Memoria presentada para la obtención del titulo de doctor en ciencias físicas por la Universidad Autónoma de Madrid.

Medida de la velocidad de muones y núcleos ligeros con un prototipo del contador RICH del experimento AMS.

Carlos José Delgado Méndez

26 de junio de 2003

Tesis dirigida por el Dr. Jorge Casaus (CIEMAT)

Agradecimientos

Me resulta del todo imposible enumerar el conjunto de personas a las que les debo el poder haber realizado este trabajo, por lo que a riesgo de ser injusto me he de limitar al entorno espacio-temporal más cercano. No dudo que los que me conocen y no son citados explícitamente saben que les debo mi gratitud.

Gracias a mis padres, José y Maria del Carmen, que me han apoyado sin reservas tanto sentimental como económicamente en todas mis "locuras". También a mis hermanas, Ángeles, Maria del Mar y Bárbara, que han sufrido los recortes económicos familiares necesarios para que yo pudiera estudiar y han tenido que soportarme en los ratos malos y en los buenos, que a veces son los peores. Igualmente a mis abuelos con los que siempre conté a pesar de que estoy seguro que nunca comprenderán porque me dedico a algo con lo que "acabaras arruinado". Mi más profundo agradecimiento a Marga, que ha entrado en mi vida "en los albores de la tormenta", y me ha ayudado en la travesía más de lo que ella se imagina.

También debo agradecerle a Antonio Bueno y Andre Rubbia el que me hayan introducido en el mundo de la física experimental cuando tuve la oportunidad de trabajar con ellos.

Les debo toda mi gratitud a todos los miembros del magnifico grupo de física de partículas del CIEMAT, especialmente a Carlos, Javier y Jorge, que han hecho que me sienta como un miembro más del grupo desde el principio, y a los que debo casi todo lo que he aprendido en los últimos años. También a los becarios y exbecarios del CIEMAT con los que he pasados muy buenos ratos y han hecho más llevaderos los malos: Carmen, Elena, Ana, Jesús, Nacho, Marcos, Elisa y especialmente Ángela, que ha estado desde "el principio de los tiempos" en la mesa de al lado.

Finalmente no puedo olvidar a mis amigos, muchos exiliados de Granada, Paco, Chari, Higinio, Mónica, Raquel, y especialmente a Mariam y Blanca que han soportado mi presencia y ausencia durante unos cuantos años.

A todos vosotros, mi más sincera gratitud.

Introducción.

Los avances tecnológicos recientes en la capacidad de detección de rayos cósmicos han permitido la aparición de un nuevo campo de la física: la astrofísica de partículas. Esta disciplina, que tiende un puente entre la física de partículas y la cosmología, tiene como objetivo tratar problemas de física fundamental de forma exhaustiva mediante el estudio de la radiación que alcanza la Tierra desde el espacio exterior, complementado de esta forma los estudios realizados en laboratorio. En particular el estudio de los rayos cósmicos ha sido tradicionalmente una importante fuente de información en el campo de la física fundamental y una potente herramienta para el estudio de procesos astrofísicos de alta energía. Su interés se ha visto reavivado recientemente con la constatación de que un conocimiento preciso de su espectro y composición puede arrojar luz sobre diversos problemas de carácter fundamental como la aparente ausencia de antimateria primordial o el de la naturaleza de la materia oscura.

En la última década se ha desarrollado un programa experimental intenso que continuará durante los próximos años con el fin de llevar a cabo estos estudios. Para ello se han o están llevando a cabo experimentos en tierra con el fin de estudiar la región de muy alta energía del espectro de rayos cósmicos ($E \gtrsim 10^{18}\, eV/nucleon$), como AGASA, AUGER y EUSO, y para medir la región de media y baja energía ($E \lesssim 10^{13}\, eV/nucleon$) varios experimentos embarcan detectores a bordo de globos, como es el caso del experimento BESS, en satélites como PAMELA o en la estación espacial internacional, como ACCESS y AMS. Esta memoria está dedicada a uno de los instrumentos de este último experimento, el detector de anillos Čerenkov o RICH.

El experimento AMS se desarrolla en dos fases. En la primera, ya finalizada, un espectrómetro de masas a bordo del transbordador espacial DISCOVERY ha servido para comprobar los principios de diseño del detector, realizar estudios de los fondos en la búsqueda de señales debiles, y obtener los primeros resultados de física. Para la segunda fase se instalará una versión mejorada del espectrómetro en la estación espacial internacional. Éste comenzara a tomar datos a finales del 2005 durante al menos tres años.

La memoria comienza con una introducción general al experimento AMS, los resultados de la primera fase y la descripción de los detectores. Seguidamente se realiza una descripción pormenorizada del detector RICH y su principio de funcionamiento. Esta descripción incluye los algoritmos de reconstrucción y herramientas de análisis que se han desarrollado, así como la simulación Monte Carlo empleada para la optimización del diseño del instrumento.

En el siguiente capítulo se describe el prototipo del RICH y los instrumentos auxiliares empleados durante la toma de datos junto con sus algoritmos de reconstrucción, para finalizar describiendo el procedimiento de calibración de los fotomultiplicadores que forman parte del detector. Para este fin es necesario introducir un modelo general de respuesta de un fotomultiplicador a un fotón único que se describe en los apéndices.

Los capítulos cinco y seis tratan del análisis de los datos tomados con el prototipo en un haz de iones y con rayos cósmicos a nivel del mar respectivamente. El primer análisis proporciona una importante información sobre el funcionamiento del prototipo en condiciones reales, y permite ajustar la simulación Monte Carlo del detector final con el fin de obtener una estimación realista de sus capacidades. Finalmente, el análisis de los datos con rayos cósmicos al nivel del mar sirve de complemento a los datos tomados con el haz de iones y permite confirmar la validez del sistema en condiciones más generales.

Para finalizar se han incluido dos apéndices. El primero contiene una introducción general a la física rayos cósmicos cargados. El segundo presenta el modelo general de la respuesta de un fotomultiplicador que se emplea en los capítulo de calibración.

Índice General

Parte I.

Medida de la velocidad de muones y núcleos ligeros con un prototipo del contador RICH del experimento AMS.

1. El experimento AMS

1.1. Introducción

La asimetría entre materia y antimateria en el universo es uno de los temas abiertos más importantes de la física. La cuestión de si existen o no dominios extensos de antimateria tiene gran relevancia en los fundamentos de las teorías de física de partículas, especialmente en lo que respecta a la violación del número bariónico y la simetría CP. Los modelos de bariogénesis implican niveles de violación de esta simetría[1] que no son compatibles con los datos experimentales actuales de física de partículas. Otros modelos permiten la existencia de antimateria primordial, algunas de las cuales implican la la presencia de dominios de antimateria en la galaxia[2]. La detección de un antinúcleo de carga superior a la unidad en los rayos cósmicos sería una evidencia directa de la existencia de estos dominios.

En otro orden de cosas, las observaciones cosmológicas son consistentes con que la materia oscura es la predominante en el universo[3]. Por otro lado las observaciones de las curvas de rotación galácticas indican la existencia de una componente no visible que domina su evolución gravitatoria[4]. La búsqueda de objetos masivos en el halo de nuestra galaxia mediante el efecto de microlente gravitatoria permite determinar que esta componente no visible no está compuesta por objetos masivos[5]. Por otro lado, las simulaciones de la formación de galaxias y de estructuras a gran escala favorecen que la componente no visible sea debida a partículas que interaccionan débilmente[6]. En el marco de las extensiones supersimétricas del modelo estándar de la física de partículas, el neutralino es el candidato natural para esta componente[7]. La aniquilación de estas partículas en el halo de la galaxia podría detectarse como desviaciones en el espectro predicho de positrones, antiprotones y antideuterio en los rayos cósmicos, y en el espectro de rayos γ[8, 9, 10].

La búsqueda de señales debiles en los rayos cósmicos y la interpretación de éstas depende del conocimiento de los procesos que un rayo cósmico experimenta antes de su detección. El espectro se calcula utilizando modelos que describen las especies primarias y secundarias y el espectro difuso de rayos γ dentro de un mismo marco. Los parámetros libres de estos modelos, entre los que se encuentran la composición y el espectro inyectado en la galaxia junto con las propiedades del disco y halo galáctico, pueden derivarse de medidas realizadas en la heliosfera, aunque sólo las medidas de precisión de la composición química e isotópica de los rayos cósmicos en un rango amplio de energía permite validar los modelos y reducir las incertidumbres en sus parámetros libres[11].

El experimento AMS es el resultado de la colaboración entre la NASA y 40 institutos de física de partículas de todo el mundo con el fin de tratar estas y otras cuestiones de física fundamental mediante el estudio de los rayos cósmicos primarios en el espacio. Para ello se ha desarrollado un programa experimental en dos fases: un primer vuelo de un espectrómetro magnético a bordo del transbordador espacial DISCOVERY y la instalación posterior de un detector en la estación espacial internacional (ISS) durante al menos tres años.

1.2. Primera fase del programa experimental: el detector AMS-01.

El detector AMS-01 voló a bordo del transbordador del 2 al 12 de junio de 1998. El principal objetivo de este vuelo fue comprobar los principios de diseño del detector y ganar experiencia en su operación en condiciones reales. Además, la similitud de la órbita del transbordador con la de la estación espacial internacional permitió realizar estudios de los fondos esperados en la búsqueda de señales débiles.

Durante el periodo de tiempo que duró el vuelo se tomaron un total de 100 millones de sucesos en una órbita de 51.7° de inclinación con una altura variable entre 320 y $390\,km$, que permitieron obtener resultados sobre el flujo de partículas, y mejorar el límite en la cantidad de antimateria de origen primordial en el espacio.

1.2.1. Descripción del detector.

La figura 1.1 muestra el diseño del espectrómetro en esta primera fase. Un imán permanente cilíndrico, en cuyo interior se alojan seis planos de detectores de silicio[1], proporciona la curvatura necesaria para medir la rigidez[2] de las partículas cargadas. Además la energía depositada en los planos de silicio proporciona una medida de la carga de la partícula. El disparo del proceso de medida[3] y la determinación de la velocidad vienen proporcionados por cuatro planos de centelleadores situados dos a dos en la parte superior e inferior del imán, que constituyen el contador de tiempo de vuelo. Un conjunto de contadores de anticoincidencia en la superficie interna del imán inhiben el *trigger* del espectrómetro para partículas cuyas trayectorias no atraviesan el volumen fiducial. Finalmente un contador Čerenkov de umbral permite realizar la separación electrón/protón en un rango amplio de energía.

Los elementos del detector pasaron los test de calificación de la NASA, que incluyen test de vacío térmico y vibración, antes de su lanzamiento en el vuelo STS-91. Los diferentes elementos se describen a continuación.

Imán.

Consiste en un imán permanente[12] fabricado empleando bloques imantados de Nd-Fe-B. Estos bloques se ordenaron en 64 sectores formando un cilindro de $111.5\,cm$ de diámetro

[1] A este conjunto de planos los llamaremos TRACKER en adelante.
[2] Momento por unidad de carga.
[3] Trigger en adelante.

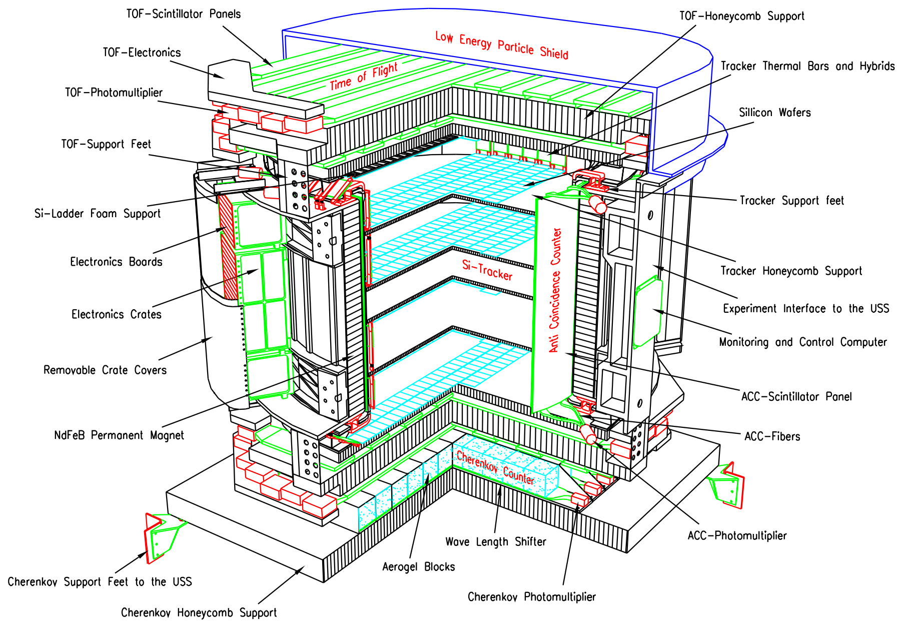


Figura 1.1.: Vista del detector de AMS01 que voló en el transbordador espacial DISCOVERY en 1998.

interno y $80\,cm$ de altura, lo que da lugar a una aceptancia geométrica de $0.82\,m^2sr$. La ordenación de los bloques proporciona un campo dipolar casi uniforme perpendicular al eje del imán con un momento dipolar despreciable. El poder de análisis de este imán es de $0.15\,T\,m^2$, y su peso es de $2.2\,t$ incluyendo la estructura soporte.

TRACKER de silicio.

El TRACKER[13] consta de seis planos instrumentados con detectores de silicio con una resolución del $10\,\mu m$ en el plano perpendicular al campo magnético y $30\,\mu m$ en el paralelo. Estos planos son perpendiculares al eje de simetría del imán y se encuentran fijados a su superficie interna a distintas alturas. Para el vuelo sólo se instrumentó un 32% de la superficie de los planos, resultando en una aceptancia geométrica efectiva de $0.3\,m^2sr$.

El TRACKER mide tanto la posición como la deposición de energía, lo que permite reconstruir la rigidez, mediante la reconstrucción de la trayectoria de la partícula, y la carga. La combinación de estas dos medidas proporciona una reconstrucción del momento de la partícula.

Contador de tiempo de vuelo.

Este subdetector[14] consiste en cuatro planos de centelleadores, agrupados dos a dos, y situados en la parte superior e inferior del imán. Cada uno de los planos consiste en 14 módulos centelleadores de $1\,cm$ de espesor y $11\,cm$ de anchura conectados en sus dos extremos a tres fotomultiplicadores. Cuando una partícula atraviesa uno de estos módulos el tiempo y posición de la partícula se derivan de las medidas en ambos extremos del mismo. Se obtuvo una resolución de $115 - 125\,ps$ para los 56 módulos empleados, lo que equivale a una resolución espacial de $14.5 - 18.5\,mm$ a lo largo de los módulos.

El contador de tiempo de vuelo proporciona el *trigger* del detector por coincidencia en sus planos superiores e inferiores. Simultáneamente realiza una medida de la velocidad y carga de la partícula.

Contadores de anticoincidencia.

Este sistema consiste en una capa de 16 centelleadores de $8\,mm$ de espesor que cubre la pared interna del imán. Cada uno de estos centelleadores está acoplado a un fotomultiplicador a cada uno de sus extremos. Esto permite inhibir la señal de *trigger* cuando una partícula interacciona con las paredes del imán o lo atraviesa transversalmente.

Contador Čerenkov de umbral.

Este subdetector[15], situado bajo el plano inferior del contador de tiempo de vuelo, está compuesto por dos capas con 168 celdas cada una. Cada celda de dimensiones $110 \times 110 \times 88\,mm^3$ contiene ocho bloques de $11\,mm$ de espesor de aerogel de silicio con un índice de refracción de $n = 1.035$. La luz Čerenkov producida en cada celda es detectada por un fotomultiplicador.

La detección o ausencia de luz permite separar electrones de protones hasta $3.5\,GeV/c$.

1.2.2. Resultados del vuelo.

La descripción detallada del análisis de los datos y los resultados obtenidos se encuentran en una serie de artículos ([16] y sus referencias). Un resumen de los mismo se incluye a continuación.

Búsqueda de antihelio.

Los principales fondos para esta búsqueda son los protones, electrones y helio mal reconstruidos. Las partículas que atraviesan el detector de abajo a arriba son excluidas requiriendo un tiempo de vuelo positivo. Las partículas de carga uno son eliminadas con la medida del valor absoluto de la carga, que asegura una probabilidad de contaminación inferior a 10^{-7}. La contaminación de helio y protones puede suprimirse aún más con cortes de calidad en la reconstrucción de la traza, con el fin de eliminar malas determinaciones del signo de la carga.

La figura 1.2 muestra la rigidez de los sucesos reconstruidos tras esta selección. No se encontró ningún candidato a antihelio. De esta medida se obtiene un límite superior al flujo relativo de antihelio a helio de 1.1×10^{-6} al 95% de nivel de confianza, asumiendo el mismo espectro para el antihelio que el de helio.

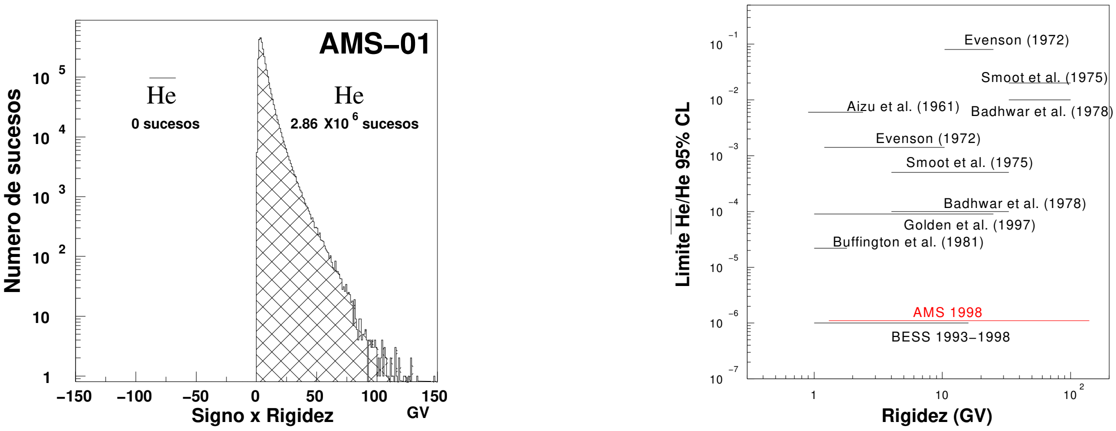


Figura 1.2.: Izquierda: Rigidez multiplicada por el signo de la carga para la muestra seleccionada con $|Z| = 2$ en la búsqueda de antihelio. Derecha: límite superior al 95% de nivel de confianza en la razón del flujo de antihelio a helio comparado con las medidas anteriores a AMS-01.

Medida de flujo de primarios.

La estadística recogida por el detector durante el vuelo fue de $\sim 10^7$ protones en el rango de energía cinética $0.1 - 200\,GeV$, $\sim 10^6$ núcleos de helio en el rango $0.1 - 100\,GeV/nucleon$, y $\sim 10^5$ electrones y positrones en los rangos de energía cinética $0.2 - 30\,GeV$ y $0.2 - 3\,GeV$ respectivamente[4].

El flujo medido de protones primarios escalado por $E_K^{2.5}$, donde E_K es la energía cinética, se muestra en la figura 1.3 junto con medidas recientes de experimentos embarcados en globos estratosféricos[17, 18, 19, 20]. El ajuste de este espectro en el rango de rigidez $10 - 200\,GV$ resulta en un índice espectral $\gamma = 2.78 \pm 0.009 \pm 0.019$, donde el primer error es del ajuste y el segundo el sistemático debido a la incertidumbre en aceptancia, resolución y criterios de selección. Además la estadística acumulada en diferentes posiciones geográficas permitió confirmar la isotropía del flujo de rayos cósmicos primarios al nivel del 1%.

En el caso de núcleos de helio el acuerdo con otros experimentos[17, 19, 20, 21] es similar al obtenido para protones, como ilustra la figura 1.4 (izquierda), con un índice espectral de $\gamma = 2.74 \pm 0.010 \pm 0.016$.

Finalmente la figura 1.4 (derecha) muestra la fracción diferencial de positrones en función de la energía comparada con varias medidas[22, 23, 24] y un modelo[25].

En general las medidas de AMS-01 presentan un buen acuerdo con las medidas realizadas a bordo de globos estratosféricos. Las únicas diferencias de importancia se dan a baja energía, donde la variación de la modulación solar juega un papel importante.

[4] El límite superior para los positrones es debido a la imposibilidad de distinguir estas partículas de los protones, que son la componente dominante del flujo de rayos cósmicos, a partir de esta energía.

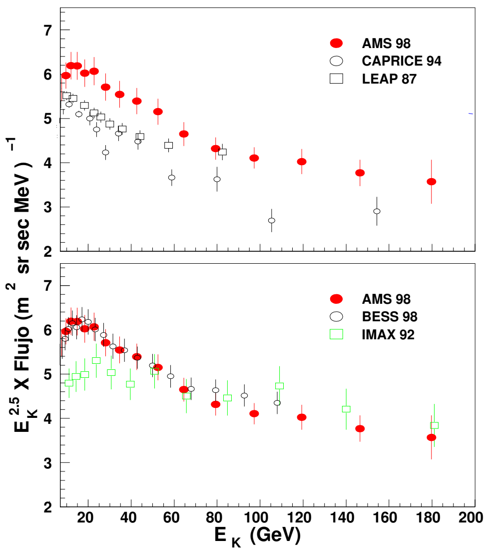


Figura 1.3.: Espectro primario de protones escalado por $E_K^{2.5}$ medido por AMS-01 comparado con medidas recientes de espectrómetros embarcados en globos estratosféricos.

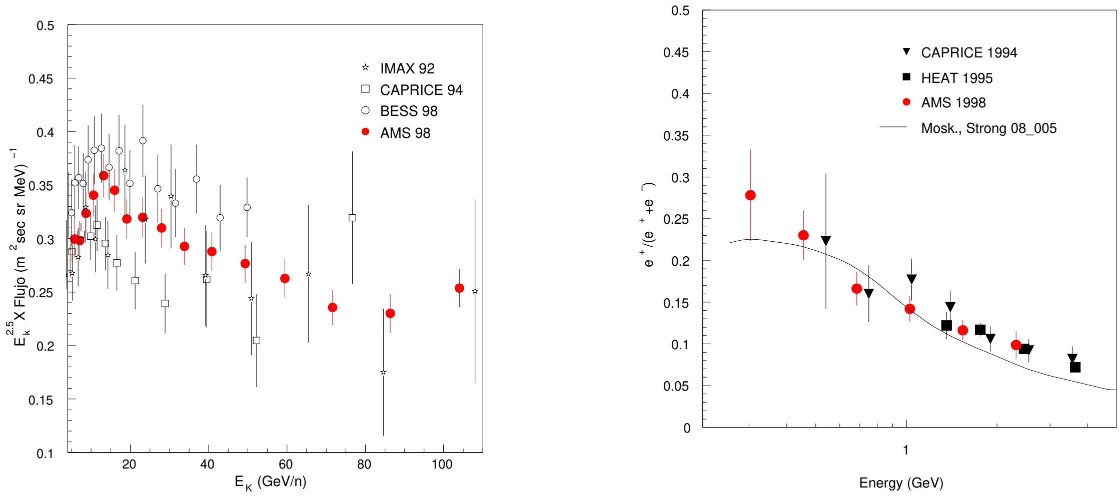


Figura 1.4.: Izquierda: Espectro primario de helio medido por AMS-01 en función de la energía cinética por nucleón comparado con medidas realizadas a bordo de globos estratosféricos. Derecha: fracción diferencial de positrones comparado con medidas anteriores y un modelo.

Flujo por debajo del corte geomagnético.

Además del flujo primario, en los datos del vuelo se observa un flujo secundario por debajo del corte geomagnético para todas las especies estudiadas. Este espectro se caracteriza por poseer el mismo flujo en sentido ascendente y descendente, tener un flujo máximo en el ecuador magnético ($\sim 70\, m^{-2} s^{-1} sr^{1}$ para protones), como se muestra en la figura 1.5. También presenta la particularidad de que en los casos de $e^{\pm}$ y $Z = 2$ la composición es diferente a la observada en los rayos cósmicos primarios. En particular el flujo secundario de $Z = 2$ está compuesto exclusivamente por ^{3}He mientras que los rayos cósmicos primarios la composición es $^{3}He/^{4}He \approx 0.15$. Para el caso de $e^{\pm}$ se observa que la razón e^{+}/e^{-} cambia de 4 a 1 desde el ecuador magnético a los polos.

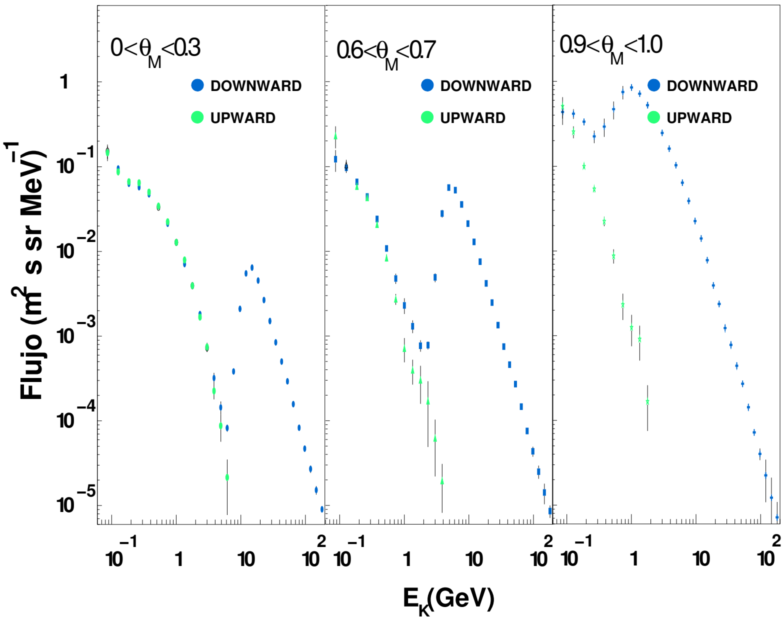


Figura 1.5.: Espectro completo de protones en sentido descendente para tres rangos de latitud magnética distintos. Superpuesto se encuentra el espectro de protones en sentido ascendente.

Para comprender el origen y propiedades de este flujo secundario, no observado con anterioridad a estas medidas, se llevó a cabo un conjunto de simulaciones Monte Carlo[28, 29, 30, 31, 32] donde el flujo primario incide sobre un modelo de la atmósfera terrestre[26] y los productos son propagados en el seno del campo magnético terrestre[27] hasta alcanzar la superficie cubierta por la trayectoria del transbordador espacial. Los resultados de estas simulaciones presentan un buen acuerdo con el flujo secundario observado y sus propiedades. La variación en la composición de $e^{\pm}$ se debe a efectos del campo magnético terrestre, especialmente la asimetría este-oeste en el corte geomagnético del espectro de protones primarios. La composición isotópica anómala para $Z = 2$ se reproduce bien cuando se incluye un modelo de coalescencia para elementos ligeros[33] en la interacción de la partículas primarias con la atmósfera.

1.3. Segunda fase del programa experimental: el detector AMS-02.

El detector AMS-02 tomará datos en la estación espacial internacional a partir de finales del 2005 por un tiempo no inferior a tres años. La construcción y verificación de los subsistemas terminará a mediados del año 2004, momento en que se procederá a su ensamblaje. Finalmente el espectrómetro se transportará al KSC a principios del 2005 para su integración con el transbordador espacial que lo llevará a la estación espacial internacional.

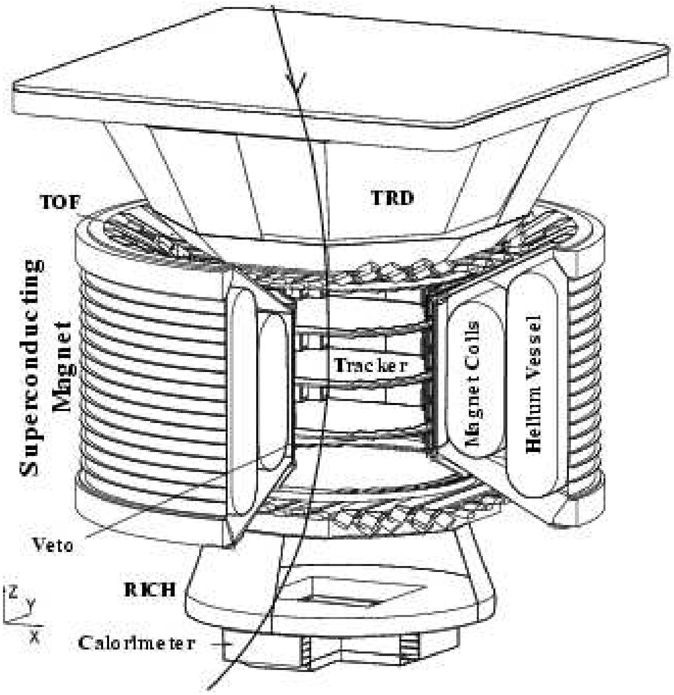


Figura 1.6.: Dibujo esquemático del detector de AMS destinado a la estación espacial internacional.

El espectrómetro, esquematizado en la figura 1.6, ha experimentado importantes mejoras respecto AMS-01, principalmente la sustitución del imán permanente por un imán superconductor con un mayor poder de análisis, junto con la inclusión de un detector de radiación de transición (TRD), de un contador de radiación Čerenkov (RICH) y de un calorímetro electromagnético (ECAL), que mejorarán las capacidades de identificación de partículas.

El diseño del espectrómetro se ha realizado dentro de un control muy estricto de peso y consumo debido a las limitaciones del transbordador espacial y la estación espacial internacional. El peso total del detector está limitado a 6200 kg con un consumo máximo de 2 kW.

Los subsistemas que configuran el espectrómetro se describen a continuación.

1.3.1. Descripción del detector.

Imán superconductor.

Este subsistema esta formado por dos bobinas que proporcionan el campo magnético dipolar, y 13 bobinas de retorno del mismo. Las dimensiones internas del imán se han mantenido iguales a las de AMS-01 para minimizar los cambios en los subdetectores alojados en su interior.

El diseño del imán garantiza un campo dipolar intenso y uniforme en la dirección perpendicular al eje vertical, con un momento dipolar despreciable. La temperatura de operación del mismo es de 1.8 K, que se obtiene mediante el uso de un sistema criogénico que incluye 2500 l de helio superfluido.

El imán y el deposito del helio se encuentran en el interior de un recipiente de aluminio que también se emplea como estructura soporte del detector.

El peso total del imán incluyendo el recipiente de aluminio es de 2.3 toneladas, y su poder de análisis es de 0.86 Tm^2.

TRACKER de silicio.

Este detector consiste en ocho planos con un área total de 6.45 m^2, instrumentados con los mismos detectores de silicio que se emplearon en AMS-01.

La mejora del poder de análisis del imán junto con la adición de los nuevos planos de detectores permitirán obtener una resolución de la rigidez del 1.5% a 10 GV, con un límite en la rigidez detectable superior a 1 TV.

Contador de tiempo de vuelo (TOF).

El diseño y la funcionalidad de este subsistema no ha experimentado un gran cambio desde AMS-01. Sin embargo el incremento en el campo magnético ha obligado a cambiar el modelo de fotomultiplicador usado y a diseñar complicadas guías de luz[34] que permiten orientar los fotomultiplicadores en la dirección más favorable. Además el número de módulos se ha reducido a 34.

La resolución esperada en la medida de la velocidad de partículas a $\beta = 1$ es de 3.5%.

Detector de radiación de transición (TRD).

Este detector esta compuesto por 20 capas de módulos de tubos de deriva y radiadores de fibra de polipropileno. Estas capas están montadas en una estructura octogonal situada en la parte superior del espectrómetro sobre los planos del contador de tiempo de vuelo. Los 4 planos inferiores y los 4 superiores están orientados perpendicularmente a los 12 planos centrales.

Los 5248 tubos de deriva con que cuenta el detector operan a alto voltaje con una mezcla de Xe y CO_2, de manera que pueden detectar la radiación de transición emitida por el paso de partículas ultra relativistas, principalmente en la frecuencia de los rayos X.

El TRD es capaz de separar electrones y protones en el rango de energía $1.5-300\,GeV$, con un factor de rechazo $10^2 - 10^3$.

Contador de radiación Čerenkov (RICH).

El RICH es una evolución del contador Čerenkov de umbral empleado en AMS-01. Se encuentra situado inmediatamente debajo de los planos inferiores del contador de tiempo de vuelo, y sus tres principales componentes son un radiador, acoplado a la estructura soporte de los planos del TOF, un plano de detección, instrumentado con fotomultiplicadores acoplados a guías de luz, y un reflector exterior troncocónico que cubre la distancia entre el radiador y el plano de detección. Estos componentes serán descritos en detalle más adelante.

La medida del ángulo de apertura del cono Čerenkov emitido en el radiador por el paso de partículas relativistas permitirá obtener una medida precisa de la velocidad de las mismas con una resolución del 0.1% para protones. Además la medida del número de fotones emitidos proporcionará a una medida independiente de la carga hasta $Z \lesssim 26$ con una probabilidad de confusión de $\sim 1\%$.

Calorímetro electromagnético (ECAL).

Este instrumento consiste en capas delgadas de plomo con fibras centelleadoras. Cada 11 capas constituye una supercapa en la que las fibras se orientan en la misma dirección. El detector cuenta con 9 de estas supercapas orientadas en direcciones alternantes, lo que resulta en una longitud de radiación total de $15X_0$ para el desarrollo de cascadas.

La luz producida en las fibras se detecta en fotomultiplicadores R7600-00-M4 situados en torno a la parte activa del detector. Los 324 fotomultiplicadores proporcionan una imagen de la cascada electromagnética en tres dimensiones con 18 muestras en profundidad.

El ECAL proporciona una medida precisa de la energía de las partículas electromagnéticas y la separación electrón/protón en un a rango energético amplio. La resolución en energía esperada es del $\sim 3\%$ para electrones a $100\,GeV$, con un factor de rechazo de hadrones de 10^4 para $E \lesssim 1\,TeV$. Además la reconstrucción de la geometría de la cascada permite determinar la dirección de la partícula incidente con una resolución mejor que 1° para $E \gtrsim 100\,GeV$.

1.3.2. Rendimiento esperado.

Las mejoras realizas al detector respecto AMS-01 y el extenso periodo de tomas de datos permitirá extender el rango de medidas hasta energías del orden del TeV.

La estrategia del detector basada en medidas redundantes permitirán reducir el fondo de manera apropiada para llevar a cabo la búsqueda de señales raras. El factor de rechazo a hadrones obtenido mediante la combinación del TRD y del ECAL alcanza un valor de 10^{-7} hasta una energía de $300\,GeV$. La medida de la carga de forma independiente por el TRACKER, el TOF y el RICH para elementos ligeros permite obtener una probabilidad de confusión de protones en helio inferior a 10^{-9}.

Los nuevos sistemas incorporados a AMS-02 permiten realizar la identificación de isótopos ligeros hasta $E \lesssim 10\,GeV/nucleon$ y hacen posible la medida de rayos γ. La combinación del TRD y del TRACKER permitirá identificar y medir la conversión de fotones en pares electrón-positrón en la zona superior del detector, proporcionando una resolución en la energía del γ de $\sim 2\%$ a $10\,GeV$ con una resolución en la dirección de incidencia mejor que $0.03°$ para $E \gtrsim 10\,GeV$, con una aceptancia geométrica efectiva de $\sim 0.06\,m^2 sr$. Por otro lado, un *trigger* independiente en el ECAL proporcionará medidas directas de rayos γ hasta una energía del orden de TeV y una aceptancia geométrica efectiva de $0.06\,m^2 sr$.

En los tres años de permanencia en el espacio se detectarán del orden de $\sim 10^9$ núcleos de helio en un rango de rigidez hasta del orden del TV. Los antiprotones se identificaran hasta los $400\,GeV$ con una estadística esperada de $\sim 10^6$. Respecto a las medidas del flujo de elementos ligeros la estadística esperada para H y He por encima de $100\,GeV$ es de $\sim 10^8$y $\sim 10^7$ sucesos respectivamente, mientras que para B y C para una energía superior a $100\,GeV/nucleon$ serán $\sim 10^5$ y $\sim 10^4$ sucesos respectivamente. En cuanto a la separación isotópica de elementos ligeros, AMS-02 medirá la razón de ^{10}Be a ^{9}Be hasta una energía del orden de $\sim 10\,GeV/nucleon$. Respecto la componente leptónica de los rayos cósmicos, se medirá el flujo de electrones hasta $\sim 1\,TeV$, y se identificará y medirá el flujo de positrones hasta $\sim 400\,GeV$. La capacidad para medir rayos γ permitirá estudiar el fondo difuso galáctico y extragaláctico en el rango de energía $1.5 - 1000\,GeV$, y la identificación de fuentes de rayos γ con una sensibilidad comparable a la de experimentos exclusivamente dedicados a esta tarea.

La estadística esperada permitirá realizar estudios sobre los tópicos que se introdujeron al principio de este capítulo. En lo que respecta a la búsqueda de antimateria primordial, la procedente de dominios extensos en el interior de la galaxia podría alcanzar la heliosfera. Las medidas del espectro de rayos γ ponen un límite en la masa de estos dominios en $\sim 10^5$ masas solares. Por otro lado la masa de estos dominios debería ser superior a $\sim 10^3$ masas solares para poder sobrevivir hasta nuestros días. Dentro de estos límites se espera que la razón de antihelio a helio en los flujos de rayos cósmicos esté en el rango $10^{-6} - 10^{-8}$. La sensibilidad de AMS está más allá de los límites de este modelo.

Las posibilidad de realizar una búsqueda multicanal de los productos de aniquilación del neutralino hacen que AMS posea unas características únicas en la búsqueda de materia oscura. Los canales más prometedores al respecto son los de fotones y antimateria.

Tradicionalmente la detección de antiprotones de baja energía se ha considerado una evidencia de la aniquilación de neutralinos en el halo galáctico. Sin embargo las medidas recientes presentan un buen acuerdo con la producción secundaria esperada[35], aunque se ha señalado que la medida del flujo de antiprotones a una energía dentro del rango de AMS puede excluir parte del espacio de configuraciones de los modelos de supersimetría. La producción secundaria de antideuterio para una energía inferior a $1\,GeV/nucleon$

es varios órdenes de magnitud inferior a la esperada para la señal de neutralinos[37]. Dada la gran aceptancia de AMS, se espera que se detecten unos pocos antideuterones de la producción secundaria durante los tres años de exposición. El canal de positrones también se ha revelado interesante desde que el experimento en globo HEAT detectase un exceso en la razón de positrones a electrones en el rango de energía $10 - 50\,GeV$[38]. Desafortunadamente la significancia estadística de la medida es pequeña, además de que el exceso está cerca del límite para la identificación de positrones del detector, por lo que se requieren nuevas medidas. El canal de rayos γ resulta prometedor porque la aniquilación proporciona fotones con una energía cercana a la masa del neutralino[39]. Además la razón de señal sobre fondo puede incrementarse apuntando hacia el centro de la galaxia en la que se espera que el ritmo de aniquilación sea mayor. La capacidad de detección de rayos γ de AMS permitirá buscar la señal en un rango significativo de masas.

Además de la búsqueda de antimateria y materia oscura, AMS acotará los parámetros de los modelos de producción, aceleración y propagación de rayos cósmicos mediante la medida simultanea de las componentes hadrónica y leptónica. Por ejemplo la razón del flujo de elementos primarios a secundarios, como son el carbono y el boro respectivamente, se emplea para determinar la cantidad de materia atravesada por los rayos cósmicos desde su aceleración[5]. En modelos específicos esta razón define la longitud de escape o el coeficiente de difusión espacial. Por otro lado la razón del flujo de isótopo estable ^{9}Be al inestable ^{10}Be se puede utilizar para determinar el tiempo de confinamiento de los rayos cósmicos en la galaxia. Estas dos medidas son sólo ejemplos de las medidas necesarias para validar los modelos de propagación de los rayos cósmicos y determinar sus parámetros libres.

Finalmente la capacidad de detección de rayos γ se utilizará para la detección de fuentes puntuales en un rango de energía inexplorado[41]. La sensibilidad esperada para la detección a 5σ de fuente puntuales es $10^{-8}(cm^2s)^{-1}$ para una energía $E > 1\,GeV$ y $10^{-9}\,(cm^2s)^{-1}$ para $E > 10\,GeV$.

[5]Véase el capítulo 7.

Bibliografía

[1] Garcia-Bellido, J., *hep-ph/ 0002256* (2000)

[2] Galaktionov, Y., *Rep. Prog. Phys.*, **65**, 1243 (2002)

[3] Colaboración WMAP, *astro-ph/0302209* (2003)

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

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

[6] Jenkins, A., et al., *Astrophys. J.,* **499**, 20 (1998)

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

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

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

[10] Salati, P., et al, *Phys. Rev.*, D62 (2000)

[11] D. Maurin *et al.*, Ap. J. **555**,585 (2001)

[12] Ahlen, A., et al, *Nucl. Instrum. Methods A,* 350, 351 (1994)

[13] Alcaraz, J., et al, *Nuovo Cimento II A*, 112, 1325 (1999)

[14] Alvisi, D., et al., *Nucl. Instrum. Methods A*, 437, 212 (1999)

[15] Barancourt, D., et al., *Nucl. Instrum. Methods A*, 454, 174 (2000)

[16] Aguilar, M., et al., *Phy. Reports,* 366, 331 (2002)

[17] Boesio, M., et al., *Astrophys. J,* 518, 457 (1999)

[18] Seo, E.S., et al., *Astrophys. J,* 378, 763 (1991)

[19] Sanuki, T., et al., *Astrophys. J,* 545, 1135 (2000)

[20] Menn, W., et al., *Astrophys. J,* 533, 281 (2000)

[21] Buckley, J., et al., *Astrophys. J,* 429, 736 (1994)

[22] Golden, R.L., et al., *Astrophys. J,* 436, 769 (1994)

[23] Barwick, S.W., et al., *Astrophys. J,* 498, 779 (1994)

[24] Duvernois, M.A. et al., *Proceedings of the 26th ICRC,* 3, 49 (1999)

[25] Moskalenko, I.V., Strong. A.W., , et al., *Astrophys. J,* 493, 694 (1998)

[26] Hedin, A.E., *J. Geophys. Res.,* 96, 1159 (1991)

[27] Tsyganenko, N.A., Stern, D.P., *J. Geophys. Res.,* 101, 27187 (1996)

[28] Derome, L., et al., *Phys. Lett. B*, 489, 1 (2001)

[29] Derome, L., et al., *Phys. Lett. B*, 515, 1 (2001)

[30] Derome, L., et al., *Phys. Lett. B*, 521, 139 (2001)

[31] Fiandrini, E., at al., *astro-ph/0106241* (2001)

[32] Zuccon, P., et al., *astro-ph/0111111* (2001)

[33] Lope, W.J., et al., *Phys. Rev. C,* 52, 2004 (1995)

[34] Casadei, D., *Direct measurement of galactic cosmic ray fluxes with the orbital detector* AMS-02*,* tesis doctoral presentada en UNIVERSITA DEGLI STUDI DI BOLOGNA (2003)

[35] Boezio, M., et al., *Astrophys. J.,* 561, 787 (2001)

[36] Moskalenko, I.V., et al., *Astrophys. J.,* 565, 280 (2002)

[37] Donato, F., et al., *Phys. Rev. Lett. D,* 62, 043003 (2000)

[38] Coutou, S., et al., *Proc 27th ICRC* (2001)

[39] Bergström, L., Snellman, H., *Phys. Rev D*, 37, 3737 (1988)

[40] Feng, J.L., et al., *Phys. Rev. D,* 63, 045024 (2001)

[41] Lamanna, G., *1st Int. Conf. on Particle and Fundamental Physics in Space*, Elba (2002)

2. El detector Čerenkov de AMS

Los detectores Čerenkov utilizan las propiedades de la radiación emitida por el paso de una partícula cargada por un medio dieléctrico a velocidad superior a la de la luz en él para realizar su identificación. Esto es posible gracias a que:

- Existe una velocidad umbral para la producción de esta radiación.
- La dirección de propagación de la radiación está correlacionada con la velocidad y dirección de la partícula incidente.
- El número de fotones emitidos depende de la velocidad y carga de la partícula.

Estas propiedades dependen de manera esencial del índice de refracción del medio, lo que permite ajustarlo para cubrir diferentes rangos de velocidad.

En virtud de las propiedades de esta radiación empleadas para obtener información, podemos clasificar los detectores en los siguientes grupos[1]:

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 un medio escogido como radiador.

Detectores Čerenkov diferenciales: Seleccionan una ventana angular en el cono Čerenkov con una anchura típica $\Delta\beta \approx 0.05$, con lo que pueden medir la velocidad con esta resolución.

Detectores RICH: Miden la geometría de la radiación emitida y la cantidad de fotones, con lo que se obtiene una medida de la velocidad con resoluciones típicas de $\Delta\beta/\beta \approx 1 \times 10^{-3}$.

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 proporcionada por el TRACKER, permite la identificación de la partícula que atraviesa el detector.

2.1. Generalidades.

2.1.1. 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[2].

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

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{s} \tag{2.1}$$

$$\mathbf{A}(t, \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{q\mathbf{u}}{s} \tag{2.2}$$

donde

$$s = \left| \|\mathbf{x} - \mathbf{x}'\| - n\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \cdot \mathbf{u}}{c} \right| \tag{2.3}$$

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 2.1 y 2.2 se anulan en la superficie descrita por

$$\cos\theta = \frac{c}{nu} \tag{2.4}$$

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 2.4 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

$$\mathbf{j}_\omega = \frac{q}{2\pi} e^{i\omega x'/u} \delta(y')\delta(z') \frac{\vec{u}}{u} \tag{2.5}$$

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

$$\frac{d^2U}{d\Omega d\omega} = \frac{q^2 n\omega}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \| \int_{-L}^{L} \exp(i(\frac{\omega x'}{u} - kx'\cos\theta))dx' \|^2 \sin^2\theta \tag{2.6}$$

donde $\mathbf{k}$ es el vector de onda 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 2.6 es inmediata, con el siguiente resultado

$$\frac{d^2U}{d\Omega d\omega} = \frac{q^2 n\omega^2 \sin^2\theta}{4\pi^3\epsilon_0 c^3} \frac{sin^2[(1 - \frac{nu}{c}\cos\theta)\frac{L\omega}{u}]}{[(1 - \frac{nu}{c}\cos\theta)\frac{\omega}{u}]^2} \tag{2.7}$$

Teniendo en cuenta que la expresión 2.7 posee un máximo acusado en $\theta = \theta_c$, es posible realizar la integral en ángulo sólido para obtener

$$\frac{dU}{d\omega} = 2L\frac{q^2\omega}{4\pi\epsilon_0 c^2}sin^2\theta_c \tag{2.8}$$

Usando la relación de dispersión para fotones, podemos reescribir 2.8 para expresar el número medio de fotones emitidos como

$$\frac{d^2N}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}sin^2\theta_c \tag{2.9}$$

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 está 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 una medida directa de la velocidad de la partícula.

Desde un punto de vista fenomenológico, la explicación del efecto Čerenkov la encontramos en la forma en que la partícula cargada polariza el medio a su paso. Cuando ésta 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.

2.1.2. Principio de funcionamiento.

Esquemáticamente, el contador de radiación Čerenkov (RICH) de AMS está compuesto por(figura 2.1)

- Un medio dieléctrico donde se produce la emisión de luz Čerenkov de acuerdo a lo expuesto en 2.1.1, denominado radiador.
- Una matriz de fotomultiplicadores situada sobre un plano para detectar los fotones generados.
- Un espacio de expansión para el cono Čerenkov. 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 gran aceptancia geométrica del contador, que ha de medir partículas que inciden en un radiador con una superficie de $\sim 1\,m^2$, y con ángulos de entre 0° y 45°.
- Un espejo de alta reflectividad rodeando el exterior del detector con el fin de recolectar los fotones emitidos con un ángulo grande respecto la vertical.

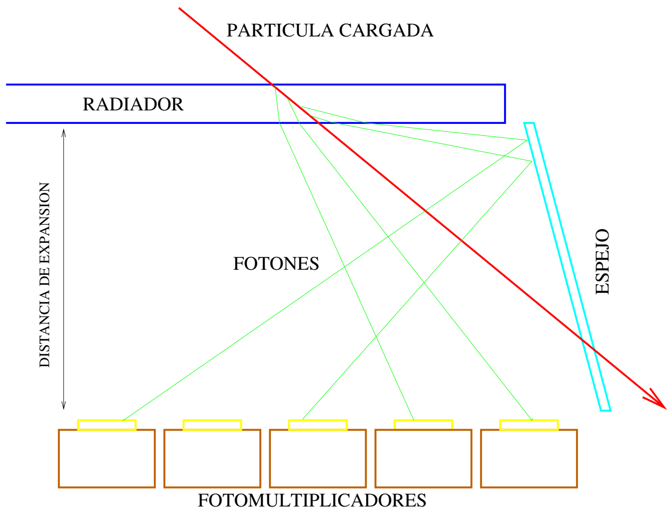


Figura 2.1.: Esquema del funcionamiento del detector RICH de AMS.

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, asumiendo que estos son emitidos desde un punto común. Esto permite determinar la velocidad de la partícula haciendo uso de 2.4, y con ésta y el número de fotones detectados, la carga usando 2.9.

De la ecuación 2.4 se obtiene inmediatamente que el error en la determinación de la velocidad de la partícula posee dos contribuciones

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta n}{n}\frac{1}{\sqrt{N_\gamma}} \oplus \frac{\Delta\cos\theta}{\cos\theta} \tag{2.10}$$

El primer término de la derecha representa el efecto de la dispersión cromática, donde N_γ es el número de fotones detectados, que está sumado en cuadratura[1] al segundo, que puede descomponerse en varios factores:

$$\frac{\Delta\cos\theta}{\cos\theta} \approx \frac{\sqrt{(n^2\beta^2-1)(\beta^2-n^2\beta^2+1)}}{\sqrt{12}\beta L_{opt}}\left(\sqrt{(\beta^2-n^2\beta^2+1)}\,\frac{\Delta x}{\sqrt{N_{pix}}} \oplus \sqrt{n^2\beta^2-1}\,\frac{\Delta H}{\sqrt{N_\gamma}}\right) \tag{2.11}$$

donde L_{opt} es el camino óptico medio de los fotones detectados, n el índice de refracción del radiador, Δx es el tamaño del pixel del plano de detección de fotones, ΔH el error en la posición de emisión del fotón debido al espesor del radiador y N_{pix} es el número de pixeles donde se ha detectado algún fotón. Notemos que la resolución no mejora indefinidamente con el número de fotones detectados, sino que alcanza un valor límite debido al número finito de pixeles N_{pix} que contienen al anillo Čerenkov.

[1]Representado por el símbolo $\oplus$.

Las expresiones 2.10 y 2.11 apuntan hacia dos factores críticos en la resolución de la velocidad β del RICH:

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 hay otro conjunto de parámetros cuyas correlaciones impiden una optimización de un modo directo:

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 $\sim h/\sqrt{12}$. Este efecto da lugar a la proyección de una banda de anchura $\sim h\sqrt{12 \times (n^2\beta^2 - 1)}$ 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 2.9).
- La eficiencia de detección.

n: La dependencia de la resolución en n entra explícita e implícitamente en varios de los términos de 2.11

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 mientras que el peso y consumo han de mantenerse dentro de los límites impuestos por la NASA.

2.2. Descripción del detector RICH de AMS.

2.2.1. Generalidades.

El diseño de la geometría del detector se muestra en la figura 2.3. En la parte superior se encuentra el radiador, con un espesor de 3cm, que cubre una región circular de 600 mm de radio con teselas de 114 mm de lado. El radiador está situado a 73.5 cm del centro del imán, por lo que su aceptancia geométrica es un 75% de la de este último. El conjunto de losetas que forma el radiador está soportado por una lamina transparente de 1 mm de espesor.

La distancia desde la parte inferior del radiador hasta la parte superior del plano de detección de fotones[2] es de 468 mm. Este espacio vacío está limitado por un espejo troncocónico de alta reflectividad con el fin de aumentar la aceptancia de colección de fotones Čerenkov. Éste posee un radio superior de 600 mm y un radio inferior de 670 mm.

[2] A esta distancia se le denomina *distancia de expansión*.

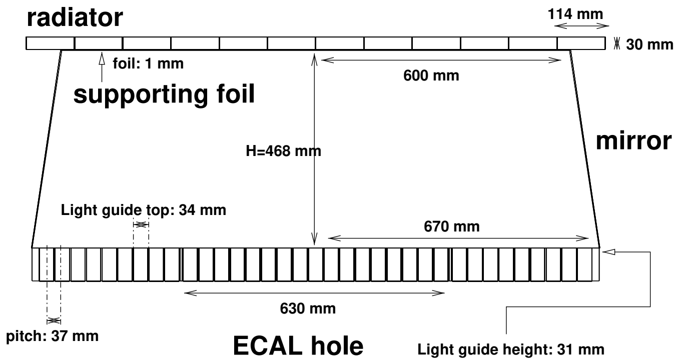


Figura 2.3.: Dimensiones nominales del detector RICH de AMS.

El plano de detección consiste en un enrejillado como el mostrado en la figura 2.2, que cubre una región circular de $670\,mm$ de radio. La distancia entre los centros de dos celdas consecutivas del enrejillado es de $37\,mm$, y cada una contiene un conjunto de fotomultiplicador, electrónica asociada, apantallamiento magnético y guías de luz, con un número total de 680. En la región sobre el calorímetro electromagnético de AMS, el plano de detección no está instrumentado. La dimensión de esta región es de $638 \times 643\,mm^2$.

El diseño del detector se ha realizado teniendo en cuenta las condiciones en que se encontrará durante su lanzamiento y permanencia en el espacio en la ISS. Con unos valores de peso y consumo de $184\,Kg$ y $100\,W$ respectivamente, un primer modo de vibración con una frecuencia superior a $50\,Hz$, y la ausencia de elementos líquidos y gaseosos, se encuentra dentro de los márgenes de seguridad de la NASA asignados al RICH.

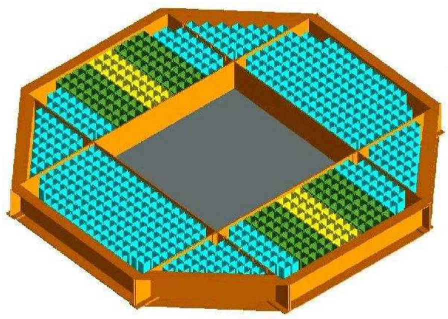


Figura 2.2.: Geometría del enrejillado del plano de detección.

2.2.2. Elementos del detector: caracterización.

Radiador.

De acuerdo con 2.11, la resolución por fotón detectado es mejor para índices de refracción pequeños. Además éste ha de ser tal 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

$$\beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \tag{2.12}$$

siendo n el índice de refracción del medio.

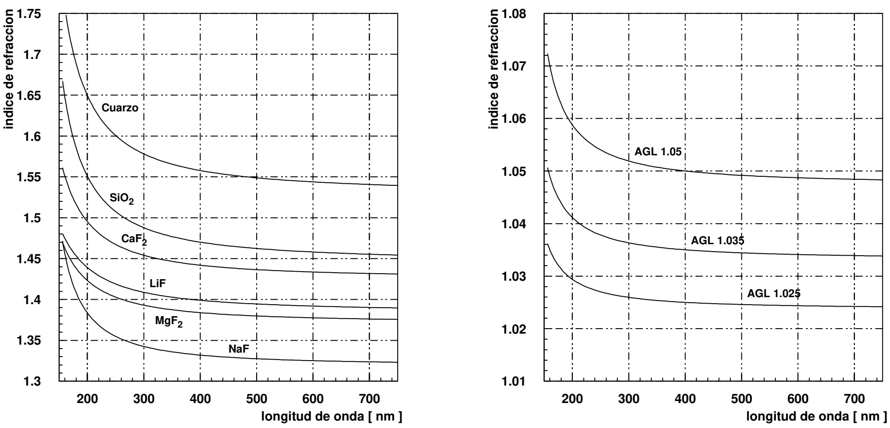


Figura 2.4.: Dispersión cromática de los principales medios sólidos usados como radiadores Čerenkov. Derecha: aerogeles. Izquierda: cristales.

Esta limitación junto a la imposibilidad de usar gases, hace que los materiales susceptibles de ser utilizados como radiadores se encuentran en dos clases bien diferenciadas:

Cristales

Las propiedades ópticas de estos materiales se conocen bien[3]. La figura 2.4 muestra la dispersión cromática para los más utilizados en los detectores Čerenkov. El NaF es el material con menor índice de refracción ($n \approx 1.33$). En el caso de AMS, los únicos cristales útiles son NaF y MgF_2, ya que son los únicos que poseen un índice de refracción lo suficientemente pequeño para garantizar la ausencia de reflexión total. Para $1\,cm$ de espesor, la transmitancia de estos materiales ronda el 90% para el visible, y decae lentamente para longitudes de onda menores. Por otro lado sus propiedades mecánicas son cercanas a las del vidrio, lo que resulta adecuado para su uso en aplicaciones espaciales.

Aerogeles de silicio.

El aerogel de silicio es una nanoestructura porosa y transparente o translúcida que se caracteriza por su baja conductividad térmica[4]. Debido a su estructura la dispersión óptica en estos materiales es importante. Ésta tiene dos orígenes[5]: dispersión Rayleigh en el interior del material y dispersión hacia adelante causada por imperfecciones superficiales.

La transmitancia, definida como la fracción de fotones que alcanzan un detector tras haber atravesado el aerogel sin sufrir dispersión, se parametriza en estos materiales de la siguiente forma

$$T(\lambda) = \gamma e^{-l \cdot (\frac{C}{\lambda^4} + \frac{1}{l_{abs}})} \tag{2.13}$$

donde T es la transmitancia, l es la cantidad de aerogel recorrido, λ es la longitud de onda, γ absorbe la contribucion de la transmisión en la superficie, l_{abs} es la longitud de absorbción del material, y el parámetro C, denominado claridad, parametriza la importancia de la dispersión Rayleigh.

Los valores típicos para C y l_{abs} para los aerogeles utilizados en aplicaciones ópticas son $\sim 10^{-2}\,\mu m^4 cm^{-1}$ y $20\,cm$ respectivamente, lo que responde a una transmitancia superior al 90% para $\lambda > 600\,nm$ y $1\,cm$ de espesor, cayendo rápidamente para una longitud de onda por debajo de $\sim 300nm$.

De acuerdo con la formula de Clausius-Mosotti[6], el índice de refracción efectivo del aerogel de silicio puede obtenerse promediando sobre las dos fases que lo componen: el SiO_2 o fase sólida y el aire. De esta manera tenemos

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \Phi_s \frac{n_s^2-1}{n_s^2+2} + \Phi_v \frac{n_v^2-1}{n_v^2+2} \tag{2.14}$$

donde Φ_s y Φ_v son las fracciones en volumen de la fase sólida y gaseosa respectivamente, y n_s y n_v sus índices de refracción. Teniendo en cuenta que $n_v = 1$, $\Phi_s = \rho/\rho_s$ con ρ la densidad del medio y ρ_s la de la fase solida, y que $n \approx 1$, la expresión 2.14 puede aproximarse

$$n - 1 \approx \frac{3}{2} \frac{\rho}{\rho_s} \frac{n_s^2-1}{n_s^2+2} = K\rho \tag{2.15}$$

Por tanto podemos escribir

$$\frac{1}{n-1} \frac{d(n-1)}{d\lambda} = \frac{dK}{d\lambda} \approx \frac{1}{n_s-1} \frac{d(n_s-1)}{d\lambda} \tag{2.16}$$

El valor de $n_s(\lambda)$ es conocido[3], lo que permite estimar la dispersión cromática del aerogel usando esta última expresión, resultando en curvas como las observadas en la figura 2.4.

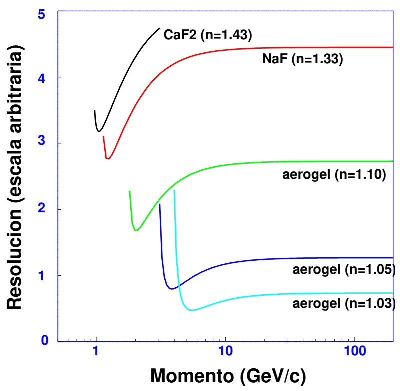


Figura 2.5.: Resoluciones estimadas en β para $Z = 1$ para distintos radiadores.

Para una longitud de onda fija se encuentra que los datos experimentales están en acuerdo con la expresión 2.15[7], pero el valor de K difiere ligeramente del obtenido mediante esta expresión. Esto se achaca a la presencia de residuos del solvente empleado en la fabricación del aerogel y a residuos absorbidos del medio ambiente. Controlar esta última fuente de contaminación resulta crítica, ya que debido a la estructura porosa de este material, puede modificar sensiblemente sus propiedades.

La figura 2.5 muestra las distintas resoluciones que se pueden alcanzar con los distintos radiadores según 2.10, 2.11 y 2.9, en donde el grosor de cada uno se ha ajustado para tener el mismo número medio de fotones detectados.

Claramente la resolución para aerogeles es varias veces mejor que para el cristal con menor índice de refracción, a pesar del necesario incremento del grosor del radiador para índices de refracción bajo para obtener el mismo número de fotones que con radiadores de mayor índice.

En virtud de estas observaciones, los posibles radiadores escogidos para el RICH de AMS son los aerogeles de índices de refracción medio $n = 1.03$ y $n = 1.05$ manufacturados por Matsushita Electric Co., con una claridad de $\sim 0.0091\,\mu m^4 cm^{-1}$ y $\sim 0.0042\,\mu m^4 cm^{-1}$[8] respectivamente, y los manufacturados en Novosibirsk, con índices de refracción similares y claridades de $\sim 0.0065\,\mu m^4 cm^{-1}$. De acuerdo a 2.4, para incidencia normal estos proyectan unos anillos de $\approx 16\,cm$ y $\approx 12\,cm$ de radio sobre el plano de detección respectivamente, que en el caso de tener su origen cerca del centro del detector, se encuentran completamente contenidos en el área vacía central. Con el fin de recuperar estos sucesos, se ha pensado de usar NaF como radiador en la zona central del detector ya que este proyecta un anillo de $\approx 85\,cm$ de radio.

Fotomultiplicadores.

Los requisitos que han de cumplir los fotomultiplicadores del detector son los siguientes:

1. El area activa del fotomultiplicador ha de ser la mayor posible, con un tamaño del pixel lo menor posible.

2. La respuesta a un fotón único ha de ser óptima en una región amplia del espectro con el fin de obtener la máxima eficiencia de detección y poder medir la carga mediante la determinación del número de fotones detectados.

3. El comportamiento del fotomultiplicador debe ser estable para un campo magnético relativamente intenso.

El modelo R7600-00-M16 de Hamamatsu Corporation cumple con estos requisitos. Éste es un fotomultiplicador multiánodo que cuenta con un fotocátodo de tipo bialkali que se encuentra depositado sobre una ventana de cristal de borosilicato de $17.5 \times 17.5\,mm^2$. Este área se encuentra segmentada en 4×4 pixeles de acuerdo con la estructura del ánodo. El conjunto se encuentra encapsulado de manera que presenta una sección a la luz incidente de $30 \times 30\,mm^2$ (ver figura 2.6). Posee 12 etapas de amplificación proporcionando una ganancia del orden de 10^6 y una buena resolución a un sólo fotoelectrón, con una baja corriente oscura $\sim 0.5\,nA$. Su eficiencia cuántica tiene un valor máximo del $\approx 20\%$ para longitudes de onda incidente en el rango $350 \sim 420\,nm$, cayendo rápidamente por

Figura 2.6.: Aspecto del R7600-00-M16.

debajo del 5% para longitudes de onda superiores a 550 nm o inferiores a 270 nm, tal y como se muestra en la figura 2.7[10].

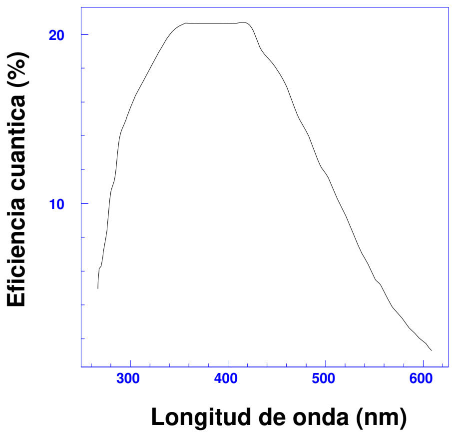
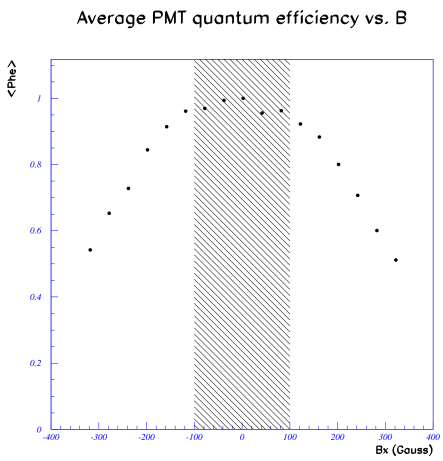


Figura 2.7.: Eficiencia cuántica del modelo R7600-00-M16.

El buen comportamiento de este modelo en presencia de campos magnéticos de relativa intensidad y en ausencia de apantallamiento queda patente en la figura 2.8 [12], donde se muestra la dependencia de la eficiencia cuántica y de la ganancia del fotomultiplicador con el campo magnético a lo largo de uno de sus ejes transversales respecto del valor de referencia a campo cero. Esta variación es inferior al 5% para un campo magnético de 0-100 G para el eje X, de $0 - 25\,G$ para el Y y $0 - 5\,G$ para el Z. Este buen comportamiento no es suficiente para AMS, ya que el campo magnético residual puede llegar a ser de hasta 300 G en la dirección del eje X en la región donde se encuentran los fotomultiplicadores[11]. Para reducir este campo a los rangos en que los el funcionamiento de éstos es adecuado, se utiliza un apantallamiento magnético individual para cada fotomultiplicador.



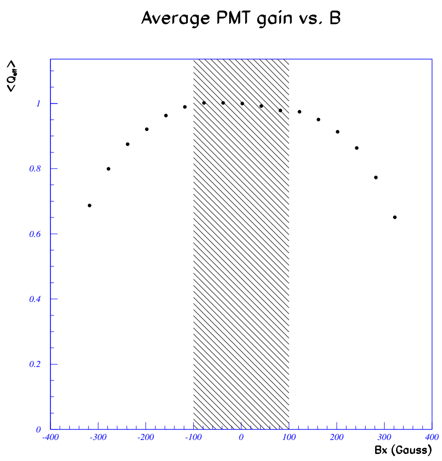


Figura 2.8.: Derecha: Variación media relativa de la ganacia con un campo magnético externo. Izquierda:Variación media relativa de la eficiencia cuántica con un campo magnético externo.

El divisor de alta tensión seleccionado para el fotomultiplicador es un compromiso entre una buena resolución en la detección de un único fotoelectrón, y una respuesta lo más lineal posible para un número alto de fotoelectrones. La impedancia total se ha fijado a 80 $M\Omega$, lo cual permite mantener un consumo bajo. La medida de la carga en el ánodo se realiza mediante un chip específicamente diseñado para esta tarea por el *Institut des Sciences Nucléaires* de Grenoble(Francia), que garantiza una buena linealidad hasta 100 fotoelectrones por canal[13].

Guías de luz.

La necesidad de utilizar guías de luz acopladas a los fotomultiplicadores de AMS se plantea por dos razones:

1. La sección enfrentada a los fotones Čerenkov posee un área activa del $\approx 30\%$, lo que redunda en una baja eficiencia de detección.

2. El apantallamiento magnético proyecta sombras sobre el fotocátodo, por lo que hay que desplazar el area activa por encima del borde, como se observa en la figura 2.9 .

Cada pixel en que se encuentra dividido el fotocátodo de los fotomultiplicadores tiene asociada una guía. Éstas se encuentran empaquetadas en grupos de 4×4, de manera

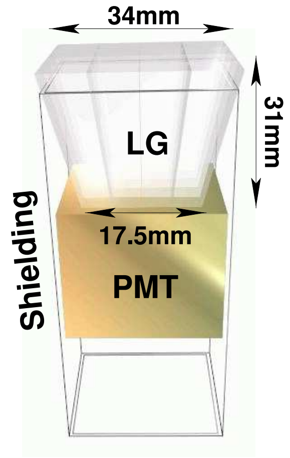


Figura 2.9.: Esquema del fotomultiplicador con guías de luz y apantallamiento magnético.

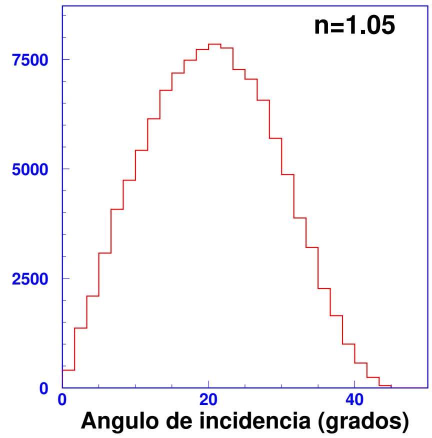
que hay un grupo por cada celda sin que exista contacto óptico entre las distintas guías[3]. La geometría de cada uno de estos grupos es de pirámide truncada con una altura de $31\,mm$, una superficie de $\approx 17.5 \times 17.5\,mm^2$ en contacto óptico con la ventana del fotomultiplicador, y presenta una superficie a los fotones incidentes de $34 \times 34\,mm^2$ de área[4]. Las propiedades del material de las guías ha de ser tal que la transmisión de los fotones desde su extermo superior hasta el inferior se realice por reflexión total. Esto ha de ser posible para fotones con un espectro de ángulo de incidencia similar al mostrado en la figura 2.10 (izquierda), y con un espectro de longitud de onda similar al de 2.10 (derecha), donde se muestra la longitud de onda de emisión de los fotones Čerenkov multiplicada por la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores. Para este fin se requiere un medio con un índice de refracción lo más alto posible y una absorción lo menor posible hasta longitudes de onda de $\approx 300\,nm$. El plástico BC-800, manufacturado por Bicron Corporation, cumple estas propiedades. Es un polímero sin aditivos absorbentes de radiación ultravioleta, con un índice de refracción de 1.49 y que conserva sus propiedades ópticas y mecánicas en el rango de temperatura entre $-40°C$ y $70°C$. Este material se ha empleado para producir las guías de luz para un prototipo del contador RICH. Debido a que el material se sumistra en planchas, la fabricación tuvo que hacerse por mecanizado. Actualmente se está buscando un material similar pero que permita fabricar las guías empleando moldes, lo que mejoraría su calidad óptica y geométrica.

Reflector.

Con el fin de incrementar el número de fotones detectados, un espejo exterior trata de recuperar aquellos emitidos con un ángulo grande respecto el eje vertical o cerca de los

[3] Abusando del lenguaje, a este conjunto de 4×4 guías de luz asociadas a un único fotomultiplicador le llamaremos " guía de luz asociada al fotomultiplicador"

[4] En adelante, esta superficie será denominada área efectiva del fotomultiplicador.



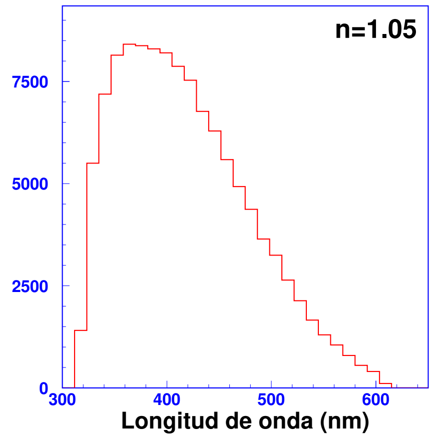


Figura 2.10.: Derecha: longitud de onda de los fotones detectados en ausencia de guías de luz. Izquierda: ángulo de incidencia de los fotones en las guías de luz. Ambos para un radiador de aerogel de $n = 1.05$ suponiendo una distribución isótropa y espacialmente homogénea de partículas incidiendo en el radiador.

bordes del radiador. Éste consiste en una estructura multicapa de alta reflectividad ($\approx 85\%$) depositada sobre un substrato de compuesto de fibra de carbono reforzado, de manera que la rugosidad en su superficie es inferior a 10 Å[14].

2.3. Simulación del contador RICH de AMS.

Para estudiar y optimizar el diseño del detector y los algoritmos de reconstrucción, se ha desarrollado una simulación del detector RICH usando el paquete de simulación GEANT 3.21[15], de la que se han mantenido dos versiones:

- Simulación integrada en el conjunto de AMS, donde la interacción de todos los detectores que lo componen se tiene en cuenta de forma detallada.
- Versión de desarrollo y diseño, en la que el resto de los detectores de AMS no son tenidos en cuenta.

Esta última versión es la que se ha empleado con el fin de optimizar el diseño del detector y los algoritmos de reconstrucción[16], ya que permite simular un gran número de configuraciones del detector de una manera rápida.

El paquete GEANT 3.21 adolece de dos problemas a la hora de simular el contador RICH de AMS que ha sido necesario subsanar:

- La dispersión Rayleigh en aerogeles es un proceso que no está implementado en GEANT v3.21, y que tiene una gran importancia para nuestro detector. Por esta razón se ha implementado como un proceso de dispersión con un recorrido libre medio de C/λ^4 centímetros, donde C es la claridad del aerogel y λ el índice de refracción del fotón. El ángulo de dispersión del fotón se muestrea de la distribución clásica de la dispersión Rayleigh $P(\theta) \sim (1 + \cos^2\theta)\, d\theta$

- Por un lado el número de fotones generados en el radiador es muy alto, lo que tiene como consecuencia que el tiempo que la simulación empleado propagando éstos fotones es grande. Teniendo en cuenta que sólo una fracción de los fotones será detectada debido a la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores, y que en la simulación no intervienen procesos que cambian la longitud de onda de los mismos, el tiempo de simulación puede reducirse considerablemente aplicando la eficiencia cuántica a los fotones inmediatamente después de haber sido generados.

Las propiedades ópticas de los materiales, salvo la claridad para los aerogeles, se han obtenido de tablas estándar o extrapolaciones de éstas en la mayoría de los casos, salvo para los materiales de las guías de luz, cuyas transmitancia se han medido en el CIEMAT[5] usando un espectrofotómetro. El valor de la claridad de los distintos aerogeles se ha obtenido de forma indirecta empleando medidas de la transmitancia de los mismos.

En cuanto a la simulación de la respuesta a un fotoelectrón de los fotomultiplicadores, el capítulo 8 explica el modelo empleado para su descripción.

2.4. Algoritmo de reconstrucción de la velocidad.

El algoritmo de reconstrucción de β que ha sido diseñado para el RICH de AMS se ejecuta en dos pasos bien diferenciados:

1. Primero se realiza un trazado hacia atrás de las posibles trayectorias de los fotones que podrían asociarse a cada uno de los canales en los que se ha detectado señal [6].
2. Del conjunto de trayectorias se escoge una por señal y, posteriormente, se realiza una selección de canales compatibles con un anillo.

De esta forma se articula un algoritmo rápido que describimos a continuación.

2.4.1. Descripción del algoritmo.

En el método de reconstrucción se asumen conocidos los parámetros geométricos del detector, la trayectoria de la partícula que lo atraviesa y las propiedades ópticas del radiador: su índice de refracción n, su claridad C, y su longitud de absorción media l_{abs}. Con estas últimas es posible estimar el punto medio de emisión de los fotones Čerenkov detectados usando la siguiente expresión:

$$\langle z \rangle \approx \frac{\int d\lambda \int_0^h dz \frac{q(\lambda)}{\lambda^2}\, z \cdot \cos\theta \, \exp\left\{-(h-z) \times (\frac{C}{\lambda^4} + \frac{1}{l_{abs}})\right\}}{\int d\lambda \int_0^h dz \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} \exp\left\{-(h-z) \times (\frac{C}{\lambda^4} + \frac{1}{l_{abs}})\right\}} \tag{2.17}$$

[5] Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas.
[6] En adelante a estos canales les denominaremos “señales” en el detector o canales encendidos.

donde h es el espesor del radiador, $q(\lambda)$ la eficiencia cuántica del fotomultiplicador para la longitud de onda λ y θ es el ángulo de incidencia de la partícula en el radiador[7]. Esta cantidad es empleada en el algoritmo como punto aproximado de emisión para todos los fotones detectados, lo que simplifica el proceso de reconstrucción.

Trazado hacia atrás.

Teniendo en cuenta que los parámetros de la trayectoria de la partícula que atraviesa el TRACKER se conocen con precisión, y aproximando el punto de emisión de los fotones Čerenkov como el punto medio de emisión de los fotones detectados, las posibles trayectorias que éstos han seguido pueden clasificarse en dos tipos:

1. Trayectorias sin reflexión en el espejo.

   Este caso constituye el $\approx 65\%$ de los fotones detectados.

2. Trayectorias con reflexión en el espejo.

   La probabilidad de que un fotón alcance el plano de detección habiendo sufrido una reflexión es el $\approx 35\%$, mientras que para más de una es inferior al 0.1%. Por lo tanto sólo el caso de una reflexión resulta relevante.

La determinación de estas trayectorias requiere solucionar distintas ecuaciones en función del tipo de que se trate:

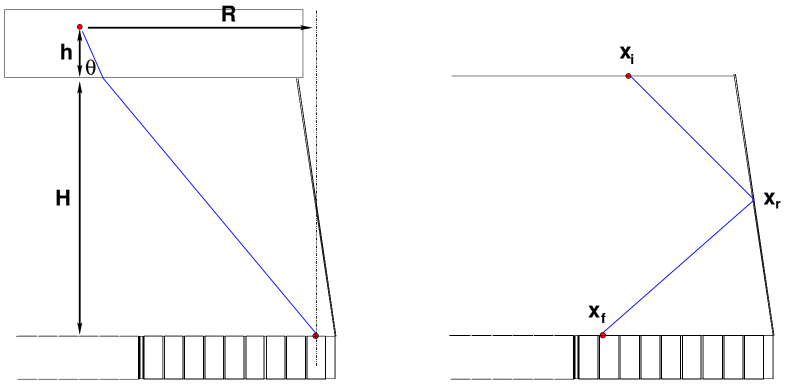


Figura 2.11.: Izquierda: esquema de la solución de la trayectoria sin reflexión. Derecha: esquema para la solución de la trayectoria con una reflexión.

Trayectorias sin reflexión en el espejo.

En este caso la dirección de emisión de los fotones y la de reflexión son coplanares, por lo que el cálculo de la trayectoria seguida por el fotón puede describirse en dos dimensiones.

[7] En la práctica el valor de $\cos\theta$ suele ser lo suficientemente cercano a uno como para poder despreciar la dependencia de 2.17 en θ.

De acuerdo con la figura 2.11 (izquierda), la trayectoria queda completamente descrita con el valor de θ, que cumple

$$R = h\frac{\sin\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta}} + H\frac{n\sin\theta}{\sqrt{1-n^2\sin^2\theta}} \tag{2.18}$$

Esta ecuación puede resolverse usando el método de Newton, empleando como solución inicial la aproximación siguiente, valida para $H \gg h$:

$$\sin\theta = \frac{R}{n\sqrt{H^2+R^2}} + O(\frac{h}{H})$$

Trayectorias con una sola reflexión en el espejo.

En este caso el incorporar la refracción de forma exacta a las ecuaciones que describen las posibles trayectorias complica el problema en exceso. En su lugar se realiza la aproximación $H \gg h$, se calcula la trayectoria teniendo en cuenta la reflexión en el espejo, y finalmente se emplea una ecuación como 2.18 para obtener el ángulo de emisión, donde los parámetros R y H se refieren al punto de reflexión en lugar del punto de detección.

De acuerdo al teorema de Fermat, las posibles trayectorias deben verificar

$$\frac{\partial}{\partial x_r}(\|\vec{x}_r - \vec{x}_i\| + \|\vec{x}_r - \vec{x}_f\|) = 0 \quad \vec{x}_r \in superficie\ del\ espejo \tag{2.19}$$

donde el significado geométrico de las distintas variables está representado en la figura 2.11 (derecha).

Es conveniente expresar esta última ecuación en un sistema de coordenadas asociado a la superficie del espejo. Éste lo escogemos de manera que las coordenadas $(0,0,0)$ sean las del vértice del cono resultante de extender la superficie del espejo al infinito. Cualquier punto sobre este cono viene dado por los parámetros ϕ y z, de manera que en coordenadas cartesianas puede ponerse como

$$\vec{x}_r \equiv (kz\cos\phi, kz\sin\phi, z)$$

siendo k la tangente del ángulo de apertura del cono.

Con esta elección, tras eliminar la solución correspondiente a una reflexión en el vértice, la ecuación 2.19 es equivalente al sistema de ecuaciones siguiente con z y ϕ como incognitas:

$$\begin{aligned}
\frac{(k^2+1)z-k(x_i\cos\phi+y_i\sin\phi)}{\sqrt{(k^2+1)z^2+x_i^2-2kz(x_i\cos\phi+y_i\sin\phi)}} &= -\frac{(k^2+1)z-k(x_f\cos\phi+y_f\sin\phi)}{\sqrt{(k^2+1)z^2+x_f^2-2kz(x_f\cos\phi+y_f\sin\phi)}} \\
\frac{x_i\sin\phi-y_i\cos\phi}{\sqrt{(k^2+1)z^2+x_i^2-2kz(x_i\cos\phi+y_i\sin\phi)}} &= -\frac{x_f\sin\phi-y_f\cos\phi}{\sqrt{(k^2+1)z^2+x_f^2-2kz(x_f\cos\phi+y_f\sin\phi)}}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Resolviendo el sistema 2.20 se concluye que las soluciones pueden obtenerse encontrando las raíces de un polinomio de cuarto orden, lo que puede hacerse usando métodos numéricos estándar.

Una vez que este sistema se ha resuelto, todas las soluciones con un valor de z fuera de las dimensiones físicas del espejo son eliminadas, y a las restantes se les asocia un valor de ϕ de acuerdo con la ecuación 2.18, donde $R^2 = (x_i - x_r)^2 + (y_i - y_r)^2$ y $H = z_f - z_i - h$.

Una vez determinados los valores posibles del ángulo de emisión de los fotones respecto la vertical para cada uno de los canales encendidos, a cada trayectoria se le asocia un valor de β teniendo en cuenta la dirección de propagación de la partícula y la relación 2.4. Notemos que, de esta forma, a cada señal en el detector le asociamos un conjunto de valores de β, que en adelante denominaremos ambigüedades, que es necesario reducir. Una primera selección se realiza considerando los valores que cumplan las siguientes condiciones:

- El valor β para la misma señal en que se ha asumido que la trayectoria no sufre reflexión, es superior a un umbral efectivo, ϵ_0. Este umbral se escoge de manera que los fotones generados en la intersección de la trayectoria de la partícula con el plano de detección no interfieran en la reconstrucción.
- El valor de β está por debajo de un determinado límite, escogido para evitar que ruido lejos del anillo sesgue la reconstrucción.

A continuación, se realiza la selección final y se calcula la velocidad de la partícula mediante el algoritmo de búsqueda de grupos que se presenta a continuación.

Búsqueda de grupos.

El siguiente paso del algoritmo consiste en determinar cuales son los canales encendidos que pertenecen al anillo Čerenkov, para lo cual hay que resolver la ambigüedad debida a que a cada fotoelectrón detectado se le pueden asociar varias trayectorias. Esto se hace mediante el siguiente método de búsqueda de agrupaciones en el espacio de los valores de β reconstruidos para cada canal.

1. A cada uno de los valores que se han reconstruido se le asocia un peso que da cuenta de cómo se agrupan a su alrededor las ambigüedades del resto de las señales del detector. Dado uno de los valores reconstruidos β_i, el peso asociado se obtiene de la forma siguiente, ilustrada en la figura 2.12:

   a) Para cada señal se toma la ambigüedad β_j reconstruida más cercana al valor de β_i.

   b) Si la diferencia entre ambos valores cumple $|\beta_j - \beta_i| < \Delta_{grupo}$, el canal se selecciona. El valor de Δ_{grupo} por defecto es $3\sigma(\beta_i)$, donde $\sigma(\beta_i)$ es el valor esperado de la resolución por señal si el valor de la velocidad es β_i. De acuerdo

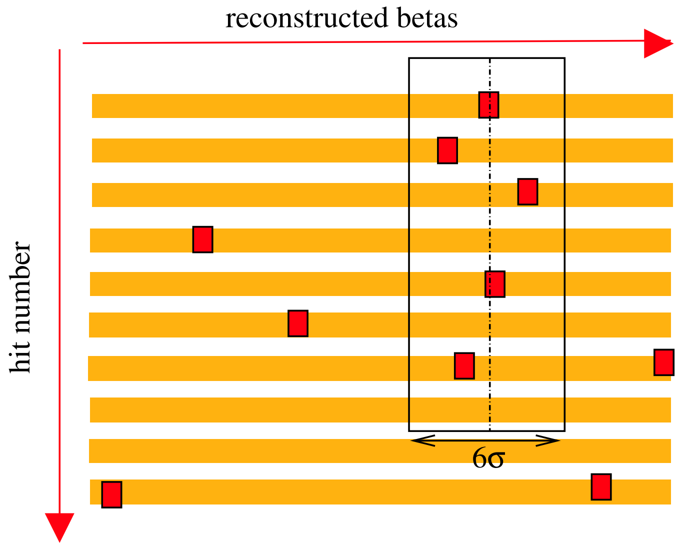


Figura 2.12.: Esquema del funcionamiento del algoritmo de busqueda de grupos.

con la simulación, este valor permite obtener la mejor resolución, como ilustra la figura 2.13 .

c) Con los valores de las ambigüedades seleccionados en el paso anterior, se calcula el peso

$$w[\beta_i] = \sum_{\beta_j \in seleccionados} \exp - \frac{(\beta_j - \beta_i)^2}{2\sigma(\beta_i)^2}$$

Es necesario hacer varias observaciones sobre esta cantidad: en primer lugar que entre los valores seleccionados se encuentra el propio β_i, con lo que el valor mínimo de este peso es 1; esta cantidad es tanto mayor cuanto más agrupados estén los valores reconstruidos en torno al valor β_i; finalmente, cada señal sólo contribuye con una de sus ambigüedades lo que permite resolver el problema planteado por éstas.

2. Se toma el valor reconstruido con el mayor peso asociado, y si el número de valores β_i que se han seleccionado para su calculo es dos o más, se considera que la β del suceso es su valor medio.

Con esto, se obtiene un valor de β y un conjunto de canales, asociados a los valores β_j seleccionados, que identificamos con el anillo[8]. Además, identificado éste y determinado el valor de la velocidad, es posible construir una serie de cantidades que proporcionan información sobre parámetros extra de la partícula y la calidad de la reconstrucción. Éstas se describen a continuación.

[8]El número de estos canales se le denominará en adelante N_{anillo}.

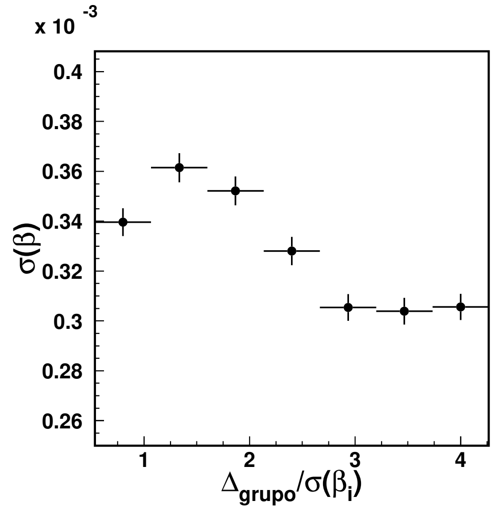


Figura 2.13.: Resolución en función del valor de Δ_{grupo} en unidades de la resolución esperada por señal.

2.4.2. Otras variables asociadas al anillo.

Parámetros angulares de la trayectoria.

Una vez reconstruido un anillo y asociada una dirección de emisión a cada canal que pertenece a él, es posible estimar los mejores parámetros angulares de la trayectoria mediante la minimización de la siguiente cantidad:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} (\vec{v}_i \hat{u} - \cos\theta_c)^2 \tag{2.21}$$

donde la suma es a todas las ambigüedades seleccionadas, los vectores $\vec{v}_i$ son sus direcciones de emisión normalizadas a la unidad, el vector unitario $\hat{u}$ da la dirección de la partícula que mejor ajusta el anillo, y θ_c es el ángulo Čerenkov ajustado. En la forma en que está escrita 2.21 no es posible obtener la posición del mínimo analíticamente. Sin embargo el mínimo de ésta también lo es de la siguiente cantidad

$$\chi_0^2 = \sum_{i=1}^{n} (\vec{v}_i \vec{u} - \underbrace{\kappa}_{|u|\cos\theta_c})^2 \tag{2.22}$$

donde la suma es a todas las ambigüedades seleccionadas, los vectores $\vec{v}_i$ son sus direcciones de emisión normalizadas a la unidad y el vector $\vec{u}$ es la dirección de la partícula que mejor ajusta el anillo. La expresión 2.22 presenta la característica de que si $\vec{u}$ es un mínimo[9], tambien lo es $c\vec{u}$, para cualquier valor de c. Por tanto escogiendo un c tal que $c|u| = 1$ recuperamos la expresión 2.21. Por otro lado se puede escoger el valor c de

[9] En el sentido de que sus derivadas primeras son nulas.

manera que se fije sólo el valor de una de las componentes del vector $\overrightarrow{u}$, lo que permite obtener la posición del mínimo analíticamente, con el siguiente resultado:

$$\begin{aligned} u_x &= \frac{(\langle v_x v_z\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_z\rangle)\left(\langle v_y^2\rangle - \langle v_y\rangle^2\right) - (\langle v_x v_y\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_y\rangle)(\langle v_y v_z\rangle - \langle v_y\rangle\langle v_z\rangle)}{\left(\langle v_x^2\rangle - \langle v_x\rangle^2\right)\left(\langle v_y^2\rangle - \langle v_y\rangle^2\right) - (\langle v_x v_y\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_y\rangle)^2} \\ u_y &= \frac{\left(\langle v_x^2\rangle - \langle v_x\rangle^2\right)(\langle v_y v_z\rangle - \langle v_y\rangle\langle v_z\rangle) - (\langle v_x v_z\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_z\rangle)(\langle v_x v_y\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_y\rangle)}{\left(\langle v_x^2\rangle - \langle v_x\rangle^2\right)\left(\langle v_y^2\rangle - \langle v_y\rangle^2\right) - (\langle v_x v_y\rangle - \langle v_x\rangle\langle v_y\rangle)^2} \\ u_z &= -1 \\ \kappa &= u_x \langle v_x\rangle + u_y \langle v_y\rangle + u_z \langle v_z\rangle \end{aligned} \tag{2.23}$$

donde se ha escogido a priori $u_z = 1$, y los valores medios son respecto a los canales asociados al anillo.

Además del ajuste de los parámetros de la trayectoria, el valor de κ nos permite obtener una segunda estimación de la velocidad como

$$\beta = \frac{|u|}{n\kappa}$$

Estas cantidades nos permiten comprobar la consistencia del anillo reconstruido con los parámetros de la trayectoria utilizados, con el fin de seleccionar sucesos correctamente reconstuidos. Esto es especialmente útil en el análisis de los datos del test del prototipo del detector como se verá más adelante.

Número de fotoelectrones esperados para $Z = 1$.

De acuerdo a la expresión 2.9, conocido el ángulo de emisión Čerenkov es posible determinar la carga de la partícula que ha atravesado el radiador.

Dada una partícula de carga z que atraviese el detector, el número de fotones detectados en el RICH es

$$N \cong \int d\lambda \, \frac{dh}{\cos\theta} \, \frac{q(\lambda)}{\lambda^2} 2\pi\alpha \, z^2 \underbrace{\left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\,\beta}\right)}_{\sin^2\theta_c} \Gamma(\theta, \varphi, \vec{r}, h|\lambda) = z^2 N_{exp} \tag{2.24}$$

donde $q(\lambda)$ es la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores; h es el espesor de radiador atravesado; θ es el ángulo polar de la trayectoria de la partícula, φ el azimutal y $\vec{r}$ un punto de la misma; $n(\lambda)$ es la dispersión cromática del radiador; y la función Γ es la eficiencia de detección de los fotones de un anillo emitido en el radiador en el punto descrito por los parámetros de la trayectoria de la partícula y h.

La ecuación 2.24 nos permite definir el número de fotones detectados esperados para $Z = 1$, N_{exp}, de manera que puede determinarse la carga de la partícula como $Z = \sqrt{N/N_{exp}}$, donde N es el número de fotoelectrones detectados pertenecientes al anillo[10].

El cálculo de N_{exp} requiere de la determinación de la función Γ, para lo que se hace la aproximación de que el ángulo de emisión de los fotones es independiente de λ. El error

[10]No confundir con N_{anillo}. El valor de N es la suma a todos los canales asociados al anillo de la carga recolectada por canal partido por su ganancia.

cometido en esta aproximación está dominado por la dispersión cromática del radiador, que es del orden de 10^{-3}(ver figura 2.4 en la página 33). Con esta aproximación el cálculo de Γ se basa en un trazado de rayos de fotones Čerenkov desde el punto de emisión en el radiador hasta la entrada de las guías de luz, donde se tienen en cuenta todos los parámetros ópticos y geométricos del radiador y del espejo, que se pesa con la eficiencia de transmisión de las guías, tabuladas en función del tipo de guía[11] alcanzado y los ángulos polar y azimutal de entrada del rayo en la misma.

Este cálculo ha probado ser lo suficientemente preciso como para reconstruir adecuadamente la carga hasta $Z \approx 26$ sin un deterioro importante en la resolución. Véase [17] para más información sobre el método de cálculo, los rendimientos obtenidos con el prototipo del detector, y los esperados con el detector final de AMS.

Probabilidad asociada al anillo: *probkl*

El trazado de rayos introducido para el cálculo de N_{exp} nos permite obtener la distribución diferencial de fotones detectados en función del ángulo azimutal de emisión respecto de la dirección de la partícula[12], que puede ser comparada con la del anillo reconstruido en el mismo sistema de referencia con el fin de obtener una medida de su consistencia. Para esto último empleamos el test de Kolmogorov, que permite obtener una medida de la probabilidad de que la forma del anillo reconstruido sea debida a un muestreo aleatorio sobre la distribución calculada con el trazado de rayos.

Dada la cantidad

$$D = \max_{0<\varphi<2\pi} |P(\varphi) - H(\varphi)|$$

donde φ es el ángulo azimutal de emisión respecto la dirección de la partícula, $P(\varphi)$ es la distribución cumulativa de los fotones detectados obtenida del trazado de rayos, y $H(\varphi)$ es la distribución cumulativa para los canales asociados al anillo reconstruido, definimos la variable *probkl* como

$$probkl = Probabilidad(D > D\,medida)$$

La función de probabilidad necesaria para este cálculo es conocida y existen numerosas aproximaciones numéricas dependientes generalmente del tamaño de la muestra empleada para obtener la distribución cumulativa $H(\varphi)$, que en nuestro caso es el número de canales asociados al anillo reconstruido[18].

2.5. Estudio Monte Carlo del detector.

El funcionamiento del algoritmo de reconstrucción que se ha presentado se ha probado con la simulación desarrollada del detector. El correcto funcionamiento del mismo, que se muestra a continuación, permite emplearlo para optimizar el diseño del contador Čerenkov, como se describe al final de esta sección.

[11] Recordemos que hay 16 guías distintas asociadas a cada fotomultiplicador.
[12] En este sistema de referencia el ángulo polar es el Čerenkov θ_c.

2.5.1. Rendimiento del algoritmo de reconstrucción.

Reconstrucción de β.

La tarea de la reconstrucción de la velocidad presentada en la sección anterior es doble: por un lado debe determinar el valor de β con la mayor precisión posible; por otro, debe identificar los canales que han sido encendidos por fotones procedentes del cono Čerenkov, distinguiéndolos en la medida de lo posible de los fotones detectados que han sufrido dispersión, los debidos a partículas secundarias o los procedentes de cualquier otra fuente de ruido.

Para ilustrar el rendimiento del algoritmo en estos tópicos hemos realizado una simulación del contador RICH con un radiador de $3\,cm$ de espesor de aerogel con un índice de refracción de 1.03. Se ha simulado la respuesta a protones entrando en el radiador con una distribución isótropa y homogénea dentro de la aceptancia geométrica del imán de AMS-02.

Identificación de anillos.

La figura 2.14 (izquierda) muestra el número medio de canales en que se ha detectado un fotón del anillo Čerenkov que no ha sufrido dispersión (puntos) en función de la velocidad simulada de la partícula. Los cuadrados son el número de estos canales que ha sido identificado por el algoritmo de reconstrucción como pertenecientes al anillo. La fracción de canales correctamente identificados es del orden del $\sim 95\%$. Por otro lado, como ilustra la figura 2.14 (derecha), una fracción superior al $\sim 95\%$ de los canales asociados al anillo pertenecen en realidad a éste (puntos), mientras que el resto de los canales con señal son rechazados.

Estos resultados nos permiten concluir que el algoritmo es capaz de rechazar el ruido del detector e identificar correctamente los anillos.

Resolución en la medida de β y eficiencia de reconstrucción.

La figura 2.15 (izquierda) muestra el valor de β reconstruido en función del simulado, donde se ha utilizado un radiador de $3\,cm$ de espesor de aerogel con un índice de refracción de $n = 1.03$. El valor reconstruido coincide con el simulado por encima del umbral de emisión salvo cuando el número de fotones del anillo Čerenkov detectado es demasiado bajo. La resolución obtenida está representada en la figura 2.15 (derecha) en función de la velocidad simulada. Ésta mejora según la velocidad disminuye ya que la contribución a la resolución debida al ángulo de apertura del anillo es dominante.

La dependencia de la resolución con el número de canales asociados al anillo se muestra en la figura 2.16 en la página 50 (izquierda) para un valor de la velocidad simulada de $\beta = 1$. El comportamiento de la misma es el esperado: una mejora con el número de canales asociados. Los puntos se han ajustado a la función $\sigma(N) = p_1/\sqrt{N}$. El valor de p_1 es compatible con la anchura de la distribución de los valores de β asociados a cada canal, que se encuentra en la figura 2.16 en la página 50 (derecha), lo que nos permite concluir que el algoritmo se comporta adecuadamente.

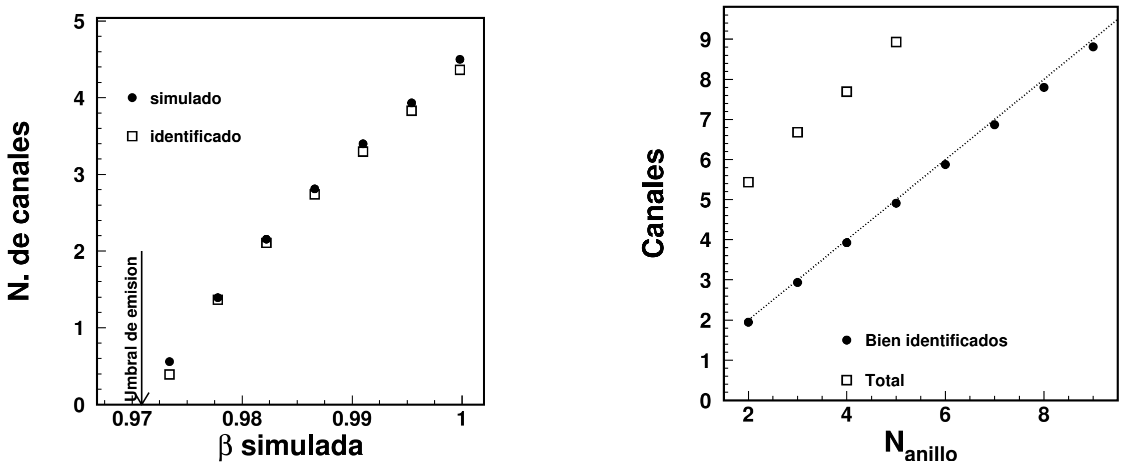


Figura 2.14.: Izquierda: número medio de canales simulados del anillo Čerenkov en función de β (puntos), y número medio de canales identificados correctamente como pertenecientes al anillo por la reconstrucción (cuadrados). Derecha: número medio de canales del anillo simulado identificados correctamente (puntos) y número total de canales con señal (cuadrados) en función del número total de canales asociados al anillo N_{anillo} por el algoritmo. La linea discontinua representa una identificación perfecta.

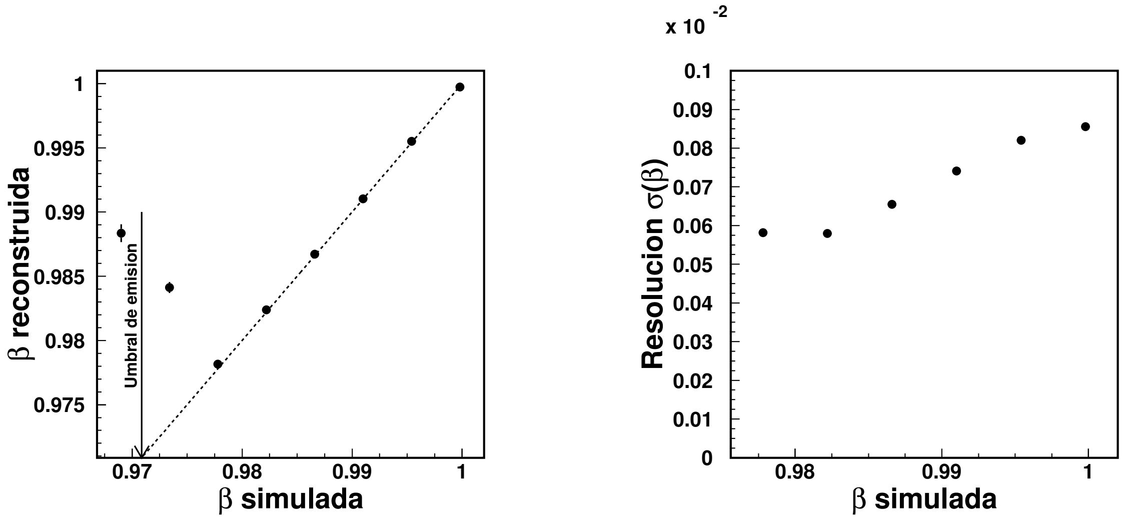


Figura 2.15.: Izquierda: β reconstruida frente a generada. Derecha: resolución en la reconstrucción de la velocidad en un función de la β simulada.

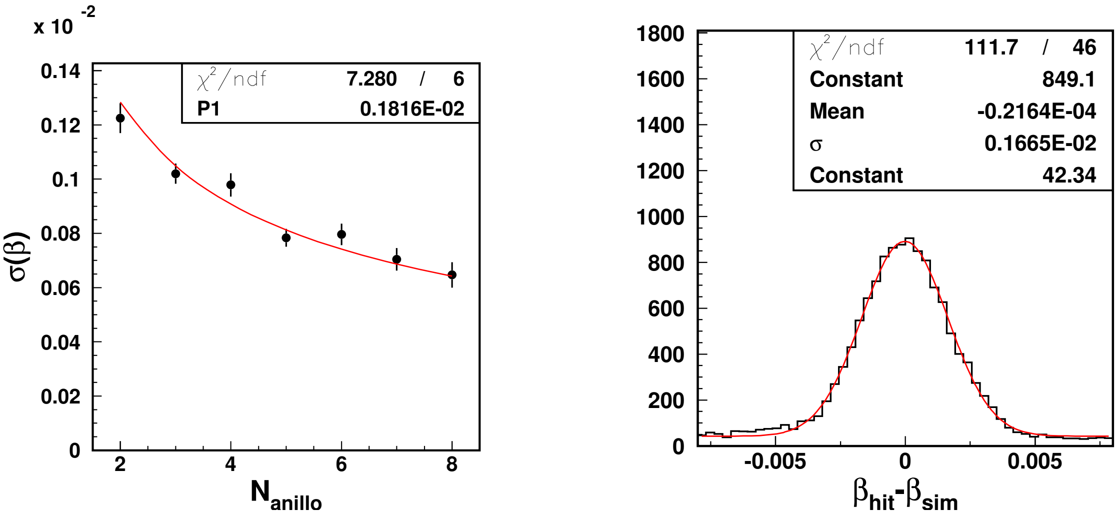


Figura 2.16.: Izquierda: resolución en función de N_{anillo} para una velocidad simulada de $\beta = 1$. Derecha: distribución de la diferencia entre el valor reconstruido para cada canal (β_{hit}) y el valor simulado (β_{sim}), ajustado a una gaussiana superpuesta a un fondo constante.

En lo referente a la eficiencia de reconstrucción, la dependencia más importante es con el número de fotones detectados que pertenecen al anillo simulado. La figura 2.17 muestra la variación de la eficiencia de reconstrucción con esta cantidad, que tiende a 100% rápidamente: para anillos simulados con 4 o más canales encendidos debido a fotones detectados del anillo la eficiencia de reconstrucción es superior al 98%, e incluso para 3 canales la eficiencia de reconstrucción es cercana al 90%.

Los resultados presentados en lo referente al rendimiento del algoritmo pueden resumirse en que la reconstrucción es capaz de identificar correctamente los anillos y asignarles un valor adecuado de la velocidad con una alta eficiencia si se garantiza que el número de fotones detectados del anillo que no han sufrido dispersión es mayor a dos. Este buen rendimiento nos permite dar un paso más y emplear el algoritmo para optimizar en la medida de lo posible algunos parámetros del detector.

2.5.2. Optimización del detector.

Con el fin de optimizar dentro de los límites mecánicos el detector RICH de AMS, se han empleado la simulación y el algoritmo de reconstrucción de la velocidad mostrados anteriormente. Los grados de libertad que se han considerado en esta optimización han sido los siguientes:

- El espesor del radiador.
- El ángulo de apertura del reflector.

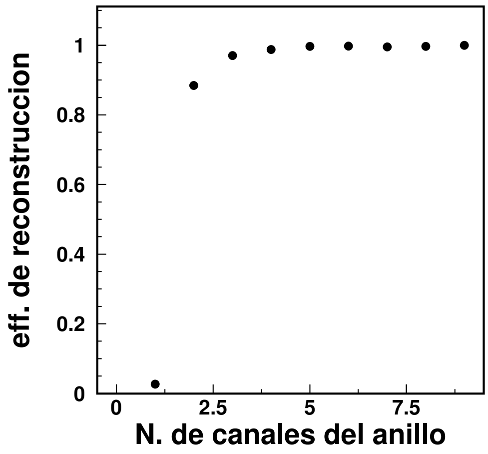


Figura 2.17.: Eficiencia de reconstrucción en función de el número de canales en los que se ha detectado un fotón del anillo.

- La distancia entre fotomultiplicadores y su área efectiva.

Por simplicidad la exposición de los resultados sigue una aproximación que podríamos dar en llamar perturbativa: se ha tomado la configuración considerada óptima como punto de partida y se muestra el resultado de variar unos pocos grados de libertad. En esta optimización se ha obviado la elección del mejor radiador, ya que para tal fin se ha tomado datos en un haz de iones con un prototipo del detector. Los radiadores simulados para la optimización han sido los siguientes:

- Aerogel con índices de refracción 1.05 y 1.03, y claridades 0.0091 y 0.0042 $\mu m^4 cm^{-1}$ respectivamente.
- Fluoruro de sodio, de índice de refracción 1.33.

Por simplicidad sólo se muestran los resultados relevantes para un radiador, salvo cuando el índice de refracción influye considerablemente.

Espesor del radiador.

De acuerdo con la expresión 2.11, la resolución empeora para valores mayores del espesor del radiador. Por contra un mayor espesor contribuye a la emisión de un mayor número de fotones Čerenkov, lo que redunda en una mejoría de la resolución y un incremento de la eficiencia de reconstrucción. Por tanto es necesario buscar un equilibrio entre ambos efectos.

La figura 2.18 muestra la resolución y eficiencia de reconstrucción, definida ésta como la fracción de sucesos en los que el algoritmo identifica tres o más canales encendidos asociados a un anillo[13], para distintos espesores de los radiadores para protones a $\beta =$

[13] Con esta definición, la aceptancia geométrica del RICH a los fotones emitidos en el radiador se tiene en cuenta en la eficiencia de reconstrucción.

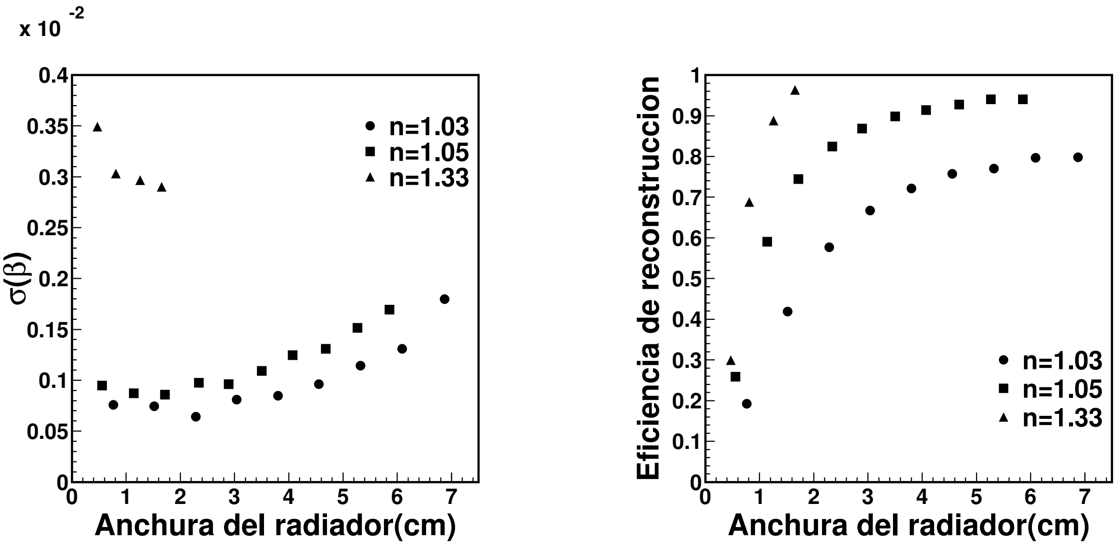


Figura 2.18.: Izquierda: Resolución en función del espesor del radiador. Derecha: Eficiencia de reconstrucción en función del espesor del radiador.

1. El área útil de cada conjunto fotomultiplicador-guías de luz empleado ha sido de $3.1 \times 3.1\,cm^2$, y la separaciones entre los centros de estos conjuntos ha sido de $3.7\,cm$.

Para espesores inferiores a $\approx 3\,cm$ la resolución está dominada por el tamaño del pixel para los radiadores de aerogel. El efecto del grosor empieza a ser competitivo a partir de esta cantidad. También se observa que, a pesar del incremento en el número de fotones emitidos, la resolución para $n = 1.03$ es mejor que para $n = 1.05$, debido a la mejor resolución angular intrínseca para menores índices de refracción.

En cuanto a la eficiencia de reconstrucción, ésta crece con el espesor hasta estabilizarse en torno a los $\approx 4\,cm$. La eficiencia para este espesor es inferior al 100% debido a la fracción de sucesos cuyo anillo está completamente contenido en el agujero central del detector. La fracción de éstos es mayor para índices de refracción menores debido a la menor apertura del cono Čerenkov.

Para NaF los resultados obtenidos son puramente anecdóticos debido a su mal rendimiento en el apartado de resolución. Sin embargo el gran ángulo de apertura de sus anillos Čerenkov lo hacen adecuado para cubrir el área del radiador en la que una gran fracción de anillos están contenidos en el calorímetro electromagnético para los aerogeles, lo que permitiría incrementar la eficiencia de reconstrucción.

Ángulo de apertura del reflector.

La figura 2.19 muestra el efecto del ángulo del espejo considerando los mismos parámetros de simulación que en el caso anterior, y fijando el espesor del radiador a $3\,cm$ y su índice de refracción a $n = 1.05$ [14]. Se observa una tendencia a disminuir para radios superiores a $\approx 63\,cm$, llegando a un $\sim 10\%$ de disminución para un espejo vertical. La razón de esta disminución la podemos encontrar en el incremento del ángulo de los fotones reflejados respecto la vertical, que aumenta la posibilidad de alcanzar el agujero central del detector, y favorece las perdidas por ineficiencias de las guías de luz. Como conclusión, el radio óptimo del espejo se ha fijado a $60\,cm$, donde la eficiencia es máxima dentro del rango estudiado.

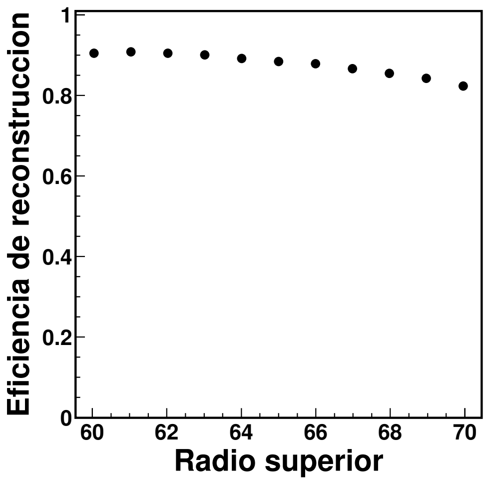


Figura 2.19.: Eficiencia de reconstrucción en función del radio superior del espejo para las condiciones de simulación dadas en el texto.

Disposición geométrica de los fotomultiplicadores y su área efectiva.

La figura 2.20 muestra el efecto sobre la resolución y el número de fotones detectados pertenecientes al anillo[15] del cambio de la distancia entre los centros de fotomultiplicadores consecutivos, denominado "pitch" en las figuras, y el área efectiva de los fotomultiplicadores, dada como la longitud lateral del conjunto de 4×4 guías asociado. Esto se muestra para los sucesos en los que la partícula pasa por el calorímetro electromagnético (marcas vacías) y para los que no (marcas rellenas). En todos los casos se han simulado protones a $\beta = 1$ con un radiador de índice $n = 1.05$ de $3\,cm$ de espesor, y la misma cantidad de fotomultiplicadores.

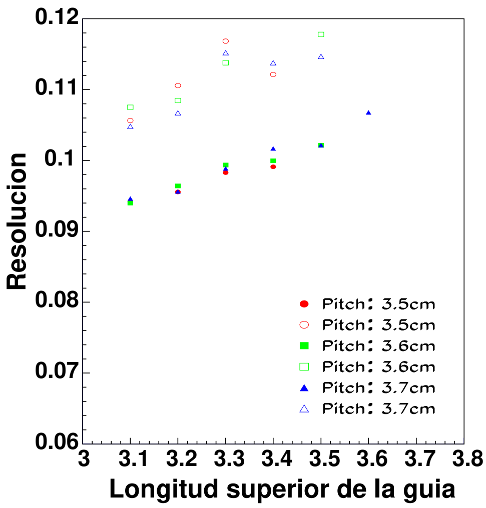
El cambio de la distancia entre fotomultiplicadores consecutivos no afecta a la resolución por canal detectado. Por contra, el incremento en el área efectiva de cada fotomultiplicador tiene dos efectos. Por un lado aumenta el número de fotones del anillo detectados, aunque no de forma lineal debido a que la eficiencia de colección de las guías disminuye. Por otro el incremento del tamaño del pixel empeora la resolución. El balance

[14] Para $n = 1.03$ las conclusiones son similares salvando la diferencia en la eficiciencia de reconstrucción comentada en el apartado anterior.

[15] Denominado "hits" en la figura.

total del cambio en el área efectiva es un ligero incremento del número de fotones detectado, lo que aumenta la eficiencia del detector, con un empeoramiento prácticamente lineal de la resolución.

Podemos concluir que la elección de estos parámetros no resulta especialmente crítica dentro del rango de variación que hemos estudiado. Los valores que se han tomado son $3.7\,cm$ para la distancia entre fotomultiplicadores consecutivos y $3.4 \times 3.4\,cm^2$ para el área efectiva de los fotomultiplicadores. Éstos optimizan el funcionamiento del apantallamiento magnético.



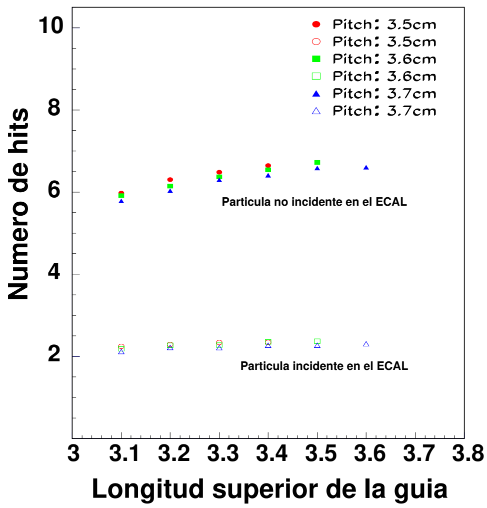


Figura 2.20.: Izquierda: resolución en función de area efectiva de los fotomultiplicadores, para varias configuraciones del plano de detección. Derecha: número de canales encendidos (hits) en función del área efectiva de los fotomultiplicadores y la configuración del plano de detección (ver texto).

2.5.3. Conclusiones.

El detector posee unas capacidades óptimas de identificación de anillos y permite obtener resoluciones del orden del 0.1% para protones empleando el algoritmo de reconstrucción propuesto. El diseño ha sido optimizado empleando los resultados de la simulación obteniéndose las siguientes conclusiones:

- Dentro de las opciones consideradas el radiador más adecuado es uno de aerogel con un espesor de unos $3\,cm$ y un índice de refracción de 1.05. Esto permite obtener una resolución mejor que el 0.1% con una eficiencia de reconstrucción total cercana al 90%. En el caso de un índice de refracción de $n = 1.03$, la eficiencia de reconstrucción disminuye debido a que hay una mayor cantidad de anillos que se pierden por el agujero central del detector que cubre el calorímetro electromagnético.

- El radio superior óptimo del espejo en torno a los $60\,cm$.

- El área efectiva de los fotomultiplicadores no debe ser demasiado grande con el fin de mantener una resolución en la velocidad lo mejor posible.

Evidentemente estos resultados dependen de las propiedades ópticas simuladas de los radiadores, por lo que los resultados obtenidos de resoluciones y eficiencias de reconstrucción sólo pueden considerarse desde un punto de vista cualitativo. Con el fin de obtener una estimación más realista del funcionamiento del detector, y en particular de escoger el radiador más adecuado, se ha construido un prototipo del RICH con la posibilidad de instalar distintos radiadores. En los próximos capítulos trataremos sobre los resultados obtenidos con él y sus extrapolación al detector final.

Bibliografía

[1] C. Grupen, *Particle Detectors,* Cambridge University Press (1996)

[2] P.A. Čerenkov, Phys. Rev. **52**, 378 (1937)

[3] Hanbook of optics, Bass edit., Mc Graw-Hill

[4] J. Fricke, *Springer proceedins in Physics 6,* Springer, Heidelberg (1986)

[5] W.J. Platzer y M. Berkvist, Solar Energy Materials and Solar Cells **31**, 243 (1993)

[6] J.D. Jackson, *Electrodinámica Clásica,* Walter de Gruyter, Berlín

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

[8] De acuerdo a las medidas provistas por Matsushita Electric Works, Osaka, Japón.

[9] Cortesía de Hamamatsu Corporation.

[10] Hamamatsu Photonics. Photomultiplier Tubes (2000)

[11] Torrentó, Ana, *Caracterización y funcionamiento en campo magnético de los fotomultiplicadores Hamamatsu* R7600-00-M16 *para el detector* RICH *de* AMS. Memoria presentada para la obtención del diploma de estudios avanzados, La Laguna (2003)

[12] P. Aguayo *et al.*, *Performance of the multianode Hamamatsu H6568 photo-multiplier tube for the AMS Cerenkov detector*, en preparación para su publicación.

[13] L. Gallin-Martel *et al.,* ISN Grenoble Report 01-49 (2001)

[14] Casadei, D., *Direct measurement of galactic cosmic ray fluxes with the orbital detector* AMS-02*,* tesis doctoral presentada en UNIVERSITA DEGLI STUDI DI BOLOGNA (2003)

[15] Brun, R. *et al. GEANT User's guide* (1994)

[16] C. Delgado, *Diseño y optimización de un detector* RICH *para* AMS*,* Memoria presentada para la obtención del diploma de estudios avanzados, Madrid (2001)

[17] Lanciotti, E., *Charge reconstruction with* AMS-RICH, Memoria presentada para la obtención del diploma de estudios avanzados, Madrid (2003)

[18] Press, W.H., Teukolsky, A.S., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., *Numerical recipes in C*, Cambridge University Press (1992)

3. El prototipo del detector RICH de AMS.

El prototipo del RICH se ha empleado para determinar si el diseño del detector es correcto, verificar los algoritmos de reconstrucción, estudiar las capacidades del detector, elegir el mejor radiador para los objetivos del experimento AMS y validar la simulación Monte Carlo con el fin de extrapolar los resultados obtenidos al contador RICH final. Para ello se ha intentado replicar con la mayor fidelidad posible una sección del instrumento final, y se ha puesto en funcionamiento tomando datos de rayos cósmicos a nivel del mar y de iones procedentes de un haz. La descripción pormenorizada del prototipo junto con la de los sistemas auxiliares necesarios para realizar estas tomas de datos, así como los procedimientos de calibración del detector son descritos a lo largo del presente capítulo.

3.1. Descripción del prototipo y la electrónica asociada.

El prototipo del detector RICH de AMS consiste en una matriz de 96 fotomultiplicadores del mismo tipo que el usado en el instrumento final (véase la sección 2.2), dispuestos en celdas con una distancia entre dos centros consecutivos de $31mm$. El número total de canales es de 1536, lo que constituye un $\approx 15\%$ de los del detector final, con un área similar al 10% del mismo, como se muestra en la figuras 3.1 y 3.2.

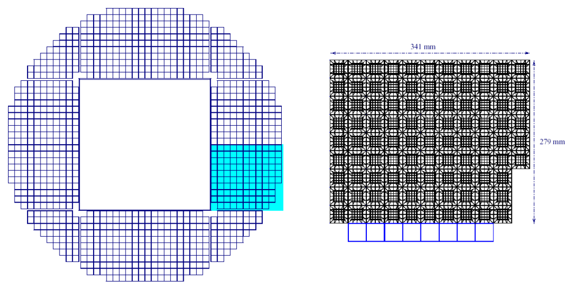


Figura 3.1.: Geometría del prototipo comparada con el instrumento final.

Al igual que en el instrumento final, cada uno de los fotomultiplicadores está ópticamente acoplado a un conjunto de 16 guias de luz, de manera que el área activa efectiva del conjunto fotomultiplicador+guias es cercana al 100%. El conjunto está montado sobre una estructura mecánica que permite situar radiadores de hasta $3cm$ de espesor a una distancia ajustable de la parte superior de las guias de luz. Éstas han sido construidas mediante el mecanizado de planchas del plástico Bicron-BC800, que posee una buena transmitancia en todo el espectro hasta $\approx 300nm$.

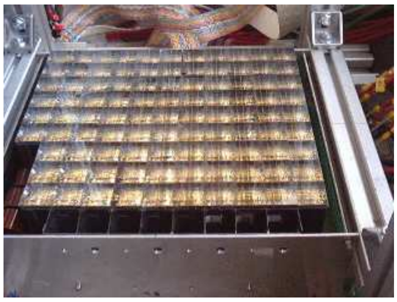


Figura 3.2.: Detalle del plano de detección del prototipo del RICH de AMS.

La medida de la carga de los fotomultiplicadores se lleva a cabo mediante un circuito integrado[1] desarrollado en el ISN[1] cuyo esquema aparece en la figura 3.3 . Cada fotomultiplicador está asociado a uno de estos circuitos que realizan la integración de de la carga con un factor de amplificación de 5 [2] de cada uno de los ánodos para posteriormente proceder a su digitalización. Con el fin de aumentar el rango dinámico del detector, la carga integrada también se digitaliza sin amplificación[3], de manera que si la señal de ganancia $\times 5$ satura el ADC[4] encargado de digitalizar la señal, ésta puede recuperarse con una menor resolución. Finalmente la carga digitalizada con las dos amplificaciones para los 16 ánodos de un fotomultiplicador se multiplexa y se envía a las tarjetas de lectura, tal y como aparece en la figura 3.4 , donde el diagrama de tiempos del proceso llevado a cabo por el circuito está esquematizado. La versión del circuito empleada en el prototipo posee la particularidad de requerir una tasa mínima de reinicializaciones de la electrónica, en torno a $100Hz$, para mantener el nivel de ruido electrónico constante.

Las señales digitalizadas son procesadas por tres tarjetas de adquisición S9007 de CAEN[2], ocupándose cada una de hasta 33 fotomultiplicadores simultáneamente. Cada tarjeta tiene una FPGA Altera de la familia APEX20KE[3], encargada del control de la electrónica de front-end y de la comunicación de los distintos dispositivos de la tarjeta, una interfase con el exterior y un DSP[5] de la serie ADSP2187[4], que realiza el procesado de los datos antes de ser transferido al sistema externo. El tipo de este procesado puede escogerse con anterioridad a la toma de datos, pudiendo tratarse de

Modo rawdata En este caso toda la información de todos los canales es transferida al sistema externo. Éste es el modo de funcionamiento indicado para la comprobación del algoritmo de calibración de pedestales y para realizar estudios del comportamiento de los fotomultiplicadores y la electrónica de front-end.

Modo normal En este modo se eliminan las señales de los canales cuyo valor esté por debajo de un cierto umbral dependiente del canal. Éste se escoge de manera que sólo sobrevivan los canales en que la carga sea compatible con la detección de uno o más fotoelectrones.

[1]Denominado electrónica de front-end.
[2]En adelante 'señal de ganancia $\times 5$'
[3]En adelante 'señal de ganancia $\times 1$'
[4]Acrónimo de conversor de señal analógica a digital en inglés.
[5]Acrónimo de procesador de señales digitales en inglés.

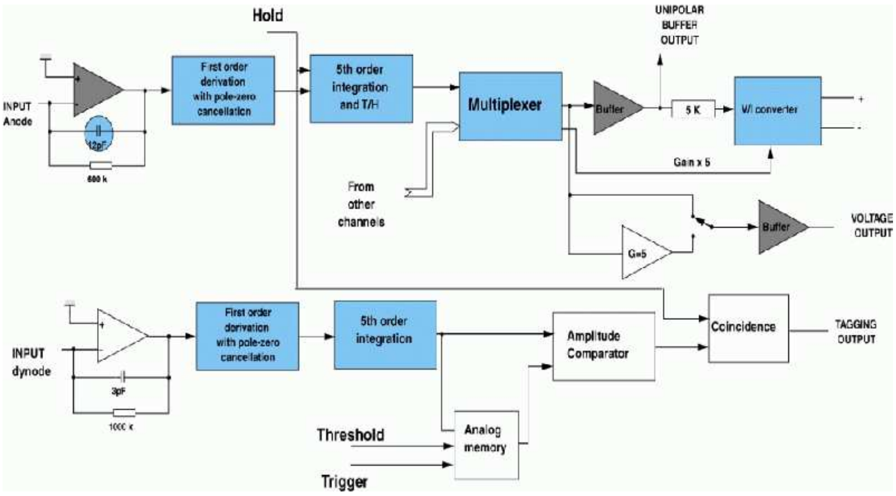


Figura 3.3.: Esquema de funcionamiento del circuito integrado encargado de realizar la medida de la carga de los fotomultiplicadores.

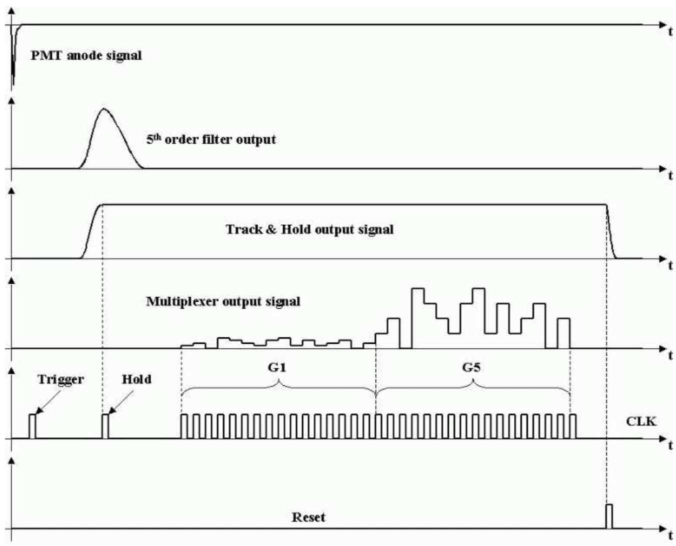


Figura 3.4.: Cronograma del tratamiento de las señales en el circuito integrado encargado de integrar la señal de los fotomultiplicadores.

También en este modo se determina si la señal de ganancia $\times 5$ se ha saturado. Si no es así, se selecciona ésta; en caso contrario se elimina y se selecciona la señal de ganancia $\times 1$. De esta forma se garantiza que para cada canal en que se haya detectado algún fotoelectrón, la señal con mayor información sobre la carga integrada en el fotomultiplicador sobrevive.

Finalmente se sustrae el ruido electrónico[6], que se ha medido con anterioridad.

Este modo de procesado de los datos es el indicado para el funcionamiento normal del prototipo, ya que como resultado del proceso de reducción, la cantidad de información que hay que manipular posteriormente es menor.

Modo de calibración Este modo utiliza un algoritmo para determinar los valores de los pedestales y los umbrales empleados en el **modo normal** de forma automática. Este método de calibración es un prototipo del método que se empleará en el detector final. Sin embargo los valores de los pedestales y umbrales empleados para el estudio del funcionamiento del prototipo se han calculado como se explicará más adelante usando datos tomados en el **modo rawdata**.

La lectura de los datos procesados por estas tarjetas se realiza a través de una interfase VME y posteriormente se almacena en la memoria RAM de un módulo VME. Esta interfase es usada para inyectar la señal de *trigger* en la FPGA que inicia el proceso de lectura y procesado de la señal de los fotomultiplicadores. La señal de trigger procede de un módulo CAMAC donde se realiza el procesado de las señales de los detectores auxiliares, descritos más adelante, entre los que se encuentra un par de plásticos centelleadores cuya coincidencia temporal da lugar al disparo de la toma de datos del detector. Finalmente, la información de estos detectores auxiliares se adjunta a la del prototipo en la memoria RAM del modulo VME anteriormente referido y el conjunto se escribe en disco para su posterior análisis.

3.1.1. Caracterización óptica de los elementos del prototipo.

Con anterioridad a la toma de datos se ha llevado a cabo un programa de medidas ópticas con el objetivo de caracterizar los distintos elementos del prototipo y verificar su correcto funcionamiento. Además los resultados de estas medidas se han utilizado como parámetros iniciales en la simulación Monte Carlo empleada para el análisis de los datos.

Las medidas realizadas se describen a continuación.

Radiadores.

La dispersión cromática dada por la ecuación 2.16 en la página 34 se ha verificado mediante la medida del ángulo de salida de haces de luz de varias longitudes de onda tras haber atravesado una muestra de aerogel. El dispositivo experimental empleado está

[6] Denominado pedestal

esquematizado en la figura 3.5 (derecha). Los resultados de estas medidas[5], mostrados en la figura 3.5 (izquierda), confirman la validez de 2.16, representada con la curva discontinua en la figura.

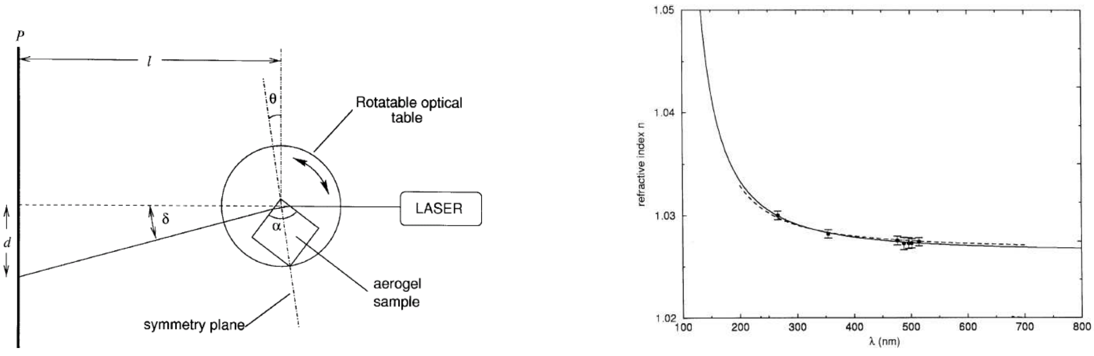


Figura 3.5.: Izquierda: Esquema del dispositivo experimental empleado para medir el índice de refracción de muestras de aerogel. Derecha: Resultado de la medida de la dispersión cromática de una muestra de aerogel de Matsushita Electric Co. con un índice de refracción medio $n \simeq 1.03$. La curva continua es un ajuste a los datos, mientras que la discontinua es la obtenida usando la ecuación del texto.

De acuerdo con 2.13 en la página 33, la medida de la transmitancia del aerogel permite obtener el valor de la claridad. La figura 3.6 muestra las medidas realizadas con un espectrofotómetro junto con las curvas ajustadas para muestras de aerogel manufacturado por Matsushita Electric Co. de $1\,cm$ y $2\,cm$ de espesor e índices de refracción $n = 1.03$ y $n = 1.05$. Esta medida se ha realizado para todos los aerogeles empleados en el prototipo, con los resultados de la tabla 3.1.

Fabricante	n	Claridad ($\mu m^4\,cm^{-1}$)
Matsushita El. Co. (II)	~ 1.03	0.0074
Matsushita El. Co.(II)	~ 1.05	0.0133
Matsushita El. Co.(I)	~ 1.03	0.0102
Matsushita El. Co.(I)	~ 1.05	0.0151
Novosibirsk	~ 1.03	0.0051
Novosibirsk	~ 1.04	0.0148

Tabla 3.1.: Claridad medida para los aerogeles empleados en el prototipo. Los aerogeles manufacturados por Matsushita El. Co. provienen de dos remesas distintas, indicadas con las marcas "(I)"y "(II)"

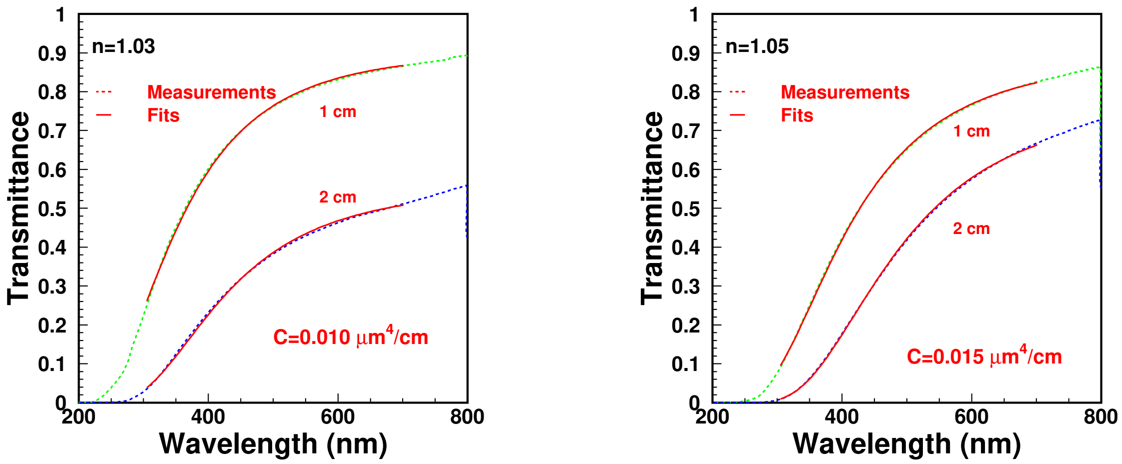


Figura 3.6.: Ajuste de la claridad para muestras de aerogel manufacturado por Matsushita(ver texto).

Guías de luz.

La figura 3.7 muestra la transmitancia del material empleado en la fabricación de las guias de luz, medida con un espectrofotómetro. El valor de la transmitancia en el plató es compatible con un índice de refracción de $n = 1.49$.

Para determinar la eficiencia diferencial de las guías con el ángulo de los fotones incidentes, se ha iniciado un programa de medidas ópticas cuyos resultados preliminares sin compatibles con la eficiencia esperada obtenida mediante la simulación Monte Carlo.

3.2. Detectores auxiliares.

Además de proporcionar una señal externa de trigger al prototipo, el conjunto de detectores auxiliares se emplea para determinar los parámetros relevantes de la trayectoria de la partícula que da lugar a la emisión de la luz Čerenkov, necesarios para el funcionamiento de la reconstrucción.

3.2.1. Sistema de trigger.

La generación del trigger se produce cuando se da la coincidencia temporal de dos plásticos centelleadores de tipo NE-102, escogidos entre los que se encuentran en la tabla 3.2 en función de los requerimientos de la toma de datos.

Los plásticos centelleadores están acoplados mediante guías de luz a fotomultiplicadores RTC-2262B. La elección de este fotomultiplicador se realizó para el prototipo anterior del RICH en función de su buena respuesta para un fotón único (figura 3.8) y alta velocidad de formación del pulso. Además de proporcionar el trigger, la señal procedente

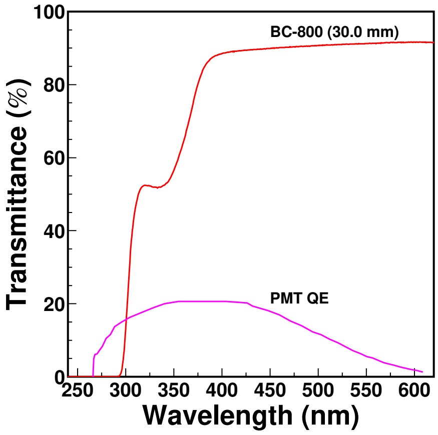


Figura 3.7.: Transmitancia para una muestra de 30 mm del material empleado en la fabricación de las guias de luz (BC-800). También se muestra la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores (PMT QE).

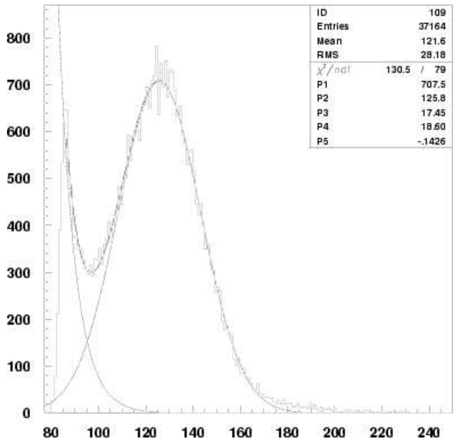


Figura 3.8.: Ajuste de la respuesta a un fotón único en cuentas de ADC de un fotomultiplicador empleado en el sistema de trigger (ver texto).

Superficie(mm^2)	Espesor(mm)	Nombre	Uso
400×400	6	S1	Cósmicos
400×400	6	S2	Cósmicos
150×130	8	S3	Cósmicos
100×100	2.5	S4	Haz de iones
100×100	2.5	S5	Haz de iones

Tabla 3.2.: Dimensiones, nomenclatura y uso de los distintos centelleadores disponibles.

Par	Uso	Aceptancia geométrica
S1⊕S2	**CONFIGURACIÓN 2**	$4.4 \times 10^{-3}\, m^2\, sr$
S1⊕S3	**CONFIGURACIÓN 1**	$6.8 \times 10^{-3}\, m^2\, sr$

Tabla 3.3.: Aceptancia geométrica del conjunto de centelleadores para las dos configuraciones.

de estos fotomultiplicadores se inyecta en un QDC para medir la energía depositada por la partícula.

La figura 3.9 muestra el esquema del trigger junto de la adquisición de las cámaras de trazas, cuyo uso y funcionamiento se explica más adelante, y de la integración de los datos con los del prototipo del RICH.

3.2.2. Medida de la trayectoria.

Configuración para la toma de datos con muones cósmicos.

Con el fin de determinar la trayectoria de la partícula incidente, se mide la posición de paso de ésta en tres cámaras proporcionales de hilos[7]. Cada una de éstas consta de dos planos de hilos en direcciones perpendiculares con un superficie total de $400 \times 400\, mm^2$. Cada plano posee 201 hilos separados $2\, mm$ entre si, que operan a un voltaje de $3.7 kV$ con una mezcla de $Argon/C_2H_6/Freon$ al 69.9%/29.9%/0.2%.

La lectura de la señales de los hilos de cada plano se lleva a cabo mediante una linea de retardo, cuyo esquema eléctrico se encuentra en la figura 3.10 en la página 68. Las señales procedentes de los extremos de la lineas de retardo se inyectan en un TDC CAMAC con el fin determinar el tiempo transcurrido desde el trigger hasta su detección. De esta forma se puede determinar la posición longitudinal de paso de la partícula con sólo dos señales, tal y como se explicará más adelante.

La toma de datos con cósmicos se ha producido en dos etapas en la que se ha empleado configuraciones geométricas distintas de los planos de hilos:

- Desde marzo del 2002 hasta junio del mismo año, en que se tomaron datos de forma intermitente con radiadores de aerogel producidos por Matsushita electric Co. y fluoruro de sodio. Durante este periodo, la configuración de los distintos detectores empleados fue la **CONFIGURACIÓN 1** mostrada en la figura 3.11 en la página 68.

- Desde junio del 2002 hasta mediados de setiembre del mismo año, la configuración empleada fue la **CONFIGURACIÓN 2** con el fin de obtener una mejor medida de las trayectorias de los muones al tener un mayor brazo en la determinación de la posición de los puntos por donde ha pasado la partícula.

Las aceptancias geométricas de estas dos configuraciones se muestra en la tabla 3.3.

La reconstrucción del punto de intersección de la trayectoria de una partícula con un plano de hilos se realiza como sigue. Consideremos una partícula cargada que atraviesa

[7] *Multi Wire Proportional Chamber* en la literatura. Véase [7, 8] para una descripción general de este tipo de detector.

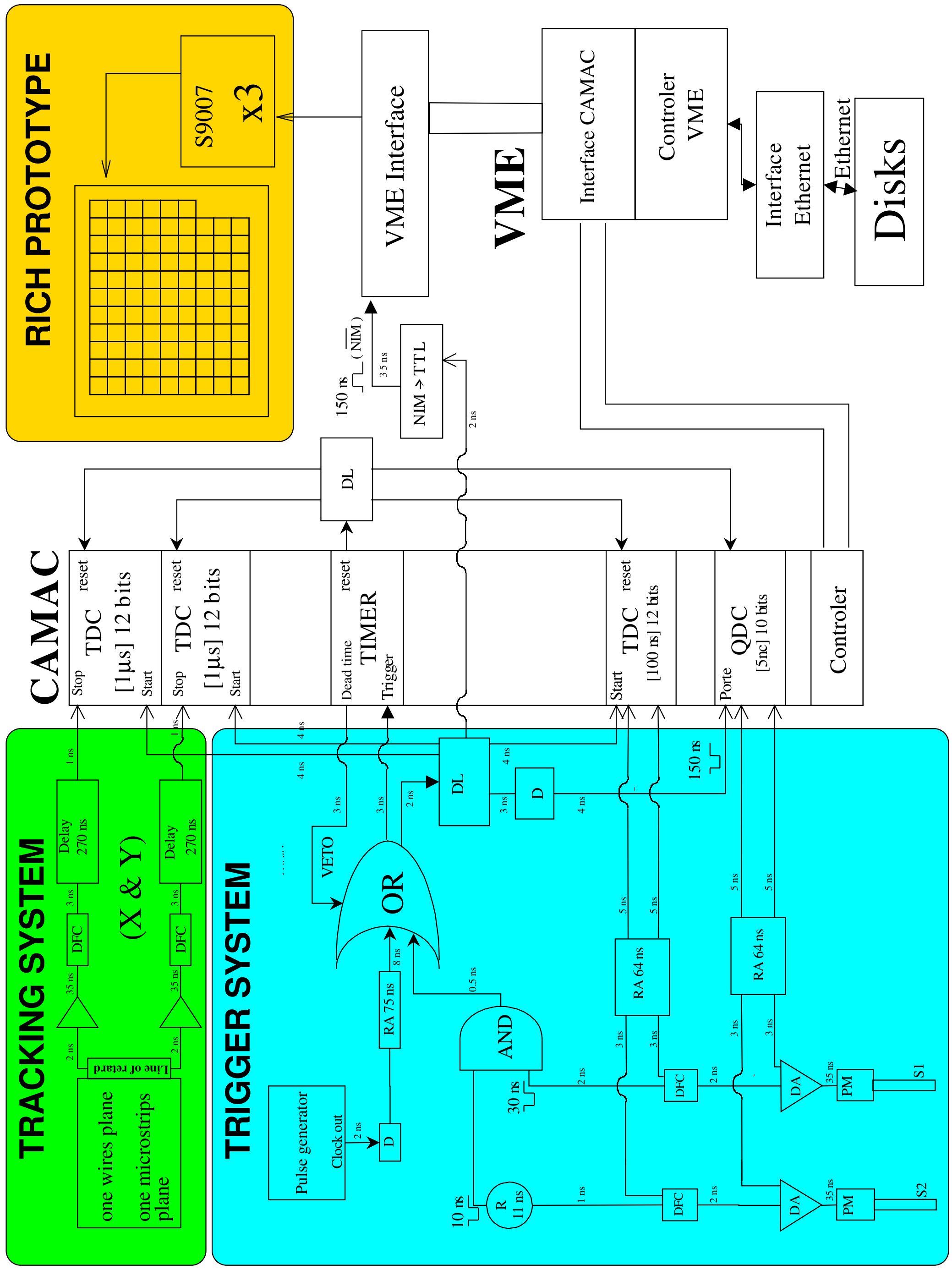


Figura 3.9.: Esquema de la electrónica de los sistemas auxiliares y su integración con los datos del prototipo.

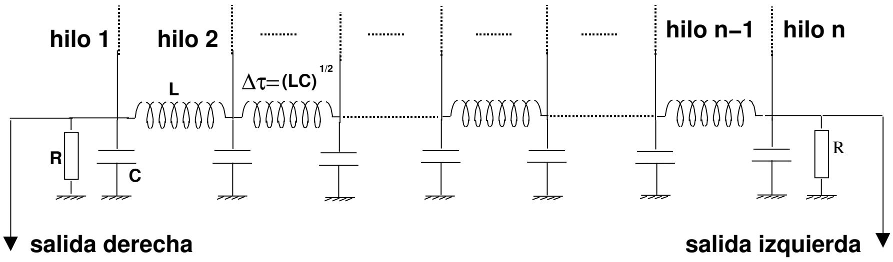


Figura 3.10.: Esquema eléctrico de una linea de retardo. El tiempo que tarda la señal en recorrer la distancia entre dos hilos consecutivos es $\Delta\tau = \sqrt{LC}$, siendo L y C la impedancia y capacidad de la linea respectivamente.

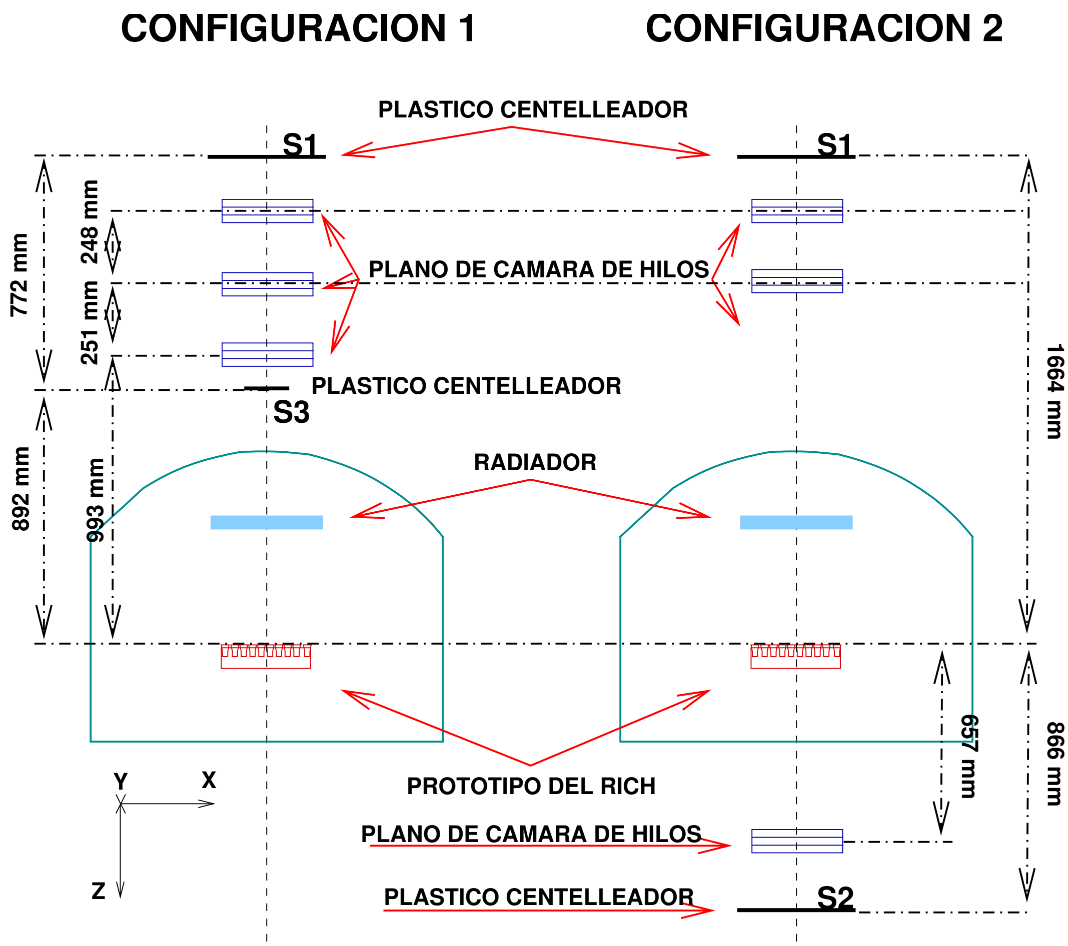


Figura 3.11.: Configuraciones del prototipo del RICH y los detectores auxiliares durante la toma de datos en los test con cósmicos.

un plano en el instante $t = 0$, y es detectada en el hilo x en el instante $t = t_0$. La señal resultante en el hilo se divide en dos a la entrada de la linea de retardo: la primera alcanzará la derecha en el instante $t_d = t_0 + (x-1)\Delta\tau$, mientras que la segunda alcanzará la salida izquierda en $t_i = t_0 + (n-x)\Delta\tau$, siendo n el número de hilos. La diferencia de estos tiempos, $t_i - t_d = (n+1)\Delta\tau - 2x\Delta\tau$, es una función lineal de la posición. Por otro lado la suma de estas cantidades, $t_i + t_d = 2t_o + (n-1)\Delta\tau$, es una constante empleada como control de calidad de la medida, comúnmente denominada *checksum,* cuya distribución se muestra en la figura 3.12 (izquierda).

Es necesario señalar que, de esta forma, cada uno de los planos mide la posición de paso de la partícula en la dirección perpendicular a la de los hilos, de ahí el que cada cámara este compuesta por dos planos de hilos en direcciones perpendiculares.

El ajuste del espectro de retardos $t_i - t_d$, mostrado en la figura 3.12 (derecha), permite estimar la resolución de la electrónica de adquisición y las fluctuaciones en el tiempo de deriva de la avalancha, siendo en este caso de $\sigma_{el.} \approx 500ps$, mientras que la distancia entre picos sucesivos permite determinar la cantidad $\Delta\tau$, siendo en este caso de $\approx 2ns$ para los $2mm$ de distancia entre hilos consecutivos, lo que se traduce en $\sigma_{el.} \approx 0.25mm$.

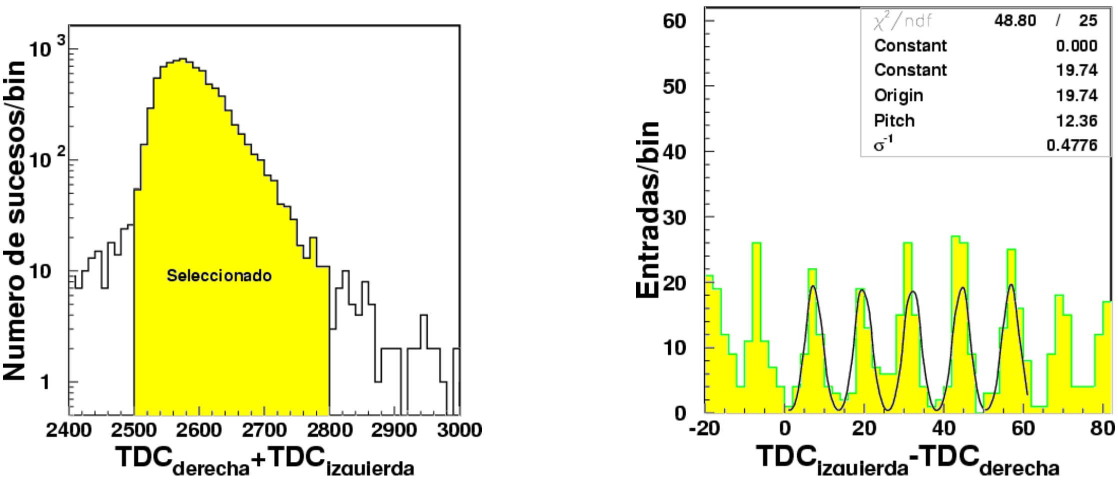


Figura 3.12.: Izquierda: Corte en la suma de los tiempos a la izquierda y derecha de la red de retardo(ver texto). Derecha: medida del retardo entre hilos consecuticos. En ambas figuras la resolución del TDC es de 250 ps/canal.

En la práctica la reconstrucción del punto de paso de la partícula en la dirección longitudinal de uno de los planos de hilos se realiza mediante la siguiente interpolación lineal

$$x(c) = x(c_1) + \frac{c - c_1}{c_n}(n-1) \times 2mm \tag{3.1}$$

donde n es el número de hilos, c_1 es el retardo en cuentas de TDC para el primer hilo, c_n es el retardo para el hilo n-ésimo, c es el medido al paso de la partícula, y $x(c_1)$ es la posición del primer hilo. La incertidumbre experimental en esta cantidad puede escribirse como

$$\sigma_{tot}^2 = \underbrace{\sigma_{el.}^2}_{\approx(0.25mm)^2} + \sigma_{geom.}^2 + \sigma_{sist.}^2$$

donde σ_{geom} es la contribución a la resolución debido a la distancia entre hilos, $\sigma_{el.}$ el inducido por la electrónica de adquisición y $\sigma_{sist.}$ el sistemático debido a las inhomogeneidades de los retardos entre hilos consecutivos. El valor de la incertidumbre geométrica es

$$\sigma_{geom.} = \frac{\Delta}{\sqrt{12}} = 0.58mm$$

donde Δ es la distancia entre hilos consecutivos y el factor $\sqrt{12}$ es debido a la distribución uniforme de los residuos de la posición de paso de la partícula y la posición del hilo. El valor de $\sigma_{sist.}$ se ha estimado midiendo los tiempos de retardo para los seis planos de hilos, resultando $\sigma_{sist.} \approx 0.16mm$ [6]. Con esto la resolución en la posición resultante es de $\sigma \approx 0.65mm$.

La reconstrucción de la trayectoria de la partícula incidente se realiza mediante un ajuste lineal a las coordenadas reconstruidas por cada cámara, resultante de minimizar la cantidad

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{3} (x_i - x_0 - u z_i^x)^2 + (y_i - y_0 - v z_i^y)^2 \tag{3.2}$$

respecto a la cantidades x_0, y_0, u y v, donde el sistema de referencia utilizado es el mostrado en la figura 3.11 en la página 68. La trayectoria de la partícula viene dada por $x = x_0 + z \cdot u$ y $y = y_0 + z \cdot v$.

El resto de valores que entran a formar parte de 3.2 son: x_i es el valor medido en el plano que mide en la dirección X de la cámara i-ésima e y_i el medido por el plano que mide en la dirección Y de la misma cámara; z_i^x es la coordenada del plano de hilos que mide en la dirección X perteneciente a la cámara i-ésima y, similarmente, z_i^y para el plano que mide en la dirección Y.

La minimización de 3.2 es trivial, resultando en

$$\left\{ \begin{array}{rl} u = & \frac{\langle z_i^x x_i \rangle - \langle z_i^x \rangle \langle x_i \rangle}{\langle (z_i^x)^2 \rangle - \langle z_i^x \rangle^2} \\ x_0 = & \frac{\langle (z_i^x)^2 \rangle \langle x_i \rangle - \langle z_i^x \rangle \langle z_i^x x_i \rangle}{\langle (z_i^x)^2 \rangle - \langle z_i^x \rangle^2} \end{array} \right. \tag{3.3}$$

para x_0 y u, y expresiones similares, sustituyendo las 'x' por 'y', para y_0 y v, donde los valores medios son respecto de los tres planos de detección. Estas expresiones nos permiten determinar el error en la determinación de los parámetros de la trayectoria como

$$\left\{ \begin{array}{rl} \sigma_u^2 = & \frac{\sigma_x^2}{3(\langle (z_i^x)^2 \rangle - \langle z_i^x \rangle^2)} \\ \sigma_{x_0}^2 = & \frac{\sigma_x^2 \langle (z_i^x)^2 \rangle}{3(\langle (z_i^x)^2 \rangle - \langle z_i^x \rangle^2)} \end{array} \right.$$

y expresiones análogas para para σ_v y σ_{y_0}. El error en la posición extrapolada al radiador y al plano de fotomultiplicadores se muestra en la tabla 3.4.

Configuración	Error en el radiador	Error en el plano de fotomultiplicadores
1	$\sigma_x \approx \sigma_y \sim 1.94mm$	$\sigma_x \approx \sigma_y \sim 2.8mm$
2	$\sigma_x \approx \sigma_y \sim 0.4mm$	$\sigma_x \approx \sigma_y \sim 0.8mm$

Tabla 3.4.: Resolución en la posición de la partícula para las dos configuraciones del prototipo para la toma de datos con rayos cósmicos(ver texto).

Configuración para la toma de datos con un haz de iones.

La configuración del prototipo durante la toma de datos con un haz de iones fue la mostrada en la figura 3.13.

A diferencia del caso de la toma de datos con cósmicos, tan solo se mide un punto de la trayectoria de la partícula, mientras que la dirección de la misma se asume que coincide con la del haz . La medida de este punto se realiza usando un detector distinto para cada eje:

Eje y: Se emplea un plano de hilos similar a los usados en la toma de datos con rayos cósmicos, pero de dimensiones más reducidas. La superficie perpendicular al haz de iones es de $420 \times 60\,mm^2$, y la distancia entre hilos consecutivos es de $\sim 2.5\,mm$.

Eje x: En lugar de un plano de hilos se emplea uno de *microstrips*[8]. El funcionamiento de éste es similar al del plano de hilos, pero la labor de éstos es realizada por *strips* con una distancia entre dos consecutivos de $\sim 0.7mm$. El sistema de lectura y los métodos de reconstrucción empleados con este plano son idénticos a los explicados para un plano de hilos.

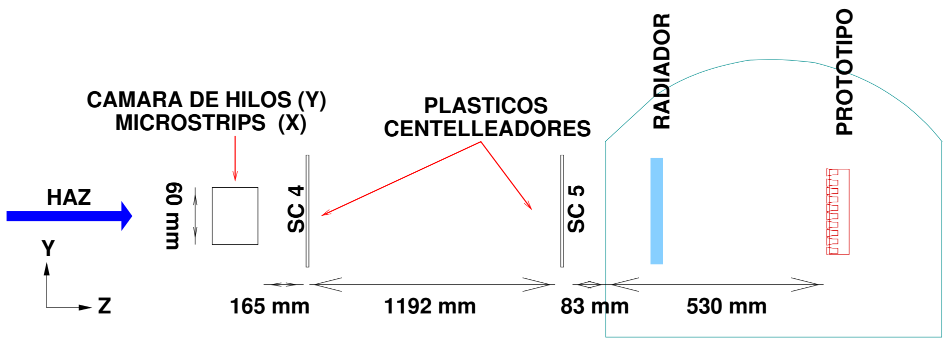


Figura 3.13.: Configuración del prototipo y los detectores auxiliares para la toma de datos con un haz de iones.

La estimación de la resolución del plano de hilos y de *microstrips* se ha realizado de la misma forma que en el caso de rayos cósmicos, resultando $\sigma \approx 0.99mm$ para el plano de hilos y $\sigma \approx 0.21mm$ para el de *microstrips*. La determinación de las contribuciones debidas a la cadena de adquisición se realiza de forma análoga a como se hace con la configuración para la toma de datos de rayos cósmicos, y se muestra en la figura 3.14.

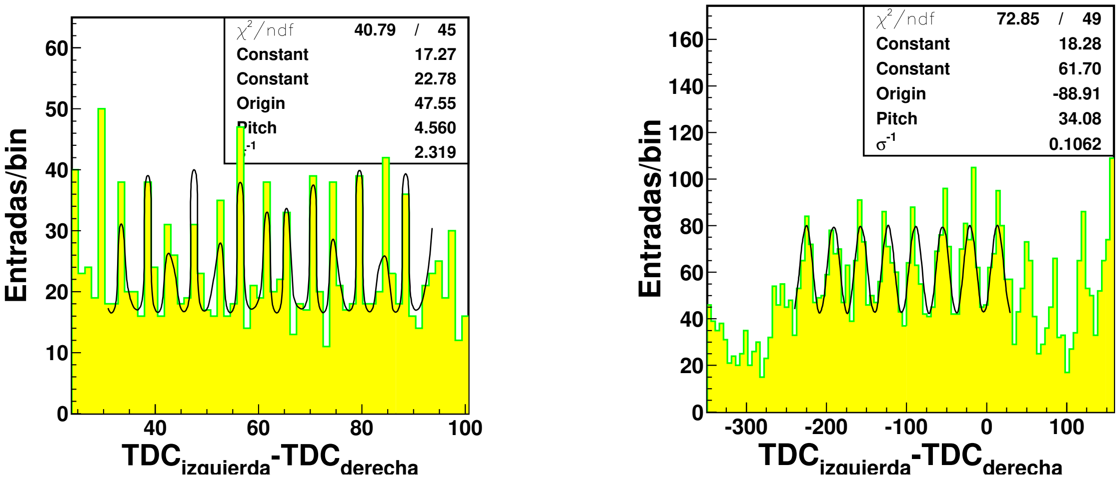


Figura 3.14.: Izquierda: medida del retardo entre dos microstrips consecutivos del plano que mide a lo largo del eje x. Derecha: medida del retardo entre hilos consecuticos del plano que mide en el eje y. En ambas figuras la resolución del TDC es de 250 ps/canal.

3.3. Calibración del prototipo.

En la calibración del prototipo hay dos elementos bien diferenciados: el ruido electrónico y la respuesta del fotomultiplicador. En el caso de la electrónica es necesario determinar el umbral de detección para cada canal, es decir, el valor mínimo de la respuesta digital para que se considere que se ha detectado al menos un fotoelectrón. En el caso del fotomultiplicador, se hace necesario conocer el valor de la ganancia para cada canal con el fin de estimar el número de fotoelectrones recogidos en cada pixel, lo que es necesario para poder reconstruir la carga de la partícula que haya atravesado el radiador (véase la sección 2.4.2). A continuación se detalla como se realizan ambas calibraciones y los resultados obtenidos con las mismas.

3.3.1. Calibración de pedestales.

La calibración del ruido electrónico se ha realizado tomando datos con un trigger generado por software en ausencia de luz. La forma de los pedestales obtenidos se ha modelizado con una gaussiana, tal y como muestra la figura 3.15 , y los valores ajustados de su media (x_0) y anchura (σ) se han empleado para determinar el cero de carga recolectada y el umbral de detección canal a canal. Este último se ha fijado en $x_0 + 4\sigma$, lo que garantiza que la probabilidad de que el ruido electrónico sea confundido con la señal de un fotoelectrón sea $\lesssim 10^{-5}$.

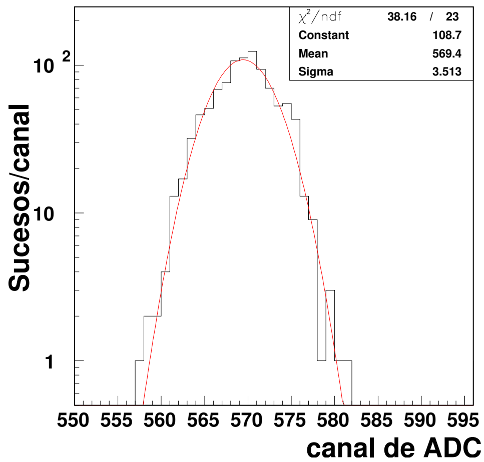


Figura 3.15.: Ajuste del pedestal para un canal del RICH en modo de alta ganacia.

La calibración de los pedestales se ha llevado a cabo de forma periódica con anterioridad a la toma de datos físicos, obteniéndose resultados similares para la distribución de la posición y anchura de los pedestales a los que se observan en las figuras 3.16 y 3.17 . La diferencia en las anchura de los pedestales en la configuración de cósmicos y del haz de iones es debida al uso de diferentes fuentes de alimentación de baja tensión para alimentar la electrónica.

La figura 3.18 en la página 75 muestra que la variación de la posición de los pedestales con el tiempo se encuentra en el rango ± 1, tanto para canales individuales (figura de la izquierda) como para el valor medio de todos los canales (figura de la derecha), durante un periodo de tiempo del orden de un día.

3.3.2. Calibración de la ganancia.

En principio, el método de calibración de la respuesta de los fotomultiplicadores para la toma de datos con muones cósmicos y con un haz de iones puede ser el mismo. Sin embargo con posterioridad a la toma de datos con el haz se descubrió que un error en los retardos de la electrónica invalidaba parcialmente las calibraciones realizadas para estos datos. Por esta razón fue necesario realizar una calibración empleando los datos que posteriormente serían analizados. Los dos métodos de calibración empleados se describen a continuación.

Calibración para la toma de datos de rayos cósmicos.

La calibración de la respuesta a fotón único del prototipo se realizó tomando datos con un trigger generado por software y presencia de luz que procedía del encendido sincronizado

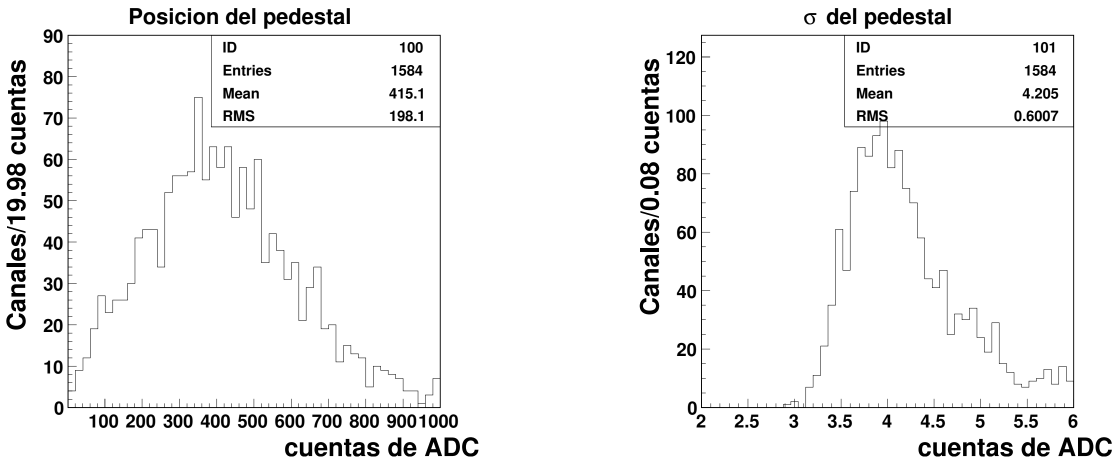


Figura 3.16.: Distribución obtenida de una toma de datos de calibración para los valores medio (izquierda) y de las anchuras (derecha) de los pedestales de todos los canales del prototipo para la toma de datos con rayos cósmicos.

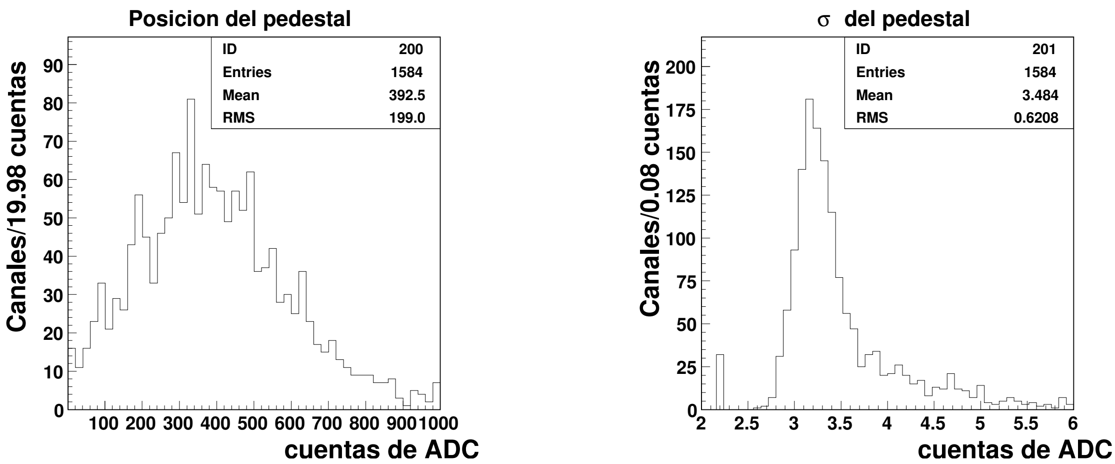


Figura 3.17.: Distribución obtenida de una toma de datos de calibración para los valores medio (izquierda) y de las anchuras (derecha) de los pedestales de todos los canales del prototipo para la toma de datos con un haz de iones.

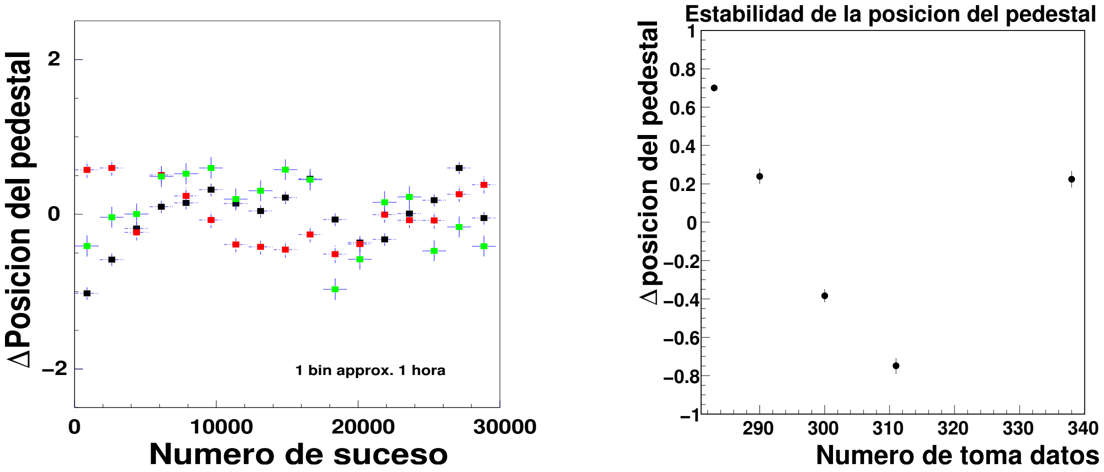


Figura 3.18.: Izquierda: Variación de la posición de los pedestales de cuatro canales durante una toma continua de datos de 16 horas. Derecha: Variación de la posición media de los pedestales en tomas de datos de calibración realizadas cada ocho horas aproximadamente.

de un LED[8] azul. La cantidad de la luz, regulada por el tiempo de encendido del LED, se ajustó de manera que se observase claramente la respuesta del fotomultiplicador a un único fotoelectrón. El espectro de carga en cuentas de ADC para cada canal resultante de estas tomas de datos se ajustó, posteriormente, a un modelo de respuesta con el fin de obtener una caracterización del mismo.

El modelo de respuesta del fotomultiplicador empleado asume que la distribución del número de fotones que alcanzan el fotocátodo posee una distribución de poisson, y que la respuesta del fotomultiplicador es lineal con el número de fotones. En esta aproximación, la forma del espectro en cuentas de ADC puede escribirse

$$P(x) \approx \underbrace{e^{-\mu} G(x|x_0, \sigma)}_{pedestal} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{e^{-\mu}\mu^i}{i!} \times R_i(x - x_0) \qquad (3.4)$$

donde $G(x|x_0, \sigma)$ es la distribución gaussiana de media x_0 y anchura σ, empleada para modelizar el pedestal; μ es el número medio de fotones que arrancan un fotoelectrón del fotocátodo; y $R_i(x)$ es la carga recolectada en el ánodo del fotomultiplicador para i fotoelectrones, medida en cuentas de ADC.

Asumiendo la hipótesis de linealidad, la forma de R_i es la convolución i veces de la distribución R_1:

$$R_i(x) = \int R_1(x - x') \times R_{i-1}(x')\, dx'$$

[8] Acrónimo de diodo emisor de luz en ingles.

La expresión concreta de la distribución R_1 puede encontrarse en la sección 8, tratándose de una simplificación de la función que aparece en [9]:

$$R_1(x) = \frac{e^{-\lambda}\lambda^{\frac{x}{S}}}{\lambda S \Gamma(\frac{x}{S})} \tag{3.5}$$

donde la ganancia cumple

$$G \simeq S(1+\lambda)$$

y la anchura de la respuesta para un fotoelectrón es

$$\sigma_G \simeq S\lambda^{\frac{1}{2}}$$

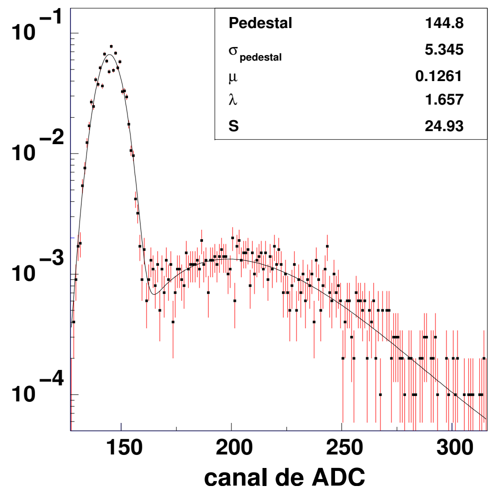


Figura 3.19.: Ajuste del espectro de carga de un canal del prototipo (ver texto). El valor de χ^2 por grado de libertad del ajuste es de 2.362.

La figura 3.19 muestra un ajuste típico de la respuesta de un canal de un fotomultiplicador realizado con la expresiones 3.4 y 3.5.

Al igual que con la electrónica, la toma de los datos de calibración de la respuesta de los fotomultiplicadores se ha realizado con anterioridad a las tomas de datos físicos. La distribuciónes de las ganancias y sus anchuras en estas calibraciones son similares a las mostradas en la figura 3.20 .

Es necesario hace notar las siguientes observaciones sobre éstas:

- La anchura del espectro de carga para un fotón único es aproximadamente el 50% de la ganancia.
- La posición del umbral de detección es tal que se pierden menos del 3% de los fotoelectrones.

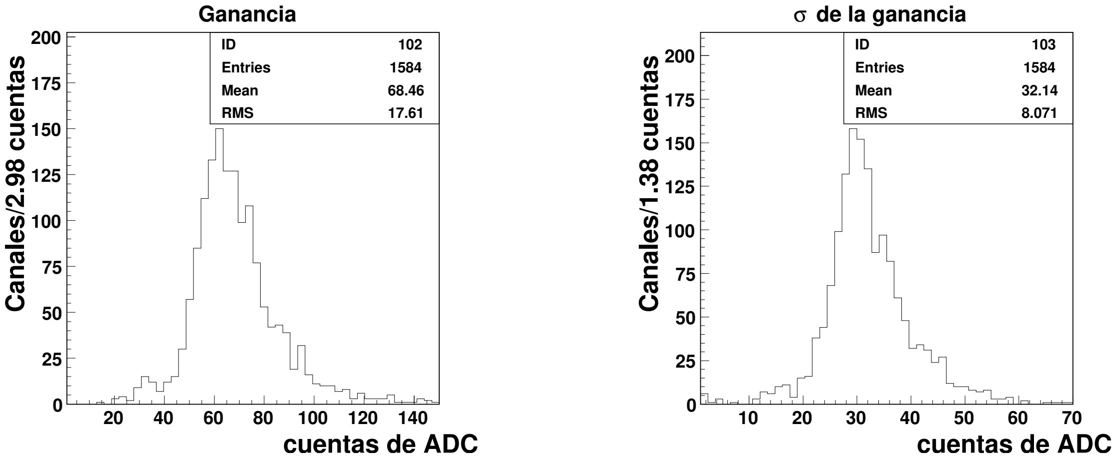


Figura 3.20.: Distribución de las ganancias en cuentas de ADC (izquierda) y anchuras de la respuesta para un fotón único de los canales del prototipo (ver texto).

Con anterioridad a la construcción del prototipo, sus fotomultiplicadores se agruparon por ganancias similares a lo largo de lineas alimentadas con un alto voltaje común. Teniendo en cuenta la relación entre la ganancia y el alto voltaje aplicado a un fotomultiplicador, éste se ecualizó en el rango $770 - 870\,V$ para cada una de las lineas con el fin de uniformizar la respuesta a lo largo de todo el prototipo. La medida de la ganancia en función del número de canal, que aparece en la figura 3.21 , ilustra la uniformidad obtenida en la respuesta. Se observa una gran dispersión entre los canales de un mismo fotomultiplicador, siendo del orden del $\pm 25\%$ del valor promedio de la ganancia para cada fotomultiplicador, lo que está de acuerdo con medidas independientes[10].

Calibración para la toma de datos en el haz de iones.

Para la configuración en el haz de iones se obtuvieron las distribuciones de ganancias de la figura 3.22 , que son sensiblemente más altas que las obtenidas para los datos de muones cósmicos. Por otro lado se observó una clara discrepancia entre la forma de la respuesta para un fotón único procedente del LED de calibración y la de los anillos de protones, ilustrada para un único canal en la figura 3.23 en la página 79 (izquierda). Un análisis posterior demostró que esta diferencia se debía a un error en el cómputo del retardo entre la señal de trigger y la de *hold*[9] en las tomas de datos de calibración, que daban lugar al muestreo de la señal de los ánodos de los fotomultiplicadores en un momento diferente que para las tomas de datos físicos[11].

Para solventar este problema se han utilizado los datos de protones y helio para calibrar la respuesta de los fotomultiplicadores en los que hay señal procedente del anillo, mediante el ajuste de la distribución 3.5 al espectro de cada canal. El resultado de esta calibración muestra que utilizando el LED se sobrestima la ganancia en un factor

[9] Véase la figura 3.4 en la página 61.

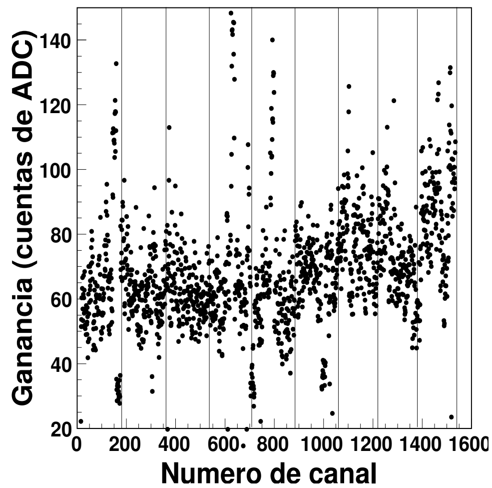


Figura 3.21.: Ganancias, en cuentas de ADC, en función del número de canal. Las lineas verticales agrupan lineas de fotumultiplicadores con el mismo voltaje. Las ganancias se han calibrado siguiendo el método expuesto en el texto.

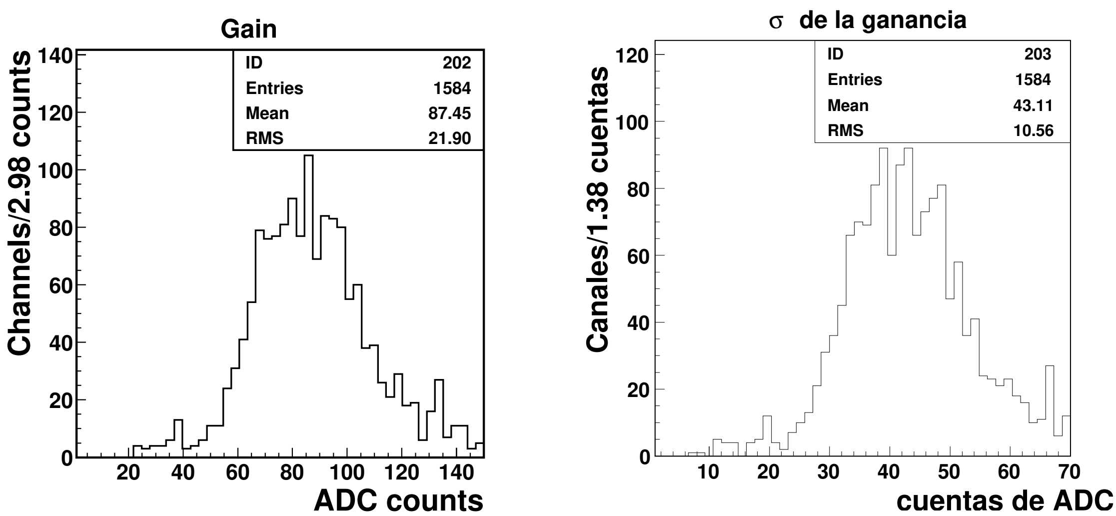
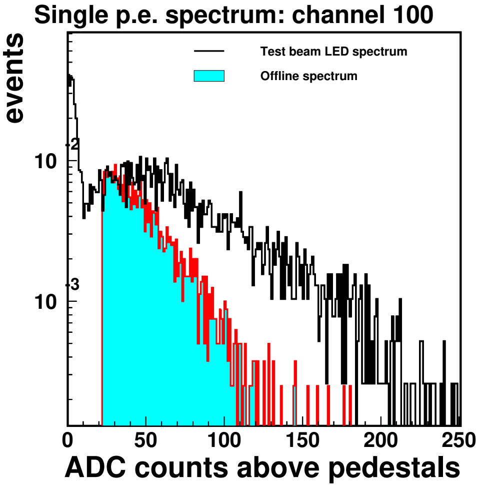


Figura 3.22.: Distribución de las ganancias en cuentas de ADC (izquierda) y anchuras de la respuesta para un fotón único de los canales del prototipo (ver texto).



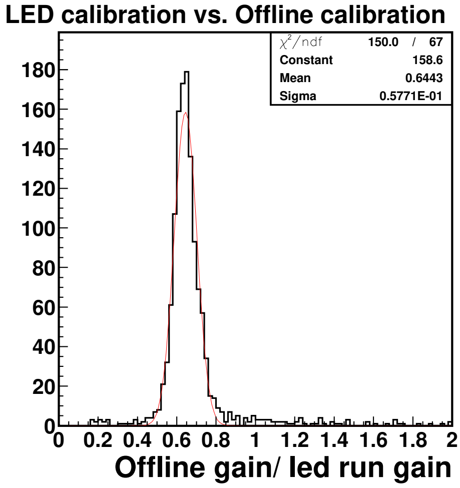


Figura 3.23.: Izquierda: Espectro de cuentas de ADC para señales en el anillo de un haz de protones, donde se aprecia el umbral de detección, y para un toma de datos de calibración. Derecha: cociente entre la ganancia obtenida de los datos de los anillos de protones y helio canal a canal y la calibrada con un LED.

1.66 de forma sistemática para todos los canales asociados a los anillos, tal y como muestra la figura 3.23 (derecha). Debido a que la calibración usando los datos sólo posee suficiente estadística como para llevarla a cabo para un conjunto pequeño de canales, esta desviación sistemática se ha utilizado para corregir la calibración obtenida con LED en el resto de canales, obteniéndose las distribuciones mostradas en la figura 3.24 . La uniformidad de los distintos canales, mostrada en la figura 3.25 (izquierda), está en acuerdo con la calibración obtenida y muestra la misma estructura observada en las calibraciones para la **CONFIGURACIÓN 1**.

Este método de calibración ha permitido estudiar la estabilidad de la ganancia con el tiempo, mostrada en la figura 3.25 (derecha), donde se representa el valor medio de la ganancia del prototipo en función del tiempo durante un periodo de aproximadamente 20 horas. Durante este periodo de tiempo la variación de la ganancia es inferior a ± 3 cuentas de ADC, lo que se traduce en una variación inferior al 5% de la ganancia media.

Como los datos empleados para realizar la calibración se han escogido para que el número de fotoelectrones detectados por canal sea uno, este método sólo permite calibrar la ganancia para la señal de ganancia$\times$5. Sin embargo, para partículas de carga alta una fracción no despreciable de canales están en ganancia$\times$1, por lo que hay que calibrar ésta. Como el factor de amplificación no depende de los retardos, este se ha medido tomando datos en modo **rawdata** y obteniendo la correlación entre la señal en los dos modos de ganancia para cada canal. La pendiente de un ajuste lineal a esta correlación permite obtener el factor de amplificación, como aparece en la figura 3.26 en la página 81 (izquierda) para un canal arbitrario. Los valores de la pendiente obtenidos para todos los

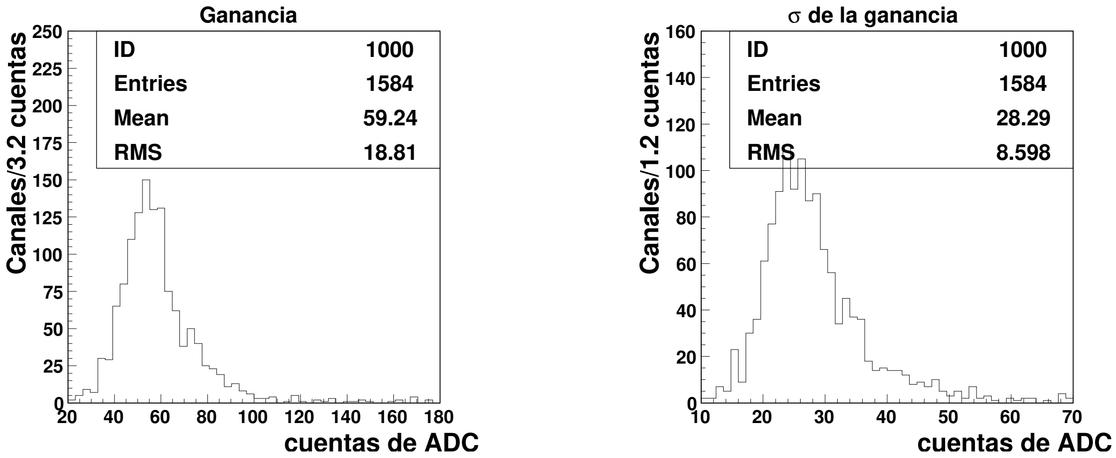


Figura 3.24.: Distribución de las ganancias en cuentas de ADC (izquierda) y anchuras de la respuesta para un fotón único de los canales del prototipo para la toma de datos con un haz de iones (ver texto).

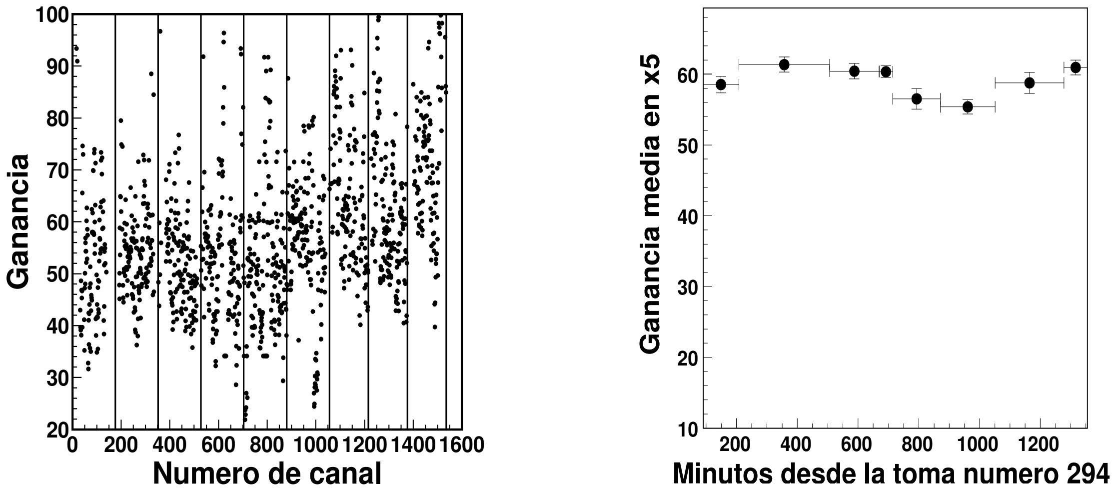


Figura 3.25.: Izquierda: uniformidad de la ganancia. Derecha: variación de la ganancia media con el tiempo.

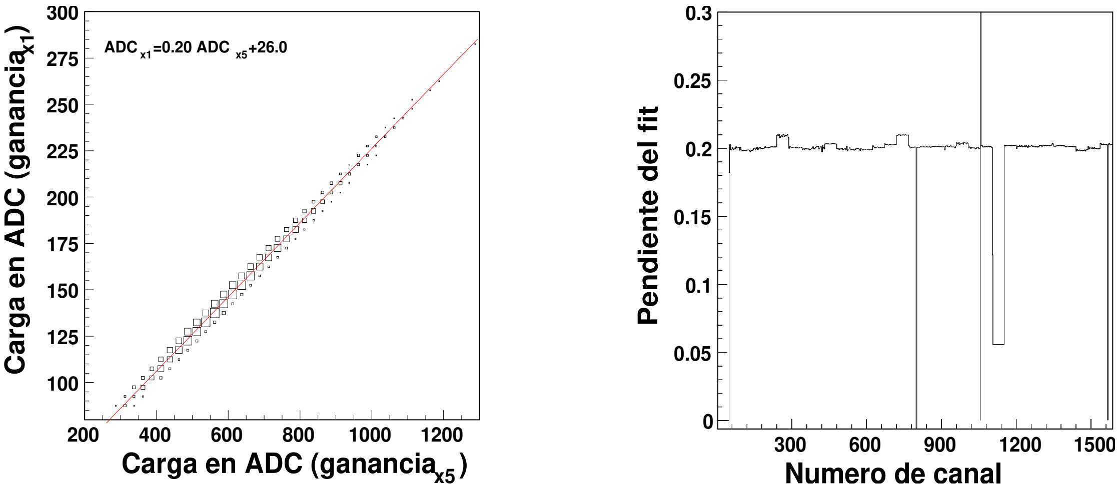


Figura 3.26.: Izquierda: ajuste de la correlación de la respuesta de un canal para ganancia×1 y ganancia×5. Derecha: pendiente obtenida en estos ajustes para todos los canales.

canales se muestran en la figura 3.26 (derecha). Conocida la calibración de la ganancia×5, el valor de la ganancia×1 se obtiene dividiendo la primera por el factor de amplificación obtenido del ajuste.

Bibliografía

[1] Gallin-Martel, L. et al., *Proc. of 2001 IEEE of Nucl. Sci. Symp.*, (2001)

[2] *Model* S9007 DAQ *board for* AMS/PAMELA *experiment.* Tehcnical Information Manual. Rev. 0. CAEN (2000)

[3] *APEX 20K Programmable Logic Device Family,* Altera datasheet (1999)

[4] *DSP Microcomputer ADSP-2187L,* Analog Devices datasheet (1998)

[5] Menchaca-Rocha, A., *NIM A,* 480, 456 (2002)

[6] Thomas Thuillier, *Phd. Thesis* (2000)

[7] Sauli, F., *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,* in ÉXPERIMENTAL TECHNIQUES IN NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS'. Ferbel ed., World Scientific (1991)

[8] Grupen, C., 'PARTICLE DETECTORS', Cambridge university press (1996)

[9] Aguayo, P. et al., *Parametric model for the response of a photo-multiplier tube*, aceptado para publicación en NIM A.

[10] Torrentó, A., *Caracterización y funcionamiento en campo magnético de los fotomultiplicadores HAMAMATSU R7600-00-M16 para el detector RICH del experimento AMS,* universidad de la Laguna (2003)

[11] Derome, L., AMS/RICH meeting communication (2003)

4. Datos en un haz de iones.

La descripción del funcionamiento del contador RICH de AMS-02 se basa en simulaciones Monte Carlo realizadas utilizando el paquete de simulación GEANT 3.21, que ha sido empleado en numerosas ocasiones con resultados satisfactorios. Sin embargo es necesario conocer hasta qué punto esta simulación se aproxima a la realidad y estimar las posibles desviaciones sistemáticas. Para llevar a cabo ésto es necesario tomar datos en condiciones controladas, lo que se ha llevado a cabo con un haz de iones.

Los objetivos que se pretenden abarcar con el análisis de estos datos son:

- Validación del diseño del detector en las condiciones más generales posibles..
- Validación del algoritmo de reconstrucción.
- Caracterización funcional de los distintos radiadores.
- Comparación con la simulación y extrapolación al detector RICH de AMS.

En el presente capítulo se describen brevemente las condiciones en que se tomaron estos datos para pasar inmediatamente a explicar las correcciones y selecciones realizadas sobre ellos. Posteriormente se presentan los resultados obtenidos terminando con una descripción de las diferencias encontradas entre los datos y la simulación, y su extrapolación al contador RICH de AMS-02.

4.1. Descripción de los datos.

La toma de datos con el prototipo se llevó a cabo en el CERN entre el 14 y el 19 de octubre de 2002. El haz se obtuvo haciendo incidir iones de plomo con un momento de $20\, GeV/nucleon$, acelerados en el SPS[1], sobre un blanco de berilio. El prototipo del RICH y el conjunto de detectores auxiliares, descritos en el capítulo 3 en la página 59, se instalaron en el área NA45 (ver figura 4.1), junto con prototipos del TOF y del TRACKER (véase la sección 1.3 en la página 20).

Los productos de fragmentación producidos en el blanco, donde la intensidad del haz primario es de $\sim 10^7 s^{-1}$, poseen una velocidad similar a la del haz primario[1] y se extienden en masa hasta el plomo. Estos atraviesan la linea de transporte H8 donde se selecciona la rigidez de los productos que atraviesan el detector, con las siguientes características[2]:

[1] Super Proton Synchrotron

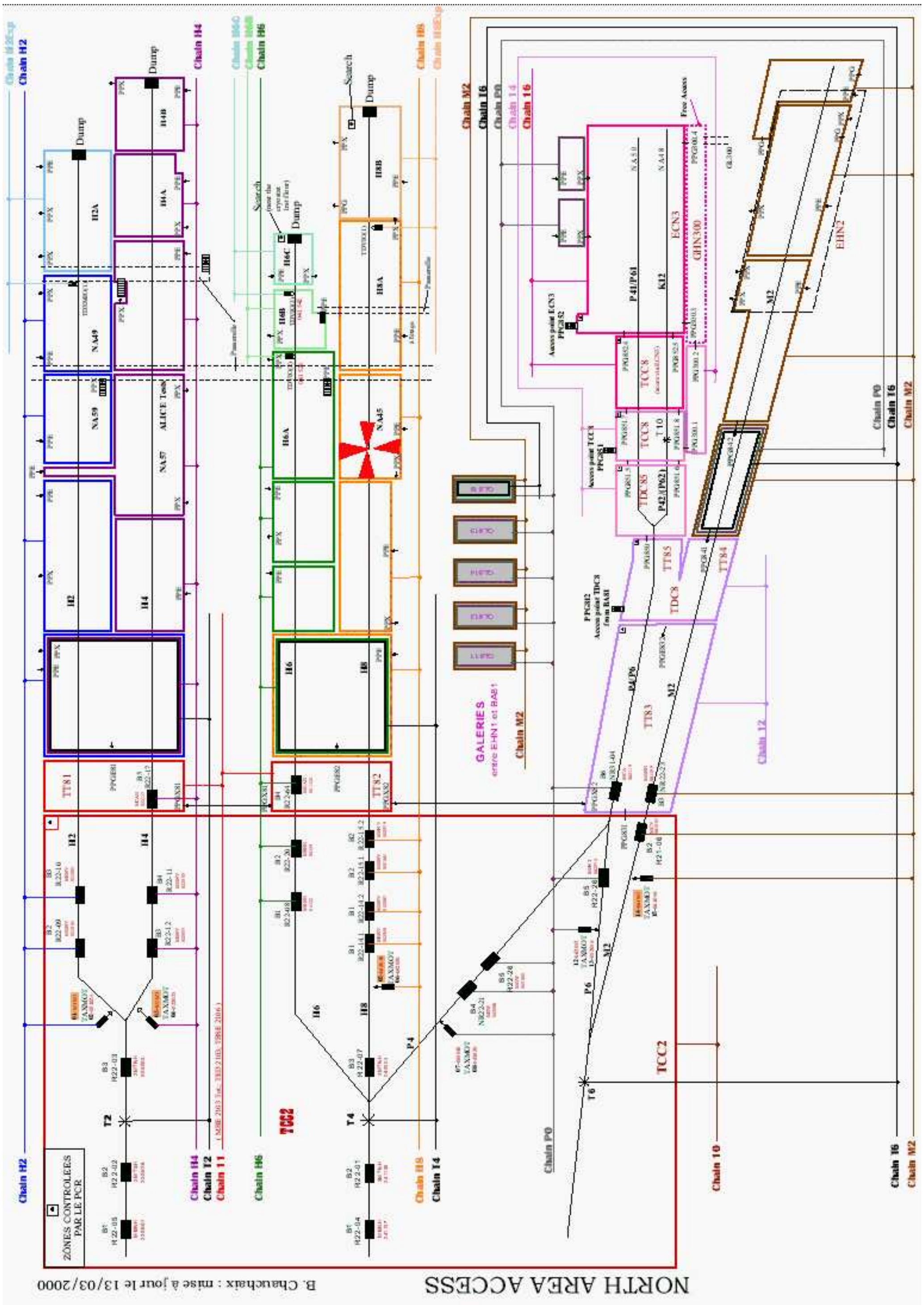


Figura 4.1.: Área norte del SPS. El prototipo del RICH se encontraba en el área NA45 asociada a la linea de transporte H8.

- Aceptancia angular de la linea de transporte H8: $\sim \pi \times 10^{-3}$rad
- Aceptancia máxima en momento de la linea H8: $\Delta P/P \sim 1.5\%$

Dado que, como se verá más adelante, la resolución esperada del RICH en la medida de la velocidad es del orden de $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-3}$ para protones, la contribución de la incertidumbre en la rigidez del haz a la incertidumbre de β es pequeña para la mayoría de las muestras.

El flujo de partículas alcanzó al prototipo en paquetes de 12.7 segundos de duración, con una separación de 6.3 segundos entre paquetes consecutivos. La frecuencia de *trigger* media del RICH fue de $\sim 100Hz$.

Los datos se tomaron en dos etapas. En la primera se ajustaron los detectores auxiliares, especialmente el alto voltaje de las cámaras de hilos[2], y en la segunda se tomaron los datos de interes para el estudio del prototipo, resultando en un total de $\sim 2 \times 10^6$ sucesos. Los parámetros de la linea de transporte escogidos permitieron seleccionar los valores de A/Z [1] del haz que se muestran en la tabla 4.1 junto con otras cantidades de interés. En los casos de $A/Z > 1$ el voltaje del gas en las cámaras de hilos se ajustó para que el umbral de detección correspondiese a $Z = 2$, lo que permitió ampliar el rango dinámico perdiendo sólo la muestra de núcleos de deuterio, con la ventaja de eliminar la posible contaminación de electrones y muones.

A/Z seleccionado	Especies en el haz secundario	Rigidez (GV)	$\Delta\beta/\beta \times 10^3$	Umbral
1	p, e, μ	5,7,9,11,13	0.5→0.08	Z=1
3/2	^3He, Be	30	~ 0.03	Z=2
2	^2H, ^4He, ^6Li, ^8Be, ...	40	~ 0.03	Z=2

Tabla 4.1.: Valores de A/Z seleccionados para la toma de datos junto con las especies que pueblan el haz a la entrada del prototipo, los valores absolutos de rigidez posibles para las muestras y la incertidumbre máxima en la velocidad del haz debida a la aceptancia geométrica de la linea de transporte. La última columna es la carga mínima para que una partícula sea detectada en la cámaras de hilos (ver texto).

Los radiadores empleados durante la toma de datos han sido los mostrados en la tabla 4.2 , donde cabe destacar dos cosas: para alcanzar el espesor con los aerogeles de Matsushita es necesario apilar losetas de este material de $1cm$ de espesor cada una; el tercer radiador también fue usado en la toma de datos con rayos cósmicos. Éstos se orientaron perpendicularmente a la dirección del haz, y paralelamente al plano de detección, de manera que puede asumirse que, dentro de la aceptancia geométrica de la linea de transporte, las partículas incidían perpendicularmente en el radiador.

[2]Por comodidad denominaremos de esta forma tanto a la cámara de hilos como a la de *microstrips* a lo largo de este capítulo.

Fabricante	n	Espesor	H (cm)	Claridad
Matsushita El. Co.	~ 1.03	$2cm\ (2 \times 1cm)$	42.25	0.0074
Matsushita El. Co.	~ 1.05	$2cm(2 \times 1cm)$	37.5	0.0133
Matsushita El. Co.	~ 1.03	$3cm\ (3 \times 1cm)$	42.25	0.0102
Novosibirsk	~ 1.03	$3cm$	42.25	0.0051
Novosibirsk	~ 1.04	$3cm$	42.25	0.0148

Tabla 4.2.: Radiadores empleados en la toma de datos. En todos los casos se trata de aerogel con tratamiento hidrofílico, salvo el Novosibirsk de $n = 1.03$ que es higroscópico. Los valores de la columna H son la distancia entre la parte inferior del radiador y el plano de fotomultiplicadores. Los valores de claridad están dados en $\mu m^4\ cm^{-1}$.

4.2. Preprocesado.

En un estudio preliminar de los datos del prototipo se observó que la fracción de sucesos con dos anillos era inesperadamente alta. Uno de estos sucesos se muestra en la figura 4.2 (izquierda), en la que el código de color representa el número de fotoelectrones asociados a cada canal, que se determina como

$$N_{p.e.} = \frac{Q}{G}$$

donde Q es la carga colectada en un canal, en cuentas de ADC, y G es su ganancia, obtenida en la calibración.

Estos sucesos se caracterizan porque el número de fotoelectrones detectados por canal en uno de los anillos es inferior a la unidad, lo que no sucede con el segundo anillo. Por otro lado el anillo con un número bajo de fotoelectrones es una copia imagen del suceso anterior atenuada en carga, tal y como ilustra la figura 4.2 (derecha), lo que indica que en algún punto de la cadena de adquisición el prototipo guarda memoria del suceso precedente.

Este fenómeno se revela claramente cuando se estudia la probabilidad de que un canal esté encendido en función de la carga que tenía en el suceso anterior, representada en la figura 4.3 (izquierda). Conforme la carga en un determinado canal se aproxima a 40 fotoelectrones, lo que sucede para anillos de partículas de carga $Z \gtrsim 15$, la probabilidad de que permanezca encendido en el suceso posterior tiende a uno.

Para evitar que este fenomeno interfieran en la reconstrucción de β, es necesario idear una corrección que no elimine los canales encendidos pertenecientes realmente al suceso. Con tal fin se ha estudiado el espectro de estos anillos de baja carga, cuyo resultado aparece en la figura 4.3 (derecha), donde se muestra en abscisas la carga recogida canal a canal frente a la carga en el mismo canal en el suceso precedente en ordenadas. Este gráfico aparece separado en tres regiones por curvas continuas:

- **Región 1**: en esta se encuentran los canales encendidos perteneciente a anillos de

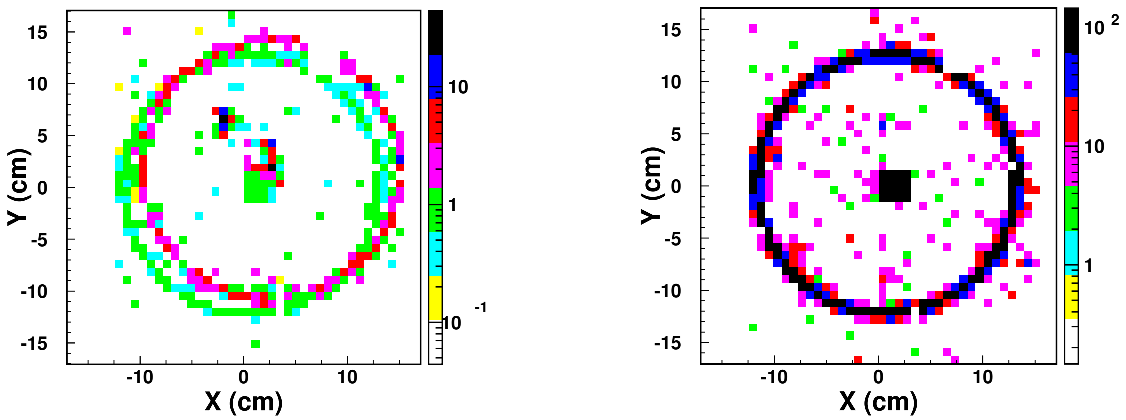


Figura 4.2.: Izquierda: suceso con dos anillos. Derecha: suceso precedente. En ambos la escala de colores es el número de fotoelectrones asociados a cada canal.

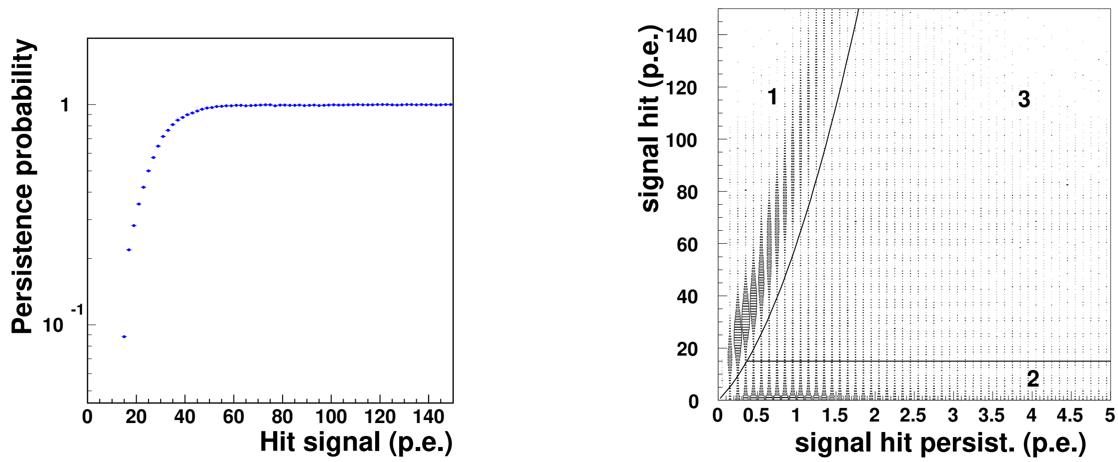


Figura 4.3.: Izquierda: probabilidad de que un canal esté encendido en función de su carga en el suceso anterior. Derecha: en ordenadas la carga recolectada en el suceso precedente canal a canal frente a la carga en el suceso actual (ver texto).

baja carga. Estos se caracterizan, como ya hemos indicado, por poseer una carga muy baja por canal.

- **Región 2**: donde se hallan los canales que en el suceso precedente no han poseído suficiente carga como para dejar memoria.

- **Región 3**: son canales en los que el suceso precedente posee suficiente carga como para dejar una carga residual, pero además se ha detectado algún fotoelectrón de forma correcta.

Este gráfico sugiere realizar una corrección canal a canal en función de esta correlación, lo que se ha hecho de la siguiente manera:

- Si un canal encendido pertenece a la **región 1** es eliminado del suceso, ya que la carga es puramente residual .

- Si pertenece a la **región 3,** su carga se corrige sustrayendo el valor dado por la curva que separa la **región 1** de la **región 3**.

- En caso de que esté en la **región 2,** no se realiza ninguna corrección.

La figura 4.4 (izquierda) muestra el espectro de carga de los canales identificados como pertenecientes al anillo para núcleos de helio antes de realizar la corrección. Para $A/Z = \frac{3}{2}$ en los que la práctica totalidad de la muestra es ^3He y la carga por canal en el anillo es un fotoelectrón, éste presenta un pico en uno. Sin embargo para $A/Z = 2$, en los que hay una fracción grande de sucesos con partículas de carga alta, el espectro está deformado. La forma de esta segunda distribución se explica por la superposición del espectro de carga de los canales pertenecientes a las tres regiones mencionadas, como se muestra en la figura 4.4 (derecha): puntos para la **región 1**; histograma negro para la **región 2**; e histograma azul para la **región 3**.

Tras realizar esta corrección en un preprocesado de los datos se observa que el espectro de carga para canales pertenecientes al anillo es el esperado, tal y como muestra la figura 4.5 (izquierda), sin que se pierda señal de los anillos reales, como ilustra 4.5 (derecha).

Posteriormente se ha determinado que la causa de este fenómeno es un acoplo capacitivo en la electrónica asociada a cada fotomultiplicador [3], que se soluciona modificando la secuencia de lectura de la electrónica. Por tanto no afecta al diseño global de la electrónica del RICH final.

4.3. Cámaras de hilos.

El alineamiento de las cámaras de hilos con el prototipo del RICH se ha realizado en dos fases:

- Primeramente se realiza una selección de trazas válidas.

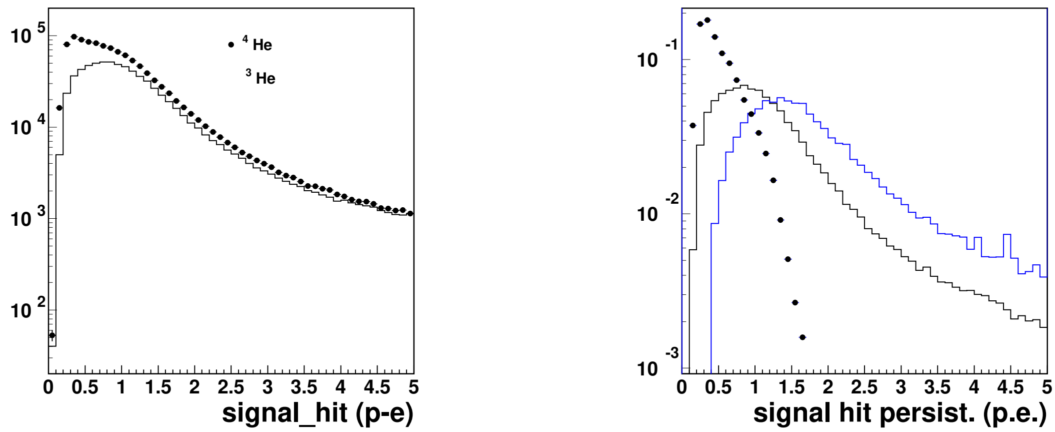


Figura 4.4.: Izquierda: espectro de carga recogida por canal para los canales pertenecientes al anillo de helio para datos con $A/Z = \frac{3}{2}$ (histograma) y $A/Z = 2$ (puntos). Derecha: espectro de carga para los canales que pertenecen al anillo de helio en datos de $A/Z = 2$, separado según la región a que pertenezcan los canales (ver texto).

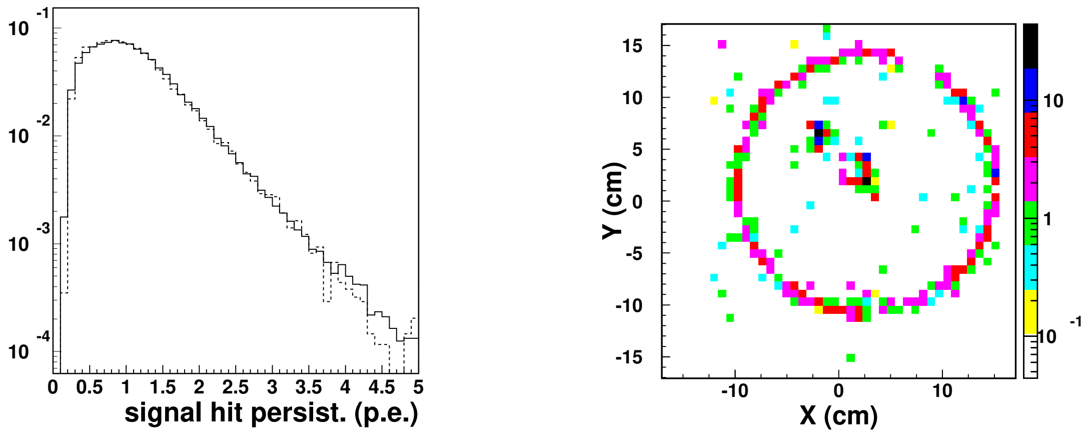


Figura 4.5.: Izquierda: Espectro de carga para los canales pertenecientes al anillo debido a helio para datos corregidos con $A/Z = 2$ (histograma continuo) junto con el espectro para datos de helio con $A/Z = 3/2$ (histograma discontinuo). Derecha: Suceso de la figura 4.2(izquierda) tras la corrección.

- Posteriormente se estudia la correlación entre el punto de impacto de la partícula en los fotomultiplicadores del RICH y la predicción de las cámaras para realizar el alineamiento.

El hecho de que la dirección de propagación de la partícula sea conocida dentro de la aceptancia geométrica del haz, permite utilizar el RICH para realizar una calibración de las cámaras simultáneamente al alineamiento.

A continuación se explica brevemente la selección de sucesos y la calibración y alineamientos obtenidos.

4.3.1. Corte en el *checksum* de las cámaras.

Con el fin de seleccionar sucesos en los que la cámara de hilos ha funcionado correctamente, se realiza un corte en la suma de los retardos a izquierda y derecha de cada cámara, tal y como se explicó en la sección 3.2.2.

La figura 4.6 muestra los cortes realizados en éste análisis. Ambos tienen una eficiencia del $\sim 55\%$ por separado, mientras que su combinación resulta en una eficiencia del $\sim 47\%$. En la figura 4.7 se muestran dos sucesos típicos de los que se eliminan con este corte junto con la posición reconstruida por las cámaras. Claramente en ambos sucesos más de una partícula ha atravesado alguna de las cámaras de hilos, lo que ha dado lugar a un mal valor del *checksum*.

4.3.2. Calibración de las cámaras.

Cuando una partícula cargada atraviesa una guía de luz emite un gran número de fotones debido al alto índice de refracción de éstas y la cantidad de material atravesado. Estos fotones se detectan en su mayoría en el canal asociado a la guía de luz atravesada. Esto nos permite medir la posición del punto de impacto de la partícula en el plano de detección y su correlación con las cámaras permite alinear y calibrar éstas.

La posición del punto de impacto de la partícula en el RICH, estimada como la del pixel con mayor número de fotoelectrones detectados en una región cuadrada de $16 \times 16\, cm^2$ en el centro de la matriz de fotomultiplicadores, presenta una clara correlación con la diferencia de los retardos en las cámaras de hilos, por lo que un ajuste lineal nos permite calibrar éstas. En la practica, tal y como muestra la figura 4.8 en la página 95, la correlación refleja la estructura granulada del plano de detección lo que dificulta obtener un buen ajuste. Las rectas que aparecen en esta figura vienen dadas, en centímetros, por

$$\left\{ \begin{array}{r} x_{wc} = -1.7698 + 0.01535 \times (TDC_x^{left} - TDC_x^{right}) \\ y_{wc} = 0.8954 + 0.00791 \times (TDC_y^{left} - TDC_y^{right}) \end{array} \right.$$

Éstas expresiones ajustan los datos de protones y helio para todos los radiadores[3].

[3] A lo largo de este capítulo se emplea la notación x_{wc} e y_{wc} para denotar estas cantidades. El subíndice wc proviene del ingles "wire chamber".

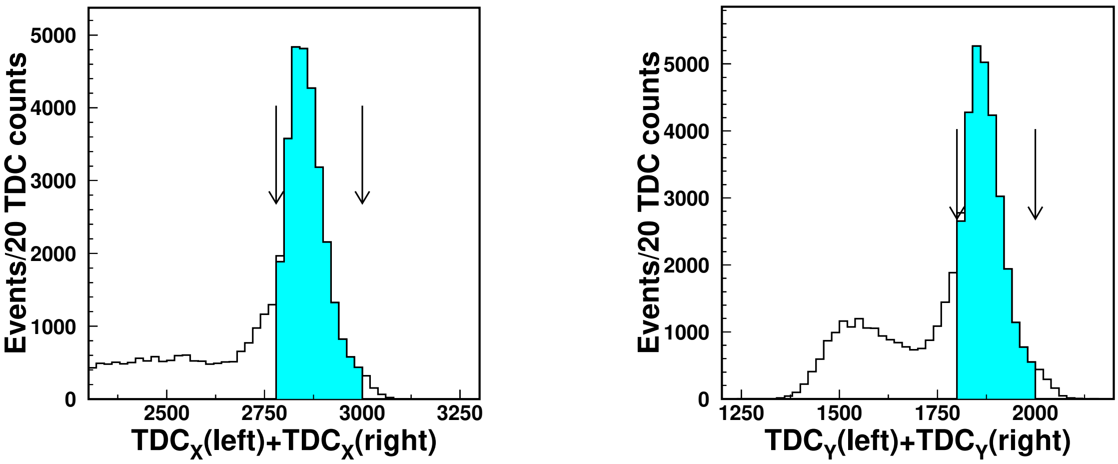


Figura 4.6.: Valores de la suma de los retardos en las cámaras. Las flechas indican los puntos en los que se ha realizado el corte, y la región en azul la muestra seleccionada.

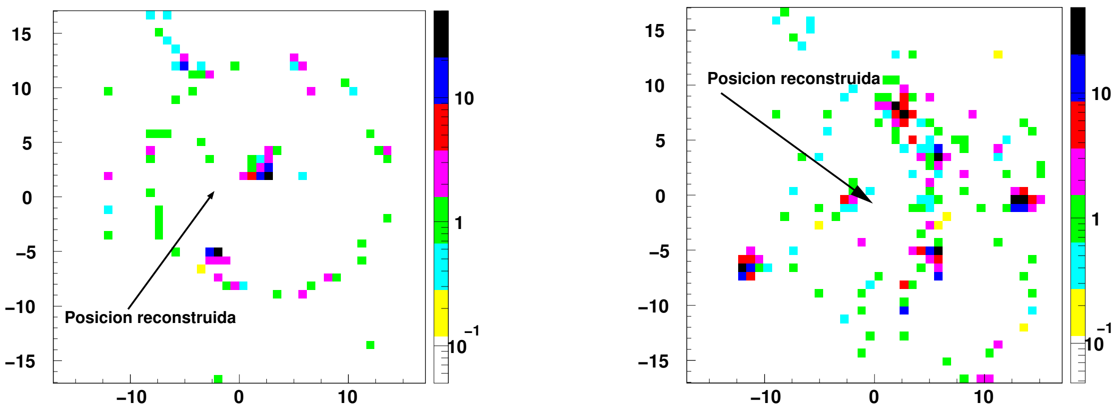


Figura 4.7.: Sucesos típicos eliminados con el corte en el checksum de las cámaras de hilos. Izquierda: mala reconstrucción debido a la presencia de dos partículas en las cámaras. Derecha: fragmentación anterior al paso por las cámaras. La escala de color es el número de fotoelectrones detectados en cada pixel.

Las estructuras observadas en la figura, que están asociadas a la separación entre fotomultiplicadores[4] y pixeles consecutivos, son debidas al comportamiento de las guías de luz , como confirma el hecho de que se reproducen de forma simular en la simulación Monte Carlo (figura 4.9) .

4.4. Reconstrucción de β.

4.4.1. Parámetros iniciales de reconstrucción.

La reconstrucción de β empleada con los datos del haz de iones es la descrita en la sección 2.4, con la salvedad de que no se considera la trayectoria de los fotones reflejados al carecer el prototipo de espejo.

Además de la geometría del prototipo y de los radiadores, el algoritmo de reconstrucción requiere los siguientes parámetros, cuyos valores se encuentran en la tabla 4.3 en la página 97 :

Índice de refracción del radiador.

Partiendo de los valores de la tabla 4.2 en la página 88, el valor preciso del índice de refracción de cada radiador se ha determinado ajustando la velocidad reconstruida a la esperada para una muestra seleccionada de He.

La figura 4.10 en la página 96 (izquierda) muestra los cortes empleados para realizar una selección preliminar de ^4He, empleando para ello la correlación entre el número de fotoelectrones detectados en el anillo y la carga total, en cuentas de QDC, del centellador SC2, para el radiador de Matsushita con $n = 1.03$ y $2cm$ de espesor. La figura 4.10 en la página 96 (derecha) muestra la β reconstruida para los datos seleccionados usando el valor nominal ($n = 1.03$) y el valor ajustado ($n = 1.0289$). Los resultados obtenidos del ajuste se encuentran en la tabla de parámetros.

Sistemática de la determinación del índice de refracción.

La diferencia en los valores de β antes y después de la corrección son del orden del 0.1% para todos los radiadores. Esta diferencia también podría deberse a un error en la distancia entre el plano de fotomultiplicadores y el radiador. Un error de este tipo produce un desplazamiento en el valor de β reconstruido de

$$\Delta\beta = -\frac{\delta}{H}\Delta H \tag{4.1}$$

donde H es la distancia real, ΔH el error cometido y el valor de la constante δ es ~ 0.03 para $n \approx 1.03$ y ~ 0.05 para $n \approx 1.05$. Con estos valores se necesita un desplazamiento del orden del centímetro para reproducir la corrección en el índice

[4] Los extremos de los fotomultiplicadores centrales se encuentran en $0.\,cm$ y $3.1\,cm$ en el eje X y en -1.55 y 1.55 en el eje Y.

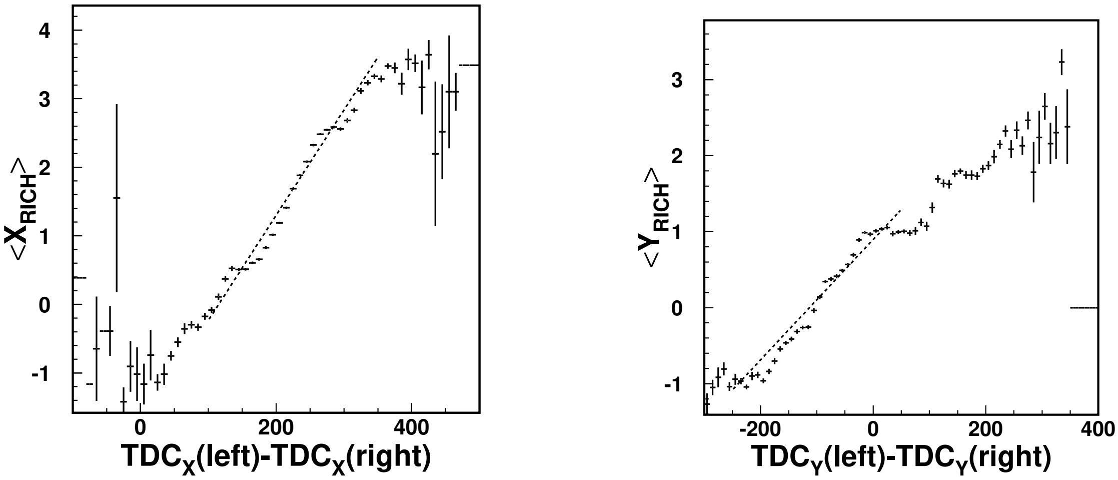


Figura 4.8.: Valor medio de la posición de la partícula dada por el RICH, en centímetros, en función de los retardos en las cámaras de hilos para datos de helio con el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$. La recta es la mejor calibración común a todos los datos de protones y helio obtenida a lo largo del análisis.

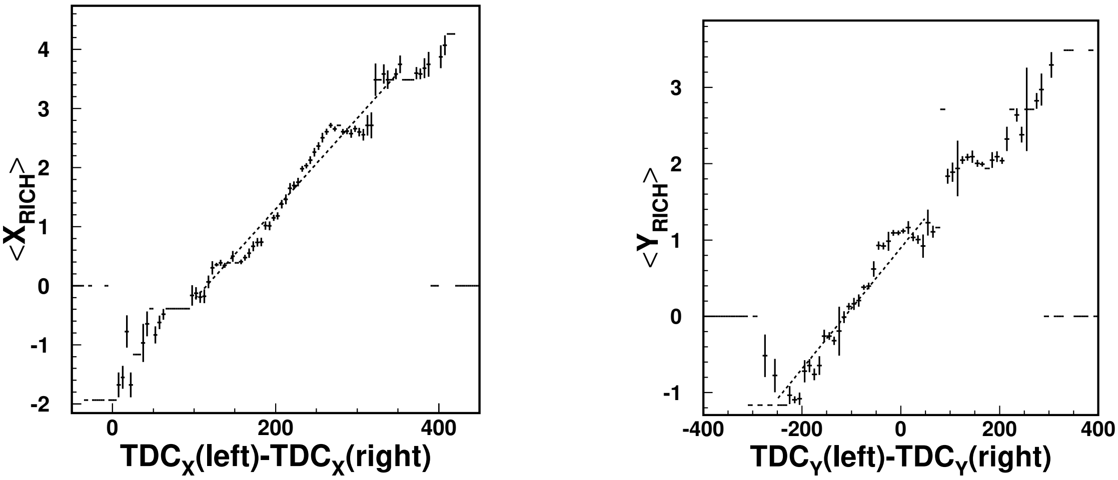


Figura 4.9.: Gráficos correspondientes de los de la figura 4.8 para el Monte Carlo. Se ha simulado helio con incidencia normal al radiador.

de refracción, lo que resulta incompatible con la precisión de $\pm 0.25\,mm$ con que se conoce la geometría del prototipo.

Análogamente, se ha observado que variaciones de hasta el 20% en el valor de la claridad empleado en el cálculo del punto de emisión medio de los fotones no producen desplazamientos apreciables en el valor reconstruido de β empleado para estimar el índice de refracción.

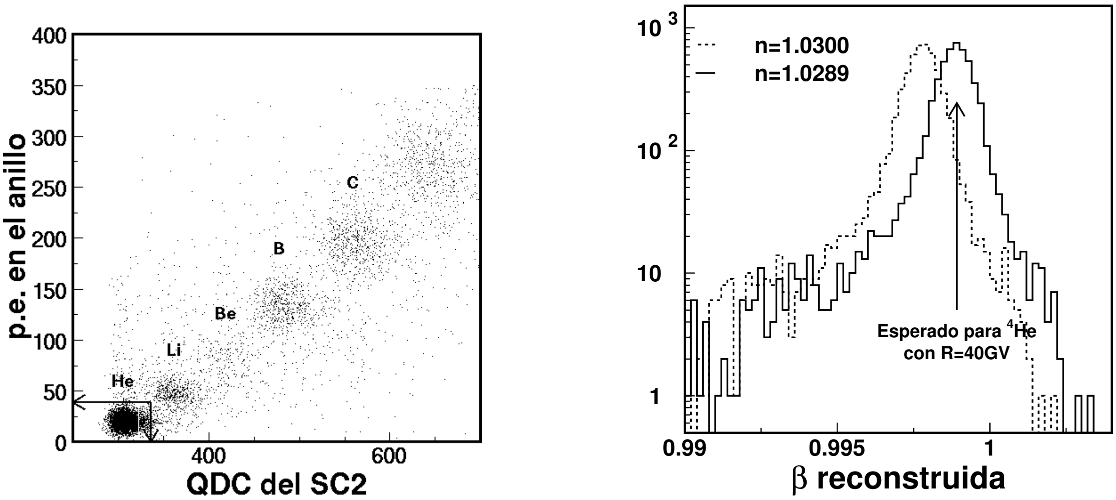


Figura 4.10.: Izquierda: correlación entre la carga recogida en el fotomultiplicador acoplado al centelleador SC2 y el número de fotoelectrones asociados al anillo Čerenkov reconstruido (ver texto). Derecha: valor de la β reconstruida asumiendo $n = 1.03$ y el valor corregido $n = 1.0289$

Umbral efectivo: ϵ_0.

Para todos los radiadores el umbral efectivo se ha situado en $\epsilon_0 = (1-\frac{1}{n})\times 0.15+\frac{1}{n}$, donde n es el índice de refracción medido. Este valor es suficientemente alto como para garantizar que no haya contaminación debida al paso de la partícula por las guías de luz, y lo suficientemente alejado del valor de la velocidad reconstruida como para evitar sesgar su medida, tal y como se ejemplifica en la figura 4.11 en la página 98 (izquierda) con un radiador concreto.

Tamaño del grupo: Δ_{grupo}.

La función $\sigma(\beta_i)$ utilizada en la definición de Δ_{grupo} (véase la sección 2.4) puede parametrizarse como

$$\sigma_0(\beta_i) \simeq \{(1.160 \cdot \beta_i - 1.124) - (4.52 \cdot \beta_i - 5.4) \cdot (n-1) + \\ +(7.2 \cdot \beta_i - 7.2) \cdot (n-1)^2\} \cdot \left(\frac{\beta_i}{H}\right) \quad (4.2)$$

donde n es el índice de refracción del radiador y H la distancia entre el plano de detección. Esta parametrización ajusta la resolución por canal del anillo para radiadores con un espesor entre $2\,cm$ y $3\,cm$ en el caso en que no haya ninguna incertidumbre en la trayectoria de la partícula[5], como ilustra la figura 4.11 (derecha).

Dadas la características de la linea de transporte, la incertidumbre en la dirección de propagación de las partículas que alcanzan el prototipo es del orden de $1\,mrad$, por lo que el empleo de 4.2 en la reconstrucción da lugar a la pérdida de canales del anillo. Para corregir este efecto, se ha realizado una simulación en la que la reconstrucción asume que las partículas inciden perpendicularmente en el radiador, pero la trayectoria se ha generado con una divergencia angular de $1\,mrad$. De ésta se obtiene que el efecto de la incertidumbre de la trayectoria en la resolución por canal en este caso puede parametrizarse como

$$\sigma(\beta_i) \simeq \sqrt{\sigma_0^2(\beta_i) + \Delta^2} \tag{4.3}$$

donde $\sigma_0(\beta_i)$ viene dada por 4.2 y Δ es una constante dependiente del radiador. Los valores de esta corrección, que son del mismo orden que $\sigma_0(\beta_i = 1)$, se encuentran en la tabla 4.3 para todos los radiadores. Esta corrección permiten seguir empleando el valor por defecto $\Delta_{grupo} = 3\sigma(\beta_i)$ como parámetro de la reconstrucción sin el riesgo de perder un número importante de canales del anillo.

Fabricante	n	Espesor	ϵ_0	Δ
Matsushita El. Co.	1.0289 ± 0.0005	$2cm(2 \times 1cm)$	0.9761	1.2×10^{-3}
Matsushita El. Co.	1.0477 ± 0.0005	$2cm\ (2 \times 1cm)$	0.9613	2.2×10^{-3}
Matsushita El. Co.	1.0298 ± 0.0005	$3cm\ (3 \times 1cm)$	0.9754	1.2×10^{-3}
Novosibirsk	1.0299 ± 0.0004	$3cm$	0.9753	1.2×10^{-3}
Novosibirsk	1.0429 ± 0.0005	$3cm$	0.9689	2.2×10^{-3}

Tabla 4.3.: Parámetros ajustados para su empleo en el algoritmo de reconstrucción.

Además de estos parámetros es necesario conocer la claridad de los radiadores. Para ésta tomaremos los valores de la tabla 4.2 en la página 88, que se han obtenido de las medidas de la transmitancia de los aerogeles.

Todos los parámetros presentados se toman como base en la reconstrucción pero algunos se han optimizado a lo largo del análisis de los datos que se describe a continuación.

4.4.2. Cortes de selección.

A continuación se describe la selección empleada para obtener una muestra no sesgada de sucesos reconstruidos correctamente.

[5]Es decir, se ha usado la trayectoria generada.

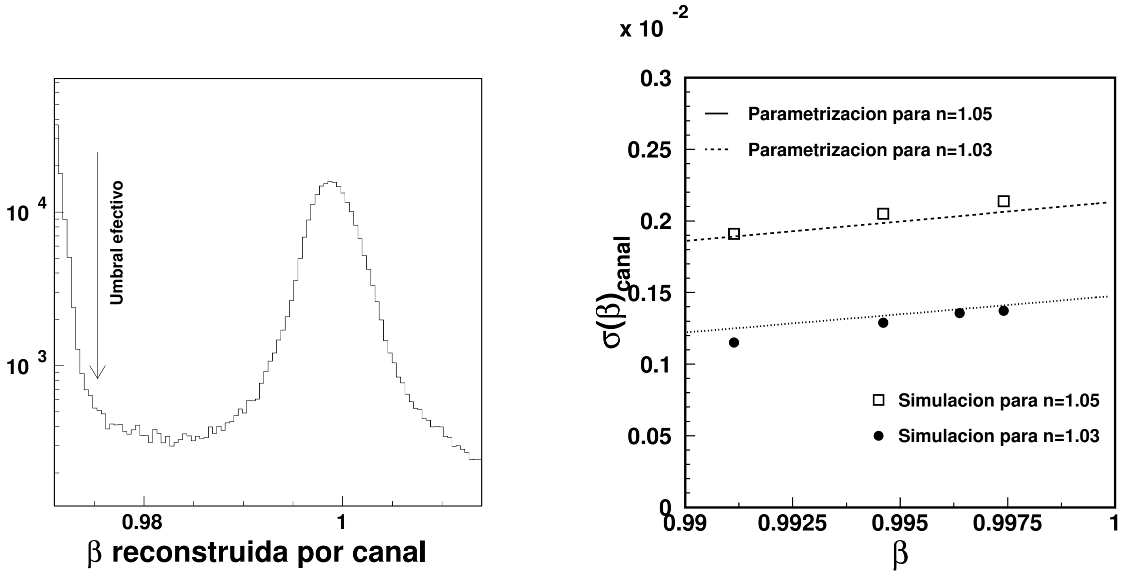


Figura 4.11.: Izquierda: valor del umbral efectivo comparado con el espectro de β reconstruido por canal para datos del radiador de Novosibirsk con $n = 1.03$ usando un haz de $A/Z = 2$ sin selección en la carga de la partícula. Derecha: parametrización de $\sigma(\beta_i)$ comparado con los valores obtenidos de la simulación.

Consistencia entre las cámaras de hilos y el RICH.

La imposición de consistencia entre la traza reconstruida por las cámaras de hilos y el punto de impacto de la partícula dado por el RICH permite eliminar sucesos reconstruidos incorrectamente. El criterio empleado es seleccionar sólo aquellos sucesos con una distancia entre la medida de la cámaras de hilos y la estimación del RICH inferior a 3σ de un ajuste gaussiano a la distribución central de esta diferencia, tal y como aparece en la figura 4.12.

La eficiencia de selección es del $\sim 71\%$ para los datos con $A/Z = 1$, del $\sim 73\%$ para los de $A/Z = 3/2$ y del $\sim 80\%$ para los de $A/Z = 2$, y el efecto del corte en el espectro de β reconstruido se ilustra en la figura 4.13 . Se observa una importante disminución de los sucesos mal reconstruidos sin una perdida importante de estadística en el pico correspondiente a la velocidad del haz.

Selección de sucesos centrados en el radiador.

El perfil del haz depende de los parámetros de la linea de transporte empleados para seleccionar un valor particular de A/Z, tal y como aparece en la figura 4.14 en la página 101, de manera que puede exceder el tamaño del radiador. Como consecuencia de esto, una fracción de los anillos serán incompletos debido a que su emisión se ha producido cerca del borde del radiador, como ilustra la figura 4.15 en la página 101 (izquierda),

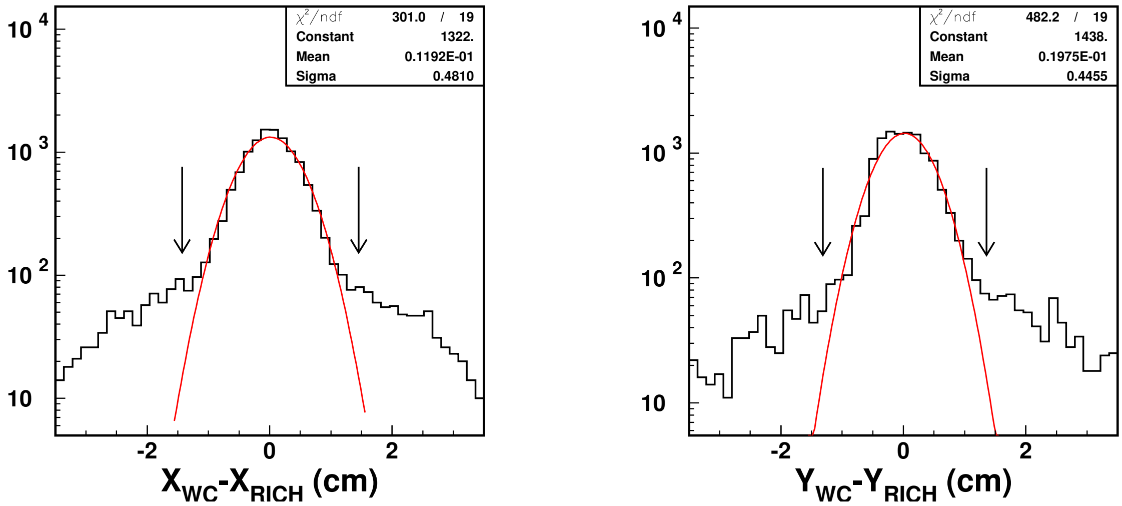


Figura 4.12.: Cortes de consistencia en el punto de impacto de la partícula con los fotomultiplicadores entre las cámaras de hilos y el RICH. Los sucesos seleccionados son aquellos con un valor entre las dos flechas.

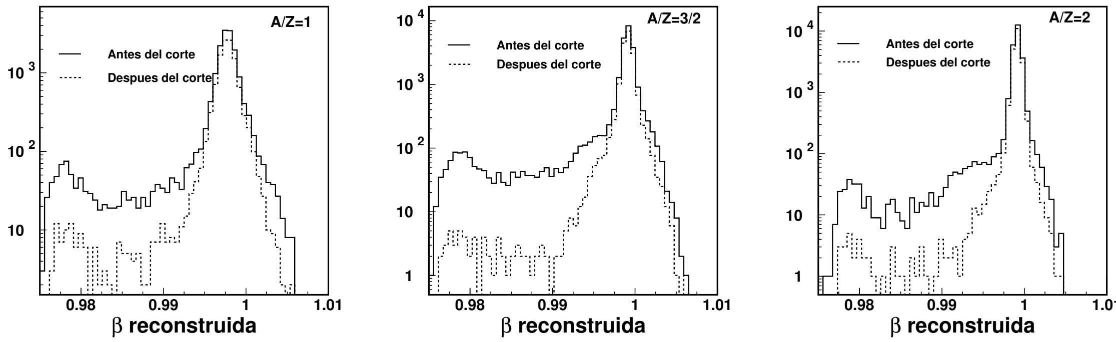


Figura 4.13.: Efecto del corte de consistencia entre el RICH y las cámaras de hilos en el espectro reconstruido de β para un radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ para los distintos haces.

donde se muestra el número medio de canales asociados a un anillo por la reconstrucción en función de la posición reconstruida por las cámaras de hilos para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ y datos con $A/Z = 3/2$. Se observa claramente una disminución de esta cantidad en el extremo de la derecha, debido a que los anillos reconstruidos son similares al que aparece en la figura 4.15 (derecha).

Para evitar tener anillos incompletos debidos a esto, se han seleccionado los sucesos en los que la partícula atraviesa el radiador lejos de sus extremos. Las eficiencias de selección obtenidas son del $\sim 95\%$ para $A/Z = 1$, $\sim 97\%$ para $A/Z = 3/2$ y $\sim 99\%$ para $A/Z = 2$, y su incidencia sobre el espectro de β reconstruido es mínimo, ya que sólo afecta ligeramente al número de canales asociados a los anillo.

Un caso especial es el del radiador de Novosibirsk con $n = 1.04$, en el que la apertura del anillo es lo suficientemente grande como para que se pierda una fracción del mismo independientemente del punto de incidencia del haz. En este caso esta selección garantiza que esta fracción sea la mínima posible.

Selección de sucesos compatibles con el anillo esperado.

Hasta el momento, la selección realizada tan solo ha sido de carácter geométrico o de calidad sobre las cámaras de hilos. El siguiente paso es la selección de sucesos reconstruidos adecuadamente. Para ello empleamos la variable *probkl* introducida en la sección 2.4.2. La figura 4.16 en la página 102 muestra la distribución de esta variable y su correlación con el valor reconstruido de β para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ en un haz con $A/Z = 2$. Se ha tomado como criterio para todos los radiadores y todos los haces el que un suceso sea seleccionado si $probkl > 10^{-1}$.

La figura 4.17 en la página 102 muestra el efecto de esta selección en el espectro de β reconstruido, caracterizándose por una importante disminución de las colas de la distribución y una mejora de la anchura en el pico, salvo para protones ($A/Z = 1$) para los que el menor número de canales asociados al anillo da lugar a una menor sensibilidad de la variable de selección. El efecto en el número de canales asociados al anillo es la introducción de un pequeño sesgo, especialmente para datos con $A/Z = 3/2$ como ilustra la figura 4.18 en la página 103.

Resumen de la selección.

Las tablas de la 4.4 en la página 104 a la 4.8 en la página 105, contienen un resumen de la selección llevada a cabo para todos los radiadores y todos los parámetros de A/Z empleados[6]. Con el fin de dar una estimación de la contribución a las colas de la distribución de β reconstruida, se ha introducido la cantidad σ_4 definida como la fracción de sucesos reconstruidos que se encuentra a más de 4σ de un ajuste gaussiano a la distribución de β.

Las selecciones reflejadas en las tablas son:

[6]En el caso de $A/Z = 1$ tan solo se muestran los valores para la toma de datos con protones de 13 GeV/c de momento. El haz con $A/Z = 3/2$ no se tomó en todos los casos, por lo que no aparece para dos de los radiadores.

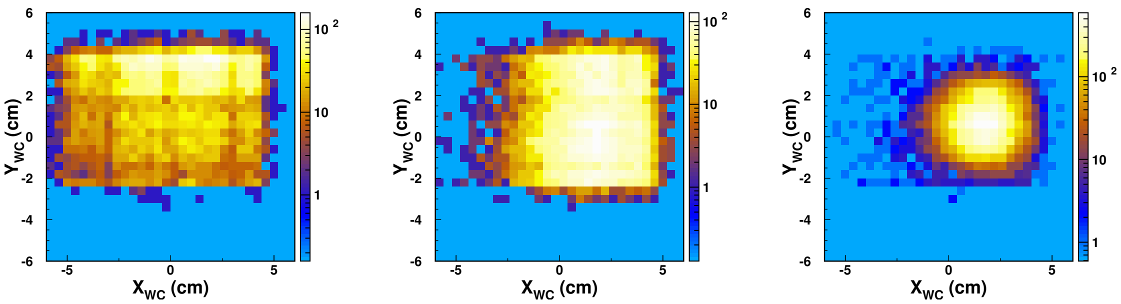


Figura 4.14.: Perfil del haz obtenido con la cámara de hilos para $A/Z = 1$ (izquierda), $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha). La escala de color es el número de sucesos.

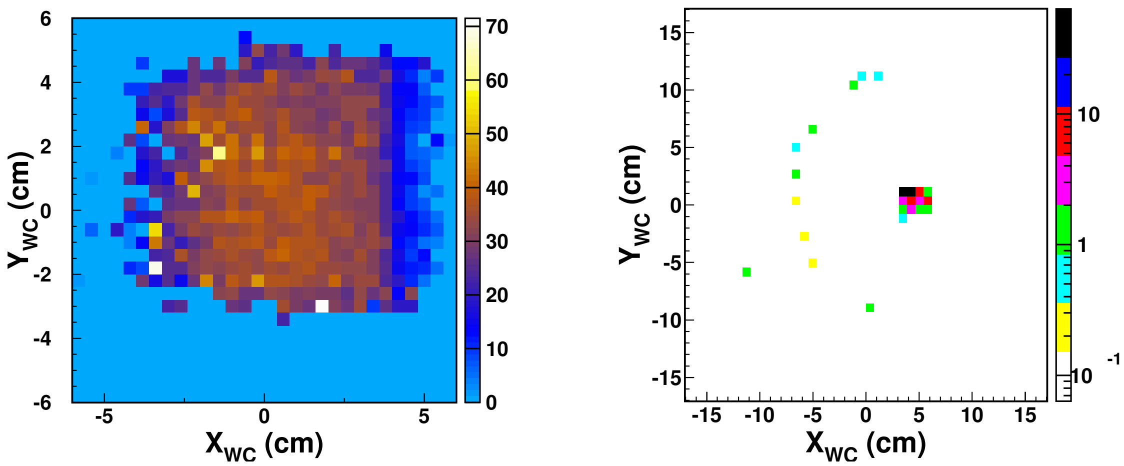


Figura 4.15.: Izquierda: número medio de canales asociados al anillo Čerenkov reconstruido (escala de colores) en función de la posición dada por las cámaras de hilos (ver texto). Derecha: suceso cerca del borde del radiador. La escala de color es el número de fotolectrones asociado a cada canal.

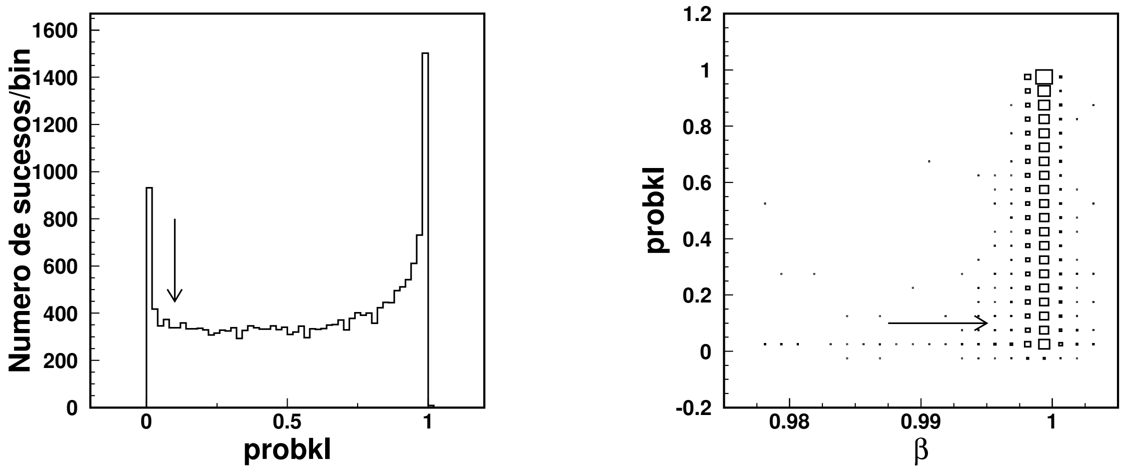


Figura 4.16.: Izquierda: distribución de la variable *probkl*. Derecha: correlación entre la variable *probkl* y la β reconstruida. Las flechas indican el valor mínimo para seleccionar un suceso.

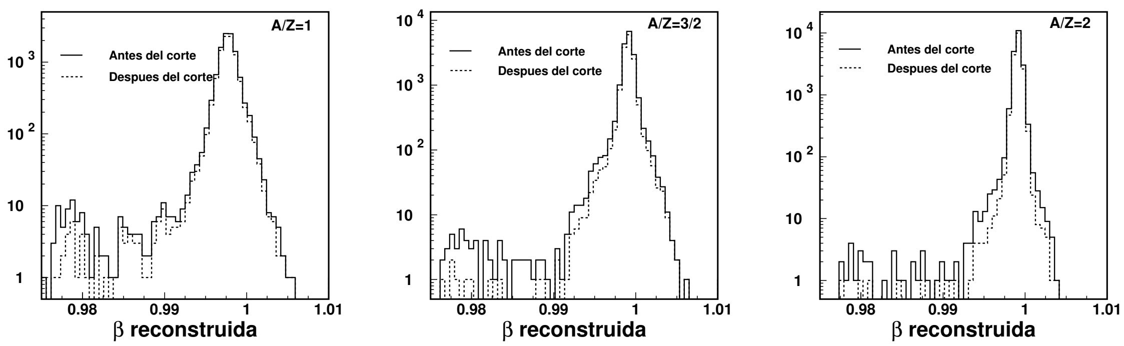


Figura 4.17.: Distribución reconstruida de β antes del corte en *probkl* (linea continua) y despues (linea discontinua) para datos de $A/Z = 1$ (izquierda), $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha) usando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

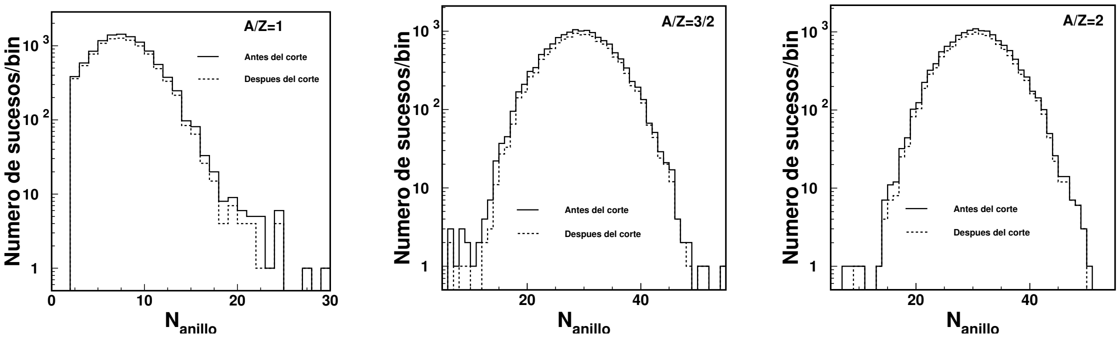


Figura 4.18.: Distribución del número de canales asociados al anillo antes del corte en *probkl* (linea continua) y despues (linea discontinua) para datos protones en el caso de $A/Z = 1$ (izquierda), y helio en los casos de $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha), usando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

- RICH/WC: consistencia entre las cámaras de hilos y el RICH.
- GEOM: sucesos centrados en el radiador.
- PROBKL: sucesos compatibles con el anillo esperado.

Esta tablas se pueden resumir en que la selección final es el $\sim 55\%$ para $A/Z = 1$, $\sim 60\%$ para $A/Z = 3/2$ y $\sim 70\%$ para $A/Z = 2$, de la muestra inicial de sucesos con señal en las cámaras de hilos con un *checksum* dentro de la selección inicial. La muestra final también se caracteriza porque todos los sucesos están reconstruidos, garantizado por la selección asociada a *probkl*.

Selección de partículas en incidencia vertical.

El prototipo del TRACKER, instalado $\sim 15\,m$ por delante del prototipo del RICH, y disparado con la señal de trigger de éste, posee suficiente resolución espacial como para obtener una medida de la divergencia angular del haz. Los valores preliminares de ésta resultan ser del orden de $10^{-3}\,rad$, tal y como aparece en la tabla 4.9 en la página 105.

Con el fin de estudiar el efecto de esta divergencia en la reconstrucción, se ha simulado un haz con una divergencia de $1.3\,mrad$ distribuida normalmente, que se ha reconstruido asumiendo incidencia perpendicular en el radiador. La figura 4.19 muestra el efecto sobre la resolución obtenido en la simulación en función del ángulo seleccionado.

Para limitar en la medida de lo posible este efecto, hemos reconstruido el ángulo de incidencia de la partícula en el radiador empleando la información de las cámaras de hilos y la reconstrucción de los parámetros angulares de la trayectoria que se introdujo en la sección 2.4.2.

Para hacer esto, buscamos la trayectoria de la partícula que pasa por el punto medido en las cámaras de hilos, con parámetros angulares consistentes con los obtenidos a partir

Corte	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
RICH/WC	21552	73	96	3
GEOM	21044	98	96	3
PROBKL	18283	87	100	2

$A/Z = 1$

Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
10607	82	100	4
10449	99	100	4
9067	87	100	2

$A/Z = 2$

Tabla 4.4.: Número de sucesos tras la selección, eficiencia porcentual de la selección (Eff.), porcentaje de sucesos reconstruidos (Rec.) y valor porcentual de σ_4 para el radiador de Matsushita de $n = 1.03$ y $2cm$ de espesor.

Corte	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
RICH/WC	13508	71	98	3
GEOM	12511	93	99	2
PROBKL	10995	88	100	2

$A/Z = 1$

Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
18239	82	100	3
18065	99	100	3
15944	88	100	1

$A/Z = 2$

Tabla 4.5.: Número de sucesos tras la selección, eficiencia porcentual de la selección (Eff.), porcentaje de sucesos reconstruidos (Rec.) y valor porcentual de σ_4 para el radiador de Matsushita de $n = 1.05$.

Corte	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
RICH/WC	12413	70	91	3
GEOM	11576	93	92	3
PROBKL	9478	82	100	2

$A/Z = 1$

Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
17670	75	100	4
17076	97	100	4
14630	86	100	3

$A/Z = 3/2$

Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
20568	82	100	2
20351	99	100	2
17943	88	100	1

$A/Z = 2$

Tabla 4.6.: Número de sucesos tras la selección, eficiencia porcentual de la selección (Eff.), porcentaje de sucesos reconstruidos (Rec.) y valor porcentual de σ_4 para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

Corte	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
RICH/WC	13593	71	96	3	23280	76	100	1	9175	81	100	3
GEOM	12682	93	97	3	22613	97	100	1	9043	99	100	3
PROBKL	11091	87	100	2	19451	86	100	1	7709	85	100	1
	$A/Z = 1$				$A/Z = 3/2$				$A/Z = 2$			

Tabla 4.7.: Número de sucesos tras la selección, eficiencia porcentual de la selección (Eff.), porcentaje de sucesos reconstruidos (Rec.) y valor porcentual de σ_4 para el radiador de Matsushita de $n = 1.03$ y $3cm$ de espesor.

Corte	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4	Sucesos	Eff.	Rec.	σ_4
RICH/WC	12133	75	39	8	19557	76	67	10	18079	83	90	7
GEOM	2700	22	90	3	8162	42	98	2	12989	71	99	2
PROBKL	2156	79	100	2	6754	83	100	1	10955	84	100	1
	$A/Z = 1$				$A/Z = 3/2$				$A/Z = 2$			

Tabla 4.8.: Número de sucesos tras la selección, eficiencia porcentual de la selección (Eff.), porcentaje de sucesos reconstruidos (Rec.) y valor porcentual de σ_4 para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.04$.

Partícula	A/Z	Divergencia (mrad)
protones	1	1.25
Helio	2	0.97
$Z > 2$	2	1.34

Tabla 4.9.: Valores medidos por el prototipo del TRACKER de AMS de la divergencia del haz[4] para diferentes partículas y configuraciones de la linea de transporte del haz.

del anillo reconstruido usando esta trayectoria. Esto nos lleva a resolver numéricamente el sistema no lineal de ecuaciones siguiente

$$\begin{cases} \Delta_x - L\,\tan\theta\cos\phi = 0 \\ \Delta_y - L\,\tan\theta\sin\phi = 0 \end{cases}$$

respecto Δ_x y Δ_y, donde L es la distancia entre el radiador y la cámara de hilos, se asume que la trayectoria pasa por los puntos de coordenadas (x_{wc}, y_{wc}) en la cámara de hilos y $(x_{wc} + \Delta_x, y_{wc} + \Delta_y)$ en el radiador, y los ángulos θ y ϕ son el polar y azimutal respectivamente de los obtenidos para la trayectoria de la partícula empleando la expresión 2.22, que dependen implícitamente de Δ_x y Δ_y.

La resolución obtenida con este algoritmo en la determinación del ángulo polar de la trayectoria de la partícula en función del número de canales asociados al anillo se muestra en la figura 4.20 (izquierda). Claramente el método empleado posee una utilidad limitada para un número bajo de canales en el anillo, como puede darse en el caso de protones.

En la tabla asociada a la figura 4.20 puede encontrarse el resultado obtenido en la medida de la divergencia angular de los haces con el RICH junto con los errores estimados empleando la simulación. Las medidas son compatibles con las obtenidas por el prototipo del TRACKER.

El ángulo θ asociado a cada anillo suceso a suceso se ha empleado para hacer una selección que minimice el efecto de la divergencia del haz. El criterio que se ha tomado ha sido seleccionar los sucesos con $N_{anillo} > 5$, para garantizar que la medida de θ sea razonablemente precisa, y $\theta < 1.3\,mrad$. La figura 4.21 en la página 108 muestra la eficiencia de reconstrucción y la resolución, medida como la σ del ajuste gaussiano a la distribución de β, en función del valor de θ escogido para esta selección para un radiador en particular. Como se muestra en la figura de la izquierda, un ajuste lineal nos permite extrapolar estas cantidades al caso de $\theta = 0$. La mejora en la distribución de β reconstruido tras la aplicación de este corte es evidente, como muestra la figura 4.22 en la página 108, aunque la eficiencia en el caso de protones es relativamente baja debido al pequeño número de canales asociados al anillo, tabulados en 4.10 en la página 109.

La tabla 4.11 en la página 109 resume el efecto de este corte para todos los radiadores sobre la muestra obtenida de la selección descrita en secciones anteriores. Es notoria la variación de la eficiencia en función del parámetro A/Z, en la que hay que tener en cuenta dos factores: el corte en N_{anillo}, que como ya se señaló afecta principalmente a datos con $A/Z = 1$, y el hecho de que la divergencia angular sea diferente en función de este parámetro. Esta última es la razón que explica por qué hay una diferencia en las eficiencias entre $A/Z = 3/2$ y $A/Z = 2$[7].

4.4.3. Medida de la resolución en β.

La resolución obtenida con la reconstrucción y su comparación con la simulación del prototipo está entre los objetivos principales del test realizado con iones, ya que su

[7]La ausencia de entradas en las tablas para $A/Z = 3/2$ en algunos radiadores se debe a la falta de estos datos.

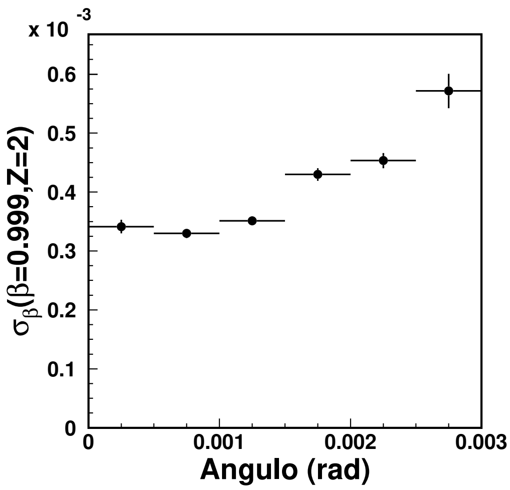
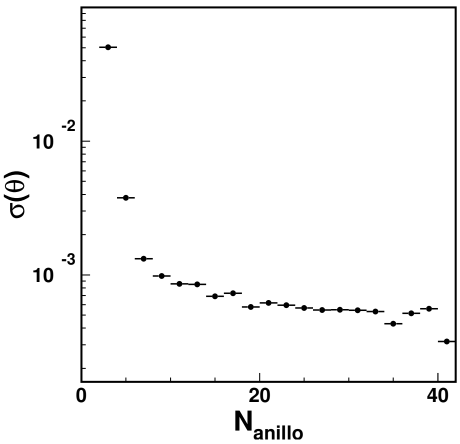


Figura 4.19.: Resolución de β según la simulación Monte Carlo para un radiador de $n = 1.03$ en función del angulo de incidencia de la partícula en el radiador. La reconstrucción asume que el ángulo de incidencia de la partícula es cero y que pasa por el punto determinado por la cámara de hilos.



Partícula	A/Z	Divergencia (mrad)
protones	1	2.0 ± 1.0
Helio	3/2	2.1 ± 0.5
Helio	2	1.5 ± 0.5
$Z > 2$	2	1.0 ± 0.5

Figura 4.20.: Izquierda: resolución esperada en la medida del ángulo polar de la trayectoria de la partícula con el RICH en función del número de canales asociados al anillo, obtenida de la simulación Monte Carlo para un radiador de $n = 1.03$. Derecha: medida de la divergencia angular del haz con el prototipo del RICH (ver texto)

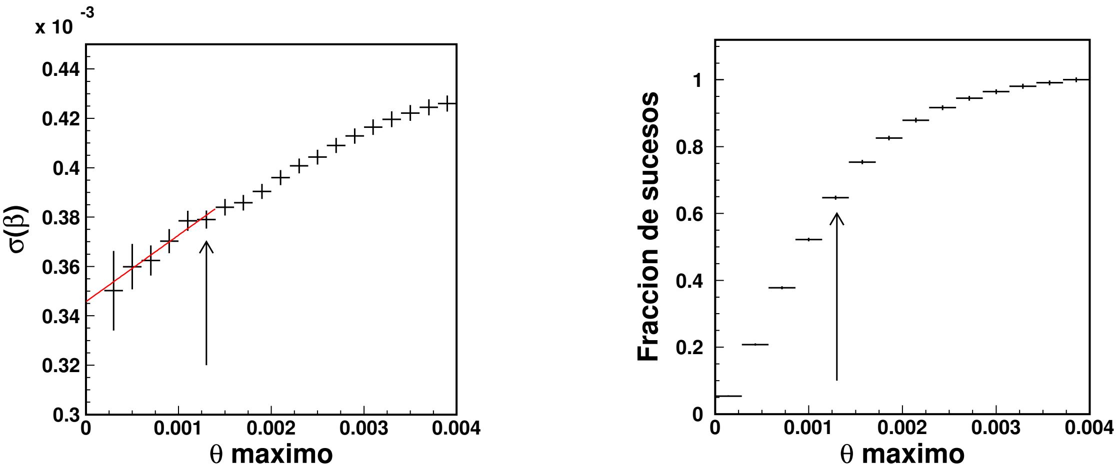


Figura 4.21.: Izquierda: resolución en función del corte en θ. Derecha: eficiencia del corte en θ. El valor empleado en el criterio de selección está índicado por las flechas. Ambas figuras para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ y un haz con $A/Z = 2$.

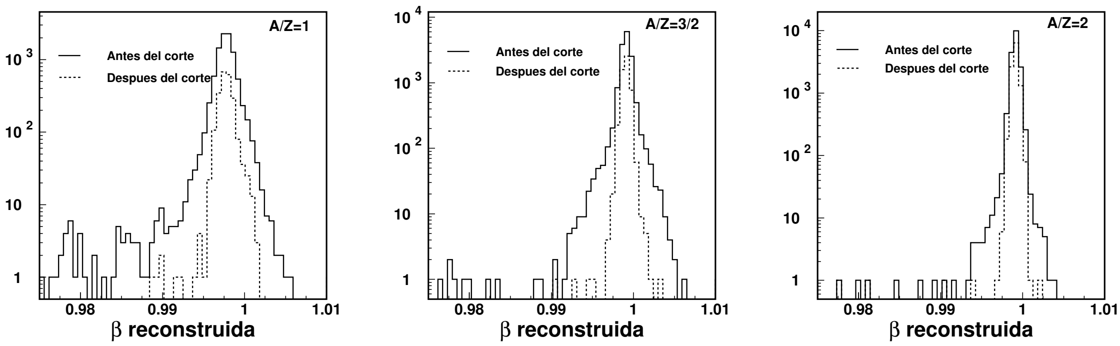


Figura 4.22.: Distribución reconstruida de β antes del corte en θ (linea continua) y después (linea discontinua) para datos de $A/Z = 1$ (izquierda), $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha) usando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

Radiador	p $(A/Z = 1)$	He $(A/Z = 3/2)$	He $(A/Z = 2)$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	5.2	-	19.8
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	7.3	-	28.7
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	5.4	21.3	22
Novosibirsk $n = 1.03$	7.3	28.9	30.3
Novosibirsk $n = 1.04$	7.4	25.9	28.5

Tabla 4.10.: Número medio de canales asociados al anillo para protones y helio antes de la selección en θ de la partícula incidente en el radiador (ver texto)

Radiador	Sucesos	Eff.	σ_4
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	2319	13	1
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	2433	22	0.5
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	1238	11	0.3
Novosibirsk $n = 1.03$	2240	24	1
Novosibirsk $n = 1.04$	428	20	0.2

$A/Z = 1$

Radiador	Sucesos	Eff.	σ_4
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	-	-	-
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	-	-	-
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	8933	46	0.2
Novosibirsk $n = 1.03$	5229	36	0.4
Novosibirsk $n = 1.04$	2929	4.3	0.3

$A/Z = 3/2$

Radiador	Sucesos	Eff.	σ_4
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	6202	68	0.7
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	9560	60	0.3
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	4659	60	1
Novosibirsk $n = 1.03$	10566	59	0.1
Novosibirsk $n = 1.04$	6400	59	0.2

$A/Z = 2$

Tabla 4.11.: Número de sucesos tras la selección de θ, eficiencia porcentual de la selección (Eff.) y valor porcentual de σ_4 para los radiadores estudiados en todas las configuraciones de A/Z.

extrapolación a la simulación del contador RICH final nos permitirá estimar con buena precisión el rendimiento esperado. Con este fin, en la simulación se ha introducido el funcionamiento de los detectores auxiliares, y el haz incidente se ha simulado con la resolución en rigidez esperada y el perfil y divergencia angular que se han medido, de manera que es posible emplear la misma selección que con los datos.

Medida de β

La determinación de la resolución en la medida de β se ha hecho de forma detallada para protones en los datos de $A/Z = 1$, y para helio en los de $A/Z = 3/2$ y $A/Z = 2$, mediante un ajuste gaussiano a la distribución de la β reconstruida, ilustrado en la figura 4.23.

En el caso de protones aparece una contaminación a $\beta = 1$ debida a electrones y/o muones, con una fracción tanto mayor conforme se tiene un haz de menor momento, que obliga a realizar un ajuste a una doble gaussiana. Esta contaminación no está presente en los datos con $A/Z > 1$ debido a que, como se dijo al principio de este capítulo, las cámaras de hilos se ajustaron de manera que la mínima carga detectable es $Z = 2$ en este caso.

La elección de los parámetros iniciales del algoritmo de reconstrucción hecha en la sección 4.4.1, tenía como objetivo no sesgar la reconstrucción. Esto implicaba, entre otras cosas, que el tamaño escogido de la agrupación debía ser lo suficientemente amplio como para contener completamente los anillos antes de realizar la selección de los datos. Tras ésta, el tamaño escogido debe ser optimizado con el fin de evitar introducir ruido en la medida de la velocidad. La figura 4.24 muestra la variación de la resolución en β en función de este parámetro de la reconstrucción, donde se observa lo siguiente:

- Para un valor pequeño del tamaño de la agrupación , se pierde una fracción importante de la estadística de fotones detectados que pertenecen al anillo Čerenkov, de modo que la resolución empeora.

- Para un valor grande de este parámetro, se asocian al anillo canales de ruido que contribuyen a las colas de la distribución de valores de β asociados a cada canal[8], de manera que nuevamente la resolución empeora.

El valor óptimo para el tamaño de la agrupación es aquel en que se recoge el máximo número posible de fotoelectrones detectados pertenecientes al anillo, introduciendo el menor número posible de canales de ruido. La posición de los mínimos que se observan en la figura 4.24, que no depende del valor de A/Z, cumplen con este compromiso.

La tabla 4.12 en la página 112 muestra los valores relevantes obtenidos de la reconstrucción de β para todos los datos en estudio, entre los que se encuentra el tamaño óptimo de la agrupación empleada en el algoritmo de reconstrucción. La última columna de esta tabla muestra la extrapolación de la resolución hasta $\theta = 0$, obtenido mediante un ajuste lineal como el que se observa en la figura 4.21 en la página 108 para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ con un haz de $A/Z = 2$ y selección de partículas de helio.

[8] Véase la descripción del funcionamiento del algoritmo.

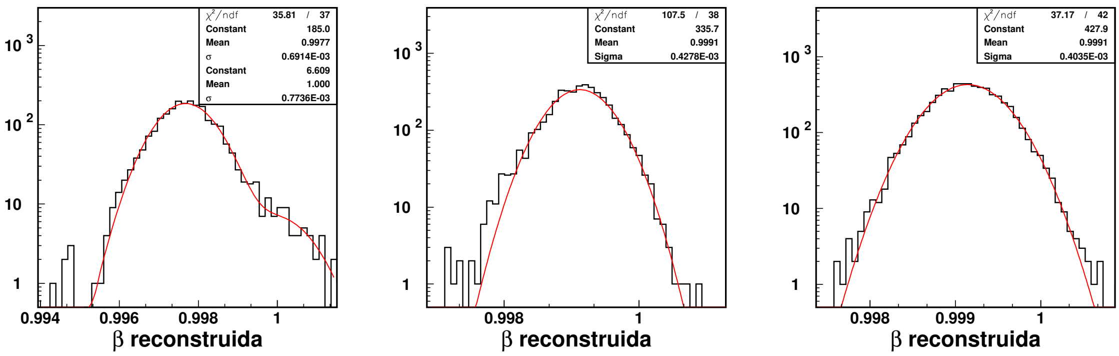


Figura 4.23.: Ajuste de la distribución reconstruida de β para la medida de la resolución para datos de protones con $A/Z = 1$ y $p = 13\ GeV/c$ (izquierda), y helio en los casos de $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha), usando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

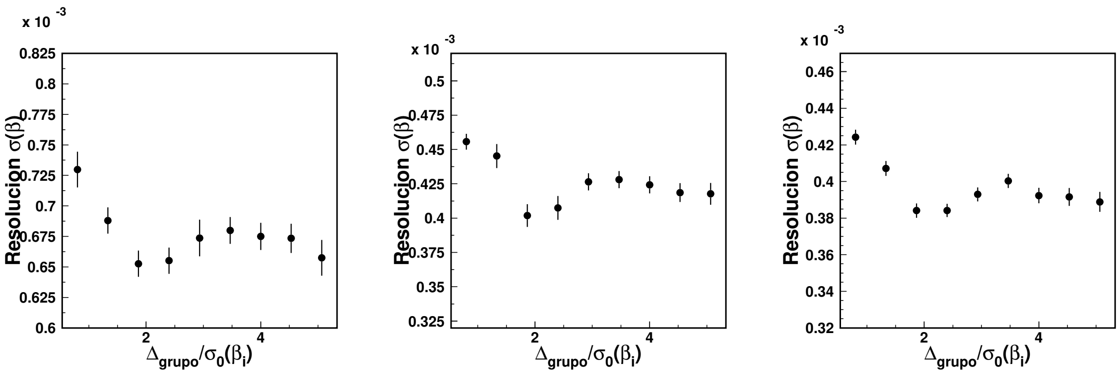


Figura 4.24.: Variación de la resolución de β con el tamaño de la agrupación escogido para el algoritmo de reconstrucción, para datos de protones con $A/Z = 1$ y $p = 13\ GeV/c$ (izquierda), y helio en los casos de $A/Z = 3/2$ (centro) y $A/Z = 2$ (derecha), usando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$. La función $\sigma_0(\beta_i)$ es la dada por la expresión 4.2.

Se observa que el tamaño óptimo de la agrupación es independiente de A/Z dentro del error, salvo para el radiador de Matsushita de $n = 1.05$, que en el caso de protones posee un valor más elevado. También puede verse que la resolución para protones es aparentemente mejor que la esperada de la resolución a partir de la resolución para helio, lo que en este caso se debe al sesgo introducido por la selección para $A/Z = 1$. Por otro lado, los valores para los datos de $A/Z = 3/2$ y $A/Z = 2$ son compatibles, aunque estos últimos son sistemáticamente mejores.

Radiador	$\Delta_{grupo}\,(\times\sigma_0^{-1}(\beta_i))$	β reconstruida	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\times 10^3$	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\big\vert_{\theta\to 0}\times 10^3$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	0.0034 (2.1)	$0.9974 \pm 8\times 10^{-4}$	0.72 ± 0.02	0.63 ± 0.04
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	0.0060 (2.6)	$0.9976 \pm 1\times 10^{-4}$	0.98 ± 0.05	0.95 ± 0.08
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	0.0044 (2.7)	$0.9977 \pm 2\times 10^{-4}$	0.91 ± 0.05	0.67 ± 0.1
Novosibirsk $n = 1.03$	0.0043 (2.6)	$0.9977 \pm 0.7\times 10^{-4}$	0.67 ± 0.01	0.65 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.04$	0.0045 (2.1)	$0.9979 \pm 5\times 10^{-4}$	0.94 ± 0.08	0.80 ± 0.18

Protones, $A/Z = 1$, $\frac{p}{ze} = 13GV$, $\beta = 0.9974$

Radiador	$\Delta_{grupo}\,(\times\sigma_0^{-1}(\beta_i))$	β reconstruida	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\times 10^3$	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\big\vert_{\theta\to 0}\times 10^3$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	-	-	-	-
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	-	-	-	-
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	0.0037 (2.3)	$0.99907 \pm 2\times 10^{-5}$	0.592 ± 0.004	0.55 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.03$	0.0043 (2.6)	$0.9991 \pm 1\times 10^{-4}$	0.41 ± 0.04	0.40 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.04$	0.0043 (2.0)	$0.9992 \pm 7\times 10^{-5}$	0.60 ± 0.01	0.54 ± 0.02

Helio, $A/Z = 3/2$, $\frac{p}{ze} = 30GV$, $\beta = 0.9989$

Radiador	$\Delta_{grupo}\,(\times\sigma_0^{-1}(\beta_i))$	β reconstruida	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\times 10^3$	$\frac{\sigma_\beta}{\beta}\big\vert_{\theta\to 0}\times 10^3$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	0.0034 (2.1)	$0.99889 \pm 6\times 10^{-5}$	0.48 ± 0.01	0.43 ± 0.03
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	0.0044 (1.9)	$0.9991 \pm 1\times 10^{-4}$	0.55 ± 0.03	0.49 ± 0.03
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	0.0037 (2.3)	$0.99911 \pm 5\times 10^{-5}$	0.56 ± 0.01	0.45 ± 0.04
Novosibirsk $n = 1.03$	0.0044 (2.7)	$0.99916 \pm 3\times 10^{-5}$	0.382 ± 0.004	0.35 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.04$	0.0044 (2.0)	$0.99937 \pm 1\times 10^{-4}$	0.53 ± 0.06	0.47 ± 0.06

Helio, $A/Z = 2$, $\frac{p}{ze} = 40GV$, $\beta = 0.9992$

Tabla 4.12.: Tamaño óptimo de la agrupación (Δ_{grupo}), valor reconstruido de β, resolución ($\frac{\sigma_\beta}{\beta}$) y resolución extrapolada a $\theta = 0$ para los radiadores estudiados en todas las configuraciones de A/Z del texto. El valor entre parentesis de Δ_{grupo} es en unidades de la resolución esperada por canal.

Resolución de β en función de Z.

Uno de los objetivos del RICH de AMS-02 es medir la velocidad de la partícula que lo atraviese de forma correcta hasta cargas del orden de $Z \approx 26$. Los datos tomados con $A/Z = 2$ permiten comprobar que el funcionamiento de la electrónica y del algoritmo de reconstrucción es el correcto independientemente de la carga.

La reconstrucción de la carga considerada es la esbozada en la sección 2.4.2, consistente en determinar el número de fotones detectados N_{exp} esperados para $Z = 1$ en función de los parámetros de la trayectoria de la partícula y el valor de β medido, lo que permite obtener el estimador de la carga siguiente

$$Z_R = \sqrt{\frac{N_{pe}}{N_{exp}}}$$

donde N_{pe} es el número total de fotoelectrones detectados en los canales asociados al anillo, calculado como

$$N_{pe} = \sum_{i=1}^{N_{anillo}} \frac{S_i^{adc}}{G_i^{adc}} \tag{4.4}$$

donde S_i^{adc} es la medida de la carga del canal i-ésimo en cuentas de ADC, y G_i^{adc} es la ganancia en cuentas de ADC para el mismo canal. La figura 4.25 (izquierda) muestra el espectro de carga reconstruido para el radiador Novosibirsk de $n = 1.03$. Esta carga está perfectamente correlacionada con la energía depositada en los centelleadores empleados en el *trigger,* como se ilustra en la figura 4.25 (derecha) en la que aparece el valor de Z_R^2 en función de las cuentas de QDC del centelleador SC2.

El comportamiento de la resolución con la carga se representa con los puntos de la figura 4.26 (izquierda) para el radiador de Novosibirsk de índice $n = 1.03$. La mejora esperada debido al incremento del valor de N_{anillo} se mantiene hasta $Z \approx 5$, a partir del cual el número de canales asociados al anillo se aproxima al máximo debido a la granularidad del detector, como muestran los puntos de la figura 4.26 (derecha). Por otro lado, el número de fotoelectrones detectados en los canales asociados al anillo continua creciendo aun cuando N_{anillo} ha saturado, tal y como muestran los cuadrados de la figura 4.26 (derecha). El empleo de esta información permite mejorar la resolución de la medida de la velocidad para cargas altas repesando del valor de β asociado a cada canal del anillo con el número de fotoelectrones detectados en éste para obtener la velocidad de la partícula, es decir:

$$\beta_p = \frac{\sum_{i=1}^{N_{anillo}} \frac{S_i^{adc}}{G_i^{adc}} \beta_i}{\sum_{i=1}^{N_{anillo}} {}_i \frac{S_i^{adc}}{G_i^{adc}}}$$

La resolución obtenida empleando esta cantidad como medida de la velocidad para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ se muestra con los cuadrados de la figura 4.26 (izquierda). Para cargas bajas emplear β_p empeora la resolución de la velocidad ya que la determinación del número de fotoelectrones posee un error relativo importante[9] que afecta a la resolución. Sin embargo para cargas altas este error es pequeño, ya que el número medio de fotoelectrones por canales asociado al anillo crece rápidamente con Z_R,

[9]De la determinación de la ganancia (véase la sección 3.3.2) se infiere que el error relativo en la determinación del número de fotoelectrones n para un canal es $\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{0.5}{\sqrt{n}}$.

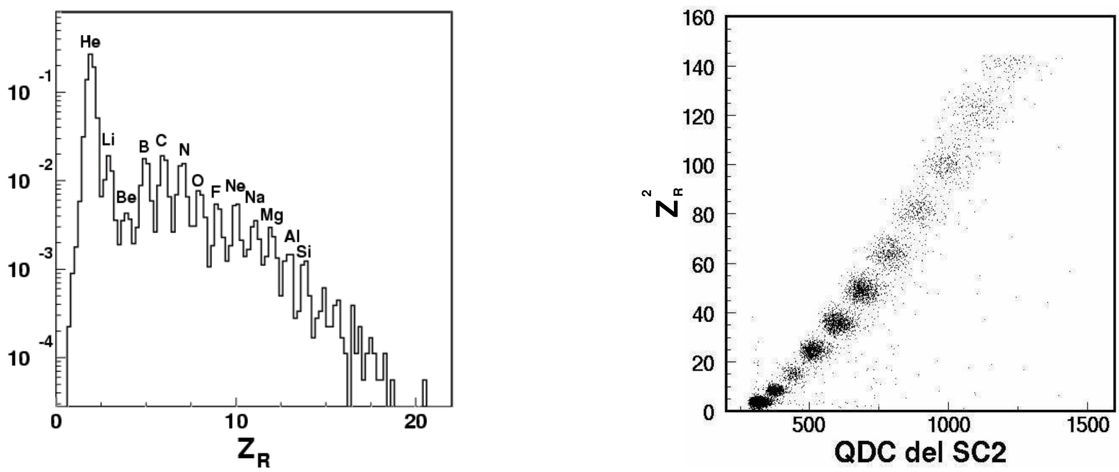


Figura 4.25.: Izquierda: espectro de carga reconstruido con el prototipo del RICH para el radiador Novosibirsk de índice $n = 1.03$. Derecha: correlación entre el cuadrado de la carga reconstruida por el RICH y la energía depositada en el centelleador SC2.

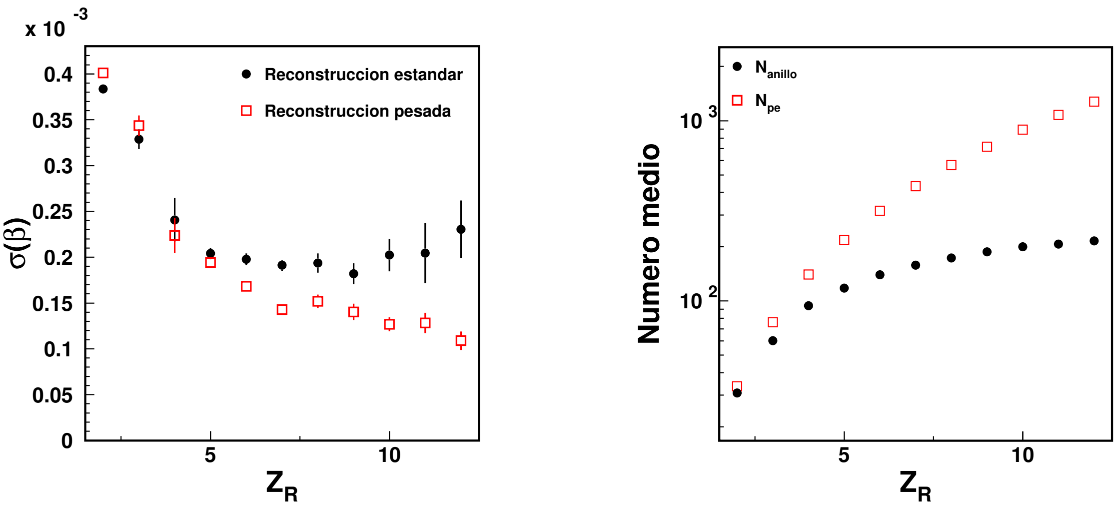


Figura 4.26.: Izquierda: resolución en función de la carga con la reconstrucción (puntos) y repesando los canales asociados al anillo con el número de fotoelectrones (cuadrados). Derecha: número medio de canales asociados al anillo (puntos) y número de fotoelectrones detectados en él (cuadrados) en función de la carga.

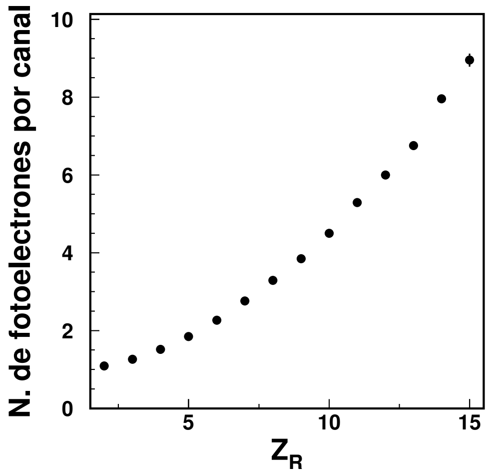


Figura 4.27.: Número medio de fotoelectrones detectados en los canales asociados al anillo en función de la carga.

como se aprecia en la figura 4.27. En cualquier caso la mejora de la resolución alcanza un límite debido a la granularidad del plano de detección que es independiente del número de fotoelectrones detectados. Este límite puede estimarse empleando la expresión 2.11 en la página 30 tomando el límite $N_\gamma \to \infty$ y tomando el valor en que el número de canales asociados al anillo satura para N_{pix}. Este cálculo para el caso de Novosibirsk de índice de refracción $n = 1.03$ arroja como resultado una resolución límite de $\Delta\beta \approx 1 \times 10^{-4}$, que es compatible con el límite inferior de la resolución de la figura 4.26 (izquierda).

En conclusión la resolución en la velocidad obtenida mediante el empleo del algoritmo de reconstrucción se comporta como se espera con la carga. Sin embargo un proceso simple de repesado teniendo en cuenta el número de fotoelectrones detectados permite mejorarla alcanzando valores próximos al límite teórico.

Resolución de β en función del momento del haz.

Comprobar que la reconstrucción de β funciona correctamente independientemente del momento de la partícula es uno de los objetivos de la toma de datos con el haz de iones. Para ello se tomaron datos de protones con un momento entre $5\,GeV/c$ y $13\,GeV/c$. El análisis de estos datos presentan algunas dificultades que no se dan en los de $A/Z = 3/2$ y $A/Z = 2$:

- Como se dijo anteriormente, la divergencia angular del haz es mayor que en los datos con $A/Z = 2$, y el número medio de N_{anillo} es lo suficientemente bajo como para que la reconstrucción del ángulo θ de la trayectoria posea un error grande para una fracción importante de la muestra. Con el fin de evitar un sesgo importante en el valor de N_{anillo} para baja energía que afecte a la resolución, para el estudio de ésta en función de la velocidad hemos eliminado el criterio de perpendicularidad en la selección. Esto presenta la desventaja de que los valores de resolución obtenidos son peores, pero permite conservar suficiente estadística para los datos de baja energía del haz.

- Por otro lado existe una contaminación de partículas a $\beta = 1$, electrones y/o muones, cuya fracción aumenta según decrece la energía del haz, de manera que para $5\,GeV/c$ de momento prácticamente el 50% de los sucesos pertenecen a esta muestra, como se ilustra en la figura 4.28 . Un ajuste del espectro a una doble gaussiana permite obtener la resolución para la muestra de protones en todos los casos, sin que los electrones y/o muones afecten en gran medida en la determinación de la resolución, como se aprecia en la figura.

- La frecuencia de *trigger* del detector disminuye con la energía debido a que cada paquete del haz contiene un menor número de partículas. Esta frecuencia llega a ser del orden de $10\,Hz$ para el haz de $5\,GeV/c$ de momento, que es inferior a la frecuencia necesaria para que el nivel de ruido de la electrónica de front-end permanezca constante[10]. Como consecuencia, el número de sucesos mal reconstruidos aumenta conforme la energía del haz decrece, lo que explica la población de sucesos que aparecen en la figura 4.28 (izquierda) entre los dos picos de la distribución. Esta población tiene el efecto de ensanchar la distribución del pico correspondiente a protones, lo que hace que la determinación de la resolución esté sesgada hacia valores más altos.

La figura 4.29 muestra la resolución obtenida en función del momento del haz para todos los radiadores mediante el ajuste realizado. Ésta es, en buena aproximación, constante para un momento del haz superior $5\,GeV/c$. Para este valor, las colas del espectro de β sesgan la medida hacia valores más altos, tal y como se ha explicado. También es importante notar que la resolución obtenida para $13\,GeV/c$ no es compatible con los valores que se obtuvieron anteriormente, presentes en la tabla 4.12 en la página 112. Esto es debido, como ya se ha dicho, a la diferente selección empleada para obtener los valores de la tabla.

4.5. Comparación con la simulación.

La comparación de los datos con la simulación requiere ajustar la claridad de los radiadores para de obtener el mismo número de canales asociados al anillo en los datos y en la simulación. Habida cuenta de que la selección realizada sesga este valor para protones, la mejor opción es realizar el ajuste empleando datos de helio. En particular usaremos los de $A/Z = 2$ en los que el sistemático debido a la divergencia del haz es menor. Para minimizar los sistemáticos introducidos por la simulación, el haz se ha simulado teniendo en cuenta el perfil y divergencia angular medidos, al igual que el funcionamiento de los detectores auxiliares, y se ha realizado una selección idéntica a la empleada con los datos.

[10]Véase la sección 3.1.

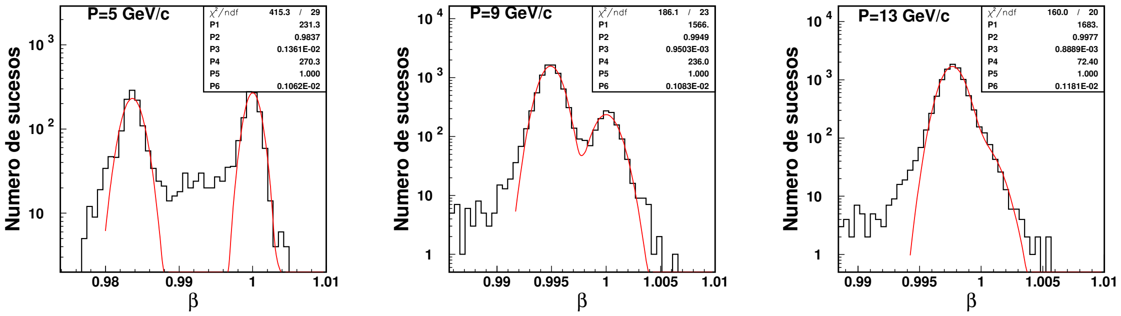


Figura 4.28.: Espectro reconstruido de β para el haz de $5GeV/c$ de momento (izquierda), el de $9GeV/c$ (centro) y el de $13GeV/c$ (derecha).

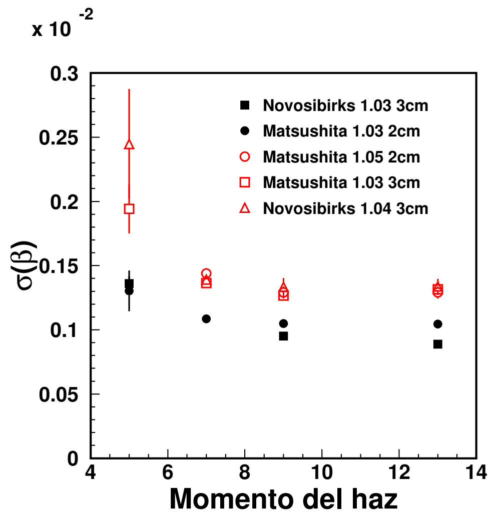
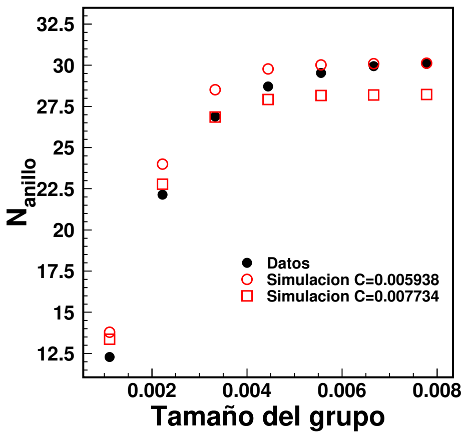


Figura 4.29.: Resolución en función del momento de los protones del haz (ver texto).

Como se muestra en la figura 4.30 (izquierda), el ajuste de N_{anillo} con la claridad posee la dificultad de que depende del valor de Δ_{grupo} empleado en la reconstrucción, ya que la dependencia de N_{anillo} con esta cantidad en la simulación no reproduce la que se observa en los datos. Teniendo esto en cuenta, se ha ajustado el valor de N_{anillo} de todos los anillos para los valores $\Delta_{grupo} = 0.0080$ y $\Delta_{grupo} = 0.0033$, con los resultados para la claridad que aparecen en la figura 4.30 (derecha). Estos valores son similares a los medidos para muestras similares de aerogel en las referencias [8, 9] , donde se obtiene que la claridad para el radiador Matsushita de $n = 1.03$ es de $0.0094\,\mu m^4 cm^{-1}$ y $0.0047\,\mu m^4 cm^{-1}$ para el de Novosibirsk de $n = 1.03$.

Una vez obtenido este último parámetro podemos estimar la resolución esperada usando la simulación, que al igual que para con los datos requiere la optimización del parámetro Δ_{grupo}. La figura 4.31 (izquierda) muestra la dependencia de la resolución



Radiador	Cl. (0.0080)	Cl. (0.0033)
Matsushita $n = 1.03\, 2cm$	0.00920	0.01153
Matsushita $n = 1.05\, 2cm$	0.01105	0.01403
Matsushita $n = 1.03\, 3cm$	0.00968	0.01379
Novosibirsk $n = 1.03$	0.00594	0.00773
Novosibirsk $n = 1.04$	0.01271	0.01479

Figura 4.30.: Izuierda: número de canales asociados al anillo en función del valor de Δ_{grupo} para datos y la simulación con dos valores distintos de la claridad. Derecha: valores de la claridad determinados para todos los radiadores, donde los números entre paréntesis indican el valor de Δ_{grupo} considerado en el ajuste (ver texto). Las unidades de la claridad son $\mu m^4\ cm^{-1}$

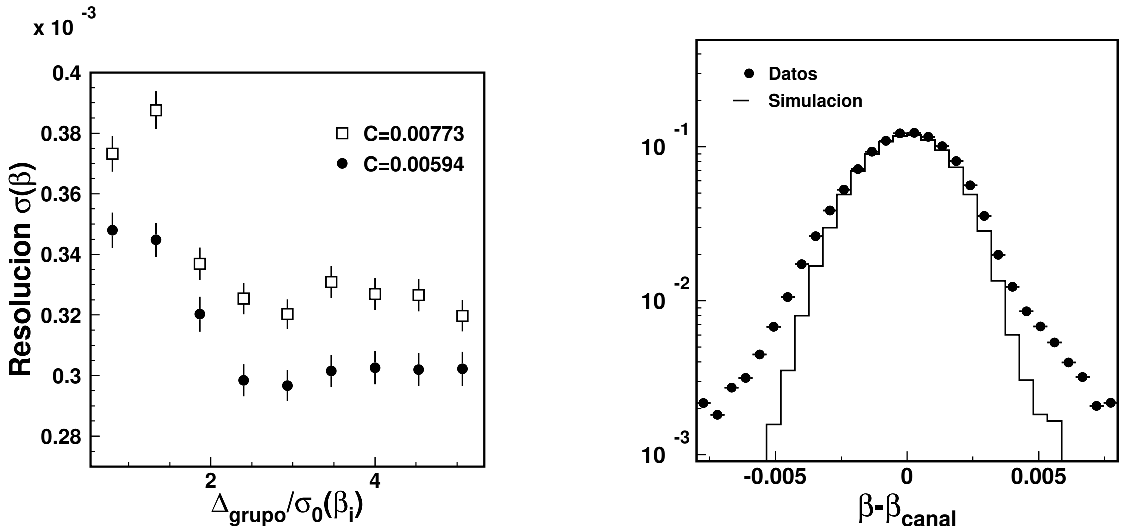


Figura 4.31.: Izquierda: Dependencia de la resolución con el tamaño de la agrupación empleada en la reconstruccion para la simulación con el radiador de Novosibirsk de $n = 1.3$ y partículas de helio con la propiedades de los haces de $A/Z = 2$. Las dos curvas son para los dos valores de claridad estimados anteriormente. Derecha: distribución de los residuos de los valores de β asociados a cada canal respecto el valor reconstruido para el suceso para los datos y la simulación.

de la simulación para un radiador en concreto. A diferencia de con los datos, no existe un mínimo acusado sino más bien un umbral a partir del cual la resolución permanece constante. Esto es debido a que las fuentes de ruido de fondo en la simulación producen muy poca señal cerca del anillo, por lo que incrementar el valor de Δ_{grupo} cuando ya es lo suficientemente grande como para contener el anillo tiene una escasa repercusión. Esto no es así en el caso de los datos, lo que queda ilustrado en la figura 4.31 (derecha), lo que causa la diferencia observada en la evolución de la resolución y del valor de N_{anillo} con el parámetro Δ_{grupo}.

Teniendo en mente este fenómeno, en la tabla 4.33 se encuentran los valores obtenidos de la resolución para datos y simulación junto con la razón entre ambas, que sirve de medida del acuerdo. A pesar de que no es posible realizar una comparación entre distintos radiadores ya que espesor y la distancia de expansión no es la misma en todos los casos, el acuerdo entre datos y simulación nos permite obtener algunas conclusiones:

- Hay una importante discrepancia entre los datos y la simulación que no es compatible con el desconocimiento en la claridad y el índice de refracción.
- Los radiadores se pueden agrupar en tres grupos en virtud de la razón de la resolución de los datos a la de la simulación: los de Novosibirsk de una sola loseta, con un valor de ~ 1.2; los de Matsushita de $2\,cm$ de espesor obtenido apilando dos losetas, con un valor de ~ 1.3; y el de Matsushita de $3\,cm$ de espesor obtenido apilando tres losetas, con un valor de ~ 1.6.
- El radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ es el mejor de todos los radiadores utilizados con este índice de refracción, ya que posee una mejor claridad[11] y el mayor espesor.
- Desde un punto de vista de resolución, también el Novosibirsk de $n = 1.04$ es peor que el de $n = 1.03$, ya que para compensar la diferencia en la resolución entre ambos la fracción de anillo no contenido en el detector en el caso del primero debería ser del $\sim 50\%$, lo que no ocurre como se ilustra en la figura 4.32 .

La extrapolación de estos resultados al detector instalado en AMS02 permite conocer el rendimiento esperado de éste, a la par que seleccionar el mejor radiador posible. En el presente estado, el análisis no nos permite realizar esta tarea, ya que hemos de caracterizar de la mejor forma posible el fenómeno que da pie a la discrepancia entre los datos y la simulación con el fin de tenerlo en cuenta, lo que se realizará más adelante.

Parametrización de la diferencia entre los datos y la simulación.

Como se indicó al principio de este capítulo, con el fin de obtener una estimación lo más cercana posible a la realidad del rendimiento del detector RICH en AMS-02, es necesario entender en la medida de lo posible todos los efectos asociados a la discrepancia observada entre los datos y la simulación para poderlos tener en cuenta. A priori podemos enumerar algunas posibilidades como las causas dominantes de origen de la discrepancia observada,

[11] Véase la tabla 4.3 en la página 97.

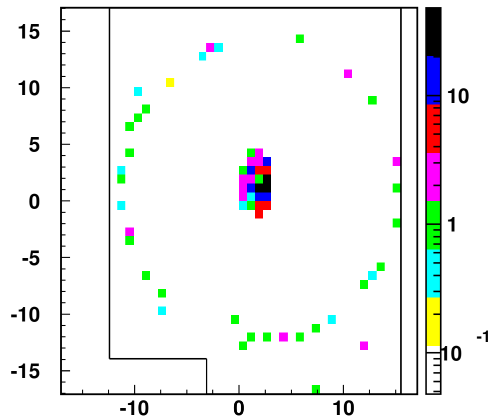


Figura 4.32.: Suceso típico deleccionado para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.04$. Las lineas índican los bordes del detector. Una pequeña fracción del anillo se pierde por la derecha del prototipo.

Radiador	$\frac{\sigma_\beta}{\beta} \times 10^3$ simulación	$\frac{\sigma_\beta}{\beta} \times 10^3$ datos	$\frac{\sigma_\beta\, datos}{\sigma_\beta\, simulacion}$
Matsushita $n = 1.03\ 2cm$	$0.36 \pm 0.02 \pm 0.02$	0.48 ± 0.01	$1.33 \pm 0.08 \pm 0.06$
Matsushita $n = 1.05\ 2cm$	$0.42 \pm 0.03 \pm 0.02$	0.55 ± 0.03	$1.31 \pm 0.12 \pm 0.05$
Matsushita $n = 1.03\ 3cm$	$0.36 \pm 0.03 \pm 0.05$	0.56 ± 0.01	$1.56 \pm 0.13 \pm 0.14$
Novosibirsk $n = 1.03$	$0.32 \pm 0.01 \pm 0.01$	0.380 ± 0.004	$1.19 \pm 0.04 \pm 0.03$
Novosibirsk $n = 1.04$	$0.44 \pm 0.03 \pm 0.002$	0.53 ± 0.06	$1.20 \pm 0.16 \pm 0.005$

Helio, $A/Z = 2$, $\frac{p}{ze} = 40GV$, $\beta = 0.9992$

Figura 4.33.: Resoluciones para los datos y la simulación, y comparación entre ellas. El primer error es el del ajuste para la obtención de los valores de la resolución. El segundo, asociado a la simulación y al razón entre datos y simulación, es debido a la banda claridad asociada con cada radiador.

asumiendo que la causa es común para todos los radiadores. Aunque discutible, esta hipótesis se apoya en que el empeoramiento de la resolución observada en todos los radiadores presenta propiedades similares.

Incertidumbre en los parámetros del haz.

El caso de la divergencia angular del haz se ha tratado explícitamente durante el análisis, de manera que se ha acotado su efecto y se ha tenido en cuenta en la simulación. Por otro lado la incertidumbre en la rigidez del haz debida a la aceptancia geométrica de la linea de transporte es demasiado pequeña como para justificar las diferencias observadas. A esto hay que añadir que los datos tomados con haces en las mismas condiciones, incluso en el caso de emplearse radiadores con índices de refracción similares, dan lugar a desacuerdos distintos, lo que es incompatible con que la discrepancia entre los datos y la simulación sea debida a la incertidumbre en los parámetros del haz.

Migración de fotones entre guías de luz.

Como se explicó en la sección 2.2, cada fotomultiplicador está asociado a 16 guías de luz que no se encuentran ópticamente aisladas entre sí, de manera que es posible que una fracción de fotones pasen de una guía de luz a otra contigua. De esta manera una fracción de los fotones detectados contribuirían a las colas en la distribución de los residuos de β, degradando la resolución.

Al igual que el caso anterior, si esta fuera la causa del desacuerdo, debería observarse una discrepancia similar para radiadores con índice de refracción parecido, cosa que no ocurre.

Efectos en el radiador.

- Dispersión cromática: Tomando el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$, tendría que producirse que la diferencia entre la dispersión cromática simulada Δn_{sim} y la real Δn_{real} cumpliese

  $$\frac{\Delta n_{real} - \Delta n_{sim}}{n\sqrt{N_{anillo}}} \approx 0.2 \times 10^{-3}$$

  donde $\sqrt{N_{anillo}} \approx 5$, lo que implicaría que $\Delta n_{real} \approx 10^{-3} + \Delta n_{sim}$. Sin embargo, el valor medido para la dispersión cromática del aerogel, que es consistente con la simulación, es del orden de $\sim 0.5 \times 10^{-3}$[6], insuficiente como para explicar el desacuerdo en la resolución entre los datos y la simulación.

  A esto hay que añadir que un incremento en la dispersión cromática no explica la diferencia entre los datos y la simulación en la dependencia de la resolución con el parámetro $\Delta_{grupo.}$

- Variaciones locales del índice de refracción medio:

  En este caso, si el tamaño típico de la región en que el índice de refracción medio no varia apreciablemente es lo suficientemente grande como para contener el cono

Čerenkov emitido dentro del radiador, debería observarse una variación del valor medio de β reconstruido al seleccionar partículas pasando por distintas partes del radiador. En el caso de que estas regiones tengan un tamaño menor, el efecto sería equivalente al de un incremento de la dispersión cromática.

El primer caso puede excluirse observando la distribución de los valores medios de la velocidad reconstruida en función de la posición. La figura 4.34 muestra esta variación en función del punto por el que pasa la partícula a lo largo del eje OX, donde se han seleccionado partículas que pasan por una región pequeña a lo largo del eje OY. Para reproducir la resolución medida, los valores medios deberían poseer una distribución gaussiana de una anchura tal que la región 3σ coincidiese con la limitada por las lineas horizontales de la figura, cosa que evidentemente no ocurre. Apoyando este argumento está el hecho de que, como fotón a fotón el índice de refracción medio sería constante, la distribución de los residuos de los valores de β asociados a cada canal no debería tener colas.

El segundo caso es difícil de excluir a priori, aunque su efecto sería el equivalente al de un incremento efectivo de la dispersión cromática ya discutido.

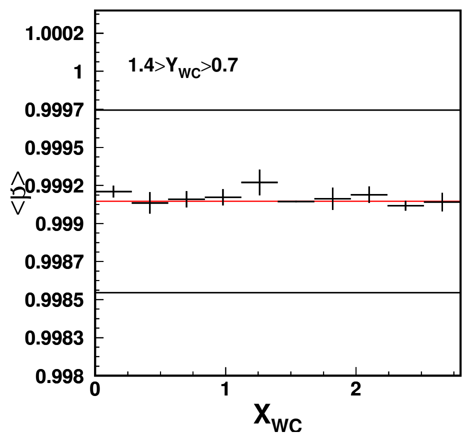


Figura 4.34.: Variación del valor medio de la velocidad reconstruida con la posición por la que pasa la partícula (ver texto).

- Descripción incorrecta de la dispersión en el aerogel:

  En la simulación de la dispersión Rayleigh en los radiadores se ha asumido que el ángulo dispersado θ se distribuye como $\sim (1+\cos^2\theta)$. De forma efectiva esta forma da lugar a que los fotones dispersados que alcanzan el detector lo hagan de manera casi homogénea. Sin embargo, si la distribución del ángulo dispersado es distinta a ésta, puede darse que la distribución de los fotones dispersados detectados se concentren en torno al anillo empeorando la resolución. En particular irregularidades en la superficie de los arogeles son esenciales para explicar la dispersión en estos materiales[7]. Como tan solo afectan a los fotones salientes que pasen por ellas, podrían dar lugar a las colas de la distribución de los residuos de β mientras que el pico no se vería deformado al estar dominado por la fracción de fotones detectados que no han interaccionado con estas irregularidades.

Para tratar de modelizar la discrepancia entre los datos y la simulación un modelo de esta última hipótesis resulta adecuado, tal y como se verá más adelante. El modelo consiste en la simulación de una dispersión en el ángulo de salida de una determinada fracción los fotones que abandonan el radiador. Este modelo requiere dos parámetros:

- La fracción de fotones que sufren dispersión a la salida del radiador, P_{scat}.
- El valor del ángulo polar dispersado $\delta\theta$ respecto la dirección de propagación del fotón a la salida del radiador. La distribución de éste se asume de la forma $P(\Delta\theta)d\Delta\theta \sim \exp\{-\frac{\sin^2\Delta\theta}{2\,\delta\theta^2}\}\,d(\sin^2\Delta\theta)$, donde $\Delta\theta$ es el ángulo polar dispersado, y una distribución uniforme para el ángulo azimutal dispersado. La figura 4.35 muestra la forma de la distribución del ángulo polar dispersado para un valor típico del $\delta\theta$.

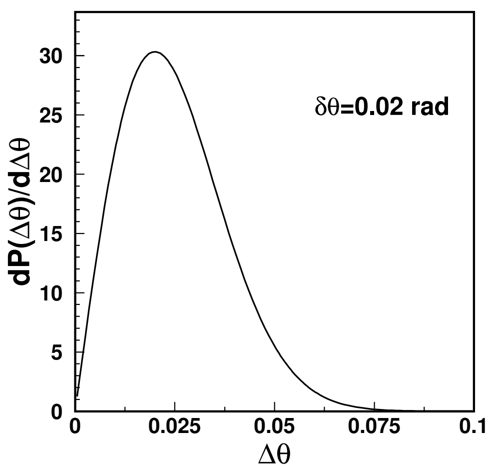


Figura 4.35.: Distribución del ángulo dispersado utilizada en el modelo para un caso típico (ver texto).

Para fijar estos parámetros hemos ajustado las siguientes distribuciones obtenidas con la simulación a los datos:

- Residuos de β asociados a cada canal para datos de helio de los datos tomados el haz con $A/Z = 2$, tras haber hecho toda la selección, con un valor de Δ_{grupo} lo suficientemente grande como para poder observar las colas.

- La misma distribución para partículas de carbono, seleccionadas de forma similar a como se hace para helio.

- La anchura de los residuos de la β asociada a cada canal en función del ángulo de incidencia de la partícula, definida como

$$F^2(\theta) = \frac{1}{N_{anillo}} \sum_{i=1}^{N_{anillo}} \frac{(\beta(\theta) - \beta_i(\theta))^2}{\sigma^2_{\beta_i}}$$

  donde θ es el ángulo reconstruido para la partícula que ha dado lugar al anillo, $\beta(\theta)$ el valor de la velocidad reconstruida para él, $\beta_i(\theta)$ el valor de la velocidad asociada a cada canal del anillo, y $\sigma^2_{\beta_i}$ una constante escogida para que la distribución $N\,F^2(\theta)d\theta$, donde N es una constante de normalización, tenga como valor medio la unidad.

La figura 4.36 muestra estas distribuciones antes de realizar el ajuste, donde se observa que la discrepancia entre los datos y la simulación es especialmente grande en las colas de las distribuciones de residuos.

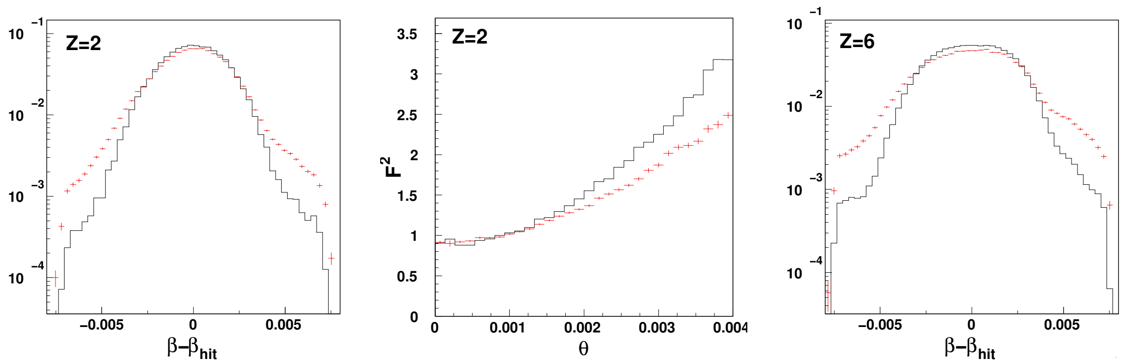


Figura 4.36.: Distribuciones de residuos para helio y carbono (izquierda y derecha) y función $F^2(\theta)$ para helio (centro), empleadas para ajustar la simulación. Las cruces son los datos y el histograma la simulación antes del ajuste. Todo para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$.

Es importante notar que los ajustes realizados son independientes de N_{anillo}. De esta manera podemos ajustar la dispersión Rayleigh después de haber ajustado el modelo sin que los dos ajustes interfieran entre si.

Para realizar el ajuste de los parámetros P_{scat} y $\delta\theta$, se ha realizado una barrido en sus valores y una simulación para cada uno de ellos. Las figuras 4.37 en la página 126 y 4.38, junto con 4.39, presentan el valor del χ^2 por grado de libertad asociado a la diferencia entre los datos y la simulación para las dos distribuciones y la función $F^2(\theta)$, en el caso del radiador de Novosibirsk de índice de refracción $n = 1.03$.

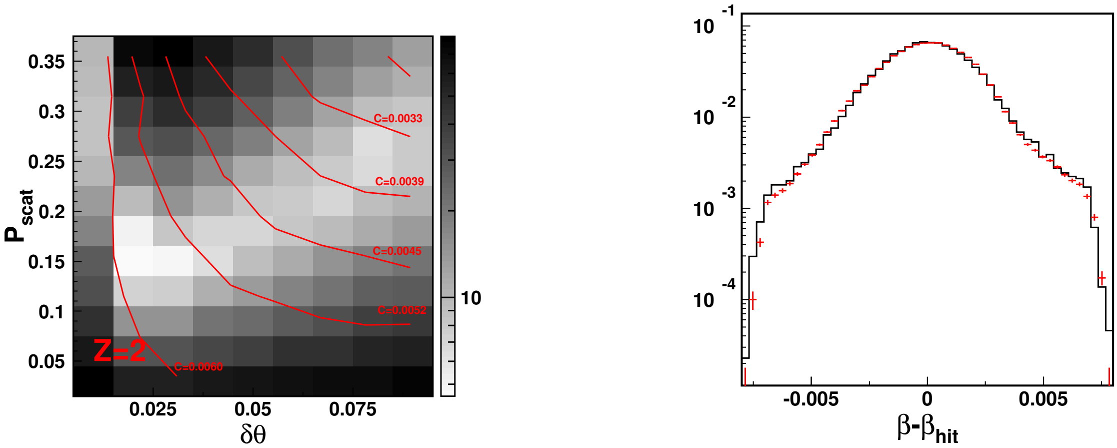


Figura 4.37.: Izquierda: valor del χ^2 por grado de libertad para la diferencia entre datos y simulación de la distribución de los residuos de β por canal en caso de helio. Las lineas continuas son los valores de la claridad necesarios para ajustar el número de canales asociados al anillo. Derecha: distribuciones que minimiza el χ^2 por grado de libertad, correspondiente a $\delta\theta = 0.025$ y $P_{scat} = 0.16$ para datos (cruces) y la simulación (histograma).

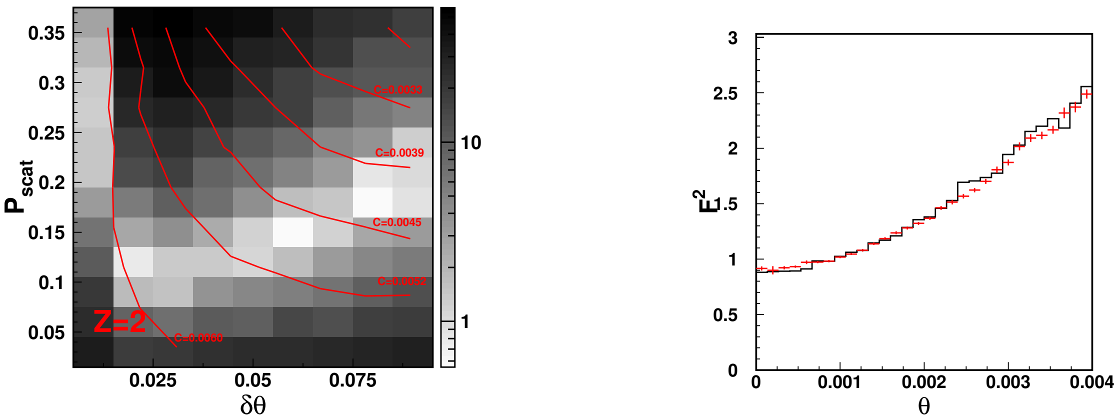


Figura 4.38.: Figura equivalente a la anterior para el caso de la función $F^2(\theta)$. En este caso el mínimo se encuentra en $\delta\theta = 0.024$ y $P_{scat} = 0.12$.

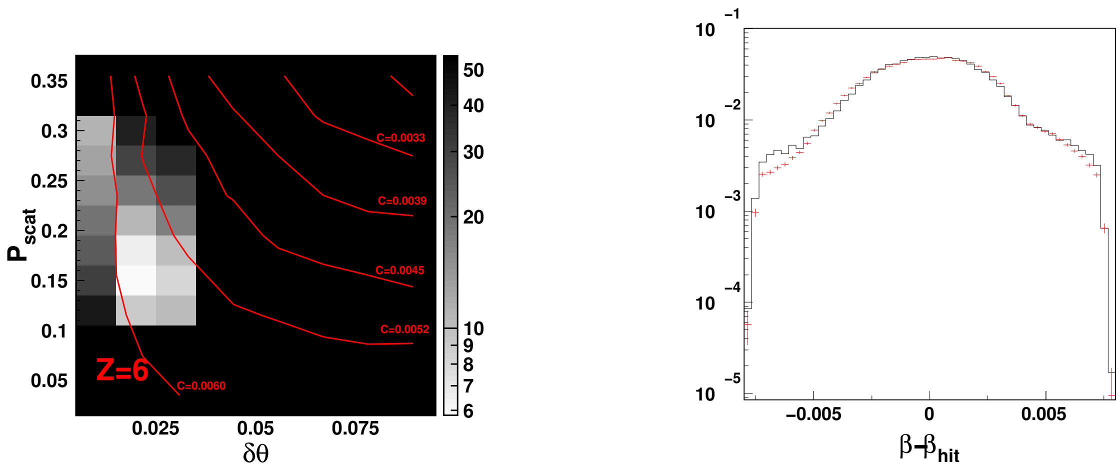


Figura 4.39.: Figura equivalente a la 4.37 para carbono. El mínimo está en $\delta\theta = 0.024$ y $P_{scat} = 0.16$. En este caso el barrido se ha realizado en una región más reducida del espacio de parámetros por razones de tiempo de simulación.

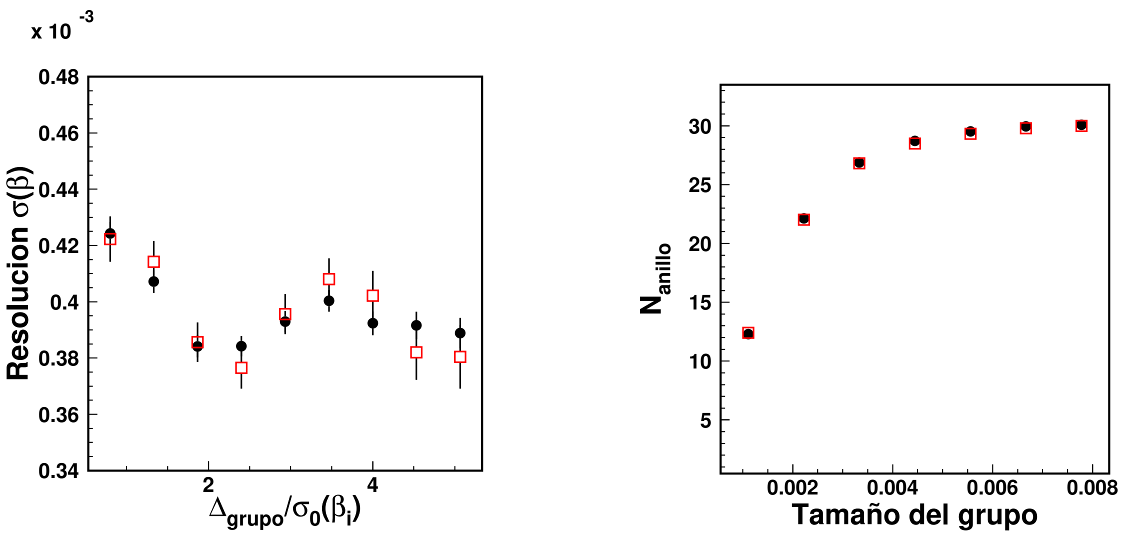


Figura 4.40.: Evolución de la resolución en β y N_{anillo} en función del parámetro de la reconstrución Δ_{grupo} para los datos (puntos) y la simulación ajustada con el modelo (cuadrados) del texto.

Los valores obtenidos de los parámetros del modelo para todos los radiadores se encuentran en la tabla 4.13 junto con el valor del χ^2 por grado de libertad medio.

Finalmente, tras el ajuste de los parámetros del modelo, se determina el valor de la claridad para obtener un buen acuerdo en el número de canales asociados al anillo. Los valores obtenidos se encuentran en la columna de la derecha de la tabla 4.13. Con estos valores se obtiene un acuerdo en la resolución y número de canales asociados al anillo en función de Δ_{grupo} como el mostrado en la figura 4.40 en la página 127 para el radiador de Novosibirsk con índice de refracción $n = 1.03$.

La tabla 4.14 cuantifica la diferencia entre los datos y la simulación para todos los radiadores, donde se muestra como referencia los valores obtenidos sin emplear el modelo. La primera observación que es necesario hacer sobre esta tabla es que la discrepancia entre los datos y la simulación ajustada con el modelo es independiente de Δ_{grupo}. El acuerdo obtenido entre los datos y la simulación en la resolución para helio ha pasado a ser mejor que el 10%, salvo para el radiador de $3\,cm$ de Matsushita, en el que ha pasado de un 56% antes de emplear el modelo a un 13% usando éste. En el caso del número de fotones, el ajuste es mejor que el 2% para todos los radiadores, lo que no es sorprendente ya que, a diferencia de la resolución, se ha ajustado explícitamente.

El buen acuerdo alcanzado entre los datos y la simulación usando el modelo propuesto se debe a que éste reproduce fielmente la distribución de los valores de β asociadas a todos los canales en torno al anillo para todos los radiadores, como se ilustra en la figura 4.41 en el caso radiador de Novosibirsk con índice de refracción $n = 1.03$. Esta figura muestra que la zona central de la distribución presenta un buen acuerdo entre la simulación sin el modelo y los datos. Sin embargo las colas de la distribución sugieren que los fotones detectados que dan lugar a éstas poseen una distribución muy ancha. El modelo concilia ambos aspectos con la propiedad de que la dispersión sólo afecta a una fracción de los fotones, y los dispersados que se detectan presentan una distribución ancha de valores de β asociados.

Asumiendo que el que modelo que hemos empleado es una buena descripción efectiva, podemos retomar el conjunto de hipótesis sobre la causa real de la discrepancia inicial entre los datos y la simulación:

Efectos en las guías de luz:

Migración de fotones en las guías de luz. Este fenómeno, si afecta tan solo a una fracción de los fotones detectados, quedaría descrito por el modelo. Sin embargo en las mismas condiciones de distancia de expansión e índices de refracción del radiador, los parámetros que ajustan los datos deberían ser los mismos, cosa que no ocurre con el valor de P_{scat}, que difiere entre los radiadores de Novosibirsk y Matsushita de índice de refracción $n = 1.03$.

Efectos en el radiador:

Procesos continuos. Estos procesos, que engloban aquéllos que afectan a todos los fotones emitidos, como puede ser la dispersión cromática o variaciones locales

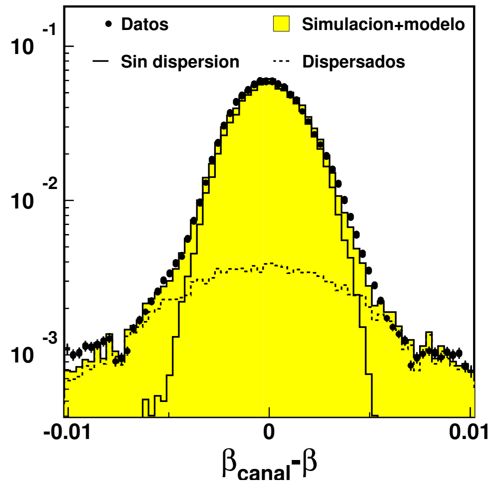


Figura 4.41.: Distribución de valores de β asociados a todos los canales en el entorno del anillo reconstruido para los datos y la simulación con el modelo (ver texto). Esta última distribución se ha separado en los valores debidos a fotones que no han sufrido dispersión en la superficie del radiador y los que sí.

continuas de las propiedades ópticas del radiador, no pueden ser fácilmente descritos mediante nuestro modelo. En particular el efecto sobre la distribución de los datos de la figura 4.41 sería un ensanchamiento global de la distribución que no se observa en los datos.

Procesos discretos. Aquéllos que afectan a una fracción bien definida de los fotones son capaces de mantener la distribución central de la figura 4.41 , reproduciendo las estructuras de las colas. Entre estos procesos se encuentran los debidos a irregularidades en el radiador, como por ejemplo la dispersión Rayleigh. Estos procesos producen un efecto similar al obtenido con el modelo por lo que la información de que disponemos no es suficiente como para determinar la naturaleza del que realmente se da.

En conclusión el modelo ajustado es compatible con que la causa de la discrepancia inicial se encuentre en el radiador y sea debida a lo que hemos dado en llamar "procesos discretos". Con el fin de confirmar si la dispersión descrita con el modelo se da en los aerogeles, se ha puesto en marcha un programa de medidas ópticas de la dispersión de los radiadores cuyos resultados preliminares apuntan en la dirección correcta.

4.6. Extrapolación de los resultados a AMS-02

Los resultados obtenidos sugieren una revisión de la simulación del RICH de AMS-02 con el fin de incorporar el efecto observado y modelizado, para realizar un estudio de las capacidades de los distintos radiadores en condiciones próximas a la realidad.

Para realizar estas simulaciones hemos considerados los parámetros ópticos obtenidos en las secciones anteriores para los radiadores, con un espesor de $3\,cm$. Las partículas que alcanzan el radiador se han simulado con una distribución isótropa dentro de la aceptancia geométrica del imán de AMS-02.

En primer lugar trataremos brevemente la ventaja de emplear una configuración con dos materiales, aerogel y NaF, como radiador. Después trataremos la eficiencia y la resolución de la reconstrucción de la velocidad para los radiadores de aerogel.

4.6.1. Doble radiador.

La presencia del agujero central del plano de detección del RICH tiene importantes consecuencias, ya que en una fracción no despreciable de los sucesos parte o todos los fotones Čerenkov emitidos en el radiador pueden perderse en él. Esto tiene como consecuencia que la eficiencia de reconstrucción posea una gran dependencia con la posición en el radiador en el que se emiten los fotones, como se observa con los puntos de la figura 4.42 para el radiador de Matsushita de $n = 1.05$. Parte de la eficiencia puede recuperarse utilizando NaF en la zona central del radiador[12], cuya eficiencia de reconstrucción se representa con los cuadrados de la misma figura.

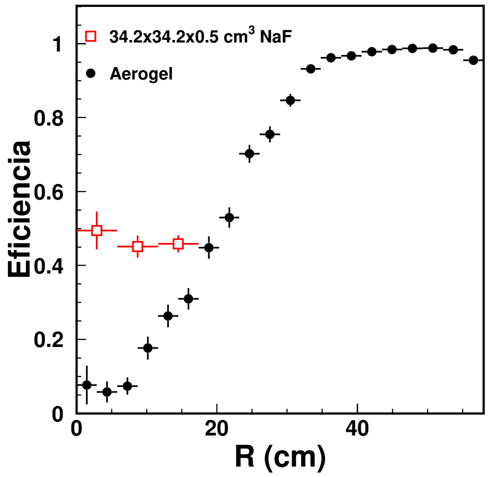


Figura 4.42.: Eficiencia de reconstrucción en función de la distancia al centro del radiador del punto por el que la partícula lo cruza para el radiador de aerogel de Matsushita de $n = 1.05$ (puntos) y para un radiador de $34.2 \times 34.2\ cm^2$ de superficie y $5\ mm$ de espesor de NaF (cuadrados), en el caso de partículas de $\beta = 1$ y $Z = 1$ atravesando el radiador.

El empleo de NaF en la parte central del radiador aumenta la eficiencia de reconstrucción hasta alcanzar el 50% para partículas de $Z = 1$ que pasen por esta región, disminuyendo la estadística de la muestra de sucesos reconstruidos empleando el aerogel

[12] Véase la sección 2.2.2 para una descripción de las propiedades ópticas de este material.

en menos de un 5%. Por otro lado el índice de refracción del NaF permite obtener una resolución de $\sigma(\beta)/\beta \approx 0.4 \times 10^{-2}$ para protones de $\beta = 1$, con un umbral de emisión de luz Čerenkov en torno a $\beta = 0.75$, lo que permite extender el rango dinámico del RICH para una pequeña muestra de sucesos.

Teniendo en cuenta que la configuración del radiador con aerogel y NaF no modifica prácticamente la muestra de sucesos reconstruidos en los que el anillo Čerenkov se ha emitido en el aerogel, asumiremos ésta en las simulaciones y seleccionaremos partículas que no atraviesen el NaF para estudiar el rendimiento de los distintos radiadores de aerogel.

4.6.2. Eficiencia de reconstrucción y resolución de los radiadores de aerogel.

La única selección que se ha considerado para estimar tanto la eficiencia de reconstrucción como la resolución, es que las partículas simuladas atraviesen el radiador de aerogel, excluyendo por tanto la zona central de $34.2 \times 34.2\,cm^2$ donde el material del radiador es NaF.

Resolución.

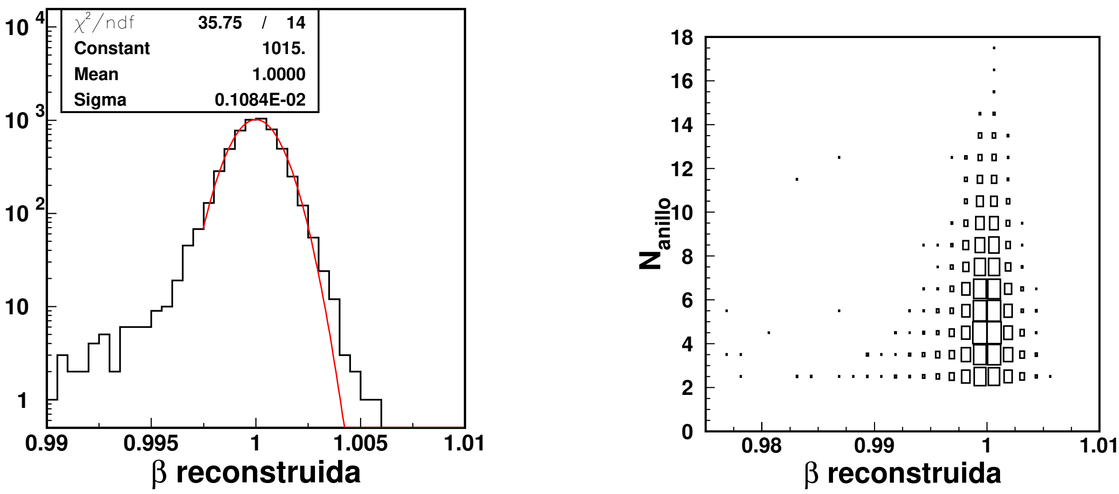


Figura 4.43.: Izquierda: determinación de la resolución para $Z = 1$ y $\beta = 1$ para el radiador de Novosibirsk de índice de refracción $n = 1.03$. Derecha: correlación entre la β reconstruida y N_{anillo}

Con el fin de determinar la resolución para $\beta = 1$ [13], se han simulado protones y helio, y la distribución de valores reconstruidos de β se ha ajustado a una gaussiana,

[13]En realidad el valor de β simulado ha sido de $\beta = 0.99999$, aunque abusaremos levemente del lenguaje y seguiremos hablando de $\beta = 1$.

como ilustra la figura 4.43 (izquierda). Con el fin de evitar que las colas de la distribución sesguen la determinación de la resolución, el ajuste lo hemos realizado para $\beta > 0.9975$. Estas colas están pobladas principalmente por sucesos en los que el número de fotones Čerenkov detectados que no han sufrido dispersión Rayleigh es bajo, y la reconstrucción se ha visto sesgada por ruido en el detector. La forma más simple de identificarlos es a través de la variable N_{anillo} tal y como muestra la figura 4.43 (derecha), aunque en el presente análisis no consideraremos una selección basada en esta cantidad. En su lugar cuantificaremos la fracción de sucesos mal reconstruidos usando la variable σ_4 definida en la sección 4.4.2.

La tabla 4.15 muestra los valores obtenidos de la resolución para protones y helio de $\beta = 1$ para todos los radiadores y los valores de σ_4. El incremento en el número de fotones en el anillo favorece la disminución de las colas para $Z = 2$ respecto a $Z = 1$. En cuanto a la resolución se observa la mejora esperada con N_{anillo}, como ilustra la figura 4.44 , donde el ajuste mostrado es a la función

$$\sigma(N_{anillo}) = \frac{\sigma_{hit}}{\sqrt{N_{anillo}}}$$

donde valor de σ_{hit} se interpreta como la resolución de la β asociada a cada canal del anillo.

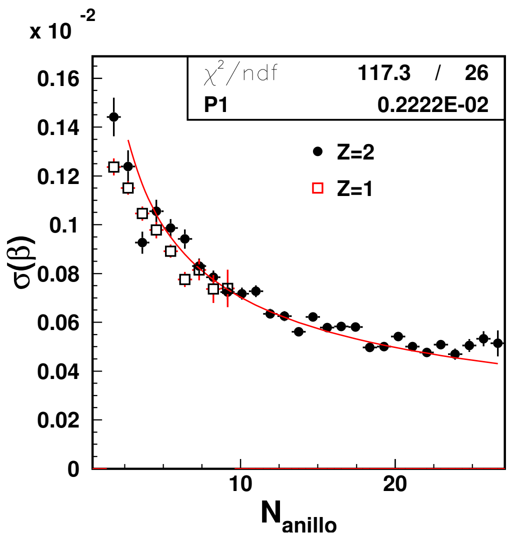


Figura 4.44.: Resolución en función del número de canales asociados al anillo para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ en los casos de helio (puntos) y protones (cuadrados).

La resolución de la reconstrucción mejora al disminuir el valor de β, de manera que puede ser hasta un 40% mejor que para $\beta = 1$ cerca del umbral de emisión, como se ilustra en la figura 4.45 para protones y los radiadores de Novosibirsk de $n = 1.03$ y $n = 1.04$.

Radiador	P_{scat}	$\delta\theta$ (rad)	χ^2 medio	$C\,(\mu m^4 cm^{-1})$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	0.28 ± 0.02	0.024 ± 0.002	2.40	0.0079 ± 0.0001
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	0.20 ± 0.02	0.025 ± 0.003	3.98	0.0095 ± 0.0002
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	0.33 ± 0.02	0.020 ± 0.003	4.47	0.0089 ± 0.0002
Novosibirsk $n = 1.03$	0.15 ± 0.01	0.024 ± 0.001	3.55	0.0059 ± 0.0001
Novosibirsk $n = 1.04$	0.21 ± 0.01	0.025 ± 0.004	2.15	0.0120 ± 0.0002

Tabla 4.13.: Parámetros del modelo ajustado para todos los radiadores (ver texto).

Radiador	$\frac{\sigma_\beta}{\beta} \times 10^3$ datos	$\frac{\sigma_\beta\, datos}{\sigma_\beta\, simulacion}$	$\frac{\sigma_\beta\, datos}{\sigma_\beta\, simulacion+modelo}$
Matsushita $n = 1.03\,2cm$	0.48 ± 0.01	$1.33 \pm 0.08 \pm 0.06$	0.96 ± 0.01
Matsushita $n = 1.05\,2cm$	0.55 ± 0.03	$1.31 \pm 0.12 \pm 0.05$	0.96 ± 0.01
Matsushita $n = 1.03\,3cm$	0.56 ± 0.01	$1.56 \pm 0.13 \pm 0.14$	1.13 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.03$	0.380 ± 0.004	$1.19 \pm 0.04 \pm 0.03$	0.98 ± 0.01
Novosibirsk $n = 1.04$	0.53 ± 0.06	$1.20 \pm 0.16 \pm 0.005$	1.02 ± 0.01

Helio, $A/Z = 2$, $\frac{p}{ze} = 40GV$, $\beta = 0.9992$

Tabla 4.14.: Resoluciones para los datos, la simulación y la simulación ajustada empleando el modelo del texto. Los errores de la segunda y tercera columna están explicados en 4.33 en la página 120. Los errores de la última columna son debidos al ajuste para obtener la resolución.

Radiador	$\frac{\sigma(\beta)}{\beta} \times 10^3$, $Z = 1$	σ_4 , $Z = 1$	$\frac{\sigma(\beta)}{\beta} \times 10^3$, $Z = 2$	σ_4 , $Z = 2$
Matsushita $n = 1.03$	1.21 ± 0.06	1%	0.73 ± 0.01	0.5%
Matsushita $n = 1.05$	1.6 ± 0.1	1%	0.95 ± 0.02	0.7%
Matsushita $n = 1.03^*$	1.29 ± 0.08	3%	0.85 ± 0.02	0.8%
Novosibirsk $n = 1.03$	1.08 ± 0.05	1%	0.66 ± 0.01	0.4%
Novosibirsk $n = 1.04$	1.4 ± 0.1	2%	0.89 ± 0.03	0.6%

Tabla 4.15.: Resolución y fracción de sucesos en las colas para la medida de β para protones y helio simulados con $\beta = 1$.

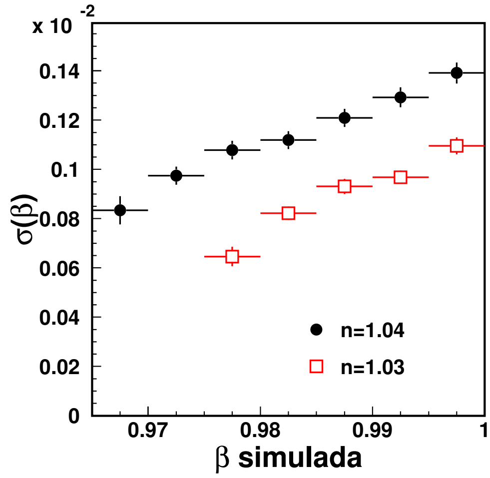


Figura 4.45.: Resolución en función de la velocidad simulada para protones. Se muestra las curvas para los dos radiadores de Novosibirsk.

Basándonos en la resolución, el radiador más favorable es el de Novosibirsk de índice de refracción $n = 1.03$ seguido por el de Matsushita de igual índice de refracción que aparece primero en la tabla 4.15 .

A efectos de reconstrucción de masa, la figura 4.46 muestra la resolución para ^9Be en función de la energía cinética por nucleón para los radiadores con mejor y peor resolución en β, donde se ha asumido un error en la determinación de la rigidez del 1.5% para una rigidez de $10\,GV$. La flecha indica la energía cinética por nucleón a la que la separación entre ^9Be y ^{10}Be es igual a 3σ. Este valor de la energía se encuentra resumido en la tabla 4.16 para todos los radiadores. De esta tabla se concluye que en el mejor de los casos, la separación a 3σ en la masa entre ^9Be y ^{10}Be puede alcanzarse hasta una energía cinética de unos $9.1\,GeV/nucleon$, que disminuye hasta $8.6\,GeV/nucleon$ para el segundo mejor radiador. El empleo de radiadores con un índice de refracción mayor posee la desventaja de disminuir esta energía hasta $7.3\,GeV/nucleon$ en el peor de los casos, aunque el umbral de detección también decrece hasta situarse en torno a $1\,GeV/nucleon$ por debajo del de los radiadores con menor índice.

Eficiencia de reconstrucción.

A pesar de la dispersión introducida para reproducir el comportamiento de los radiadores, la eficiencia de reconstrucción sigue tendiendo al 100% rápidamente cuando el número de fotones Čerenkov detectados que no han sufrido dispersión Rayleigh crece, tal y como muestra la figura 4.47, alcanzando el valor del 100% cuando este número es superior a tres.

La eficiencia de reconstrucción total para partículas que atraviesan el radiador de aerogel con $\beta = 1$ y cargas $Z = 1$ y $Z = 2$ se encuentra en la tabla 4.17. Es notable el hecho de que para $Z = 2$, la eficiencia de reconstrucción a $\beta = 1$ sea la misma para

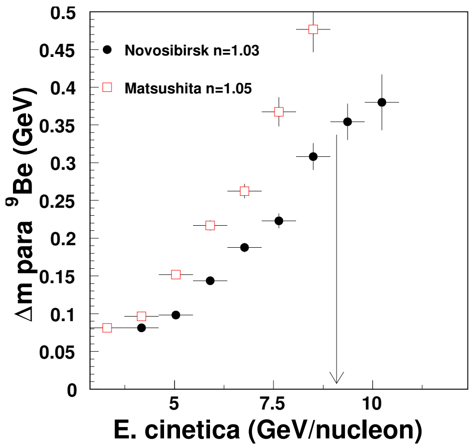


Figura 4.46.: Resolución en la reconstrucción de la masa para el radiador de Novosibirsk de $n = 1.03$ (puntos) y el de Matsushita de $n = 1.05$ en función de la energía cinética por nucleón para ^9Be. La flecha señala la energía a la que $\Delta m = \frac{1}{3}$ para el mejor radiador.

Radiador	T/A (GeV/nucleón)
Matsushita $n = 1.03$	8.56
Matsushita $n = 1.05$	7.30
Matsushita $n = 1.03^*$	8.19
Novosibirsk $n = 1.03$	9.08
Novosibirsk $n = 1.04$	8.13

Tabla 4.16.: Energía cinética por nucleón a la que la resolución en la determinación de la masa cumple $\Delta m = \frac{1}{3}$ para todos los radiadores y núcleos simulados de ^9Be. El radiador marcado con un asterisco se ha simulado con las propiedades ópticas obtenidas de los datos del radiador de Matsushita de $3cm$ con el haz de iones

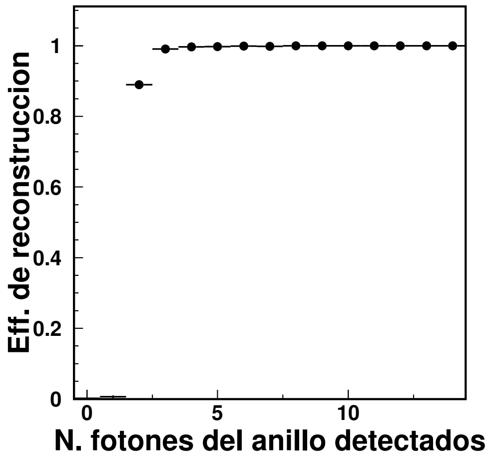


Figura 4.47.: Eficiencia de reconstrucción en función del número de fotones del anillo Čerenkov que no han sufrido dispersión Rayleigh detectados.

radiadores con índices de refracción similares[14]. Esto es debido a que para helio el número de fotones Čerenkov emitido que no sufren dispersión Rayleigh es lo suficientemente grande como para que la eficiencia de reconstrucción esté dominada por la fracción de sucesos en que prácticamente todo el anillo se pierde en el agujero central del plano de detección. Esta fracción es mayor para anillos con una menor apertura, lo que se refleja en que la eficiencia de reconstrucción es mayor para índices de refracción mayores. Para $Z = 1$ el descenso de eficiencia respecto a $Z = 2$ está causado por la disminución en el número de fotones Čerenkov emitidos.

Radiador	Eff. $Z = 1$	Eff. $Z = 2$
Matsushita $n = 1.03$	0.82	0.95
Matsushita $n = 1.05$	0.90	0.97
Matsushita $n = 1.03^*$	0.78	0.95
Novosibirsk $n = 1.03$	0.84	0.95
Novosibirsk $n = 1.04$	0.86	0.97

Tabla 4.17.: Eficiencia de reconstrucción de todos los aerogeles para protones y helio simulados con $\beta = 1$.

El comportamiento de la eficiencia de reconstrucción con el valor de β simulado para protones se muestra en la figura 4.48 para los radiadores de Novosibirsk. El umbral de detección, definido como el valor en el que la eficiencia de detección tiende a cero por la derecha, se sitúa ligeramente por encima del umbral de emisión debido al valor de corte empleado en la reconstrucción para evitar la contaminación debida a fotones generados

[14]Véase la tabla en la página 97.

en las guías de luz. La tabla 4.18 muestra los umbrales de detección, en unidades de energía cinética por nucleón, para todos los radiadores.

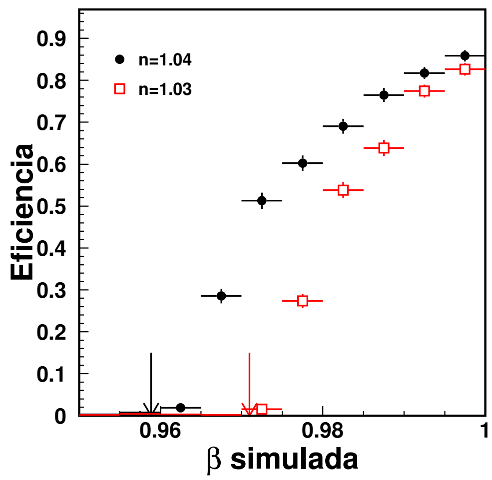


Figura 4.48.: Eficiencia de reconstrucción en función de la velocidad simulada para protones. Se muestra las curvas para los dos radiadores de Novosibirsk. Las flecha indican el umbral de emisión Čerenkov para cada radiador.

Radiador	Umbral de detección
Matsushita $n = 1.03$	$3.60\,GeV/nucleon$
Matsushita $n = 1.05$	$2.63\,GeV/nucleon$
Matsushita $n = 1.03^{*}$	$3.54\,GeV/nucleon$
Novosibirsk $n = 1.03$	$3.53\,GeV/nucleon$
Novosibirsk $n = 1.04$	$2.82\,GeV/nucleon$

Tabla 4.18.: Umbral de detección, en unidades de energía por nucleón, para todos los radiadores de aerogel.

En virtud de la eficiencia de reconstrucción, el radiador más favorable es el de Matsushita de $n = 1.05$, ya que posee el mayor valor para $Z = 1$, seguido por el de Novosibirsk de $n = 1.04$ y el de $n = 1.03$. En el caso de $Z > 2$, la eficiencia de reconstrucción está dominada por factores geométricos que favorecen índices de refracción altos, aunque la diferencia entre usar un radiador con un índice de $n = 1.03$ o uno con $n = 1.05$ es del orden del 2%.

4.7. Conclusión.

A lo largo de este capítulo se ha demostrado el correcto funcionamiento del prototipo en todo el rango dinámico en que se ha probado, lo que confirma la validez de su diseño. También se ha demostrado la adecuación de los algoritmos de reconstrucción y las herramientas de análisis que se han desarrollado.

Con el fin de interpretar los resultados nos hemos visto obligados a introducir un modelo efectivo de dispersión de fotones en la superficie del radiador, que se caracteriza por que se realiza hacia adelante, para cuya validación se está desarrollando un programa de medidas ópticas. Este modelo nos ha permitido ajustar la simulación a los datos para todos los radiadores estudiados al nivel del 5% en la resolución.

Este modelo se ha utilizado en la simulación del contador RICH final de AMS-02 para obtener estimaciones realistas del funcionamiento del detector. De éstas se desprende que el mejor radiador, de entre los estudiados, es el de Novosibirsk de índice $n = 1.03$, ya que posee la mejor resolución y una eficiencia de reconstrucción competitiva con los radiadores de mayor índice. Con este radiador la separación a 3σ en masa entre ^9Be y ^{10}Be pueda realizarse en el rango de energía cinética entre $3.5\,GeV/nucleon$ y $9.1\,GeV/nucleon$.

Bibliografía

[1] Buenerd, M. et al., *AMS Internal Note* (2002)

[2] Efthymiopoulous, I., comunicación privada al grupo del RICH de AMS.

[3] Derome, L., comunicación privada al grupo del RICH de AMS.

[4] Burger, W., comunicación privada

[5] Menchaca, A., et al., comunicación privada.

[6] Thomas Thuillier, *Phd. Thesis* (2000)

[7] Wang P., et al., *J. Non-Cryst. Solids,* 145, 1141 (1992)

[8] Aschenauer, E. et al., *NIM A*, 440, 338 (2000)

[9] Danilyuk, A. F., et al., *NIM A,* 494, 491 (2002)

[10] Lanciotti, E., *Charge reconstruction with* AMS-RICH, Memoria presentada para la obtención del diploma de estudios avanzados, Madrid (2003)

5. Datos con muones cósmicos.

Con el objetivo de comprobar el buen funcionamiento del prototipo y los algoritmos de reconstrucción, se tomaron datos con muones cósmicos durante un año con anterioridad a la toma de datos con un haz de iones. La información obtenida de estos datos complementa a los tomados con iones en algunos aspectos en que éstos no son suficientemente generales, como es la validación del algoritmo de reconstrucción para partículas incidentes con distintos ángulos y para sucesos en que se ha perdido parte del anillo.

Uno de los radiadores caracterizados con los datos tomados con iones también se uso con estos datos, lo que nos permite comprobar la validez del modelo introducido en la sección 4.5 en la página 119 en condiciones más generales, y comprobar la estabilidad de las propiedades ópticas del radiador en un periodo del orden del un año.

Además durante este periodo fue posible emplear un radiador de NaF, lo que completa la lista de radiadores posibles para el detector.

Al ser el análisis similar al realizado con el haz de iones, parte de los detalles que se dieron en el capítulo 4 se han abreviado o suprimido en éste.

5.1. Descripción de los datos.

La toma de datos de muones cósmicos se llevó a cabo en dos periodos distintos en el ISN en Grenoble. En el primero, desde marzo hasta junio del año 2002, se tomaron datos de forma intermitente con radiadores de aerogel manufacturados por Matsushita Electric Co., con índices de refracción de $n \simeq 1.03$ y $n \simeq 1.05$, y un pequeño radiador de fluoruro de sodio. Durante este periodo la configuración de las cámaras de hilos fue la denominada **CONFIGURACIÓN 1**, descrita en la sección 3.2.2.

En el segundo periodo, desde junio del 2002 hasta mediados de septiembre del mismo año, las cámaras de hilos adoptaron la **CONFIGURACIÓN 2**, con lo que se ganaba en resolución, pero se perdía en aceptancia geométrica. Durante este tiempo se utilizaron los radiadores de aerogel del periodo anterior.

La tabla muestra el conjunto de datos que hemos seleccionado para el análisis. Estos se han tomado usando dos radiadores distintos de aerogel manufacturados por Matsushita, de los que el de $n = 1.03$ se empleó también en la toma de datos con iones, y uno de NaF. En el caso de los aerogeles, los radiadores están compuestos por losetas apiladas de $11.2 \times 11.2 \times 1\,cm^3$.

Para la simulación, los valores de la claridad empleados han sido $C = 0.0102\,\mu m^4 cm^{-1}$ y $C = 0.0151\,\mu m^4 cm^{-1}$ para los radiadores de $n = 1.03$ y $n = 1.05$ respectivamente, y se ha realizado una segunda simulación para el de $n = 1.03$ empleando el modelo obtenido en la sección 4.5 en la página 119.

Fecha	Radiador, índice	Dimensiones	H	N. eventos
Marzo, 2002	AGL1 $n = 1.03$	$32.6 \times 32.6 \times 3\,cm^3$	$41.65\,cm$	191316
Abril, 2002	AGL2 $n = 1.05$	$32.6 \times 32.6 \times 3\,cm^3$	$41.65\,cm$	149876
Mayo, 2002	NAF $n = 1.33$	$8 \times 8 \times 0.5\,cm^3$	$5cm$	282333

CONFIGURACIÓN 1

Fecha	Radiador		H	N. eventos
29 de julio, 2002	AGL1 $n = 1.03$	$32.6 \times 32.6 \times 3\,cm^3$	$41.65\,cm$	31179
13 de agosto, 2002	AGL1 $n = 1.03$	$32.6 \times 32.6 \times 3\,cm^3$	$41.65\,cm$	93298
9 de agosto, 2002	AGL2 $n = 1.05$	$32.6 \times 32.6 \times 3\,cm^3$	$32.65\,cm$	58419

CONFIGURACIÓN 2

Tabla 5.1.: Conjunto de datos seleccionados para el análisis.

5.2. Cámaras de hilos.

5.2.1. Calibración y alineamiento.

A diferencia de con los datos obtenidos con el haz de iones, la trayectoria de los muones detectados no se conoce a priori, por lo que no es posible obtener una calibración con el método que se usó en la sección 4.3.2 en la página 92. En virtud de la ecuación 3.1, para tener una calibración de las cámaras es suficiente conocer su geometría y los valores $x(c_1)$, c_1 y c_n. Estos se han obtenido inyectando una señal en los hilos de los extremos de cada una de las cámaras y midiendo sus retardo, obteniéndose los valores de la tabla 5.2.

Cámara	TDC derecha	TDC izquierda
1-x	1050	-942
1-y	988	-1018
2-x	1015	-982
2-y	955	-1025
3-x	1463	-1358
3-y	1280	-1436

Tabla 5.2.: Tiempos medidos para los hilos de los extremos de las lineas de retardo de las cámaras de hilos. El nombre de las cámaras sigue la convención $n-d$, donde n es el número de plano donde está instalada y d es la dirección en que mide.

Los valores de $x(c_1)$ de todas las cámaras respecto un sistema de referencia común, que determinan el alineamiento interno, se han determinado empleando un teodolito, y posteriormente se ha realizado una corrección de estos valores usando las trayectorias de los muones que atraviesan la configuración. Para ello, como se explicó en la sección 3.2.2, el primer paso consiste en seleccionar sucesos con un valor correcto del *checksum* de los retardos de las cámaras, y proceder a la reconstrucción de la trayectoria del muon. La corrección de los valores de $x(c_1)$se obtiene imponiendo la siguiente condición a los residuos de la posición en cada una de las cámaras

$$\langle x_{wc} - x_{traj} \rangle = 0$$

donde el valor medio es respecto todas las trayectorias reconstruidas, x_{wc} es la coordenada medida por una cámara de hilos concreta y x_{traj} es la misma coordenada de la trayectoria extrapolada al plano en el que mide esa cámara de hilos. La figura 5.1 muestra la distribución de estos residuos para el primer plano de hilos en la direccion OX[1] tras el alineamiento. Una vez reconstruidas, se seleccionan aquellas trayectorias en que los residuos en todos los planos es menor que 3σ, donde el valor de σ es la anchura de la distribución de los residuos. La eficiencia de esta selección es del 70% sobre la muestra en que todos los planos de hilos poseen valores del *checksum* dentro del rango seleccionado en la calibración.

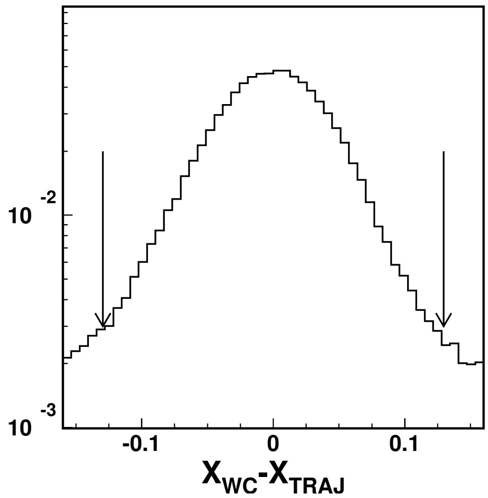


Figura 5.1.: Distribución de los residuos de la trayectoria reconstruida de uno de los planos de hilos. Las flechas indican los valores empleados en la selección de trayectorias bien reconstruidas (ver texto).

Alineamiento con el prototipo del RICH.

Una vez calibradas y alineadas entre si las cámaras de hilos, se realiza el alineamiento del conjunto de cámaras con el prototipo. Esto se ha llevado a cabo de forma similar a como

[1]Cada plano posee dos cámaras de hilos, midiendo en direcciones perpendiculares.

se explicó para los datos tomados con iones: extrapolando la trayectoria medida con las cámaras de hilos al plano de fotomultiplicadores e imponiendo una traslación en el plano XY de la misma para que este punto coincida con el medido por el RICH. La figura 5.2 muestra la distribución de las diferencias entre la predicción de la trayectoria de las cámaras y la medida del punto de impacto del RICH tras haber realizado el alineamiento.

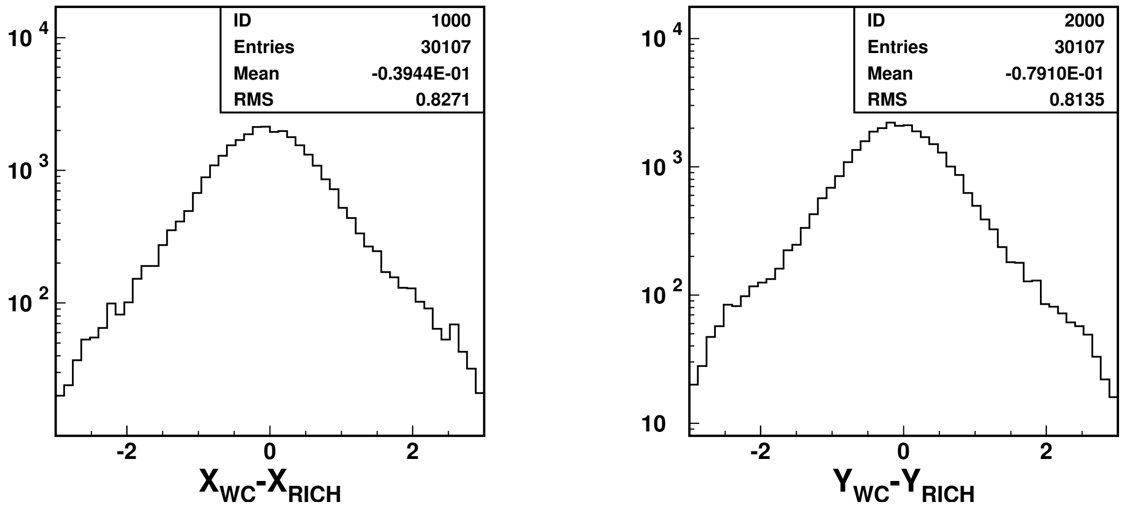


Figura 5.2.: Distribución de la diferencia entre la coordenada X (izquierda) e Y (derecha) de la trayectoria del muón extrapolada al plano de fotomultiplicadores, x_{wc}, y la del punto de impacto medida por el RICH, x_{RICH}.

5.2.2. Comparación con la simulación.

La distribución angular y el espectro de los muones que alcanzan nuestro detector se conocen bien dentro del rango dinámico del prototipo[1]. Ésto permite comparar distribuciones asociadas a la trayectorias reconstruidas de los datos con la simulación con el fin de asegurar que el funcionamiento y la geometría de los detectores auxiliares están bien simulados.

La simulación reproduce correctamente los residuos de las trayectorias reconstruidas en los planos de hilos, tal y como se muestra en la figura 5.3. De igual forma la aceptancia geométrica del detector se reproduce correctamente, como se observa en la figura 5.4 que muestra la distribución del ángulo azimutal y del coseno del ángulo polar de las trayectorias reconstruidas que impactan en el plano de fotomultiplicadores, en el caso de la **CONFIGURACIÓN 1** para los datos y la simulación, donde queda patente que están en buen acuerdo .

Por otro lado, la simulación reproduce correctamente la aceptancia geométrica del detector, como se observa en la figura 5.4 que muestra la distribución del ángulo azimutal y del coseno del ángulo polar de las trayectorias reconstruidas que impactan en el plano de fotomultiplicadores, en el caso de la **CONFIGURACIÓN 1,** para los datos y la simulación

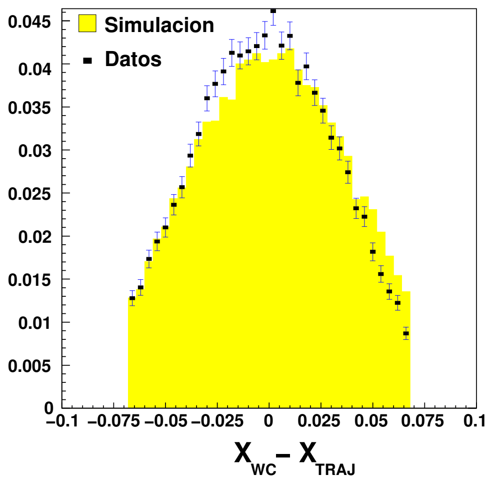


Figura 5.3.: Distribución de los residuos de la trayectoria reconstruida de uno de los planos de hilos para datos (puntos) y la simulación (histograma).

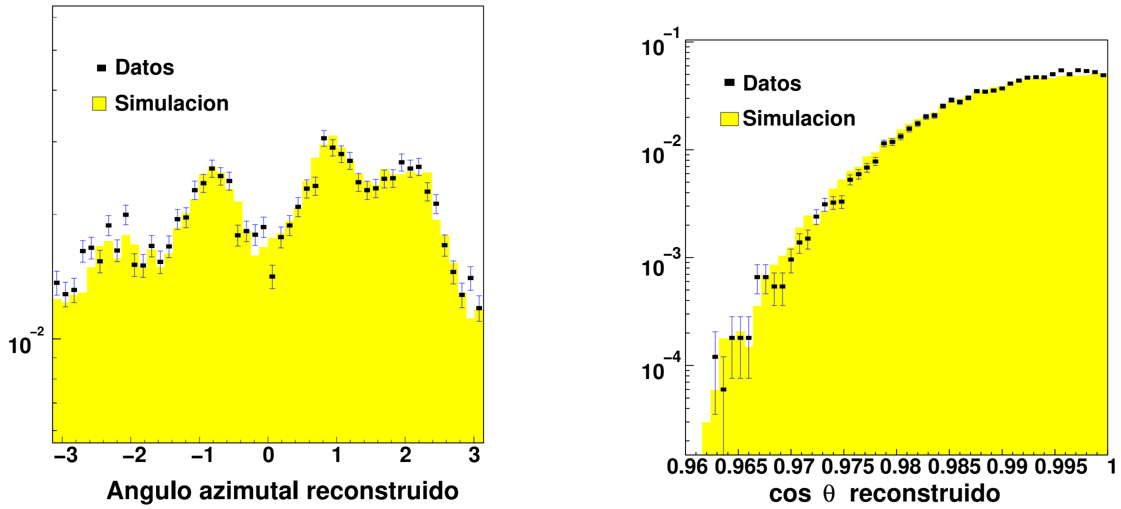


Figura 5.4.: Distribución del ángulo azimutal y del coseno del ángulo polar de las trayectorias reconstruidas de los muones que impactan en el plano de detección del RICH para datos(puntos) y la simulación (histograma).

donde queda patente que están en buen acuerdo .

5.3. Reconstrucción de β.

5.3.1. Selección de sucesos.

La selección de los sucesos se ha hecho de la misma forma para todo el conjunto de datos con el fin de obtener un análisis lo más homogéneo posible. Esta se describe a continuación.

Selección preliminar.

La muestra preliminar seleccionada consiste en aquellos sucesos que poseen una trayectoria reconstruida y se ha reconstruidos un anillo. La tabla 5.3 muestra el número de sucesos seleccionados para cada conjunto de datos.

Radiador	N. eventos con traza	N. eventos reconstruidos
$n = 1.03$ $3cm$	84626	39236
$n = 1.05$ $3cm$	54444	21975
$n = 1.33$ $0.5cm$	4074	3291

CONFIGURACIÓN 1

Radiador	N. eventos con traza	N. eventos reconstruidos
$n = 1.03$ $3cm$	6879	5462
$n = 1.03$ $3cm$	20220	15675
$n = 1.05$ $3cm$	12639	9386

CONFIGURACIÓN 2

Tabla 5.3.: Número de sucesos preseleccionados para el análisis.

Selección de sucesos señal de carga alta en el anillo.

Dado que los muones poseen carga uno, el número de fotoelectrones esperados en los canales asociados a los anillos es de uno por canal. Seleccionando los sucesos en los que ninguno de los canales asociados al anillo posee una carga muy superior a ésta, se eliminan aquellos en los que los fotones emitidos por el paso de alguna partícula cargada por las guías de luz ha confundido a la reconstrucción, como se aprecia en la figura 5.5 (izquierda).

En el análisis hemos seleccionado sólo aquellos sucesos en los que el número de fotoelectrones de todos los canales asociados al anillo sea menor de 5. El espectro reconstruido de β de los sucesos no seleccionados se muestra en la figura 5.5 (derecha) para los datos con el radiador AGL1 tomados en marzo de 2002.

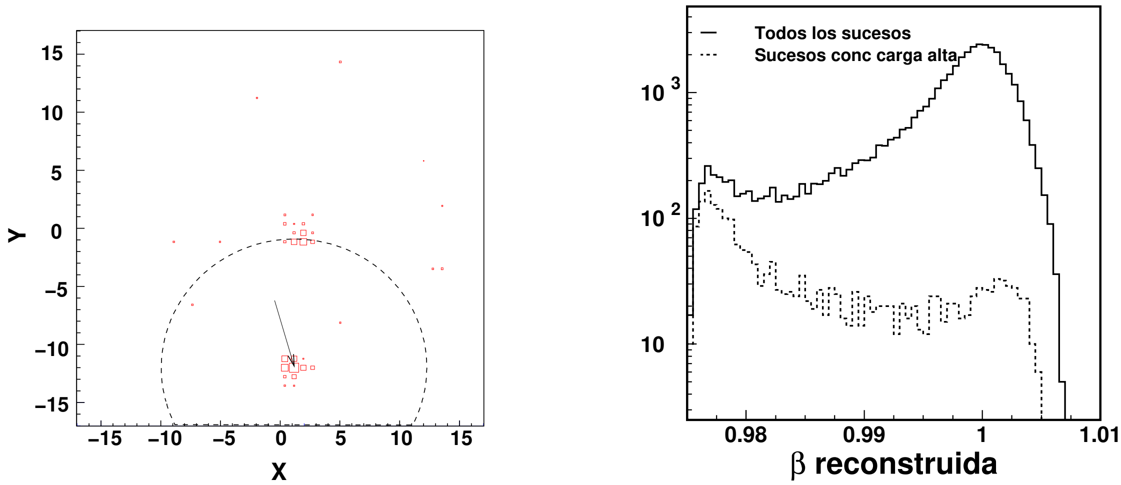


Figura 5.5.: Izquierda: suceso con dos muones. Derecha: espectro de β reconstruido para todos los sucesos y para los eliminados por tener un canal asociado al anillo con una carga superior a 5 fotoelectrones.

Consistencia entre las cámaras de trazas y el RICH.

De forma análoga a como se hizo con los datos tomados con iones, un corte de consistencia entre la extrapolación de la trayectoria reconstruida y el punto de impacto de la partícula determinado con el RICH puede disminuir el número de sucesos mal reconstruidos y mejorar la resolución de los anillos correctamente identificados.

Con el fin de evitar que la presencia de un segundo muón pueda confundir a la reconstrucción de la posición de la partícula por el RICH, ésta se realiza buscando el canal con más carga depositada en un entorno del punto extrapolado de la trayectoria de radio $1.95\,cm$ [2]. Para garantizar que este canal ha sido atravesado por una partícula sólo se seleccionan los sucesos en los que la carga del canal sea superior a cinco fotoelectrones.

Como muestra las figura 5.6 (izquierda) esta selección mejora el espectro reconstruido de β cerca del umbral y la resolución cerca de $\beta = 1$ para la **CONFIGURACIÓN 1**. Sin embargo en el caso de la **CONFIGURACIÓN 2** el empleo de esta selección no resulta en ninguna mejora, tal y como se observa en la figura 5.6 (derecha), y reduce la estadística en un factor ~ 2. Por esta razón, esta selección sólo se aplicará a los datos tomados con la **CONFIGURACIÓN 1**.

Resumen de la selección.

La tabla 5.4 en la página 149 muestran la eficiencia de las distintas selecciones para todas las configuraciones estudiadas:

- CARGA: selección de sucesos en los que todos los canales asociados al anillo poseen

[2]Esta cantidad es tres veces la resolución en la determinación de este punto.

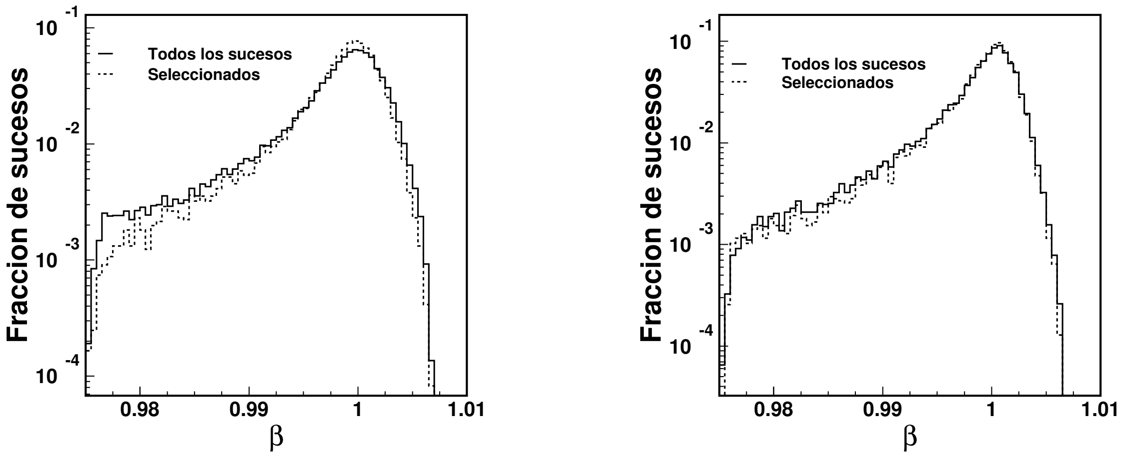


Figura 5.6.: Izquierda: Efecto del corte de consistencia entre las cámaras de trazas y el RICH para la CONFIGURACIÓN 1. Derecha: efecto del mismo corte para la CONFIGURACIÓN 2. En ambos casos para el radiador AGL1. Las distribuciones se han normalizado a la unidad.

una carga inferior a 5 fotoelectrones.

- CONSISTENCIA: selección de trazas consistentes con la medida del punto de impacto de la partícula en el RICH.

5.3.2. Estimación de la resolución.

El espectro de energía de los cósmicos sigue una ley aproximadamente exponencial, que impide la determinación de la resolución del prototipo de la forma que se hizo con los datos con iones, en los que el espectro de energía era monocromático a efectos prácticos. Esto nos obliga a introducir la siguiente herramientas para estimar la resolución:

Resolución por canal.

Consideremos la distribución de los residuos de los valores β_i asociados a los canales identificados como el anillo. Se cumple que esta distribución tiende a una gaussiana de anchura

$$\sigma[P(\beta - \beta_i)] = \sqrt{\frac{N_{anillo}}{N_{anillo} - 1}} RMS(P[\beta_i]) \tag{5.1}$$

donde $RMS(P[\beta_i])$ es la raíz cuadrada de la dispersión cuadrática media de la distribución de los valores β_i. Esta cantidad esta directamente relacionada con la resolución de la velocidad según la expresión siguiente

$$\sigma(\beta) = \frac{RMS(P[\beta_i])}{\sqrt{N_{anillo}}}$$

Radiador, índice	Preselección	CARGA	CONSISTENCIA
AGL1 $n = 1.03$	39236	36790 (94%)	12122 (33%)
AGL2 $n = 1.05$	21972	20509 (93%)	5899 (29%)
NAF $n = 1.33$	3291	2525 (76%)	1130 (45%)

CONFIGURACIÓN 1

Radiador	Preselección	CARGA
AGL1 $n = 1.03$	5462	5343 (98%)
AGL1 $n = 1.03$	15675	15358 (98%)
AGL2 $n = 1.05$	9386	9135 (97%)

CONFIGURACIÓN 2

Tabla 5.4.: Número de sucesos seleccionados para todos los radiadores y configuraciones. Los números entre paréntesis son las eficiencias de selección respecto del corte anterior.

El valor de $RMS(P[\beta_i])$ estimado empleando la expresión 5.1 nos permite dar una medida de la resolución que sólo depende del espectro de energía de los muones. Como éste es conocido y la aceptancia geométrica del detector está bien reproducida en la simulación, podemos comparar la resolución entre los datos y la simulación sin tener que preocuparnos por el número de canales en el anillo, cuya determinación para $Z = 1$ está sesgada por la reconstrucción. A la cantidad $RMS(P[\beta_i])$ la denominaremos en adelante resolución de β por canal.

5.3.3. Resultados y comparación con la simulación.

El espectro reconstruido para los datos usando el radiador AGL1 con las dos configuraciones se muestra en la figura 5.7 . La forma de la distribución coincide con la obtenida cuando se emplea el modelo de la sección 4.5 en la página 119, pero es más ancha para los datos en el caso de que no se considere el modelo en la simulación. En este caso también se observa que el acuerdo para la **CONFIGURACIÓN 1** es mejor que para la **2**.

Resolución por canal.

El cálculo de la resolución por canal se ha hecho mediante un ajuste lineal a la dependencia de $RMS(P[\beta_i])$ con el valor de N_{anillo} como ilustra la figura 5.8. Los valores obtenidos para todos los radiadores en las dos configuraciones se encuentran en la tabla 5.5 en la página 151 junto con la discrepancia con la simulación. En ésta los errores tienen en cuenta el asociado a la variación del límite inferior del ajuste en una unidad. Hay que destacar el buen acuerdo alcanzado para el NaF, cosa que sólo ocurre con para los radiadores de aerogel cuando se incorpora el modelo de dispersión en la superficie a la simulación. Además el acuerdo es sistemáticamente mejor para la **CONFIGURACIÓN**

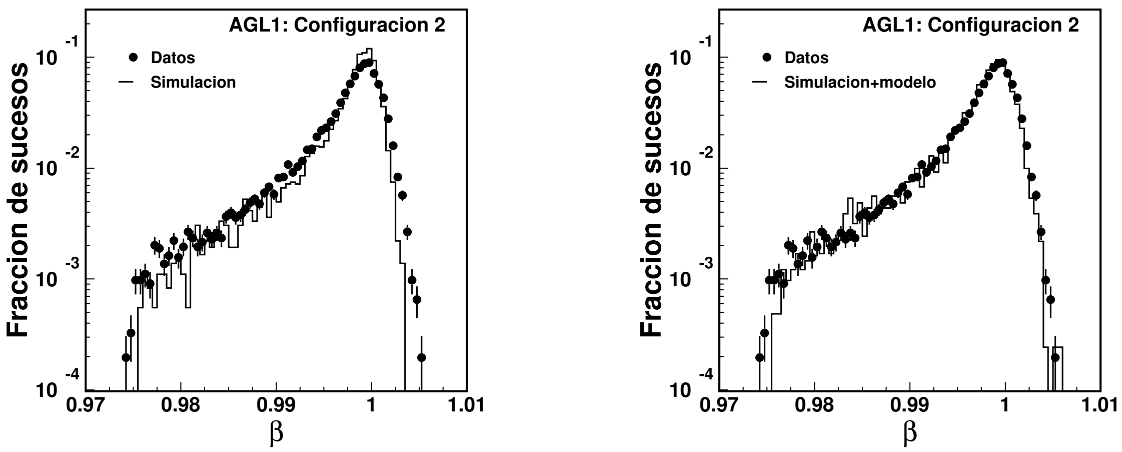


Figura 5.7.: Espectro de β reconstruido con el radiador AGL1 para la CONFIGURACIÓN 2 comparado con la simulación sin usar el modelo(izquierda) y usandolo (derecha).

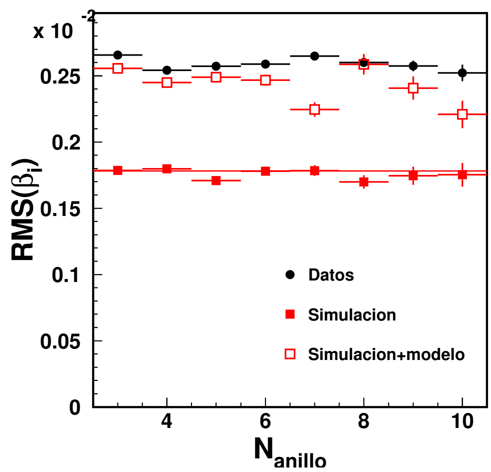


Figura 5.8.: Ajuste al valor límite de $RMS(\beta_i)$ para los datos y la simulación con y sin el empleo del modelo de dispersión. Todo para el radiador de AGL1 en la CONFIGURACIÓN 2.

1 que para la **2**. En el caso particular del radiador de AGL1 [3] ésto se debe a que la resolución por canal no parece depender de la configuración, mientras que la resolución de las cámaras de trazas si. La razón de ésto es el mal funcionamiento del plano de hilos que mide en la dirección X de la cámara situada debajo del prototipo, como se muestra en la figura 5.9 , donde se comparan los retardos de un plano de hilos que funciona correctamente con éste. Teniendo en cuenta este efecto en la simulación se obtiene que la discrepancia entre los datos y ésta para la **CONFIGURACIÓN 2** es compatible con la que se obtiene para la **CONFIGURACIÓN 1.**

Radiador, índice	$RMS(\beta_i) \times 10^3$	$\frac{RMS(\beta_i)\ datos}{RMS(\beta_i)\ simulacion}$	$\frac{RMS(\beta_i)\ datos}{RMS(\beta_i)\ simulacion+modelo}$
AGL1 $n = 1.03$	2.7 ± 0.2	1.2 ± 0.1	1.00 ± 0.1
AGL2 $n = 1.05$	3.6 ± 0.5	1.4 ± 0.2	-
NAF $n = 1.33$	16 ± 5	1.0 ± 0.8	-

CONFIGURACIÓN 1

Radiador	$RMS(\beta_i) \times 10^3$	$\frac{RMS(\beta_i)\ datos}{RMS(\beta_i)\ simulacion}$	$\frac{RMS(\beta_i)\ datos}{RMS(\beta_i)\ simulacion+modelo}$
AGL1 $n = 1.03$	2.7 ± 0.3	1.5 ± 0.3	1.08 ± 0.3
AGL1 $n = 1.03$	2.6 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.04 ± 0.3
AGL2 $n = 1.05$	4.9 ± 0.2	1.6 ± 0.2	-

CONFIGURACIÓN 2

Tabla 5.5.: Resolución por canal para las dos configuraciones y todos los radiadores, junto con la discrepancia con la simulación sin incluir e incluyendo el modelo de dispersión en la superficie del radiador.

Es importante observar en la tabla 5.5, que el valor de la resolución por canal es la misma para todos los datos con el radiador AGL1, y coinciden dentro del error con la simulación que emplea el modelo de dispersión en el radiador. Esto implica que las propiedades ópticas de este radiador no han variado apreciablemente en el periodo de tiempo transcurrido entre los datos con la primera y la segunda configuración y la toma de datos con iones.

Los valores que hemos obtenidos de la resolución por canal son independientes del ángulo de la partícula incidente dentro de la aceptancia geométrica, y del punto de intersección de la trayectoria con el plano de fotomultiplicadores, como ilustra la figura 5.10 para el radiador AGL1 en la **CONFIGURACIÓN 1.** La importancia de esta independencia radica en que garantiza el correcto funcionamiento del algoritmo de reconstrucción en condiciones más generales que las que se dieron con los datos tomados con iones.

[3] Para el AGL2 hay que tener en cuenta la diferente distancia de expansión entre las dos configuraciones.

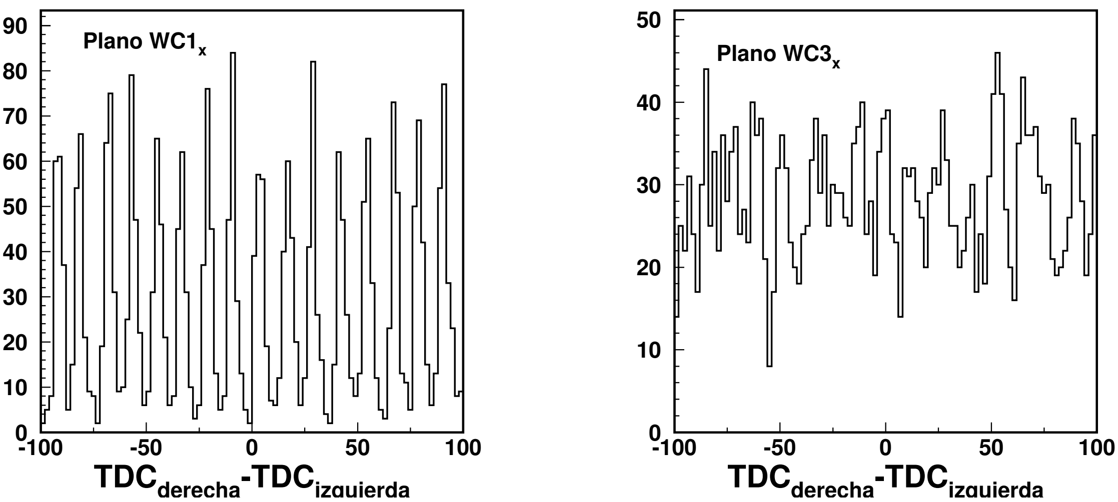


Figura 5.9.: Izquierda: retardos medidos en un plano de hilos. Derecha: retardos en al plano de hilos que funciona incorrectamente.

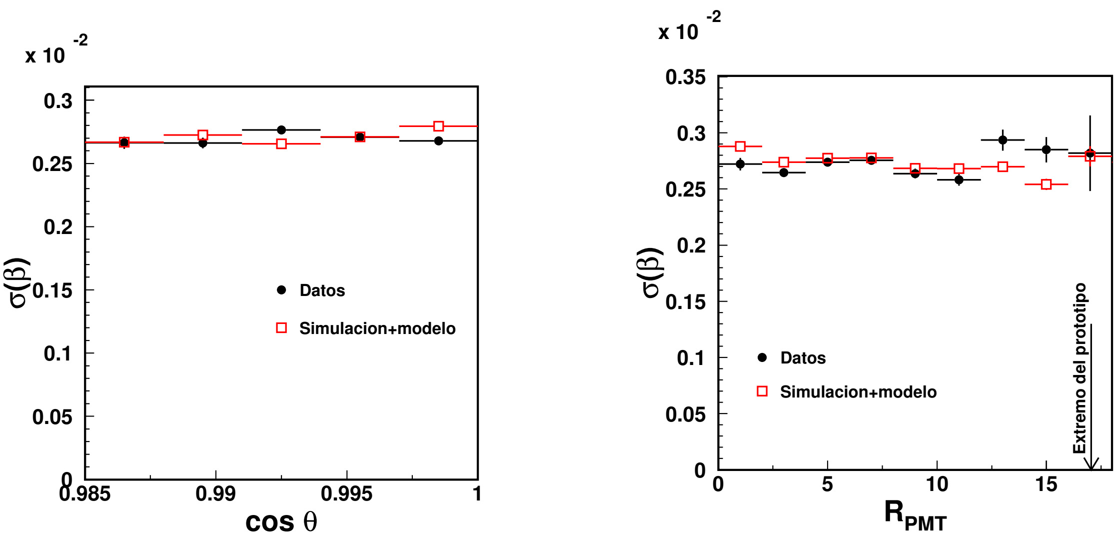


Figura 5.10.: Izquierda: resolución por canal en función del ángulo polar de la trayectoria de la partícula. Derecha: resolución por canal en función de la distancia al centro del plano de detección del punto por el que la partícula incide en él. La flecha índica el extremo del prototipo, en el que el $\approx 50\%$ del anillo se pierde.

Número de canales en el anillo.

El valor medio de N_{anillo} para todos los radiadores se encuentra en la tabla 5.6. Debido a que los muones tienen carga $Z = 1$, la determinación del número medio de canales en los que se ha detectado un fotón del anillo Čerenkov está sesgada por la reconstrucción, como ilustra la figura 5.11 , lo que introduce un sistemático difícil de evaluar a la hora de determinar la diferencia entre los datos y la simulación.

Radiador, índice	N_{anillo} datos	N_{anillo} simulación
AGL1 $n = 1.03$	3.94 ± 0.02	3.55 ± 0.01
AGL2 $n = 1.05$	2.96 ± 0.01	3.25 ± 0.01
NAF $n = 1.33$	3.89 ± 0.05	3.36 ± 0.02

CONFIGURACIÓN 1

Radiador	N_{anillo} datos	N_{anillo} simulación
AGL1 $n = 1.03$	4.04 ± 0.04	4.34 ± 0.03
AGL1 $n = 1.03$	4.12 ± 0.02	4.34 ± 0.03
AGL2 $n = 1.05$	4.34 ± 0.02	4.04 ± 0.03

CONFIGURACIÓN 2

Tabla 5.6.: Valor medio de N_{anillo} para los datos y la simulación. Los errores indicados son estadísticos. En el caso del radiador AGL1, la simulación se ha hecho con el modelo de dispersión en la superficie del radiador.

La estadística combinada de los datos con el radiador AGL1 en la **CONFIGURACIÓN 2** permite estudiar el efecto de la separación entre distintas losetas. Éste se observa en la figura 5.12 como una disminución del valor de N_{anillo} para los sucesos en los que la partícula ha pasado cerca de la separación entre dos losetas del radiador. Este efecto, debido a la perdida parcial del anillo en las separaciones, se observa de forma general en radiadores de aerogel formado por losetas [2, 3]. En la figura los cuadrados son el resultado de una simulación en que todos los fotones que cruzan de una loseta a otra se pierden. Esta aproximación describe con bastante precisión el comportamiento observado en los datos.

5.3.4. Funcionamiento de las guías.

El algoritmo de reconstrucción permite asociar a cada canal del anillo una dirección de entrada del fotón detectado en la guía de luz. La distribución de estos ángulos se ha usado para comprobar si la eficiencia media de las en función del ángulo de entrada del fotón difiere del comportamiento esperado, obtenido con la simulación. La figura 5.13 en la página 155 muestra esta distribución para los tres radiadores, donde se muestra que hay un buen acuerdo entre los datos y la simulación desde incidencia vertical hasta unos 66°.

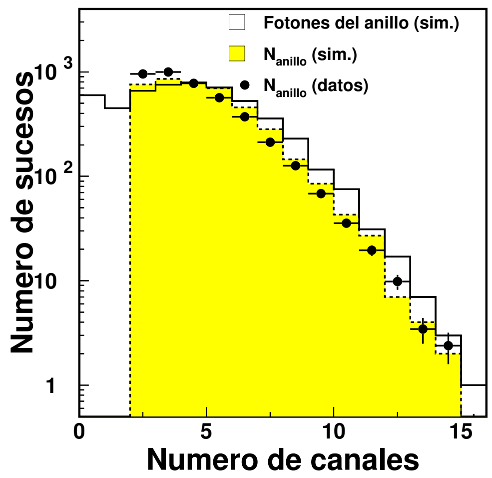


Figura 5.11.: Distribución del número de fotones del anillo Čerenkov detectado para la simulación (histograma tranparente) frente a la de la cantidad N_{anillo} de la reconstrucción (histograma relleno). Los puntos son el valor de esta cantidad para los datos, normalizado al mismo número de sucesos que la simulación. Todo para el radiador AGL1 en la CONFIGURACIÓN 2.

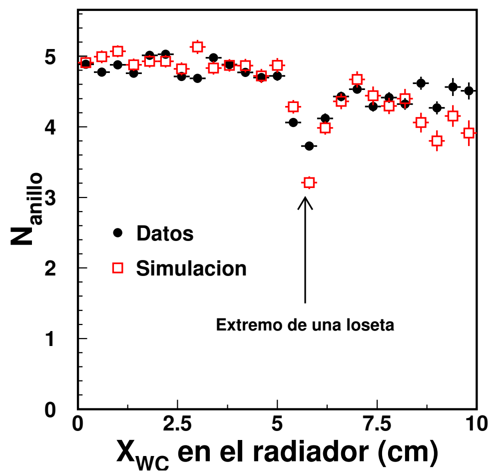


Figura 5.12.: Disminución del número de canales asociados al anillo cerca de la separación entre losetas del radiador para los datos (puntos), y una simulación (cuadrados) en la que se ha asumido que el 100% de los fotones que cruzan de una loseta a otra se pierden.

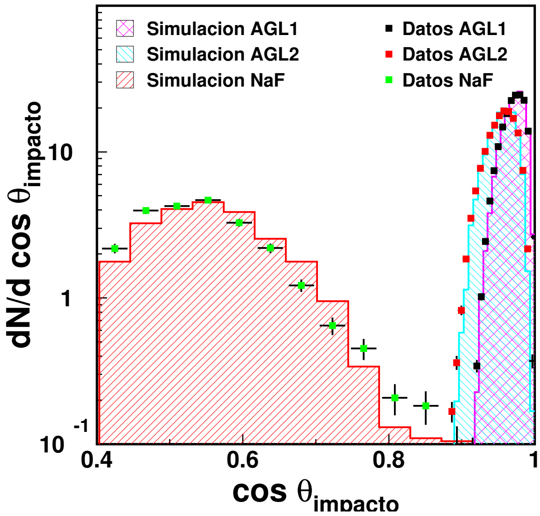


Figura 5.13.: Distribución del ángulo de entrada en las guías de luz de los fotones detectados asociados al anillo.

5.4. Conclusión.

De los resultados obtenidos en el presente capítulo podemos concluir lo siguiente

- La resolución por canal en el caso del aerogel difiere de la simulada en una cantidad que es compatible con la obtenida con los datos de iones en el caso del radiador AGL1. Para el caso del radiador de NaF el acuerdo es bueno. Esto último es debido en parte, al alto índice de refracción de este radiador, que hace que sea prácticamente insensible a pequeñas desviaciones del funcionamiento ideal del contador[4].

- El funcionamiento de las guías de luz es cercano al ideal en un amplio rango angular, lo que no descarta que la eficiencia de las guías reales difieran en un factor global de eficiencia respecto las simuladas.

- El algoritmo de reconstrucción funciona adecuadamente en condiciones más generales que las se dieron en la toma de datos con iones. En particular la resolución media no depende del ángulo de incidencia de la partícula ni se ve afectado por la perdida de hasta el 50% de los fotones del anillos.

- Las propiedades ópticas del radiador AGL1 han permanecido estables a lo largo de seis meses. En particular, los parámetros que se obtiene de los datos de iones para describir el radiador reproduce correctamente el comportamiento del mismo en la toma de datos con muones cósmicos.

[4]Por ejemplo, si los fotones que entran en las guías sufrieran una migración a una guía adyacente, el incremento máximo en la resolución por canal sería del orden de 0.5×10^{-3}, sumado en cuadratura a la resolución por canal de la simulación.

- Se ha determinado que el efecto de los extremos de las losetas de aerogel que forman el radiador es compatible con la perdida de una fracción cercana al 100% de los fotones del anillo que pasan de una loseta a otra contigua.

Bibliografía

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

[2] Akopov, N., et al., *NIM A*, 479, 511 (2002)

[3] Adachi, I., et al., *hep-ph/0303038* (2003)

6. Conclusiones.

A lo largo de esta memoria hemos presentado el contador RICH que se empleará en la segunda fase del programa experimental de AMS. El estudio de un prototipo de este detector nos ha permitido validar su diseño y comprobar que el algoritmo de reconstrucción y las herramientas desarrolladas para el contador final resultan adecuadas en el análisis de datos reales.

La toma de datos con un haz de iones ha permitido comprobar que el rango dinámico en que el detector funciona correctamente se extiende al menos hasta carga $Z \approx 26$. Además la resolución no presenta dependencia con el momento de la partícula incidente al menos en el rango $7 - 13\,GeV/nucleon$. Por otro lado del análisis de los datos de muones cósmicos se deduce que la reconstrucción no se ve afectada negativamente por el ángulo de incidencia de la partícula en el radiador, al menos hasta $10°$. Tambien se ha comprobado que es capaz de funcionar con anillos parciales sin que se produzca un deterioro apreciable en la calidad de la reconstrucción.

Con el fin de interpretar las medidas realizadas con todos radiadores de aerogel, nos hemos visto obligados a introducir un modelo de dispersión hacia delante en la superficie, para cuya validación se está poniendo en marcha un programa de medidas ópticas. La incorporación de este modelo a la simulación Monte Carlo ha permitido reducir las desviaciones sistemáticas respecto los datos al nivel del $\sim 5\%$. Por otro lado se ha comprobado para un radiador que los parámetros del modelo obtenidos con estos datos son suficientes para reproducir los resultados del análisis de muones cósmicos con la simulación. Esto se interpreta como que las propiedades ópticas de este aerogel han permanecido constante durante un periodo de tiempo del orden de un año.

El buen acuerdo obtenido con el modelo nos ha permitido extrapolar las medidas de los distintos radiadores a las mismas condiciones con el fin de realizar su comparación. De ésta se extrae que desde el punto de vista de reconstrucción de la velocidad el radiador más adecuado de entre todos los estudiados es el producido por Novosibirsk con un índice de refracción de $n = 1.03$. Si se tiene en cuenta la eficiencia de reconstrucción esperada este radiador es competitivo con los de mayor índice debido a su buena transparencia. La extrapolación de los resultados de este radiador al contador final permite predecir que éste será capaz de medir la velocidad con una resolución del $\sim 0.1\%$ para protones con velocidad $\beta = 1$, mejorando para cargas más altas. Esto permitirá realizar la separación a 3σ en masa entre ^{9}Be y ^{10}Be en el rango de energía cinética por $3.5 - 9.1\,GeV/nucleon$.

Finalmente las medidas con rayos cósmicos al nivel del mar nos han permitido comprobar que la dependencia de la eficiencia de las guías de luz con el ángulo del fotón incidente es cercana a la ideal hasta $66°$. Además se ha medido el efecto del borde lateral de las teselas del aerogel que componen el radiador, resultando ser compatible con que prácticamente todos los fotones que cruzan de una tesela a otra no se detectan en el anillo Čerenkov.

Parte II.

Apéndices.

7. Una introducción a los rayos cósmicos.

En 1900, C.T.R. Wilson descubrió que la atmósfera se hallaba continuamente ionizada, lo que se interpretaba como causado por la radiactividad natural de la Tierra. Poco después, en 1912, con el fin de comprobar esta observación Victor Hess lanzó un electrómetro a bordo de un globo que alcanzo los 5 Km de altura. En esta ocasión se observó que la ionización disminuía con la altura tal y como se esperaba, pero a partir de los 700 m comenzaba a aumentar de forma monótona. Esta observación, junto con posteriores experimentos que demostraban que el origen no podía ser solar ya que la ionización era similar para el día y la noche, arrojaron como conclusión que la radiación ionizante debía provenir del espacio exterior.

En 1925 Robert Millikan introdujo el término de **rayo cósmico** para referirse a esta radiación. En un principio se creyó que se trataba de rayos γ, lo que quedo descartado gracias a experimentos posteriores que demostraron que se trataba de partículas cargadas:

1928 J. Clay determinó que el nivel de ionización aumentaba según se aproximaba a los polos, lo que indicaba que la fuente ionizante se veía afectada por el campo magnético terrestre.

1929 D. Skobekzyn obtuvo las primeras trazas de rayos cósmicos en una cámara de niebla. Ese mismo año Bothe & Kolhorster verificaron experimentalmente que los rayos cósmicos eran partículas cargadas, asumiendo que se trataba de electrones.

1937 Los muones son descubiertos en los rayos cósmicos por S. Neddermeyer & C. Anderson.

A partir de este momento, y hasta el advenimiento de los primeros aceleradores, los rayos cósmicos son la principal fuente de información para la física de partículas.

1938 Se descubre que el nivel de ionización aumenta de este a oeste, indicando que la fuente ionizante debe tratarse de partículas cargadas positivamente en su mayoría. T.H. Johnson et al. asumieron correctamente que se trataba de protones.

1938 P. Auger descubre las cascadas de núcleos secundarios debidas a la colisión de rayos cósmicos de alta energía con moléculas del aire. Usando un conjunto de detectores distantes entre sí, midió de forma indirecta rayos cósmicos de hasta 10^{15}eV.

1948 La presencia de *He* y elementos pesados es descubierta por P. Frier et al.

1950 Lanzamiento del cohete sonda *Viking* con el fin de estudiar la correlación de la intensidad de rayos cósmicos con la presión y la temperatura atmosférica.

1959 Se lanzan los primeros satélites con detectores de partículas a bordo: *Luna 2, Luna 3* y *Explorer VII.*

1977 Se lanzan las sondas *Voyager I* y *Voyager II.*

1977-1982 Bogomolov et al. descubren el antiprotón en los rayos cósmicos.

1990 La sonda *Ulysses,* destinada a obtener un mapa tridimensional de los rayos cósmicos y el viento solar, es lanzada.

Simultáneamente, hubo un gran esfuerzo por parte de la comunidad teórica para determinar el posible origen y naturaleza de esta radiación. En particular, la comprensión del origen de la componente más energética de esta radiación, los rayos cósmicos galácticos y extragalácticos, han influido en gran medida en el estudio de las novas y supernovas o la teoría de plasma en astrofísica.

7.1. Generalidades.

La principal componente de los rayos cósmicos es la nuclear[1], formada por protones ($\approx 90\%$), núcleos de ^3He ($\approx 8-9\%$) y núcleos más pesados[1]. Se cree que éstos se originan en fuentes diversas como estrellas, supernovas, estrellas de neutrones, agujeros negros, radio-galaxias, núcleos activos de galaxias... y en general cualquier fenómeno astrofísico de alta energía. El espectro de energía que cubren va desde los keV hasta los ZeV[2], y su densidad de energía en el entorno de la tierra es $\approx 1eV\,cm^{-3}$.

Los rayos cósmicos se pueden clasificar en tres tipos en función de su origen y/o rango energético:

1. **Rayos cósmicos solares.**
   Son partículas energéticas generadas en fulguraciones solares. También contribuyen las partículas procedentes de la interacción de ondas de choque generadas en el Sol con el medio interplanetario, y las eyecciones de masa de la corona solar. Estas partículas pueden alcanzar una energía del orden de unos cientos de MeV por nucleón. Durante una tormenta solar el flujo de estos rayos puede verse incrementado en unas cuantas veces respecto al valor medio durante días.

2. **Rayos cósmicos anómalos.**
   Se generan en el espacio interestelar más allá de la heliopausa[3]. Su composición difiere sensiblemente de la de los rayos cósmicos solares y la de los rayos cósmicos galácticos. En particular el elemento más abundante es el He en lugar de los

[1] A pesar de su importancia, no consideraremos los neutrinos y los rayos γ a lo largo de esta introducción.
[2] $1\,ZeV = 10^{21}\,eV \approx 160\,J$
[3] La heliopausa es la superficie donde el campo magnético del sol se acopla al campo magnético de la galaxia.

protones. Su espectro de energía consiste en un pico centrado en unos 10MeV por nucleón.
La producción de estas partículas tiene lugar a unas 100 unidades astronómicas de la Tierra[4], donde la onda de choque asociada al viento solar interacciona con el gas neutro interestelar. Esta onda de choque acelera los átomos ionizados del gas que eventualmente son inyectados en la heliosfera.

3. **Rayos cósmicos galácticos.**
Se originan más allá de la heliopausa, y constituyen la componente más energética del espectro de rayos cósmicos. Su composición está dominada por protones ($\approx$ 90%) y He ($\approx$ 9%) con una pequeña contribución de elementos más pesados. El origen de esta componente no esta completamente claro, aunque parece confirmado que, al menos hasta una energía de $\approx 10^{15}\, eV/nucleon$ se producen en los remanentes de supernovas. Por encima de ésta su origen sigue siendo un tópico en activa discusión, y la posibilidad de fuentes extragalácticas no está descartada.

Este último tipo de rayos cósmicos es el que posee un mayor interés desde el punto de vista de la astrofísica de partículas, ya que su espectro se extiende hasta una energía lejos del alcance de cualquier experimento con aceleradores, por lo que nos concentraremos en su estudio.

7.2. Rayos cósmicos galácticos.

7.2.1. Composición.

Aproximadamente el 90% de las partículas que componen los rayos cósmicos son protones, mientras que la siguiente más común son partículas α. Los elementos más pesados, incluyendo isótopos y elementos raros tan solo constituyen un 1% del total de partículas, lo que hace necesario el empleo de detectores con una gran aceptancia a bordo de globos, satélites o estaciones espaciales para llevar a cabo su estudio.

Debido al carácter violento de los procesos de aceleración de estas partículas, todos los rayos cósmicos galácticos están completamente ionizados.

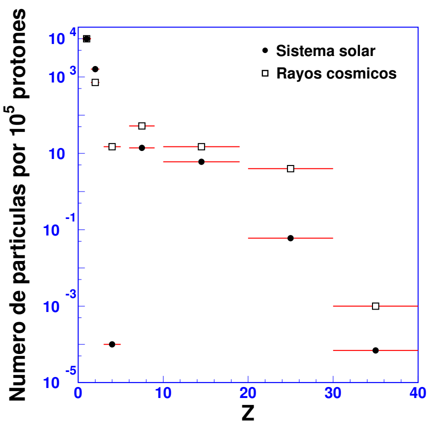


Figura 7.1.: Abundancia relativa para $E > 2.5 GeV/A$.

La composición relativa de los rayos cósmicos difiere sensiblemente de la del sistema solar, especialmente para elementos ligeros, tal y como se muestra en la figura 7.1.

A esta composición hay que añadir una pequeña contribución de antiprotones. Actualmente se piensa que esta componente es producida por la interacción de los rayos cósmicos primarios con el medio interestelar.

[4]Una unidad astronómica es, aproximadamente, $1.5 \times 10^8\, km$.

7.2.2. Espectro energético.

El espectro diferencial de energía de los rayos cósmicos cubre el rango de energía entre $10^9 eV$ y $10^{20} eV$. Por debajo los $10^9 eV$ la interacción con el campo magnético terrestre y el viento solar hace impracticable cualquier medida.

El flujo de estas partículas es isótropo, y el espectro sigue una ley de potencias de la forma

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma}$$

siendo E la energía por nucleón y γ el denominado índice espectral.

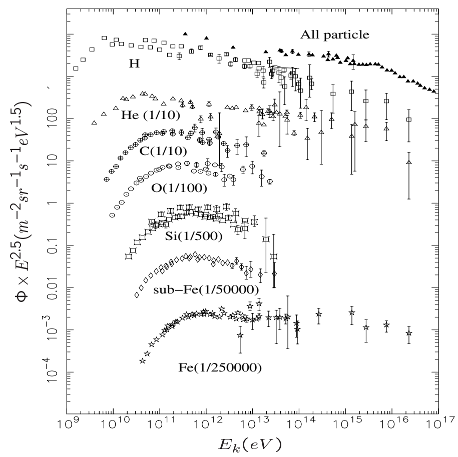


Figura 7.2.: Espectro diferencial para varias especies de los rayos cósmicos.

El valor del índice espectral depende poco de la carga y el número atómico de las distintas especies, tal y como se muestra en la figura 7.2, lo que apunta a la existencia de un mecanismo de aceleración común a todas ellas.

Las principales características de este espectro son:

1. Por debajo de $\approx 1\, GeV/nucleon$ el espectro está suprimido por el apantallamiento magnético de la tierra.

2. En el rango $\approx 10^{10} \sim 10^{15}\, eV/nucleon$ el valor del índice espectral es ≈ 2.71.

3. Aproximadamente en $10^{15}\, eV/nucleon$ hay un cambio del índice espectral, pasando a valer ≈ 3.1. Esta zona del espectro es comúnmente conocida como la rodilla. La razón por la que se produce este cambio en la ley de potencias no es conocida, aunque se cree que se debe a un cambio en el mecanismo de aceleración.

4. Hasta unos $10^{20}\, eV/nucleon$ este valor del índice espectral se mantiene, pero a partir de esta energía aparentemente vuelve a disminuir. A este punto en el espectro se le conoce como tobillo.

7.2.3. Origen.

La opinión general es que al menos para los rayos cósmicos galácticos con energía por debajo de la rodilla, el origen está en los remanentes de supernovas. Los argumentos que apoyan esta hipótesis se basan en las siguientes observaciones[4]:

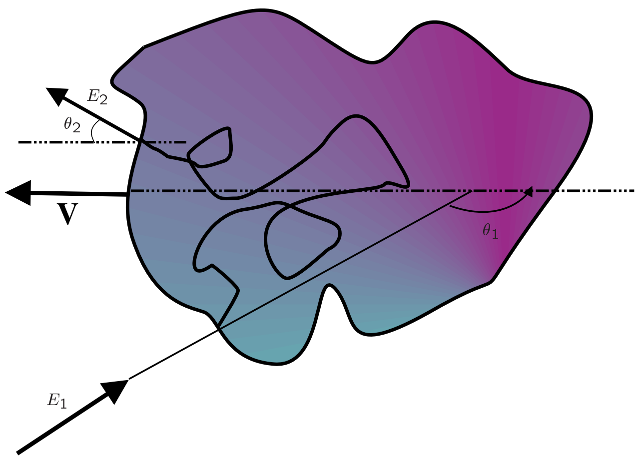
1. Si consideramos que el flujo de rayos cósmicos es similar al que observamos en el entorno de la Tierra, teniendo en cuenta las dimensiones de la galaxia, se estima que la potencia necesaria para mantener un flujo estacionario en toda la galaxia es del orden de $\approx 10^{41}\, erg\, s^{-1}$[7].

2. El flujo de energía liberado por las explosiones de supernovas es del orden de $\approx 10^{42}\, erg\, s^{-1}$. Por tanto, si existiese un mecanismo capaz de transferir la energía cinética de estas explosiones a los constituyentes de los rayos cósmicos con al menos un 10% de eficiencia se podría mantener el flujo observado.

Tal mecanismo de aceleración, propuesto por FERMI en 1949, se describe a continuación.

Mecanismo de aceleración.

ENRICO FERMI propuso en 1949[2] la posibilidad de que una partícula cargada que interaccionase con el campo magnético asociado a una nube en el medio interestelar podría adquirir parte de su energía cinética. La idea se basa en que si en el interior de la nube la difusión de la partícula es suficientemente grande, tras la colisión la dirección de la partícula estará isótropamente distribuida en el sistema de referencia de la nube, lo que en el sistema de referencia del laboratorio se traduce en una ganancia neta de energía.



Consideremos una partícula relativista con energía inicial $E_1 \approx pc$, que colisiona con una nube que se desplaza con una velocidad $V \ll c$. En el sistema de referencia de la nube

$$E_1' = E_1 \frac{1 - \beta \cos\theta_1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

donde $\beta = \frac{V}{c}$.

En el momento en que la partícula abandona el interior de la nube, su energía, en el sistema de referencia inicial, es

$$E_2 = E_2' \frac{1 + \beta \cos\theta_2'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

donde θ_2' es el ángulo de salida de la partícula en el sistema de referencia de la nube.

Si asumimos que la interacción de la partícula con la nube se limita a un proceso de difusión en el interior de la misma debido a la interacción con campos magnéticos, tenemos que $E'_1 = E'_2$, por lo que el incremento medio de energía será

$$\left\langle \frac{E_2 - E_1}{E_1} \right\rangle = \frac{1 - \beta \langle \cos\theta_1 \rangle + \beta \langle \cos\theta'_2 \rangle - \beta^2 \langle \cos\theta_1 \cos\theta'_2 \rangle}{1 - \beta^2} - 1 \tag{7.1}$$

Debido a que la difusión en el interior de de la nube es aleatorio se cumple $\langle \cos\theta'_2 \rangle = 0$. Por otro lado, la probabilidad de que una partícula entre en la nube con un ángulo θ_1 es proporcional a la velocidad de las partículas respecto a la nube por lo que, hasta orden β

$$\frac{dP}{d\Omega} \propto 1 - \beta \cos\theta_1 + O(\beta^2)$$

de donde se tiene $\langle \cos\theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}$. Sustituyendo

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + \frac{\beta}{3}}{1 - \beta^2} - 1 + O(\beta^3) \approx \frac{4}{3}\beta^2$$

Por tanto el resultado neto por colisión de partícula es una ganancia de energía. La ganancia media después de n colisiones es

$$E = E_i \exp(\frac{4}{3}\beta^2 n)$$

donde E_i es la energía inicial de las partícula.

Este mecanismo ha de competir con las perdidas debidas a ionización, por lo que es necesario que la energía inicial de las partículas este por encima de un umbral dependiente de la carga. Aproximadamente este umbral es $E_i > 200Z^2\, MeV$, lo que impide que el espectro final tenga la forma de la figura 7.2 en la página 166 para todas las especies.

En 1978 BELL[3] y OSTRIKER demostraron de forma independiente que el mecanismo de aceleración de FERMI es particularmente eficiente en los remanentes de supernova debido a la geometría de la colisión entre una partícula cargada y el gas que ha interaccionado con la onda de choque.

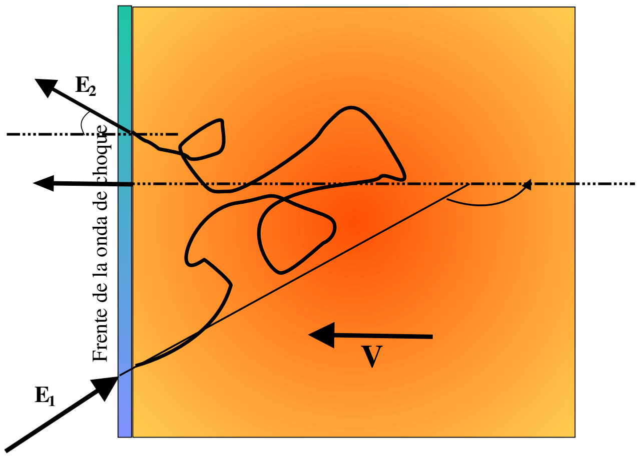


Figura 7.3.: Geometría de una onda de choque.

La geometría en este caso es la representada en la figura . En el sistema de referencia del laboratorio, el gas que ha interaccionado con la onda de choque se desplaza con velocidad V, mientras que el frente de onda lo hace con velocidad $U > V$.

En este caso la ecuación 7.1 es aplicable con β la velocidad del gas que ha interaccionado con la onda de choque. Por otro lado la geometría de la onda de choque puede aproximarse por un plano de extensión infinita, por lo que $\langle\cos\theta_1\rangle = -\frac{2}{3}$ y $\langle\cos\theta_2'\rangle = \frac{2}{3}$. Por tanto

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1-\beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3}\beta \tag{7.2}$$

A diferencia del caso originalmente estudiado por Fermi, la aceleración para esta geometría es de primer orden en β por lo que las pérdidas por ionización no son lo suficientemente importantes como para producir diferencias observables del espectro para distintas cargas.

Espectro.

Para obtener el espectro resultante tras el proceso de aceleración, es necesario estimar el número de colisiones que una partícula sufrirá. Para ello notemos cualquier partícula en la región que no ha sido acelerada (a la izquierda en la figura) tarde o temprano sufrirá una colisión con el frente, ya que en el sistema de referencia de la onda de choque hay un flujo neto de esta región a la región que ha colisionado (región de la derecha en la figura). Por otro lado en la región acelerada el flujo neto se aleja del frente de la onda de choque por lo que una partícula que haya termalizado en esta región posee una probabilidad no nula de no volver a interaccionar. En el sistema de referencia de la región que ha interaccionado la probabilidad de que esto ocurra es[5]

$$P_{esc} = 1 - \left(\frac{1-\beta'_{frente}}{1+\beta'_{frente}}\right)^2$$

donde β'_{frente} es la velocidad del frente de onda en el sistema de referencia de la región que ha interaccionado. Para un frente de onda no relativista se puede aproximar

$$P_{esc} \simeq 4\beta'_{frente} \simeq 4(\frac{U}{c} - \beta)$$

Con esta estimación, la probabilidad de sufrir n colisiones es

$$P(n) \approx \frac{e^{-nP_{esc}}}{P_{esc}}$$

para n suficientemente alto. Por otro lado de 7.2 se tiene que la energía final y el numero de colisiones cumple

$$n \simeq \frac{3}{4\beta} \ln \frac{E}{E_i}$$

por lo tanto

$$P(\frac{E}{E_i}) \sim \left(\frac{E}{E_i}\right)^{-3(\frac{U}{V}-1)} \tag{7.3}$$

Por otro lado las condiciones de conservación de la energía, de la masa y del momento a ambos lados del frente de onda para un gas monoatómico implican[10]

$$\frac{U}{U-V} \simeq 4(1 - \frac{3}{M^2})$$

donde M es el número de Match. Sustituyendo esta última expresión en 7.3 obtenemos

$$P(\frac{E}{E_i}) \sim \left(\frac{E}{E_i}\right)^{-(1+\frac{4}{M^2})} \tag{7.4}$$

La ecuación 7.4 modeliza bien la forma del espectro si tomamos valores razonables para M y el espectro inicial E_i.

Para obtener una estimación más realista es necesario introducir las perdidas debidas a ionización del medio y la radiación sincrotrón, ambas de especial importancia en el caso de electrones debido a su dependencia con el inverso de la masa[10].

[5] Para obtener esta cantidad basta contar el flujo que atraviesa una sección que se mueva con velocidad β'_{frente} en la región que no ha interaccionado.

Límite de energía.

De acuerdo con lo expuesto anteriormente, el límite de energía a que una partícula puede ser acelerada depende esencialmente del tiempo de vida de la onda de choque[6]. Podemos escribir

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\beta\frac{E}{t_c} \tag{7.5}$$

donde t_c es el tiempo que una partícula tarda en sufrir un ciclo de aceleración. El calculo de esta cantidad no es sencillo, pero su valor medio puede estimarse como se muestra a continuación.

Debido a que el proceso de difusión es la interacción con el campo magnético aleatorio del medio, el tiempo que pasa una partícula en una determinada región ha de ser de la forma

$$t_{region} \sim \frac{r_l}{c\beta_{frente}} = \frac{E}{ZeB\beta_{frente}}$$

donde r_l es el radio de Larmor, β_{frente} es la velocidad del frente de la onda de choque en el sistema de referencia en reposo respecto a la región, B es el campo magnético del medio y Ze es la carga de la partícula. Sumando para las dos regiones e introduciéndolo en 7.5 obtenemos

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{4}{3}\frac{V}{c}ZeBU \tag{7.6}$$

El valor de U puede obtenerse asumiendo que la onda de choque finaliza cuando la densidad del material expelido en la explosión es igual a la del medio. A su vez podemos tomar V como una fracción no muy lejana a la unidad de U. Por otro lado la vida típica que se observa para el frente de choque es de unos 1000 años y el campo magnético medio del medio interestelar se estima en unos $3\,\mu G$. Insertando estas cantidades en 7.6 se obtiene un valor del orden de $10\,TeV$. Cálculos más detallados elevan esta cantidad a uno $100\,TeV$, que se encuentra en torno a la rodilla del espectro energético de rayos cósmicos.

Conclusión.

La aceleración en remanentes de supernovas mediante el mecanismo de FERMI de segundo orden constituye una fuente estacionaria de rayos cósmicos[6] con un espectro que sigue una ley de potencias. La naturaleza del mecanismo impone un límite a la energía que estas partículas pueden alcanzar.

Cálculos más detallados muestran que el efecto de las perdidas o los fenómenos no lineales asociados a la interacción entre las partículas y la onda de choque, no modifican cualitativamente estas propiedades, y los cambios cuantitativos están dentro de las incertidumbres implícitas a las aproximaciones utilizadas.

A pesar de la aparente completitud de esta imagen física de la fuente de los rayos cósmicos, existen importantes puntos que carecen de una imagen clara, como son la

[6] Notemos que la fuente proporciona un flujo aproximadamente constante de rayos cósmicos durante el tiempo de vida de la onda de choque.

composición y especialmente el espectro original de la fuente no están completamente determinados, o el mecanismo de inyección en el disco galáctico.

7.2.4. Propagación.

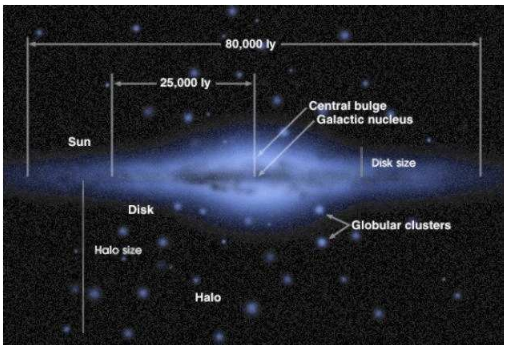


Figura 7.4.: Esquema de la galaxia.

Una vez que los rayos cósmicos son acelerados e inyectados en el disco de la galaxia, permanece confinados del orden de 10^7 años antes de escapar al espacio intergaláctico. Este tiempo excede con creces el del tiempo de escape en el caso de que la propagación fuera rectilínea, que sería de unos 10^3 años, lo que es debido al acoplamiento con el campo magnético de la galaxia.

De las medidas de la rotación Faraday inducida sobre fuentes polarizadas como los pulsars, se deduce que éste consiste en dos componentes: una que sigue la forma geométrica de la galaxia con un campo aproximado de $0.25\,nT$; y una segunda componente aleatoria de la misma intensidad.

El efecto del campo magnético es triple:

1. Las estructura a escalas del orden del radio de Larmor dan lugar a una difusión de los rayos cósmicos.

2. Las estructuras con un tamaño mucho mayor que el radio de Larmor confinan las partículas al volumen de la galaxia.

3. La interacción con nubes portadoras de un campo magnético propio o con el campo magnético arrastrado por el viento galáctico pueden dar lugar a una reaceleración mediante el mecanismo de Fermi de segundo o primer orden respectivamente.

Experimentalmente se pone en evidencia la existencia del proceso de difusión por el alto grado de isotropía en la dirección de llegada de los rayos cósmicos a la tierra, mientras que en ausencia de difusión se esperaría un mayor flujo proveniente del disco de la galaxia donde residen los remanentes de supernovas.

Por otro lado el largo tiempo de confinamiento permite a los rayos cósmicos interaccionar con la materia del medio interestelar. Éste constituye la mayoría del volumen del disco de la galaxia y, aunque sutil, dista de estar vacío. En él la materia se agrupa en nubes que, en función de su composición y temperatura, pueden clasificarse en[10]:

1. Nubes moleculares.

   Compuestas de moléculas simples, como H_2, CO o CS, con una densidad de partículas de $\approx 10^3 cm^{-3}$, y representa del orden del 40% de la masa total del medio interestelar. Se encuentran lejos de fuentes de energía como estrellas, y su temperatura es de unas pocas decenas de Kelvin.

2. Nubes difusas.

   Tienen una densidad de partículas en el rango $1 \sim 10^2 cm^{-3}$, principalmente H, C y O, a una temperatura de unos $80K$. Al igual que la nubes moleculares, constituyen otro 40% de la masa del medio interestelar.

3. Nubes interestelares termalizadas.

   Son el 20% de la fracción de masa, con una densidad de partículas en el rango $0.1 \sim 1 cm^{-3}$, principalmente H, H^+, e^-... Su temperatura ronda los $10^4 K$.

4. Nubes calientes de gas.

   Se trata principalmente de H^+ y e^- a una temperatura del orden e $10^6 K$. Son nubes con una densidad de partículas pequeña, $\sim 10^{-3} cm^{-3}$, y constituyen tan solo el 0.1% de la masa total del medio interestelar, aunque ocupa el 50% de su volumen.

Esta materia se concentra en el disco de la galaxia que posee un espesor de unos $\sim 200pc$, frente a los $5 - 10\,kpc$ del halo, tal y como se muestra en la figura 7.4 , lo que resulta en un disco con una densidad media un $1\,cm^{-3}$ átomos de H.

La interacción de los rayos cósmicos con esta materia da lugar a la producción de fotones o a procesos de espalación que enriquecen la composición de los rayos cósmicos con “secundarios” en detrimento de los “primarios” o composición original. Sin embargo de las observaciones de la radiación sincrotrón en galaxias como NGC891, sabemos que los rayos cósmicos pasan una gran cantidad del tiempo en el halo, donde no se produce interacción por la ausencia de materia, ya que posee una densidad de partículas media tres ordenes de magnitud menor que el disco.

En el marco de esta observaciones se han construido modelos de propagación de los rayos cósmicos que permiten, junto con las observaciones de los espectros de primarios y secundarios, reconstruir parcialmente la historia típica de un rayo cósmico.

Modelos de difusión.

Existen numerosa formas de modelar la difusión de los rayos cósmicos en la galaxia en función del grado de detalle que se desee alcanzar. De entre ellos el modelo de difusión en el halo resulta de una gran utilidad por ser suficientemente simple como para dar una imagen clara de la física del problema y su solución, a la vez que reproducir sorprendentemente bien los datos con pocos parámetros ajustables[7].

En la aproximación más simple podemos considerar que las fuentes se distribuyen homogéneamente en el disco de la galaxia. Igualmente podemos despreciar los fenómenos de convección, intercambio energético o reaceleración[7]. Con esto la simetría de la galaxia es tal que podemos reducir la difusión a una dimensión, con lo que podemos escribir la ecuación de difusión siguiente

[7] Estos efectos, aunque de segundo orden en una primera aproximación, resultan esenciales para una compresión profunda del espectro de rayos cósmicos a costa de introducir una mayor complejidad en el modelo que se presenta.

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_i(z)}{\partial t} &= \underbrace{\frac{\partial}{\partial z}(D(z,E)\frac{\partial N(z,E)}{\partial z})}_{termino\,de\,difusion} + \underbrace{Q_i(z,E)}_{fuentes\,primarias} - \underbrace{N_i(z,E)\left\{\frac{1}{\tau_i(z,E)}\right\}}_{interaccion\,y\,desintegracion} + \\ &+ \underbrace{\sum_{k>i}\frac{N_k(z,E)}{\tau_k^{k\to i}}}_{produccion\,secundaria}\end{aligned} \tag{7.7}$$

donde N_i es la densidad de partículas de tipo i, $D(z,E)$ es el coeficiente de difusión en función de la posición y la energía, que por simplicidad podemos considerar independiente de la posición, τ_i es el tiempo medio de interacción para la partícula de tipo i, $\tau_k^{k\to i}$ es el tiempo medio de interacción para la partícula de tipo k yendo a tipo i. La coordenada z representa la distancia en la dirección del eje de la galaxia hasta su centro.

La solución de 7.7 para casos simples es una importante fuente de información sobre cuales son los parámetros esenciales en la difusión de los rayos cósmicos tal y como se muestra a continuación:

Propagación de una partícula sin interaccionar: tiempo de confinamiento.

Si inyectásemos una partícula en $z = 0$, la distribución de probabilidad asociada a la partícula en el caso de que no haya interacción será

$$P(z,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}}\exp\left\{-\frac{1}{4}\frac{z^2}{Dt}\right\}$$

De esta ecuación podemos estimar el tiempo medio de escape para un halo de tamaño H. En ese caso se tendría

$$t_{esc} \simeq \frac{H^2}{2D}$$

Por tanto para poder obtener el tiempo de confinamiento es necesario determinar el tamaño del halo y el coeficiente de difusión.

Propagación de un primario y un secundario estables.

En el equilibrio, la ecuación de difusión para un primario estable puede escribirse

$$D\frac{\partial^2 N_i}{\partial z^2} - n(z)\cdot c\cdot\sigma_i N_i + q_i(z) = 0$$

donde n es la densidad del medio y σ_i es la sección eficaz total. Si llamamos h al grosor del disco, tenemos en cuenta que las fuentes residen en él, y asumimos la densidad media del halo despreciables, esta ecuación admite como solución en el disco

$$N_i(z) = \frac{q_i}{n\cdot c\cdot\sigma_i}\left\{1 - \frac{\cosh(z\sqrt{\frac{n\cdot c\cdot\sigma_i}{D}})}{\cosh(h\sqrt{\frac{n\cdot c\cdot\sigma_i}{D}}) + \sqrt{\frac{n\cdot c\cdot\sigma_i}{D}}(H-h)\sinh(h\sqrt{\frac{n\cdot c\cdot\sigma_i}{D}})}\right\} \tag{7.8}$$

En el límite $h \ll H$ y $h\sqrt{\frac{n \cdot c \cdot \sigma_i}{D}} \ll 1$, la solución para $z = 0$, que correspondería a la densidad que se observaría en la Tierra, es

$$N_i(0) \simeq q_i \frac{h \cdot \frac{H}{D}}{1 + n \cdot c \cdot \sigma_i \cdot h \cdot \frac{H}{D}}$$

Para un secundario k obtenido por espalación de partículas de tipo i con ua sección eficaz $\sigma_i^{i \to k}$, la ecuación de equilibrio tiene la misma forma haciendo la sustitución

$$q_k \to n \cdot c \cdot \sigma_i^{i \to k} N_i$$

por lo que la solución puede escribirse

$$N_k(0) \simeq n \cdot c \cdot \sigma_i^{i \to k} q_i \frac{h \cdot \frac{H}{D}}{1 + n \cdot c \cdot \sigma_i \cdot h \cdot \frac{H}{D}} \cdot \frac{h \cdot \frac{H}{D}}{1 + n \cdot c \cdot \sigma_k \cdot h \cdot \frac{H}{D}}$$

El cociente entre el secundario y el primario no depende de la fuente

$$\frac{N_k}{N_i} = n \cdot c \cdot \sigma_i^{i \to k} \frac{h \cdot \frac{H}{D}}{1 + n \cdot c \cdot \sigma_k \cdot h \cdot \frac{H}{D}} \tag{7.9}$$

Todos los parámetros que intervienen en 7.9 son conocidos salvo $\frac{H}{D}$. Ajustando esta razón a los datos experimentales, como en la figura 7.5 (izquierda), puede obtenerse una estimación de este parámetro.

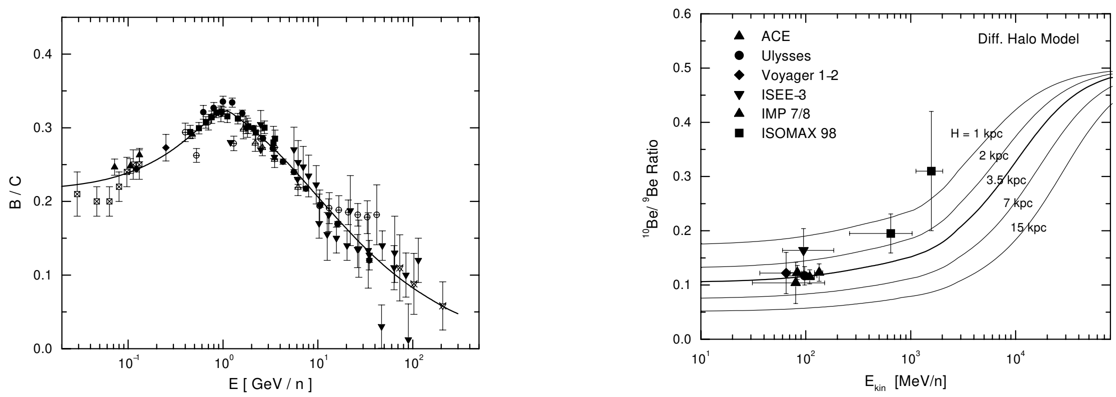


Figura 7.5.: Izquierda: datos de la razón de los flujos de boro y carbono ajustados de acuerdo con el texto. Derecha: datos de la razón de los flujos de ^{10}Be y ^{9}Be junto con la predicción del modelo de difusión en el halo para distintos tamaños de este. Se ha tomado $D = 2.49 \times 10^{28} cm^2 s^{-1}$ labelfig:razon-de-boro-y-carbono

Isótopo	τ_{dec} en reposo (años)
^{10}Be	2.3×10^6
^{26}Al	1.0×10^6
^{36}Cl	4.5×10^5
^{53}Mn	5.4×10^5

Figura 7.6.: Principales isotopos para la determinación del parámetro de difusión.

Propagación de secundarios estables e inestables.

En el caso de que exista un secundario inestable, si su tiempo de vida es suficientemente corto, la densidad es menos dependiente en H, ya que una fracción grande de núcleos habrá decaído antes de escapar al espacio intergaláctico. En estas circunstancias el cálculo no puede ser llevado a cabo de una forma sencilla, pero una vez resueltas las ecuaciones acopladas y fijado el valor de $\frac{H}{D}$ mediante el ajuste de la razón de secundarios a primarios, puede ajustarse el valor de D a la razón experimental de secundarios estables a inestables.

La solución en el disco para un secundario inestable con un tiempo de vida, dependiente de la energía, τ_{dec} en la aproximación $H \gg \sqrt{D\tau_{dec}}$ es

$$N_i(z) = \frac{q_i}{n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1}} \left\{ 1 - \frac{\cosh(z\sqrt{\frac{n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1}}{D}})}{\cosh(h\sqrt{\frac{n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1}}{D}}) + \sqrt{n \cdot c \cdot \sigma_i \tau_{dec} + 1}\sinh(h\sqrt{\frac{n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1}}{D}})} \right\}$$

Notemos que en esta expresión no hay dependencia explícita en H, tal y como habíamos adelantado. Al igual que en el caso anterior, tan solo estamos interesados en el valor en $z = 0$, que bajo los supuestos anteriores puede aproximarse por

$$N_i(0) =\simeq q_i \frac{\sqrt{\frac{\tau_{dec}}{D}}}{1 + (n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1})\sqrt{\frac{\tau_{dec}}{D}}}$$

Si consideramos dos secundarios i y k provenientes de procesos de espalación de un primario común j, la relación de densidades medidas en el entorno de la tierra es

$$\frac{N_i(0)}{N_k(0)} = \frac{\sigma_j^{j\to i}}{\sigma_j^{j\to k}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\tau_{dec}}{D}}}{1 + (n \cdot c \cdot \sigma_i + \tau_{dec}^{-1})\sqrt{\frac{\tau_{dec}}{D}}} \cdot \frac{1 + n \cdot c \cdot \sigma_k \cdot h\frac{H}{D}}{h\frac{H}{D}} \tag{7.10}$$

La tabla 7.6 muestra los principales isótopos inestables para la determinación del parámetro de difusión junto con su vida media. Desafortunadamente no existen muchos datos sobre el flujo de éstos, salvo para el caso del berilio. En la figura 7.5 (derecha) se encuentra toda la información disponible hasta la fecha sobre la razón entre ^9Be y ^{10}Be, junto con el valor obtenido usando la ecuación 7.10 en función de la energía. En lugar de ajustar el parámetro D, este se ha tomado fijo e igual a $2.49 \times 10^{28}\, cm^2 s^{-1}$ y se ha variado el valor de H. Como puede observarse los datos actuales además de ser escasos poseen unos errores considerables. Esta situación se vera clarificada en el futuro próximo con experimentos como AMS, PAMELA o ACCESS.

Relación del modelo de difusión en el halo con el modelo de la caja con fugas.

Unos de los modelos de más éxito por su simplicidad es el de la caja con fugas[8] en el que la galaxia se modeliza como una caja de en la que los rayos cósmicos permanecen confinados un cierto tiempo. Formalmente esto se realiza sustituyendo el término de difusión de 7.7 por un término de la forma $-\frac{N_i}{\tau_{esc}}$ y eliminando toda dependencia en posiciones, con lo que la ecuación que describe la densidad de una determinada especie en el equilibrio queda

$$N_i \left\{ \frac{1}{\tau_{esc}} + \frac{1}{\tau_{int}} + \frac{1}{\tau_{dec}} \right\} = \underbrace{\sum_{k>i} \frac{N_k(z,E)}{\tau_k^{k\to i}}}_{produccion\, secundaria} + \underbrace{Q_i}_{fuentes}$$

Generalmente las soluciones de este modelo se suelen escribir en cantidad de materia atravesada en lugar de tiempos transcurridos. Esto se hace mediante la relación

$$\lambda = \tau \cdot c \cdot m_p \cdot n$$

donde λ es la cantidad de material atravesado por unidad de superficie, m_p es la masa del protón, τ el tiempo transcurrido y n es la densidad media de partículas.

Puede demostrarse que, en el caso de núcleos estables, la soluciones del modelo de difusión en el halo y la del modelo de la caja con fugas es la misma si se toma

$$\lambda_{esc} = n \cdot m_p \cdot c \cdot h \frac{H}{D}$$

con n la densidad del disco y el resto de parámetros los empleados anteriormente.

En el caso de núcleos inestables la sustitución necesaria es

$$\lambda_{esc} = n \cdot m_p \cdot c \cdot \sqrt{\frac{\tau_{dec}}{D}}$$

Debe notarse sin embargo que, aunque las soluciones de ambos modelo puede compatibilizarse, el marco adecuado donde interpretar las razones de los flujos de distintas especies es el modelo de difusión en el halo que proporciona una imagen física más completa.

7.2.5. Interacción con el entorno de la tierra.

Una vez que los rayos cósmicos alcanzan la heliosfera, interaccionan con el entorno del sol de manera que se modifica su espectro. En una última etapa, el campo magnético terrestre ultima el espectro que un eventual detector en órbita o en las capas superiores de la atmósfera podrá detectar, a lo que hay que añadir la interacción con la atmósfera terrestre si el detector se encuentra en algún punto de la superficie terrestre.

[8] En la literatura este modelo se suele referir como "leaky box model" o LBM mientras que el modelo de difusión en el halo se suele referir como "diffusion halo model" o DHM.

Modulación solar de los rayos cósmicos.

La interacción de los rayos cósmicos con el campo magnético interplanetario, asociado al campo magnético del Sol, da lugar a la modulación de su intensidad siguiendo los ciclos de actividad solares de 11 años.

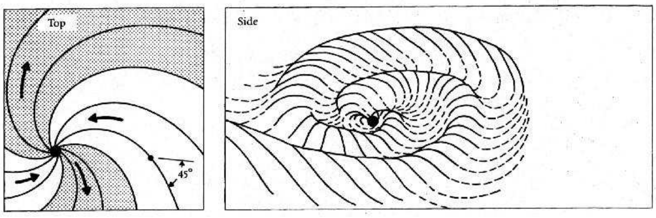


Figura 7.7.: Lineas del campo magnetico del sol.

La intensidad del campo magnético interplanetario medio es de unos $5 \times 10^{-9}\,T$. éste puede variar en el rango $1 \times 10^{-9} - 15 \times 10^{-9}\,T$, alcanzando valores esporádicos por encima de $100 \times 10^{-9} T$ en los frentes de ondas de choque debidos a eventos violentos en el Sol como eyecciones de corona o fulguraciones solares. Debido a la rotación del Sol y a que el campo magnético es trasportado por el plasma que constituye el viento solar, las lineas de campo siguen una geometría denominada de espiral de Arquímedes, representada en la figura 7.7. En ésta se distinguen dos regiones correspondientes a los polos magnéticos solares, separados por una superficie de campo nulo.

El efecto del campo magnético se modela mediante la teoría estándar de transporte sugerida por Parker en 1965. La ecuación de transporte es, en términos generales

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \underbrace{-(\langle \vec{v} \rangle + \vec{V}) \cdot \nabla f}_{conveccion} + \underbrace{\nabla \cdot (\tilde{K}_s \nabla f)}_{difusion} + \underbrace{\frac{\nabla \cdot \vec{V}}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln P}}_{expansion\, adiabatica} \tag{7.11}$$

donde la función f es el número de partículas por unidad de volumen del espacio de fases promediado a todas las direcciones, P es la rigidez, $\vec{V}$ es la velocidad radial del viento solar y $\tilde{K_s}$ es la parte simétrica del tensor de difusión.

La solución de 7.11 es complicada y generalmente se realiza numéricamente. Sin embargo es posible obtener una solución aproximada considerando simetría esférica. Bajo esta condición y considerando equilibrio, 7.11 puede escribirse

$$\kappa \frac{\partial f^2}{\partial r^2} + \frac{2\kappa}{r} \frac{\partial f}{\partial r} - V \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{2VP}{3r} \frac{\partial f}{\partial P} = 0 \tag{7.12}$$

donde se ha considerado V y la constante de difusión κ independientes de la posición.

Gleeson & Axford[9] demostraron a finales de los 60 que esta última ecuación puede aproximarse aun más. Sustituyendo la solución para el caso en que se tiene difusión simple, se observa que los términos dominantes en esta ecuación son el segundo y el cuarto, por lo que llegamos a la denominada aproximación del campo de fuerza

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3\kappa}\frac{\partial f}{\partial P} = 0 \tag{7.13}$$

Las soluciones de esta ecuación se pueden representar mediante curvas de f constante. Estas cumplen 7.13 y la siguiente condición

$$\frac{df}{dr} = \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{dP}{dr}\frac{\partial f}{\partial P} = 0 \tag{7.14}$$

Las curvas representadas por 7.13 y 7.14 cumplen

$$\frac{dP}{dr} = \frac{VP}{3\kappa} \tag{7.15}$$

Por otro lado de las observaciones del camino libre medio de rayos cósmicos solares, se tiene que para partículas con una rigidez superior a $1GV$, el coeficiente de difusión es, en buena aproximación

$$\kappa = \alpha P$$

donde α es constante. Sustituyendo ésta última expresión en 7.15 se obtiene la solución

$$P_R - P(r) = \Phi\frac{R-r}{R-1} \tag{7.16}$$

donde $\Phi = \frac{V(R-1)}{3\alpha}$ es la fuerza de la modulación, R es el radio de la heliosfera y r es la posición de la partícula en unidades astronómicas, y P_R es la rigidez en el borde de la heliosfera.

La solución aproximada 7.16 es válida para partículas con una energía por nucleón superior a uno cientos de MeV, y permite obtener el espectro en la órbita de la Tierra fácilmente conocido éste en el borde de la heliosfera, por lo que resulta especialmente útil para su uso junto con modelos de propagación.

Los modelos más elaborados de la interacción de los rayos cósmicos con el campo magnético interplanetario se basan en la ecuación 7.11 y las medidas realizadas por el Voyager I, Voyager II y el Pioneer X sobre la estructura real del campo magnético interplanetario. De estos modelos se deduce lo siguiente

- El tiempo que tardan los rayos cósmicos en alcanzar la Tierra desde la heliopausa posee un gran rango dinámico, de menos de un día para partículas de más de $10\,GV$ con una modulación débil, hasta medio año para partículas del menos de $100\,MV$ con una modulación fuerte.
- La fracción de energía perdida es más importante para partículas con una rigidez baja, llegando a representar el 50% de la energía total para modulación fuerte y rigidez menor de $1\,GV$. Estas perdidas no representan una fracción importante para rayos cósmicos con una rigidez por encima de $10\,GV$.
- La mayos parte del tiempo las partículas se encuentran en torno a la mitad del radio de la heliosfera ($\sim 100\,UA$).

Efecto del campo magnético terrestre.

Tan importante como la modulación solar es el efecto de apantallamiento sobre los rayos cósmicos de baja energía debido al campo magnético de la tierra. En una primera aproximación, éste es un campo dipolar cuyos polos están invertidos respecto los polos geográficos, cuyo eje está inclinado 11^o respecto el eje de rotación de la tierra y desplazado $320\,Km$ del centro de la tierra.

La intensidad de campo sigue la ecuación

$$B(r,\lambda) = \frac{M}{r^3}(1+3\sin^3\lambda)^{\frac{1}{2}}$$

donde r es la distancia al centro del dipolo, M es el momento magnético dipolar y λ es la latitud magnética. Las componentes del vector son

$$B_r = -2M\tfrac{\sin\lambda}{r^3}$$
$$B_\lambda = M\tfrac{\cos\lambda}{r^3}$$

Las lineas de campo siguen las curvas dadas por la ecuación

$$r = r_0\cos^2\lambda \tag{7.17}$$

Esta última expresión permite introducir el sistema de coordenadas de McIlwain, consistente en asignar a cada punto del espacio un par de coordenadas (B,L), siendo B el campo magnético escalar y L la distancia al centro de la tierra de la linea de campo en el ecuador magnético. Usando la ecuación 7.17 se tiene que

$$L = \frac{r}{\cos^2\lambda}$$

donde r se mide en radios de la tierra.

La aproximación de campo dipolar posee una precisión del 30% para distancias inferiores a $2\sim3$ radios terrestres. Una mejor aproximación es el modelo IGRF[9][11], consistente en un desarrollo multipolar con términos lentamente dependientes del tiempo.

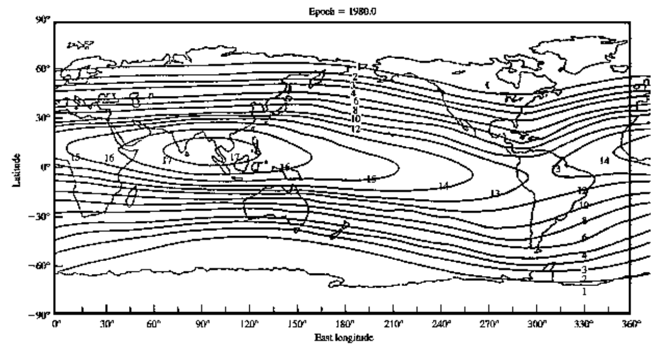


Figura 7.8.: Distribución del corte geomagnético para incidencia vertical.

[9] International Geomagnetic Reference Field

La influencia del campo geomagnético sobre los rayos cósmicos fue detectada por primera vez en torno a 1930 a través del aumento del flujo con la latitud magnética. Se interpretó que los rayos cósmicos eran desviados cuando se acercaban a la tierra por el campo magnético, de manera que sólo las partículas más energéticas podían alcanzar el ecuador. A latitudes medias ésta energía era menor, ya que la dirección de incidencia es más paralela a las lineas del campo magnético terrestre.

Para partículas que inciden normalmente, esta energía de corte, denominado corte geomagnético, puede obtenerse mediante el criterio de accesibilidad siguiente

$$R > \frac{15}{L^2} = 15 \cos^4 \lambda$$

donde R es la rigidez de la partícula en GV, L es una de las coordenadas de McIlwain ilustrada anteriormente y λ es la latitud magnética. La distribución de está cantidad en la superficie de la tierra está representada en la figura 7.8 .

Interacción con la atmósfera terrestre.

El recorrido libre medio de protones en la atmósfera terrestre es $\approx 100\, gr\, cm^{-2}$, mientras que el espesor total de la atmósfera es $\approx 1033\, g\, cm^{-2}$, por tanto la probabilidad de que un primario alcance la superficie terrestre es despreciable[1]. En su lugar, éste sufre una serie de colisiones dando lugar a la formación de una cascada de partículas con tres componentes principales:

1. La componente débil[10], consistente en electrones, positrones y fotones.
2. La componente dura, constituida por muones.
3. La componente nuclear, compuesta principalmente por neutrones.

La formación de estas cascadas atmosféricas se encuentra esquematizada en la figura 7.9 . Al igual que ocurre con un calorímetro, el desarrollo horizontal de la cascada depende de la especie y energía de la partícula original, por lo que conocida la energía, una medida de esta cantidad, permite determinar, la naturaleza hadrónica o electromagnética de la partícula original:

Cascadas hadrónicas

La interacción de la partícula primaria con la atmósfera da lugar, principalmente, a la producción de piones que se desintegran siguiendo las reacciones

$$\begin{gathered} \pi^{\pm} \to \nu_{\mu} + \mu^{\pm} \\ \pi^{0} \to \gamma\gamma \end{gathered}$$

Estas desintegraciones suceden rápidamente, ya que el tiempo de vida media de los piones es bastante corto ($\approx 10^{-8} s$ para los cargados y $\approx 10^{-16} s$ para los neutros). Los

[10] En la literatura especializada se suele referir como componente "soft".

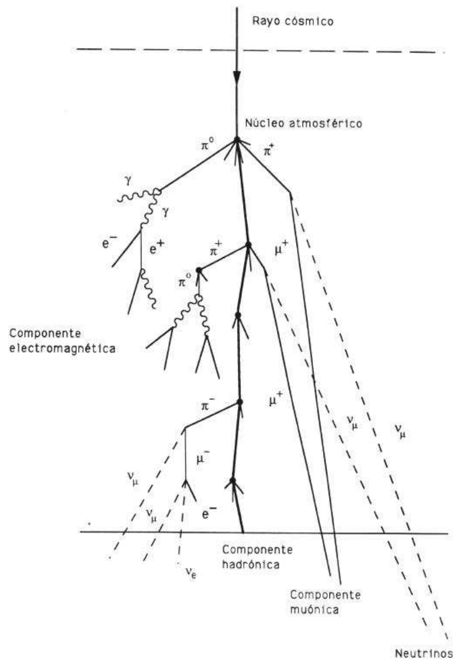


Figura 7.9.: Esquema de la formación de una cascada atmosférica.

muones generados en estos procesos poseen una posibilidad alta de alcanzar la superficie terrestre sin sufrir una posterior interacción debido a su gran recorrido libre medio ($\approx 400\,g\,cm^{-2}$) y a que pierden poca energía por ionización. Por otro lado los fotones generados dan lugar a la formación de cascadas electromagnéticas.

Cascadas electromagnéticas

Los fotones de alta energía resultantes de interacciones anteriores inician las cascadas electromagnéticas en la que dos con los procesos dominantes:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$
$$e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$$

donde la longitud de interacción para el proceso de producción de pares a altas energías es de $\approx 28\,g\,cm^{-2}$, mientras que para el Bremstralung es de $\approx 36\,g\,cm^{-2}$.

A nivel del mar el espectro resultante de la formación de estas cascadas está constituido principalmente por muones y neutrones, tal y como se ilustra en la figura 7.10. Por debajo de unos $0.1\,GeV$ de energía cinética el número de protones desciende drásticamente debido a las perdidas por ionización. Estas no afectan a los neutrones, por lo que gran parte de los producidos en interacciones inelásticas alcanzan la superficie terrestre después de haber sido frenados.

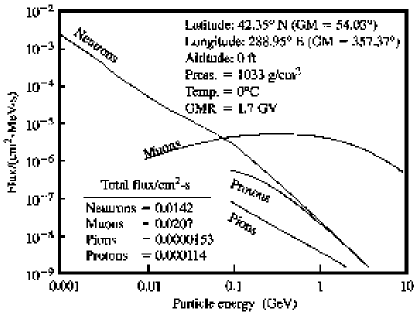


Figura 7.10.: Espectro a nivel del mar.

7.2.6. Detección.

Los rayos cósmicos presentan ciertas peculiaridades que han de tenerse en cuenta para proceder a su detección y que, en general, hacen que su estudio sea complicado.

- El espectro energético es tal que la medida de rayos cósmicos de muy alta energía no es posible empleando detectores con una aceptancia geométrica pequeña ya que a partir de $\sim 100\,TeV/nucleon$ el número de partículas que alcanzan la Tierra es de unos pocos por m^2 y año.
- El flujo de protones domina el de cualquier otro componente, por lo que el estudio de los elementos más raros requiere de sistemas de detección complejos. Hasta algunas decenas de TeV, lo protones constituyen el $\sim 90\%$ del flujo total de partículas y el resto está dominado por núcleos de helio en la misma proporción, por lo que los elementos con $Z > 2$ constituyen menos del $\sim 2\%$ del flujo total.
- La modulación solar obliga a introducir correcciones en la medida del flujo y de la energía cuyas incertidumbres para una energía menor que $\sim 1GeV/nucleon$ mayores que el error estadístico.

Las técnicas empleadas para el estudio de los rayos cósmicos pueden clasificarse en función del rango energético que cubren. Debido a la forma del espectro, las técnicas de muy alta energía (centenas de TeV o más) han de poseer una aceptancia geométrica del orden $km^2\,sr$ o más, y se basan en el empleo de la atmósfera terrestre como un calorímetro. Este tipo de técnicas detecta la luz Čerenkov y de fluorescencia producida por la interacción del rayos cósmico con la atmósfera, y/o detectan el flujo de partículas en las colas de la cascada producida. Para ello se cubren regiones extensas y en cotas altas con detectores, formando los denominados detectores de EAS[11] que registran el número y densidad de electrones y muones en la cascada, y/o se emplean detectores muy sensibles a la luz con un campo visual amplio. El paradigma de EAS es el proyecto AUGER[14], actualmente en construcción y que cubre $\sim 3000\,km^2$ en Argentina y un área similar en

[11] Extended Air Shower

Utah con estaciones Čerenkov para medir la energía y el flujo de los muones y electrones, y simultáneamente emplea detectores ópticos para medir la luz de fluorescencia emitida. En cuanto a los detectores puramente ópticos, el proyecto EUSO[15] en fase de aprobación para su instalación en la estación espacial internacional. Detecta la luz Čerenkov y de fluorescencia desde el espacio empleando un sistema óptico con un campo angular que que proporciona una aceptancia geométrica total de $5 \times 10^5\, km^2 sr$.

Empleando estas técnicas es posible inferir la energía y la naturaleza electromagnética o hadrónica del rayo cósmico. Para determinar el tipo concreto de partícula es necesario detectarla directamente. Para ello los detectores empleados suelen ser espectrómetros situados a bordo de globos a unos $40\, km$ de altura, a bordo de satélites o en la estación espacial internacional, lo que limita el rango energético debido a la aceptancia geométrica. En el caso de los globos, cuyo paradigma es BESS[13], tras varios vuelos de larga duración (algunos días) el flujo de protones puede medirse hasta unos pocos TeV, hasta $\sim 50\, GeV$ para antiprotones y positrones debido a la producción secundaria en la atmósfera residual, y la identificación isotópica sólo es posible hasta unos pocos $GeV/nucleon$ debido a la complejidad de la instalación de un instrumento adecuado en un globo. Parte de las limitaciones de los experimentos en globo provienen de la imposibilidad de realizar vuelos de más de unos cuantos días, y de la atmósfera residual. Estas limitaciones no están presentes en los experimentos a bordo de satélites, como PAMELA[16] que permanecerá en órbita durante dos años, o en la estación espacial, como AMS que estará en funcionamiento no menos de tres años. El prolongado periodo de tiempo en que estos experimentos están activos dan acceso a una estadística sin precedentes hasta una energía de unos cuantos $TeV/nucleon$. Por otro lado la ausencia de atmósfera residual disminuye considerablemente los errores sistemáticos, y permite extender el rango de energía en la medida de componentes raras, como los antiprotones o positrones, hasta unos $\sim 300\, GeV$. Por otro lado estos detectores están instrumentados con equipo adecuado para realizar la separación isotópica, hasta unos $10\, GeV/nucleon$ en el caso de AMS, lo que permite estudiar regiones del espectro inexploradas hasta la fecha.

Bibliografía

[1] K. Hawigara *et al.*, Physical Review D**66**, 010001-1 (2002), y sus referencias.

[2] E. Fermi, Physical Review **75,** 1169 (1949)

[3] A.R. Bell, M.N.R.A.S. **182**, 147 (1978)

[4] V.L. Ginzburg y S.I. Sytovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, Oxford, UK (1964)

[5] K. Koyama *et al.,* Nature **378**, 255 (1995)

[6] P.O. Lagage y C.J. Cesarsky, Astronomy and Astropysics **125**, 249 (1983)

[7] V.S. Berezinskii *et al.*, *Astrophysics of Cosmic Rays*, North Holland, Amsterdam (1990)

[8] V.A. Dogiel *et al.*, Ap. J. **572**, 157 (2002)

[9] L.J. Gleeson y W.I. Axford, Ap. J. **154**, 1011 (1968)

[10] M.S. Logair, *High Energy Astrophysics Vol I & II,* Cambridge university Press

[11] C.E. Barton, Revision of International Geomagnetic Reference Field Released, *http://www.agu.org/eos_elec/95242e.html*

[12] A.W. Strong y I.V. Moskalenko, Ap. J. **509**, 212 (1998)

[13] Sasaki M. et al., *Poc. 27th Int. Cosm. Ray Conf.* 1711 (2001)

[14] Letessier-Selvon, A., *astro-ph/0208526* (2002)

[15] Fargiom D., *astro-ph/2012342* (2002)

[16] Colaboración PAMELA,*Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 113, 314 (2002)

8. Modelo biparamétrico para la respuesta a un fotón único de un fotomultiplicador.

Asumamos un fotomultiplicador con $N+1$ etapas de amplificación. Para cada electrón que alcanza la etapa i-ésima, podemos asumir que se obtiene un factor de amplificación medio de λ_i. Asumiendo que número de electrones salientes posee una distribución de poisson, al final de la etapa $N+1$, la probabilidad de recolectar k electrones es

$$\begin{aligned} P_N(k) = \sum_{n_N} \frac{e^{-n_N\lambda_N}(n_N\lambda_N)^k}{k!} \sum_{n_{N-1}} \frac{e^{-n_{N-1}\lambda_{N-1}}(n_{N-1}\lambda_{N-1})^{n_N}}{n_N!} ... \\ ... \sum_{n_2} \frac{e^{-n_2\lambda_2}(n_2\lambda_2)^{n_3}}{n_3!} \sum_{n_1} \frac{e^{-n_1\lambda_1}(n_1\lambda_1)^{n_2}}{n_2!} \frac{e^{-\lambda_0}\lambda_0^{n_1}}{n_1!} = \\ \sum_{n_N} \frac{e^{-n_N\lambda_N}(n_N\lambda_N)^k}{k!} P_{N-1}(n_N) \end{aligned} \tag{8.1}$$

Esta distribución sigue la siguiente ley de recurrencia

$$\begin{cases} P_0(k) = \frac{e^{-\lambda_0}\lambda_0^k}{k!} \\ P_n(k) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{e^{-m\lambda_n}(m\lambda_n)^k}{k!} P_{n-1}(m) \end{cases} \tag{8.2}$$

La cual puede aproximarse, en el límite de un número alto de etapas, como

$$\begin{cases} P_0(k) = \frac{e^{-\lambda_0}\lambda_0^k}{k!} & S_0 = 1 \\ P'_n(x)\frac{S_{n-1}}{S_n} \approx \int_0^\infty dt \frac{e^{-t\lambda_n}(t\lambda_n)^{\lambda_n x}}{\lambda_n\Gamma(\lambda_n x+1)} P'_{n-1}(t) & S_n = \lambda_n S_{n-1} \end{cases} \quad P_n(k) \simeq P'_n(\frac{k}{S_n})\frac{1}{S_n} \tag{8.3}$$

donde Γ es la función gamma.

Tomando el límite $n \to \infty$ se debe cumplir

$$P'_n(x) = P'_{n-1}(x) = \Omega(x)$$

Sustituyendo en 8.3 obtenemos que la distribución cumple la siguiente ecuación integral:

$$\Omega(x) = \int_0^\infty dt \frac{e^{-t\lambda_n}(t\lambda_n)^{\lambda_n x}}{\Gamma(\lambda_n x+1)} \Omega(t) \tag{8.4}$$

Finalmente desarrollando en torno al máximo del integrando se encuentra la solución de esta ecuación puede aproximarse por $\Omega_\tau(x) \approx \frac{e^{-\lambda}\lambda^x}{\lambda\Gamma(x)}$.

Por tanto, teniendo en cuenta 8.3, la respuesta del fotomultiplicador puede aproximarse por

$$P(x) \approx \frac{e^{-\lambda}\lambda^{\frac{x}{S}}}{S\lambda\Gamma(\frac{x}{S})}$$

cuyo valor medio es aproximadamente $S(1+\lambda)$, y su RMS $S\sqrt{\lambda}$.