm{m}^2$ cada una. La longitud focal de este espejo es la de las facetas del helióstato que se está simulando. Por lo tanto la función que describe la superficie es:

$$x^2 + y^2 + (z - R)^2 - R^2 = 0$$

*Punto en el que la prolongación de la trayectoria del rayo cósmico corta el plano de observación.

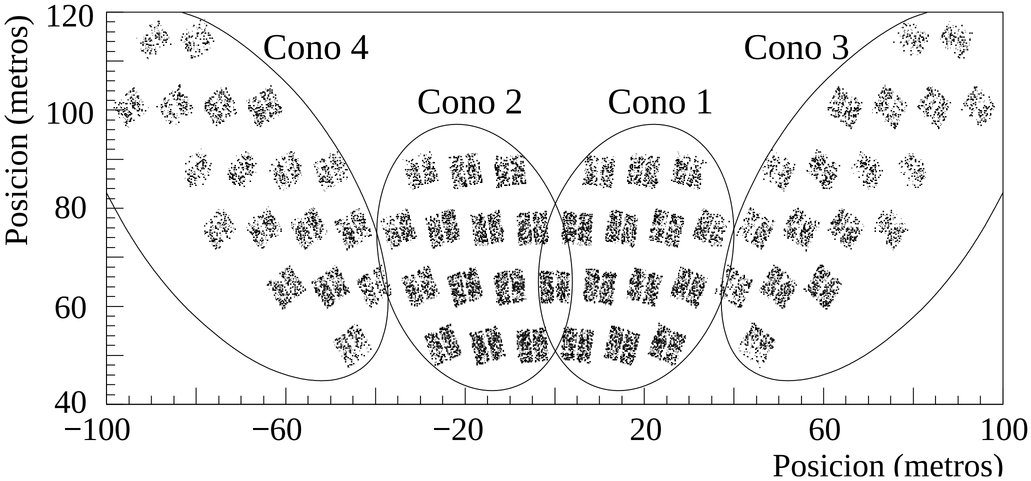


Figura 3.3: *Simulación Monte Carlo del campo de helióstatos, tal y como son vistos por los cuatro conos. La intensidad de color es proporcional a la eficiencia de detección para cada posición.*

donde $R$ es el radio de la esfera, cuyo valor es dos veces la focal de las facetas del helióstato simulado.

Para cada fotón Čerenkov que impacta en el helióstato se calcula la posición donde se produce la reflexión $(x_0,\ y_0,\ z_0)$. La reflexión se realiza a partir del plano normal a ese punto en el sistema de referencia del helióstato ($z$ coincide con el eje óptico del helióstato):

$$\hat{n} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}} \left[ \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\ \hat{\imath},\ \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\ \hat{\jmath},\ \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\ \hat{k} \right]\Bigg|_{(x_0,y_0,z_0)}$$

$$\hat{n} = \frac{1}{R}[x_0 \cdot \hat{\imath}, y_0 \cdot \hat{\jmath}, (z_0 - R) \cdot \hat{k}]$$

Las imperfecciones del espejo son simuladas mediante la generación de errores aleatorios en el punto en que se produce la reflexión, y en su derivada. Esto se realiza para cada reflexión, de manera que no existe una superficie *imperfecta* precalculada, sino que ésta está siendo calculada para cada reflexión. El error en el punto de reflexión se introduce únicamente en el eje $z$:

$$z_1 = z_0 + \delta z$$

donde $z_1$ es la nueva coordenada y $\delta z$ es un número aleatorio generado con probabilidad gausiana de media cero y $\sigma$ igual a $\lambda$.

Los errores en las derivadas se trasladan al plano normal de la reflexión, de manera que:

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial f}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial f}{\partial x} + \delta\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right) &= \frac{\partial f}{\partial x} + \delta\left(\frac{\partial f}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial x}\right) = 2(x+z-R) \cdot \delta\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right) \\
\frac{\partial f}{\partial y} \rightarrow \frac{\partial f}{\partial y} + \delta\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right) &= \frac{\partial f}{\partial y} + \delta\left(\frac{\partial f}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial y}\right) = 2(y+z-R) \cdot \delta\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right) \\
\delta\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right) &= \frac{\delta z_x}{(a+b)/2} \\
\delta\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right) &= \frac{\delta z_y}{(a+b)/2}
\end{aligned}
$$

evaluado en $(x_0,\, y_0,\, z_1)$, y donde $a$ y $b$ son las dimensiones de las dos secciones cuadrangulares que constituyen el helióstato, y $\delta z_x$, $\delta z_y$ son errores aleatorios generados con probabilidades gausianas, de media cero y desviación típica $\sigma_x$ y $\sigma_y$ respectivamente, tales que:

$$|\sigma_x^2 + \sigma_y^2| \leq \lambda^2$$

El parámetro $\lambda$ depende de la precisión en la forma de los helióstatos reales con respecto a la forma teórica, y fue determinado por comparación entre las imágenes simuladas del Sol en la torre y las dimensiones de la imagen real. En la figura 3.4 puede verse un ejemplo de la imagen reflejada por los helióstatos sobre el plano de los conos de Winston 1 y 2.

En la simulación de los **conos de Winston** no es necesario el cálculo de todas las reflexiones que sufre un fotón hasta alcanzar el PMT. Con el fin de ahorrar tiempo de computación, la respuesta del cono puede ser parametrizada por las dimensiones de la apertura exterior, la curva de aceptancia angular y la reflectividad media de la lámina aluminizada para el número medio de reflexiones (89%, véase §2.2.3).

Una vez que el fotón ha sido reflejado por el helióstato y entra en el cono de Winston, se comprueba que alcanza el fotocátodo, pudiendo ser rechazado debido a la aceptancia angular, para lo cual empleamos la curva obtenida experimentalmente (ver 2.4), o por la reflectividad del interior del cono.

El último paso en la transmisión de los fotones hasta la electrónica es la comprobación de que una vez que el fotón ha llegado al fotocátodo, es

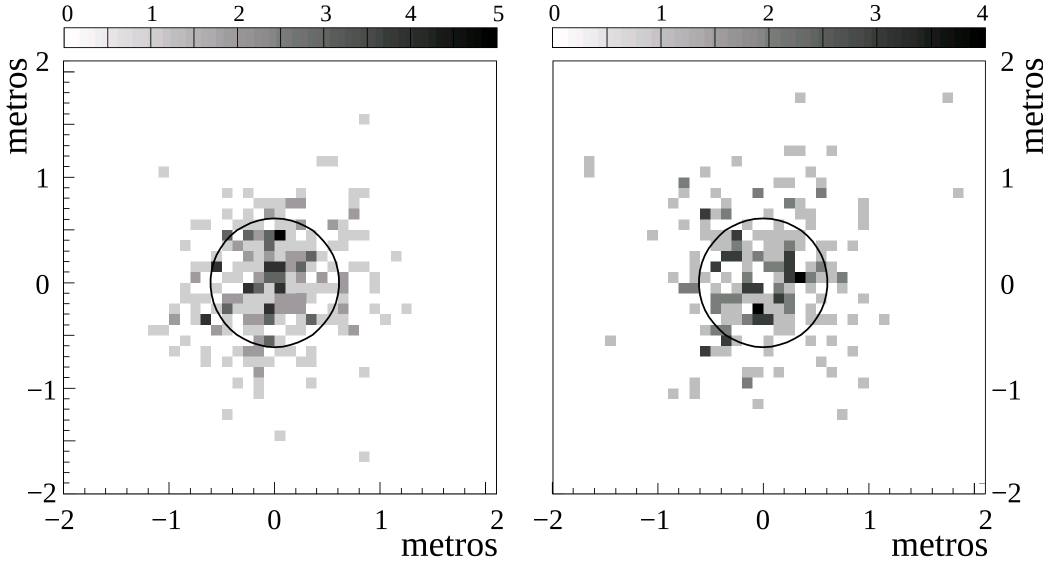


Figura 3.4: *Simulación de la imagen reflejada por los helióstatos sobre el plano de entrada a los conos de Winston 1 y 2, para una cascada iniciada por un $\gamma$ de 100 GeV. El* core *de la cascada se encuentra cerca del centro del campo de helióstatos (69 m al norte de la torre). Las circunferencias representan los bordes de la entrada a los conos.*

convertido en fotoelectrón, lo cual se hace de manera aleatoria en función de la longitud de onda del fotón y de la curva de eficiencia cuántica del fotocátodo.

Los fotoelectrones así "detectados" son almacenados en histogramas, uno por cono, donde se guarda el número de fotoelectrones recogidos en cada canal en función del tiempo. Cada canal contiene, por tanto, el número de fotoelectrones que llegan entre $t$ y $t + \Delta t$. La anchura de cada canal $\Delta t$ es 0.5 ns, la resolución temporal del osciloscopio.

A las señales así generadas se les añade el ruido de fondo, calculado de manera aleatoria e independiente para cada canal, siguiendo una distribución de Poisson de media $L$, valor que deberá ser determinado tal y como se expone en §3.2.4.

### 3.2.2 La electrónica

En esta etapa de la simulación se parte de una traza temporal para cada cono, dividida en canales de ancho $\Delta t$. Para simular la electrónica que va desde el fotocátodo hasta la lógica de disparo usaremos un modelo en que todos los efectos introducidos por el PMT, los amplificadores y los cables se consideran en tres pasos: una convolución con una función de ensanchamiento, una ganancia lineal debida a los PMT, y una ganancia no lineal debida a los amplificadores.

La traza de entrada es convolucionada con una **función de ensanchamiento** gausiana. Debido a la electrónica rápida empleada en GRAAL, y a la vista de las pruebas realizadas, podemos afirmar que la principal fuente de ensanchamiento de la señal son los PMT. Cualquier otro ensanchamiento temporal puede considerarse despreciable comparado con el que aquí se produce.

El valor del ensanchamiento instrumental es estimado por comparación entre la anchura típica de los pulsos Čerenkov detectados y la anchura típica en el fotocátodo de los pulsos Čerenkov esperados, de acuerdo con nuestra simulación. Tras corregir los pulsos reales por la ganancia no lineal que han sufrido, la diferencia entre estos dos valores podemos asignarla al ensanchamiento instrumental. El valor promedio de la desviación estándar de los pulsos reales es $\sim 2.10\,\mathrm{ns}$, mientras que el valor de $\sigma$ para los pulsos simulados es $\sim 1.28\,\mathrm{ns}$. Para tener en cuenta este efecto las señales simuladas han sido convolucionadas con una gausiana de $\sigma_{instr} = 1.84\,\mathrm{ns}$.

La **ganancia lineal** introducida por los PMT, $G$, modifica el contenido de cada canal como $C_i = n_i \cdot G\,(\mathrm{culombios})$. El fabricante proporciona el valor de la ganancia para corriente continua, pero el valor necesario en la simulación es el aplicado a impulsos rápidos de corriente, valor que desconocemos. Por lo tanto el valor de $G$ tendrá que ser ajustado por comparación con datos reales.

La **ganancia no lineal** viene determinada por la función obtenida en §2.2.5.1. No obstante esta función sólo nos permite obtener la amplitud de salida, en voltaje, del impulso originado por una inyección de carga con las características temporales del generador patrón. Conocidas estas características podemos obtener la amplitud en cada canal de una traza. Para ello identificamos la carga contenida en cada canal con la carga correspondiente al canal de máxima corriente del pico inyectado por el módulo patrón. Si consideramos el pulso patrón con forma gausiana, esta relación se puede describir mediante:

$$\frac{C_i}{\Delta t} = \frac{C_P}{\sqrt{2\pi}\sigma_P}$$

donde $C_i$ es la carga en culombios contenida en un canal de anchura $\Delta t$, y $C_P$ es la carga equivalente del pulso patrón, de anchura $\sigma_P$.

La anterior expresión no es exacta ya que la forma del pulso patrón no corresponde a una gausiana, sino que es una función asimétrica. Sin embargo, podemos evaluar el error cometido en el cálculo anterior. Consideremos el pulso asimétrico como una semigausiana que simule la subida del pulso hasta el máximo, y una exponencial para simular la caída a partir del máximo:

$$\begin{aligned}
\text{Si } t \leq t_o \quad &\Rightarrow \quad f(t) = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_1} \cdot e^{\frac{(t-t_o)^2}{\sigma_1^2}} \\
\text{Si } t \geq t_o \quad &\Rightarrow \quad f(t) = M_2 \cdot e^{\frac{-(t-t_o)}{b}}
\end{aligned}$$

donde $t_o$ es la posición del máximo, $M_2$ es el máximo de la función exponencial y el resto son parámetros a ajustar. $M_2$ debe igualarse al máximo de la gausiana:

$$M_2 = M_1 = \frac{N_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1}$$

Comparemos la carga inyectada por un pulso de esta forma con el inyectado con un pulso gausiano, ambos con la misma anchura y máximo. En el caso simétrico (gausiana) la carga inyectada, el máximo y la anchura (FWHM) vienen dados por:

$$\begin{aligned}
f(t) &= \frac{N_{sim}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{sim}} \cdot e^{\frac{(t-t_o)^2}{\sigma_{sim}^2}} \\
\text{Max} &= M_{sim} = \frac{N_{sim}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{sim}} \\
\text{Anchura} &= \text{FWHM}_{sim} = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_{sim} \\
\text{Carga inyectada} &= N_{sim} = M_{sim} \cdot \text{FWHM}_{sim} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}}
\end{aligned}$$

En el pulso asimétrico:

$$\begin{aligned}
\text{Max} &= M_{asim} = M_1 = M_2 \\
\text{Anchura} &= \text{FWHM}_{asim} = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma_1 + b \cdot \ln 2 \\
\text{Carga inyectada} &= N_{asim} = \frac{N_1}{2} + M_2 \cdot b = M_{asim} \left( \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_1}{2} + b \right)
\end{aligned}$$

Podemos definir el grado de asimetría en función de la proporción de la anchura total del pulso debido a la parte exponencial de la función frente a la debida a la gausiana:

$$x = \frac{FWHM_2}{FWHM_1} = \frac{b \cdot \ln 2}{\sigma_1 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}} \Rightarrow b = FWHM_{asim} \frac{x}{(x+1)\ln 2}$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned} N_{asim} &= M_{asim} \cdot b \cdot (\frac{\sqrt{\pi \ln 2}}{2 \cdot x} + 1) = \\ &= M_{asim} \cdot \mathrm{FWHM}_{asim} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \ln 2}} \left( \frac{\sqrt{\pi \ln 2} + 2 \cdot x}{\sqrt{\pi \ln 2} \cdot (x+1)} \right) \end{aligned}$$

Teniendo en cuenta que tanto el máximo como la FWHM en el caso simétrico y exponencial deben ser la misma, tenemos:

$$N_{asim} = N_{sim} \cdot \left( \frac{\sqrt{\pi \ln 2} + 2 \cdot x}{\sqrt{\pi \ln 2} \cdot (x+1)} \right)$$

De los datos reales obtenemos que $x$ tiene un valor cercano a 8, y por lo tanto la carga inyectada en ambos tipos de pulso se relacionan mediante $N_{asim} = 1.32 \cdot N_{sim}$. Deberemos tener esto en cuenta a la hora de usar la ganancia no lineal obtenida de la calibración con el generador de pulsos patrón.

El resultado final de las operaciones antes descritas para evaluar la ganancia lineal es la conversión de la carga en fotoelectrones contenida en cada canal a picoculombios, tras lo cual, consultando las curvas de ganancia no lineal obtenidas en §2.2.5.1 obtendremos el valor del voltaje asociado a cada canal.

### 3.2.3 El sistema de disparo

Ambos sistemas de disparo, el *trigger de carga* y el *trigger secuencial* han sido simulados, aunque el modo de hacerlo ha sido diferente en cada caso, de acuerdo con la lógica y los módulos electrónicos empleados.

#### 3.2.3.1 El *trigger* de carga

Para simular la lógica del *trigger de carga*, básicamente basta con simular el módulo integrador EG+G 579. La simulación de este módulo debe tomar como valores de entrada las trazas simuladas tras su conversión a voltajes (tal y como se describe en la sección anterior), y dar como salida el valor de la señal integrada con la constante de tiempo adecuada.

La respuesta del módulo integrador *real* a señales rápidamente variables en los cuatro conos ha sido parametrizada en §2.2.5.2, donde se muestran tanto las características de la señal de entrada como de la señal de salida. Se emplea como definición del tiempo de elevación, el intervalo, anterior al máximo, comprendido entre el 10% y el 90% del máximo. Igualmente el tiempo de caída se define como el intervalo, posterior al máximo, comprendido entre el 90% y el 10% de éste.

Las señales de entrada se han simulado mediante dos semigausianas, de manera que se reproduce la asimetría. Los parámetros de cada semigausiana son escogidos de manera que se tiene un tiempo de caída doble del tiempo de elevación, mientras que la anchura total del pulso a media altura (FWHM) corresponde a la de la señal real. El módulo integrador es simulado mediante un algoritmo de convolución con una función exponencial $V_{out} = A \cdot V_{in} \cdot e^{-t/B}$ donde los parámetros $A$ y $B$ son ajustados hasta que la función de salida de la simulación ajusta a la función obtenida en el experimento. Los valores escogidos para los cuatro conos, y los parámetros, tanto de la función de entrada como de la de salida, se muestran en la siguiente tabla (los errores muestran las diferencias porcentuales con respecto a los valores para la función real):

| Módulo integrador simulado | | | Cono 1 | Cono 2 | Cono 3 | Cono 4 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Parámetro $A$ | | | 0.0413 | 0.0394 | 0.0694 | 0.0722 |
| Parámetro $B$ | | ns | 115 | 115 | 200 | 200 |
| Señal de entrada | Máximo | mV | 250.0 | 290.0 | 260.0 | 250.0 |
| | FWHM | ns | 7.0 | | | |
| | Tiempo de elevación | ns | 6.0 | | | |
| | Tiempo de caída | ns | 12.5 | | | |
| Señal de salida | Máximo | mV | 145.0 | 160.0 | 260.0 | 260.0 |
| | FWHM | ns | 89.5 (-9%) | | 149.5 (-6%) | |
| | Caída a $1/e$ | ns | 117.0 (+13%) | | 201.5 (+1%) | |
| | Tiempo de elevación | ns | 13.5 (-44%) | | 14.5 (-80%) | |
| | Tiempo de caída | ns | 531.5 (-8%) | | 922.5 (+23%) | |

De los datos contenidos en esta tabla puede observarse que la señal de entrada ha sido simulada correctamente mediante el simple algoritmo empleado. Con respecto a la señal de salida podemos decir que muestra un buen acuerdo con la respuesta del módulo electrónico. Los únicos parámetros que muestran un error apreciable son el tiempo de elevación, que no es de gran importancia en este caso y, en menor medida, el tiempo de caída, que es difícil de medir en el caso real, debido a la dificultad a la hora de determinar el final de la cola exponencial debido a las fluctuaciones del nivel de cero. Los parámetros

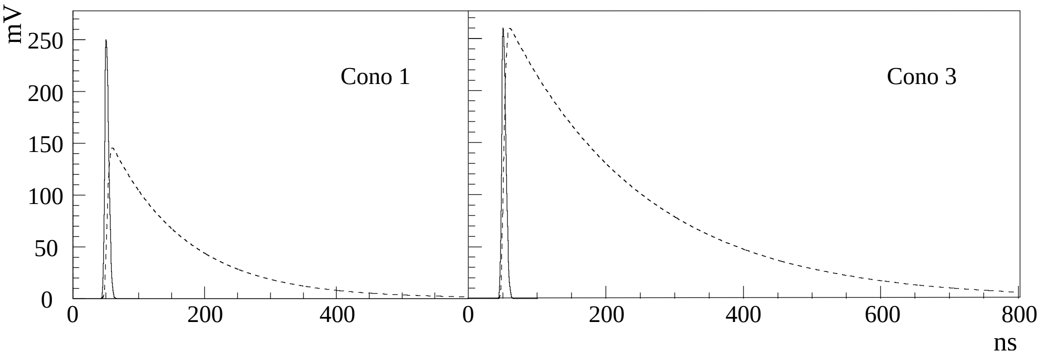


Figura 3.5: *Ejemplo de cómo la simulación del módulo integrador actúa sobre unos impulsos de prueba (línea entera). Las líneas a trazos muestran la señal integrada.*

más importantes, como son el valor del máximo, la FWHM y el tiempo de caída a $1/e$ son reproducidos con gran exactitud. En la figura 3.5 puede apreciarse un ejemplo de la forma en que una señal simulada es modificada por la simulación del módulo integrador. Para ver un ejemplo de cómo la señal integrada evoluciona al analizar una traza completa véase la figura 2.14.

Una vez que la traza ha sido convolucionada con el algoritmo de integración, se comprueba si la señal de salida supera el umbral, situado al mismo nivel que en la electrónica real a 35 mV. Si es así, se produce el disparo de ese cono. Para producir un suceso completo al menos 3 conos deben dispararse en un intervalo de 200 ns.

#### 3.2.3.2 El *trigger* secuencial

La aproximación adoptada para el *trigger secuencial* es diferente a la anterior. En este caso la electrónica no es simulada módulo a módulo, sino que se reproduce tan solo la lógica de disparo descrita en §2.2.5.2. Básicamente el mecanismo consiste en lo siguiente: una vez que un primer pico supera el umbral (30 mV), tras un retardo de 20 ns la señal es probada durante 40 ns, buscando otro pico. Si se encuentra este segundo pico, el proceso se repite, y si se encuentra un tercer pico, se genera un disparo para el cono. Este es exactamente el modo en que la simulación analiza la traza simulada, sin tener en cuenta las formas exactas de las señales producidas por los discriminadores y los módulos de coincidencia de la electrónica.

Para generar un suceso completo, los dos conos 1 y 2 deben dispararse en un intervalo inferior a 100 ns.

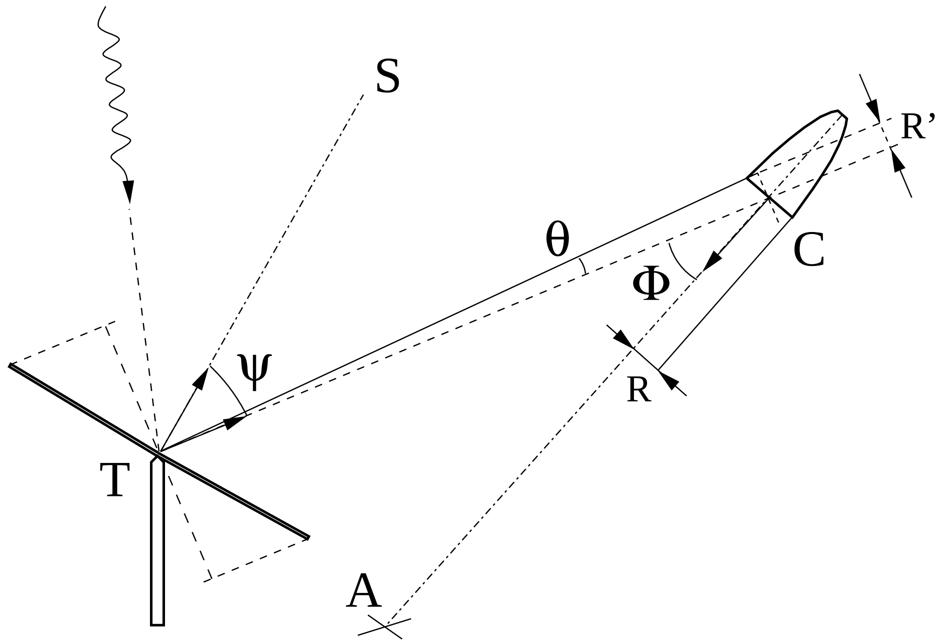


Figura 3.6: *Esquema de las posiciones relativas del helióstato T, cono C, posición de apuntado del cono A, y punto de convergencia de los helióstatos S, y de los ángulos que se utilizan en el cálculo del ángulo sólido subtendido por un cono.*

### 3.2.4 Luz de fondo

La contribución a la señal, en cada cono, de la luz del fondo nocturno ha sido determinada por dos procedimientos diferentes.

El primer método se basa en la medida del valor absoluto de la luminosidad del cielo nocturno, $L$, expresado en fotones/m$^2$/s/sr. A partir del valor de $L$ se puede determinar la contribución de cada helióstato al número de fotoelectrones $N$ recogidos por cada PMT en una ventana temporal $\Delta t$:

$$N = L \cdot S \cdot \Omega \cdot Q \cdot R \cdot \Delta t$$

siendo $S$ es el área del helióstato, $\Omega$ es el ángulo sólido visto por el PMT a través de ese helióstato, $Q$ es la eficiencia cuántica del fotocátodo y $R$ es la reflectividad media del helióstato y del interior aluminizado del cono en el rango de longitudes de onda considerado.

Mientras que tanto $S$ como $Q$ y $R$ pueden ser medidos de una manera relativamente sencilla, el cálculo del ángulo sólido no es tan sencillo. Podemos realizar una aproximación, tal y como se muestra en la figura 3.6. El ángulo sólido $\Omega$ visto por el cono a través del helióstato $i$ depende del área de la apertura exterior del cono proyectada sobre el eje cono–helióstato $\overrightarrow{CT}$:

$$
\begin{aligned}
\Theta &= \pi \cdot R \cdot R' = \pi \cdot R^2 \cdot \cos\phi \\
\Omega_i &= \frac{4\pi \cdot \Theta}{4\pi \cdot |\overrightarrow{CT}|^2} = \frac{\pi \cdot R^2 \cdot \cos\phi}{|\overrightarrow{CT}|^2} = \pi \cdot R^2 \cdot \frac{\overrightarrow{CT} \cdot \overrightarrow{CA}}{|\overrightarrow{CT}| \cdot |\overrightarrow{CA}|} \cdot \frac{1}{|\overrightarrow{CT}|^2}
\end{aligned}
$$

donde $R$ es el radio de la apertura exterior del cono de Winston, $\phi$ el ángulo formado entre el eje del helióstato y el eje cono-helióstato, y $A, C, T$ son, respectivamente, las coordenadas de la posición a la que apunta el cono, la posición del centro de la ventana del cono y el centro del espejo del helióstato (figura 3.6).

Por lo tanto, para los $N_{hels}$ helióstatos "vistos" por un cono:

$$
\begin{aligned}
\mathrm{N}_{cone} &= \sum_{i=1}^{N_{hels}} L \cdot S'_i \cdot \Omega_i \cdot Q \cdot R \cdot \Lambda_i \cdot \Delta t = \\
&= L \cdot S \cdot Q \cdot R \cdot \Delta t \cdot \sum_{i=1}^{N_{hels}} (\cos\psi_i \cdot \Omega_i \cdot \Lambda_i)
\end{aligned}
$$

donde $S'_i = S \cdot \cos\psi_i$ es la proyección de la superficie del helióstato $i$ sobre el eje helióstato–cono, y $\Lambda_i$ es la aceptancia angular del cono para el helióstato $i$, que depende del ángulo formado entre el eje del cono y el eje cono–helióstato, $\Phi$ (ver 2.2.3).

Por lo tanto el resultado depende de la orientación de los helióstatos a través de $\psi$. En cualquier caso esta dependencia no es muy fuerte para el rango de direcciones observadas habitualmente, por lo que podemos calcular un valor medio para $\sum_{i=1}^{N_{hels}} (\cos\psi_i \cdot \Omega_i \cdot \Lambda_i)$ en los cuatro conos, con un resultado de $\sim 1.33 \cdot 10^{-3}$ sr ($\sim$ $0.87 \cdot 10^{-3}$sr) para los conos 1 y 2 (3 y 4).

Una estimación más precisa del ángulo sólido subtendido por cada cono puede realizarse con una simulación Monte Carlo en la que se realice un trazado de rayos detallado, lo cual da un valor similar a los que ofrece este cálculo dentro de un error del 5% [61]. Por lo tanto, y con el objetivo de disminuir el tiempo necesario para el procesado de los datos, en la simulación se ha utilizado este sencillo algoritmo.

La intensidad de luz, $L$, fue medida por un método de recuento individual de fotones (véase §2.2.1) en una noche clara con un resultado de $3 \cdot 10^{12}$ fotones/m$^2$/s/sr, de donde se deduce un valor del nivel de ruido de $\sim$13(9) fotoelectrones/ns en cada los conos 1–2 (3–4).

El valor de $L$ también ha sido determinado empleando un método basado en la medida de la distribución de amplitudes de los impulsos originados por el fondo de luz nocturna. Para un valor dado de $N$ la distribución de amplitudes viene determinada por la estadística de Poisson, y por la respuesta electrónica (PMT, cables, amplificadores, ... ), pudiendo ser determinada fácilmente mediante la simulación del detector. Un valor realista de $N$ debe generar una distribución de amplitudes compatible con los datos experimentales.

La mayor dificultad que aparece al emplear este método es el *afterpulsing* que tiene lugar en los PMT. Este efecto tiene lugar preferentemente en fotomultiplicadores trabajando en condiciones con altos niveles de iluminación, y se debe a la ionización del gas residual del tubo. Cuando un número suficientemente alto de electrones atraviesan este gas, la probabilidad de que un electrón ionice una molécula no es despreciable. Las moléculas así ionizadas, se mueven hacia el fotocátodo o el dinodo cargado negativamente, colisionando con él y extrayendo electrones en el proceso, los cuales son detectados como un pequeño pulso. Este proceso es especialmente probable en el momento en que se detecta un impulso de luz, lo cual genera un pulso retardado entre 100 y 200 ns con respecto al original. El efecto del *afterpulsing* en el fotomultiplicador utilizado en GRAAL es estudiado en [62] y, de acuerdo con los cálculos de sus autores, la contribución al ritmo de detección de pulsos individuales debida a este efecto, para un umbral de 30 mV, con una corriente típica de trabajo en GRAAL, podría alcanzar $10^6$ Hz, lo cual es comparable a la frecuencia medida.

Las amplitudes de los pulsos provocados por *afterpulsing* no siguen una distribución poisoniana, y por lo tanto la distribución de éstos no puede ser simulada de forma precisa. A bajas amplitudes la distribución de amplitudes está dominada por la distribución poisoniana del ruido, mientras a que a mayores amplitudes son los pulsos de *afterpulsing* los que dominan la forma de la distribución. Es esperable por lo tanto que mientras que la simulación pueda reproducir correctamente las curvas experimentales para bajas amplitudes, no pueda dar cuenta del espectro de amplitudes a valores altos de ésta.

## 3.3 Ajuste fino de la simulación

A lo largo de la descripción de la simulación que se ha realizado en el presente capítulo se han determinado los valores de la mayor parte de los parámetros necesarios en la simulación. Aun así, y dado que se cuenta con la posibilidad de acceder a datos reales, ya que el experimento se encuentra en funcionamiento desde julio de 1999, es posible introducir pequeñas correcciones en algunos de los parámetros, con el fin de conseguir una mayor concordancia entre los resultados obtenidos a partir de la simulación, y aquellos medidos

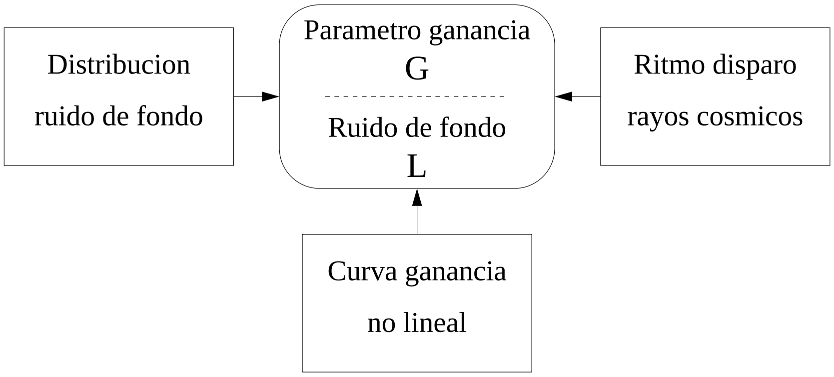


Figura 3.7: *Esquema del método empleado en el ajuste fino de los parámetros de la simulación.*

en el experimento. Los parámetros escogidos con este fin han sido aquellos conocidos con menor precisión: el valor del ruido de fondo nocturno, $L$, y la ganancia lineal, $G$. En la determinación del valor $G$, especialmente importante fue la determinación de la curva de ganancia no lineal, obtenida a partir de la calibración con los pulsos patrón (ver 3.2.2). En el resto de los parámetros de la simulación se han conservado los valores obtenidos de los datos experimentales.

Asimismo se hace necesario fijar unos valores de referencia con los cuales realizar la comparación de los resultados obtenidos a partir de la simulación. Por una parte, estos valores deben mostrar una fuerte dependencia con las características fundamentales del experimento, y por otra parte deben ser fácilmente mensurables. Los valores elegidos con este fin son el ritmo de detección de hadrones, cercano a 4 Hz en buenas noches de observación, y la distribución de amplitudes del ruido de fondo (figura 3.8).

Se han realizado, por tanto, modificaciones en los valores tanto de $L$ como $G$, encontrándose aquellos con los que la simulación producía resultados compatibles con las medidas. El valor de $L$ ha sido fijado en 8.0 fotones/m$^2$/s/sr, un valor superior al medido en la PSA de 3 fotones/m$^2$/s/sr, lo cual es fácilmente explicable teniendo en cuenta que el valor experimental fue obtenido durante una noche en la que las condiciones atmosféricas se mantuvieron excepcionalmente buenas, y por lo tanto es esperable que la medida efectuada en esa ocasión se corresponda a un valor de $L$ menor que el habitual. Igualmente no debemos despreciar el efecto del *afterpulsing*. Para la simulación de este efecto es necesaria la introducción de un valor del ruido ligeramente superior al experimental. En la figura 3.8 se muestra la comparativa entre las distribuciones del ruido de fondo obtenidas experimentalmente con las obtenidas a partir de la simulación. Como ya se ha mencionado, debido al modelo

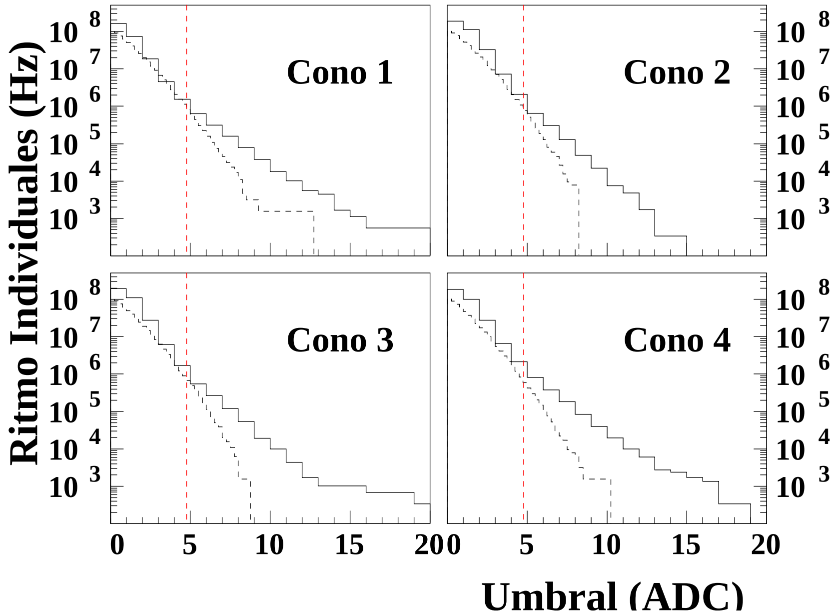


Figura 3.8: *Ritmo de disparo por pulsos individuales en función del umbral, para los cuatro conos, obtenido de los datos reales (líneas enteras) y de las trazas simuladas (líneas a trazos). Una cuenta ADC equivale a 6.275 mV.*

gausiano de ruido empleado en la simulación es imposible reproducir completamente las curvas experimentales, especialmente para los umbrales más altos, donde la contribución no gausiana del *afterpulsing* es más importante.

Las ganancias finales aplicadas a cada cono en la simulación, obtenidas a partir del ajuste fino de la simulación, se muestran en la figura 3.9, donde aparece representada la conversión total de fotoelectrones contenidos en un determinado canal a la amplitud en voltajes.

Una vez obtenidos estos valores podemos realizar una última comprobación, mediante la estimación del ritmo de disparo accidental del *trigger secuencial*, más sensible a las fluctuaciones que el *trigger de carga*). En las medidas experimentales tomadas en la PSA, el ritmo de disparo accidental medido se situaba en torno a 0.1 Hz bajo buenas condiciones meteorológicas. Para la simulación del ritmo accidental de disparo podríamos realizar una simulación completa de las trazas y después analizarlas con la simulación del sistema de disparo, pero esto consumiría una gran cantidad de tiempo de computación (para generar y analizar 10 segundos de ruido necesitaríamos cerca de 140 días de CPU en un procesador R10000 de Silicon Graphics). Afortunadamente el ritmo accidental puede ser calculado a través de un simple algoritmo.

Sea $R_1$ el ritmo de disparo de picos individuales para un umbral deter-

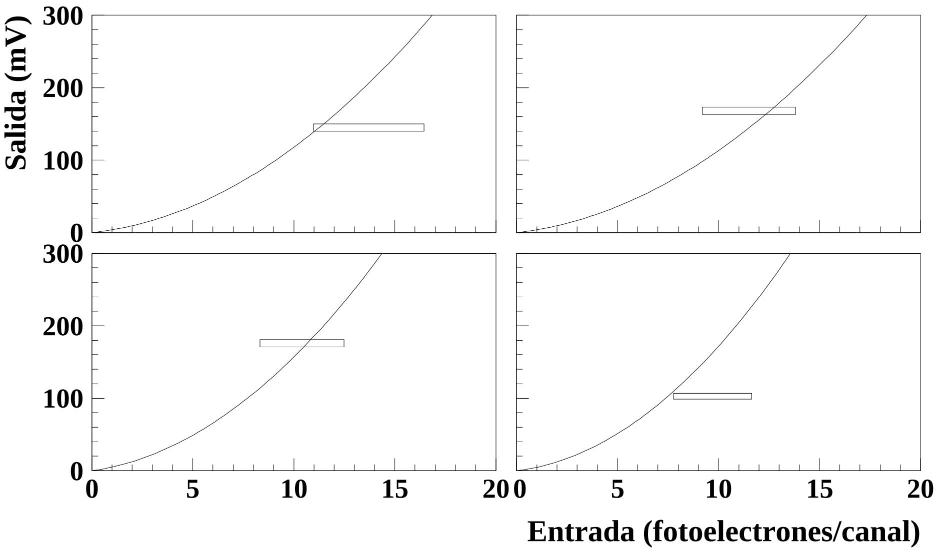


Figura 3.9: *Curvas de ganancia empleadas en la simulación de la electrónica. Los rectángulos representan las cajas de error de los valores de calibración medidos con los LED.*

minado $T$, y $\tau$ la anchura de la zona donde se buscan picos (tal y como se define en §2.2.5.2). En este caso la probabilidad de tener al menos un pico mayor de $T$ viene dada por $P_\tau \simeq R_1 \cdot \tau$. De acuerdo con la condición del sistema de disparo (§2.2.5.2), dos de estas regiones deben cumplir la condición para generar un disparo en el cono, además del disparo provocado por el primer pico que activa la secuencia. Por lo tanto, la frecuencia de disparo en un cono se puede evaluar en $R_{cone} = R_1 \cdot P_\tau^2 = R_1^3 \cdot \tau^2$. Para generar un suceso completo ambos conos 1 y 2 deben dispararse dentro de un intervalo temporal $\Delta$, por lo que el ritmo de disparo del *trigger secuencial* puede darse como $R_{seq-trg} = R_{cone}^2 \cdot \Delta = R_1^6 \cdot \tau^4 \cdot \Delta$. Usando $R_1$ de las gráficas de la simulación (figura 3.8) tenemos:

$$\begin{aligned} T &= 30\,mV \\ R_1 &\simeq 1.0 \cdot 10^6\mathrm{Hz} \\ \tau &= 40\,ns \\ \Delta &= 100\,ns \end{aligned}$$

con lo que se obtiene un ritmo de disparo para el *trigger secuencial* simulado de 0.26 Hz, compatible con la medida experimental.

# Capítulo 4

# Observables de las cascadas atmosféricas

En este capítulo estudiaremos algunas de las propiedades generales de la componente Čerenkov de las cascadas atmosféricas generadas por primarios en el rango energético de este trabajo. El objetivo es la búsqueda de observables en la cascadas que nos permitan determinar los parámetros de la partícula primaria y, de este modo, mejorar la sensibilidad del telescopio. En particular, la reconstrucción de la dirección y la discriminación del fondo de radiación cósmica podrían incrementar de manera significativa la sensibilidad. Con este objetivo se generó una pequeña biblioteca de sucesos iniciados por primarios de energía fijas. Para las cascadas $\gamma$ se escogieron primarios de energías 200 y 1000 GeV, mientras que la energía de los protones fue escogida de manera que las cascadas indujeran la generación de una cantidad similar de luz Čerenkov en el nivel de observación. Esto se consigue aproximadamente con protones de 500 y 2000 GeV de energía. Para cada energía se generaron cascadas en incidencia vertical, 100 con la posición del *core* fijada en el origen de coordenadas, y 150 con éste posicionado de manera aleatoria dentro de un área de radio 80 m alrededor del centro del campo de helióstatos. Los fotones Čerenkov son detectados dentro de un área de $360{\times}360\,\mathrm{m}^2$, en una matriz de $45{\times}72$ detectores. Cada detector tiene un área de $40\,\mathrm{m}^2$, similar a la de un helióstato típico. De esta forma las fluctuaciones introducidas por el área limitada del detector son tenidas en cuenta.

Los parámetros estudiados son aquellos accesibles directamente mediante los datos recogidos en un campo de helióstatos similar a GRAAL, por lo que los resultados aquí obtenidos pueden ser fácilmente aplicables a otros experimentos en plantas solares. En particular, mostraremos los resultados del análisis de la distribución espacial de la luz Čerenkov (desarrollo lateral) y de la estructura temporal del frente Čerenkov que llega al nivel de observación.

Como en cualquier otro telescopio de rayos $\gamma$ que utilice una planta solar, las posibilidades de usar estos parámetros se ven muy influenciadas por el campo de visión limitado. Éstas podrían verse alteradas con el uso de la técnica de mirada convergente (ver §2.2.3). Con el fin de estudiar los efectos introducidos tanto por el campo de visión limitado como por la visión convergente se considerarán tres casos:

**Configuración de gran angular.** Toda la luz Čerenkov generada en la cascada, y que llega al nivel de observación, es detectada, sin ninguna restricción adicional.

**Configuración de campo limitado en visión paralela.** Únicamente se detectan fotones Čerenkov con un ángulo de incidencia con respecto al eje de visión de los detectores inferior a 0.5 grados (valor similar al campo de visión de los detectores en plantas solares). Los detectores apuntan a la fuente observada (*visión paralela*).

**Configuración de campo limitado en visión convergente.** Configuración similar a la anterior, con la excepción de que los detectores apuntan a un punto de convergencia situado 10 Km por encima del origen de coordenadas, en *visión convergente* (ver fig. 2.6).

Además de las configuraciones *no realistas* arriba mencionadas, los fotones Čerenkov generados son también transportados a través de la simulación de la óptica del detector GRAAL, de modo que también se guarda la señal generada por las cascadas en los PMT, previa a la entrada en la cadena electrónica.

En principio, el estudio de los observables de las EAS debería permitir la determinación de los parámetros principales del primario, tales como la dirección de incidencia, la posición del *core*, y el tipo de partícula. Desgraciadamente, aunque los valores medios de los observables pueden llegar a estar correlacionados con uno o varios de los parámetros mencionados, como se mostrará, las fluctuaciones en los observables limitan el potencial de los métodos. Por lo tanto, en este capítulo habremos de prestar especial atención al estudio de las fluctuaciones estadísticas.

En las secciones 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 y 4.5 se emplean las cascadas con la posición del *core* fijada en el origen de coordenadas ($r_c = 0$), mientras que en 4.6 se estudia el efecto de la posición aleatoria del *core*, en particular para $r_c < 30\,\mathrm{m}$ y $r_c < 70\,\mathrm{m}$.

## 4.1 La distribución lateral de luz Čerenkov

La distribución espacial de los fotones Čerenkov en el nivel de observación es una característica que puede ser útil a la hora de caracterizar el tipo de primario. En la figura 4.1 se muestran patrones típicos de la distribución de luz Čerenkov detectada en el nivel de observación, generados tanto por un $\gamma$ de 200 GeV como por un protón de 500 GeV, en las tres configuraciones referidas.

Debido a las grandes fluctuaciones que tienen lugar en las cascadas de protones, es difícil obtener una conclusión significativa de la observación de una sola cascada, aparte de la estructura irregular en la distribución de la luz detectada. En cambio, las cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ muestran una estructura muy regular.

Cuando todos los fotones que llegan a nivel de suelo son detectados (diagrama *superior*) se puede observar que la densidad de luz Čerenkov es bastante constante desde el *core* ($r = 0$) hasta el *hump*, localizado a una distancia $r_h$ de unos $\sim$120 m. A distancias mayores, la densidad de luz Čerenkov detectada decrece con la distancia.

En la segunda configuración, con restricción angular en mirada paralela (*centro*), se puede observar una distribución muy diferente a la anterior. Los detectores situados cerca de la posición del *core*, al mirar a lo largo del eje de la cascada, detectan una importante fracción de la luz incidente, mientras que detectores más alejados del *core*, debido a la restricción angular, detectan proporciones cada vez menores según aumenta su distancia al *core*.

En el caso de la visión convergente (*inferior*), al estar los detectores apuntando a un punto cercano a la posición del máximo, la mayor parte de la luz Čerenkov generada por la cascada alrededor y por encima de ese punto es detectada, incluso a grandes distancias del *core*, a pesar de la restricción angular. Prácticamente se reproduce la distribución lateral de luz Čerenkov generada por la cascada. Esto es estrictamente cierto únicamente si el máximo tiene lugar cerca del punto de convergencia. En otro caso la distribución observada podría verse alterada, como se mostrará en §4.6.

Asumiendo una densidad de luz Čerenkov $\rho\,(\text{fotones/m}^2)$ simétrica con respecto a eje de la cascada, podemos definir la distribución radial como la función $\rho(r)$, donde $r$ es la distancia al *core*. Para la cascada $j$-ésima podemos definir el valor de $\rho_j(r_i)$, en el intervalo $i$-ésimo que va de $r_i$ a $r_i + dr$, como el valor medio de la densidad de fotones Čerenkov para los detectores cuyo centro geométrico esté comprendido en el intervalo $i$-ésimo. Para cada tipo

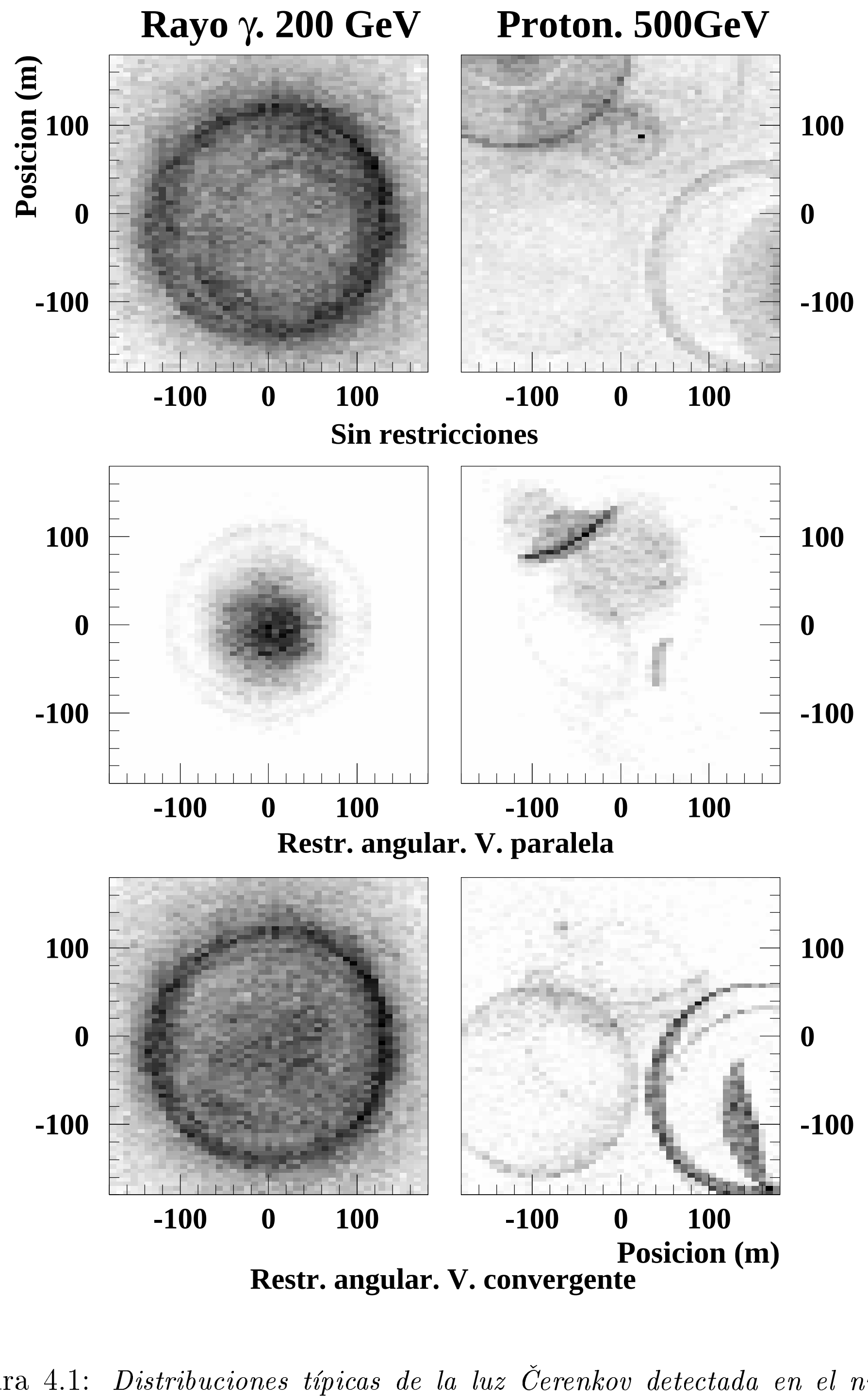


Figura 4.1: *Distribuciones típicas de la luz Čerenkov detectada en el nivel de observación (505 m de altitud). Las cascadas fueron generadas por un $\gamma$ y un protón en incidencia vertical, con el* core *situado en la proyección vertical del punto de convergencia. Se muestran los resultados para las tres configuraciones descritas en el texto.*

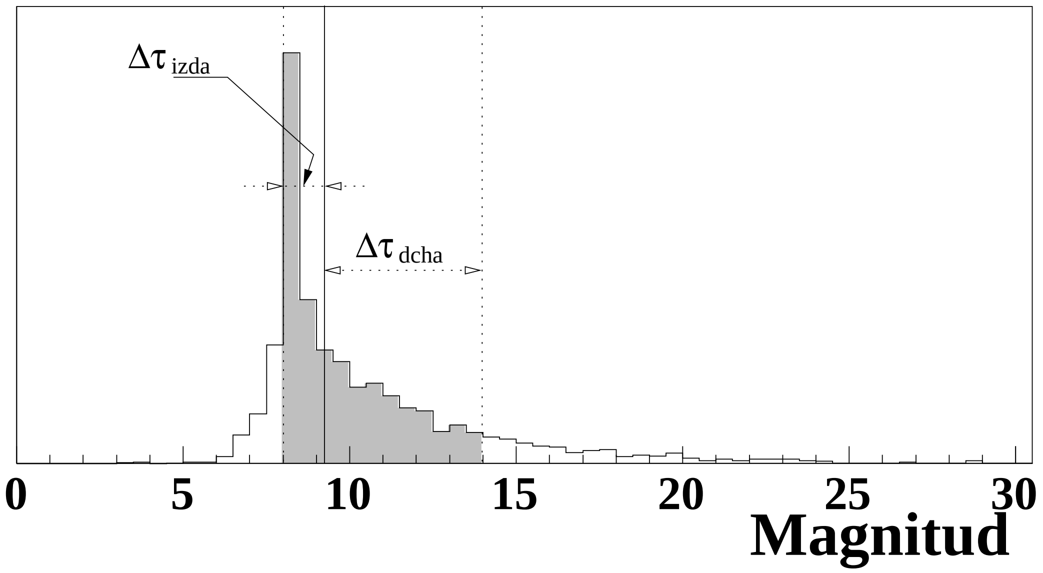


Figura 4.2: *En el caso de distribuciones asimétricas, es frecuente utilizar como descriptores de la anchura de la distribución, los intervalos que incluyen el 34% de los sucesos a derecha y el 34% a izquierda de la mediana (línea vertical continua).*

de primario y energía es posible obtener el valor medio de $\rho(r)$ promediando $\rho_j(r_i)$ para todas las cascadas generadas. Definimos la anchura de la distribución de tiempos de llegada para cada intervalo de distancias mediante los desplazamientos a derecha $\Delta\rho_{\rm dcha}$ e izquierda $\Delta\rho_{\rm izda}$ de la mediana necesarios para incluir en ambos casos el 34% de los sucesos de la distribución (ver figura 4.2). Estas definiciones resultan más convenientes que las habituales de la media y la desviación estándar, que se ven muy influenciadas por la cola de la distribución. Los resultados se muestran en la figura 4.3.

En la primera configuración, en la que la luz Čerenkov es detectada **sin restricciones**, las cascadas de rayos $\gamma$ muestran un valor de $\rho(r)$ prácticamente constante desde el *core* hasta el *hump*, con un ligero incremento de la densidad para $r \lesssim r_h$ a 200 GeV. Más allá de $r_h$ la densidad de luz cae fuertemente con $r$. En las cascadas $\gamma$ de 1000 GeV el comportamiento es similar, aunque mostrando un valor medio algo más constante con $r$. Las fluctuaciones se mantienen prácticamente constantes para $r < r_h$, reduciéndose para $r > r_h$. Por otra parte, en las cascadas iniciadas por protones podemos ver que la función $\rho(r)$ decae con $r$, tanto a alta como baja energía, y aunque las fluctuaciones disminuyen levemente al crecer $r$, en todo caso son mucho mayores que en las cascadas $\gamma$.

Cuando se impone una restricción angular en la aceptancia de los detectores, con estos en **visión paralela**, los que están situados cerca del *core*

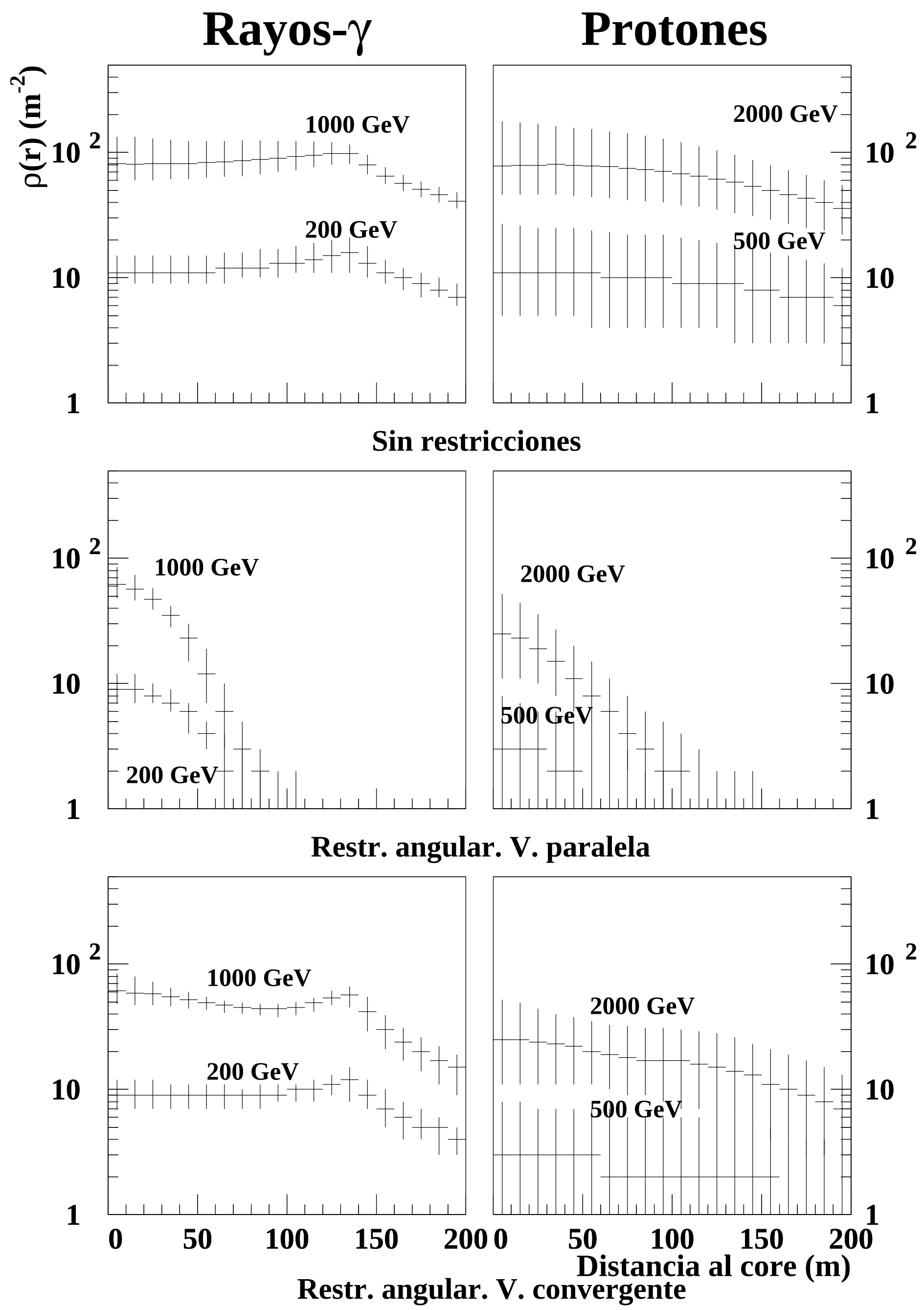


Figura 4.3: *Distribución lateral de la luz Čerenkov definida como la densidad media de fotones Čerenkov, detectados en el nivel de observación, en función de la distancia al* core*. Junto a $\rho(r)$, las gráficas muestran también las fluctuaciones para las tres configuraciones estudiadas (véase el texto para una descripción más detallada).*

no se ven afectados, pero en aquellos detectores más alejados, la eficiencia de recolección de fotones Čerenkov disminuye en gran medida, tanto más cuanto mayor es $r$. En cascadas $\gamma$, los detectores situados a $r \gtrsim 100\,\mathrm{m}$ no detectan prácticamente ningún fotón Čerenkov. En cascadas iniciadas por protones la distancia límite es algo mayor. Esto se debe principalmente al mayor momento transverso de las interacciones hadrónicas, que provocan que el número de fotones con bajos ángulos de incidencia con respecto al eje de la cascada a grandes valores de $r$ sea mayor. En esta configuración el *hump* desaparece, ya que la distribución lateral se ve dominada por la función de aceptancia angular.

Cuando se utiliza la técnica de **visión convergente** y el máximo de la cascada tiene lugar cerca del punto de convergencia, la distribución lateral detectada guarda una gran similitud con la original. La función $\rho(r)$ se muestra prácticamente constante para $r < r_h$, aunque ahora las cascadas $\gamma$ de mayor energía muestran un máximo en $\rho(r)$ cerca de $r = 0$, que decae con la distancia para volver a crecer hasta un máximo local cerca del *hump*, disminuyendo de nuevo para $r > r_h$. En la región post-*hump* se observa que la caída de la densidad de fotones Čerenkov con $r$ es más fuerte que en la configuración sin restricciones angulares. Las fluctuaciones son menores que en la cascada detectada sin restricciones, siendo mínimas a $r \sim 80\,\mathrm{m}$. Las cascadas de protones muestran un comportamiento similar al observado en la configuración sin restricciones angulares, y aunque se puede destacar que las fluctuaciones son algo menores, aún están muy por encima de las fluctuaciones en las cascadas $\gamma$.

Dado que se ha observado que el patrón de luz Čerenkov detectado a nivel de observación para cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ se diferencia significativamente del obtenido para cascadas iniciadas por protones, siendo este último mucho más irregular, se ha llevado a cabo un estudio de las **fluctuaciones observables en cada cascada** con el fin de obtener un método de separación de ambos primarios.

Con este objetivo, para cada cascada simulada se ha calculado el número medio de fotones recogidos por un detector situado en $r < 80\,\mathrm{m}$, $N_{80}$. Para cada uno de dichos detectores se calcula la desviación con respecto a ese valor como:

$$\delta n_i = \left| \frac{N_i - N_{80}}{N_{80}} \right|$$

donde $N_i$ es el número de fotones recogidos por un detector. Obtenemos así, para cada tipo de primario y energía, la distribución de los valores $\delta n_i$ para aquellos detectores situados a una distancia del *core* inferior a 80 m.

| Posición del *core* | Configuración | $\gamma 200$ | p500 | $\gamma 1000$ | p2000 |
|---|---|---|---|---|---|
| $r_c = 0$ | Visión no restringida | 0.09 | 0.34 | 0.07 | 0.20 |
| | Visión convergente | 0.12 | 0.59 | 0.16 | 0.29 |
| | GRAAL | 0.42 | 0.63 | 0.47 | 0.51 |
| $r_c < 30\,m$ | Visión convergente | 0.14 | 0.64 | 0.24 | 0.30 |
| | GRAAL | 0.41 | 0.62 | 0.46 | 0.49 |
| $r_c < 70\,m$ | Visión convergente | 0.31 | 0.74 | 0.35 | 0.47 |
| | GRAAL | 0.42 | 0.68 | 0.42 | 0.50 |

Tabla 4.1: *Valores de las fluctuaciones esperadas en la luz Čerenkov recogida, $\delta n$, por detectores de $40\,m^2$ situados a una distancia del origen de coordenadas inferior a 80 m. Se muestran los resultados obtenidos para el caso en que el* core *está situado en el origen de coordenadas ($r_c = 0$) y para el caso más realista en que se encuentra desplazado (ver §4.6). Junto a los resultados para visión no restringida y convergente se muestran asimismo las predichas para la configuración de GRAAL (ver §4.6.)*

Definimos la fluctuación típica en la cantidad de luz recogida por un detector al valor $\delta n$ tal que el 68% de la distribución se incluye en el intervalo $[0, \delta n]$, valor obtenido para cada tipo de primario y energía. Se ha escogido esta definición, en vez de otra más estándar como la desviación cuadrática, ya que, debido a las fluctuaciones en la cola de la distribución, este parámetro resulta más estable para la definición de la anchura de la distribución.

Los resultados de este cálculo, para los diferentes tipos de primario y energías, se exponen en la tabla 4.1 ($r_c = 0$). De esta tabla se han excluido los resultados obtenidos para la configuración en visión paralela, ya que en estos casos el cálculo que hemos descrito, que presupone que el valor $N_{80}$ es un buen descriptor del valor esperado en cada detector, no es exacto, al variar fuertemente la densidad de fotones detectados con $r$.

En los resultados mostrados en esta tabla podemos observar, primeramente, que en las configuraciones estudiadas hasta el momento, el valor de $\delta n$ en las cascadas iniciadas por protones es mucho mayor que en las cascadas $\gamma$, lo cual es esperable a partir de la observación de las distribuciones de luz Čerenkov en el suelo para ambos primarios, aunque la diferencia disminuye al aumentar la energía del primario. Se observa que en todos los casos las fluctuaciones son menores en visión sin restricciones que en visión convergente, lo cual es debido principalmente al menor número de fotones detectados en la segunda configuración.

Los resultados obtenidos presentan unos valores que permiten confiar en la posibilidad de discriminar el tipo de primario a partir del estudio de las fluctuaciones en el densidad de fotones Čerenkov detectados, ya que estas son significativamente mayores para protones que para rayos $\gamma$. Aun así debemos recordar que los resultados para la visión convergente han sido obtenidos cuando el máximo de la cascada se sitúa cerca del punto de convergencia. En §4.6 estudiaremos un caso más realista, con el eje de la cascada desplazado aleatoriamente con respecto al punto de convergencia.

## 4.2 Desarrollo longitudinal

Habitualmente se entiende por desarrollo longitudinal de la cascada al número de $e^{\pm}$ en una cascada en función de la profundidad atmosférica (o altitud). En este trabajo se ha estudiado el número de fotones Čerenkov generados en un intervalo de altitud y que son detectados, en cada una de las configuraciones estudiadas, ya que esta distribución proporciona mayor información sobre la componente Čerenkov de la cascada. En las figuras 4.4 y 4.5 se muestran los desarrollos longitudinales *medios* para cada tipo de primario y energía, definiendo el valor medio del número de fotones Čerenkov generados en el intervalo de altura $j$-ésimo, $\breve{C}(h_j)$ (fotones/m), como:

$$\breve{C}(h_j) = \frac{\sum_i^{N_{\rm shw}} \breve{C}_i(h_j)}{N_{\rm shw}}$$

donde $N_{\rm shw}$ es el número total de cascadas, y $\breve{C}_i(h_j)$ es el número de fotones Čerenkov generados por la cascada $i$-ésima en el intervalo de altura $j$, que son detectados. Este resultado se obtiene para cada intervalo de altura en que se divide la atmósfera, y para cada tipo de primario, energía, y configuración del detector. Las fluctuaciones en $\breve{C}(h_j)$ vienen dadas por la desviación cuadrática media de la distribución de los valores de $\breve{C}_i(h_j)$, calculada en cada intervalo de altura.

Cada una de las figuras muestra los resultados obtenidos para cascadas iniciadas por rayos-$\gamma$ y protones, con tres diagramas por primario, uno para cada configuración del detector, según fueron descritas anteriormente.

Puede observarse que en la configuración **sin restricciones**, existe una gran diferencia en la forma del desarrollo longitudinal en función del tipo de primario. Las cascadas $\gamma$ muestran un máximo mucho mejor definido que aquellas iniciadas por protones. Como es bien sabido, el máximo de la cascada, $X_{\rm max}$, tiene lugar a mayor altitud en las cascadas $\gamma$ que en las cascadas de protones que generan una cantidad de luz Čerenkov similar, mientras que el máximo se produce a menor altura al aumentar la energía del primario, como ya se vio en la figura 2.7. También puede apreciarse

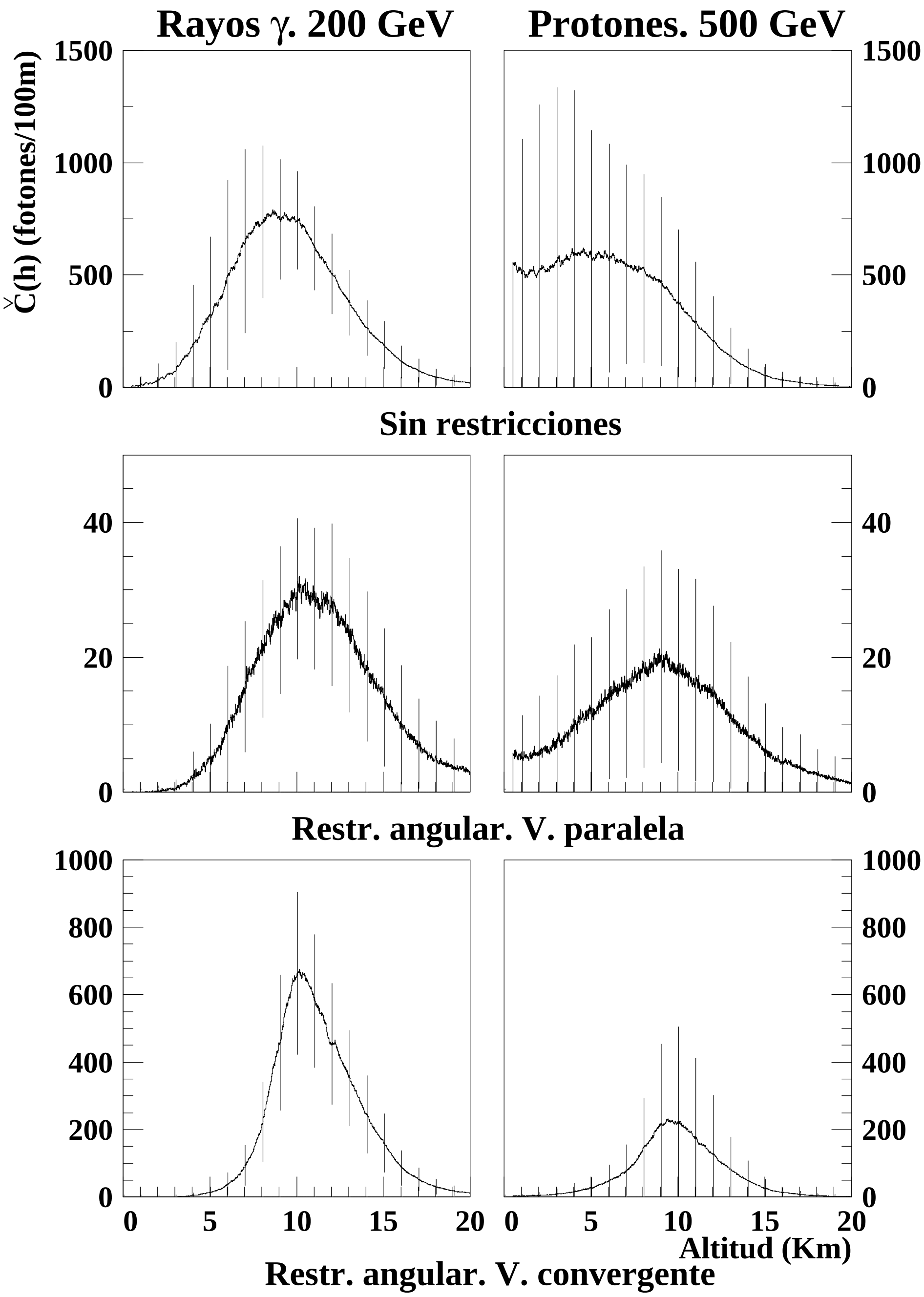


Figura 4.4: *Desarrollo longitudinal de cascadas $\gamma$ de 200 GeV y protones de 500 GeV, definido a partir de las medias, para todas las cascadas simuladas, del número de fotones Čerenkov generados en cada intervalo de altura, y que son detectados en cada una de las tres configuraciones estudiadas (ver texto).*

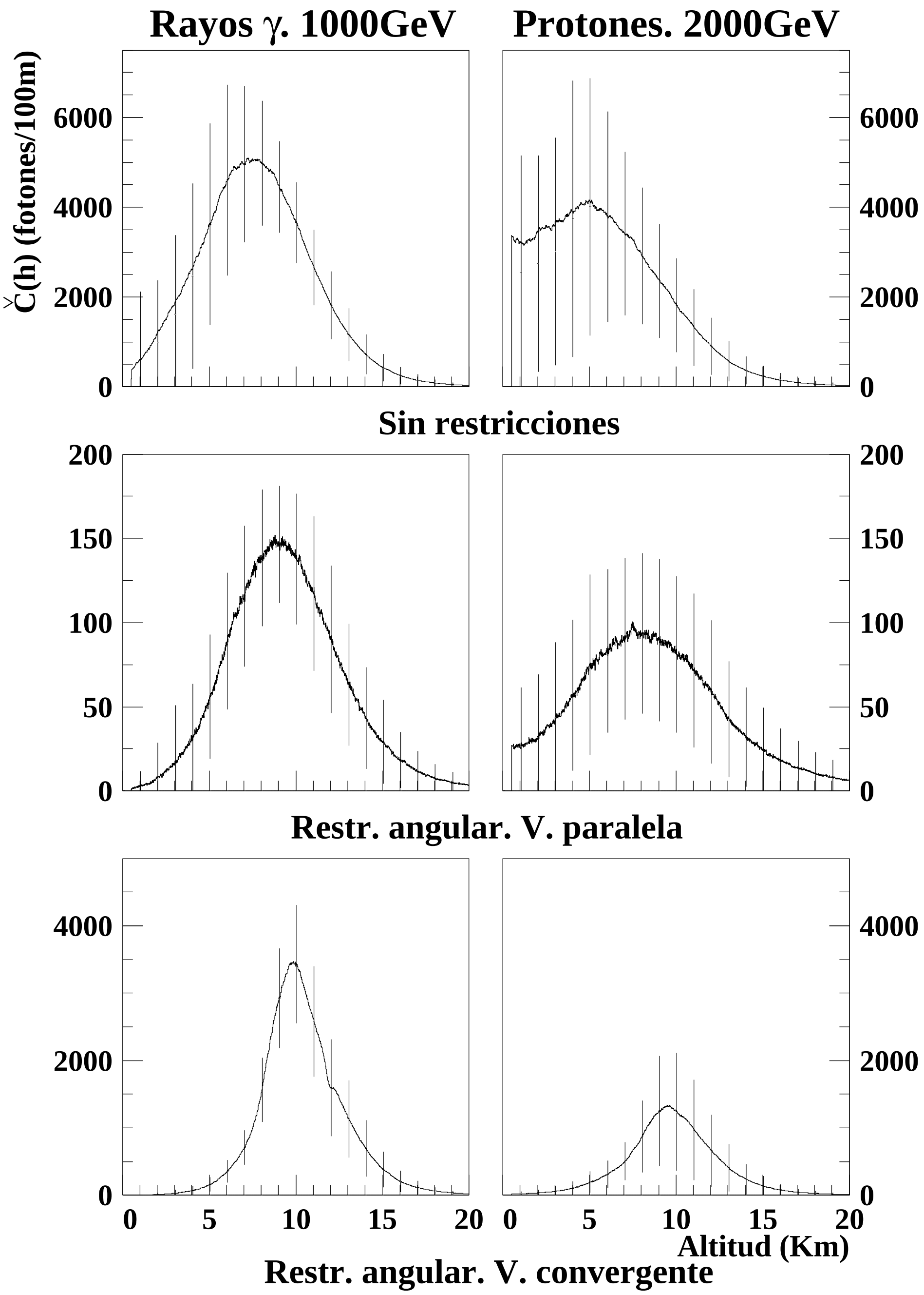


Figura 4.5: *Desarrollo longitudinal de cascadas $\gamma$ de 1000 GeV y protones de 2000 GeV, definido a partir de las medias, para todas las cascadas simuladas, del número de fotones Čerenkov generados en cada intervalo de altura, y que son detectados en cada una de las tres configuraciones estudiadas (ver texto).*

que el desarrollo de las cascadas $\gamma$, en este rango energético, se produce principalmente en las capas altas de la atmósfera, y que muy pocos fotones Čerenkov son generados cerca del nivel de observación. Esto no es cierto en el caso de las cascadas iniciadas por protones, en las cuales todavía se produce una gran cantidad de luz Čerenkov en las capas bajas de la atmósfera, incluso en el nivel de observación.

Cuando se introducen restricciones angulares en los detectores, se puede observar que en la configuración en **visión paralela** la proporción de fotones detectados con respecto a los emitidos sufre una gran reducción, especialmente para aquellos fotones emitidos a bajas altitudes, lo cual es especialmente evidente en las cascadas de protones. Este hecho es esperable y coincide con las observaciones realizadas en la distribución lateral de luz Čerenkov. Los detectores que se encuentran cerca del eje detectan fotones emitidos a lo largo de éste, mientras que los detectores situados a mayores valores de $r$ no recogen prácticamente ningún fotón Čerenkov, debido a que aquellos que impactan en esas posiciones, lo hacen con grandes ángulos de incidencia con respecto al eje de la cascada. A menor altitud, la cascada ha sufrido un mayor desarrollo lateral, y el ángulo de emisión de los fotones Čerenkov es mayor (véase también [63]), por lo que la eficiencia de detección es menor para fotones generados a baja altitud (ver §4.4).

En la configuración en **visión convergente**, al apuntar todos los detectores a la posición esperada del máximo, la eficiencia de detección es máxima cerca y por encima de la altura a que se encuentra el punto de convergencia. Para altitudes inferiores la eficiencia disminuye rápidamente, ya que esa región se encuentra fuera del campo de visión de los detectores más alejados del *core*. Por lo tanto la forma del desarrollo longitudinal muestra un máximo mucho más pronunciado que en el desarrollo original, situado cerca de la altura del punto de convergencia. Esto es cierto para ambos tipos de primarios, lo que indica que la restricción angular en visión convergente reduce las diferencias observadas entre el desarrollo de cascadas $\gamma$ y de protones.

## 4.3 Estructura temporal del frente Čerenkov

Además de medir la cantidad de luz recogida por cada helióstato, GRAAL mide de manera muy precisa los tiempos de llegada de los pulsos Čerenkov a los PMT (y por lo tanto a los helióstatos, tras una corrección geométrica) gracias a su electrónica rápida. Por lo tanto es necesario un estudio de las propiedades temporales del frente Čerenkov con el fin de extraer la mayor información posible.

| Configuración | $\gamma$200 | p500 | $\gamma$1000 | p2000 |
|---|---|---|---|---|
| Sin restricciones | 9.0±1.6 | 7.5±3.0 | 6.9±1.4 | 6.8±2.4 |
| Visión paralela | 6.7±2.5 | 8.3±4.2 | 4.8±1.8 | 7.9±3.6 |
| Visión convergente | 11.0±1.1 | 11.9±2.7 | 9.9±1.1 | 11.3±2.6 |

Tabla 4.2: *Radios medios del ajuste del frente Čerenkov de cada cascada a una esfera, en función del tipo y energía del primario, en las diferentes configuraciones estudiadas.*

Para cada cascada simulada se ha determinado el tiempo de llegada de cada fotón Čerenkov al detector, $t_i$ (el origen de tiempos es el de llegada del primer fotón a cualquiera de los detectores). Definimos el tiempo de llegada $\Upsilon(r)$, en el intervalo de distancias al *core* $[r_i, r_i + \Delta r]$, para todas las cascadas, como la mediana de la distribución de los $t_i$, para todos los fotones recogidos por aquellos detectores cuyo centro geométrico se encuentra en dicho intervalo. Al igual que en las fluctuaciones de la densidad de luz Čerenkov, definimos la anchura de la distribución de tiempos de llegada para cada intervalo de distancias mediante los desplazamientos a derecha $\Delta\Upsilon_{\rm dcha}$ e izquierda $\Delta\Upsilon_{\rm izda}$ de la mediana necesarios para incluir en ambos casos el 34% de los sucesos de la distribución (ver figura 4.2). Los resultados para los diferentes tipos de primarios y configuraciones estudiadas se muestran las figuras 4.6 y 4.7

En los diagramas correspondientes a la configuración **sin restricción angular** se observan las propiedades generales de la cascada tal y como es generada. Se aprecia que la forma del frente es básicamente esférica, permitiendo un ajuste a esa función, dejando como parámetros libres el radio y la altitud a que se encuentra el centro de la esfera. En este caso nos fijaremos en el radio de la esfera ajustada, el cual depende del tipo de primario y su energía, tal y como se muestra en la tabla 4.2, donde aparecen los valores medios de los radios, resultados de ajustar los frentes Čerenkov de cada cascada a una esfera.

En el frente Čerenkov de las cascadas $\gamma$ se observa que las fluctuaciones en los tiempos de llegada (figura 4.6 y 4.7) son relativamente independientes de la energía del primario, mostrando un mínimo en la región inmediatamente anterior al *hump*. En las cascadas iniciadas por protones se observan fluctuaciones mucho mayores a baja energía, aunque el frente formado por los valores de las medianas sigue ajustándose bien a una esfera. Se aprecia que las fluctuaciones son mucho menores para cascadas de mayor energía, aunque siempre son superiores a las observadas en cascadas $\gamma$.

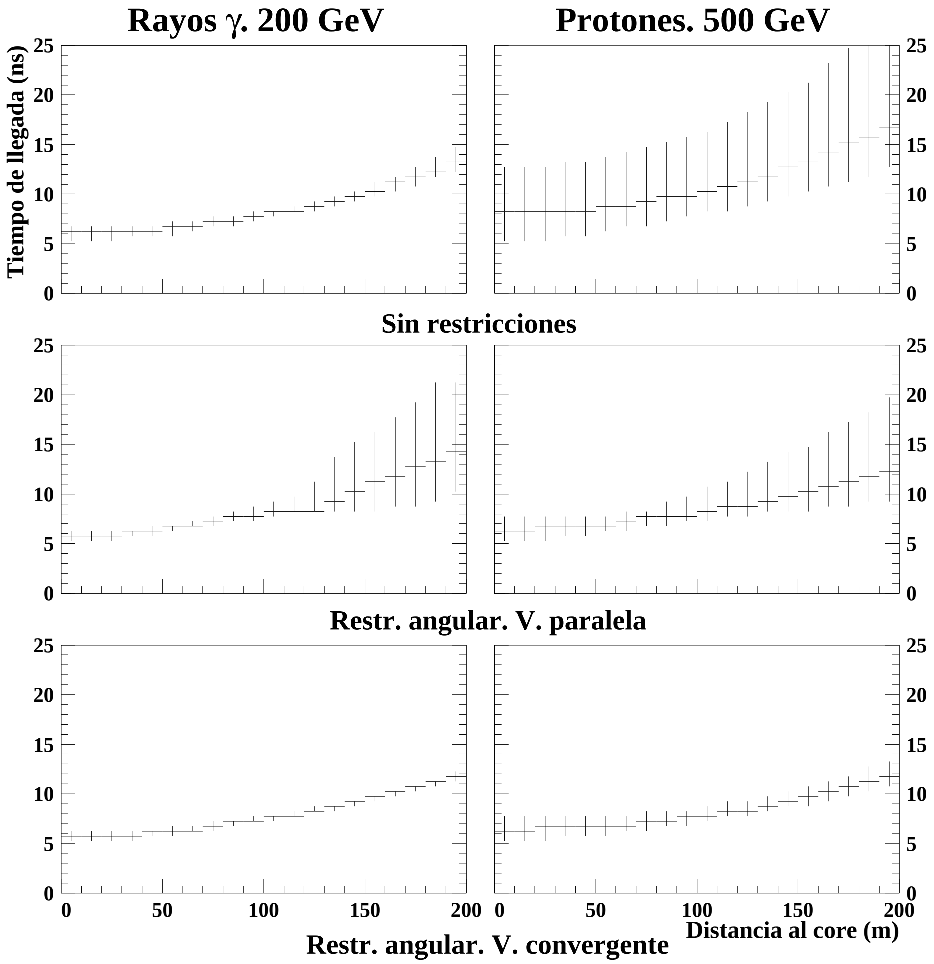


Figura 4.6: *Tiempos de llegada $\Upsilon(r)$ del frente Čerenkov en función de la distancia al* core*, definidos a través de la mediana de la distribución de los tiempos de llegada de los fotones detectados en cada intervalo de distancias, para todas las cascadas generadas. Se muestran los resultados para cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ de 200 GeV y protones de 500 GeV, en las tres configuraciones estudiadas.*

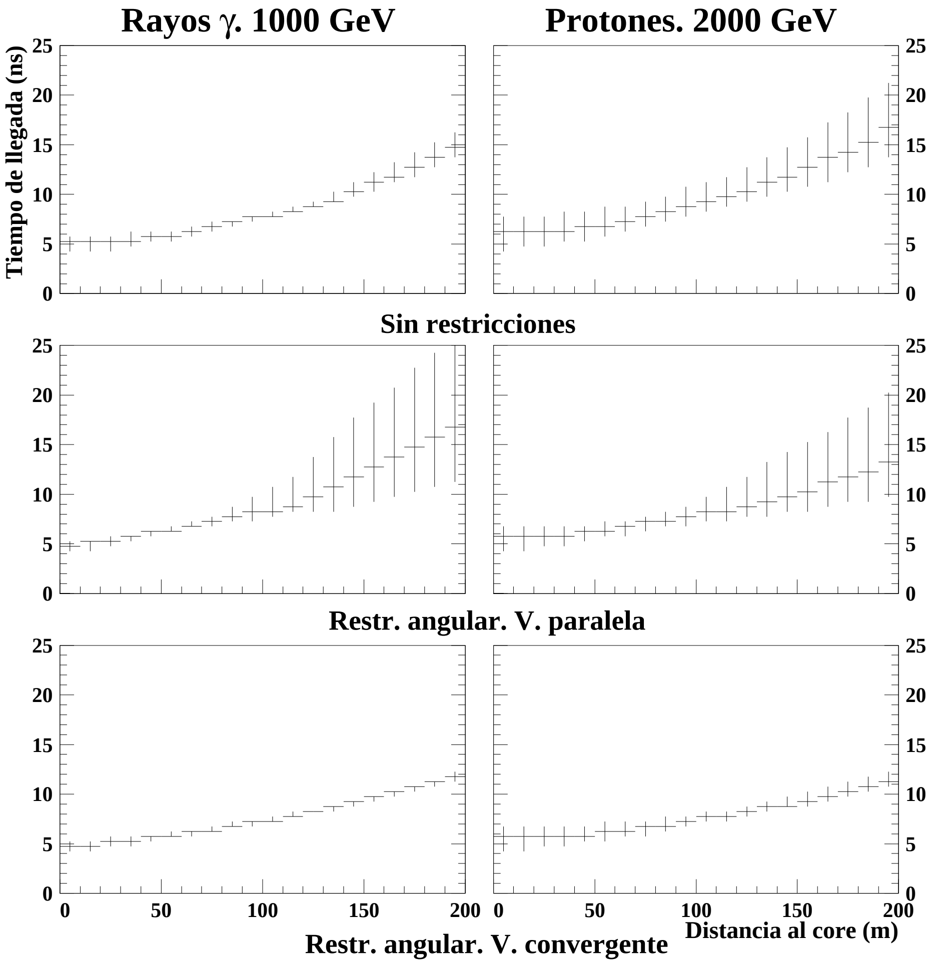


Figura 4.7: *Tiempos de llegada $\Upsilon(r)$ del frente Čerenkov en función de la distancia al* core*, definidos a través de la mediana de la distribución de los tiempos de llegada de los fotones detectados en cada intervalo de distancias, para todas las cascadas generadas. Se muestran los resultados para cascadas iniciadas por fotones $\gamma$ de 1000 GeV y protones de 2000 GeV, en las tres configuraciones estudiadas.*

En la segunda configuración, con los detectores en **visión paralela**, la forma esférica del frente se conserva, aunque el radio de ajuste se reduce en cascadas $\gamma$ y aumenta en cascadas iniciadas por protones. Este hecho se debe, con toda probabilidad, a las diferencias en el desarrollo longitudinal y transversal de ambos tipos de cascadas. En esta configuración los fotones de cascadas $\gamma$ detectados lejos del *core* provienen de partículas que han sufrido reiteradas dispersiones, principalmente en las etapas finales de la cascada, y que por lo tanto llegan con gran retraso, resultando en una mayor curvatura del frente (ver figuras 4.8 – 4.11). Por el contrario, en las cascadas iniciadas por protones, y debido al mayor momento transverso de las interacciones hadrónicas que provocan una mayor extensión lateral de la cascada, y a las ramificaciones de las cascada principal con un fuerte ángulo de desviación con respecto al eje de la cascada, es posible la detección de fotones a grandes valores de $r$ con poco retraso con respecto a los fotones detectados cerca del eje. De esta manera el frente Čerenkov detectado muestra una menor curvatura.

Para esta configuración, en cascadas $\gamma$, las fluctuaciones cerca del *core* son menores que en la cascada original, pero para distancias superiores a $\sim$70 m, éstas aumentan significativamente. Esto se puede explicar de un modo sencillo si se tiene en cuenta que los fotones que provienen de partículas que han sufrido una gran dispersión son los que llegan con mayores retrasos. La visión restringida elimina estos fotones, reduciéndose así las fluctuaciones. Por otra parte, observando la distribución lateral para esta configuración se aprecia que para $r \gtrsim 80$ m la densidad de fotones detectados es muy pequeña. Por lo tanto las fluctuaciones en los tiempos de llegada aumentan debido a la falta de estadística. No sólo eso, sino que los fotones que son detectados han sido emitidos principalmente por partículas que han sufrido un alto grado de dispersión, lo que aumenta la imprecisión en la forma del frente. De igual modo se produce el mismo fenómeno en cascadas de protones. Para este tipo de primario, a energías menores, las fluctuaciones a $r \approx 0$ se ven reducidas en gran manera, aunque siguen siendo bastante grandes para $r \gtrsim 90$ m, por las mismas razones aducidas para rayos $\gamma$. A mayores energías el comportamiento es similar, aunque en general las fluctuaciones son menores.

En la tercera configuración, con los detectores apuntando en **visión convergente**, la forma del frente Čerenkov detectado se ve modificada, aumentando el radio de curvatura de éste, para todos los tipos de primarios y energías. Además se observa que las fluctuaciones en la forma del frente, para todos los tipos y energías de primarios son muy similares. Este hecho confirma lo ya observado en los desarrollos longitudinales de los fotones Čerenkov detectados en esta configuración (figuras 4.4 y 4.5): la altura media de emisión de los fotones detectados es mayor que en las otras configuraciones, dando lugar al aumento del radio de curvatura, y el máximo del desarrollo longitudinal se sitúa a alturas similares para todos los tipos de primarios, lo cual induce curvaturas similares del frente.

Como ya hemos mencionado, en esta configuración, las fluctuaciones en ambos tipos de primarios y para todas las energías se reducen en gran manera, por debajo de los valores originales, incluso para detectores situados a grandes distancias del *core*, con el mínimo de las fluctuaciones localizado cerca del *hump*. Estos resultados corroboran el modelo simple formulado en el punto anterior, en el que se planteaba que los detectores en esta configuración recogen los fotones Čerenkov generados en la parte central y superior de la cascada, donde la dispersión lateral de las partículas cargadas todavía es pequeña. En tal caso es normal que las fluctuaciones se vean reducidas, al no detectar los fotones generados por las partículas que han sufrido mayor dispersión (principalmente en la parte inferior del desarrollo de la cascada). El radio de curvatura aumenta ya que la luz es detectada de regiones de la cascada a mayor altitud. En esta configuración las fluctuaciones a grandes distancias del *core* no aumentan por la baja estadística, ya que el número de fotones recogidos sigue siento alto, gracias a la visión convergente.

Podemos en este caso definir también las **fluctuaciones observadas dentro de una cascada determinada**, con el fin de estudiar las posibilidades de un método de separación del tipo de primario en función de este observable. Con este fin comparamos el tiempo medio de llegada del pulso Čerenkov a cada uno de los detectores, $t_i$, con el valor medio del tiempo de llegada, para esa cascada, a la distancia a que se encuentra el detector del *core*, $t(r_i)$, como:

$$\delta t_i = |t_i - t(r_i)|$$

Se define entonces el valor típico de las fluctuaciones en los tiempos de llegada del frente Čerenkov a los detectores, $\delta t$, a través de la distribución de $\delta t_i$ para todos los detectores situados a una distancia inferior a 80 m del *core*, de las cascadas generadas por los primarios del tipo y energía estudiados, como $\delta t$ tal que el 68% de los sucesos de la distribución se incluyen en el intervalo $[0, \delta t]$. Los resultados obtenidos para los diferentes tipos de primarios y configuraciones estudiadas se exponen en la tabla 4.3 ($r_c = 0$).

De los resultados expuestos en esta tabla, para las configuraciones estudiadas, debemos destacar como hecho principal la gran disminución en los valores de $\delta t$ que se observa en las cascadas de protones al imponer una restricción angular a los detectores. Mientras que en las cascadas detectadas sin restricciones las fluctuaciones $\delta t$ son mucho mayores en protones que en

| Posición del *core* | Configuración | $\gamma$200 | p500 | $\gamma$1000 | p2000 |
|---|---|---|---|---|---|
| $r_c = 0$ | Visión no restringida | 0.19 | 2.31 | 0.19 | 0.94 |
| | Visión paralela | 0.19 | 0.69 | 0.19 | 0.44 |
| | Visión convergente | 0.19 | 0.44 | 0.19 | 0.31 |
| | GRAAL | 0.69 | 0.81 | 0.64 | 0.69 |
| $r_c < 30\,\mathrm{m}$ | Visión convergente | 0.44 | 0.56 | 0.56 | 0.56 |
| | GRAAL | 0.69 | 0.81 | 0.68 | 0.68 |
| $r_c < 70\,\mathrm{m}$ | Visión convergente | 0.94 | 0.94 | 1.10 | 0.94 |
| | GRAAL | 0.69 | 0.92 | 0.72 | 0.72 |

Tabla 4.3: *Valores de las fluctuaciones esperadas en los tiempos de llegada del frente Čerenkov a los detectores situados a $r < 80\,m$, $\delta t$, para los diferentes primarios y energías. Se muestran los resultados obtenidos para el caso en que el* core *está situado en el origen de coordenadas ($r_c = 0$) y para el caso más realista en que se encuentra desplazado (ver §4.6). Las configuraciones en visión no restringida, paralela y convergente se describen en el estudio del frente Čerenkov (§4.3), mientras que la configuración* GRAAL *es descrita en §4.6, en la cual el valor de las fluctuaciones es obtenido por un método ligeramente diferente.*

rayos $\gamma$, reduciéndose esta diferencia al aumentar la energía del primario, al introducir una restricción angular en los detectores, aun en visión paralela, mientras que las fluctuaciones observadas en los rayos $\gamma$ no se ven alteradas, las de los protones disminuyen en un factor considerable. En la configuración de visión convergente, no se observa variación en los rayos $\gamma$, pero sí en los protones, para los cuales el valor de $\delta t$ disminuye levemente con respecto a la anterior configuración. Se aprecia por tanto que un método de separación basado en la medición de las fluctuaciones $\delta t$ vería disminuida su eficiencia debido a la restricción angular de los detectores.

## 4.4 Altura de producción y tiempo de llegada de los fotones Čerenkov

Como se ha mencionado anteriormente, la estructura del frente Čerenkov detectado está relacionada con la altura de producción de los fotones. En las figuras 4.8, 4.9, 4.10 y 4.11 se muestran, para cada tipo de primario, energía, y configuración de los detectores, la distribución de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los detectores, en función de la altura a que han sido producidos. Nótese la escala logarítmica empleada en el número de fotones (eje $z$). Para cada una de las configuraciones se muestran tres gráficas, cada

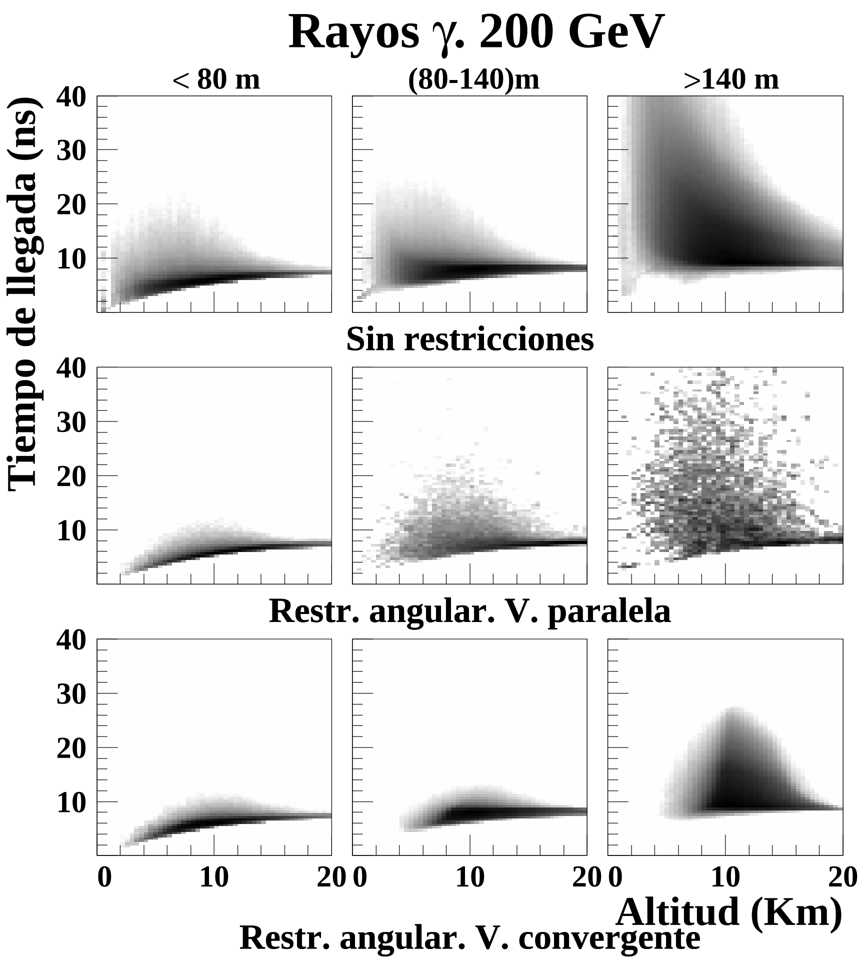


Figura 4.8: *Distribución de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los detectores en función de la altura de generación de los fotones, para cascadas $\gamma$ de 200 GeV. La intensidad de color indica, en escala logarítmica, el número de fotones que llegan en el intervalo de tiempos y alturas considerado. Cada columna corresponde a un zona de distancias detector–*core *diferente: pre-*hump, hump *y post-*hump*respectivamente. Cada fila corresponde a una de las tres configuraciones del detector consideradas.*

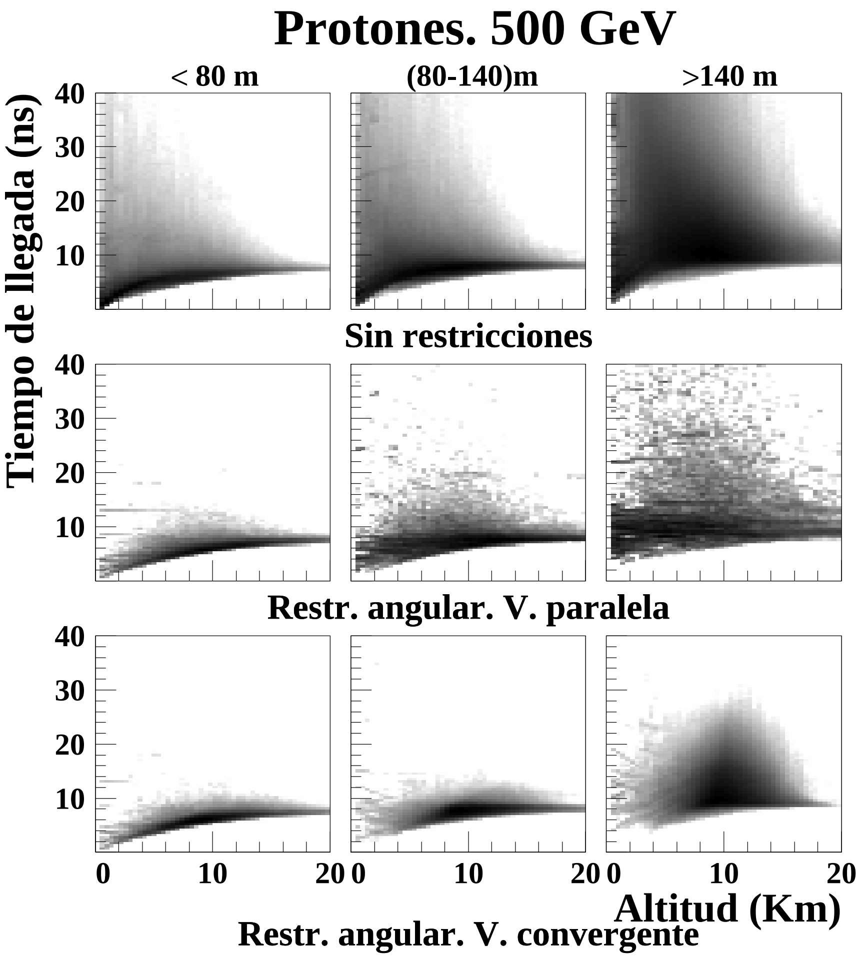


Figura 4.9: *Distribución de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los detectores en función de la altura de generación de los fotones, para cascadas de protones de 500 GeV. La intensidad de color indica, en escala logarítmica, el número de fotones que llegan en el intervalo de tiempos y alturas considerado. Cada columna corresponde a un zona de distancias detector–*core *diferente: pre-*hump, hump *y post-*hump*respectivamente. Cada fila corresponde a una de las tres configuraciones del detector consideradas.*

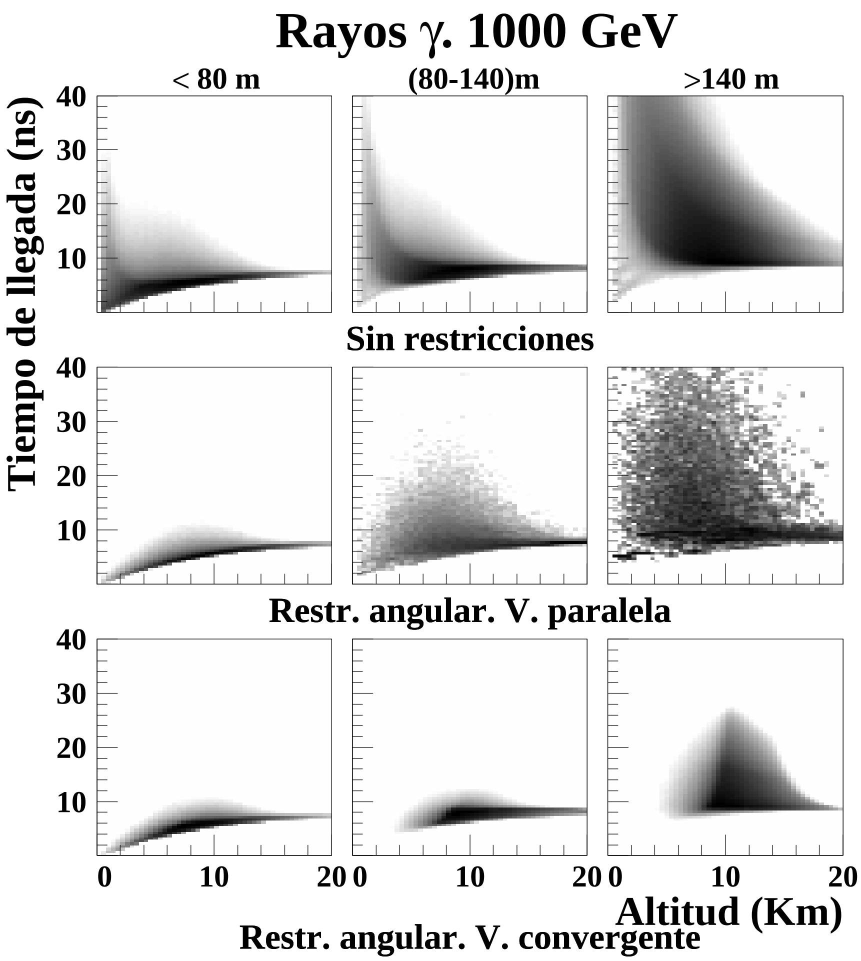


Figura 4.10: *Distribución de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los detectores en función de la altura de generación de los fotones, para cascadas $\gamma$ de 1000 GeV. La intensidad de color indica, en escala logarítmica, el número de fotones que llegan en el intervalo de tiempos y alturas considerado. Cada columna corresponde a un zona de distancias detector–*core *diferente: pre-*hump, hump *y post-*hump*respectivamente. Cada fila corresponde a una de las tres configuraciones del detector consideradas.*

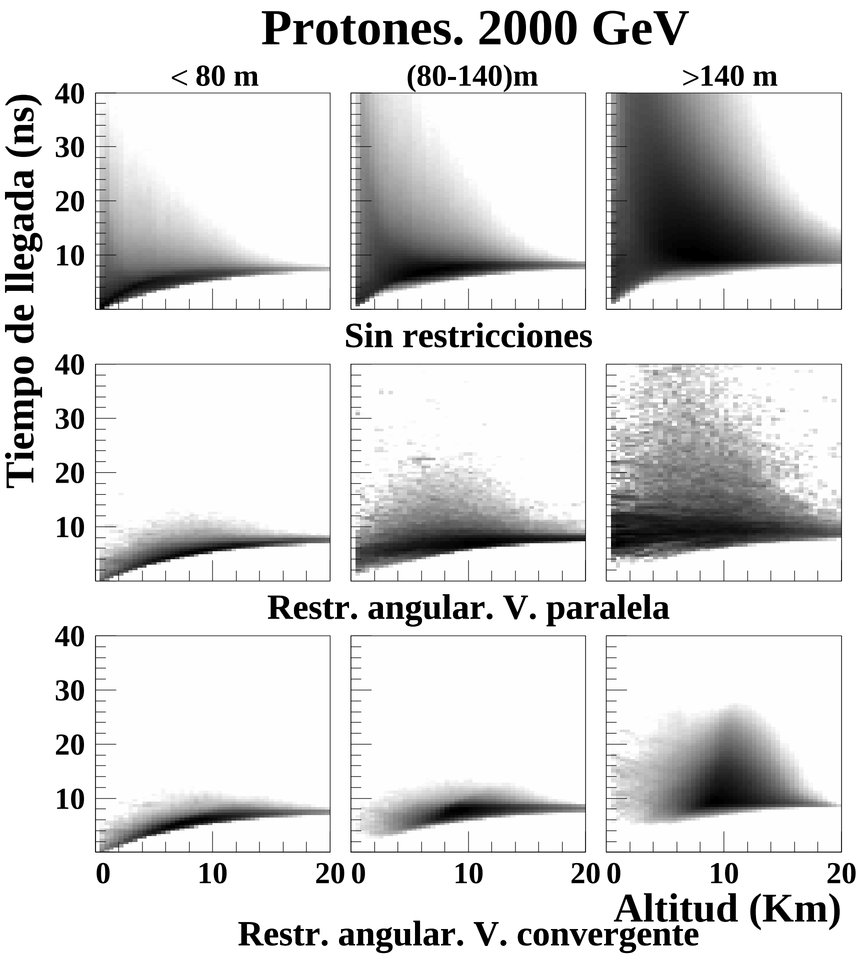


Figura 4.11: *Distribución de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los detectores en función de la altura de generación de los fotones, para cascadas de protones de 2000 GeV. La intensidad de color indica, en escala logarítmica, el número de fotones que llegan en el intervalo de tiempos y alturas considerado. Cada columna corresponde a un zona de distancias detector–*core *diferente: pre-*hump, hump *y post-*hump*respectivamente. Cada fila corresponde a una de las tres configuraciones del detector consideradas.*

una correspondiente a un rango de distancias al *core*: (a) para detectores situados en la zona pre-*hump* ($r < 80\,\mathrm{m}$); (b) para los detectores situados en la zona del *hump* ($80 < r < 140\,\mathrm{m}$); y (c) para los detectores situados en la zona post-*hump* ($r > 140\,\mathrm{m}$). Cada uno de los diagramas mostrados es el resultado de sumar la contribución de todas las cascadas generadas.

Consideremos primero las características que muestran las cascadas originales, i.e. detectadas en la configuración **sin restricciones angulares**. Como ya es conocido, las cascadas iniciadas por protones muestran una mayor dispersión en los tiempos de llegada que las cascadas $\gamma$, lo cual es apreciable en todas las regiones, siendo mayor en las regiones más alejadas del *core*. En la región pre-*hump* se observa para ambos tipos de primarios una relación casi lineal entre el tiempo medio de llegada de los fotones Čerenkov y la altura de producción, siendo los fotones generados en las capas inferiores de la atmósfera los primeros en ser detectados. En las cascadas iniciadas por protones podemos observar una relación similar en las tres zonas, mientras que en las cascadas $\gamma$ se aprecia que esta relación cambia con la zona considerada. En especial se aprecia una gran diferencia entre ambos tipos de primarios en la región post-*hump*. Mientras que en las cascadas $\gamma$ son los fotones generados en la parte media y superior de la atmósfera los que son detectados en primer lugar, en las cascadas iniciadas por protones, aunque la mayor parte de los fotones detectados provienen de alturas medias, existe una proporción apreciable que proviniendo de las partes inferiores de la cascada son detectados en tiempos muy tempranos. Estas detecciones se producen a partir de cerca de un nanosegundo después de los primeros fotones detectados cerca del eje. Estos fotones no pueden sino provenir de partículas cargadas, que aun incluso en la región post-*hump* alcanzan muy bajas altitudes sin haber sufrido una dispersión importante. Esto es posible en cascadas iniciadas por protones, donde es frecuente la existencia de ramificaciones de la cascada principal que, mostrando un desarrollo longitudinal similar al de la cascada principal, impactan a grandes distancias del *core*.

En la configuración en **visión paralela** se puede apreciar que los fotones que llegan con retraso con respecto al pulso medio tienen una baja eficiencia de detección en todas las regiones y para todos los primarios. En consecuencia se reduce la dispersión en los tiempos de llegada, ya que aquellos fotones que provienen de partículas que han sufrido una gran dispersión, y que, por lo tanto, debido a la mayor longitud de las trayectorias, llegan con retraso con respecto al pulso principal, no son detectados. En todo caso el comportamiento del tiempo medio de llegada en función de la altura de generación es similar al observado en el caso anterior. Se observa que en la zona post-*hump* la estadística es muy pobre debido a la falta de fotones Čerenkov detectados, especialmente en las cascadas de menor energía, ya que al ser de menor extensión lateral no generan luz Čerenkov con los ángulos de incidencia necesarios para ser detectados a grandes distancias del *core*.

Con los detectores en **visión convergente**, los efectos observados en la configuración en visión paralela son más marcados. Teniendo en cuenta que en visión convergente los detectores apuntan a una altura de unos 11 Km de altitud, la mayor parte de los fotones detectados provienen de altitudes alrededor o por encima de ésta. Debido al ángulo de visión restringido de 0.3 grados de semianchura, el límite inferior de la región observada para los detectores alejados del eje se sitúa alrededor de los 8 Km de altura, siendo muy baja la eficiencia de detección de fotones generados por debajo de esta altitud, tal y como se observa en las figuras, especialmente en la región post-*hump*. Es de destacar la gran similitud entre las figuras obtenidas para protones y $\gamma$ en esta configuración.

Podemos por lo tanto concluir que los fotones generados a bajas altitudes llegan en general con ángulos de incidencia superiores a los de fotones generados a mayores altitudes. Esto implica una mayor dispersión en los tiempos de llegada. Este efecto es especialmente importante para detectores situados a grandes distancias del *core*. Cuando se imponen fuertes restricciones angulares para la detección de la componente Čerenkov, la mayor parte de los fotones generados en las partes bajas de la atmósfera son rechazados, especialmente aquellos con un gran retraso en los tiempos de llegada (i.e. aquellos emitidos por partículas tras una gran dispersión angular), y por lo tanto la dispersión temporal se ve reducida. Vemos por tanto que las restricciones angulares provocan una disminución en las fluctuaciones entre los fotones Čerenkov detectados, reduciendo por tanto las posibilidades de separación $\gamma$-hadrón.

## 4.5 Forma de los pulsos Čerenkov

Otro observable de la cascada es la forma de los pulsos Čerenkov detectados. Para realizar este estudio analizaremos las señales recogidas por cada uno de los detectores, para los que se ha supuesto un funcionamiento casi ideal. El único efecto instrumental que tendremos en cuenta es el área del espejo ($40\,\mathrm{m}^2$). La electrónica se considera infinitamente rápida (no introduce ningún tipo de deformación en los pulsos). La eficiencia de detección se ha mantenido en el 100% y no se ha considerado ningún ruido de fondo que pudiera distorsionar la forma de las señales.

En un principio se procedió al ajuste de cada uno de los pulsos Čerenkov detectados a una función lognormal, que según el estudio realizado en [64],

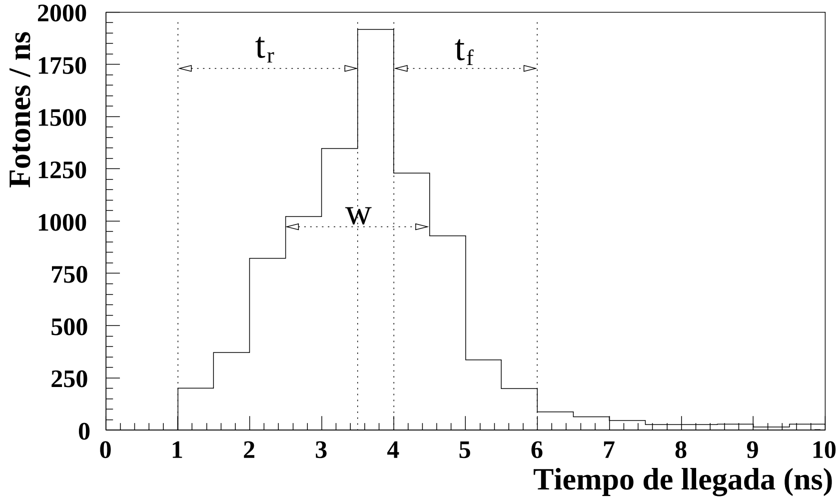


Figura 4.12: *Esquema de los parámetros de forma obtenidos de un pulso Čerenkov.*

ajusta mejor que otras posibles funciones como la función $\Gamma$, pero esta aproximación fue rechazada a la vista de los malos resultados de los ajustes, procediendo al cálculo de los parámetros de los pulsos de manera directa a través de la distribución temporal del pulso detectado, tal y como se indica en la figura 4.12. Para cada pulso se calculan los valores de la anchura a media altura $w$ (FWHM), tiempo de subida $t_r$ (intervalo para alcanzar del 10% al 90% del máximo), y el tiempo de caída $t_f$ (intervalo para alcanzar del 90% al 10% del máximo).

Con el fin de estudiar las posibilidades de estos observables tanto para la localización del *core* de la cascada, como para la determinación del tipo y energía del primario se muestran en las figuras 4.13, 4.14 y 4.15 los valores medios de los parámetros, para todos los detectores de todas las cascadas generadas, en función de la distancia al *core* para las diferentes configuraciones, en los casos de cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ de 200 GeV y protones de 500 GeV. Las barras de error corresponden a las desviaciones cuadráticas medias de las distribuciones de los parámetros en cada intervalo de distancias.

Se aprecia que el comportamiento general de los tres parámetros es prácticamente independiente de la configuración del detector. Las mayores diferencias corresponden a la configuración en visión paralela, donde se observan grandes fluctuaciones en los parámetros obtenidos en detectores situados a una distancia del *core* mayor de $\sim$ 80 m. Una vez más, esto es debido a la baja estadística disponible a $r > 70$ m en esta configuración, y a la alta dispersión sufrida por los fotones detectados. En cualquier caso podemos

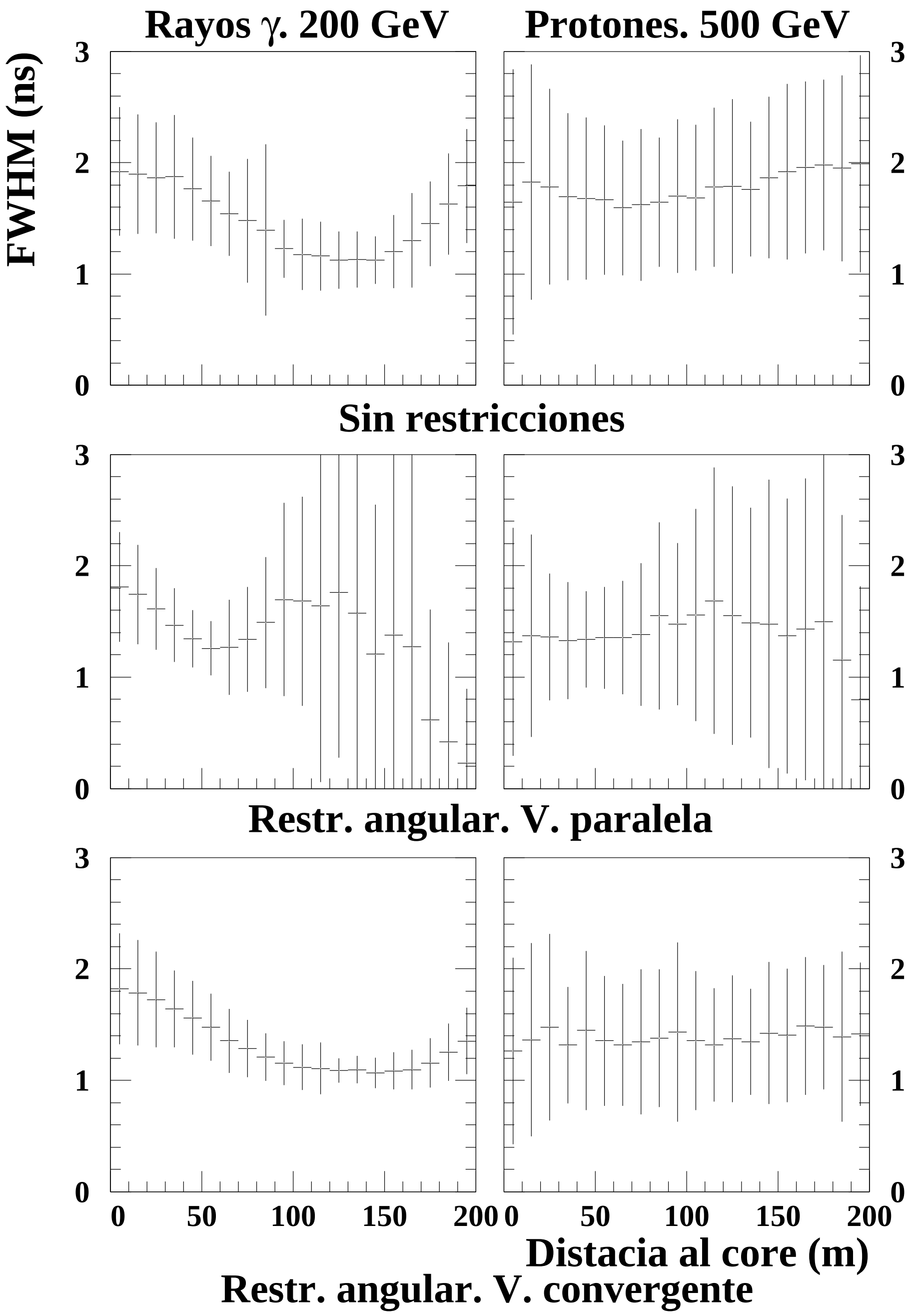


Figura 4.13: *Anchura a media altura (w) de los pulsos Čerenkov detectados, en función de la distancia de los detectores al* core. *El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos en todos los detectores en un área de 300×300 m$^2$, para todas las cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada en la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias. Se muestran los resultados para cascadas iniciadas por primarios $\gamma$ de 200 GeV y protones de 500 GeV, en las tres configuraciones descritas.*

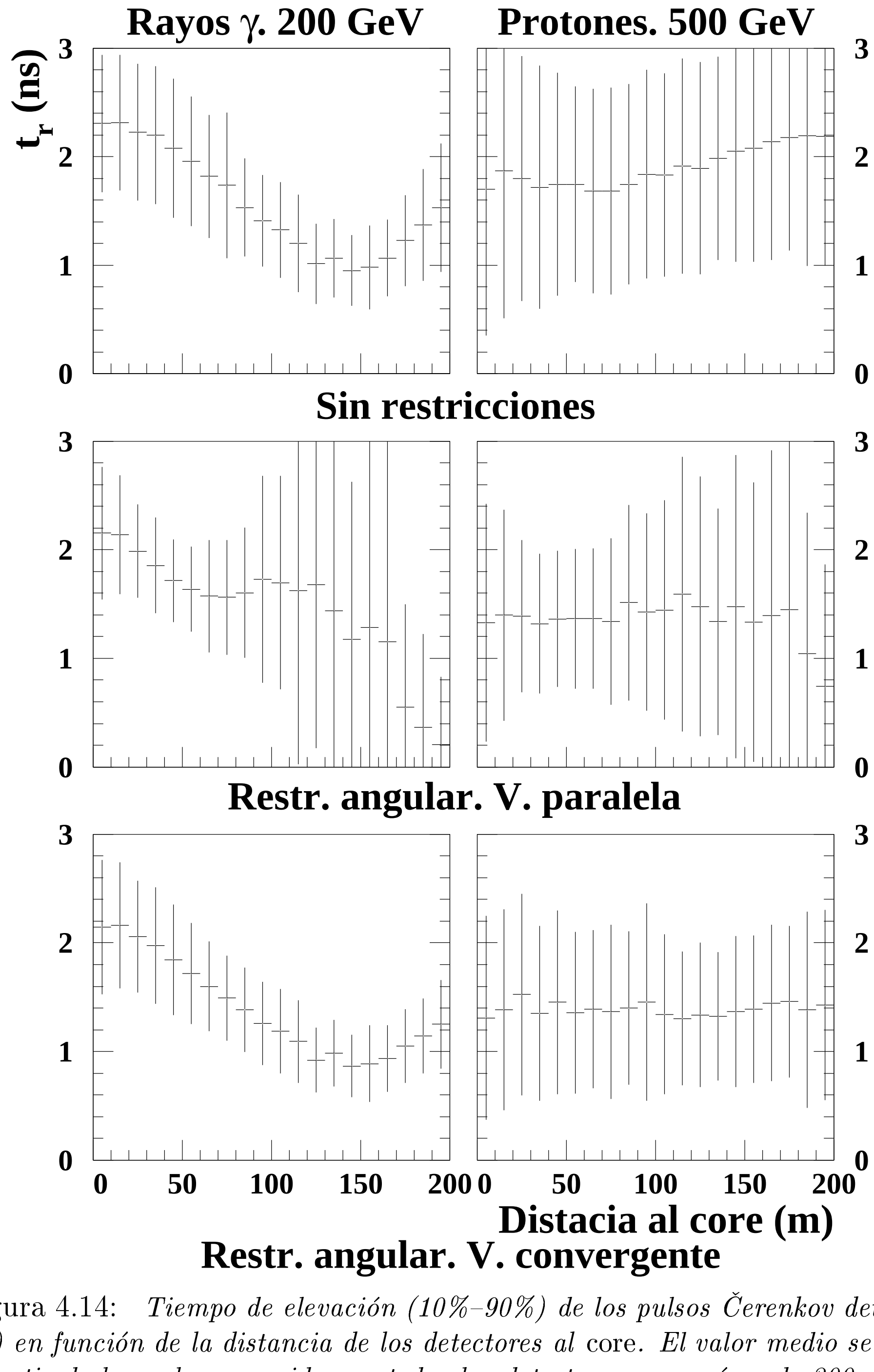


Figura 4.14: *Tiempo de elevación (10%–90%) de los pulsos Čerenkov detectados ($t_r$) en función de la distancia de los detectores al* core*. El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos en todos los detectores en un área de $300 \times 300\,m^2$, para todas las cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada en la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias. Se muestran los resultados para cascadas iniciadas por primarios $\gamma$ de 200 GeV y protones de 500 GeV, en las tres configuraciones descritas.*

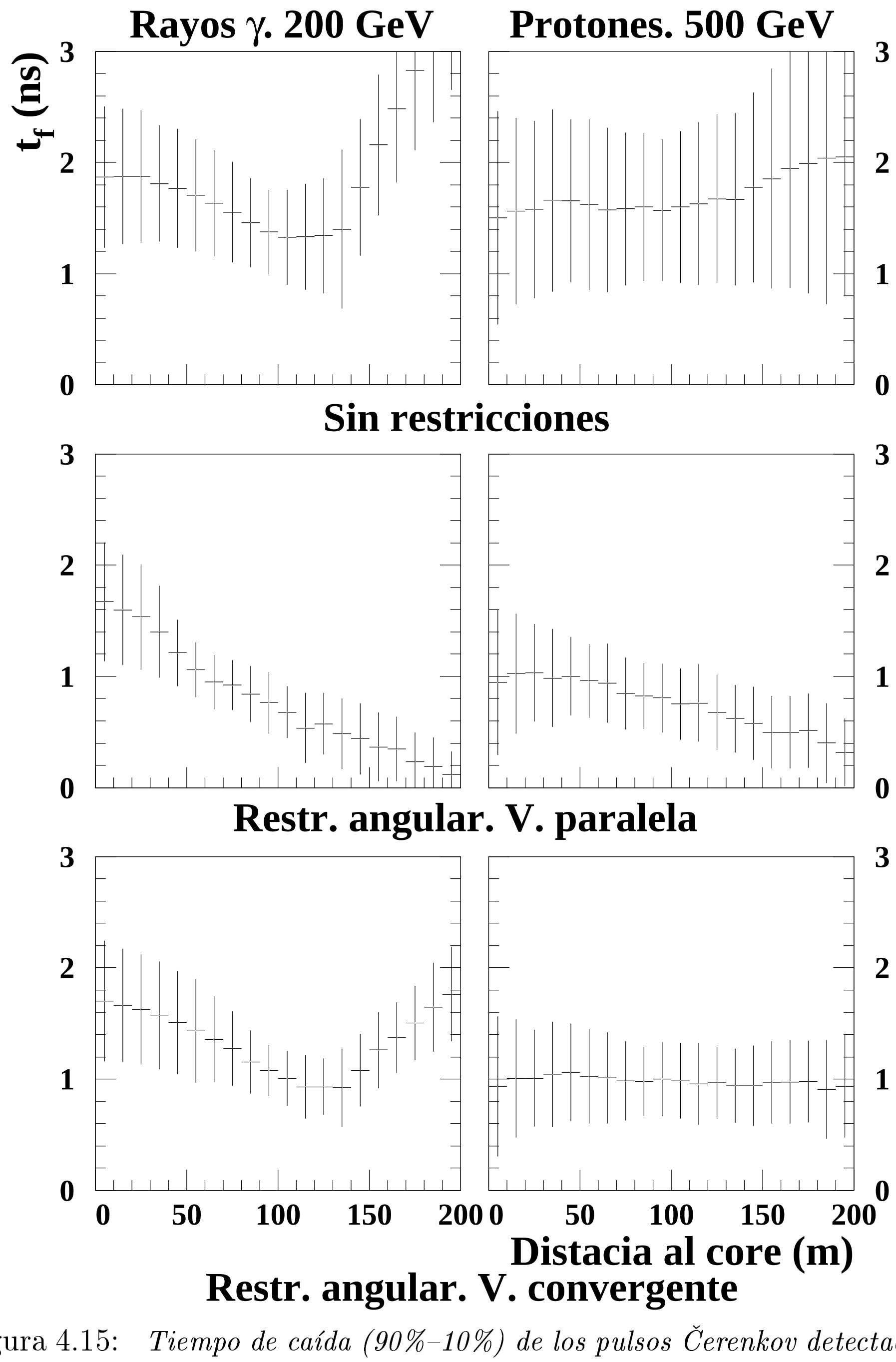


Figura 4.15: *Tiempo de caída (90%–10%) de los pulsos Čerenkov detectados ($t_f$) en función de la distancia de los detectores al* core. *El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos en todos los detectores en un área de 300×300 $m^2$, para todas las cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada en la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias. Se muestran los resultados para cascadas iniciadas por primarios γ de 200 GeV y protones de 500 GeV, en las tres configuraciones descritas.*

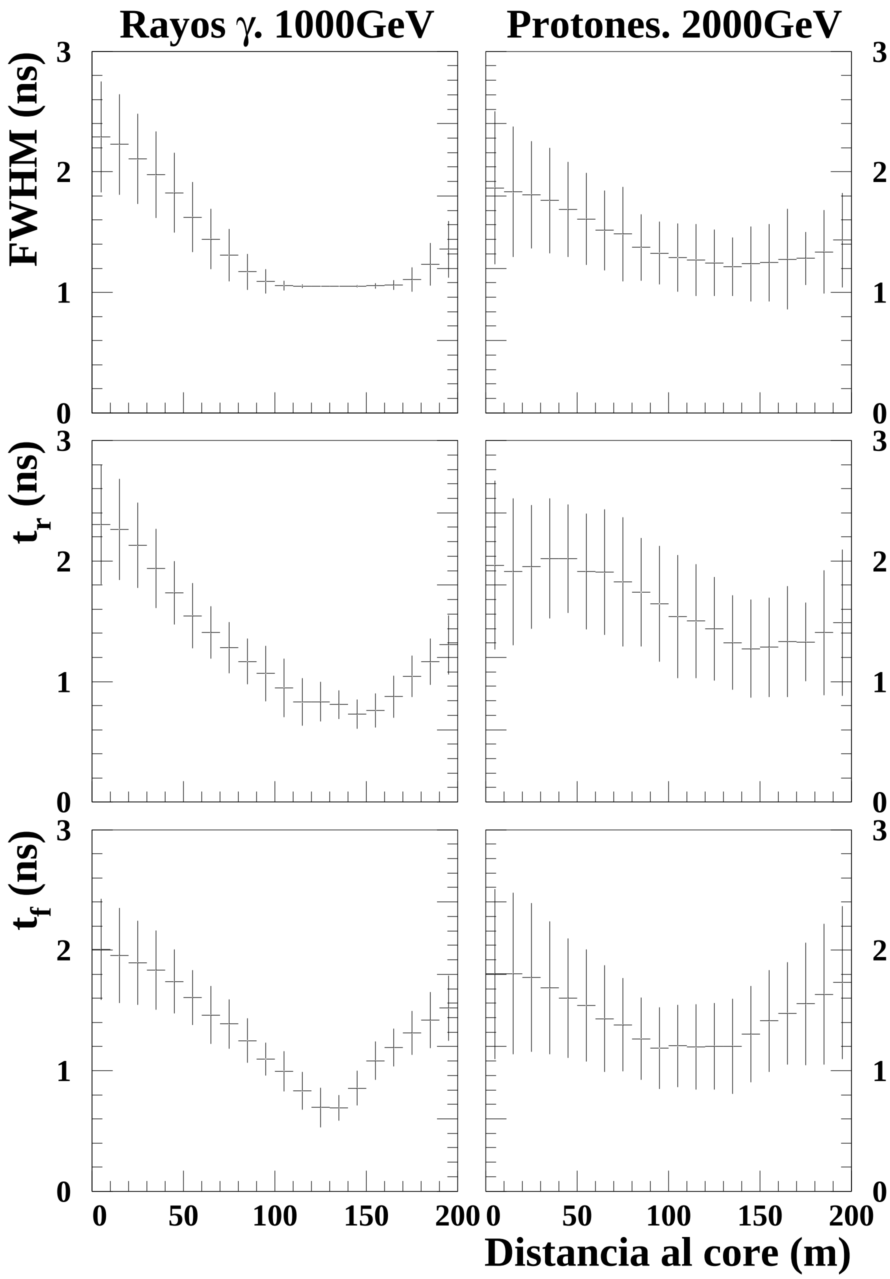


Figura 4.16: *Variación de los parámetros de forma de los pulsos Čerenkov detectados en la* **configuración en mirada convergente**. *El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos en todos los detectores en un área de 300×300* $m^2$, *para todas las cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada en la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias.*

afirmar que el comportamiento de la forma del pulso detectado en función de la distancia al *core* en la configuración en visión convergente es muy similar al observado con el detector sin restricciones, aunque con fluctuaciones ligeramente menores.

Es también evidente que la dependencia con la distancia al *core* es diferente en función del tipo de primario. En cascadas iniciadas por rayos $\gamma$, el valor de todos los parámetros disminuye con la distancia al *core*, hasta la región del *hump*. En la región post-*hump*, todos los parámetros aumentan, indicando un ensanchamiento de los pulsos. Este comportamiento es bastante marcado en el tiempo de caída, y mucho menor en el tiempo de elevación y en la anchura, lo que apunta a que el ensanchamiento del pulso se debe a la existencia de colas más largas, es decir, hay un mayor número de fotones que llegan con retraso con respecto a la posición del máximo del pulso. Por otra parte, en las cascadas iniciadas por protones, se aprecia un comportamiento prácticamente constante en los valores de los parámetros. El valor de los parámetros es prácticamente independiente de la distancia al *core*, con una ligera tendencia a aumentar con $r$. Como es esperable, las fluctuaciones observadas en las cascadas $\gamma$ son menores que las de los protones.

Para cascadas de mayor energía los resultados son similares, aunque las fluctuaciones en los parámetros son menores, y los pulsos son ligeramente más anchos. En la figura 4.16 se muestran únicamente los resultados obtenidos para la configuración en visión convergente. Podemos destacar por una parte el comportamiento de los rayos $\gamma$ cerca del *hump* donde las fluctuaciones en la anchura de los pulsos se reducen en gran medida, y la variación del comportamiento de $t_f$ con la distancia al *core*, que se ve más pronunciada. Por otra parte, en los protones se aprecia una reducción significativa de las fluctuaciones, y la aparición de comportamientos similares a los observados en cascadas de rayos $\gamma$.

Se concluye, por tanto, que bajo las condiciones en las que se ha realizado este estudio (detectores ideales con un 100% de eficiencia y cubriendo totalmente un área de $300{\times}300\,\mathrm{m}^2$, posición del máximo de la cascada cerca del punto de convergencia, resolución temporal de $\sim 0.5\,\mathrm{ns}$), es posible observar una dependencia de la forma del pulso con el tipo de primario y la distancia al *core*, aunque esto último es sólo posible en cascadas de rayos $\gamma$. En todo caso es necesaria una gran resolución temporal para poder observar estas diferencias, difícilmente alcanzable en ningún experimento en la actualidad. Por otra parte con el aumento de la energía del primario, el comportamiento de los protones se aproxima al de los rayos $\gamma$, con lo que las posibilidades de realizar una separación efectiva entre ambos tipos de primarios se van reducidas.

## 4.6 Posición aleatoria del *core* y muestreo limitado

En la figura 4.17 se muestra la distribución de luz detectada en el nivel de observación, para dos cascadas generadas por un rayo $\gamma$ de 200 GeV y un protón de 500 GeV respectivamente. Ambos primarios fueron generados en incidencia vertical y con el *core* desplazado una distancia de alrededor de 40 m de la proyección vertical del punto de convergencia, $B$, que, en el caso de incidencia vertical, coincide con el centro geométrico de la matriz de detectores. Como es esperable, ni la configuración sin restricciones ni la de visión paralela, muestran diferencias significativas con respecto a las distribuciones obtenidas en 4.1. Únicamente se produce un desplazamiento en los centros de gravedad de las distribuciones. Sin embargo, la distribución obtenida en visión convergente en este caso es significativamente diferente de la detectada en el caso en que el *core* de la cascada se sitúa en $B$ (fig. 4.1), donde la distribución de luz Čerenkov detectada era muy similar a la recogida sin restricciones. En el caso que ahora nos ocupa, la distribución muestra importantes diferencias, especialmente claras en la cascada $\gamma$. La distribución de luz detectada muestra fluctuaciones mayores que las observadas en el caso centrado, debido a que la eficiencia en la colección de fotones Čerenkov por parte de cada detector depende de la orientación del eje óptico de éste con respecto al eje de la cascada, y de la distancia al *core*. La estructura radial que dominaba la distribución de luz se empieza a perder, de manera que, por ejemplo, el *hump* se ve modificado, desapareciendo parcialmente el *anillo*, que ya solo es detectado por segmentos. Para mayores desplazamientos las alteraciones sufridas por la distribución de luz detectada son mucho más marcadas, llegando a perderse completamente la simetría radial.

Este ejemplo muestra claramente que en el caso realista en que la posición del *core* está aleatoriamente distribuida las predicciones de los apartados anteriores no son directamente aplicables. Con el fin de estudiar este efecto cuantitativamente se han generado 150 cascadas por tipo de primario y energía, con su *core* situado aleatoriamente dentro de un radio de 80 m alrededor de la proyección del punto de convergencia. El resto de las características se mantienen iguales con respecto a las cascadas utilizadas en los anteriores apartados.

Al igual que en los apartados anteriores podemos estudiar las fluctuaciones en la cantidad de luz Čerenkov recogida por los detectores de una misma cascada, $\delta n$, y las fluctuaciones en los tiempos de llegada de los pulsos Čerenkov a los detectores, $\delta t$. Ambas fluctuaciones son definidas de igual

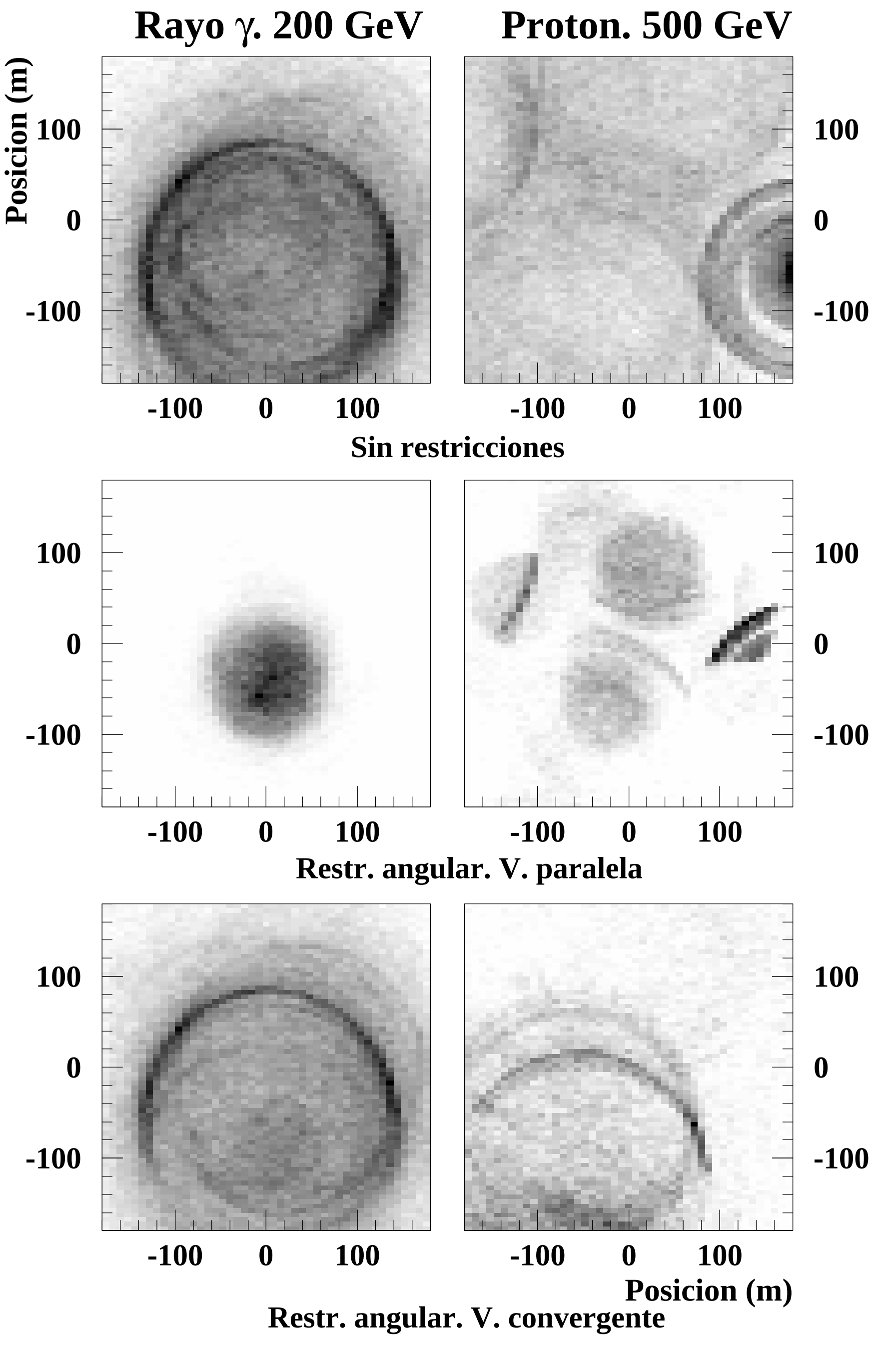


Figura 4.17: *Distribuciones típicas de la luz Čerenkov detectada en el nivel de observación (505 m de altitud). Las cascadas fueron generadas por un rayo $\gamma$ y un protón en incidencia vertical, con el* core *desplazado de la proyección del punto de convergencia. Se muestran los resultados para las tres configuraciones descritas en el texto.*

modo que anteriormente se indicó, y se calculan para aquellos detectores situados a menos de 80 m de la proyección del punto de convergencia, $B$. Debemos tener en cuenta que la probabilidad de detectar una cascada no es independiente de la distancia a que se encuentra su *core* del punto $B$. Como se muestra en el próximo capítulo, de las áreas efectivas de detección podemos estimar que las cascadas de baja energía aquí simuladas tienen una baja probabilidad de detección, para $r_c \gtrsim 30\,\mathrm{m}$. Igualmente, para las cascadas simuladas de mayor energía el rango en que la eficiencia de detección es todavía alta es $r_c \lesssim 70\,\mathrm{m}$. Los resultados mostrados en las tablas 4.1 y 4.3 bajo las entradas $r_c < 30\,\mathrm{m}$ y $r_c < 70\,\mathrm{m}$ corresponden a ambos límites respectivamente.

De los resultados mostrados en la tabla 4.1 para las fluctuaciones en la luz Čerenkov detectada, $\delta n$, se infiere que a baja energía, y en ambos límites radiales, es posible realizar una separación entre ambos tipos de primarios ateniéndose a este observable, pero que, a mayores energías, las diferencias se hacen demasiado pequeñas como para dar lugar a un método eficiente. Por otro lado, en la tabla 4.3 que muestra las fluctuaciones de los tiempos de llegada de los fotones Čerenkov a los diferentes detectores, $\delta t$, se aprecia que los valores para las cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ aumentan hasta valores comparables a aquellos medidos para protones. Se concluye por tanto que la observación de las fluctuaciones de los tiempos de llegada del frente Čerenkov a los diferentes detectores tampoco sirve como método de separación del tipo de primario.

Del mismo modo es posible estudiar las modificaciones que la posición aleatoria del *core* produce en la **forma de los pulsos Čerenkov**, y observar la dependencia de los parámetros de forma con el tipo y energía del primario o la distancia al *core*, bajo las nuevas condiciones. En las figuras 4.18 y 4.19 se muestra el valor medio de la anchura, $w$, el tiempo de elevación, $t_r$, y el de caída, $t_f$, en la configuración en visión convergente. La distancia máxima a que el *core* se sitúa del punto $B$ está limitada de manera que en las energías más bajas $r_c < 30\,\mathrm{m}$, y para el rango superior de energías $r_c < 70\,\mathrm{m}$. Las definiciones de los valores medios y fluctuaciones coinciden con las descritas en §4.5.

Se aprecia que en ambos rangos energéticos el comportamiento no varía excesivamente con respecto al caso en que la posición del *core* se encuentra en la proyección del punto de convergencia. Únicamente a mayores energías, donde la posición del *core* puede situarse a distancias más grandes, se aprecia que las fluctuaciones son mayores, lo cual es especialmente notable para los rayos $\gamma$. Según los resultados aquí mostrados, un detector con capacidad de resolver diferencias temporal inferiores a 1 ns en la forma de los pulsos sería capaz de separar ambos tipos de cascadas y, en el caso de cascadas iniciadas por rayos $\gamma$, podría, en principio, localizar la posición del *core*. Con la electrónica actualmente disponible esto resulta prácticamente imposible, principalmente debido a los fotomultiplicadores, que introducen un ensanchamiento en los pulsos del orden de 3–4 ns. Por otro lado se deben tener en cuenta las posibles imprecisiones introducidas en las medidas de la forma de los pulsos debidas a las fluctuaciones del ruido de fondo y a la menor eficiencia cuántica de los PMT, que limitan la capacidad de definir correctamente la forma de los pulsos, aun si se tuviera el detector adecuado.

En los resultados expuestos hasta el momento no se han tenido en cuenta una serie de efectos que aparecen en un experimento real, como son las fluctuaciones de la señal introducidas por las variaciones del fondo de la noche, las distorsiones en las señales recogidas debidas a la electrónica, la disminución en la eficiencia de recolección de fotones por la óptica realista y la eficiencia cuántica de los PMT, cuyo valor pico no supera un 30% de eficiencia. Por otra parte, hasta ahora se ha utilizado toda la información recogida por 3240 detectores dentro de un área de $300\times300\,\mathrm{m}^2$, mientras que en un detector real la información accesible es mucho menor. En GRAAL se utilizan 63 helióstatos repartidos en una superficie de $\sim 200\times70\,\mathrm{m}^2$, lo cual supone una limitación importante en la capacidad de muestreo del frente Čerenkov.

Con el objetivo de determinar la capacidad de separación $\gamma$/hadrón en un detector más realista, se ha llevado a cabo un estudio similar a los anteriormente mostrados para el caso en que sólo se dispone de la información recogida por los helióstatos de GRAAL. Se incluyen en este estudio las perdidas de luz en la óptica realista, y por la eficiencia cuántica de los PMT. No se incluyen las fluctuaciones debidas al fondo de la noche, y se ha mantenido por separado la información recogida por cada helióstato. Esto permite extender los resultados así obtenidos a cualquier telescopio de rayos $\gamma$ que haga uso de una planta solar de torre central.

En este caso el cálculo de las fluctuaciones en la cantidad de luz Čerenkov recogida por los helióstatos para una misma cascada, $\delta n$, se realiza a partir del valor esperado para un helióstato, dado por el valor medio de la cantidad de luz recogida en todos los detectores para una cascada, $\overline{N}$. Se definen las fluctuaciones como:

$$\delta n_i = \left| \frac{N_i - \overline{N}}{\overline{N}} \right|$$

donde $N_i$ es el número de fotones detectados por los PMT del helióstato $i$-ésimo. Se da como valor típico de la fluctuación, $\delta n$, el valor medio de $\delta n_i$ calculado para todos los helióstatos y cascadas de un determinado tipo

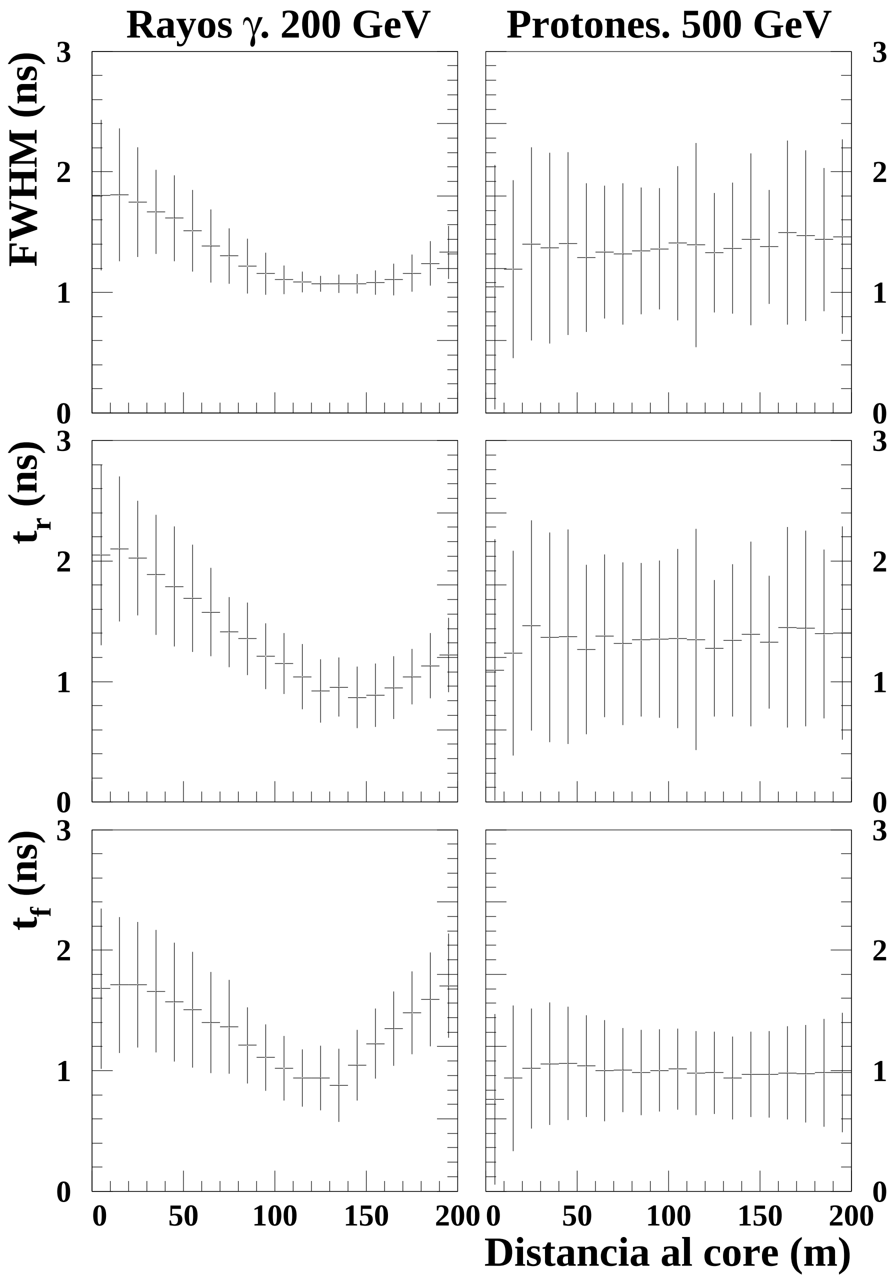


Figura 4.18: *Variación de los parámetros de forma de los pulsos Čerenkov detectados en la* **configuración en mirada convergente**. *El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos por todos los detectores en un área de 300×300 m$^2$, para cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada aleatoriamente a una distancia menor de 30 m alrededor de la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias.*

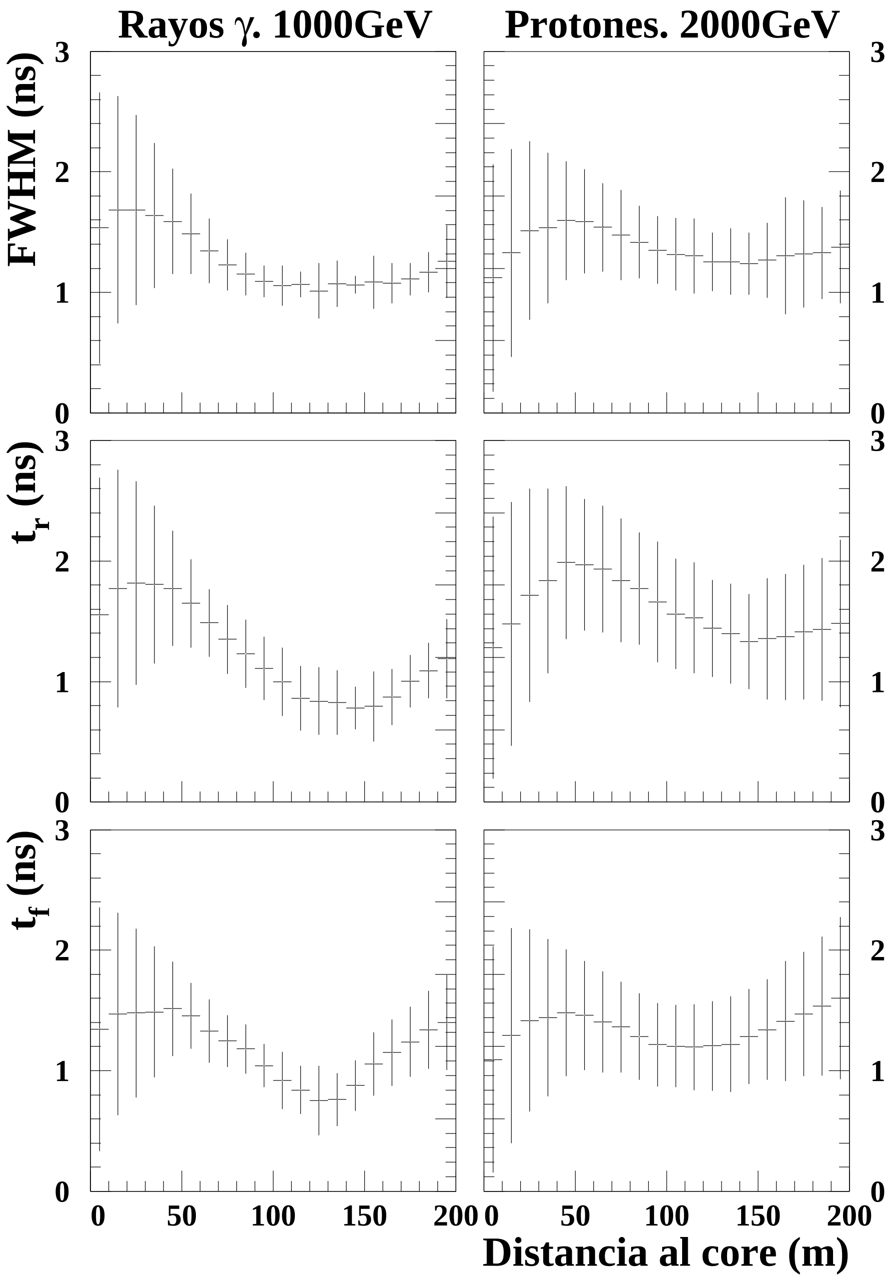


Figura 4.19: *Variación de los parámetros de forma de los pulsos Čerenkov detectados en la* **configuración en mirada convergente**. *El valor medio se obtiene a partir de los pulsos recogidos por todos los detectores en un área de 300×300 m$^2$, para cascadas generadas en incidencia vertical, con la posición del* core *situada aleatoriamente a una distancia menor de 70 m alrededor de la proyección del punto de convergencia. Las barras de error corresponden a la desviación típica de la distribución de valores obtenidos en cada intervalo de distancias.*

y energía. El resultado se muestra en la tabla 4.1 bajo la entrada *GRAAL*. La conclusión que podemos extraer de los valores que aparecen en esta tabla es que, aunque los valores de las fluctuaciones en los protones siguen siendo algo mayores que para las cascadas $\gamma$, la diferencia se ha reducido en gran medida con respecto a la configuración en visión convergente. Los valores resultantes cuando el *core* es desplazado, no varían significativamente con respecto a los obtenidos en $r_c = 0$, lo cual indica que las fluctuaciones debidas al muestreo limitado dominan sobre las fluctuaciones propias de las cascadas de rayos $\gamma$, y aumentan ligeramente las fluctuaciones detectadas en las cascadas de protones. En todo caso la diferencia en las fluctuaciones de ambos tipos de cascadas no es lo suficientemente grande como para poder desarrollar un método de separación del tipo de primario basado en $\delta n$, especialmente teniendo en cuenta que para este estudio no se han considerado las fluctuaciones del ruido de fondo.

Igualmente, se definen las fluctuaciones en los tiempos de llegada de los pulsos Čerenkov a cada helióstato. En este caso asumimos conocido la posición del *core* (valor que en la realidad se desconoce). Se calcula para cada helióstato su distancia al *core*, a la que le corresponde el tiempo de llegada del frente Čerenkov a dicho helióstato. La distribución resultante de los tiempos de llegada, en función de la distancia al *core*, para todos los helióstatos en una cascada determinada, se ajusta a una circunferencia $T_{\rm fit}(r)$ (asumiendo una forma esférica del frente Čerenkov). Se define como fluctuación del tiempo de llegada del frente Čerenkov a cada helióstato, a la diferencia:

$$\delta t_i = |T_i - T_{\rm fit}(r_i)|$$

donde $T_i$ es el tiempo medio de llegada de los fotones al helióstato $i$-ésimo y $T_{\rm fit}(r_i)$ es el valor de la función ajustada a la distancia del *core* a que se encuentra el helióstato considerado. De la distribución de los valores de $\delta t_i$, para todos los helióstatos de todas las cascadas de un determinado tipo y energía, podemos obtener el valor $\delta t$ tal que el intervalo de la distribución $[0, \delta t]$ comprende el 68% de los sucesos.

En la tabla 4.3 se muestran los valores de $\delta t$ para los diferentes primarios, bajo la entrada *GRAAL*. Se puede apreciar que en este caso más realista, el muestreo limitado reduce el poder de separación entre tipos de primarios. Prácticamente no hay diferencia en los valores de $\delta t$ observados para los diferentes tipos de primarios. El valor de $\delta t$ es ligeramente mayor en las cascadas iniciadas por protones, pero la diferencia es demasiado pequeña para poder proporcionar un método de separación entre tipos de primario que mejore la relación señal-ruido. Por último, no se aprecia ninguna dependencia significativa en estos valores respecto de la energía del primario.

## 4.7 Conclusiones

De los resultados expuestos en este capítulo se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- A partir de los observables detectados, en la configuración sin restricciones, de las cascadas originales, es posible discriminar el tipo de primario que provocó la cascada. Por tanto, en principio parece posible el desarrollo de métodos eficientes, basados tanto en las fluctuaciones de los tiempos de llegada del frente Čerenkov, como en la cantidad de luz recogida por cada detector y sus fluctuaciones, o en la forma de los pulsos, para la discriminación del tipo de primario y la localización del *core*.

- La introducción de restricciones angulares en los detectores provoca que las diferencias detectadas entre cascadas generadas por diferentes primarios se vean reducidos en gran medida. Esto, unido a las fluctuaciones introducidas en un experimento real, hacen inviable el desarrollo de un método de obtención de los parámetros principales del primario.

- En principio, a falta de un estudio realista sobre los efectos introducidos por las fluctuaciones en la señal de fondo y una eficiencia cuántica limitada, el estudio de la forma de los pulsos sería capaz de proporcionar información sobre la posición del *core* y del tipo de primario, pero la resolución temporal necesaria está fuera de los límites técnicos actuales.

# Capítulo 5

# Características del telescopio y métodos de análisis

En este capítulo se mostrarán las características más significativas del detector GRAAL, obtenidas a partir de la simulación Monte Carlo descrita en el capítulo 3. Asimismo se mostrará el método de análisis desarrollado para el tratamiento de las señales del detector real.

Uno de los parámetros más relevantes que la simulación Monte Carlo puede proporcionar es la sensibilidad para la detección de rayos $\gamma$ sobre el fondo de rayos cósmicos, así como la energía umbral del telescopio. Para ello, en primer lugar se determina el área efectiva del detector, que depende de la energía, la dirección de incidencia, y el tipo de primario (rayo $\gamma$ o núcleo), así como del sistema de disparo empleado. En los resultados mostrados en este capítulo todos los cálculos han sido efectuados con el *trigger* de carga, ya que en el experimento real, donde ambos sistemas de disparo funcionan simultáneamente, se comprobó que la práctica totalidad de los sucesos que disparan el *trigger* secuencial también disparan el *trigger* de carga, siendo, por lo tanto, este último el que determina las características del telescopio.

Una vez conocida el área efectiva del detector estamos en disposición de calcular el ritmo de detección esperado para cada tipo de primario (supuesto conocido su flujo) lo que nos permite establecer un límite inferior a la sensibilidad del telescopio para la localización de fuentes de rayos $\gamma$. La sensibilidad así alcanzada es, en principio, mejorable mediante la aplicación de métodos de análisis de la señal.

Debido a las cualidades únicas de GRAAL, no existía previamente ningún método de análisis aplicable a nuestro experimento y por tanto ha sido necesario el desarrollo de un método completamente nuevo que permite la identificación de los picos Čerenkov entre las fluctuaciones del fondo de las trazas, y su asignación unívoca al helióstato de que proviene, lo que permite conocer la distribución espacial del frente Čerenkov. Como veremos, este proceso está íntimamente ligado a la reconstrucción de la dirección de incidencia del primario, ya que la estructura temporal del tren de pulsos depende de ésta. Esta información debería permitir mejorar la sensibilidad del telescopio, aunque de forma limitada de acuerdo a las predicciones mostradas en el capítulo 4.

Para la realización de estos cálculos y el desarrollo de los métodos de análisis se ha generado una amplia biblioteca de más de $10^5$ cascadas, iniciadas tanto por protones como por rayos $\gamma$. La generación de estos sucesos se realizó en varios procesadores, con un tiempo total de procesado equivalente a más de 275 días de CPU sobre un procesador Silicon Graphics R10000 (equivalente a cerca de un año de CPU sobre un Penthium III (500 MHz)).

La energía de los primarios fue escogida de forma aleatoria dentro de un intervalo comprendido entre 50 GeV y 1 TeV para cascadas iniciadas por rayos $\gamma$. Para los protones el intervalo energético comprende desde 250 GeV a 4 TeV. El espectro energético generado sigue una ley de potencias como $E^{-1}$, y no el espectro real, mucho más fuertemente decreciente con E, ya que de esta forma se consigue una mayor estadística a bajas energías (donde las fluctuaciones son mayores), manteniendo un número suficientemente alto de sucesos de alta energía.

Como ya se mostró en §2.2.5.3, la estructura del tren de pulsos depende fuertemente de la dirección de incidencia de la cascada, de ahí las diferencias en la eficiencia del sistema de disparo (*trigger*). Por lo tanto es necesario realizar un estudio de las propiedades del detector para diferentes direcciones de observación (i.e. incidencia de las cascadas). Ya que existe una simetría respecto del eje norte–sur, y dado que la mayor parte de las fuentes observadas se encuentran en el cielo meridional de la PSA, se han escogido seis direcciones de observación, $\vec{S}(\phi,\theta)$, correspondientes a valores del ángulo zenital, $\theta$, de 10 y 30 grados, y del ángulo azimutal, $\phi$, de 180º (sur), 225º (sudeste) y 270º (este).

En la generación de las direcciones de incidencia, $\vec{I}$, de las cascadas se consideró que los rayos $\gamma$ provienen de fuentes puntuales (en relación con la resolución angular del experimento esta afirmación es cierta para todas las fuentes conocidas en este rango energético), situadas en la dirección del eje de observación ($\vec{I}\,\|\vec{S}$), mientras que los protones fueron generados con direcciones de incidencia aleatorias alrededor del eje de observación. De esta manera se simula el fondo isótropo de radiación cósmica. Aun así, y con el fin de optimizar el tiempo de CPU utilizado en la simulación de las cascadas, se escogió para la generación de las direcciones aleatorias una distribución de probabilidad constante con el ángulo $\omega$ de desviación de $\vec{I}$ con respecto a

$\vec{S}$, adoptando $\omega$ un valor máximo de 4 grados, ya que para $w > 4^o$ se puede considerar despreciable la probabilidad de detección de cascadas. De esta manera no se emplea demasiado tiempo en la generación de cascadas con ángulos de incidencia muy altos, que tienen una probabilidad muy baja de ser detectadas.

Con el objetivo de mejorar el rendimiento que se obtiene del tiempo de computación dedicado a la generación de una cascada, se decidió utilizar cada una de ellas hasta cinco veces, diferenciándose entre ellas en la posición del *core* con respecto al centro del campo de helióstatos $H$ (que en incidencia vertical coincide con la proyección del punto de convergencia, $B$). Este procedimiento es habitual para aumentar la estadística sin aumentar considerablemente el tiempo de procesado, al reutilizar cada suceso varias veces bajo situaciones suficientemente diferentes como para considerarlos cuasi-independientes de los demás. En nuestro caso, las fluctuaciones originadas al desplazar el *core* de manera aleatoria alrededor de los helióstatos son suficientemente grandes como para considerarlo así. Para cada desplazamiento aleatorio del *core* la posición de éste fue escogida de manera aleatoria dentro de un círculo de 300 m alrededor de $H$, definido 76 m al norte del centro de la torre, con una distribución de probabilidad constante con la distancia al centro, de manera que la fracción de sucesos generados a grandes distancias, y por lo tanto con baja probabilidad de ser detectados, se mantiene baja.

Por último, es necesario tener en cuenta que las distribuciones tanto energética como angular, de las cascadas generadas con las características así simuladas, no se corresponden con las observadas en la realidad. Esto ha sido corregido mediante la aplicación de los pesos adecuados a cada uno de los sucesos generados.

## 5.1 Eficiencia de detección

### 5.1.1 Área efectiva

El área efectiva de un telescopio de rayos $\gamma$, para la detección de un primario $Z$ de energía incidente $E$, viene dada por:

$$A_e(Z,E) = 2\pi \int_0^\infty P(Z,E,r) \cdot r \cdot dr$$

donde $P(Z,E,r)$ es la probabilidad de detección de una cascada cuyo *core* está situado a una distancia del centro del grupo de helióstatos comprendida en el intervalo radial $(r, r+dr)$. Como se mostrará más adelante esta probabilidad es asimismo dependiente de $\omega$ y $\vec{S}$.

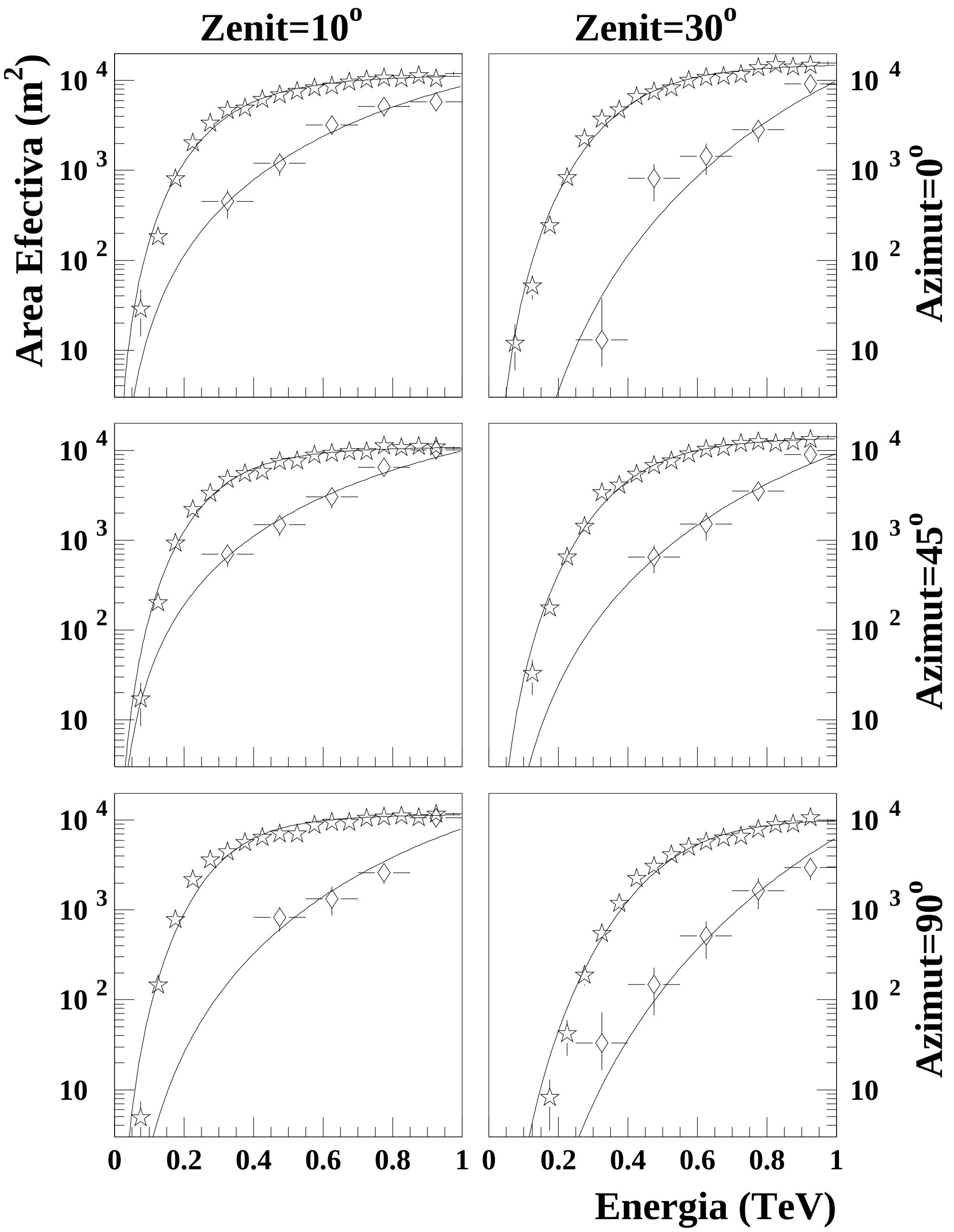


Figura 5.1: *Área efectiva del experimento GRAAL para rayos $\gamma$ (estrellas) y protones (rombos) incidiendo en la dirección de observación ($\omega = 0$), en función de la energía del primario. Se muestran los resultados obtenidos para las seis direcciones de observación simuladas. Las líneas continuas muestran los resultados de los ajustes realizados usando la función 5.1.*

Por limitaciones en el tiempo de computación las cascadas fueron generadas con el *core* dentro de un círculo de 300 m de radio alrededor del centro del campo de helióstatos, $H$. La probabilidad de detección de cascadas más allá de esta distancia es prácticamente nula, incluso a muy altas energías. Aun así, y con el fin de estimar la corrección necesaria por esta limitación, se ha adoptado el siguiente criterio:

$$\begin{aligned} \forall r / \, (300\,\mathrm{m} < r < 500\,\mathrm{m}) \ &\Rightarrow \ P(Z,E,r) = P(Z,E,300\,\mathrm{m}) \\ \forall r / \, (500\,\mathrm{m} < r) \ &\Rightarrow \ P(Z,E,r) = 0 \end{aligned}$$

En tal caso, el área efectiva puede expresarse como:

$$A_e(Z,E) \ = \ 2\pi \left( \int_0^{300\,\mathrm{m}} P(Z,E,r) \cdot r \cdot dr + P(Z,E,300\,\mathrm{m}) \cdot \int_{300\,\mathrm{m}}^{500\,\mathrm{m}} r \cdot dr \right)$$

Subdividiendo el rango energético en que se han generado las cascadas en $J$ subintervalos, e igualmente el rango de distancias del *core* a $H$ en $I$ intervalos, el área efectiva puede expresarse para cada intervalo $j$-ésimo de energías como:

$$A_e(Z,j) = 2\pi \cdot \sum_{i=1}^{I} P(Z,j,i) \cdot r_i \cdot \Delta r \ + \ \pi \cdot 1.6 \cdot 10^5 \cdot P(Z,j,300\,\mathrm{m})\,\mathrm{m}^2$$

donde $r_i$ toma el valor del centro del subintervalo $i$-ésimo de distancias. El valor de $P(Z,j,i)$ se calcula a partir del número total de cascadas $S_{ij}$ generadas en el subintervalo $j$-ésimo de energías e $i$-ésimo de distancias, y el número de ellas que es detectado, $s_{ij}$, como:

$$P(Z,j,i) = \frac{s_{ij}}{S_{ij}}$$

El error estadístico asociado al área efectiva, debido al número limitado de cascadas generadas en cada intervalo energético y de distancias, puede expresarse a partir del error de cada sumando como:

$$\Delta A_e(Z,j) = \sqrt{\sum_i (2\pi \cdot r_i \cdot \Delta r \cdot \Delta P(Z,j,i))^2}$$

donde $\Delta P(Z,j,i)$ es el error asociado a la probabilidad de detección para cada uno de los intervalos de distancia, que se expresa a partir del error en la función binomial como:

$$\Delta P(Z,j,i) = \sqrt{\frac{P(Z,j,i) \cdot (1 - P(Z,j,i))}{S_{ij}}}$$

En la figura 5.1 se muestran los resultados obtenidos para cada una de las direcciones de observación en la que se generaron sucesos, con el detector GRAAL en visión convergente. Cada una de las figuras muestra el valor del área efectiva en función de la energía del primario, para rayos $\gamma$ y protones, en las seis direcciones de observación simuladas. En el caso de protones, se ha limitado la muestra a aquellos sucesos con $\omega \leq 0.5^{\mathrm{o}}$. La utilidad de la función $A_e(E)$ para protones en la dirección incidente es muy limitada pues en la práctica los protones inciden según una distribución isótropa (ver §5.1.2). No obstante, la figura 5.1 muestra claramente que la eficiencia del telescopio para la detección de rayos $\gamma$ es significativamente superior a la de protones, para primarios de energías similares. Para energías del orden de 1 TeV en el caso de rayos $\gamma$, y de 2 TeV para protones, el área efectiva alcanza un valor de saturación que depende principalmente de las características del detector (p.e. la configuración de visión convergente modifica significativamente el área efectiva) y de las propiedades de la cascada según el tipo de primario. Así este valor varía para rayos $\gamma$ y protones, siendo $\sim$12000 m$^2$ y $\sim$30000 m$^2$ (figura 5.3) respectivamente. Es posible explicar el superior valor para protones como debido al mayor momento transverso de las interacciones hadrónicas, que posibilita la detección de fotones a mayores distancias.

### 5.1.2 Eficiencia con el ángulo de desviación, $\omega$

La eficiencia de detección de cascadas Čerenkov muestra una fuerte dependencia con $\omega$, es decir, con el ángulo de desviación de la dirección de incidencia del rayo cósmico primario, $\vec{I}$, con respecto a la dirección observada, $\vec{S}$.

Este efecto es especialmente importante a la hora de determinar la eficiencia de detección del fondo isótropo de rayos cósmicos cargados, aunque también lo sería en la búsqueda de fuentes cuyas coordenadas no son bien conocidas, como es el caso de las fuentes no identificadas de EGRET, o en la identificación de nuevas fuentes de radiación $\gamma$.

Las gráficas de la figura 5.2 muestran la variación de la eficiencia de detección de cascadas iniciadas por protones en función de $\omega$, para las seis direcciones de observación simuladas.

Para el correcto cálculo del área efectiva de detección de protones con incidencia isótropa se debe tener en cuenta este hecho, obteniendo los resultados que se muestran en la figura 5.3, para protones generados con $\omega \leq 4^{\mathrm{o}}$. La figura 5.2 muestra que la probabilidad de detección para $\omega > 4^{\mathrm{o}}$ es despreciable, y por tanto los resultados generados contienen toda la información necesaria acerca del área efectiva. A pesar de haber generado un gran número de sucesos, debido a la baja probabilidad de detección, los errores estadísticos no son despreciables. Los resultados mostrados en esta figura permiten calcu-

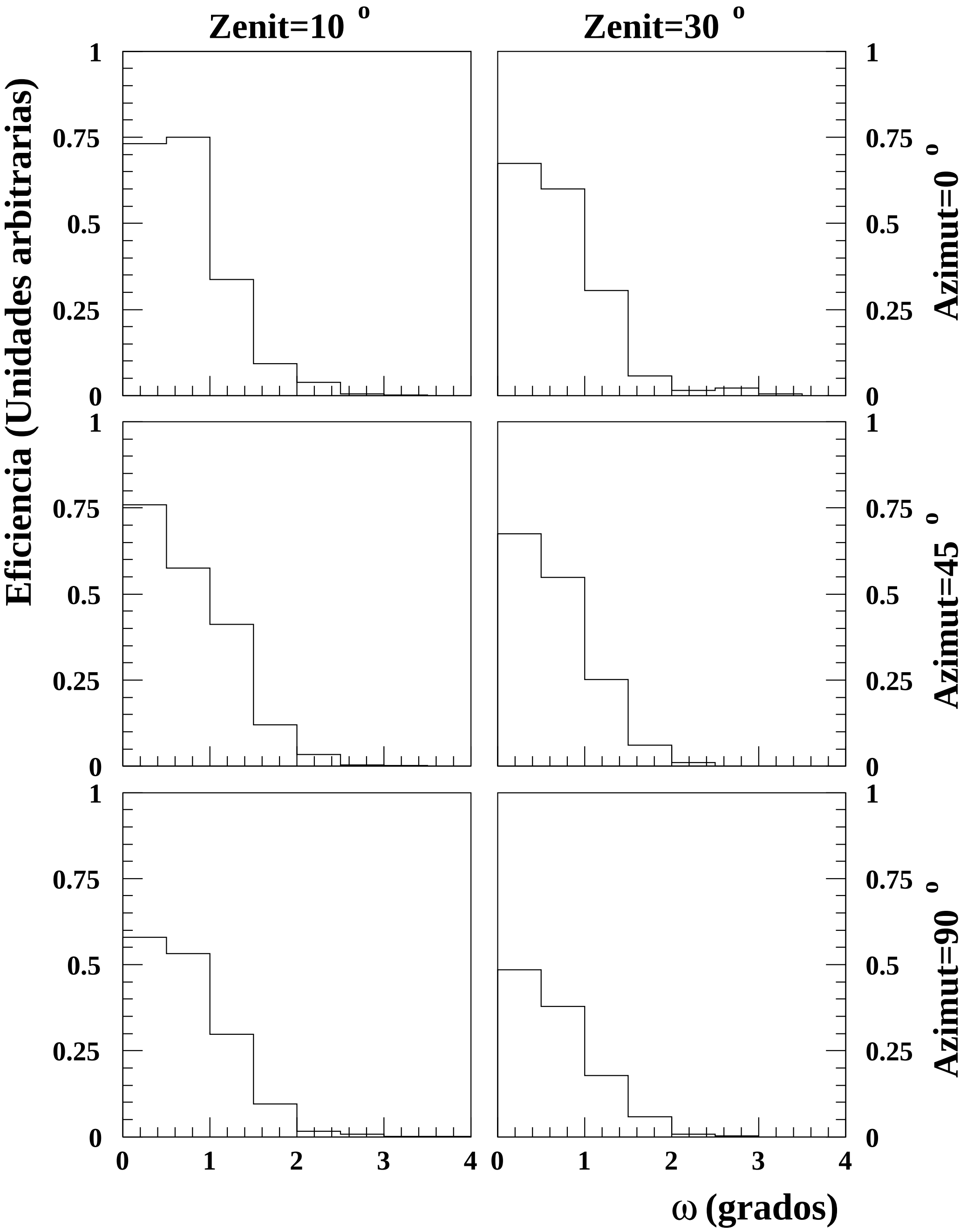


Figura 5.2: *Eficiencia relativa, para la detección de cascadas iniciadas por protones, en función del ángulo de desviación del rayo incidente con respecto a la dirección observada, ω. Se muestran resultados para las seis direcciones de observación simuladas.*

| $\overline{\omega}$ (grados) | | Zenit=10$^o$ | Zenit=30$^o$ |
|---|---|---|---|
| Azimut | 0$^o$ | 0.78 | 0.68 |
| | 45$^o$ | 0.68 | 0.67 |
| | 90$^o$ | 0.67 | 0.72 |

Tabla 5.1: *Ángulo medio de desviación, $\overline{\omega}$, con respecto a la dirección observada de las cascadas iniciadas por protones detectadas. Se muestran los resultados obtenidos de la simulación para las seis direcciones de observación consideradas.*

lar fácilmente el ritmo esperado de detección de protones a partir del flujo incidente (como se describe a continuación en §5.1.3).

En la tabla 5.1 se muestran, para los protones detectados, los valores medios de $\omega$ y su dependencia con $\vec{S}$. De hecho la eficiencia de detección es prácticamente constante para $\omega \lesssim 0.7$ grados, disminuyendo rápidamente hasta cero para valores de $\omega$ mayores de $\sim 1.5$ grados. Este comportamiento es prácticamente independiente de la dirección observada.

Estos resultados indican que la anchura del campo angular de detección del telescopio se sitúa en un valor ligeramente superior al campo de visión del detector (FWHM $\sim 0.5$ grados).

### 5.1.3 Ritmo de detección

Una vez establecida el área afectiva del telescopio en función de la energía del rayo cósmico incidente se puede determinar el ritmo de detección para cada tipo de primario. Para hacer esta operación es necesario conocer el valor del flujo diferencial incidente de cada primario. Para el fondo isótropo de protones se ha empleado el flujo diferencial de Wiebel et al. [65], obtenido a partir de los datos recogidos por diferentes experimentos para el rango energético 0.01 TeV–1000 TeV:

$$\frac{d\Phi_p}{dE\,d\Omega} = 10.91 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-2.75} (\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{TeV})^{-1}$$

El ritmo esperado de detección de protones cósmicos, $R_p$, se obtiene como:

$$R_p = \int_0^\infty \frac{d\Phi_p}{dE\,d\Omega} \cdot \overline{A_e}(p, E) \cdot \Omega_p \cdot dE$$

donde $\Omega_p$ es el ángulo sólido de incidencia de los protones, y $\overline{A_e}(p, E)$ es el área efectiva media asociada a $\Omega_p$. El valor de $\Omega_p$ es arbitrario, siempre que sea suficientemente grande como para asegurar que protones incidentes con una

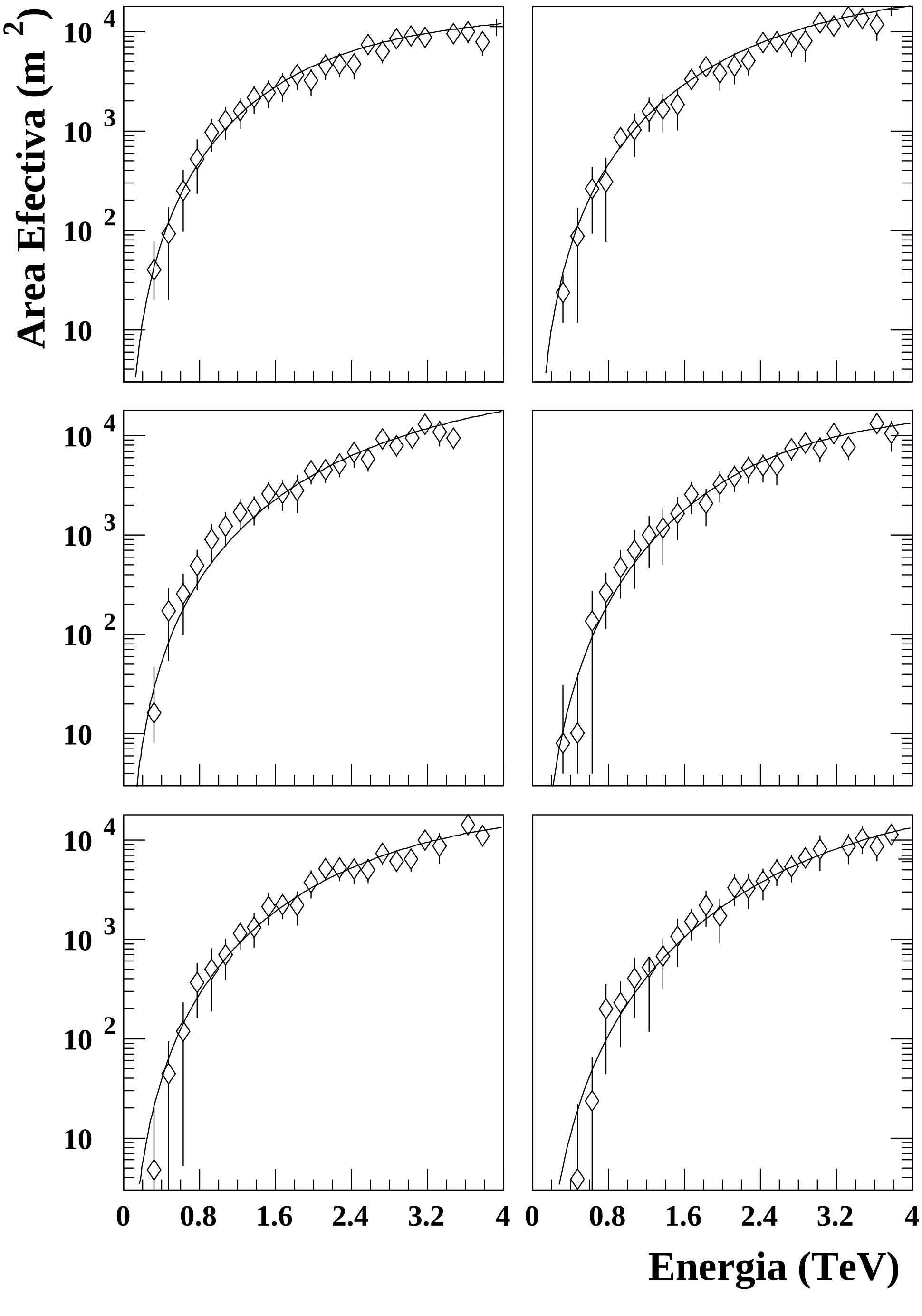


Figura 5.3: *Área efectiva del experimento GRAAL, para protones, en función de la energía del primario, para una distribución isótropa de direcciones de incidencia con respecto a la dirección observada, con una desviación máxima de 4 grados. Se muestran los resultados obtenidos de la simulación para las seis direcciones de observación simuladas. Las líneas continuas muestran los resultados de los ajustes realizados usando la función 5.1.*

| Frecuencia | | Zenit=10$^o$ | | | Zenit=30$^o$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $\gamma$ (mHz) | p (Hz) | $\alpha$ (Hz) | $\gamma$ (mHz) | p (Hz) | $\alpha$ (Hz) |
| Azimut | 0$^o$ | 11.5±0.2 | 4.0±0.2 | 0.8±0.1 | 9.6±0.7 | 4.1±0.3 | 0.9±0.1 |
| | 45$^o$ | 11.9±0.4 | 3.7±0.2 | 0.8±0.1 | 8.1±0.2 | 2.6±0.1 | 0.6±0.1 |
| | 90$^o$ | 11.4±0.5 | 2.9±0.2 | 0.7±0.1 | 3.5±0.2 | 1.8±0.1 | 0.4±0.1 |

Tabla 5.2: *Estimación del ritmo de detección de cascadas atmosféricas con el experimento GRAAL, en función del tipo de primario y de la dirección observada. Para rayos $\gamma$ se ha supuesto una fuente puntual de intensidad y espectro de emisión similar al de la Nebulosa del Cangrejo (véase texto).*

dirección no incluida en $\Omega_p$ tienen una probabilidad despreciable de detección. En nuestro caso $\Omega_p = 0.0153\,\mathrm{sr}$ ($\omega \leq 4^o$). El resultado obtenido para $R_p$, en función de la dirección observada $\vec{S}$, se muestra en la tabla 5.2. Los errores mostrados en esta tabla son de origen estadístico, y han sido estimados mediante la comparación de los resultados obtenidos al subdividir la muestra total de cascadas en dos submuestras independientes. Es esperable que los errores sistemáticos sean mayores, debido a las inexactitudes propias de la simulación (ver §3.3), y a las variables condiciones, propias del experimento, que no han sido consideradas en la simulación, como son las variaciones en la reflectividad de los helióstatos con el tiempo, o las cambiantes condiciones atmosféricas.

Puesto que los protones constituyen cerca del 90% de la radiación cósmica en este rango de energías, los resultados anteriores representan una buena estimación del ritmo de disparo esperado en el telescopio. No obstante, se ha estimado la contribución de los núcleos de He, la segunda componente más abundante de la radiación cósmica, y que constituye alrededor del 9% de ésta. Suponiendo que el área efectiva sea básicamente función exclusivamente de la intensidad de radiación Čerenkov en el suelo, y teniendo en cuenta que las cascadas iniciadas por partículas $\alpha$ generan en el nivel de observación alrededor de la mitad de la luz Čerenkov, para una misma energía del primario [66], podemos estimar el área efectiva para partículas $\alpha$ como:

$$\overline{A_e}(\alpha, E) = \overline{A_e}(p, E/2)$$

Sabiendo que el flujo diferencial incidente de partículas $\alpha$ en el rango energético 0.01 TeV–1000 TeV es [65]:

$$\frac{d\Phi_\alpha}{dE\,d\Omega} = 6.6 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-2.62} (\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{TeV})^{-1}$$

se obtienen los valores de la tabla 5.2, que indican que el ritmo total de disparo esperado, para hadrones, en el experimento es del orden de un 20% superior al debido exclusivamente a protones. La contribución del resto de la componente hadrónica es despreciable frente a la suma de estos dos factores, más aún teniendo en cuenta los posibles errores sistemáticos.

El ritmo esperado para la detección de una fuente puntual de rayos $\gamma$ es:

$$R_\gamma = \int_0^\infty \frac{d\Phi_\gamma}{dE} \cdot A_e(\gamma, E) \cdot dE$$

que depende, evidentemente, del espectro energético de la fuente observada. Vamos a calcular a continuación $R_\gamma$ para la Nebulosa del Cangrejo, considerada como fuente patrón en este rango energético. Extrapolando el flujo diferencial:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = 3.25 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-2.44} (\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{TeV})^{-1}$$

medido por el telescopio Whipple a energías superiores a 300 GeV [67], y empleando los resultados del $A_e(\gamma, E)$ de nuestra simulación, se obtienen los valores de $R_\gamma$ mostrados en la tabla 5.2.

### 5.1.4 Energía umbral

La energía umbral de detección para un telescopio Čerenkov no está claramente definida. Debido a las grandes fluctuaciones estadísticas, partículas incidentes con relativamente baja energía primaria pueden activar el sistema de disparo. La baja probabilidad de estas detecciones se compensa parcialmente con el fuerte crecimiento del flujo a bajas energías y, por lo tanto, la contribución de detecciones por debajo de la "energía umbral" puede ser significativa. Las definiciones de energía umbral, $E_{th}$, más habitualmente empleadas en la literatura son:

- La energía umbral de define como el valor $E'_{th}$, tal que:

  $$R_\gamma = \int_{E'_{th}}^\infty \frac{d\Phi_\gamma}{dE} \cdot A_{max} \cdot dE$$

  donde $R_\gamma$ es el ritmo de detección de cascadas $\gamma$, $\frac{d\Phi_\gamma}{dE}$ es el espectro diferencial de la radiación $\gamma$ incidente, y $A_{max}$ corresponde al valor de saturación del área efectiva. Este método equivale a suponer que la función $A_e(E)$ se comporta como una función escalón, siendo su valor cero hasta $E'_{th}$, a partir de la cual toma como valor el máximo del área efectiva.

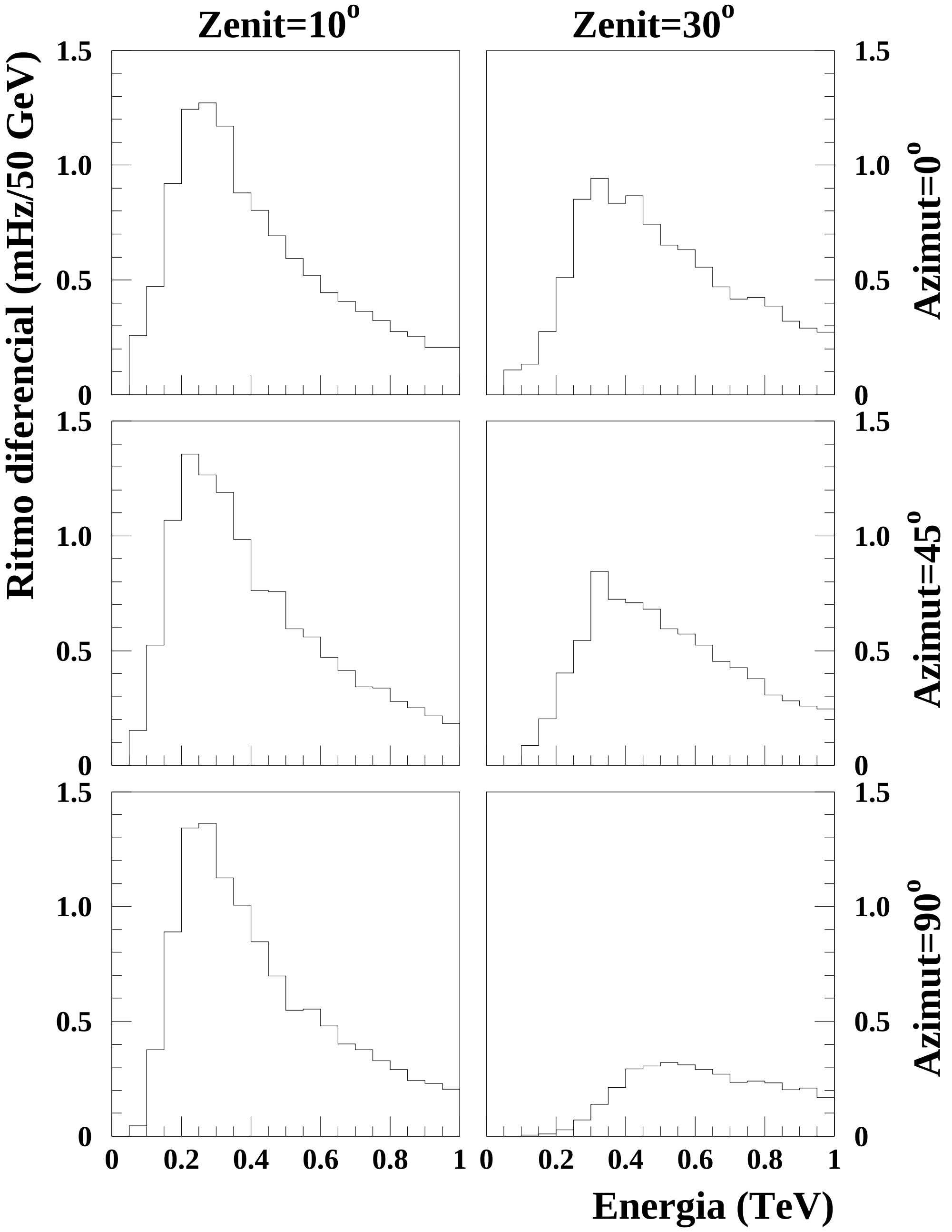


Figura 5.4: *Ritmo diferencial de detección de cascadas $\gamma$. Se muestran los resultados obtenidos para las seis direcciones de observación simuladas.*

| Energía Umbral $\gamma$ (GeV) | | Zenit=$10^o$ | | | Zenit=$30^o$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $E'_{th}$ | $E''_{th}$ | $E'''_{th}$ | $E'_{th}$ | $E''_{th}$ | $E'''_{th}$ |
| Azimut | $0^o$ | 340±30 | 360±50 | 275±50 | 380±30 | 470±50 | 325±50 |
| | $45^o$ | 330±30 | 360±50 | 225±50 | 430±40 | 470±50 | 325±50 |
| | $90^o$ | 340±30 | 360±50 | 250±50 | 770±60 | 580±50 | 550±50 |

Tabla 5.3: *Umbral energético, para la detección de fotones $\gamma$, en función de la dirección de observación. Se muestran los valores obtenidos mediante los tres métodos descritos en el texto.*

- En una segunda definición la energía umbral viene dada por el parámetro $E''_{th}$, que ajusta la función área efectiva de detección a una función de la forma:

$$A_e(E) = \frac{A_{max}}{1 + \left(\frac{E''_{th}}{E}\right)^{\Gamma}} \tag{5.1}$$

  donde $A_{max}$ y $\Gamma$ son los otros dos parámetros de ajuste de la función. El ajuste a una función de este tipo es, hasta cierto punto, arbitrario y no tiene una justificación física. El valor de $A_{max}$ corresponde al valor de saturación del área efectiva. En esta aproximación, el valor de la energía umbral es el de aquella energía para la cual el área efectiva es la mitad del valor máximo. Cuanto mayor sea el valor del parámetro $\Gamma$, más parecido será el resultado obtenido según este método al obtenido por el método anterior.

- Según la definición más habitualmente empleada en la literatura, la energía umbral, $E'''_{th}$, se obtiene a través de la curva del ritmo de detección diferencial, en la que se muestra la contribución de cada intervalo de energía al ritmo de detección total. La forma de esta curva depende, tanto de la función área efectiva del detector, como del espectro de la radiación incidente, y por lo tanto es el mejor indicativo del intervalo energético que mayor contribución aporta al espectro medido. Una vez obtenida, se define como energía umbral la energía correspondiente al máximo de esta función. En la figura 5.4 se muestra la función del ritmo de detección diferencial obtenida a partir de la simulación, asumiendo como espectro el flujo incidente de la Nebulosa del Cangrejo expuesto anteriormente.

Los resultados obtenidos a través de los tres métodos se exponen en la tabla 5.3. Se observa que los valores varían sustancialmente dependiendo de la definición de la energía umbral empleada.

## 5.2 Identificación de los pulsos. Reconstrucción de la dirección

### 5.2.1 Introducción

Cada vez que se dispara el sistema de *trigger* se registran para los cuatro conos las trazas temporales asociadas. Estas trazas contienen la información necesaria para reconstruir la dirección de incidencia del primario* e identificar el helióstato asociado a cada pico. Esta información es básica para poder desarrollar métodos que mejoren la sensibilidad del experimento, así como para proceder a la discriminación del tipo de primario que originó la cascada detectada. De hecho, el propio método de obtención de la señal $\gamma$ de entre las fluctuaciones del fondo hadrónico se basa en la comparación de los datos recogidos en observación a la posible fuente emisora de rayos $\gamma$ (observación en ON) con los datos recogidos, en similares condiciones, mientras se observa una dirección de la que no se espera emisión $\gamma$, en el rango energético considerado (observación en OFF). En primera aproximación la señal $\gamma$ se obtendría como la diferencia ON–OFF, pero debido a que las condiciones de detección pueden verse ligeramente modificadas entre ambos períodos de observación (p.e. el ruido de fondo puede variar ligeramente entre los períodos ON y OFF), este sencillo método podría dar origen a señales o *antiseñales* artificiales. Es conveniente, por tanto, disponer de información adicional que permita realizar una normalización del número de sucesos detectados, en base a características propias de las cascadas, independientes de las fluctuaciones en las condiciones de observación. Es evidente, por tanto, la necesidad de un método de análisis que nos proporcione tanto un valor de calibración para la búsqueda de señales, como las bases para posibles métodos de obtención de los parámetros del primario.

### 5.2.2 Método de análisis

El primer objetivo en el análisis de las trazas detectadas es la identificación de los pulsos de luz Čerenkov provenientes de los helióstatos, de entre las fluctuaciones del ruido de fondo. Esta tarea resulta bastante compleja dada la naturaleza de la señal detectada. Por una parte la estructura temporal del tren de pulsos recogido depende de la dirección de incidencia de la cascada y de la forma del frente Čerenkov. Por otra parte es muy probable, especialmente para las cascadas de menor energía, que no se detecte luz Čerenkov de

*Más exactamente, y dado que se desconoce la posición del *core*, se determina la posición del centro de la esfera que ajusta al frente Čerenkov detectado (ver fig. 5.5).

alguno de los helióstatos, o que la cantidad de luz recogida sea insuficiente como para generar un pulso de la intensidad necesaria para ser distinguido de las fluctuaciones del fondo. También es posible que los tiempos en que son detectados los pulsos Čerenkov no correspondan a la perfección con la secuencia teórica esperada para la dirección de incidencia del rayo cósmico. Esto no sólo es debido a las fluctuaciones temporales del frente Čerenkov, sino también a los ligeros desplazamientos en la posición del máximo de los pulsos debido al ruido de fondo. Este último efecto es especialmente importante para los pulsos más pequeños. Por último, las fluctuaciones del ruido de fondo pueden ser suficientemente intensas como para ser tomadas por pulsos Čerenkov, cuando en realidad deberían ser ignoradas.

Por lo tanto es necesario el desarrollo de un algoritmo de análisis de las señales detectadas que, a partir de la estructura teórica del tren de pulsos a detectar, sea capaz de identificar los pulsos Čerenkov en la traza real, y asignarlos a los helióstatos de que provienen, rechazando los pulsos fluctuaciones del fondo.

Esta operación está íntimamente ligada a la determinación de la dirección de incidencia de la cascada, y en segundo orden, a la forma del frente Čerenkov. Para el cálculo del patrón teórico, y a la vista de los resultados mostrados en §4.3, se ha escogido como forma del frente Čerenkov la de una esfera centrada en el punto de convergencia.

El método empleado para realizar esta operación se basa en la comparación de los tiempos relativos de llegada de un número de pulsos, escogidos en las trazas de los cuatro conos, con los tiempos relativos de llegada esperados a partir de una secuencia teórica. Esta secuencia teórica depende fuertemente de la dirección de llegada, y es posible que las posiciones de los picos escogidos sean compatibles con cascadas provenientes de diferentes direcciones, o que exista más de una posibilidad para ajustar la secuencia experimental a la teórica, para una dirección determinada, por lo que es necesario desarrollar un método de elección de la identificación más probable (ver figura 5.5).

En primer lugar se *escogen* los picos, en las trazas correspondientes a los cuatro conos, que se utilizarán para realizar la comparación. La elección de estos picos es crucial, ya que si alguno de ellos no hubiera sido generado por el frente Čerenkov, sino que fuera debido a una fluctuación del fondo, podría confundir al algoritmo de identificación. Por otra parte, si la condición impuesta para seleccionar estos picos fuera demasiado estricta, dispondríamos de muy pocos y, por lo tanto, escasa información para efectuar la identificación. El método empleado para *escoger* los picos se basa en el análisis de las fluctuaciones del ruido de fondo. Debido a la configuración de la electrónica,

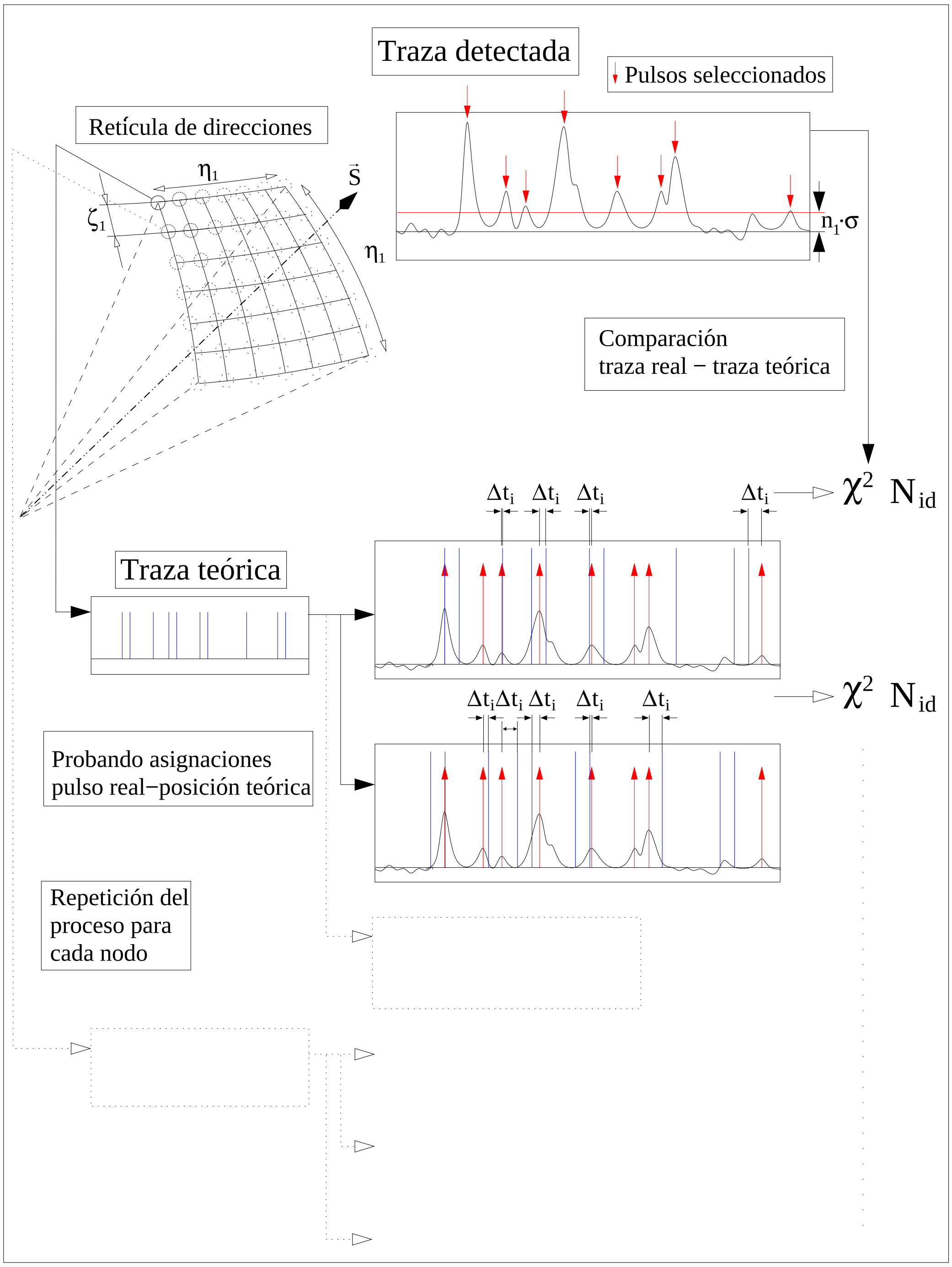


Figura 5.5: *Esquema del método empleado para la identificación de los pulsos Čerenkov en las trazas detectadas. Una vez escogidos, dentro de la traza real, aquellos pulsos que se desvían de la media más allá de* $(n_1 \cdot \sigma)$*, se define una retícula de posibles direcciones alrededor de la observada,* $\vec{S}$*. Para cada nodo de la retícula se calcula la secuencia teórica y se compara con la secuencia de la traza real. Dado que no se conoce de qué helióstato proviene cada uno de los picos, se procede a asignar consecutivamente cada pico real con uno teórico, determinando en cada caso el número de picos identificados* $(\Delta t_i < \delta)$ *y el valor* $\chi^2$*. Por simplicidad sólo se ha mostrado la traza correspondiente a uno de los conos, aunque en el proceso se emplean los 4 conos.*

es esperable que en los primeros 50 ns de las trazas no haya ningún pico Čerenkov, de manera que un análisis de este intervalo temporal de las trazas nos proporciona información sobre el valor de las fluctuaciones típicas del fondo, $\sigma$. Con el fin de minimizar la probabilidad de elegir picos debidos a fluctuaciones del ruido, *escogemos* como posibles picos Čerenkov todos aquellos cuya amplitud sea superior a $(n_1 \cdot \sigma)$.

Al desconocer la dirección de incidencia de la cascada, y con el fin de calcular el patrón teórico, se define un conjunto de posibles direcciones formando una retícula en el espacio. Esta red se calcula sobre una retícula de $\eta_1 \times \eta_1$ grados$^2$, subdividida en intervalos de $\zeta_1$ grados, para un total de $(\eta_1/\zeta_1 + 1)^2$ *nodos* alrededor de la dirección observada (ver la figura 5.5). Se calcula el patrón teórico para cada uno de los *nodos* de la red, repitiendo en cada uno de ellos el siguiente proceso de comparación entre el patrón teórico obtenido para esa dirección y los pulsos encontrados en la secuencia real. Como se desconoce el helióstato de que proviene cada unos de los pulsos escogidos en la traza real (picos reales), se prueba *asignando* el tiempo de uno de los picos reales al tiempo de llegada de cada uno de los pulsos teóricos, repitiendo el proceso para todos los picos reales. En cada una de estas *asignaciones* se comparan las posiciones en que se sitúan el resto de los picos reales con respecto a las posiciones teóricas de los helióstatos restantes, considerando que existe *identificación* pico real–pico teórico si la diferencia temporal es menor de $\delta$ ns. Para cada *asignación* se contabiliza el número total de pulsos *identificados* en los cuatro conos, $N_{id}$, y se define:

$$\chi^2 = \sum_i (\Delta t_i)^2 / N_{id}$$

donde $\Delta t_i$ es la diferencia de tiempos entre el pico real y el pico teórico más próximo.

Una vez realizada esta operación, para todas las posibles *asignaciones* de picos reales a pulsos teóricos, y para todos los *nodos* de la red de direcciones de incidencia, se escoge la identificación correcta mediante el siguiente criterio:

1. se escoge aquella en la que se ha identificado el mayor número de pulsos, $N_{\max}$;

2. en caso de existir más de una solución con $N_{\max}$ pulsos identificados, se escoge aquella con menor $\chi^2$.

De esta manera se determina la posición del tren de pulsos Čerenkov en las trazas de los cuatro conos, y se puede proceder a la identificación de todos los picos esperados con sus helióstatos. Para cada posición de la traza donde la secuencia teórica predice la existencia de un pico real, se define una región de $2 \cdot W$ ns de anchura. En esta región se realiza un ajuste de la traza a una función gausiana. En el caso de que el máximo de la gausiana ajustada sea mayor de $(n_2 \cdot \sigma)$, se considera que se ha encontrado un pico, que se identifica con el helióstato que produce el pico teórico en esa posición. Existe la posibilidad de que pulsos provenientes de diferentes helióstatos lleguen a un mismo cono muy próximos en el tiempo, de modo que se puede llegar a producir una superposición entre ellos (ver 2.2.5.2). En el caso de que la secuencia teórica prediga la existencia de una superposición, se define una región que incluya el intervalo temporal donde ésta se produce, y se procede al ajuste de la función suma de tantas gausianas como picos se espere en la región, relegando la identificación pulso–helióstato para un estadio posterior del análisis. El resultado de los ajustes así realizados nos proporciona un mayor número de picos identificados, junto con una serie de valores para los tiempos de llegada de los picos provenientes de los helióstatos, su anchura y amplitud.

Con el fin de realizar un mejor ajuste de la dirección de llegada, y asignar unívocamente aquellos pulsos detectados en superposición con los helióstatos de que provienen, se procede de igual modo que en la identificación de los pulsos reales, definiendo una nueva red, definida en esta ocasión como una retícula de $\eta_2 \times \eta_2$, subdividida en intervalos de $\zeta_2$ grados, alrededor de la dirección para la que se ha realizado la identificación. Como valores para los tiempos de llegada de los pulsos detectados se utilizan aquellos obtenidos de los ajustes. Nuevamente, para cada nodo de la red se calcula el valor de $\chi^2$, emparejando cada pico real con el pico teórico correspondiente al pico con el que se ha identificado. En caso de superposición se prueban todas las combinaciones posibles entre los picos encontrados en la región definida y los helióstatos con los que pueden identificarse dentro de esa región, escogiendo aquella combinación que proporcione un $\chi^2$ menor.

Este es el último paso de la identificación y reconstrucción de la dirección, de manera que la dirección correspondiente al nodo de la red para el cual el valor de $\chi^2$ es menor, se escoge como la dirección reconstruida de la cascada, y las identificaciones pico–helióstato quedan determinadas por los resultados obtenidos en este último proceso.

El método de análisis aquí descrito depende de un número de variables cuyos valores hay que determinar antes de proceder. Con este fin se han realizado una serie de pruebas, comprobando qué valores optimizaban el método de identificación y reconstrucción de la dirección de llegada. Los valores empleados en el análisis de los resultados que se presentan en este trabajo

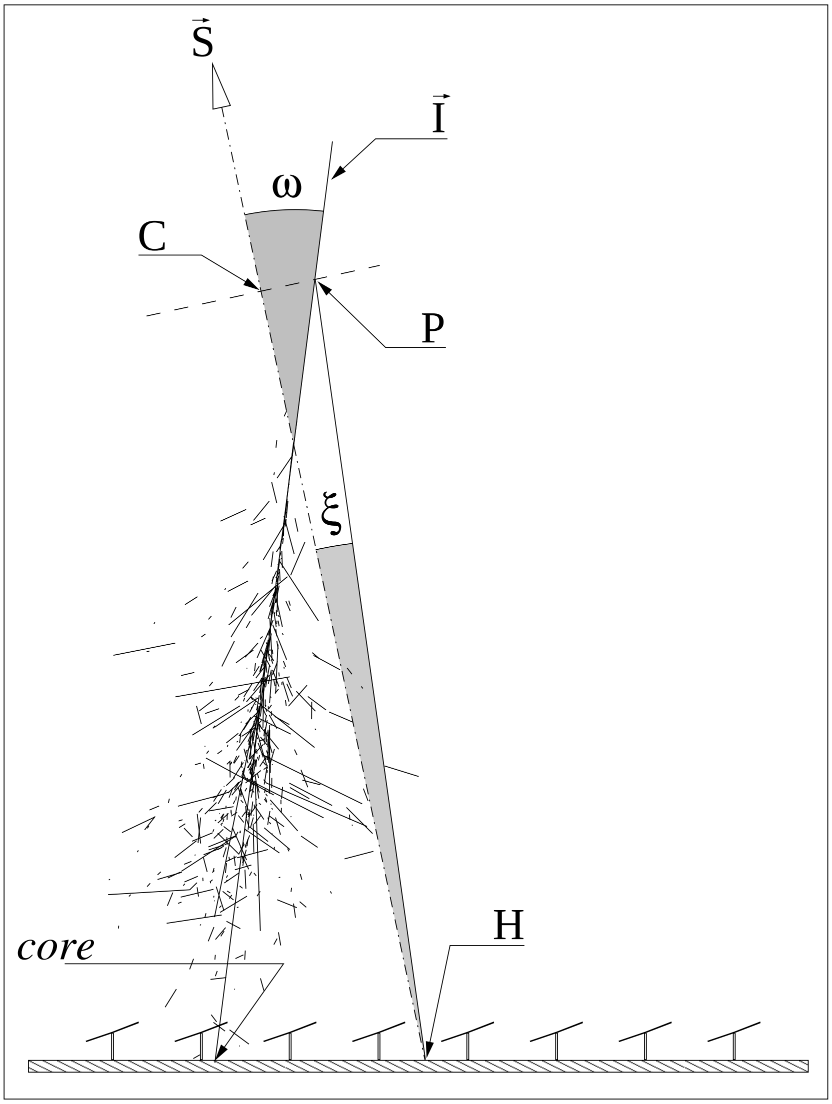


Figura 5.6: *Esquema del procedimiento de reconstrucción de la dirección. El campo de helióstatos observa la fuente $\vec{S}$, en visión convergente, apuntando al punto de convergencia,* C. *La cascada detectada intersecta el plano de convergencia en* P. *El verdadero ángulo de desviación con respecto a la dirección observada es* $\omega$, *pero en la reconstrucción de la dirección, al suponer el* core *de todas las cascadas en la posición* H, *se obtiene* $\xi$ *como ángulo de desviación de la dirección reconstruida con respecto a la observada.*

son:

$$\begin{aligned} n_1 &= 5 \\ n_2 &= 3 \\ W &= 3\,\mathrm{ns} \\ \eta_1 &= 8^{\mathrm{o}} \\ \zeta_1 &= 0.2^{\mathrm{o}} \\ \eta_2 &= 1^{\mathrm{o}} \\ \zeta_2 &= 0.1^{\mathrm{o}} \end{aligned}$$

Como puede apreciarse, en todo el proceso anterior no se ha tenido en cuenta la posición del *core* de la cascada. Esto no significa que este valor no sea importante en la determinación de la dirección de incidencia, ni que el método sea independiente de la posición del *core*. Todo lo contrario, pero el hecho de que el frente Čerenkov tenga una forma esférica impide la determinación del *core* a partir de los tiempos de llegada del frente a los helióstatos. De hecho, en el proceso anterior se asume implícitamente la posición del *core* en el cálculo de las secuencias teóricas, localizándolo en el centro del campo de helióstatos. De este modo la dirección reconstruida por este método está relacionada con el centro de la esfera reconstruida del frente Čerenkov, $P$ (ver figura 5.6). El ángulo de desviación de la dirección reconstruida con respecto a la dirección observada, $\xi$, corresponde al ángulo subtendido entre la recta que une el centro del campo de helióstatos, $H$, y $P$, y el eje de observación. Esta limitación es insalvable en este punto del análisis, ya que cualquier método para la localización del *core* se basa en la información recogida en cada helióstato, y la identificación helióstato-pico se realiza en el momento de la reconstrucción de la dirección. Una vez efectuada la identificación pulso–helióstato sería posible el desarrollo de un método de localización del *core*, tras lo cual, en un proceso iterativo, se podría mejorar en sucesivas etapas el valor de la dirección reconstruida y la determinación de la posición del *core*.

El error máximo cometido por fijar la posición del *core* en el centro del campo de helióstatos se puede estimar a partir del área efectiva. Dado que el área efectiva máxima es del orden de $10000\,\mathrm{m}^2$, se infiere que en la mayor parte de las cascadas detectadas, el *core* se encuentra a una distancia del centro del campo de helióstatos inferior a 60 m. Por lo tanto, si el punto $P$ se sitúa a unos 11 Km de distancia a lo largo del eje de observación, el máximo error cometido es de $\sim 0.3$ grados.

Es de destacar que el método empleado para la identificación de los pulsos Čerenkov y la reconstrucción de la dirección, no muestra preferencia por

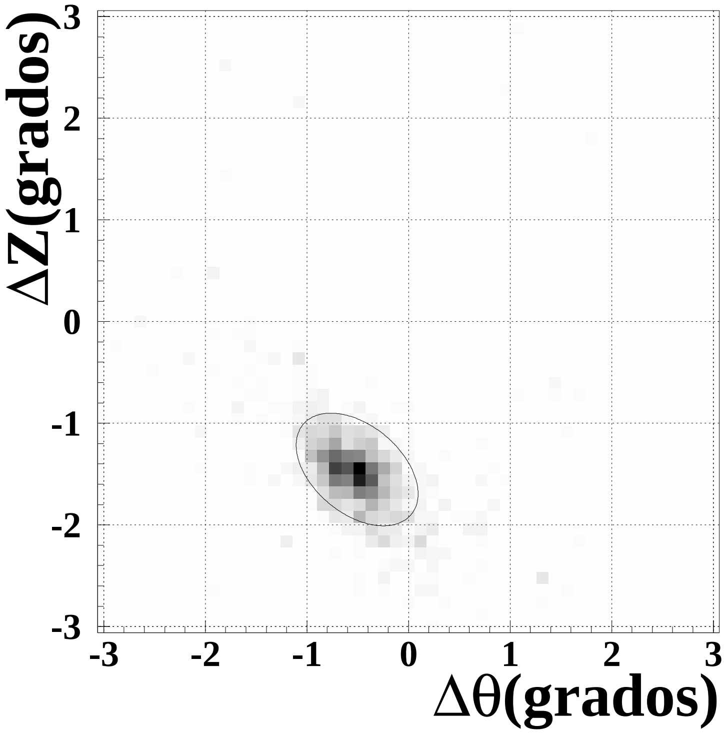


Figura 5.7: *Reconstrucción de las direcciones con la fuente situada en una posición distinta de la dirección escogida como origen del método de identificación. En el ejemplo mostrado la fuente se situó en la posición (-0.5 grados, -1.5 grados). El centro de gravedad de las direcciones reconstruidas se encuentra en las coordenadas (-0.51,-1.46).*

ninguna dirección de incidencia, de manera que no existe ningún tipo de sesgo que tienda a reconstruir artificialmente las cascadas hacia la dirección tomada como centro de la retícula. Esto es fácilmente comprobable definiendo en el proceso de reconstrucción el centro de la retícula desviado con respecto a la dirección de incidencia con que fueron generados los sucesos. En este caso las direcciones reconstruidas se agrupan alrededor de la posición correspondiente a la verdadera dirección, tal y como se muestra en la figura 5.7.

### 5.2.3 Calidad de la identificación pico–helióstato

El método descrito se basa en la correcta identificación del patrón de pulsos. Se ha comprobado que en menos del 1% de los casos la secuencia de pulsos simulados no puede ser asignada a ninguna dirección. Con el fin de determinar la calidad de la identificación realizada se define un nuevo parámetro $\tau_i$ para cada helióstato identificado, como:

$$\tau_i = |t_{id} - t_{re}|$$

donde $t_{id}$ es el tiempo de llegada del pulso con que el helióstato ha sido identificado, y $t_{re}$ es el tiempo en que debería haber sido identificado (obtenido de la simulación). Para cada suceso generado se calcula el valor medio de $\tau_i$, $\overline{\tau_i}$. De la distribución de los $\overline{\tau_i}$ para todos los sucesos generados se obtiene el valor de $\tau$, definido de tal manera que el intervalo $(0, \tau)$ contiene el 63% de los sucesos de la distribución. Debemos tener en cuenta que al ser la resolución temporal de las trazas de 0.5 ns, $\tau_i$ no puede ser inferior a este valor.

En el caso ideal en que las fluctuaciones del ruido de fondo fueran inexistentes, el método de identificación obtiene unos resultados excepcionales. En este caso el número de helióstatos identificados por cascada es superior a 46, con un $\tau \sim 0.6$ ns, muy cercano al límite teórico. Cuando introducimos fluctuaciones en el ruido de fondo, la calidad en la identificación empeora, aumentando el valor de $\tau$, hasta un valor próximo a 1.12 ns para rayos $\gamma$ y $\sim$2.65 ns para protones, observándose que es prácticamente constante para todas las direcciones, para un primario determinado. Igualmente, con la introducción de las fluctuaciones del fondo, el número de helióstatos identificados por cascada disminuye a $\sim 24$.

Estos resultados han sido obtenidos directamente a partir del método de análisis. Es esperable que mediante un análisis ulterior, rechazando aquellos sucesos en que la calidad de la reconstrucción es inferior, sea posible mejorar la calidad de los datos, como se muestra en la siguiente sección.

### 5.2.4 Cortes de calidad

Para una fracción no despreciable de los sucesos simulados la reconstrucción del frente es de baja calidad, dando lugar a errores importantes en la dirección reconstruida. Dichos sucesos no son de utilidad y contaminan la muestra. Por ello, en este tipo de experimentos, se aplican cortes imponiendo condiciones restrictivas a ciertos parámetros de calidad.

Estos cortes deben conservar el mayor número posible de sucesos, especialmente aquellos provocados por rayos $\gamma$, porque, si bien la calidad de la

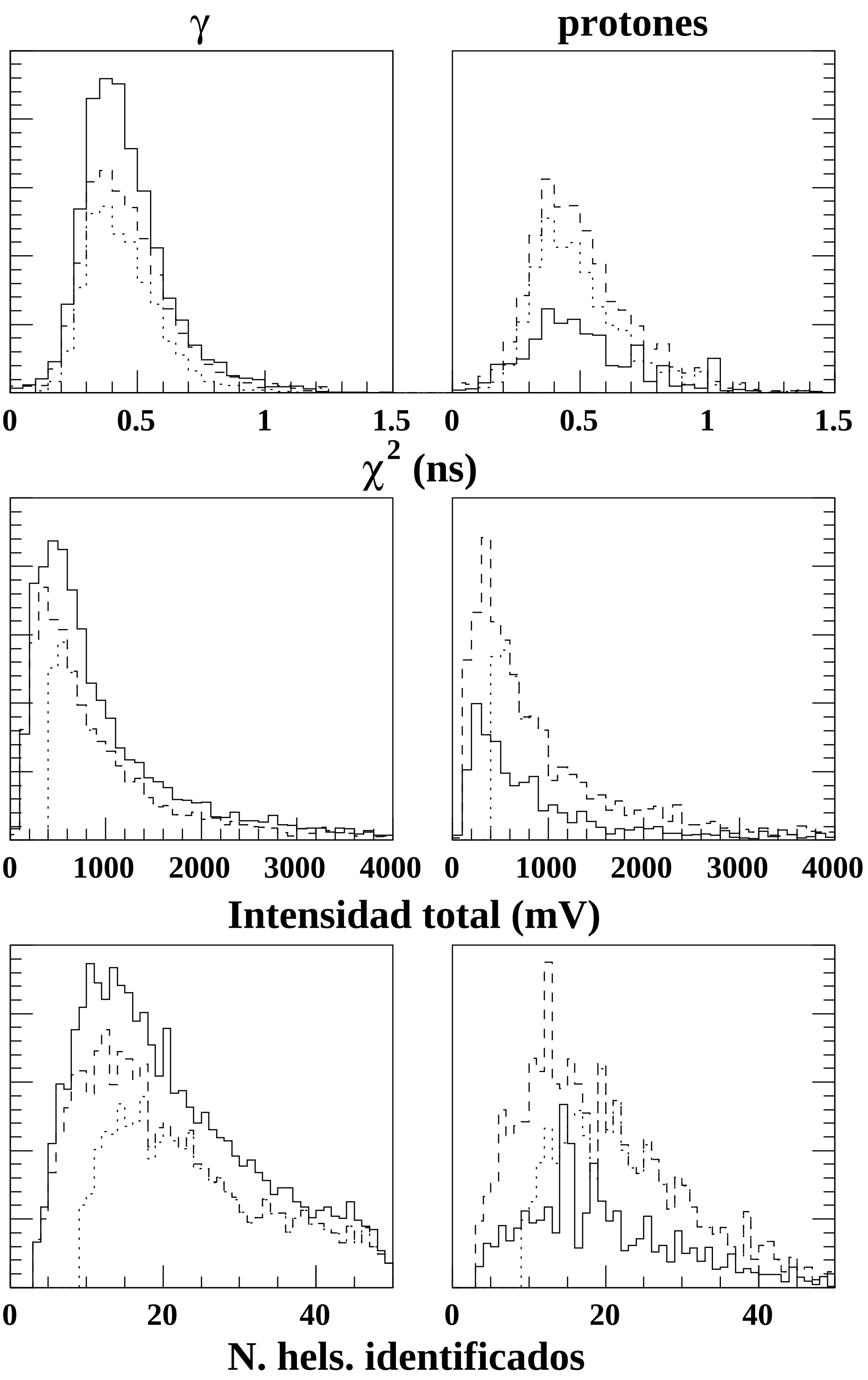


Figura 5.8: *Distribuciones de los parámetros principales del método de identificación. Para cada parámetro se muestran tres distribuciones, cada una de ellas obtenida para la suma de los sucesos generados en todas las direcciones simuladas, correspondientes a: (línea entera) sucesos con valores de* $\overline{\tau_i} < 1$ *ns, (línea a trazos) sucesos con valores de* $\overline{\tau_i} > 1$ *ns, y (línea punteada) sucesos que superan el corte impuesto a pesar de mostrar un valor* $\overline{\tau_i} > 1$ *ns.*

muestra quizá aumente de manera significativa, el número de sucesos podría disminuir en exceso, aumentando los errores estadísticos, y en la práctica reduciendo la sensibilidad del detector.

Tomaremos como medida de la calidad de la muestra remanente tras los cortes el valor de $\tau$ arriba definido.

En los gráficos de la figura 5.8 se muestran las distribuciones de: el valor de $\chi^2$ para la dirección reconstruida; la suma de las amplitudes de todos los pulsos ajustados, $H_T$; y el número de helióstatos correctamente identificados, $N_{id}$. Se han representado por separado las distribuciones correspondientes a sucesos con $\overline{\tau_i}$ inferiores (azul) y superiores a 1 ns (rojo). Asimismo se muestran las distribuciones para $\overline{\tau_i} > 1$ ns resultantes tras los cortes (negro). Con el fin de hacer un estudio independiente de la dirección, se ha procedido a sumar las distribuciones correspondientes a todas las direcciones en que se generaron sucesos, manteniendo gráficas separadas en función del tipo de primario.

De la observación de estas distribuciones se aprecia que existe una dependencia muy leve en los parámetros $N_{id}$ y $H_T$ con respecto al error cometido en el proceso de identificación. No se observa ningún tipo de dependencia el parámetro $\chi^2$, para ninguno de los dos primarios considerados. Tras el análisis de estas distribuciones, se han escogido como cortes de calidad que minimizan el valor del error $\tau$:

1. $N_{id} > 8$
2. $H_T > 400\,mV$

Con el uso de estos dos parámetros se consigue reducir el valor de $\tau$ a $\sim$1.1 ns para cascadas $\gamma$, mientras que para cascadas iniciadas por protones este valor se mantiene en $\sim$2.4 ns. El porcentaje de sucesos que superan este doble corte es relativamente alto, superando el 75% para cascadas $\gamma$, y el 70% para protones. Las distribuciones resultantes tras los cortes (curvas negras) nos permiten comprobar que ningún otro corte mejoraría la eficiencia de éste de manera significativa.

Estos son los cortes aplicados en el análisis de las señales a lo largo del resto de este capítulo. Se comprueba que debido a efectos instrumentales no tenidos en cuenta en la simulación se hace necesaria la utilización de otros cortes en el análisis de los datos reales. En concreto se busca en este caso que el número de picos identificados sea suficientemente alto, con lo que se espera que la calidad de la muestra mejore. Los valores concretos de los cortes a realizar en el caso real deben ser determinados para cada submuestra a analizar de manera independiente.

### 5.2.5 Reconstrucción de la dirección de incidencia

Como ya se ha mostrado anteriormente, debido a la falta de información sobre la posición del *core*, la reconstrucción de la dirección realizada en el proceso de identificación de los helióstatos en las trazas, no supone la identificación de la verdadera dirección de incidencia de la cascada, sino que se obtiene el ángulo de desviación $\xi$ (ver figura 5.6). En caso de conocer la posición del *core*, se podría desarrollar un método más avanzado que obtuviera la verdadera dirección de incidencia de la cascada, pero hasta el desarrollo de ese método, la posición del centro de la esfera, $P$, es la única información accesible. La distribución de las direcciones así reconstruidas nos proporciona, por lo tanto, información sobre la distribución de los centros de las esferas reconstruidas.

Empleando el procedimiento descrito en §5.2.2 se ha reconstruido la dirección de incidencia para todas las cascadas simuladas. Para cada suceso se ha obtenido la distancia angular, $\xi$, entre la dirección reconstruida y la de observación, separándola en dos componentes $\theta$ y $Z$, donde $Z$ corresponde a la desviación angular en el eje zenital, y $\theta$ corresponde a la desviación angular sobre el paralelo de zenit $Z$ (en coordenadas altazimutales). Se han representado las correspondientes distribuciones bidimensionales, para rayos $\gamma$ de una fuente puntual (figura 5.9), y protones con una distribución isótropa de direcciones de incidencia (figura 5.10). Estas funciones pueden ser ajustadas mediante una gausiana bidimensional [68], de la forma:

$$P(\theta, Z) = \frac{1}{2\pi\sigma_\theta\sigma_Z}\frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}} \cdot exp\left\{-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left(\frac{\theta^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{Z^2}{\sigma_Z^2} - \frac{2\rho\,\theta\,Z}{\sigma_\theta\sigma_Z}\right)\right\}$$

donde:

$$\rho = \frac{\sigma_{\theta Z}}{\sigma_\theta\sigma_Z}$$

siendo $\sigma_{\theta Z}$ la covarianza de $\theta$ y $Z$, y $\sigma_\theta$, $\sigma_Z$ las desviaciones estándar de la distribución sobre ambos ejes.

En este ajuste se permite que ambos ejes puedan estar correlacionados, de manera que la función ajustada puede estar "rotada" con respecto a los ejes de coordenadas. Se define, en este caso, un nuevo sistema de referencia $(x, y)$ a lo largo del eje mayor y menor de la proyección de la función ajustada (véase la figura 5.11), donde las desviaciones a lo largo de estos ejes se expresan como:

$$\begin{aligned}
\sigma_x &= \sqrt{\sigma_\theta^2 \cdot \cos^2\alpha + \sigma_Z^2 \cdot \sin^2\alpha + 2 \cdot \sigma_{\theta Z} \cdot \cos\alpha \cdot \sin\alpha} \\
\sigma_y &= \sqrt{\sigma_Z^2 \cdot \cos^2\alpha + \sigma_\theta^2 \cdot \sin^2\alpha - 2 \cdot \sigma_{\theta Z} \cdot \cos\alpha \cdot \sin\alpha}
\end{aligned}$$

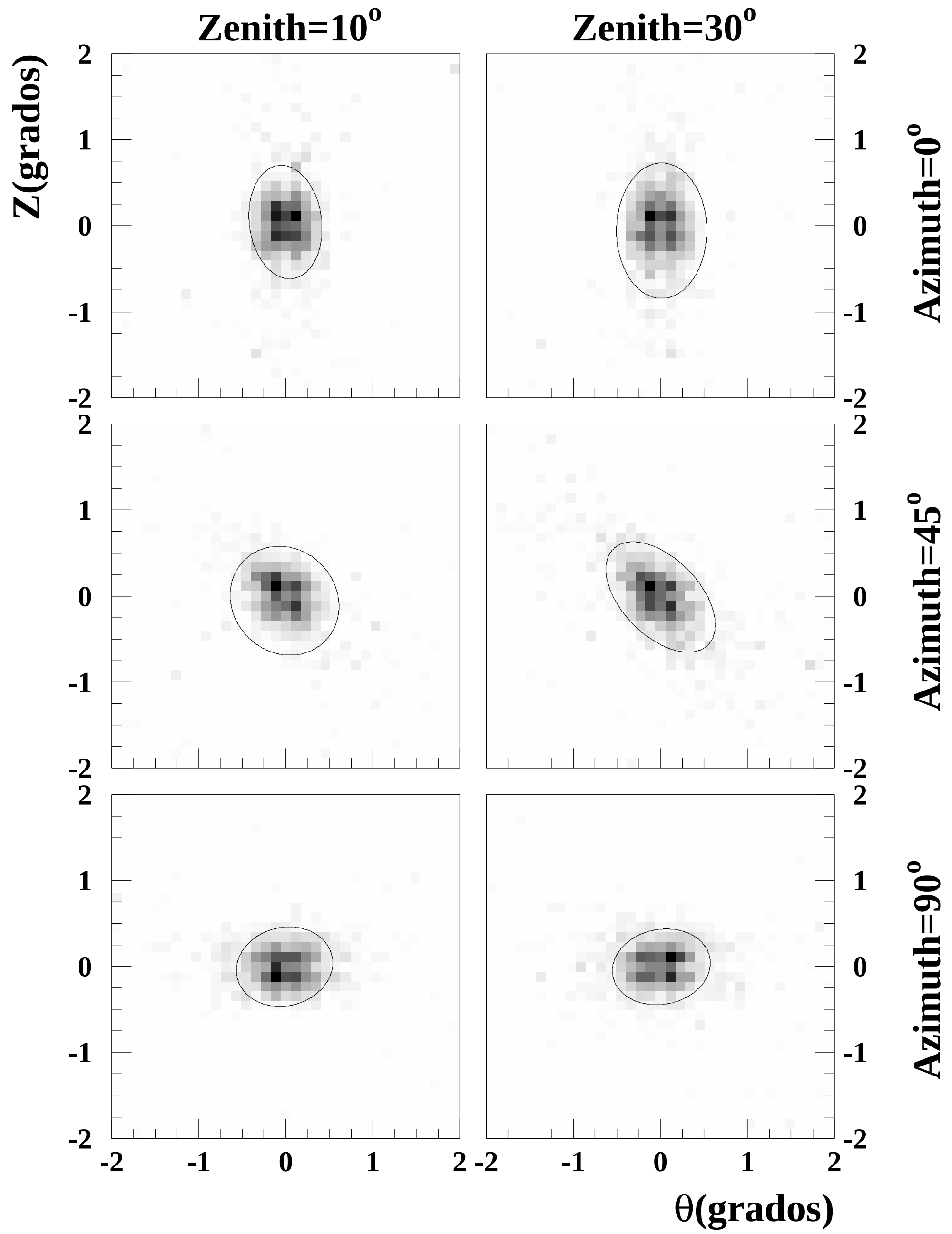


Figura 5.9: *Distribuciones de los ángulos de desviación de las direcciones reconstruidas, respecto de la dirección de observación, para los rayos $\gamma$ generados, en las seis direcciones simuladas. Los ejes corresponden a desviaciones a lo largo del eje zenital, $Z$, y sobre el paralelo por $Z$, $\theta$ (en coordenadas altazimutales). Las elipses representadas contienen el 63% de los sucesos, y se obtienen del ajuste de la distribución de direcciones reconstruidas a una gausiana bidimensional.*

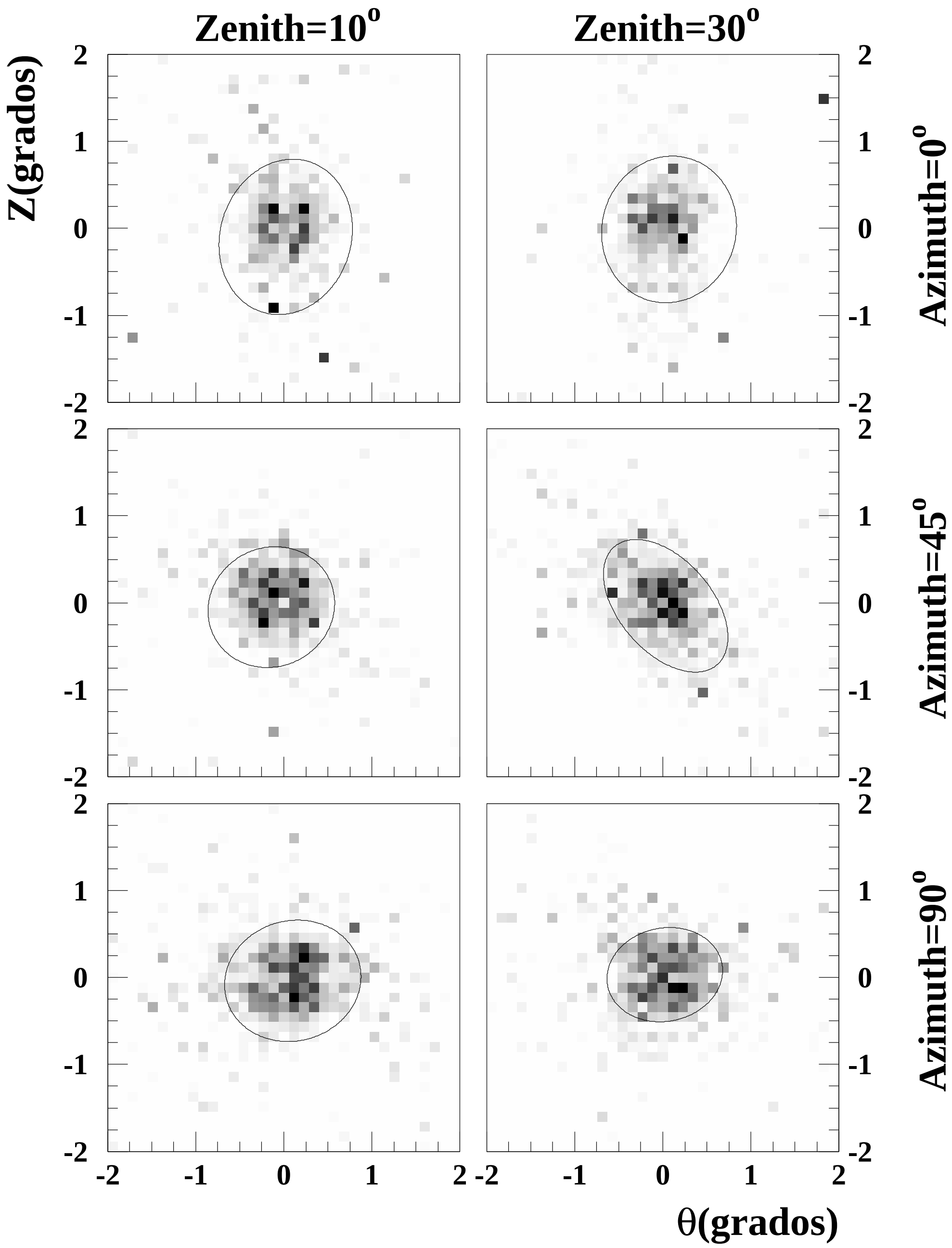


Figura 5.10: *Distribuciones de los ángulos de desviación de las direcciones reconstruidas, respecto de la dirección de observación, para los protones generados, en las seis direcciones simuladas. Los ejes corresponden a desviaciones a lo largo del eje zenital, $Z$, y sobre el paralelo por $Z$, $\theta$ (en coordenadas altazimutales). Las elipses representadas contienen el 63% de los sucesos, y se obtienen del ajuste de la distribución de direcciones reconstruidas a una gausiana bidimensional.*

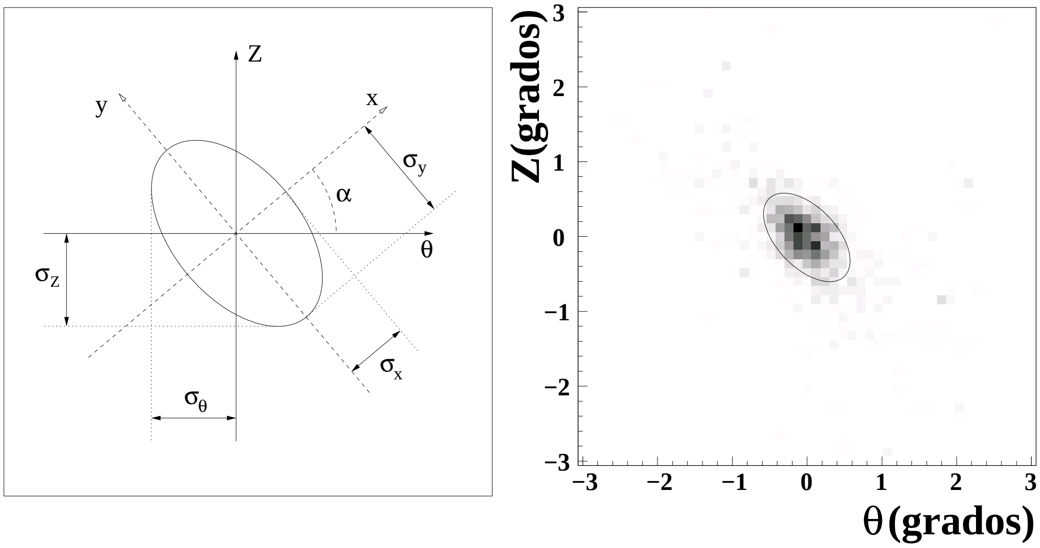


Figura 5.11: *Esquema del ajuste a una gausiana bidimensional rotada y la determinación de las dispersiones a lo largo de los ejes mayor y menor, $\sigma_x$ y $\sigma_y$. A la derecha se muestra un ejemplo del resultado del ajuste de una distribución de direcciones reconstruidas a una gausiana bidimensional. La elipse incluye en 63% de los sucesos reconstruidos.*

donde:

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{-2 \cdot \sigma_{\theta Z}}{\sigma_Z - \sigma_\theta} \right)$$

Con el fin de representar esta función sobre el plano de direcciones reconstruidas se procede al cálculo, y proyección, de la curva de equiprobabilidad que incluye el 63% de los sucesos, representada mediante la elipse que aparece sobreimpuesta a los diagramas de las distribuciones de las direcciones reconstruidas. Los ejes mayor y menor de esta elipse, $\sigma_x$ y $\sigma_y$ son indicativos de la resolución alcanzada en la reconstrucción de la dirección.

Los valores obtenidos del ajuste a las distribuciones, correspondientes a las diferentes direcciones y primarios, se muestran en la tabla 5.4, donde aparecen los valores para el centro de gravedad de la distribución, junto con los valores de los ejes mayor y menor de la elipse, y el ángulo de rotación de ésta con respecto al eje $Z$.

En primer lugar se observa que, para los sucesos $\gamma$, la posición del centro de la distribución coincide casi de manera perfecta con la dirección de incidencia. Para protones, el error en el centro de la distribución es algo mayor, siendo, en todo caso, inferior a 0.15 grados, debido exclusivamente a la limitada estadística de la muestra tras el *trigger* y los cortes de calidad

| | | rayos $\gamma$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Zenit ($^o$) | Azimut ($^o$) | $\overline{\theta}$ ($^o$) | $\overline{Z}$ ($^o$) | $\sigma_x$ ($^o$) | $\sigma_y$ ($^o$) | $\alpha$ ($^o$) |
| 10 | 0 | -0.004 | 0.042 | 0.42 | 0.66 | 7. |
| | 45 | -0.014 | -0.054 | 0.60 | 0.66 | 41. |
| | 90 | -0.014 | -0.002 | 0.46 | 0.56 | 104. |
| 30 | 0 | 0.014 | -0.057 | 0.52 | 0.79 | 0. |
| | 45 | 0.002 | -0.011 | 0.45 | 0.78 | 44. |
| | 90 | 0.011 | -0.004 | 0.44 | 0.57 | 101. |

| | | protones | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Zenit ($^o$) | Azimut ($^o$) | $\overline{\theta}$ ($^o$) | $\overline{Z}$ ($^o$) | $\sigma_x$ ($^o$) | $\sigma_y$ ($^o$) | $\alpha$ ($^o$) |
| 10 | 0 | 0.021 | -0.099 | 0.74 | 0.90 | -16. |
| | 45 | -0.142 | -0.049 | 0.68 | 0.73 | 121. |
| | 90 | 0.102 | -0.039 | 0.69 | 0.78 | 107. |
| | 0 | 0.071 | -0.014 | 0.76 | 0.85 | -13. |
| | 45 | 0.032 | -0.034 | 0.53 | 0.89 | 40. |
| | 90 | 0.022 | 0.032 | 0.54 | 0.66 | 102. |

Tabla 5.4: *Parámetros de los ajustes realizados a las distribuciones de las direcciones reconstruidas: la posición del centro geométrico viene dada por $\overline{\theta}$ y $\overline{Z}$, la anchura de la distribución a lo largo de los ejes menor y mayor viene dada por $\sigma_x$ y $\sigma_y$ respectivamente, mientras que $\alpha$ es la rotación de la elipse con respecto al eje zenital.*

impuestos. En cuanto a la dispersión de las direcciones reconstruidas, es de destacar que en la mayor parte de las distribuciones de las direcciones reconstruidas aparece una clara asimetría radial con respecto a la posición de la fuente observada. Este hecho es especialmente claro en el caso de las cascadas $\gamma$, mientras que en las cascadas de protones, debido, en parte a la peor estadística, y también al mayor error en la reconstrucción del frente Čerenkov, este hecho no es tan aparente. Esto se traduce en que las elipses a que se han ajustado las distribuciones muestran en general un eje mayor que otro. La rotación de la elipse ajustada con respecto a los ejes de coordenadas muestra una dependencia con el azimut observado, de modo que a 0, 45 y 90 grados de azimut, el ángulo de rotación de la elipse, $\alpha$, (consultar tabla 5.4) muestra valores similares a 0, 45 y 90 grados, respectivamente. Esta relación tiene su origen en la configuración geométrica de los helióstatos empleados en el experimento. Éstos se distribuyen espacialmente de manera claramente asimétrica, con un eje mayor en el sentido este–oeste y otro menor a los largo del eje norte–sur. Parece, por tanto, evidente que tanto la asimetría de la distribución de direcciones reconstruidas como la rotación de ésta con el azimut observado se deben exclusivamente a esta asimetría geométrica del campo de helióstatos. Al ser éste de mayor longitud en el eje este–oeste, la línea base con que se cuenta para la determinación de la dirección en el eje $\theta$ es mucho mayor que en el eje $Z$, de manera que la precisión en la determinación de la dirección de llegada en el eje $\theta$ es mucho mayor que la realizada a lo largo del otro. De hecho, la relación entre las longitudes relativas de ambas líneas base es del orden de un factor dos, similar a la relación encontrada entre $\sigma_x$ y $\sigma_y$.

Por último debemos señalar que las distribuciones de protones muestran una desviación media con respecto a la dirección observada de 0.73 grados, valor ligeramente superior al obtenido para cascadas $\gamma$, 0.57 grados. Esto es lógico si se considera que los protones provienen de un amplio rango de direcciones alrededor de la dirección observada, mientras que los $\gamma$ provienen de una fuente puntual. Tal y como se vio en §5.1.2, la distribución de los ángulos de llegada de los protones detectados con respecto a la dirección observada ($\omega$) tiene un valor medio de $\sim 0.7$ grados, lo cual coincide con la desviación media reconstruida. Esto indica que el método de identificación y reconstrucción de la dirección no muestra una tendencia a concentrar los sucesos hacia la dirección de observación.

Se comprueba que no es útil realizar un corte en la desviación máxima permitida con respecto a la dirección observada, para las direcciones reconstruidas, con el fin de reducir el número de sucesos de protones, ya que la diferencia en la anchura de la distribución angular de ambos tipos de primarios no es suficientemente grande.

## 5.3 Comparación con datos reales

Gracias a que el experimento GRAAL se encuentra construido y en funcionamiento desde julio de 1999, ha sido posible realizar un ajuste fino de la simulación a las características del telescopio real (ver §3.2). Asimismo es posible realizar una comparación entre los diferentes parámetros obtenidos del análisis de los datos reales y aquellos obtenidos directamente de la simulación descrita en este trabajo. Los resultados expuestos en esta sección corresponden a una comparación con los datos reales medidos en un *run* de observación de la Nebulosa del Cangrejo realizado el 30 de diciembre de 2000. El análisis de otros datos reales recogidos en la misma época dan resultados similares. Comparaciones exhaustivas con datos más actuales están siendo llevados a cabo por otros colaboradores [69].

Para el *run* escogido, la toma de datos se realizó con un rango de ángulos de incidencia comprendido entre ($20^o$ zenit, $16^o$ azimut) y ($41^o$ zenit, $26^o$ azimut). A falta de sucesos Monte Carlo generados en el mismo intervalo de direcciones de incidencia se han escogido los de dirección fija ($45^o$ zenit, $10^o$ azimut).

Para realizar esta comparativa se han elegido seis parámetros representativos: a) el número de pulsos empleado para realizar el ajuste en la primera red de direcciones, es decir, el número de pulsos que superan el umbral $(n_1 \cdot \sigma)$ en las cuatro trazas; b) el número de pulsos que el método es capaz de ajustar en esta primera red, $N_{\max}$; c) el número de pulsos que, finalmente, el método es capaz de asignar a algún helióstato, $N_h$; d) el error en la asignación realizada sobre la primera red, dado mediante el valor de $\chi_1$ (ns), definido como:

$$\chi_1 = \sqrt{\sum_i^{N_{\max}} (\Delta t_i)^2 / N_{\max}}$$

donde $\Delta t_i$ es la diferencia de tiempos entre el pulso real y el pulso teórico más próximo; e) el error en la identificación final, dado mediante el valor del $\chi_2$ (ns) obtenido de las asignaciones pulso–helióstato como:

$$\chi_2 = \sqrt{\sum_i^{N_h} (\Delta t_i')^2 / N_h}$$

donde $\Delta t_i'$ es la diferencia de tiempos entre el pulso real y el pulso del helióstato con el que ha sido identificado; y f) el valor de la intensidad total de la traza, calculada como:

$$IC = \sum_j^{N_c} \sum_i^{N_b} (V_{ij} - \overline{V}_j)$$

donde $N_c$ es el número de conos (4), $N_b$ es el número de canales en cada traza (1000), $V_{ij}$ es el valor del voltaje en el canal $i$-ésimo del cono $j$, y $\overline{V}_j$ es el valor medio del voltaje en la traza del cono $j$.

En la figura 5.12 se muestran las diferentes distribuciones, normalizadas al área, de los parámetros así descritos, separando las muestras de cascadas de rayos $\gamma$, protones, y la muestra real. Las unidades del eje de ordenadas corresponden, en todos los casos, al número de sucesos por canal.

En general se aprecia que las distribuciones obtenidas para sucesos simulados de rayos $\gamma$ y protones muestran unas características muy similares.

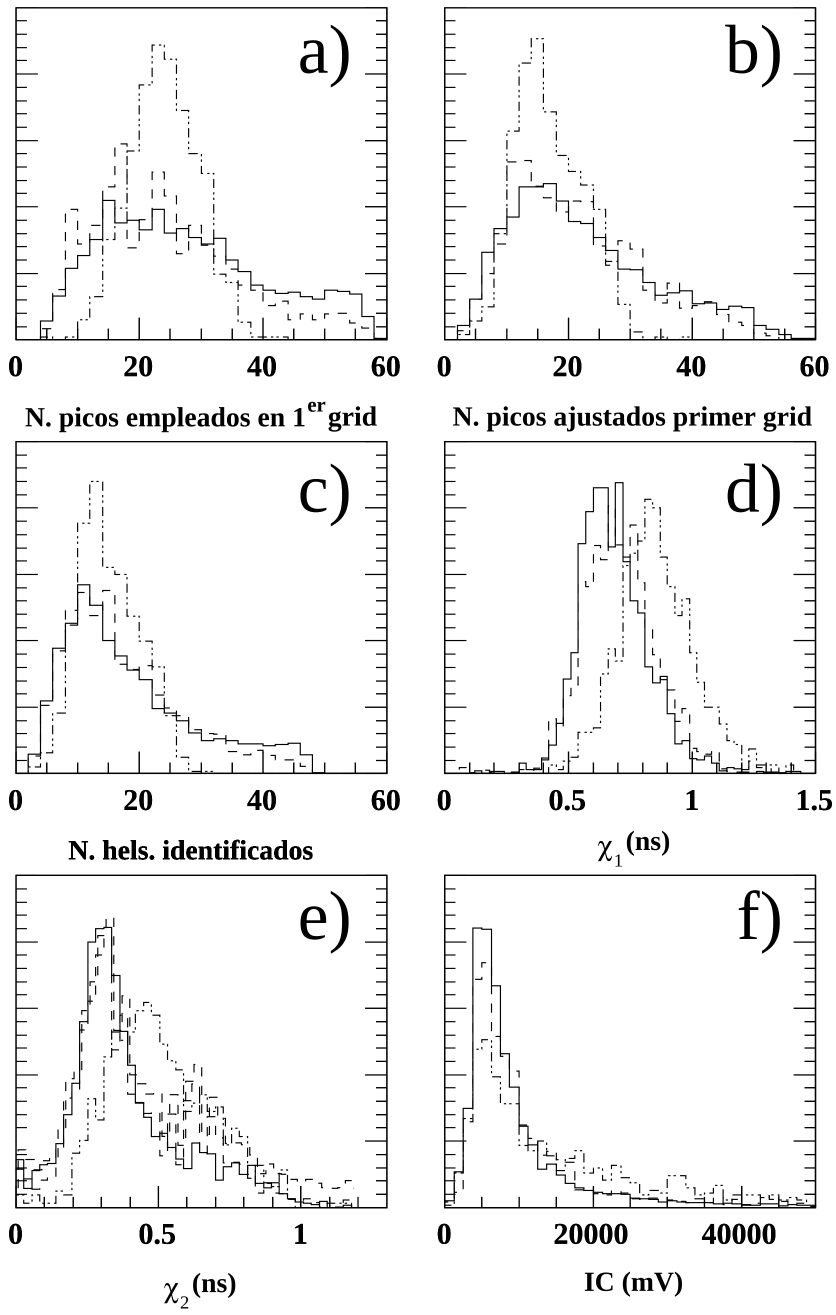


Figura 5.12: *Comparación de las distribuciones obtenidas por Monte Carlo para cascadas iniciadas por rayos $\gamma$ (línea entera), protones (línea a trazos) y para datos reales (línea punteada).*

Por lo tanto, a partir de este momento, hablaremos de las distribuciones simuladas, en comparación con la distribución para los datos reales.

En los diagramas a), b) y c) se aprecia, en primer lugar, que el máximo valor alcanzado por las distribuciones reales en el eje de abcisas es algo menor que el alcanzado por las distribuciones simuladas. Esta discrepancia puede ser entendida teniendo en cuenta que en el experimento real, habitualmente alrededor de 5 helióstatos pueden estar inoperativos por errores mecánicos o de seguimiento, y que se dan errores de apuntado que no han sido tenidos en cuenta en la simulación, reduciendo así la cantidad de luz detectada de esos helióstatos. Igualmente, en el diagrama a) se aprecian diferencias entre las distribuciones simuladas y la real para un número bajo de helióstatos (∼5–15), diferencia que desaparece en las dos distribuciones siguientes. La primera distribución corresponde a sucesos prácticamente sin analizar (sólo se requiere que los pulsos sean de una intensidad superior a $(n_1 \cdot \sigma)$), mientras que en la segunda y tercera gráfica se ha realizado un ajuste de los pulsos a la señal esperada. Esto parece indicar que en la señal real aparecen habitualmente una serie de pulsos relativamente intensos (del orden de menos de 2 por traza) que posteriormente son rechazados en el análisis, lo cual apunta a que se trate de pulsos producidos por fluctuaciones del ruido de fondo. Esto es perfectamente compatible con lo expuesto en §3.3, donde se explican las diferencias entre el espectro de amplitudes del ruido de fondo en la simulación y en las medidas reales. En estas últimas, la probabilidad de tener pulsos de grandes amplitudes es mucho mayor que en la simulación, lo cual se refleja en las distribuciones aquí mostradas.

Las distribuciones de los errores en los ajustes realizados, d) y e), indican, como es previsible, que el análisis de los sucesos simulados arroja errores ligeramente superiores a los medidos sobre la simulación. Los valores medios para sucesos simulados se sitúan en errores de $\sim 0.7\,\mathrm{ns}$ y $\sim 0.4\,\mathrm{ns}$ para $\chi_1$ y $\chi_2$ respectivamente, mientras que para las distribuciones reales, estos errores toman valores de $\sim 0.8\,\mathrm{ns}$ y $\sim 0.5\,\mathrm{ns}$ respectivamente. Las diferencias son muy pequeñas, y corresponden a incertidumbres en el conocimiento de las posiciones de los conos con respecto a los helióstatos de unos pocos centímetros.

Por último, en la gráfica f) se muestran las distribuciones del parámetro $IC$, apreciándose una ligera discrepancia para valores altos, donde la distribución para datos reales es ligeramente superior a las distribuciones simuladas. La razón de esta discrepancia es doble. Por un lado, como ya se ha comentado en la gráfica a), el ruido real parece tener un mayor número de pulsos de grandes amplitudes, lo cual eleva indudablemente el valor de $IC$. Por otra parte, en la simulación se cuenta tan solo con sucesos generados por primarios con una energía máxima de 1 TeV para rayos $\gamma$ y 4 TeV para protones. Simulaciones más recientes en las que se ha extendido el rango energético de los primarios generados a mayores energías, muestran que estas diferencias se ven reducidas.

En resumen, el acuerdo entre simulación y datos reales es razonable, teniendo en cuenta el gran número de incertidumbres en un experimento de estas características que no pueden ser tenidas en cuentas en la simulación, ya que no solo se simula el detector, sino todo el desarrollo de la cascada en la atmósfera, cuyas características, aun seleccionando noches con condiciones muy buenas, presentan variaciones que no pueden ser tenidas en cuenta en la simulación.

## 5.4 Limitaciones del método

Como se ha mostrado en este capítulo, GRAAL permite la detección de rayos $\gamma$ con un umbral energético similar o inferior al de los telescopios convencionales en funcionamiento en la actualidad. Dado el particular sistema de detección de la señal en el experimento GRAAL, donde la luz proveniente de grupos de helióstatos es recogida por un solo fotomultiplicador, ha sido necesario el desarrollo de un método de análisis de la señal que permita identificar los pulsos de la traza con los helióstatos de que provienen. Gracias a esta técnica GRAAL se sitúa al mismo nivel que el resto de los telescopios en plantas solares en cuanto a la capacidad de análisis del frente Čerenkov, aunque sin alcanzar unos umbrales energéticos tan bajos como los esperados en otros experimentos (CELESTE o STACEE), en los que cada PMT sólo ve un helióstato.

Aun así, el uso de plantas solares como telescopios de rayos $\gamma$ adolece de ciertos inconvenientes intrínsecos difícilmente salvables con las técnicas observacionales actualmente en uso:

El principal problema radica en la incapacidad de determinar con exactitud la **posición del *core*** de la cascada. Esta incertidumbre nos impide acceder con precisión a dos de los parámetros más importantes del primario: la energía y la dirección de incidencia.

Aunque, como es bien sabido, la intensidad de luz Čerenkov atmosférica generada por una cascada crece con la energía del primario, la incertidumbre en la posición del *core* reduce enormemente esta correlación. Esto es debido a que la luz Čerenkov recolectada por el campo de helióstatos correspondiente a cascadas de muy alta energía con el *core* alejado del centro, es similar a la de cascadas de baja energía con el *core* en el centro.

En cuanto a la dirección de incidencia del rayo cósmico detectado, el análisis de la señal permite localizar la posición del centro de la esfera que forma el frente Čerenkov. Pero para la reconstrucción precisa de la dirección se requeriría el conocimiento de la posición del punto de impacto en el suelo (ver figura 5.6).

Desgraciadamente, por el momento, ninguno de los grupos que trabaja en la detección de rayos $\gamma$ con plantas solares ha logrado desarrollar un método que, a través del análisis de los datos proporcionados por el frente Čerenkov, pueda establecer una buena estimación de la posición del *core*. Tal y como se vio en el capítulo anterior, en el caso de un detector realista, el insuficiente muestreo del frente Čerenkov, junto con la baja eficiencia de detección ($\sim 15\%$), invalidan prácticamente todos los métodos de localización de la posición del *core* en la configuración en visión convergente. En la configuración en visión paralela, el centro de gravedad de la distribución de luz Čerenkov en el suelo es un buen indicativo de la posición del *core*. Pero debido al campo de visión limitado, en la configuración de visión paralela, la cantidad de luz detectada es significativamente inferior y, en consecuencia, la energía umbral mayor.

Ninguno de los métodos ensayados en este trabajo ha permitido encontrar parámetros que permitan discriminar de forma eficiente el fondo hadrónico de las cascadas de rayos $\gamma$. Como ya se describió en el capítulo 4, aunque en los casos más ideales se comprueba que existen, en mayor o menor medida, diferencias entre las cascadas generadas por ambos tipos de primarios, se concluye que, bajo condiciones realistas, las diferencias observadas entre cascadas de diferentes primarios, con detectores de campo de visión restringido, son superadas por las fluctuaciones debidas al muestreo limitado del frente Čerenkov y a las fluctuaciones inducidas por la baja eficiencia de detección de fotones.

Todos estos inconvenientes, no impiden la detección de fuentes de rayos $\gamma$. En la actualidad, tanto la colaboración STACEE [70] como CELESTE [71] basan sus medidas en la diferencia entre el número de cascadas detectadas en los períodos ON (en la fuente) y OFF (fuera de la fuente), valor muy sensible a pequeñas variaciones en la luz de fondo. Sin hacer ningún análisis detallado de las características del frente, pequeñas diferencias entre ambos períodos pueden inducir la generación de señales o antiseñales artificiales. En GRAAL [47, 69], sin embargo, se emplea la información que proporciona la reconstrucción del frente para llevar a cabo una normalización, basada en el número de sucesos cuya dirección reconstruida está en las alas de la distribución correspondiente, y teniendo en cuenta que estos sucesos son debidos exclusivamente al fondo. Esta hipótesis viene avalada por los resultados de simulación mostrados en las figuras 5.9 y 5.10).

La determinación de la posición del *core* incrementaría significativamente la sensibilidad de esta técnica gracias a una mejor resolución angular (cortes angulares). Con este fin se está estudiando la posibilidad de emplear técnicas mixtas de observación, utilizando parte del campo de helióstatos en mirada paralela, con el fin de lograr determinar la posición del *core*, mientras el resto de los helióstatos son utilizados en visión convergente para poder detectar sucesos de baja energía. También se están planteando otras posibilidades como, por ejemplo, la definición de puntos de convergencia a diferentes alturas en la atmósfera, cada uno observado por distintos grupos de helióstatos.

# Conclusiones

En el presente trabajo se han determinado las características del telescopio de rayos $\gamma$ GRAAL mediante una simulación detallada basada en parámetros contrastados experimentalmente. Este trabajo no se ha limitado a una simple representación teórica del experimento, ya que, con la puesta en marcha de GRAAL en verano de 1999, ha sido posible ajustar la simulación al experimento real.

Para realizar este estudio se han generado más de $10^5$ cascadas atmosféricas, iniciadas por rayos $\gamma$ y protones en el rango de energías 0.05–4 TeV, empleando el código de simulación por Monte Carlo CORSIKA. Se han modelizado los componentes ópticos (helióstatos, conos de Winston,..) que recogen la luz Čerenkov, y los dispositivos electrónicos (cables, amplificadores y sistema de disparo) que proporcionan la señal. Las trazas resultantes de este proceso de simulación se ajustan con gran precisión a las de los datos reales.

Se ha desarrollado por primera vez un método para la identificación del patrón de impulsos Čerenkov detectado en los PMT, permitiendo la asociación pico-helióstato con un alto índice de éxito, lo que proporciona una valiosa información sobre el frente Čerenkov (distribución espacial y estructura temporal). Esta técnica sitúa a GRAAL, en relación con la medida de las propiedades del frente, en una posición similar a la de los demás experimentos en plantas solares que hacen uso de sistemas de detección con una compleja óptica secundaria y numerosos canales electrónicos, mucho más costosos y difíciles de calibrar.

Se han determinado los parámetros mas relevantes del detector GRAAL. El área efectiva alcanza un valor de saturación de alrededor de 12000 m$^2$ para rayos $\gamma$. La energía umbral resulta ser de alrededor de 250 GeV para rayos $\gamma$ incidiendo con 30 grados de ángulo zenital. Aunque dicho valor es superior al que se puede conseguir con un sistema más complejo de detección helióstato-PMT, esta energía umbral es inferior a la de los telescopios Čerenkov convencionales en funcionamiento en la actualidad.

Por otro lado, nuestra simulación predice un ritmo de disparo debido al fondo de radiación cósmica de alrededor de 3-4 Hz, en muy buen acuerdo con los datos reales.

En cuanto a la resolución angular, para rayos $\gamma$ provenientes de una fuente puntual, la función de respuesta ("Point Spread Function") viene descrita por una gausiana bidimensional asimétrica con valores para $\sigma_x$ y $\sigma_y$ alrededor de 0.5 y 0.7 grados respectivamente. Para el fondo isótropo hadrónico la distribución de direcciones reconstruidas da unos valores para $\sigma_x$ y $\sigma_y$ alrededor de 0.7 y 0.8 grados respectivamente. La imprecisión angular para las cascadas $\gamma$ viene básicamente determinada por el desconocimiento en la posición del *core*. Esta limitación es común a todos los experimentos en plantas solares. Si se lograse desarrollar un método efectivo para la localización del *core*, la resolución angular de los rayos $\gamma$ mejoraría y consecuentemente la sensibilidad de detección, al poder imponer restricciones angulares en el análisis.

Con el fin de interpretar mejor las señales Čerenkov detectadas se ha llevado a cabo un estudio general de las propiedades de la componente Čerenkov de las cascadas atmosféricas para una matriz de detectores de luz Čerenkov, aplicable a cualquier experimento que emplee una planta planta solar y, en general, a cualquier matriz de detectores de luz Čerenkov atmosférica con un campo de visión limitado ($\sim 0.5^{o}$). Se han estudiado posibles métodos para la reconstrucción de los parámetros del primario, como son el tipo partícula (rayo $\gamma$ o protón), la posición del *core*, etc. Se ha demostrado que, tanto las fluctuaciones en la densidad de luz Čerenkov como la estructura temporal del frente, son significativamente diferentes para rayos $\gamma$ y protones. Desgraciadamente, el campo de visión restringido (aun en la configuración de visión convergente) limita seriamente la capacidad de estos métodos de separación. En particular las fuertes fluctuaciones temporales de las cascadas hadrónicas quedan ocultas para un detector con un campo de visión restringido. Por otro lado, a pesar de que un campo de helióstatos proporciona una enorme superficie reflectante, el limitado muestreo espacial de la señal impone también importantes restricciones a estos métodos. Estos problemas, que son comunes a todos los experimentos que emplean plantas solares, limitan la capacidad de esta técnica en comparación con los telescopios Čerenkov convencionales.

No obstante, ha sido posible la detección de señal de rayos $\gamma$ con esta técnica, basándose en las diferencias ON–OFF (CELESTE, STACEE), o empleando un método de normalización (GRAAL). En estas condiciones las plantas solares son un método muy competitivo para la detección de rayos $\gamma$, dada la baja energía umbral alcanzable (especialmente bajo configuraciones en que la luz de cada helióstato en recogida por un PMT individual), el bajo coste del experimento, y la relativa baja complejidad, en comparación con otros tipos de detectores. Por último, no es descartable que, con la utilización de las nuevas estrategias, que están actualmente en estudio, como las técnicas mixtas de observación en visión paralela y convergente a la vez, con dos subgrupos separadas del campo de helióstatos, sea posible acceder a los parámetros del primario, lo cual aumentaría indudablemente la sensibilidad y capacidad de observación de este tipo de detectores.

# Bibliografía


[1] *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1992.

[2] C. M. Hoffman, C. Sinnis, P. Fleury, y M. Punch. Gamma-ray astronomy at high energies. *Reviews of Modern Physics*, 71:4, julio 1999.

[3] F. Aharonian y A. M. Atoyan. Nonthermal radiation of the TeV gamma-radiation from the Crab Nebula. *astro-ph/9803091*, 1997.

[4] C. F. Kennel y F. V. Corotini. Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernova remanant. *The Astrophysical Journal*, 283:694–709, 1984.

[5] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75:1169–1174, 1949.

[6] R. O. Legage y C. J. Cesarsky. *Astron. Astrophys.*, 125:249, 1983.

[7] *Cosmic rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.

[8] P. Goldreich y W. H. Julian. *The Astrophysical Journal*, 157:869, 1969.

[9] K. S. Cheng et al. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars I: Outer magnetosphere gaps. *The Astrophysical Journal*, 300:500–521, 1986.

[10] G. Chanmugam y K. Brecher. Ultra-high energy $\gamma$ rays and cosmic rays from accreting degenerate stars. *Nature*, 313:767–768, 1985.

[11] M. Aguilar-Benitez et al. Review of particle physics. *Physics Review D*, 1996.

[12] S. R. Kulkarni et al. GRB 970828 and GRB 970228. *IAU Circular 6732*, 1997.

[13] K. C. Sahu, M. Livio, L. Petro, F. D. Maccetto, J. van Paradijs, C. Kuoveliotou, G. J. Fishman, C. A. Meegan, P. J. Proot, y T. Galama. *Nature*, 387:476, 1997.

[14] J. van Paradijs et al. *Nature*, 386:686, 1997.

[15] M. R. Metzger et al. GRB 970508. *IAU Circular 6655*, 1997.

[16] P. S. Coppi y F. A. Aharonian. *Astrophysical Journal*, 487:L9, 1997.

[17] *Gamma-Ray Astronomy*. Cambridge University Press, 1986.

[18] D. MacMinn y J. Primack. *Space Science Review*, 75:413, 1996.

[19] D. J. Thompson et al. The second EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources. *The Astrophysical Journal Suplement*, 101:259, 1995.

[20] D. M. Borque. *Proyecto Mini-GRAAL*. Trabajo de tercer ciclo, U. Complutense de Madrid, 1997.

[21] D. J. Thompson et al. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 86:629, 1993.

[22] E. D. Bloom. *Space Science Review*, 75:109, 1996.

[23] W. Hermsen y C. Winkler. The INTEGRAL Mission. *Proc. IAU Symposium 188*, 1997.

[24] M. S. Longair. High energy astrophysics. *Cambridge University Press*, 1981.

[25] A. M. Hillas. *Phys.Rep.*, 20:59, 1984.

[26] A. M. Hillas. *Ann.Rev.Astron.Astroph.*, 22:425, 1984.

[27] R. M. Baltrusaitis et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physic Research A*, 240:410, 1985.

[28] M. Amenomori et al. Observation of multi-TeV gamma rays from the Crab Nebula using the Tibet Air Shower Array. *The Astrophysical Journal Letters*, 525:L93–L96, 1999.

[29] M. Samorski y W. Stamm. *Astrophysical Journal*, (268):L17, 1983.

[30] R. Atkins et al. Status of the Milagro gamma ray observatory. En *Proc. in* $26^{th}$ *ICRC (Salt lake City, USA)*.

[31] R. Atkins et at. TeV observations of Markarian 501 with the Milagrito water Cerenkov detector. 525:L25–L28, 1999.

[32] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, N.Y., 1962.

[33] J. V. Jelley. *Cherenkov radiation and its applications*. Pergamon Press, London, 1958.

[34] T. C. Weekes et al. Observation of TeV gamma-rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique. *The Astrophysical Journal*, 342:379, 1989.

[35] E. Lorentz. The MAGIC telescope project. En *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V*, páginas 415–421. Kruger Park, South Africa, 1997.

[36] G. Hermann. Very high energy phenomena in the universe. En Y. Giraud-Heraud y J. Tran Thanh Van, editores, *Proc. of the XX-XII Recontres de Moriond*, página 141. Ed. Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1997.

[37] T. C. Weekes et al. En *Proc. in* $25^{th}$ *ICRC (Durban, South Africa)*, tomo 5, página 173. 1997.

[38] Themistocle Collaboration. The Crab gamma ray spectrum over 2 TeV. En *Proc.* $24^{th}$ *ICRC (Roma)*, tomo 2, página 315. 1995.

[39] A. KARLE at al. Design and performance of the angle interacting Čerenkov array AIROBICC. *Astropart. Phys.*, 1999.

[40] S. Danaher et al. *Solar Energy*, (28):335, 1982.

[41] B. Giebels et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 412(329), 1998.

[42] D. A. Williams et al. En *Proc.* $25^{th}$ *ICRC (Durban, South Africa)*, tomo 5, página 157. 1997.

[43] O. T. Tümer et al. *Nuclear Physics B (proc. Syppl.)*, 14A:351, 1990.

[44] O. T. Tümer. *Nuclear Physics B(proc.Suppl.)*, 14A:351, 1990.

[45] M. de Naurois et al. Measurement of the Crab flux at 60 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope. *Astrophysical Journal*, 2001. En preparación.

[46] S. Oser et al. High energy gamma-ray observations of the Crab Nebula and pulsar with the solar tower atmospheric Cherenkov effect experiment. *astro-ph/0006304*, 2000.

[47] F. Arqueros et al. Very high-energy observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment. *aceptado en Astroparticle Physics*, 2001.

[48] G. Wettermark. The solar power plants at Almeria. *Energy research commission, Stockholm*, 1986.

[49] E. Lorenz y R. Mirzoyan. Measurement of the night sky light background at La Palma. Informe Técnico MPI-PhE/94-35, Max-Planck-Institut für Physik, 1994.

[50] R. Monterreal. Informe de la PSA. Informe Técnico R12/95 RM, Plataforma Solar de Almería, 1995.

[51] K. P. Braun. HELIOS simulation of the incident flux distribution on the TSA receiver based on HERMES II measurements. Informe Técnico R24/94, Plataforma Solar de Almería, 1994.

[52] W. P. Welford y R. Winston. *The optics of nonimaging concentrators*, capítulo 4. Academic Press, New York, 1978.

[53] The CELESTE collaboration. CELESTE experimental proposal: Čerenkov low energy sampling & timing experiment, 1996.

[54] J. N. Capdevielle et al. The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA. Informe Técnico KfK 4998, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1992.

[55] J. N. Capdevielle. *J.Phys.G*, 15:909, 1989.

[56] A. Capella y J. T. T. Van. *Phys.Lett.B*, 93:146, 1980.

[57] P. K. F. Grieder. En *Proc. 16th ICRC*, tomo 9, página 161. Kyoto, 1979.

[58] W. R. Nelson, H. Hiroyama, y D. W. O. Rogers. The EGS4 code system. Informe Técnico 265, SLAC, 1985.

[59] J. Linsley. En *Proc. 20th ICRC*, tomo 2, página 442. Moscow, 1987.

[60] F. C. Andrés et al. Atmospheric effects on Cherenkov light from extensive air showers. En *Proc. 16th ECRS*. 1998.

[61] Eduardo Alonso de Linaje. *Características ópticas de la recolección de luz en un campo de helióstatos para dos casos: una fuente puntual y una fuente extensa*. Trabajo de tercer ciclo, U. Complutense, 2001.

[62] R. et al. Mirzoyan. On the influence of afterpulsing in PMTs on the trigger threshold of multichannel light detectors in self-trigger mode. En *Conference Record of Beune96-First Conference on New Developments in Photodetection*. 1996.

[63] V. R. Chitnis y P. N. Bhat. Čerenkov photon density fluctuations in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 9:45–63, 1998.

[64] V. R. Chitnis y P. N. Bhat. Simulation studies on arrival time distributions of Čerenkov photons in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 12:45–64, 1999.

[65] B. Wiebel. Chemical composition in high energy cosmic rays. Informe Técnico WUB 94-08, Gesamthochschule Wuppertal, abril 1994.

[66] R. A. Ong et al. A new atmospheric Cherenkov detector using the heliostats of Solar Two. En M. Cresti, editor, *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-IV (Padova)*. 1995.

[67] The Whipple collaboration. The spectrum of TeV $\gamma$-rays from the Crab Nebula. *Astrophys.J.*, marzo 1998.

[68] *Statistics for Nuclear and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1986.

[69] María Díaz Trigo. Tesis Doctoral, U. Heidelberg, prevista para 2002.

[70] R. A. Ong et al. STACEE observations of active nuclei and other galactic sources. En *Proc.* $27^{th}$ *ICRC (Hamburg, Alemania)*, páginas 2593–2596. 2001.

[71] D. Dumora y the CELESTE Collaboration. Search for high energy gamma ray pulsar emission with the CELESTE Experiment. En *Proc.* $27^{th}$ *ICRC (Hamburg, Alemania)*, páginas 2436–2439. 2001.

# Agradecimientos


En primer lugar quiero agradecer a Fernando Arqueros la posibilidad que me dio, allá por septiembre de 1995, de realizar un trabajo de investigación dentro de su grupo, dando lugar, con el tiempo, a esta tesis. Sus conocimientos y experiencia han sido vitales para la llegada a buen puerto de esta aventura. Igualmente, agradecer a Rainer Plaga, corazón y motor del proyecto GRAAL, su infatigable esfuerzo y talento, sin los cuales el proyecto probablemente no habría visto la luz, y a Jüergen Gebauer, cuya habilidad y experiencia con todo tipo de aparatos (y no sólo) han hecho posible GRAAL.

Además de los "jefes", dentro del proyecto no puedo olvidarme de María, infatigable desde que se unió a GRAAL, ni de Paco, Enrique, Eduardo y Ricardo, algunos de los cuales ya no están en el experimento, y que, no sólo han jugado un papel fundamental en GRAAL, y por extensión, en esta tesis, sino que además han sabido soportarme (al menos, la sangre no ha llegado al río).

Tampoco puedo olvidarme de todas las personas del Grupo de Altas Energías: José Luis, Abelardo, Sergio (especialmente en los comienzos), José Carlos, Juan Abel, Corti, Aitor, Luis, Beteta, Nacho, Nacho(bis), Emma, Marcos y Jesús, por animar, aconsejar, aguantar y, sobre todo, por los cafés en Biológicas.

En la Plataforma Solar de Almería, a todos los operadores, compañeros de interminables noches de *shift*, y en general a todo el personal.

Acabada la *troupe* científica, me gustaría recordar a todas aquellas personas que han estado a mi lado a lo largo de estos años. Primera, Diana, mi compañera en los años más duros, que me ha soportado sin desesperar (ni desesperarse). Por ser, estar, reír, llorar, chillar, aconsejar, escuchar, hablar, calmar, besar y mil cosas más. Gracias por introducir la locura en mi vida. Por supuesto, aquí está mi familia, en especial mi ama por ser amatxu y mi aita por enseñarme las constelaciones (al fin y al cabo eres el responsable de este jaleo), y Esti, mi incordio más querido. A mi tía, por ser el maestro de Kung-Fu telefónico, siempre con la palabra justa a tiempo (tu agradecido *pequeño saltamontes*), y a mi abuela, porque después de esto por fin tendré un trabajo serio. A mi familia de Vigo, por gritarme como a un hijo más (gracias, cuñados, por cederme la cripta), y por supuesto, ¡cómo no!, a mi sucursal de familia en Madrid, por acogerme y cebarme todos los domingos. ¡Y qué contar de los amigos! Que son muchos, pero especialmente a Igor, Toño y Abel, por no decir nunca basta, al resto de la cuadrilla de Bilbao, por seguir ahí a pesar del tiempo, y a mi familia urbana, por animar, aplaudir, digo, ovacionar sin desaliento (Marichusilla, Pablete, Rocio ... ), a Mac, Txema y Barri, por acompañarme en los primeros años de independencia, y sin olvidar la cuadrilla de Castro (¡necesitaría otra tesis para poneros a todos!).

Bueno, creo que ya estáis todos, pero no te preocupes, si no te he incluido, achácaselo a mi proverbial falta de memoria. Para compensar te invito a unas cañas, que seguro que hace mucho que no nos vemos, ¡y pelillos a la mar!