Diseño y optimización de un detector RICH para AMS.

Carlos J. Delgado Méndez

June 19, 2001

Indice

Introducción

El experimento AMS tiene como objetivo estudiar los rayos cósmicos por encima de la atmósfera, interesándose en particular en la componente de antimateria. Para ello se instalará un espectrómetro magnético de gran aceptancia en la estación espacial internacional (ISS) en el 2003 durante un periodo de tres a cinco años. La gran estadística a la que se tendrá acceso durante este periodo provee a AMS de un potencial de descubrimiento sin precedentes en cuanto al estudio de los rayos cósmicos se refiere.

Una primera versión del detector realizó un vuelo de prueba en el año 1998 a bordo del transbordador espacial Discovery con un resultado excelente dando el espaldarazo definitivo al actual proyecto. En este se pretende poseer un poder de identificación de partículas capaz de resolver la composición isotópica de los rayos cósmicos en un amplio rango de energías, lo que abre las puertas a la realización de nuevos estudios de astrofísica. Con tal fin se ha incluido, entre otros, un detector RICH a la configuración de AMS-01, en cuyo diseño se centra el presente trabajo.

En un primer lugar presentaremos el programa del experimento y el conjunto del detector con el fin de emplazar el trabajo en su contexto. A continuación procederemos a dar una descripción pormenorizada del subdetector RICH introduciendo los parámetros fijados por necesidades del medio en que se desarrolla el experimento, y pasaremos a introducir su simulación.

Se desarrolla posteriormente un algoritmo de reconstrucción de la velocidad β a partir de las señales digitalizadas del detector. .
Tras esto, y con el algoritmo desarrollado para la medida de β, pasamos a estudiar los parámetros libres implicados en el rendimiento del detector con el objetivo de optimizarlo.

Carlos J. Delgado Méndez
20/02/2001

El experimento AMS.

La colaboración AMS tiene como objetivo principal la búsqueda de antimateria en los rayos cósmicos primarios (RC) con el fin de estudiar la validez de ciertos modelos cosmológicos. Este estudio se llevará a cabo por medio de un espectrómetro magnético situado en la estación espacial internacional. El programa de física de AMS no se limita a la antimateria, incluyendo tópicos como la búsqueda de materia supersimétrica, la búsqueda de candidatos a materia oscura no bariónica o el estudio de la composición de los RC con una estadística sin precedentes.

2.1 Objetivos del experimento.

2.1.1 Búsqueda de antimateria.

Desde un punto de vista cosmológico, la posible producción de antimateria se da durante la bariogénesis. Las condiciones necesarias para que ésta se de fueron formuladas por primera vez por Sakharov[1], y pueden condensarse en los siguientes puntos:

El número bariónico no se debe conservar. Esta condición se cumple en el modelo estándar[3] por medio de una anomalía.

La simetría C debe estar rota. De nuevo el modelo estándar rompe esta simetría en el sector electrodébil[3].

La simetría CP debe estar rota. El modelo estándar cumple está condición a través de la fase de la matriz CKM y ha sido observado experimentalmente[3]. Sin embargo el grado de violación parece ser insuficiente, sugiriendo la existencia de nueva física.

La bariogénesis ha de ocurrir fuera del equilibrio térmico. De otra forma la simetría CPT habría mantenido el equilibrio materia-antimateria.

El marco de la cosmología inflacionaria cumple éstas condiciones y explica la bariogénesis si se incluye un aporte extra de violación de CP a través de nueva física[4] prediciendo, en varios modelos, la producción de antimateria

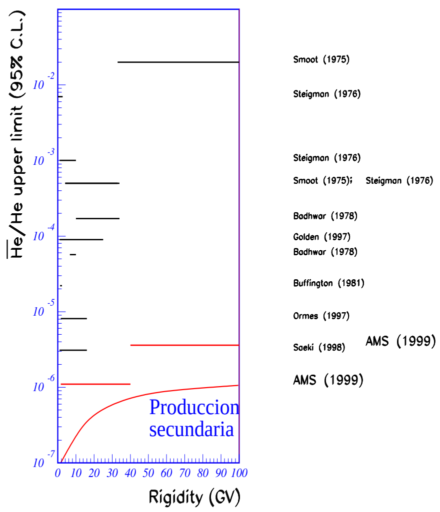


Figura 2.1: Actuales límites en la razón de helio a antihelio. El eje de abscisas mide la rigidez de la la partícula, que por definición es el momento sobre la carga. La curva inferior es una estimación considerando la producción de antihelio mediante interacciones de los rayos cósmicos con el material interestelar[2]. Se incluyen las medidas de la primera fase del experimento AMS.

de origen primordial. Ésta podría ser detectada mediante la búsqueda de antihelio, en el caso de que no llegasen a formarse antiestrellas.

Por otro lado, la existencia de regiones de antimateria lo suficientemente extensas como para contener antiestrellas no está excluida. Los datos del satélite COsmic Background Explorer[5] muestran que el fondo de microondas es uniforme hasta una parte en 10^5, lo que junto con otros estudios demuestra la homogeneidad del universo sugiriendo la inexistencia de regiones extensas de antimateria en un radio de unos $10Mpc$[1]. Sin embargo el horizonte actual es de unos $10Gpc$, por lo que la antimateria podría coexistir con la materia más allá de la región explorada por COBE en distintas formas[6]

- Burbujas de materia y de antimateria de radio inferior a $10Mpc$.
- Capas alternantes de materia y antimateria.

[1] $1pc \simeq \times 3.3$ años luz. Para hacernos una idea, una esfera de radio $10Mpc$ contiene 10^9 veces el volumen de nuestra galaxia.

- Islas de materia y antimateria en un mar de materia invisible.
- Islas de materia en un mar de antimateria.
- Estrellas de antimateria.

Este último caso puede ser explorado mediante la búsqueda de antinúcleos de carga superior a 2.

Hasta el momento, los intentos experimentales para cuantificar la cantidad de antimateria de origen primordial o producida en posibles antiestrellas han sido vanos. Es más, la pobre estadística existente sobre rayos cósmicos hace imposible saber siquiera si ésta existe o no, o incluso si puede ser detectada, siendo AMS el primer experimento en cubrir este vacío.

2.1.2 Búsqueda de materia oscura.

Se observa que la velocidad de rotación de la estrellas en una galaxia tiende a ser constante conforme ésta dista más del núcleo galáctico. Sin embargo, si la mayor contribución a la masa de la galaxia fuera la materia luminosa, la velocidad de rotación debería comportarse como $v_c \sim 1/\sqrt{r}$.

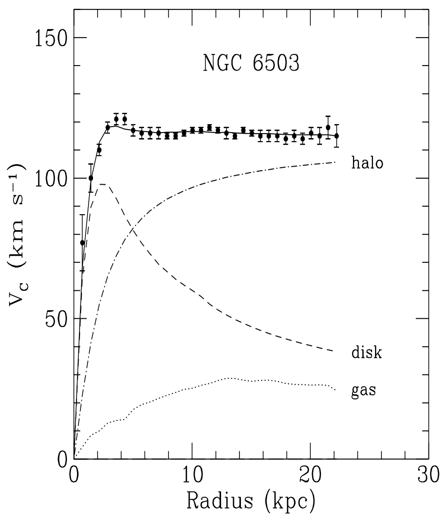


Figura 2.2: Curva de velocidad para la galaxia espiral NGC6503[7].

Hasta el momento, la única forma de explicar tal comportamiento es suponer que gran parte de la masa galáctica se encuentra distribuida en el halo, en tal manera que resulta invisible. Esta podría consistir en materia bariónica formando

- Agujeros negros primordiales ($M < 100M_\odot$)[2].
- Enanas marrones ($M < 0.08M_\odot$).
- Enanas blancas ($M < 0.4 - 2M_\odot$).
- Estrellas de neutrones ($M < 0.4 - 2M_\odot$).
- Objetos de tipo planetario ($M < 10^{-3}M_\odot$).

Usando el efecto de microlente gravitatoria[8], se ha realizado una búsqueda sistemática de estos objetos en nuestra galaxia por la colaboración Massive AstrophysiCal Halo Objects (MACHOs). De sus observaciones se desprende que su contribución a la masa total del halo ha de ser entre un 20% y un 50% de la total[9], lo que no es suficiente para explicar el comportamiento de la velocidad de rotación observado en la figura 2.2.

A esta evidencia hemos de añadir que la cosmología inflacionaria requiere que la densidad total del universo sea igual a la densidad crítica[3][10], o en términos de la razón entre la densidad de materia y la constante cosmológica Λ con la densidad crítica

$$1 \simeq \Omega_M + \Omega_\Lambda \tag{2.1}$$

siendo $\Omega_i = \rho_i/\rho_{critica}$.
Las actuales medidas son compatibles con $\Omega_M \simeq 0.3 \pm 0.1$ y $\Omega_\Lambda \simeq 0.7 \pm 0.1$. Por otro lado la contribución a Ω_M debida a fotones y neutrinos resulta ser despreciable, y la contribución de masa bariónica es compatible con un 10% del total, Estas observaciones sugieren, al igual que el estudio de los halos galácticos, que una gran fracción de la materia del universo se encuentra en forma no bariónica.

La candidata preferida por los teóricos para la materia faltante es la materia oscura supersimétrica[11], y en particular el neutralino (χ). Considerada como la partícula supersimétrica más ligera, y por lo tanto estable, estaría presente en el universo actual como una reliquia cosmológica que al tratarse de una partícula de Majorana , podría aniquilarse en la colisión $\chi\chi \rightarrow X$ que podrían dar lugar a diferentes señales:

---

[2] $1M_\odot$ es la masa del sol.
[3] Esta es la de un universo plano en ausencia de constante cosmológica.

- $m_\chi < m_Z$[12]: $\chi\chi \to gg$.
  En este caso se observarían desviaciones en la razón $\bar{p}/p$ respecto a los modelos de producción y difusión estándar de RC.

- $m_\chi > m_Z$[13]: $\chi\chi \to W^+W_-$, ZZ.
  Esta forma de desintegración da lugar a desviaciones en los espectros de electrones y positrones en los RC respecto los modelos de difusión y producción estándar.

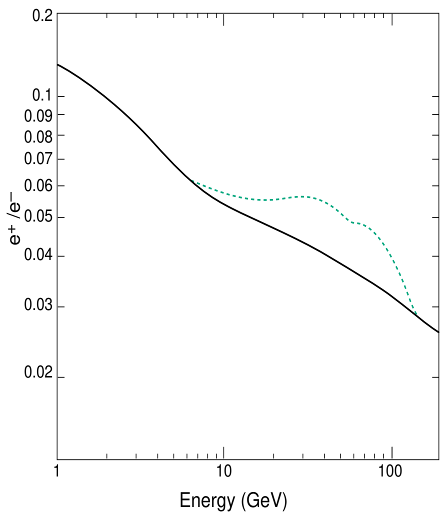
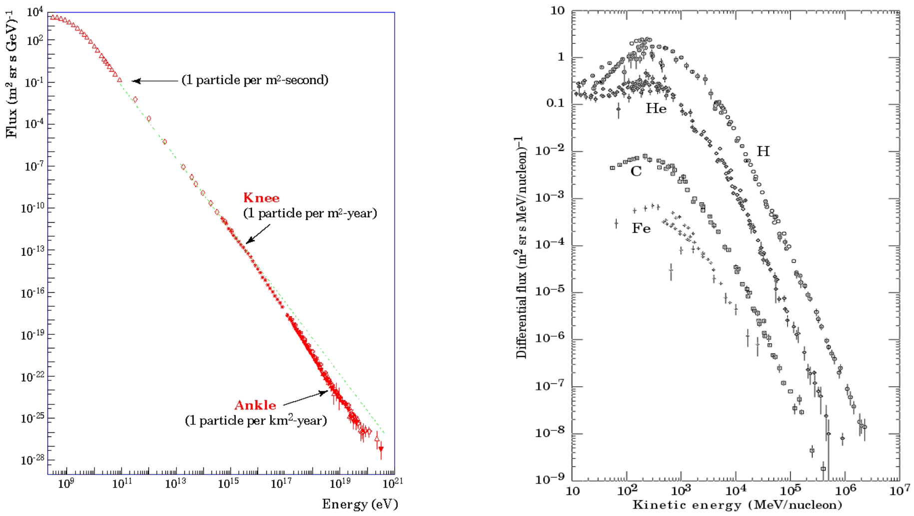


Figura 2.3: Incremento en el flujo de e^+ debido a la aniquilación de χ de $275 GeV$. La linea continua es la predicción del modelo de difusión 'leaky box'.

Una medida de precisión del flujo de e^+ y e^- sería capaz de detectar las trazas de esta aniquilación, tal y como muestra la figura 2.3.

2.1.3 Estudio de los rayos cósmicos (RC).

El flujo constante e isótropo de partículas de alta energía de procedencia extrasolar ha sido una de las fuentes más importantes de sorpresas para la física desde su descubrimiento a principios del siglo XX. El espectro de rayos cósmicos se caracteriza por el amplio rango de energías que cubre y la ausencia de estructura debido a la difusión en el turbulento medio interestelar (figura 2.4).



(a) (b)

Figura 2.4: (a) Flujo total de rayos cósmicos[14]. y (b) de sus principales componentes. El flujo se comporta como $E^{-2.7}$ salvo en la región de energía entre el 'knee' y el ánkle' para la que el mejor ajuste es $E^{-3.2}$.

El origen de estas partículas está sujeto a una gran controversia aunque hay un cierto acuerdo en que, al menos para energías por debajo de $\sim 100TeV/A$, es debido a explosiones de supernovas. Los argumentos que apuntan a esta posibilidad son

- El contenido de núcleos pesados en los rayos cósmicos es muy superior al predicho por nucleosíntesis y consistente con el predicho para supernovas.
- La potencia en forma de energía cinética debida a explosiones de supernovas en nuestra galaxia $\sim 10^{42} erg/s$, es similar a la necesaria para mantener el flujo integrado observado de $\sim 10^{41} erg/s$.
- El proceso de aceleración debido a ondas de choques producidas por supernovas predice un espectro de la forma $E^{-2.2}$ hasta $E \simeq 10^{14} eV$[15], lo que está en acuerdo con las observaciones(figura 2.4).

El bajo flujo para energías por encima de $\sim 10^{15} eV$ hace que la observación directa de estos RC no sea posible. En su lugar se explota la cascada de secundarios cargados producidos tras la interacción de un RC de alta energía con la atmósfera mediante la detección de la luz Čerenkov emitida a su paso o la fluorescencia de los núcleos de nitrógeno excitados. El fenómeno más intrigante al que estas técnicas han permitido tener acceso es al de protones de energías superiores a $\sim 6 \times 10^{19} eV$[4], que es el límite teórico debido a la interacción con la radiación de fondo con un camino libre medio de $6Mpc$ debido principalmente al proceso

$$p + \gamma_{2.7K} \rightarrow \Lambda^+ \rightarrow \begin{cases} n + \pi^+ \\ p + \pi^0 \end{cases} \tag{2.2}$$

Actualmente se han detectado 16 sucesos con energías superiores a $10^{20} eV$, lo que parece indicar que existen fuentes de rayos cósmicos de alta energía a distancias inferiores a $\sim 20Mpc$, pero hasta el momento no han sido identificadas.

Para energías por debajo de $10^{14} eV$ el flujo es lo suficientemente alto como para permitir estudiar la composición de los RC en detalle mediante el empleo de espectrómetros en satélites y globos. Estas medidas permiten acceder a una importante información sobre el origen y transporte de los RC en el medio interestelar. Por ejemplo la medida de la razón en los flujos de B y C permite estimar la cantidad la cantidad de materia atravesada por los rayos cósmicos, o la razón ^{10}Be y ^{9}Be permite deducir el tiempo de confinamiento de los RC en la galaxia, parámetro de extrema importancia en los modelos de propagación. Esto hace que la capacidad de separación isotópica en un detector de rayos cósmicos de baja energía sea un requisito indispensable.

2.2 Descripción del detector.

Diseñar un detector de partículas para llevar a cabo el programa previsto para AMS no es tarea simple. Si ha esto unimos el hecho de que debe operar en el espacio nos encontramos un proyecto extremadamente ambicioso. El detector ha de

- Soportar el despegue, en el que se encuentra sometido a aceleraciones entre 3 y 10 veces la de la gravedad y a importantes vibraciones.

- Operar en condiciones de importantes gradientes de temperatura ($-60^0C - 40^0C$), tanto temporales como espaciales.

[4] Conocido como el límite Greisen-Zatsepin-Kuz'min (GZK), también se da para núcleos cargados en torno a la misma energía.

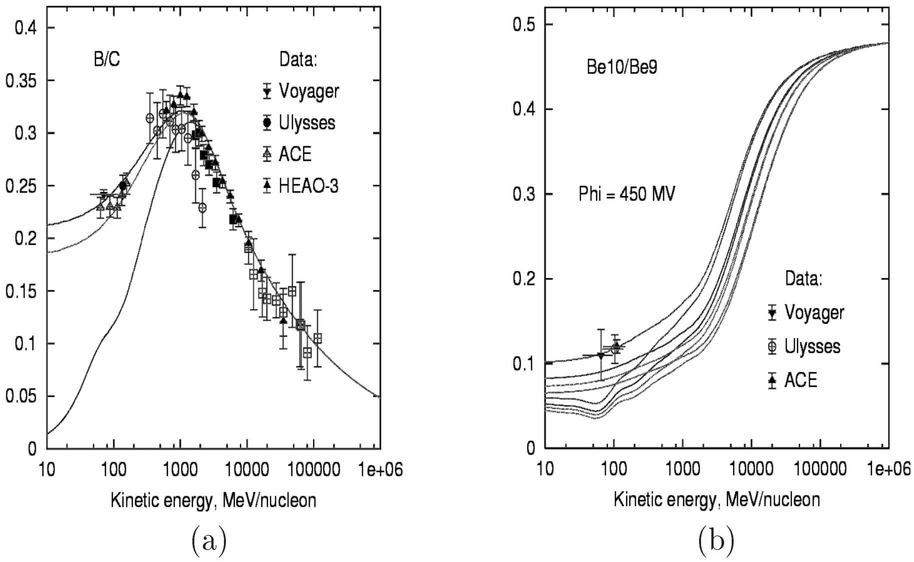


Figura 2.5: (a) Razón de boro a carbono comparado con las predicciones de los modelos descritos en [16]. (b) Razón de ^{10}Be a ^{9}Be. Es remarcable la ausencia de medidas por encima de $1GeV$ por nucleón para (b).

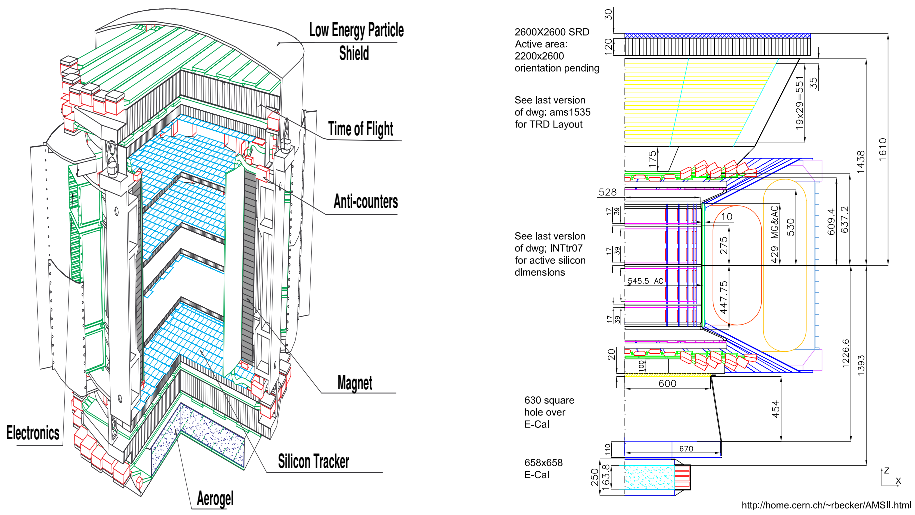
- Mantener un funcionamiento estable sin posibilidad de intervención humana durante largos periodos de tiempo.

- Estar diseñado bajo estrictas restricciones de masa, volumen, consumo, etc.

Con el fin de establecer la viabilidad del proyecto, a finales de 1998 se lanzó al espacio un prototipo del detector que contaba con un TOF[5] y un TRACKER[6] de silicio insertado en un imán permanente de Nd-Fe-B con un campo magnético central de $\simeq 0.14T$[17]. Este detector estuvo en órbita diez días a bordo del Discovery tomando datos durante 200 horas, lo que ha permitido confirmar la viabilidad del proyecto y obtener numerosos resultados de física[18][19][20][21].

La figura 2.6(b) muestra las dimensiones y posición de todos los subdetectores de AMS. Estos son

[5]Contador del tiempo de vuelo (Time Of Flight).
[6]Camara de trazas.



(a) (b)

Figura 2.6: (a) El prototipo del detector AMS lanzado al espacio en la primera fase. (b) Diseño del detector AMS para ser situado en la ISS a fecha del 28/04/2000

MAGNET.

Aunque no es un subdetector propiamente dicho, el papel del imán es fundamental al proveer de poder de análisis al TRACKER, descrito más adelante. Además es uno de los principales retos del experimento al tratarse del primero de su tipo en ser utilizado en el espacio.

El imán superconductor de $NbTi$ está refrigerado con helio liquido a 1.8K. El campo central es de 0.86T, mientras que el campo residual a 230cm del centro es inferior a 15.5mT. El peso del sistema magnético es de ~ 3 toneladas. Las paredes internas están cubiertas de plásticos centelladores para vetar secundarios producidos por interacciones en el interior del imán.

Synchroton Radiation Detector (SRD).

Este subsistema se encuentra situado en la parte superior del detector. Mediante detección de la coincidencia entre una partícula y la radiación sincrotrón emitida en su propagación en el campo magnético terrestre se pretende medir la carga de la partícula que lo atraviese. Ésta se realiza mediante el conteo de fotones junto con la estimación de la trayectoria seguida por la partícula. Combinada con una medida de la energía de los fotones permitirá conocer la energía de la partícula con un error del $\sim 20\%$.

Este subdetector se encuentra en fase experimental y para estudiar su viabilidad será lanzado al espacio el año 2001.

Transition Radiation Detector (TRD)[22].

Inmediatamente bajo el SRD se encuentra el TRD, consistente en 20 capas de radiador separadas por tubos gaseosos de deriva. Cada radiador está a su vez formado por capas alternadas de vidrio y plástico. Al paso de una partícula cargada por los radiadores, se produce la emisión de fotones de transición, con una energía del orden de $\sim 1keV$, y en un ángulo de $\theta_{TR} \simeq \sqrt{1-\beta^2}$ respecto de la dirección de la partícula. El número medio de fotones emitidos es proporcional a $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Estas propiedades permiten realizar la separación e^+/p y $e^-/\bar{p}$ en una fracción de $1/10^5$ en el rango de energías de $\sim 0.3GeV$ a $\sim 1TeV$. Simultáneamente el TRD proporciona 5 puntos de tracking para incrementar la resolución en momento.

El principal reto tecnológico del empleo de este detector es la adaptación del sistema de gases de los tubos de deriva a las condiciones del espacio para minimizar las fugas.

Time Of Flight (TOF).

El contador de tiempo de vuelo (figura 2.7(a)) está compuesto por cuatro planos, dos en la parte superior del imán y dos en la parte inferior. Cada plano está formado por 14 placas de plásticos centelladores de $11cm$ de anchura colocadas perpendicularmente de un plano al siguiente con el fin de tener medidas en las direcciones X e Y.

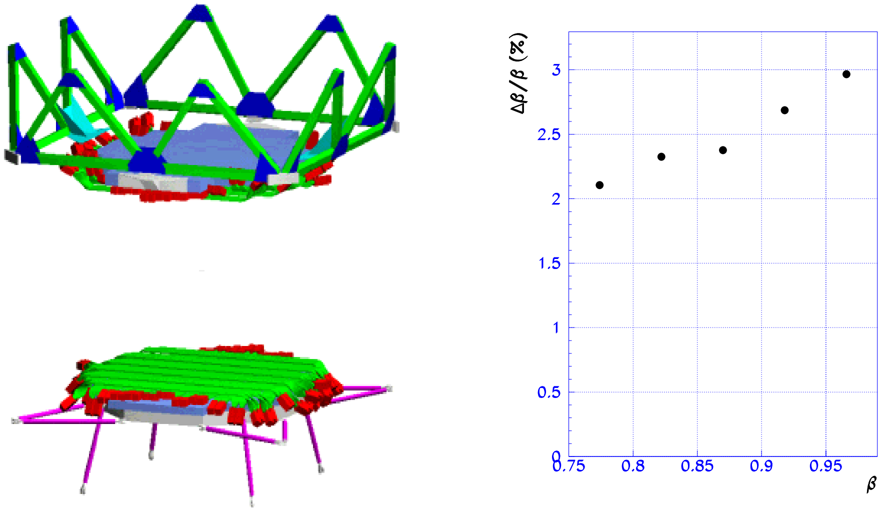
El TOF permite medir la velocidad de la partícula con una resolución de $\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq 3\%$ y determinar los puntos de entrada y salida de la partícula en el tracker, lo que es esencial para eliminar el fondo de albedo[7]. Además el número de fotoelectrones[8] detectados permite determinar el valor absoluto de la carga.

TRACKER.

Se trata de una cámara de trazas de silicio diseñada para llevar a cabo una medida de precisión de la rigidez (p/Z), el signo de la carga y su valor abso-

[7]Partículas entrando por la parte inferior del detector.

[8]p.e. en adelante.



(a) (b)

Figura 2.7: (a)Vista del contador de tiempo de vuelo junto con su estructura soporte. (b) Resolución del contador de tiempo de vuelo.

luto. Se basa en 8 planos de SMD[9], que proveen con una resolución espacial mejor que $10\mu m$ en el plano perpendicular al campo magnético dipolar. La superficie activa es $\sim 6m^2$ con un consumo neto de $800W$. El alineamiento de los planos esta monitorizada por un láser infrarojo que ha sido probado con éxito en el vuelo del prototipo.

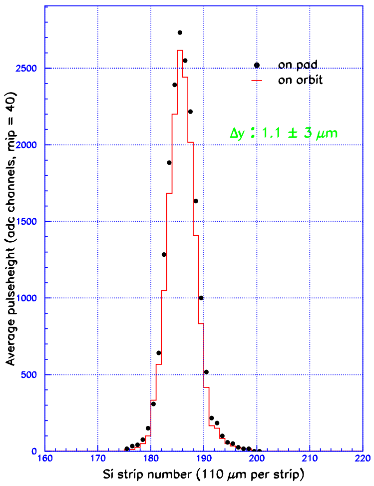
ECAL.

El calorímetro electromagnético de AMS consiste en 10 capas con un espesor total de $16.5X_0$, cada una consistente en laminas de plomo separadas por fibras centelladoras de forma que se posee medidas en los ejes X e Y. Es capaz de separar e/p hasta $1/10^4$ para energías hasta $\sim 1TeV$. La resolución esperada es del 2% para 30GeV.

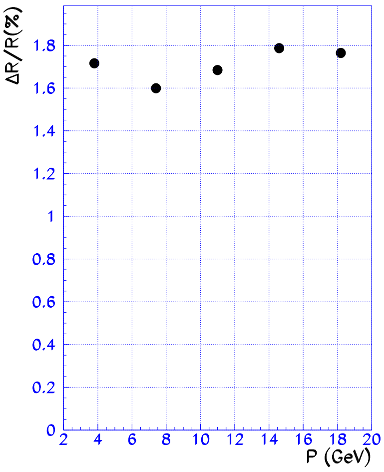
RICH.

El detector RICH, a cuyo diseño está dedicado este trabajo, proveerá de una medida precisa de la velocidad de la partícula que, junto con la determinación

[9]Silicon Microstrips Detectors



(a)



(b)

Figura 2.8: (a) Alineación del tracker en tierra y durante el vuelo de prueba. (b)Resolución del TRACKER en función del momento para protones.

de la rigidez y de la carga por medio del TRACKER y TOF, permitirán realizar la identificación química e isotópica de los núcleos que lo atraviesen. Asimismo realizará una medida complementaria de la carga.

Los requerimientos para el RICH son

- Máxima aceptancia y eficiencia de reconstrucción.
- Posibilidad de realizar la separación isotópica Be^9/Be^{10} a 3σ para una energía cinética por nucleón de $\sim 10GeV$ (ver figura 2.5(b)). Teniendo en cuenta que

$$\frac{\Delta m}{m} \simeq \frac{\Delta p}{p} \oplus \gamma^2 \frac{\Delta \beta}{\beta} \tag{2.3}$$

y que, como se muestra más adelante,

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} \sim 1/Z \tag{2.4}$$

siendo Z la carga de la partícula, este requerimiento se traduce en una resolución en β mejor que un 0.1% para protones.

- Mínima confusión posible en la determinación de la carga sin perder los requisitos anteriores.

Este detector y su modo de funcionamiento serán descritos en detalle en los próximos capítulos.

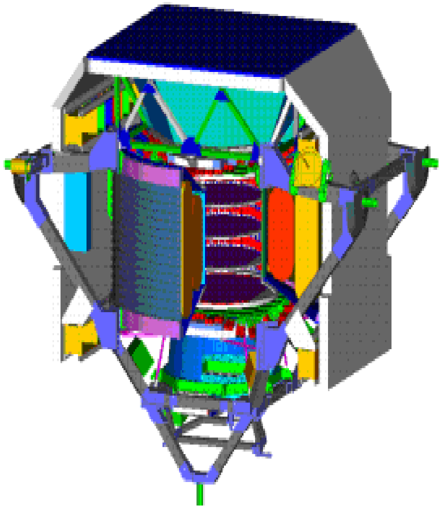


Figura 2.9: El detector AMS tal y como estará instalado en la ISS.

El detector RICH de AMS.

3.1 Generalidades

Los detectores Čerenkov utilizan las propiedades de la radiación emitida durante el paso de partículas cargadas a velocidades superiores a la de la luz en un determinadol medio para obtener medidas del valor absoluto de su carga y su velocidad. Las propiedades que permiten tales medidas son

- La existencia de un umbral de producción de fotones en la velocidad de la partícula.
- La dependencia de la dirección de propagación de la radiación con la velocidad y dirección de la partícula incidente.
- La correlación entre el número de fotones emitidos y la velocidad y carga de la partícula.

Ésta dependen, como veremos más adelante, del índice de refracción del medio, lo que permite ajustarlo para cubrir diferentes rangos de energía.

En virtud de las propiedades de esta radiación usadas para obtener información, podemos clasificar los detectores en los siguientes grupos

Detectores Čerenkov de umbral: Son aquellos que permiten discernir si la partícula posee una velocidad superior o inferior a un cierto umbral mediante la detección o no de fotones emitidos en el medio escogido como radiador.

Detectores Čerenkov diferenciales: Usa un conjunto de radiadores con diferentes umbrales de producción para determinar la velocidad dentro de determinados rangos.

Detectores RICH: Utilizan tanto las propiedades geométricas como las de la cantidad de fotones radiados para obtener una medida lo más completa posible.

Este último tipo es el que mejor se adapta a las ambiciones del experimento AMS ya que, complementado con una medida de la relación entre el momento y la carga, en nuestro caso provista por el TRACKER, permite la identificación de la partícula que atraviesa el detector.

3.1.1 El efecto Čerenkov.

En el vacío una carga en movimiento rectilíneo y uniforme no da lugar a la emisión de radiación. Sin embargo esto no es cierto en medios dieléctricos, en los que la velocidad de propagación de la luz es inferior a c. En estos, si la partícula posee una velocidad superior a c/n, donde n es el índice de refracción del medio, se produce emisión de radiación, fenómeno conocido como efecto Čerenkov.

Clásicamente, el potencial vector y escalar de Liénard-Wiechert para una partícula de carga q inmersa en un medio de índice n y describiendo una trayectoria rectilínea y uniforme de velocidad $\mathbf{u}$, puede escribirse como

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{q}{s} \tag{3.5}$$

$$\mathbf{A}(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2}\frac{q\mathbf{u}}{s} \tag{3.6}$$

donde

$$s = ||\mathbf{x} - \mathbf{x}'| - n\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \cdot \mathbf{u}}{c}| \tag{3.7}$$

siendo $\mathbf{x}'$ la posición de la partícula en el instante t.
En inmediato notar que para $u/c \geq 1/n$ los denominadores de 3.5 y 3.6 se anulan en la superficie descrita por

$$\cos\theta = \frac{c}{nu} \tag{3.8}$$

siendo θ el ángulo formado por el vector $\mathbf{u}$ y el $(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$. En lo sucesivo, al ángulo θ_c que satisface la ecuación 3.8 lo denominaremos ángulo Čerenkov. En resumen, existe una superficie cónica de singularidades del potencial que avanza con velocidad c/n. Para estimar la cantidad de fotones emitidos, notemos que la transformada de Fourier de la densidad de corriente asociada al movimiento de la partícula puede escribirse

$$\mathbf{j}_\omega = \frac{q}{2\pi}e^{i\omega x'/n}\delta(y')\delta(z') \tag{3.9}$$

donde hemos escogido el sistema de referencia de manera que el movimiento de la partícula se restringe al semieje positivo OX. En tal caso la energía radiada durante el intervalo $[-X, X]$ es

$$\frac{d^2U}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 nc}|\int_V (\mathbf{j}_\omega \times k)e^{-i\mathbf{k}\cdot x'}d^3x'|^2 =$$

$$= \frac{q^2 n\omega^2}{16\pi^3\epsilon_0 c^3}|\int_{-X}^{X} \exp[i(\frac{\omega x'}{u} - kx'\cos\theta)]dx'|^2 \sin^2\theta \tag{3.10}$$

donde $\mathbf{k}$ es un vector unitario en la dirección de observación, $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido y θ es el ángulo entre el vector $\mathbf{k}$ y la dirección de movimiento $\mathbf{x'}$.
La evaluación de la integral en 3.10 es inmediata, arrojando el resultado

$$\frac{d^2U}{d\Omega d\omega} = \frac{q^2 n\omega^2 \sin^2\theta}{4\pi^3\epsilon_0 c^3}\frac{sin^2[(1-\frac{nu}{c}\cos\theta)\frac{X\omega}{u}]}{[(1-\frac{nu}{c}\cos\theta)\frac{\omega}{u}]^2} \tag{3.11}$$

Teniendo en cuenta que la expresión 3.11 posee un máximo acusado en $\theta = \theta_c$, es posible realizar la integral en ángulo sólido para obtener

$$\frac{dU}{d\omega} = 2X\frac{q^2\omega}{4\pi\epsilon_0 c^2} sin^2\theta_c \tag{3.12}$$

Usando la relación de dispersión para fotones, podemos reescribir 3.12 para expresar el número medio de fotones emitidos como

$$\frac{d^2N}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} sin^2\theta_c \tag{3.13}$$

donde l es la distancia recorrida en el medio, λ la longitud de onda de los fotones, z es la carga de la partícula en unidades de la carga del electrón, y α es la constante de estructura fina. Para nuestros propósitos es importante resaltar las siguientes propiedades

- El espectro de emisión esta desplazado hacia longitudes de onda corta.
- El número de fotones emitidos es proporcional a z^2.
- Una medida del ángulo θ_c de un fotón es medida directa de la velocidad.

Fenomenológicamente la explicación del efecto Čerenkov la encontramos en la forma en que la partícula cargada polariza el medio a su paso. Cuando esta se desplaza a velocidades inferiores a c/n, el medio se polariza de forma isótropa, resultando en un campo nulo a grandes distancias. Sin embargo si la velocidad de la partícula es suficientemente grande, la polarización del medio es anisótropa, dando lugar a un campo no nulo a grandes distancias.

3.2 Descripción del detector RICH de AMS

Esquemáticamente este detector está compuesto por(figura 3.1)

- Un medio dieléctrico donde se produce el emisión de luz Čerenkov de acuerdo a lo expuesto en 3.1.1, denominado radiador.
- Un espacio de expansión para el cono Çerenkov, normalmente de vidrio o gaseoso, pero en nuestro caso vacío. El posible empleo de un sistema óptico para focalizar los fotones generados en la matriz de fotomultiplicadores inmediatamente inferior a este espacio, queda descartada debido a la aceptancia geométrica de AMS, que impone que el detector RICH sea capaz de medir partículas con un ángulo de incidencia entre 0^O y $\sim 45^O$ entrando por una superficie de $\sim 1m^2$.
- Una matriz de fotomultiplicadores situada sobre un plano para detectar los fotones generados.
- Un espejo de alta reflectividad cubriendo el exterior del detector con el fin de recolectar los fotones emitidos con un ángulo grande respecto la vertical.

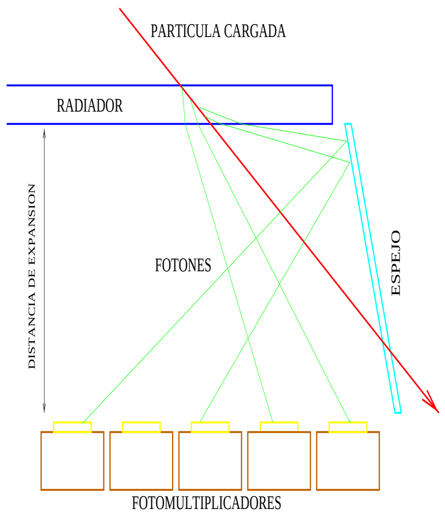


Figura 3.1: Esquema de funcionamiento del detector RICH de AMS.

Conocido el punto y dirección por donde una partícula cargada atraviesa el radiador, se puede reconstruir el ángulo de emisión de los fotones detectados en los fotomultiplicadores. Esto permite determinar la velocidad de la partícula haciendo uso de 3.8. Estimando el número de fotones emitidos a partir de los detectados es posible, a posteriori, obtener la carga de la misma usando 3.13.

De la ecuación 3.8 se obtiene inmediatamente que el error en la determinación de la velocidad de la partícula posee dos factores

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta n}{n} \oplus \frac{\Delta\cos\theta}{\cos\theta} \tag{3.14}$$

El primero representa el efecto de la dispersión cromática mientras que el segundo puede descomponerse en varios términos

$$\frac{\Delta\cos\theta}{\cos\theta} \sim \frac{\sqrt{n^2\beta^2-1}}{n\beta L_{opt}}\left(\Delta x \oplus \sqrt{n^2\beta^2-1}\,\Delta H\right)\frac{1}{\sqrt{N_\gamma}} \oplus \left(\frac{1}{2n^3\beta^3}\frac{\Delta x^2}{L_{opt}^2}\right) \tag{3.15}$$

donde L_{opt} es el camino óptico medio de los fotones detectados, n el índice de refracción del radiador, Δx el error en la posición de detección del fotón, ΔH el error en la posición de emisión del fotón y N_γ es el número de fotones detectados. Es necesario destacar el hecho de la presencia del último término debido al tamaño del pixel cuya contribución, de segundo orden, se ha obtenido de forma heurística atendiendo al grosor mínimo del anillo debido al tamaño del pixel. Además, a diferencia del resto de errores geométricos y de la dispersión cromática, esta es independiente del número de fotones detectados.

Estas dos última expresiones apuntan hacia dos factores críticos en la resolución de la velocidad β del RICH que han de ser cumplidos a priori

Δn: La dispersión cromática ha de ser la menor posible.

L_{opt}: El camino óptico de los fotones ha de ser el mayor posible. El principal parámetro que gobierna esta cantidad es la distancia de expansión, que ha de ser, por tanto, la mayor posible.

Además de estos requerimientos tenemos otro conjunto de parámetros que no pueden determinarse tan sencillamente

Δx: El error en la posición del fotón ha de ser lo menor posible. A esta cantidad contribuye el granulado del plano de detección.

ΔH: El error en la posición de emisión del fotón que es $\sim h/2$. Este efecto da lugar a la proyección de una banda de anchura $\sim h\sqrt{n^2\beta^2 - 1}$ sobre el plano de detección, por lo que el efecto es similar al anterior.

N_γ: El número de fotones detectados que depende de

- El número de fotones emitidos (ecuación 3.13).
- La eficiencia de detección.

n: La dependencia de la resolución en n entra explícita e implícitamente en varios de los términos de 3.15

Resumiendo, es necesario obtener un compromiso entre n, h,Δx y la eficiencia en la recolección de fotones de manera que se obtenga el mejor detector acorde con los objetivos marcados en 2.2, mientras que el peso y consumo del han de mantenerse por debajo del limite de 200Kg y 200W respectivamente. Para ello es necesario fijar de antemano el mayor número de propiedades físicas de cada uno de los elementos que configuran el RICH.

Fotomultiplicadores.

Los requerimientos de detección de fotones necesarios para AMS son

- Buena resolución espacial, para optimizar al máximo la resolución en β.
- Sensibilidad a un sólo fotón en una región amplia del espectro, para maximizar la eficiencia de detección y poder realizar conteo de fotones con el fin de medir la carga.
- Buen comportamiento bajo campos magnéticos relativamente importantes, ya que en la región donde se sitúa el plano de detección éste alcanza valores de centenas de Gauss.

A éstos hay que añadir el propio de cualquier experimento en el espacio: el uso de una tecnología bien establecida.

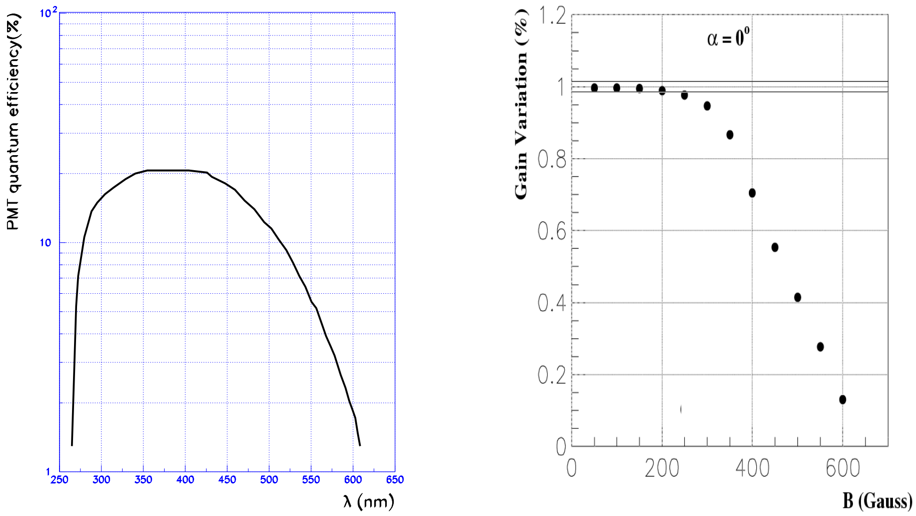
El modelo R7600-00-M16 de Hamamatsu Corporation de reciente desarrollo se adapta a las necesidades del experimento. Este es un fotomultiplicador multiánodo con un área activa de $17.5 \times 17.5mm^2$ segmentada en 4×4 píxeles e insertada en una región de $30 \times 30mm^2$. Sus características más relevantes son

- Respuesta espectral: 250 a 650 nm con un pico de eficiencia cuántica en torno a 420nm (figura 3.2(a)).
- Fotocátodo: Bialkali, sensible a baja intensidad.
- Material de la ventana: Cristal de borosilicato.
- Número de etapas: 12.
- Tamaño del ánodo: $4 \times 4mm^2$.
- Ganancia: $\sim 10^6$.
- Corriente oscura: 0.5nA.
- Tiempo de formación del pulso: 0.83ns.
- Peso: 25gr.
- Corriente anódica promedio: 100μA.
- Voltaje máximo entre cátodo y ánodo: 1000V.
- Resolución para un fotón único: $\sim$ 50%.
- Buena respuesta en campos magnéticos con blindaje estándar (figura 3.2(b)).
- Peso: 20gr.

Radiador.

Generalmente en los detectores RICH interesa que el índice de refracción del radiador sea lo más bajo posible para garantizar una buena resolución en la región de alta energía, lo que se consigue utilizando radiadores en fase líquida o gaseosa. En el caso de AMS esta opción no es posible debido a las complicaciones que presentan en el espacio, lo que plantea la necesidad de emplear radiadores solidos.

En cuanto a su índice de refracción existe una cota superior debida a la necesidad de que los fotones no sufran reflexión interna, ya que esto impediría que escapasen del radiador. En el caso de que la partícula incida normalmente en el radiador, los fotones podrán escapar si la velocidad β es inferior a



(a) (b)

Figura 3.2: (a) Eficiencia cuántica y (b)respuesta en presencia de campos magnéticos paralelos al eje del fotomultiplicador R7600-00-M16 con blindaje magnético.

$$\beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{3.16}$$

siendo n el índice de refracción del medio. La figura 3.3 muestra el rango de momento cubierto por diferentes radiadores junto con la resolución esperada evaluada con la ecuación 3.14.

De ésta se obtiene que los objetivos marcados para el RICH excluyen el uso de radiadores con un índice de refracción mayor que $n = 1.41$, lo que reduce los posibles materiales esencialmente a NaF y aerogel:

Aerogel

El principal fabricante de aerogel de alta calidad es Matsushita Electric Works, que provee con bloques con índices de refracción entre 1.02 y 1.06 de baja dispersión cromática (figura 3.4). El principal inconveniente de estos materiales es la gran importancia de la difusión Rayleigh que puede eliminar la información sobre la dirección de emisión de fotones individuales. La fracción de fotones transmitidos sin sufrir ésta dispersión cumple

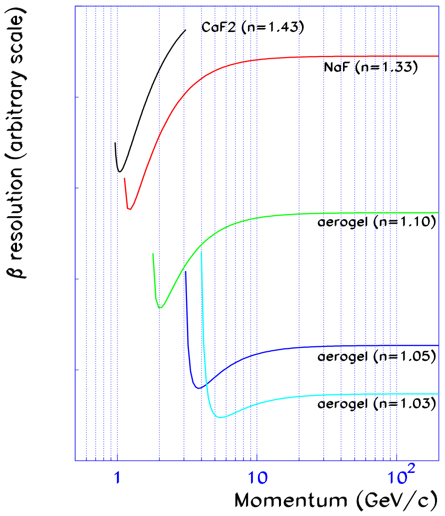


Figura 3.3: Resolución y rango cubierto en momento para varios radiadores con un RICH típico en incidencia normal. El grosor del radiador se ha ajustado para cada medio de forma que la anchura del anillo a $\beta = 1$ coincida con la granularidad del plano de detección. No se ha tenido en cuenta absorción en el medio, la dispersión Rayleigh en el radiador ni la posible dependencia de la eficiencia de detección con el ángulo de los fotones.

$$T(\lambda) \propto e^{-\frac{Cl}{\lambda^4}} \tag{3.17}$$

donde λ es la longitud de onda de los fotones, l la longitud recorrida en el aerogel y C es un coeficiente experimental denominado claridad. Éste es un efecto de gran importancia para la zona del ultravioleta debido a la dependencia con λ^4 de 3.17. Para minimizarlo es necesario utilizar aerogeles de claridad lo más cercana posible cero.

Otra propiedad que hace interesante el uso de aerogeles es su baja densidad, que va como $\rho \simeq \frac{n-1}{0.28\,10^{-3}} Kg\,m^{-3}$[25], lo que los hace muy apropiados para aplicaciones en el espacio. Por otro lado son materiales de una gran fragilidad mecánica, por lo que deben ser manipulados con precaución.

Para nuestro estudio hemos escogido dos posibles aerogeles para el radiador: n=1.03 y n=1.05, ambos con una claridad inferior a $C =$

$0.0091 \mu m^4 cm^{-1}$, en bloques de $15 \times 15 \times h\, cm^3$, donde h es el espesor del radiador.

NaF

Se trata de uno de los pocos cristales con un índice de refracción lo suficientemente bajo para poder ser utilizado como radiador en el RICH. Frente al aerogel posee esencialmente dos ventajas: su mayor resistencia mecánica y la ausencia de dispersión Rayleigh. Por otro lado sus inconvenientes son una mayor densidad y dispersión cromática (figura 3.4).

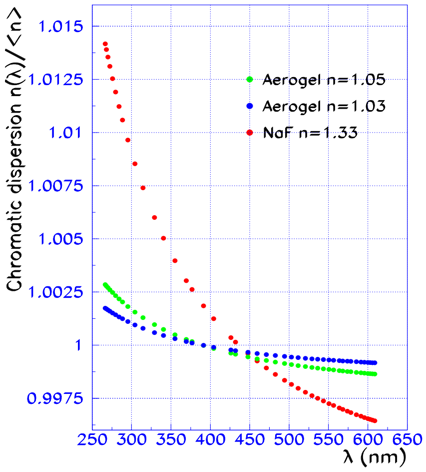


Figura 3.4: Dispersión cromática para NaF y aerogel.

La disposición del radiador es tal que cubre el máximo área posible de la zona inferior del TRACKER con el fin de obtener la máxima aceptancia geométrica.

Espejo.

Con el fin de incrementar el número de fotones detectados, el espejo exterior trata de recuperar aquellos emitidos con un gran ángulo o cerca de los bordes del radiador. La base del espejo se ciñe al plano de fotomultiplicadores con el fin de no perder aceptancia debido a zonas muertas. En el presente trabajo consideramos que el material con el que esta hecho es aluminio, con una reflectividad especular del 90% para todo el espectro electromagnético en que la eficiencia de detección de los fotomultiplicadores es apreciable. El ángulo de apertura de este espejo se toma como parámetro a optimizar.

Guias de luz.

Los fotomultiplicadores han de ser complementados con un sistema de recolección de luz por dos razones:

- El área activa del fotomultiplicador es $\sim$ 30% del área total expuesta a los fotones Čerenkov.
- Debido al campo magnético en el plano de detección, el fotocátodo se encuentra 3cm por debajo del extremo superior de la caja del blindaje magnético(ver figura 3.5), disminuyendo el rango angular de detección de fotones.

Como consecuencia es necesario añadir un sistema de guias de luz con un tamaño aproximado de $3 \times 3 \times 3cm^3$ con el fin de recolectar luz de toda el área superior de la caja de blindaje y llevarla al fotocátodo conservando la máxima cantidad de información posible sobre el punto de entrada del fotón.

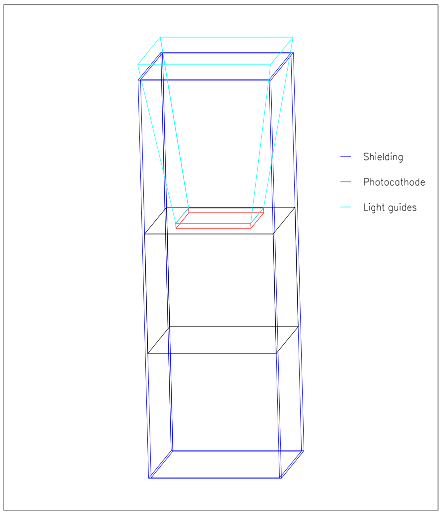


Figura 3.5: Esquema de un fotomultiplicador montado junto con la guia de luz y el blindaje magnético.

La geometría de la guia es de pirámide truncada con un factor de convergencia[10] de 0.33, segmentada en 4×4 regiones. Se ha considerado dos posibles tipos en función del método de conducción de los fotones::

Huecas

Guias huecas segmentadas con paredes de Al con una reflectividad especular del 90%, que guían los fotones mediante reflexión ordinaria.

Solidas

Guias de plástico segmentadas usando espacio vacío, que conducen los fotones por reflexión total. El plástico escogido ha sido el Bicron-BC800 extendido al ultravioleta por su buena transmitividad en toda la región del espectro donde la eficiencia cuántica del fotomultiplicador es apreciable(figura 3.6). El índice de refracción medio del material es 1.49, lo que garantiza la transmisión por reflexión total en las paredes hasta ángulos de $\sim 42^O$.

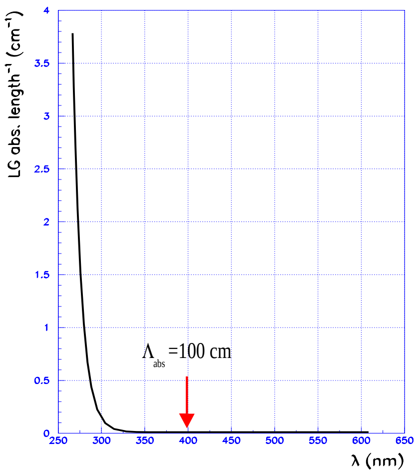


Figura 3.6: Inversa de la longitud de absorción para el plástico Bicron-BC800[26].

El resto de propiedades físicas de interés para nuestro diseño se detallan en la siguiente tabla:

[10] Razón del área de las caras de entrada y salida de los fotones.

Material	Metil-Metacrilato incoloro sin aditivos absorbentes de UV.
Densidad	1.19 g cm^{-3}
Coeficiente de expansión	0.0074%/ ^{O}C

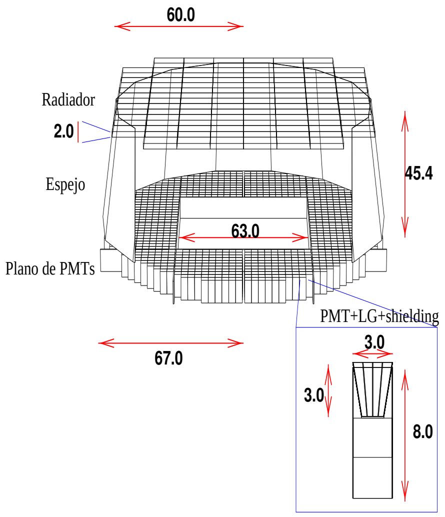


Figura 3.7: Dimensiones base para el detector RICH. Tanto la altura como los radios superior e inferior los consideraremos fijos debido a limitaciones impuestas por el medio en que se lleva a cabo el experimento. El subdetector ECAL impone la presencia del agujero cuadrado central.

Software de AMS/RICH

4.1 Simulación.

Con el fin de realizar un diseño lo más ajustado posible a la realidad se ha desarrollado una simulación Monte Carlo del detector usando la versión 3.21 de GEANT[27]. La geometría simulada es la representada en la figura 3.7 con posibilidad de variar numerosos parámetros entre los que se encuentran aquellos a optimizar[11]:

- Radio superior del espejo.
- Altura de las guias de luz.
- Grosor de las paredes de separación de las distintas regiones de las guias de luz.
- Grosor del radiador.

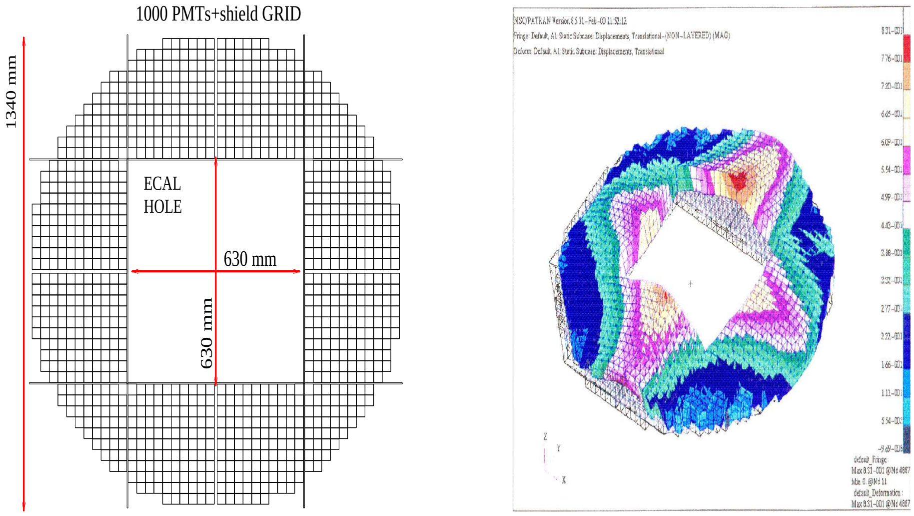
El resto de la geometría ha sido fijada de acuerdo al diseño mecánico a cargo de la empresa Carlo Gavazzi Space SpA[28] y las restricciones de espacio del experimento. En particular la distribución y geometría de los fotomultiplicadores y su blindaje, la altura total del detector y el radio del radiador se han fijado a los valores de la figura 4.1a, 47.4cm y 60cm respectivamente(figura 3.7).

En cuanto a los materiales simulados, estos responden a las propiedades descritas en 3.2.

La respuesta de los fotomultiplicadores coincide con las medidas de [29], y se ha considerado que un fotón ha sido detectado si la señal del fotomultiplicador es superior a 4 veces la anchura del pedestal medido en cuentas de ADC[12], lo que introduce un media de 1.5 fotones de ruido intrínseco al PMT por suceso.

[11] Una descripción detallada de estos parámetros puede encontrarse en la referencia [30].

[12] A cualquier señal por encima de este límite lo denominaremos hit en adelante. Es necesario notar que unos de estos hits puede ser debido a más de un fotón.



(a) (b)

Figura 4.1: (a)Distribución de los fotomultiplicadores en el plano de detección. (b)Análisis de vibraciones y cargas estáticas del RICH a cargo de Carlo Gavazzi Space SpA.

La posición y dirección de entrada de las partícula primarias en el radiador tiene en cuenta la aceptancia geométrica de AMS y la propagación en el campo magnético.

GEANT v3.21 adolece de dos graves problema a la hora de simular el detector RICH, lo que ha hecho necesario modificar el código de esta librería:

- *El rendimiento de la simulación es bajo debido a la necesidad de generar y propagar una gran cantidad de fotones.*
  Con el fin de solventar este problema, y teniendo en cuenta que en el detector no se dan procesos que cambien la longitud de onda de los fotones Čerenkov, en el momento de la generación de los fotones en el interior del radiador, se evalúa cual es la probabilidad de detección de acuerdo a la eficiencia cuántica(figura 3.2a), y el fotón se propaga según esta. De esta forma la simulación es unas cinco veces más rápida, obteniéndose los mismos resultados que con la librería original.

- *Las librerías no implementan la simulación de dispersión Rayleigh para aerogeles.*
  Esta se ha incluido como parte de las rutinas de propagación de fotones

de baja energía usando la parametrización fenomenológica usual basada en el parámetro de claridad(sección 3.2).

El principal efecto que no se ha simulado por cuestiones de eficiencia es la presencia del resto de AMS en torno al RICH. Este tiene como consecuencia la producción de secundarios que dan lugar a dos fondos de naturaleza distinta:

- Secundarios atravesando las guias de luz y el fotomultiplicador. El efecto es más importante para guias sólidas, ya que dan lugar a la emisión de una gran cantidad de fotones Čerenkov debido al alto índice de refracción de estas.

- Secundarios atravesando el radiador dando lugar a la emisión de luz Čerenkov.

Este último efecto ha sido simulado para estimar su importancia arrojando como resultado que, en el caso de guias solidas, produce un incremento medio de ~ 1 fotón Čerenkov detectado respecto a la simulación en ausencia de material en torno al detector RICH, tal y como muestra la figura 4.2, lo que hace innecesario su inclusión con el objetivo de optimizar el subdetector.

Con todo esto, tenemos una simulación flexible y rápida de la respuesta del detector RICH, que permite explorar un gran número de configuraciones de una manera simple teniendo en cuenta todos los fenómenos de importancia que determinan el rendimiento del detector.

4.2 Reconstrucción de la velocidad β.

Los principales objetivos del RICH se basan en su capacidad de medida de β. Por tanto no es posible realizar una optimización del mismo sin un algoritmo de reconstrucción lo más cercano posible al que se utilizará en la versión física del detector.

El algoritmo de reconstrucción que hemos desarrollado ha sido adoptado como el método oficial de medida de β a partir de las señales del RICH gracias a dos propiedades fundamentales:

- Capacidad de reconstruir la β correcta con un pequeño número de hits en presencia de ruido.

- Alta velocidad de ejecución.

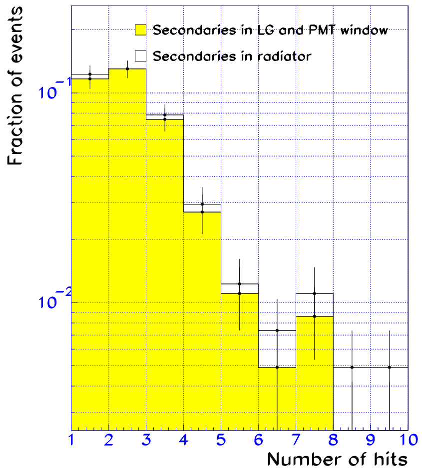


Figura 4.2: Incremento estimado del número de p.e. de fondo detectado debido a secundarios producidos en el material de AMS en torno al RICH pasando por el radiador (aerogel de n=1.05) y por las guias de luz (plástico n=1.49).

Esencialmente la reconstrucción pasa por dos etapas. En una primera se determinan todos los valores de β para cada hit compatibles con la posición y dirección de entrada de la partícula primaria en el radiador. Posteriormente se lleva a cabo una búsqueda del mejor valor de β basándonos en los obtenidos para cada hit de manera que se discrimina la señal y el fondo.

4.2.1 Determinación de los valores de β compatibles con la traza para cada hit

En el presente algoritmo consideramos que los caminos seguidos por los fotones detectados pueden clasificarse en dos tipos

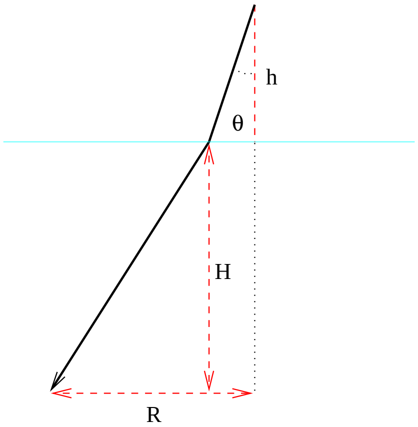
- Fotones reflejados en el espejo exterior [13].
- Fotones que inciden en las guias de forma directa.

Con el objetivo de obtener una reconstrucción lo más rápida posible, es necesario buscar una solución analítica del problema:

[13] De estos sólo una fracción despreciable sufren más de una reflexión.

Fotones incidentes sin reflexión.

Conocido el punto de emisión y el de detección, y sabiendo que el principio de mínimo camino óptico garantiza que la trayectoria del fotón está contenida en un plano, es inmediato plantear la ecuación



$$R = h\frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta}} + H\frac{n\sin\theta}{\sqrt{1-n^2\sin^2\theta}} \tag{4.18}$$

donde se ha hecho uso de la ley de Snell, y se ha asumido que el radiador tiene índice n.

Esta ecuación, tras manipulaciones algebraicas, puede ser llevada a un ecuación polinómica de cuarto grado. Resulta interesante obtener una primera aproximación analítica con el fin de incrementar la velocidad de convergencia de la solución numérica. Aprovechando el hecho de que para los aerogeles, que son los principales candidatos a radiador para nuestro detector, el índice de refracción es considerablemente cercano a la unidad, 4.18 puede escribirse como

$$\begin{aligned} R - h\frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta}} \simeq H\frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta}} + H(n-1)\frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta}} + \\ H(n-1)\frac{\sin^3\theta}{(1-\sin^2\theta)^{3/2}} + \mathcal{O}((\frac{h}{H})^2, (n-1)^2) \end{aligned} \tag{4.19}$$

Lo que resulta en la solución aproximada

$$u = \frac{R}{h+H} \tag{4.20}$$

$$\tan\theta \simeq u(1-(n-1)(1+u^2)) + \mathcal{O}((\frac{h}{H})^2, (n-1)^2) \tag{4.21}$$

donde u es la tangente del ángulo θ calculada en ausencia de refracción, y hemos considerado que h/H es del mismo orden que $n-1$.

Como veremos, esta solución también resulta útil para simplificar el problema en el caso de fotones que sufren una reflexión, ya que nos permite considerar la refracción a la salida del radiador como una aproximación, reduciendo significativamente el número de ecuaciones con las que es necesario tratar.

Fotones reflejados en el espejo.
Este caso resulta bastante más complicado que el precedente debido a la geometría del problema. Afortunadamente la solución 4.21 nos dice que en el límite adecuado podemos olvidarnos inicialmente de la refracción e introducirla a posteriori como una corrección.

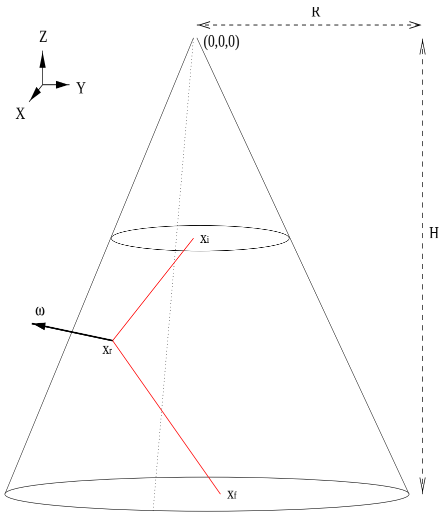


Figura 4.3: Geometría del problema para fotones reflejados.

Consideremos que el espejo es una sección de un cono de manera que su vértice está en $(0,0,0)$, su eje coincide con el eje OZ, y que la reflexión se produce en la hoja del eje negativo. Llamamos a la altura desde el vértice al plano de detección H, y al radio del mismo a esta altura R. Si llamamos $\vec{x}_r$ al punto de reflexión, $\vec{x}_f$ al punto de detección y $\vec{x}_i$ al punto de emisión (véase figura 4.3), las ecuaciones que los relacionan son

- *El fotón ha sido reflejado en una superficie con vector normal $\hat{\omega}$*

$$\vec{x}_r = (\vec{x}_f - \vec{x}_i - \hat{\omega}(\hat{\omega}\cdot(\vec{x}_f - \vec{x}_i)))\frac{\hat{\omega}\cdot\vec{x}_i}{\hat{\omega}\cdot(\vec{x}_f + \vec{x}_i)} + \vec{x}_i - \hat{\omega}(\hat{\omega}\cdot\vec{x}_i) \quad (4.22)$$

  Esta ecuación es la solución a la reflexión en un plano.

- *El punto de reflexión ha de estar sobre el cono*

$$-\frac{R}{H}\frac{(\vec{x}_r)_z}{x_r}\vec{p} = \vec{x}_r \quad (4.23)$$

  donde $\vec{p} = (\cos\theta, \sin\theta, -\frac{H}{R})$.

- *El vector $\hat{\omega}$ ha de ser normal al cono en el punto de reflexión*

$$\hat{\omega} = \frac{(\cos\theta, \sin\theta, -\tan^2\alpha\sin\alpha)}{\sqrt{1+\tan^4\alpha\sin^2\alpha}} \quad (4.24)$$

  donde $\tan\alpha = R/H$.

  Manipulando estas tres ecuaciones y eliminando la solución trivial consistente en una reflexión en el vértice del cono, se llega nuevamente a una ecuación polinómica de cuarto grado.

  Una vez obtenidas estas soluciones se eliminan aquellas que representan una reflexión fuera del volumen real del espejo, y se tiene en cuenta la refracción por medio de la aproximación dada en 4.21 considerando como punto final el obtenido como solución de las ecuaciones.

Una vez obtenido el ángulo de emisión del fotón respecto a la vertical usando estas ecuaciones, es inmediato obtenerlo respecto la trayectoria de la partícula y, usando la relación 3.8 relacionarlo con β. Posteriormente, como veremos, hemos de usar todos estos resultados en conjunto para obtener la mejor estimación de la velocidad.

Para poder poner en practica los cálculos mostrados hasta el momento es necesario conocer, además del punto de detección del fotón, la trayectoria de la partícula que incide sobre el radiador y el punto de emisión de los fotones. Para este último tomamos el punto medio de emisión a lo largo de la trayectoria de la partícula en el radiador lo que, como se observa en la figura 4.5, produce resultados satisfactorios. De esta manera la responsabilidad de proporcionar medidas lo suficientemente buenas de los parámetros de la trayectoria de la partícula como para que la medida del RICH cumpla los requisitos necesarios recae sobre el TRACKER. La figura 4.4 muestra los residuos esperados en estas cantidades mostrando la gran precisión que este detector alcanza. El efecto sobre la resolución de la medida del RICH ha sido estimado por medio de la simulación dando como resultado un empeoramiento inferior al 5% sobre la misma en el caso de un TRACKER perfecto, lo que resulta suficiente para nuestros propósitos.

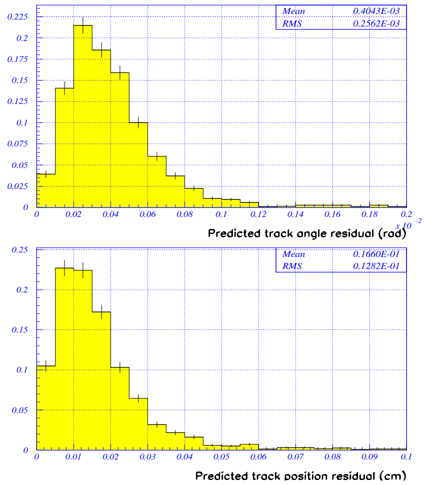


Figura 4.4: Residuos de la trayectoria predicha por el TRACKER a la entrada del radiador.

4.2.2 Estimación de la β del suceso

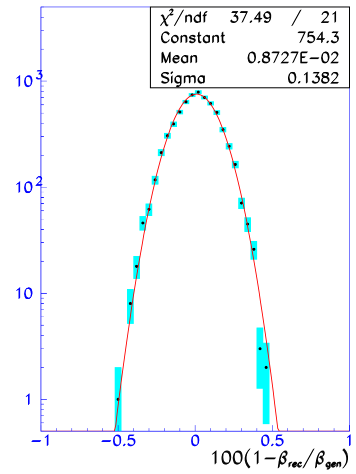
Una vez que a cada señal se le ha asignado un conjunto de valores de β[14] calculados como se ha mostrado anteriormente, es necesario estimar el de la velocidad de la partícula β_{par}. A priori, conocido este valor y los residuos de los algoritmos para su determinación con un único fotón para fotones directos y con una reflexión[15] (figuras 4.5a y 4.5b), es de esperar que los valores bien reconstruidos se distribuyan como

$$P(\beta) \sim \exp(-\frac{1}{2}\frac{(\beta-\beta_{part})^2}{\sigma^2(\beta_{par})}) \tag{4.25}$$

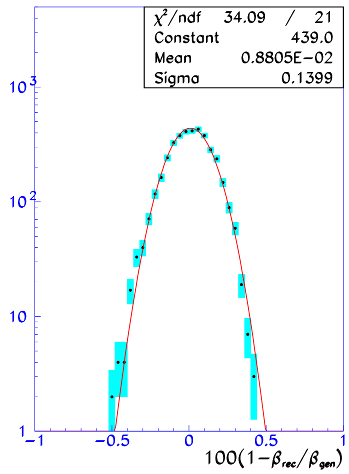
[14] En principio existe una solución como si se tratase de un fotón sin reflexión y puede que más de una como si se tratase de un fotón con una reflexión.

[15] Ambos valores, aunque estrictamente hablando no son iguales, son lo suficiente similares como para considerarlos iguales a efectos prácticos.

donde σ es el residuo de β para un único fotón. Buscando agrupaciones[16] de los valores de β obtenidos a partir de un único fotón con las características dadas por 4.25, es de esperar que seamos capaces de obtener una buena estimación de β_{par}.



(a)



(b)

Figura 4.5: (a) Residuos en la determinación del valor de β para un único fotón que no ha sufrido reflexión. (b) Lo mismo para un fotón que ha sufrido reflexión. Ambos para $0.980 < \beta < 0.985$.

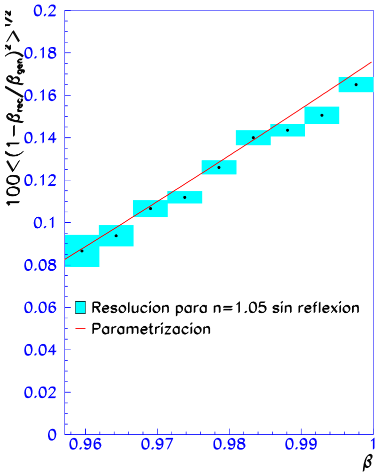
Algoritmo de búsqueda de clusters.

- En primer lugar se eliminan todas las soluciones obtenidas para un sólo fotón con un valor por encima de $\beta = 1 + 3\sigma(1)$. De esta forma eliminamos la contribución de una gran fracción de posible ruido descorrelacionado con los fotones Čerenkov.

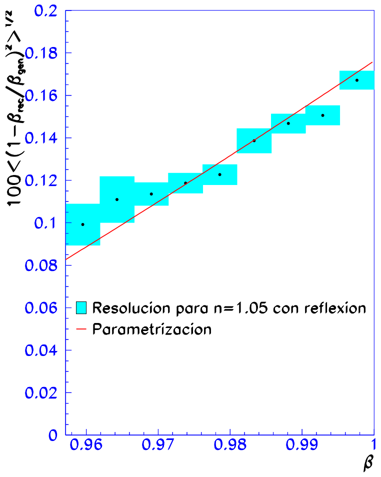
- Igualmente se eliminan aquellas soluciones con valores muy cercanos al umbral de producción para evitar introducir señales debidas al paso de la partícula por las guias de luz.

[16]En la literatura se suele emplear la denominación 'clusters' a estos grupos. En el presente trabajo usamos ambos términos indistintamente.

- A cada una de las restantes soluciones para un solo fotón le asociamos un grupo formado por la solución más cercana a ella de cada uno de los hits. Se eliminan los valores β_j pertenecientes a este grupo que cumplan $|\beta_i - \beta_j| > 3\sigma(\beta_i)$, siendo β_i la solución a la que se ha asociado el grupo. La función $\sigma(\beta)$, mostrada en 4.6, ha sido parametrizada en base a los resultados obtenidos de la simulación del detector.



(a)



(b)

Figura 4.6: (a) Parametrización de la anchura de la distribución de residuos para fotones sin reflexión. (b) Lo mismo para fotones con una reflexión.

- A cada uno de los grupos resultantes se le asigna un peso de valor

$$\mathcal{W}(\beta_i) = \sum_{\beta_j \in \ grupo \ de \ \beta_i} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\beta_i)} \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\beta_j - \beta_i)^2}{\sigma^2(\beta_i)}\right) \tag{4.26}$$

El interés de esta cantidad estriba en que su valor para clusters debidos a la señal es mucho mayor que para los debidos a cualquier fuente de ruido en que los hits estén descorrelacionados.

- Finalmente se escoge como mejor grupo aquel al que se ha asignado el mayor valor de $\mathcal{W}$.

El algoritmo descrito resulta ser suficientemente rápido para nuestros propósitos. Esto es debido a que en lugar de explorar todas las configuraciones posibles de soluciones, que crece de forma exponencial con el número de señales, explora el subespacio de configuraciones más probable, que crece linealmente con el número de señales.

Finalmente consideramos que la búsqueda de clusters ha tenido éxito si el número de señales que integra el cluster encontrado es superior a un determinado valor. Es natural que éste sea al menos de tres, ya que es el número de puntos necesarios para determinar sin ambigüedad la forma de la elipse proyectada por el cono Čerenkov en el plano de detección.

Comportamiento frente al ruido

La presencia de ruido en el detector puede ser un importante obstáculo al buen funcionamiento del algoritmo descrito. Suponiendo que este da lugar a señales distribuidas uniformemente sobre el plano de detección, no resulta complicado demostrar que, en primera aproximación, éste da lugar a valores de β para cada señal distribuidas como

$$\frac{dP_{ruido}(\beta)}{d\beta} \sim \beta \tag{4.27}$$

en el rango entre el umbral de producción y $\beta \simeq \sqrt{(\frac{R}{H})^2 + 1}/n$, siendo R el radio del plano de detección y H la altura de expansión [17].

La distribución 4.27 permite estimar el máximo nivel de ruido que la reconstrucción puede soportar. Considerando que no podemos distinguir el ruido de la señal cuando esta última sea compatible con una fluctuación estadística del primero, tendremos que la reconstrucción es posible si

$$3\sqrt{N_{expected}} < N_{señal} \tag{4.28}$$

donde $N_{expected}$ es el número de hits de ruido esperado en un entorno de $\pm\sigma$ de β_{par}, y $N_{señal}$ el de hits de señal.

Normalizando adecuadamente 4.27, y quedándonos al primer orden en σ, 4.28 se traduce en

$$N_{ruido} < \frac{1}{108\sigma}\frac{R^2}{n^2H^2}N^2_{señal} \tag{4.29}$$

[17] La necesidad de normalizar adecuadamente la distribución hace necesario conocer el valor máximo que se podría medir para β aunque éste carezca de un sentido físico.

Teniendo en cuenta que nuestro objetivo es una resolución mejor que un 0.1% para protones, lo que se traduce en una resolución por hit tal que $\sigma/\sqrt{N_{señal}} \simeq 10^{-3}$, obtenemos que la reconstrucción es posible si

$$\frac{N_{ruido}}{N_{señal}} < \frac{20}{n^2}\sqrt{N_{señal}} \tag{4.30}$$

Esta función se muestra en la figura 4.7 para los distintos radiadores en estudio junto con el nivel de ruido esperado, mostrando que éste dista mucho de ser un grave obstáculo.

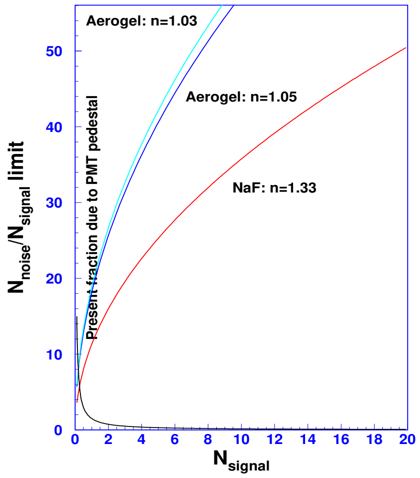


Figura 4.7: Limite en el nivel de ruido del RICH para que la reconstrucción sea posible. En negro se muestra el nivel debido al pedestal de los fotomultiplicadores.

4.2.3 Evaluación de la reconstrucción.

Con el fin de evaluar la reconstrucción hemos considerado la geometría de referencia con un radiador de aerogel de n=1.05 y guias de luz solidas.

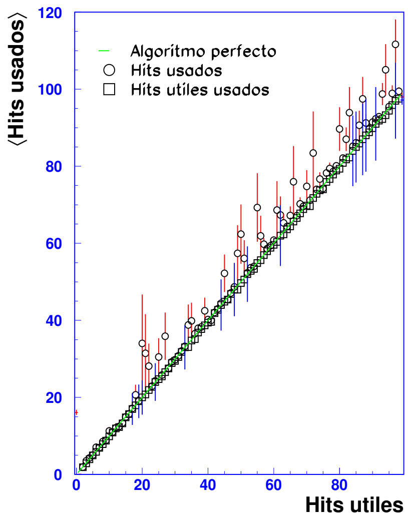
Con el fin de fijar conceptos definamos:

Hit: Es una señal en cualquier canal del RICH por encima del umbral que discrimina entre la presencia de un p.e. o su ausencia. En general cada 'hit' podría ser debido a más de un fotón.

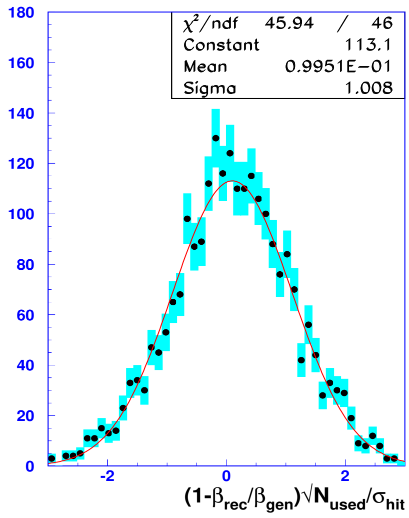
Hit útil: Aquel hit en que algún p.e. ha sido debido a la incidencia de un fotón que ha sufrido menos de dos reflexiones en el espejo y que no ha sufrido dispersión Rayleigh en el radiador.

Hit usado por el algoritmo: Aquel que no ha sido eliminado como ruido por el algoritmo de búsqueda de clusters.

Con el fin de comprobar que el algoritmo de búsqueda de clusters funciona correctamente hemos comparado el número de hits usados con el número de hits útiles y con el número de hits útiles usados por el algoritmo. La figura 4.8a muestra estas cantidades comparadas con lo que se esperaría en el caso de un algoritmo perfecto mostrando un gran acuerdo. Se puede concluir que la reconstrucción usa todos lo hits útiles, y sólo un 10% de los usados son debidos al ruido.



(a)

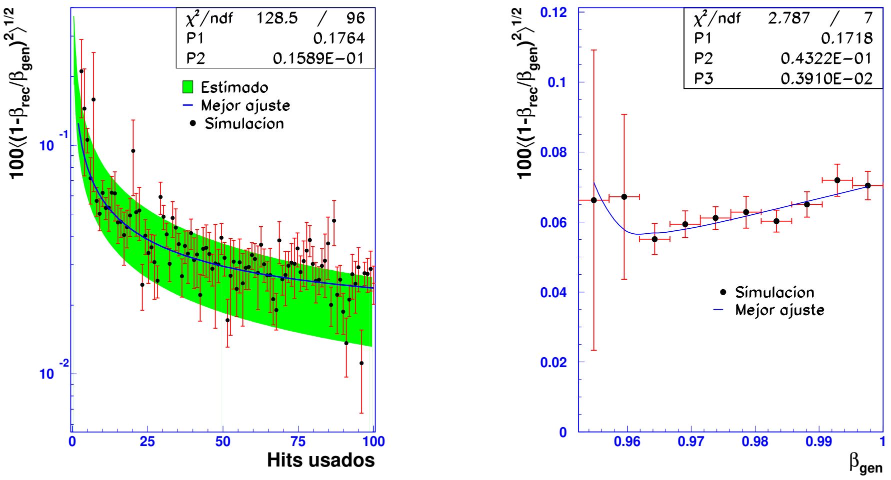


(b)

Figura 4.8: (a) Rendimiento del algoritmo de búsqueda de clusters. (b) Rendimiento en la extracción de la información sobre β de los hits individuales. β_{gen} es la velocidad simulada de la partícula mientras que β_{rec} es el valor reconstruido.

Por otro lado la figura 4.8b muestra cuan eficiente es el algoritmo extrayendo la información de β de la reconstrucción de los hits individuales. Un algoritmo perfecto daría lugar a una distribución gausiana de norma unidad centrada en el origen, lo que es compatible con la distribución que obtenemos.

Con el fin de garantizar que los resultados obtenidos para una Z dada puedan extrapolarse a otras cargas, es necesario que la resolución escale adecuadamente con el número de hits usados[18]. La figura 4.9a muestra que el algoritmo escala correctamente con el este número, lo que permite extrapolar los resultados obtenidos con partículas de una determinada carga a cargas más altas. A su vez, la figura 4.9b muestra el comportamiento de la resolución con β. Esta es tal que se puede considerar que una cota superior a la misma en prácticamente todo el intervalo de β en que el radiador resulta eficiente viene dada por la resolución a $\beta = 1$.



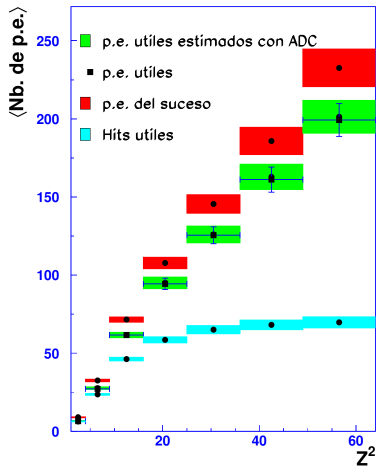
(a) (b)

Figura 4.9: (a)Resolución en función del número de usados junto con una estimación obtenida a partir de 3.14 y 3.15.(b) Resolución en función de β para Z=1 (protones). El ajuste es de la forma dada por 3.14 y 3.15.

Para finalizar tan sólo queda confirmar que el número de fotones detectados se comporta adecuadamente con la carga. En este punto encontramos la dificultad de que el número de hits en general no coincide con el número de fotones, ya que un PMT puede dar una señal debida a la detección simultanea de más de uno. Afortunadamente es posible estimar el número

[18]Teniendo en cuenta 3.13, la resolución debería escalar como $1/Z \sim 1/\sqrt{N_{hits}}$.

detectado mediante la amplitud de la señal tras el paso por el conversor analógico/digital (ADC) tal y como se muestra en 4.10a, mientras que 4.10b muestra el número de fotones por hit.



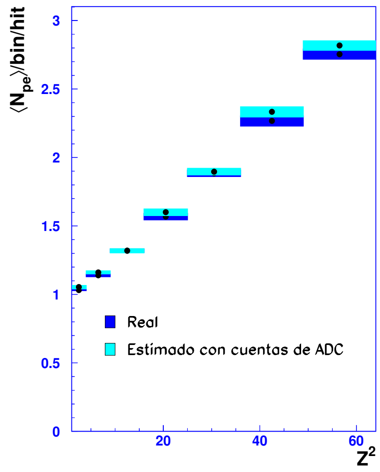


Figura 4.10: (a) Número de fotoelectrones en función de la carga. (b) Número de p.e. por hit para los hits útiles en función de la carga. Ambos para $\beta = 1$.

Con el fin de obtener un correcto escalado con el número de fotones es necesario, una vez efectuada la reconstrucción, obtener el valor final de β repesando cada uno de los hits usados con sus cuentas de ADC. El método propuesto mejora sensiblemente el comportamiento de la resolución para Z suficientemente grande (figura 4.11b).

Las propiedades expuestas nos permiten confiar en el algoritmo de reconstrucción propuesto como adecuado para la optimización del detector. Para tal fin estudiaremos su respuesta ante el paso de protones en función de los distintos parámetros que deseamos establecer y extrapolaremos los resultados a cargas más altas.

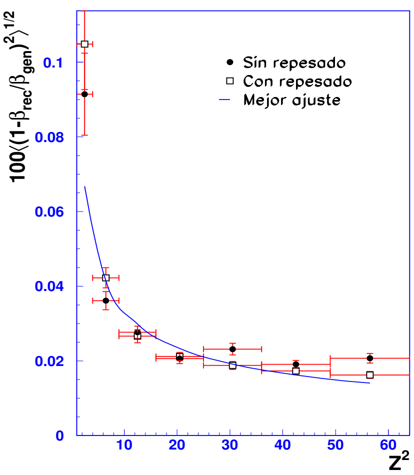


Figura 4.11: Resolución con y sin repesado usando las cuentas de ADC junto con el mejor ajuste a una función proporcional a $1/Z$.

Optimización.

A la hora de optimizar los distintos elementos que conforman el detector se ha de proceder cuidadosamente con el fin de cubrir todo el espacio paramétrico de la forma más simple posible. Con tal fin procederemos en el siguiente orden:

Elección de las guias de luz: Es el primer paso a dar ya que el requerimiento de tener las mejores guias de luz posibles es independiente del tipo de radiador escogido.

Elección del radiador: Como veremos, éste es el paso crítico en que escogeremos tanto el material como el espesor del mismo.

Determinación del ángulo del espejo: Como último paso trataremos este punto que, como veremos, no resulta extremadamente esencial.

El criterio que seguiremos a la hora decidir cual es la mejor configuración es el siguiente:

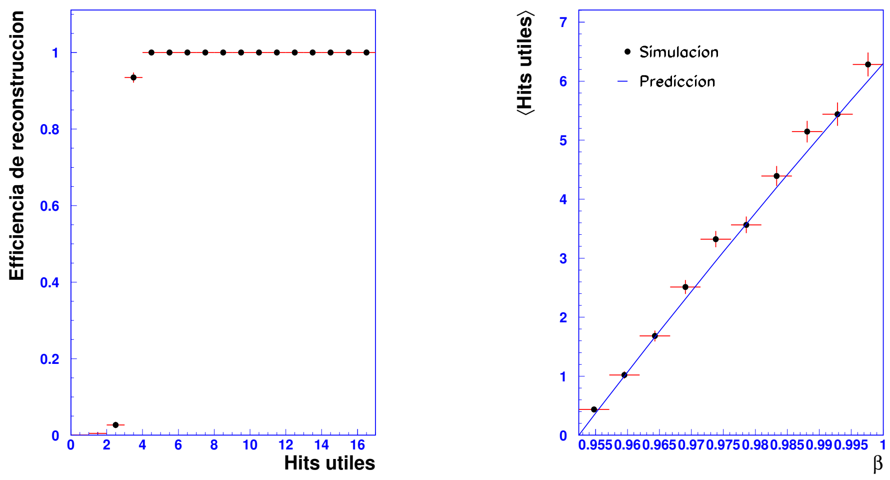
- *Aquella que posea mayor número de hits útiles con una resolución mejor o igual a 0.1% a $\beta = 1.$ para protones*[19].

Aparte es necesario imponer dos condiciones:

La eficiencia de reconstrucción ha de ser lo más alta posible. Esto queda garantizado si el número de hits útiles por suceso es suficientemente alto, tal y como muestra la figura 5.1. Podemos estimar que. fijado el valor de β, para obtener una eficiencia de reconstrucción superior a $\simeq 80\%$ se debe cumplir que

$$\langle N_{utiles} \rangle - \sqrt{\langle N_{utiles} \rangle} > 3 \tag{5.31}$$

Lo que culmina en la condición $\langle N_{utiles} \rangle > 5.3$.



(a) (b)

Figura 5.1: (a)Eficiencia de reconstrucción en función del número de hits útiles. (b) Numero de hits útiles en función de β, junto con el valor estimado usando el número medio a $\beta = 1$.

[19]Como vimos, el hecho de que la resolución escale adecuadamente con el número de fotones hace que podamos referirnos en todo momento a la resolución para $Z = 1$, pudiendo extrapolar los resultados a cargas mayores.

Los resultados han de ser robustos frente a ligeros cambios en el número de hits.
Esta condición puede cuantificarse gracias al buen comportamiento de la resolución con el número de hits usados y a la buena correspondencia entre los hits usados y los hits útiles, ambas propiedades ilustradas en 4.9a y 4.8a. La primera está ajustada a la curva

$$100\sigma_{\beta=1}(N) \simeq \sqrt{\frac{0.18^2}{N} + 0.016^2} \tag{5.32}$$

donde N es el número de hits usados. En virtud de 3.15, hemos de interpretar la cantidad 0.016^2 como la contribución debida al tamaño del pixel, que en nuestro estudio está fijado. Con esto, si el número de fotones se ve reducido en una fracción α, se puede estimar que σ crece una fracción

$$\frac{\sigma(N(1+\alpha))}{\sigma(N)} - 1 \simeq \frac{\alpha}{(2 + 0.016N)} \tag{5.33}$$

Este efecto ha de tenerse en cuenta dando un margen de error lo suficientemente amplio a la resolución y a la eficiencia de reconstrucción. Por ejemplo, si consideramos que el valor del número de hits útiles posee un error del 20%, tenemos que el límite obtenido a partir de 5.31 permanece inalterado, mientras que la resolución empeora en menos de un 10%.

5.1 Guias de luz.

Tal y como se ha descrito en la sección 3.2, la necesidad de utilizar guias de luz es ineludible. Afortunadamente escoger entre los dos tipos propuestos se puede hacer independientemente del resto de la optimización, ya que el objetivo es bastante claro: *obtener la guia con la máxima eficiencia de colección de fotones en el mayor rango angular posible.*

La figura 5.2 muestra esquemáticamente el funcionamiento de los dos tipos propuestos:

Guias huecas:
La transmisión de la luz desde la entrada hasta el fotomultiplicador se realiza por reflexión en las paredes externas, absorbiendose $\sim 10\%$ de los fotones por cada reflexión.

El número de reflexiones crece rápidamente con el ángulo de entrada del fotón debido a la gran diferencia entre la altura $\simeq 3cm$ y la longitud del pixel de entrada $\simeq 7.5mm$.

Guias solidas:

La transmisión se realiza por reflexión total en la interfase entre las distintas regiones en que se halla dividida, lo que garantiza la ausencia de perdidas. Por otro lado el uso de medios con un alto índice de refracción disminuye el número de reflexiones e incrementa el ángulo de incidencia en la caras laterales extendiendo el rango de ángulos de entrada en que se produce reflexión total, tal y como se ilustra en 5.2b.

El uso de este tipo de guias tiene dos inconvenientes: por un lado la refracción conlleva una fracción de fotones que se reflejan a la entrada y salida de la guia, que para $n \simeq 1.5$ es del $\sim 4\%$, y que por tanto no son detectados; por otro, la absorción del medio puede dar lugar a perdidas de relativa importancia.

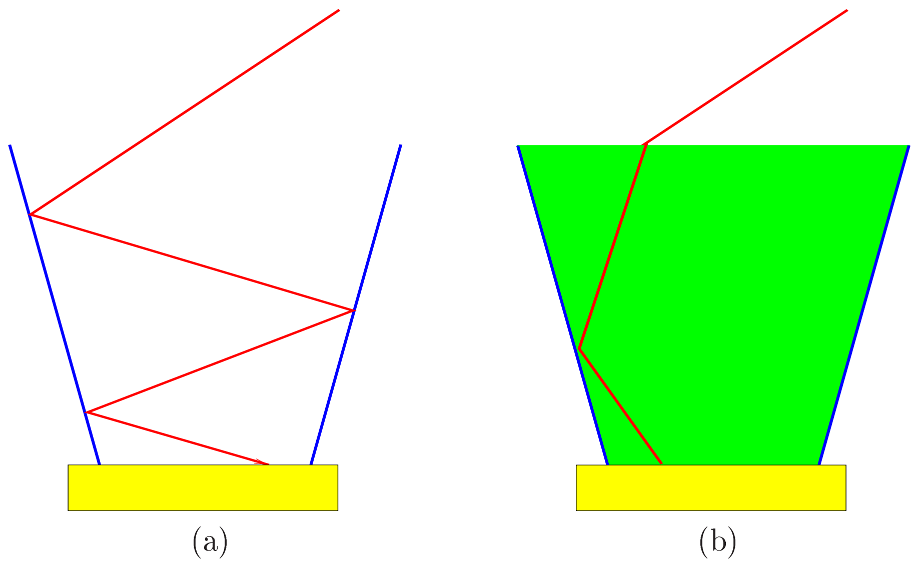
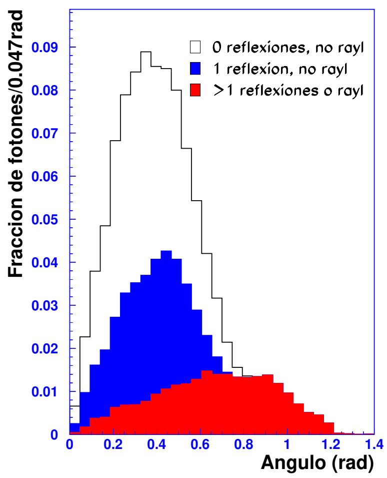
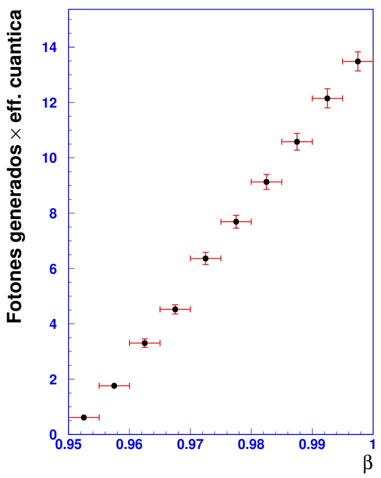


Figura 5.2: (a) Funcionamiento de una guia de luz hueca. (b) Funcionamiento de una guia de luz solida. En ambos casos el trazo rojo representa el fotón, y la región amarilla el fotocátodo.

La figura 5.3 muestra que el espectro angular de los fotones útiles se extiende hasta ángulos altos, $\sim 45^O$ en el caso de n=1.05. Este rango crece con n, de manera que para NaF se extiende hasta $\sim 65^O$, por lo que necesitamos que la aceptancia angular de las guias sea bastante amplio.



(a)

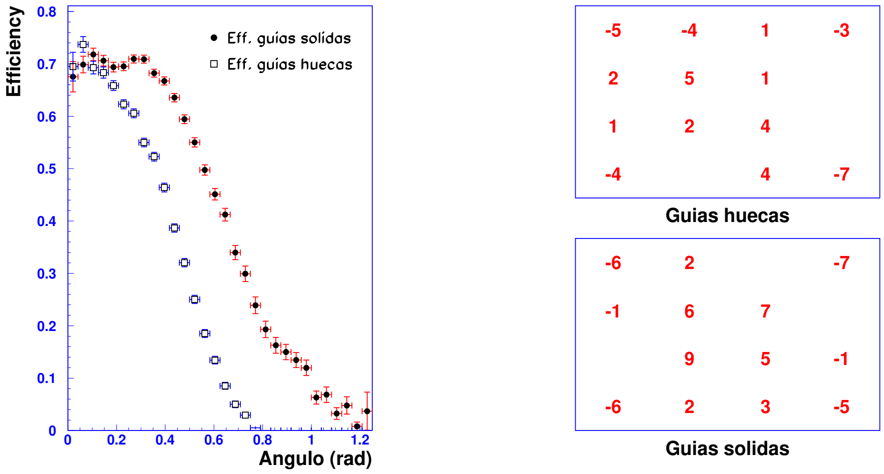


(b)

Figura 5.3: (a) Espectro angular de los fotones antes de entrar en las guias. (b) Número de fotones generados en el radiador convolucionado con la eficiencia cuántica del PMT que alcanzan la entrada de las guia de luz. Ambas figuras para un radiador de aerogel de n=1.05 atravesado por protones.

Por otro lado la figura 5.3b pone en evidencia la necesidad de una alta eficiencia de colección de fotones ya que, debido a la baja eficiencia cuántica del fotomultiplicador, el número de estos que puede ser detectado está seriamente limitado para partículas que con cargas pequeñas, y que por tanto dan lugar a la emisión de pocos fotones en el radiador.

La eficiencia diferencial para ambos tipos de guias se muestra en 5.4a. Resulta evidente la ventaja del uso de guias solidas respecto al de guias huecas: las primeras cubren un rango angular más amplio y de manera más uniforme que las segunda, al tiempo que la eficiencia máxima es similar. Por otro lado la eficiencia de cada una de las regiones en que se divide una guia difiere, a lo sumo, en $\sim \pm 10\%$ respecto el valor medio, tal y como muestra la figura 5.4b, siendo esta diferencia ligeramente mayor en el caso de guias solidas.



(a) (b)

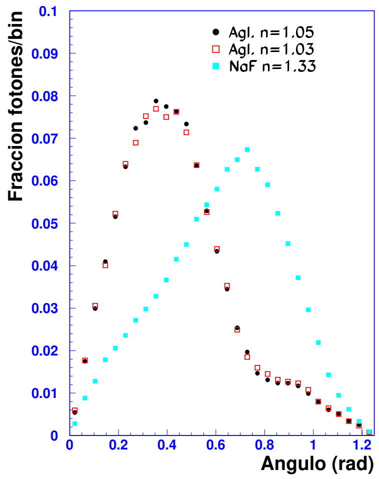
Figura 5.4: (a) Eficiencia de colección de fotones para las guias solidas y huecas. (b) Desviación en % de la eficiencia de cada sub-guia respecto la total. El error estimado en la determinación de estas últimas es de $\sim$ 1%.

Las eficiencias integradas a todo ángulo para cada uno de los distintos radiadores propuestos se encuentran en la siguiente tabla:

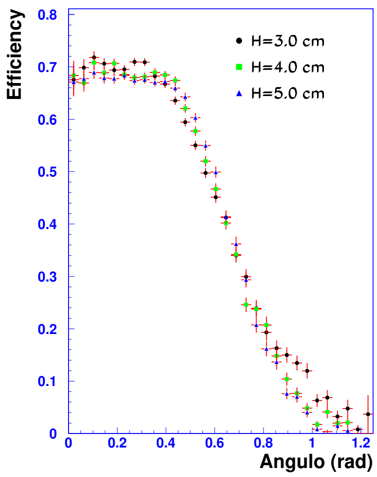
Guia	agl. n=1.03	agl. n=1.05	NaF n=1.33
Solida	57.1%	56.8%	40.3%
Hueca	39.0%	38.7%	19.7%

Como era de esperar las guias solidas aventajan a las huecas para todos los radiadores. También es interesante observar que las eficiencias empeoran conforme el índice de refracción crece. Esto es debido a que, como apuntamos anteriormente, la distribución angular de los fotones que alcanzan las guias se desplaza a ángulos mayores según n aumenta (figura 5.5a).

La dependencia de la eficiencia de las guias sólidas con la altura de las mismas se muestra en la figura 5.5b. Los principales efectos de un incremento respecto del valor mínimo de 3cm, impuesto por el blindaje magnético, son un incremento del rango en que la eficiencia se mantiene constante debido al mayor ángulo respecto la horizontal de las paredes laterales, y un decremento del valor máximo de eficiencia debido al mayor espesor de material



(a)



(b)

Figura 5.5: (a) Distribución angular de los fotones que entran en las guias para los distintos radiadores. (b) Eficiencia de recolección para guias sólidas de diferentes alturas.

atravesado por los fotones. Sin embargo no se produce una mejora sustancial del rendimiento neto y ,sin embargo, se incrementan notablemente el peso de la guias, por lo que la altura mínima es la más recomendable.

5.2 Radiador.

En la optimización del radiador intervienen dos parámetros: el material con el que está construido y su grosor. Para estimar un valor aproximado al óptimo de éste último parámetro notemos que la proyección de los fotones emitidos en el radiador sobre el plano de detección no es un anillo, sino una corona elíptica de grosor aproximado

$$w \simeq h\sqrt{n^2\beta^2 - 1} \tag{5.34}$$

donde w es el grosor del anillo y h la anchura del radiador. Teniendo en cuenta que el número de hits útiles debe crecer suavemente con el grosor radiador[20], el valor de w resulta esencial ya que es de esperar un factor en la

[20] Aunque no linealmente debido a fenómenos como la absorción o la dispersión Rayleigh

contribución a la resolución debida al tamaño del pixel de la forma

$$\Delta x \; (1 + [\frac{w}{\Delta x}]) \tag{5.35}$$

siendo Δx el tamaño del pixel y $[x]$ el mayor entero menor que x.

Este argumento nos lleva a pensar que el óptimo del grosor ha de cumplir $w \simeq \Delta x$, ya que de esta forma se maximiza el número de hits minimizando la contribución del tamaño del pixel. Los valores que se obtienen son

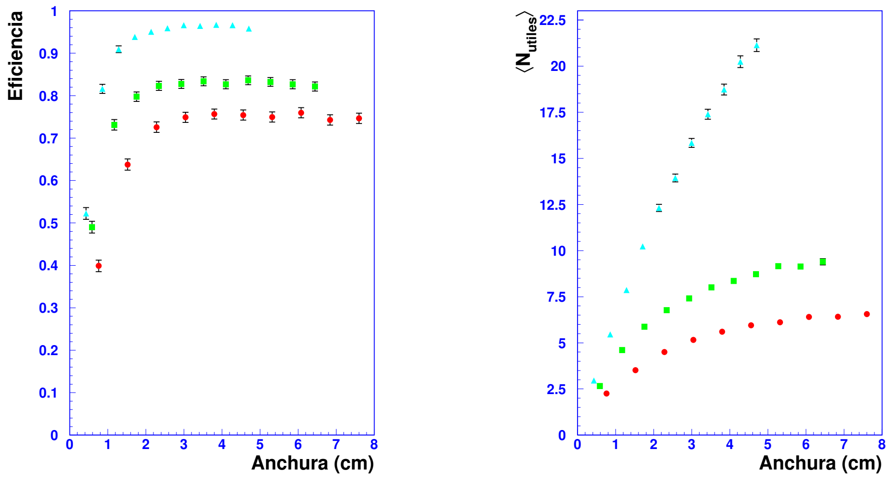
Radiador	h
Agl. n=1.03	$\sim 3.03\ cm$
Agl. n=1.05	$\sim 2.34\ cm$
NaF n=1.33	$\sim 0.86\ cm$

Evidentemente este argumento es sólo una primera aproximación útil para comenzar una búsqueda sistemática ya que se han obviado numerosos efectos importantes que entran en juego en el valor final de la resolución.

La figura 5.6a muestra la eficiencia de reconstrucción, definida como el número de sucesos con más de dos hits útiles, para los distintos radiadores considerados. La saturación que se observa para grosores altos es debida a la presencia del agujero central, que en algunos casos contiene el anillo Čerenkov generado por completo. Esto explica el hecho de que el valor de saturación sea crezca con el índice de refracción, ya que al ángulo de apertura es mayor y la posibilidad de que el anillo esté contenido por completo en el agujero es menor.

Por otro lado en 5.6b se muestra la dependencia del número de hits útiles con el grosor. El comportamiento dista de ser lineal para aerogel, en aparente contradicción con 3.13, mientras que para NaF la desviación es menos importante. Este efecto es debido a la dispersión Rayleigh, presente en los primeros y ausente en el último, que tiene como consecuencia una supresión en el número de fotones útiles mayor conforme el espesor del radiador crece. A este factor hay que añadirle otro de la misma forma debido a la absorción del medio, responsable de la ligera desviación respecto del crecimiento lineal que se observa para el NaF.

En 5.7a se muestra la resolución a $\beta = 1$ para distintas anchuras de los distintos radiadores. La gran diferencia en la resolución entre los aerogeles y el fluoruro de sodio es debida a la dispersión cromática (ver 3.4), siendo del orden de $\sim 0.2\%$ para los primeros y $\sim 1\%$ para el NaF. Como esperábamos, se observa un región en la que la resolución no cambia apreciablemente con la anchura del radiador, y a mayores grosores esta tendencia es sustituida por un rápido empeoramiento.

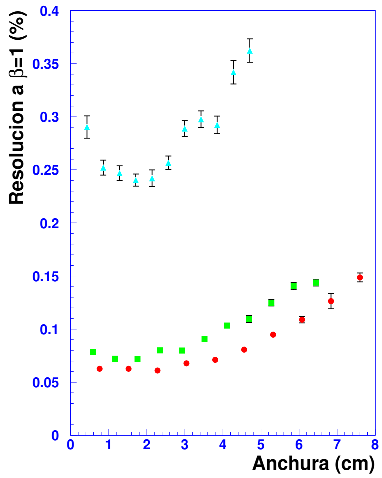


(a) (b)

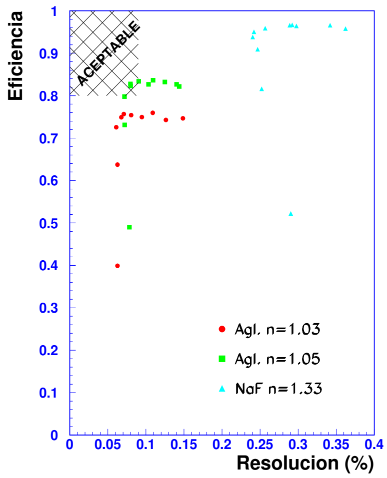
Figura 5.6: (a) Eficiencia de reconstrucción (definida en el texto) en función de la anchura del radiador y (b) número de hits útiles para (●) aerogel de n=1.03, (■) aerogel de n=1.05 y (▲) NaF de n=1.33, atravesados por protones a $\beta = 1$.

La información del conjunto de figuras 5.6a,b y 5.7a queda resumida en 5.7b, en la que se muestra la la resolución frente a la eficiencia, y en que cada punto representa un radiador diferente. La región rayada se corresponde con los objetivos del detector con un margen de seguridad en la resolución de un 10%. Queda claro que el NaF no es una buena opción debido a su mala resolución en comparación con los aerogeles. Por contra ,de estos últimos el más adecuado es el de n=1.05 debido a su mayor eficiencia de reconstrucción, un 83% frente al 75% del aerogel de n=1.03. Finalmente es necesario escoger el grosor teniendo en cuenta que deseamos un detector lo más robusto posible, lo que implica alejarnos de puntos donde se producen cambios rápidos de tendencia. En la siguiente tabla se resumen las propiedades observadas de cada radiador para Z=1 y $\beta = 1$ junto con su anchura óptima.

Radiador	Eficiencia	Resolución	N. de hits útiles	Grosor
Agl. n=1.03	75%	0.075%	5∼6	3∼**5** cm
Agl. n=1.05	83%	0.080%	6.5∼8	2∼**3.5** cm
NaF n=1.33	96%	$> 0.25\%$	> 13	$\simeq$ 2.5cm



(a)



(b)

Figura 5.7: (a) Resolución en función de la anchura del radiador y (b) eficiencia contra resolución para (●) aerogel de n=1.03, (■) aerogel de n=1.05 y (▲) NaF de n=1.33, atravesados por protones a $\beta = 1$.

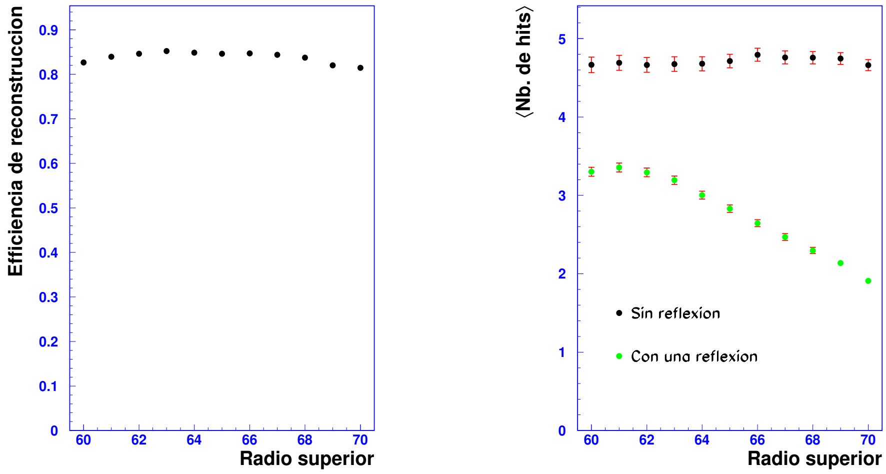
En resumen, debido a el requerimiento de una resolución mejor que un 0.1% para protones[21] el radiador adecuado es de aerogel, presumiblemente de n=1.05 y unos 3cm de espesor.

5.3 Ángulo del espejo.

Una vez fijados el tipo de guia a utilizar y el radiador, tan sólo resta optimizar el ángulo de apertura del espejo. Para esto consideramos que el radio de la base del espejo, inmediatamente encima del plano de fotomultiplicadores, es de 67cm con el fin de minimizar las perdidas laterales. En cuanto al superior, exploraremos radios que van desde el del radiador hasta 70cm.

La figura 5.8a muestra la eficiencia de reconstrucción para distintos radios superiores del espejo. Esta alcanza su valor óptimo en torno a ∼63cm, aunque no resulta un máximo especialmente pronunciado debido a la presencia de un número constante de hits útiles que no han sufrido reflexión, tal y como se muestra en la figura 5.8b.

[21] Un 0.09% si permitimos un margen de error ∼ 20% en el número de hits útiles



(a) (b)

Figura 5.8: (a) Eficiencia de reconstrucción en función del radio superior del espejo para protones con $\beta = 1$. (b) Número de hits debidos a fotones con y sin reflexión en función del radio superior del espejo para protones con $\beta = 1$.

Por otro lado la resolución no depende en gran medida del ángulo del espejo. El efecto es la reducción del número de hits útiles, así que se espera un ligero empeoramiento conforme el radio superior aumenta. Este se observa en la figura 5.9, donde también se ve un importante deterioro en cuanto el radio alcanza 67cm. Éste es debido a una inestabilidad en la resolución de las ecuaciones asociadas a fotones reflejados en el algoritmo de reconstrucción que puede eliminarse analíticamente sin dar lugar a una mejora sustancial respecto los valores por debajo de 67cm.

A la vista de este comportamiento el valor para el radio superior del espejo no resulta extremadamente crítico. A efectos de eficiencia de reconstrucción éste ha de ser ligeramente superior al del radiador sin influir de manera importante en la resolución final.

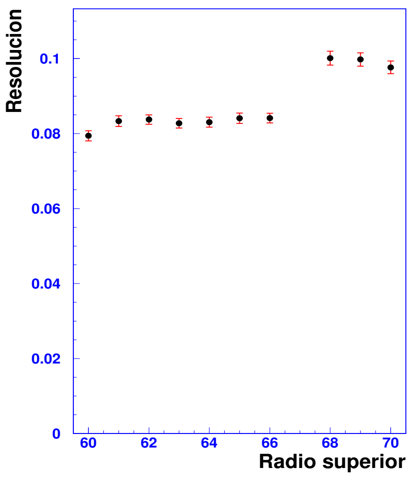


Figura 5.9: Resolución para protones con $\beta = 1$ en función del radio superior del espejo.

Conclusión.

El experimento se propone ser un punto de referencia para la creciente rama de la astrofísica de partículas, por lo que diseñar unos de sus componentes es una tarea a la vez ardua e interesante. Por un lado requiere de un conocimiento profundo del funcionamiento del subdetector, en nuestro caso el RICH, por otro del entorno en que ha de funcionar y finalmente de los objetivos que de él se pretenden.

El desarrollo de los resultados analíticos presentados a lo largo del presente trabajo nos han ayudado ha comprender desde un punto cualitativo los factores críticos que entran en juego a la hora de perseguir un funcionamiento óptimo en cuanto a la medida de la velocidad se refiere. Sin embargo está comprensión no es suficiente para maximizar el rendimiento desde un punto de vista cuantitativo lo que nos ha llevado a desarrollar una simulación Monte Carlo del detector junto con un algoritmo de reconstrucción adecuado.

La idea en que se basa la reconstrucción utilizada es extremadamente simple: cada hit ha de contener, de forma individual, información sobre la velocidad de la partícula detectada. En base a esto se han presentado algoritmos para el cálculo de los valores más probables de β para cada señal individual. A partir de estos valores se ha presentado un segundo algoritmo capaz de extraer el valor más probable de la velocidad a partir de los valores individuales a la vez que identifica los hits debidos a ruido. Junto a él se han estimado cotas analíticas al nivel de ruido capaz de inhibir la medida.

La eficiencia de reconstrucción crece rápidamente con el número de hits no debidos a ruido, de manera que es compatible con el 100% para más de tres hits útiles. Por otro lado el comportamiento de la resolución con el número de hits útiles y con β coincide con lo esperado obtenido a través de cálculos analíticos.

El software desarrollado ha permitido determinar la geometría óptima, dentro de las limitaciones impuestas por el entorno del RICH, basándonos en dos criterios distintos: eficiencia de reconstrucción y objetivos de física. Se ha concluido que el tipo de guia de luz adecuado para los fotomultiplicadores es el de guias sólidas debido a su mayor aceptancia angular. El mejor radiador de entre los propuestos ha resultado ser el de aerogel de índice 1.05, ya que permite alcanzar la resolución necesaria para cumplir con los objetivos de física, cosa que no hace el radiador de NaF, manteniendo una eficiencia de reconstrucción alta, a diferencia del aerogel de índice 1.03. Este radiador ha de tener un espesor de $\simeq 3cm$, situado a una distancia de 44.4cm de la entrada de las guias de luz. El espejo situado en torno al conjunto con el fin de incrementar el número de fotones detectados debería estar inclinado unos 5^0, aunque valores menores no parecen variar apreciablemente el rendimiento del detector.

El trabajo de optimización del RICH de AMS, aunque finalizado desde cierto punto de vista, dista de estar realmente acabado:

- No se han presentado estudios basados en la medida de la carga debido a la inexistencia de un algoritmo de reconstrucción de la misma, aunque es posible adelantar que la capacidad de identificación de hits de ruido del algoritmo de reconstrucción presentado será esencial para ésta tarea, por lo que la optimización presentada, basada en la medida de β, es necesariamente un paso preliminar.

- Los resultados obtenidos se basan en una simulación, no en medidas reales, lo que restringen la fiabilidad de los resultados obtenidos. Por esto se ha considerado un margen de error de un 20% en el número de hits, lo que hace que confiemos en nuestros resultados.

A lo largo del año 2001 se construirá y probará un prototipo de este detector con el fin de validar la simulación y de determinar, con total fiabilidad, cual debe ser la configuración adecuada para ser instalada en la estación espacial internacional. Es entonces cuando los resultados obtenidos en este trabajo serán puestos a prueba.

Bibliografía

[1] Sakharov, A.D., *JETP Lett.*, 5,24 (1967)

[2] Hagedorn, R., *Cargese Lectures in Physics*, 6, 643 (1973)

[3] Particle Data Group, *Eur. Phys. J. C*, 3 (1998)

[4] Delgado,C.J., 'Bariogénesis electrodébil durante preheating' y sus referencias. *http://wwwae.ciemat.es/~delgadom/ps/cosmologia.ps.gz* (2000)

[5] Bennett, C.L., et al. *Astrophy. J.*, 464, L1 (1996)

[6] Dolgov, A.D., *hep-ph/9605280* (1996)

[7] Begeman, K.G., et al. *1991 Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 249, 523 (1991)

[8] Paczyński, B., *Astrophys. J. Lett.*, 371, L63 (1991)

[9] Sutherland, W., et al., *hep-ph/9611059* (1996)

[10] Linde, A.D., *Phys. Lett*, 108B (1982)

[11] Jungman, G. et al., *Phys Repts.* 267, 195 (1996)

[12] Jungman, G. & Kamionkovski, M., *Phys. Rev.*, D49, 2316 (1994)

[13] Kamionkovski, M. & Turner, M., *Phys. Rev.*, D43, 1774 (1991)

[14] Kampert, K.H., *astro-ph/0101331* (2001)

[15] Baring, G.M., *Proceedings of the 26th international Cosmic Ray Conference.* (2000)

[16] Strong, A.W. & Moskalenko, I.V., *To appear in Adv. Space Res. (astro-ph/0101068)* (2001)

[17] Battiston, R., *NIM A* 409 (1998)

[18] AMS Col. *Phys. Lett. B* 461 (1999)

[19] AMS Col. *Phys. Lett. B* 472 (2000)

[20] AMS Col. *Phys. Lett. B* 484 (2000)

[21] AMS Col. *Phys. Lett. B* 490 (2000)

[22] Grupen, C. *Particle Detectors*, Cambridge University press (1996)

[23] Buénerd, M. et al. 'Characterization of hydrophobic silica aerogel SP-25: a Progress Report' *submited to Elsevier Preprint* (2000)

[24] Gougas, A.K. et al. *NIM A* 421 (1999) 249-255

[25] Wang, P. et al. *J. Phys. D* 27 (1994) 414-418

[26] Información suministrada por *BICRON Corporation.*

[27] Brun, R. et al. *GEANT User's Guide* 1994 Edition

[28] Laurenti, G., *AMS/RICH meeting*, 15/02/2000

[29] Contin, A., *AMS/RICH meeting*, Lisboa 11/1/1999

[30] Delgado, C., *http://ua7.ciemat.es/ delgadom/ps/manual.ps.gz*