

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

# Construcción y pruebas del detector de radiación Čerenkov (RICH) del experimento AMS

Memoria que presenta  
Dña. Ana Sofía Torrentó Coello  
para optar al grado de  
Doctor en Ciencias Físicas.

Tesis dirigida por  
Dr. Francisco Javier Berdugo Pérez  
Dra. Carmen Palomares Espiga

INSTITUTO D ASTROFISICA D CANARIAS  
mayo de 2007



---

## Resumen

Los rayos cósmicos son, además de los meteoritos, la única fuente de materia extraterrestre accesible. Desde su descubrimiento en 1912 por Víctor Hess, la medida del espectro de los rayos cósmicos ha constituido un pilar fundamental de la Física de Partículas, proporcionando resultados tan importantes como la primera evidencia experimental de antimateria (detección del positrón), el descubrimiento de nuevos procesos electromagnéticos (producción de pares, cascada electromagnética) y el descubrimiento del primer leptón pesado (muón), del primer mesón (pión) y de una nueva clase de materia hadrónica (hiperones).

La construcción de los grandes aceleradores de partículas en los años 50 desplazó a los rayos cósmicos como fuente de nuevas partículas subatómicas, ya que la investigación se centró en la obtención de medidas precisas que permitieron desarrollar la teoría de las partículas elementales y sus interacciones hasta obtener el actual Modelo Estándar.

Por otro lado, en la segunda mitad del siglo XX, el desarrollo de la instrumentación en Astrofísica tanto en tierra como en el espacio, permitió ampliar el espectro electromagnético accesible para realizar observaciones, incluyendo las ondas de radio, las regiones del espectro infrarrojo y ultravioleta, y los rayos X y gamma. Se encontró que en muchos casos estas radiaciones se generan en procesos altamente energéticos que también producen partículas rápidas, convirtiendo así a los rayos cósmicos en una importante herramienta para estudios astrofísicos: ¿en qué objetos se originan?, ¿cómo y dónde se aceleran?, ¿qué papel juegan en la dinámica de la Galaxia?, ¿qué información pueden darnos sobre la composición y distribución de la materia fuera de nuestro Sistema Solar?, ¿qué procesos físicos tienen lugar durante su propagación en el medio interestelar?

En las últimas décadas, la mejora de la sensibilidad y precisión de los detectores ha reavivado el papel de los rayos cósmicos en la investigación en Física Fundamental, permitiendo abordar cuestiones como la asimetría entre materia y antimateria en el Universo y la extensión del Modelo Estándar de Física de Partículas para explicar la naturaleza de la materia oscura.

El experimento AMS propone realizar un estudio exhaustivo del espectro de rayos cósmicos con los objetivos científicos siguientes: estudiar el origen, aceleración y propagación de los rayos cósmicos galácticos y realizar una búsqueda de antimateria primaria y de trazas de materia oscura en el espectro medido. Para ello, se ha diseñado un detector de partículas con grandes capacidades de detección que se instalará en la Estación Espacial Internacional durante al menos tres años, con el que se obtendrán medidas que superarán en precisión y estadística a las realizadas hasta la fecha. En la primera fase del experimento se construyó un prototipo del detector (AMS-01) y en 1998 se puso en órbita a bordo del transbordador espacial durante 10 días con objeto de comprobar la viabilidad del proyecto, lo que permitió además obtener los primeros resultados de física para el experimento.

Actualmente, la colaboración AMS se encuentra inmersa en la segunda fase, construyendo el detector AMS-02 que será finalmente instalado en la Estación Espacial. Este detector está formado por un espectrómetro magnético (cuyo imán es superconductor) y

varios subdetectores que miden las propiedades de las partículas (rigidez, carga, signo de la carga, velocidad y energía) de forma que es posible identificarlas. En particular, la identificación de isótopos (una medida de gran relevancia en el estudio de la propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia) será efectuada por AMS-02 hasta energías de  $\sim 10$  GeV/n, lo cual requiere medir el momento y la velocidad de las partículas con gran precisión. Para realizar esta medida de la velocidad, se ha dispuesto que uno de los subdetectores de AMS-02 sea un detector Čerenkov tipo RICH en el que el radiador está formado por aerogel de silicio y la detección de la emisión Čerenkov se realiza mediante una matriz de fotomultiplicadores.

El grupo de Astrofísica de Partículas del CIEMAT se incorporó al experimento AMS durante la primera fase, contribuyendo al análisis de los datos obtenidos con el detector AMS-01. En la segunda fase, el CIEMAT es responsable de la construcción y pruebas del detector Čerenkov y de proporcionar las fuentes de alto voltaje para el imán. Asimismo, el grupo es responsable del desarrollo de los programas de simulación del RICH y de análisis de los datos que éste proporciona. Una vez esté AMS-02 operando en la Estación Espacial, el CIEMAT participará en el análisis de los datos obtenidos.

En esta memoria se presenta el trabajo de tesis realizado con objeto de revisar y validar el diseño del detector Čerenkov de AMS-02.

Los tres primeros capítulos son introductorios. En el primero se exponen las cuestiones científicas y los resultados experimentales que motivan la realización del experimento AMS. A continuación, se describen brevemente cada uno de los subdetectores que forman AMS-02 y se especifican sus capacidades de detección, concluyendo con algunas de las medidas que AMS-02 será capaz de realizar a lo largo de los tres años de misión. Estos dos capítulos se completan con una breve descripción de la misión AMS-01 y de los resultados de física que ha proporcionado, que se encuentra en el apéndice A.

El tercer capítulo está dedicado al subdetector RICH. En él se exponen los motivos de su inclusión en AMS-02, el principio físico en el que se basan los detectores Čerenkov y el diseño básico de este tipo de detectores. Finaliza con una descripción detallada del diseño final del RICH y una estimación de las capacidades de detección que se espera que proporcione.

En los capítulos siguientes se desarrolla el trabajo realizado, que consiste en un estudio exhaustivo de los elementos que componen el detector a través de medidas en el laboratorio.

En el capítulo cuarto se aborda el estudio del radiador del RICH. Éste comprende la caracterización óptica de varias muestras de aerogel de silicio con índice de refracción  $n=1.03$  y  $1.05$  proporcionadas por dos fabricantes distintos; el estudio de su rendimiento como radiadores Čerenkov y las variaciones de su calidad óptica en las condiciones ambientales relevantes en las distintas fases de la misión (almacenamiento, alto vacío, gradientes de temperatura en vacío y alto vacío de larga duración). Las medidas realizadas permiten discriminar las muestras con mejor calidad óptica y comprobar que no van a sufrir daños físicos ni modificaciones en sus características ópticas que comprometan su rendimiento como radiadores Čerenkov para el RICH. En el estudio de envejecimiento en alto vacío se ha

estimado para las mejores muestras una pérdida de rendimiento óptico de aproximadamente un 4% por año, que supone una disminución menor o igual que el 12% durante los tres años de duración de la misión. Sin embargo, según los resultados de un estudio realizado con la simulación del RICH, no se espera que esta pérdida tenga un efecto importante en el análisis de los datos.

Los resultados obtenidos permiten a la colaboración RICH decidir que el aerogel que formará el radiador del detector de vuelo es el que tiene índice de refracción 1.05 y 25 mm de grosor y que es suministrado por el Instituto de Catálisis Boreskov. Este material presenta una calidad óptica buena y no se ha observado degradación de sus propiedades en las pruebas realizadas en distintas condiciones ambientales. Aún en caso de envejecimiento del material, la cantidad de fotones Čerenkov que produce es significativamente mayor que la proporcionada por los aerogeles con índice 1.03, garantizando una eficiencia de detección alta durante la misión, siempre mayor que el 70% para protones. La resolución en la medida de la velocidad que proporciona es del 0.12%, y aunque es peor que la obtenida con radiadores de índice 1.03 (0.1%), satisface los requerimientos de detección del RICH.

Los capítulos siguientes están dedicados al plano de detección, que consiste en una matriz de 680 fotomultiplicadores que se instrumentan con la electrónica de *front-end* y una guía de luz, y se protegen con un apantallamiento magnético que reduce el efecto que tiene en la respuesta de los fotomultiplicadores el campo magnético residual proveniente del imán.

En el capítulo quinto se presenta el trabajo realizado para conseguir un funcionamiento que satisfaga los requisitos de detección y de operación del RICH en el contexto de AMS. Éste ha consistido, por un lado, en la caracterización de la respuesta y la calibración de los fotomultiplicadores que forman el plano y de la electrónica asociada a cada uno de ellos. Las medidas realizadas con campos similares a los que habrá en el plano de detección del RICH una vez esté instalado en AMS-02, indican que el apantallamiento diseñado es suficientemente eficiente como para asegurar que la degradación de la respuesta de los fotomultiplicadores debida al campo se mantiene dentro de un nivel tolerable, menor que el 5% en la ganancia. Además se ha observado que la configuración del campo dentro del apantallamiento es compleja, concluyendo que es necesario calibrar todos los fotomultiplicadores del plano con el campo magnético real creado por el imán superconductor una vez esté ensamblado AMS-02.

Por otro lado, para realizar la instrumentación del plano se han calibrado todas las unidades de detección (formadas por un fotomultiplicador y la electrónica de *front-end*), determinando los voltajes de operación de los fotomultiplicadores que permiten satisfacer los requisitos de detección del RICH. El cableado de las unidades ha requerido considerar las restricciones que el carácter espacial del experimento impone en el consumo de potencia y peso total del detector. Esto resulta en un número limitado de conexiones electrónicas y de alta tensión que es posible realizar y, por tanto, en la necesidad de agrupar las unidades de detección en líneas comunes de comunicación electrónica y de alto voltaje. Asimismo, la distribución de las unidades se ha realizado de forma que se garantiza tanto un muestreo adecuado de la señal proporcionada por los fotomultiplicadores como una respuesta del plano lo más uniforme posible.

Con los resultados de estos estudios se han determinado para los fotomultiplicadores del

RICH unos valores de voltaje de alimentación que van de 720 a 885 V. La distribución de ganancia que se obtiene con estos voltajes presenta un valor mínimo de  $\sim 4.1 \times 10^6$  electrones y un valor promedio de  $\sim 5.5 \times 10^6$  electrones. Estas ganancias son suficientemente altas como para detectar niveles de luz tan bajos como un fotón, pero a la vez permiten detectar sin saturar la electrónica un mínimo de 100 fotones, cumpliendo con los objetivos científicos del RICH (detección de la luz Čerenkov de partículas con carga hasta  $Z \sim 26$ ). Además, la dispersión de los valores de ganancia es del  $\sim 13\%$ , prácticamente igual a la intrínseca de cada fotomultiplicador, por lo que se ha conseguido que la respuesta del plano de detección tenga la máxima uniformidad que es posible alcanzar con estos sensores.

En el capítulo sexto se trata la validación del diseño y la construcción de las guías de luz con que es preciso instrumentar cada uno de los fotomultiplicadores del plano, debido a la pérdida de aceptación geométrica por la presencia del apantallamiento magnético. El diseño de las guías se ha adaptado a las necesidades del detector, de forma que es capaz de transmitir de manera eficiente los fotones Čerenkov preservando la información espacial que estos poseen, proporcionando además una cobertura máxima del plano de detección y del área activa de los fotomultiplicadores.

Una vez definido el diseño, se ha validado realizando una búsqueda de materiales, comprobando su viabilidad mediante la fabricación de un prototipo de guía y finalmente midiendo en el laboratorio la eficiencia de transmisión de la luz de la guía fabricada. Para realizar esta medida se ha diseñado un instrumento que permite iluminar la guía incidiendo en 35 direcciones diferentes. Los resultados obtenidos indican que, cualitativamente, las guías construidas proporcionan una eficiencia alta en la transmisión de la luz para ángulos de incidencia polares  $\leq 20^\circ$ , tal y como se espera. La comprobación cuantitativa de este resultado la proporcionan las medidas realizadas en un haz de iones con el prototipo del RICH, donde se han instalado 96 guías de luz iguales al prototipo de guía fabricado. El acuerdo obtenido entre el número de fotoelectrones detectados real y simulado está dentro del 1% para ángulos de incidencia  $< 35^\circ$ .

Puesto que los resultados obtenidos son satisfactorios, se procede a la construcción de las guías de luz para el RICH de vuelo. Para ello, se introducen mejoras en el proceso de fabricación para obtener piezas de la mayor calidad posible y se someten los materiales utilizados a unas pruebas de vacío y de ciclado térmico mediante las que se comprueba que sus propiedades ópticas no mostrarán variaciones significativas ( $< 3\%$  en la transmisión de la luz) durante la operación del detector en el espacio. Las medidas de la eficiencia de transmisión de la luz realizadas en el laboratorio confirman que estas guías se comportan igual que las del prototipo, y dado que éstas se han probado satisfactoriamente en un haz de iones, se concluye que las guías de luz del RICH de vuelo proporcionarán una eficiencia de transmisión alta para luz que incide con ángulos polares  $\leq 20^\circ$ , que es el rango angular esperado para fotones Čerenkov producidos en aerogel de silicio con índice de refracción 1.05.

La memoria finaliza con el capítulo séptimo, que contiene una breve descripción del ensamblaje del plano de detección, y las conclusiones que se derivan del trabajo realizado (capítulo octavo).

La validación del diseño del RICH de AMS-02 ha dado luz verde a la construcción del

detector de vuelo, que actualmente se lleva a cabo en el CIEMAT. Los estudios específicos realizados en esta tesis garantizan que el funcionamiento del detector en las condiciones extremas en las que va a operar durante la misión, será el que requiere el experimento. Esto es de vital importancia para poder cumplir con los objetivos científicos marcados, ya que el detector estará inaccesible desde el momento del lanzamiento y por tanto no será posible realizar reparaciones o mejoras a posteriori.



# Índice

<b>1</b>	<b>Motivación científica</b>	<b>5</b>
1.1	Rayos cósmicos . . . . .	5
1.1.1	Origen y aceleración de los rayos cósmicos . . . . .	7
1.1.2	Propagación de los rayos cósmicos . . . . .	9
1.1.3	Medidas experimentales . . . . .	10
1.2	Materia oscura . . . . .	11
1.3	Antimateria . . . . .	14
<b>2</b>	<b>El detector AMS-02</b>	<b>17</b>
2.1	Descripción de AMS-02 . . . . .	17
2.1.1	Imán superconductor . . . . .	18
2.1.2	Detector de trazas . . . . .	20
2.1.3	Detector de tiempo de vuelo . . . . .	21
2.1.4	Contador de anticoincidencia . . . . .	22
2.1.5	Detector de radiación de transición . . . . .	24
2.1.6	Detector de radiación Čerenkov . . . . .	24
2.1.7	Calorímetro electromagnético . . . . .	25
2.2	Electrónica . . . . .	27
2.3	Correlación espacial y temporal . . . . .	29
2.4	Requerimientos ambientales y de calificación espacial . . . . .	29
2.5	Expectativas de Física . . . . .	30
<b>3</b>	<b>El RICH de AMS-02</b>	<b>35</b>
3.1	Identificación de partículas en AMS-02 . . . . .	35
3.2	La radiación Čerenkov . . . . .	36
3.3	Detectores Čerenkov . . . . .	40
3.3.1	Tipos de detectores Čerenkov . . . . .	43
3.4	El RICH de AMS-02 . . . . .	44
3.4.1	Descripción . . . . .	46
3.4.2	Estimación del rendimiento . . . . .	52
3.4.3	Validación del diseño . . . . .	54

<b>4 Radiador</b>	<b>57</b>
4.1 Aerogel de silicio . . . . .	57
4.2 Propiedades físicas, químicas y ópticas del aerogel . . . . .	59
4.2.1 Fabricación . . . . .	59
4.2.2 Propiedades químicas . . . . .	59
4.2.3 Propiedades físicas . . . . .	60
4.2.4 Propiedades ópticas . . . . .	60
4.2.5 Transmisión de la luz Čerenkov . . . . .	62
4.3 Caracterización óptica del aerogel . . . . .	64
4.3.1 Índice de refracción . . . . .	65
4.3.2 Transmitancia . . . . .	67
4.3.3 Rendimiento óptico . . . . .	69
4.3.4 Medidas con un prototipo en un haz de iones . . . . .	70
4.4 Estudios de calidad óptica del aerogel en diversas condiciones ambientales . . . . .	72
4.4.1 Condiciones ambientales de almacenamiento . . . . .	72
4.4.2 Condiciones ambientales en el espacio . . . . .	73
4.5 Conclusiones . . . . .	84
<b>5 Plano de detección I: diseño e instrumentación</b>	<b>87</b>
5.1 Fotomultiplicadores . . . . .	88
5.1.1 Descripción general . . . . .	88
5.1.2 Los fotomultiplicadores del RICH de AMS . . . . .	90
5.1.3 Caracterización de la respuesta . . . . .	91
5.2 Electrónica de <i>front-end</i> . . . . .	94
5.2.1 Descripción . . . . .	94
5.2.2 Calibración . . . . .	97
5.3 Apantallamiento magnético . . . . .	99
5.3.1 Descripción . . . . .	99
5.3.2 Validación del diseño . . . . .	101
5.4 Instrumentación del plano de detección . . . . .	104
5.4.1 Cableado del plano de detección . . . . .	105
5.4.2 Calibración de la unidad de detección . . . . .	105
5.4.3 Distribución de la unidad de detección en el plano . . . . .	108
5.5 Conclusiones . . . . .	112
<b>6 Plano de detección II: Guías de luz</b>	<b>115</b>
6.1 Diseño . . . . .	115
6.1.1 Guía hueca . . . . .	116
6.1.2 Guía sólida . . . . .	116
6.1.3 Elección del diseño . . . . .	117
6.2 Validación del diseño . . . . .	119
6.2.1 Material . . . . .	119
6.2.2 Fabricación . . . . .	120
6.2.3 Guía de luz del Prototipo del RICH . . . . .	121
6.2.4 Medida de la eficiencia . . . . .	123

---

6.3	Guía de luz del RICH de AMS-02 . . . . .	128
6.3.1	Materiales . . . . .	129
6.3.2	Fabricación . . . . .	131
6.3.3	Medida de la eficiencia . . . . .	134
<b>7</b>	<b>Plano de detección III: Ensamblaje</b>	<b>137</b>
7.1	Celda unidad . . . . .	137
7.2	Ensamblaje del plano de detección . . . . .	139
<b>8</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>143</b>
<b>A</b>	<b>La misión AMS-01</b>	<b>147</b>
A.1	Descripción del detector . . . . .	147
A.2	La misión . . . . .	149
A.3	Resultados . . . . .	150
<b>B</b>	<b>Características de funcionamiento de los fotomultiplicadores R7600-00-M16</b>	<b>155</b>
<b>C</b>	<b>Análisis de la señal de los fotomultiplicadores</b>	<b>163</b>
C.1	Método estadístico de determinación de la ganancia . . . . .	163
C.2	Modelo paramétrico de la respuesta a un fotón . . . . .	164
C.2.1	Caracterización de la señal del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16 . . . . .	166
<b>D</b>	<b>Prueba de supervivencia térmica de las unidades de detección</b>	<b>171</b>
<b>E</b>	<b>Medida de la eficiencia de las guías de luz en el laboratorio</b>	<b>175</b>
E.1	Reducción de las imágenes . . . . .	175
E.1.1	Bias . . . . .	175
E.1.2	Variación de la sensibilidad del sensor . . . . .	175
E.2	Análisis de las imágenes . . . . .	177
E.2.1	Intensidad de luz detectada . . . . .	178
E.2.2	Eficiencia . . . . .	178
E.3	Estabilidad del sistema . . . . .	180
	<b>Bibliografía</b>	<b>183</b>



## Introducción

Los rayos cósmicos son, además de los meteoritos, la única fuente de materia extraterrestre accesible. Desde su descubrimiento en 1912 por Víctor Hess, la medida del espectro de los rayos cósmicos ha constituido un pilar fundamental de la Física de Partículas, proporcionando resultados tan importantes como la primera evidencia experimental de antimateria (detección del positrón), el descubrimiento de nuevos procesos electromagnéticos (producción de pares, cascada electromagnética) y el descubrimiento del primer leptón pesado (muón), del primer mesón (pión) y de una nueva clase de materia hadrónica (hiperones).

La construcción de los grandes aceleradores de partículas en los años 50 desplazó a los rayos cósmicos como fuente de nuevas partículas subatómicas, ya que la investigación se centró en la obtención de medidas precisas que permitieron desarrollar la teoría de las partículas elementales y sus interacciones hasta obtener el actual Modelo Estándar.

Por otro lado, en la segunda mitad del siglo XX, el desarrollo de la instrumentación en Astrofísica tanto en tierra como en el espacio, permitió ampliar el espectro electromagnético accesible para realizar observaciones, incluyendo las ondas de radio, las regiones del espectro infrarrojo y ultravioleta, y los rayos X y gamma. Se encontró que en muchos casos estas radiaciones se generan en procesos altamente energéticos que también producen partículas rápidas, convirtiendo así a los rayos cósmicos en una importante herramienta para estudios astrofísicos: ¿en qué objetos se originan?, ¿cómo y dónde se aceleran?, ¿qué papel juegan en la dinámica de la Galaxia?, ¿qué información pueden darnos sobre la composición y distribución de la materia fuera de nuestro Sistema Solar?, ¿qué procesos físicos tienen lugar durante su propagación en el medio interestelar?

En las últimas décadas, la mejora de la sensibilidad y precisión de los detectores ha reavivado el papel de los rayos cósmicos en la investigación en Física Fundamental, permitiendo abordar cuestiones como la asimetría entre materia y antimateria en el Universo y la extensión del Modelo Estándar de Física de Partículas para explicar la naturaleza de la materia oscura.

El experimento AMS propone realizar un estudio exhaustivo del espectro de rayos cósmicos con los objetivos científicos siguientes: estudiar el origen, aceleración y propagación de los rayos cósmicos galácticos y realizar una búsqueda de antimateria primaria y de trazas de materia oscura en el espectro medido. Para ello, se ha diseñado un detector de partículas con grandes capacidades de detección que se instalará en la Estación Espacial Internacional durante al menos tres años, con el que se obtendrán medidas que superarán en precisión y estadística a las realizadas hasta la fecha. En la primera fase del experimento se construyó un prototipo del detector (AMS-01) y en 1998 se puso en órbita a bordo del transbordador espacial durante 10 días con objeto de comprobar la viabilidad del proyecto, lo que permitió además obtener los primeros resultados de física para el experimento.

Actualmente, la colaboración AMS se encuentra inmersa en la segunda fase, construyendo el detector AMS-02 que será finalmente instalado en la Estación Espacial. Este detector está formado por un espectrómetro magnético cuyo imán es superconductor y varios

subdetectores que miden las propiedades de las partículas (rigidez, carga, signo de la carga, velocidad y energía) de forma que es posible identificarlas. En particular, la identificación de isótopos (una medida de gran relevancia en el estudio de la propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia) será efectuada por AMS-02 hasta energías de  $\sim 10$  GeV/n, lo cual requiere medir el momento y la velocidad de las partículas con gran precisión. Para realizar esta medida de la velocidad, se ha dispuesto que uno de los subdetectores de AMS-02 sea un detector Čerenkov tipo RICH en el que el radiador está formado por aerogel de silicio y la detección de la emisión Čerenkov se realiza mediante una matriz de fotomultiplicadores.

El grupo de Astrofísica de Partículas del CIEMAT se incorporó al experimento AMS durante la primera fase, contribuyendo al análisis de los datos obtenidos con el detector AMS-01. En la segunda fase, el CIEMAT es responsable de la construcción y pruebas del detector Čerenkov y de proporcionar las fuentes de alto voltaje para el imán. Asimismo, el grupo es responsable del desarrollo de los programas simulación del RICH y del análisis de los datos que éste proporciona. Una vez esté AMS-02 operando en el Estación Espacial, el CIEMAT participará en el análisis de los datos obtenidos.

En esta memoria se presenta el trabajo de tesis realizado con objeto de revisar y validar el diseño del detector Čerenkov de AMS-02.

Los tres primeros capítulos son introductorios. En el primero se exponen las cuestiones científicas y los resultados experimentales que motivan la realización del experimento AMS. A continuación, se describen brevemente cada uno de los subdetectores que forman AMS-02 y se especifican sus capacidades de detección, concluyendo con algunas de las medidas que AMS-02 será capaz de realizar a lo largo de los tres años de misión. Estos dos capítulos se completan con una breve descripción de la misión AMS-01 y de los resultados de física que ha proporcionado, que se encuentra en el apéndice A.

El tercer capítulo está dedicado al subdetector RICH. En él se exponen los motivos de su inclusión en AMS-02, el principio físico en el que se basan los detectores Čerenkov y el diseño básico de este tipo de detectores, para finalizar con una descripción detallada del diseño final del RICH y una estimación de las capacidades de detección que se esperan obtener con él.

En los capítulos siguientes se desarrolla el trabajo realizado, que consiste en un estudio exhaustivo de los elementos que componen el detector a través de medidas en el laboratorio.

En el capítulo cuarto se aborda el estudio del radiador del RICH. Éste comprende la caracterización óptica de varias muestras de aerogel de silicio y el estudio de su rendimiento como radiadores Čerenkov, para finalmente escoger aquel material cuyas características permiten obtener las prestaciones requeridas para el RICH. Este estudio también considera las variaciones de la calidad óptica de las muestras en las condiciones ambientales relevantes en las distintas fases de la misión y una prueba de envejecimiento en alto vacío que permite estimar la disminución del rendimiento óptico durante los tres años de operación del detector en el espacio.

Los capítulos siguientes están dedicados al plano de detección. En el capítulo quinto se presenta el trabajo realizado para conseguir un rendimiento que satisfaga los requisitos de detección y de operación del RICH en el contexto de AMS. Éste ha consistido en la caracterización de la respuesta y la calibración de los fotomultiplicadores que forman el plano y de la electrónica asociada a cada uno de ellos, así como en el estudio de la eficacia del apantallamiento magnético. Con los resultados obtenidos se han determinado los parámetros de operación de estos elementos y su distribución óptima en la matriz del plano de detección, considerando tanto los requisitos de detección como las limitaciones inherentes al montaje y conexión electrónica del plano. En los apéndices B, C y D se incluye información adicional relacionada con este capítulo: las características de los fotomultiplicadores proporcionadas por el fabricante, una descripción de los métodos utilizados para analizar la señal de los fotomultiplicadores y los resultados obtenidos en la prueba de supervivencia térmica realizada a los fotomultiplicadores del plano y a la electrónica asociada.

En el capítulo sexto se trata la validación del diseño y la construcción de las guías de luz con que se ha instrumentado cada uno de los fotomultiplicadores del plano. El diseño de las guías debe adaptarse a las necesidades del detector, tanto en geometría como en capacidad de transmisión de la luz Čerenkov. El trabajo realizado en este caso comprende un estudio de materiales para escoger aquél que proporcione el mayor rendimiento óptico posible y una comprobación de la viabilidad del diseño mediante la fabricación de un prototipo de guía de luz y la medida de su eficiencia en la transmisión de la luz. Finalmente, se presenta la fabricación de las guías de luz para el RICH de vuelo y la medida de su eficiencia. Los detalles del análisis de estas medidas se encuentran en el apéndice E.

La memoria finaliza con el capítulo séptimo, que contiene una breve descripción del ensamblaje del plano de detección, y las conclusiones que se derivan del trabajo realizado (capítulo octavo).



# 1

---

## Motivación científica

La Astrofísica de Partículas es un campo de investigación relativamente nuevo donde confluyen la Física de Partículas, la Física Nuclear, la Astrofísica, la Cosmología y la Gravitación. Uno de sus pilares es la Física de los Rayos Cósmicos, cuyo objeto de estudio es el flujo de partículas cargadas que llega a la Tierra proveniente del Sol, la Galaxia u otras galaxias. Otras medidas de interés son, por ejemplo, la radiación gamma, el flujo de neutrinos y la radiación del fondo cósmico de microondas.

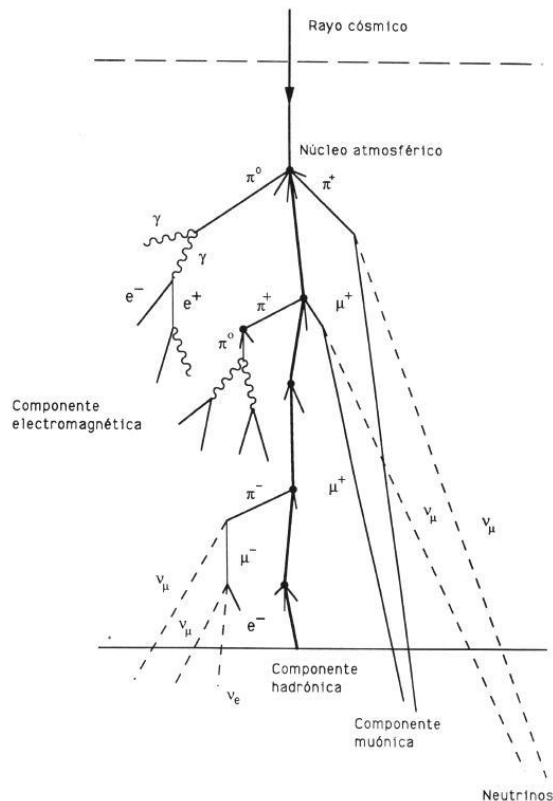
Los temas que pueden abordarse en Astrofísica de Partículas son numerosos y extremadamente interesantes. Algunos de ellos son, por ejemplo, el origen y aceleración de los rayos cósmicos, la asimetría entre materia y antimateria en el Universo, la naturaleza de la materia oscura y las oscilaciones de los neutrinos. A continuación se comentará con cierto detalle algunas de estas cuestiones.

### 1.1 Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son esencialmente núcleos de átomos ionizados ( $\sim 90\%$  protones,  $\sim 9\%$  partículas alfa,  $\sim 1\%$  núcleos pesados) que penetran en la atmósfera terrestre con una frecuencia de  $10^3 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , generando una cascada de partículas secundarias compuesta principalmente por piones, muones, electrones, positrones, neutrinos y rayos gamma (ver figura 1.1).

El rango de energía de los rayos cósmicos se extiende muchos órdenes de magnitud, desde los keV hasta  $\sim 10^{20}$  eV. Se ha comprobado que los rayos cósmicos menos energéticos provienen del Sol, puesto que se han encontrado correlaciones temporales entre el incremento de su flujo y las fulguraciones solares. Los rayos cósmicos con energías superiores a  $10^9$  eV no muestran correlación con fenómenos solares (no hay diferencias entre los flujos diurno y nocturno), por lo que su origen se asocia a regiones de la Galaxia situadas más allá del Sistema Solar.

La composición química de los rayos cósmicos proporciona información sobre la abundancia de los elementos en la fuente y la propagación en el medio interestelar. Las abun-



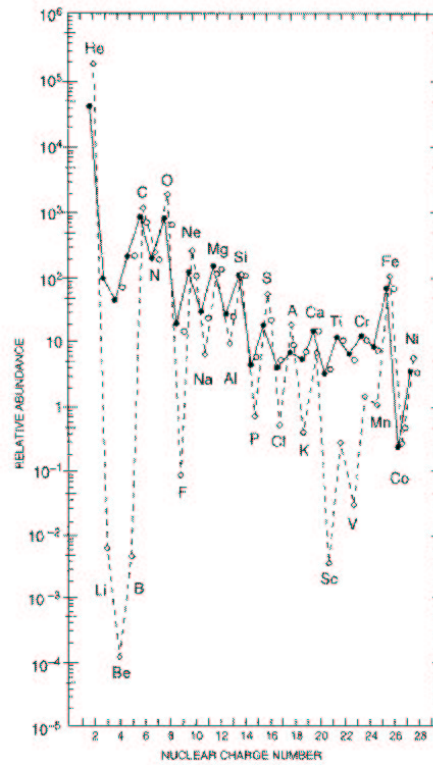
**Figura 1.1:** Cascadas electromagnética y hadrónica generadas por un rayo cósmico al interactuar con un núcleo atmosférico.

dancias de elementos en los rayos cósmicos medidos en la Tierra y las abundancias en el Sistema Solar se comparan en la figura 1.2 [1]. En ambos casos el efecto par-impar está presente, es decir, los elementos con un número par de protones y de neutrones son más abundantes al ser más estables. Sin embargo, existen diferencias importantes:

1. El hidrógeno y el helio son los elementos más abundantes en ambos casos, pero su abundancia es sistemáticamente menor en los rayos cósmicos.
2. Los elementos ligeros Li, Be y B, y los elementos Sc, Ti, V, Cr y Mn son varios órdenes de magnitud más abundantes en los rayos cósmicos que en el Sistema Solar.
3. En los rayos cósmicos hay un exceso de elementos con un potencial de ionización bajo.

Por otra parte, a partir del estudio del espectro de energía se pueden inferir los mecanismos que aceleran los rayos cósmicos. El espectro observado [2] se extiende aproximadamente en el rango  $10^9$  eV –  $10^{20}$  eV, como se ilustra en la figura 1.3 (izquierda), donde se representa el flujo total de rayos cósmicos en función de su energía. La curva sigue una ley de potencias de la forma

$$\frac{d\Phi}{dE} \sim E^{-\gamma}$$



**Figura 1.2:** Abundancias de los rayos cósmicos medidos en la Tierra (línea continua) comparadas con las abundancias del Sistema Solar (línea discontinua), relativas a  $[\text{Si}]=100$  [1]. Para los rayos cósmicos, los símbolos diferencian dos rangos de energías: círculos negros, 70–280 MeV/A y círculos blancos, 1000–2000 MeV/A.

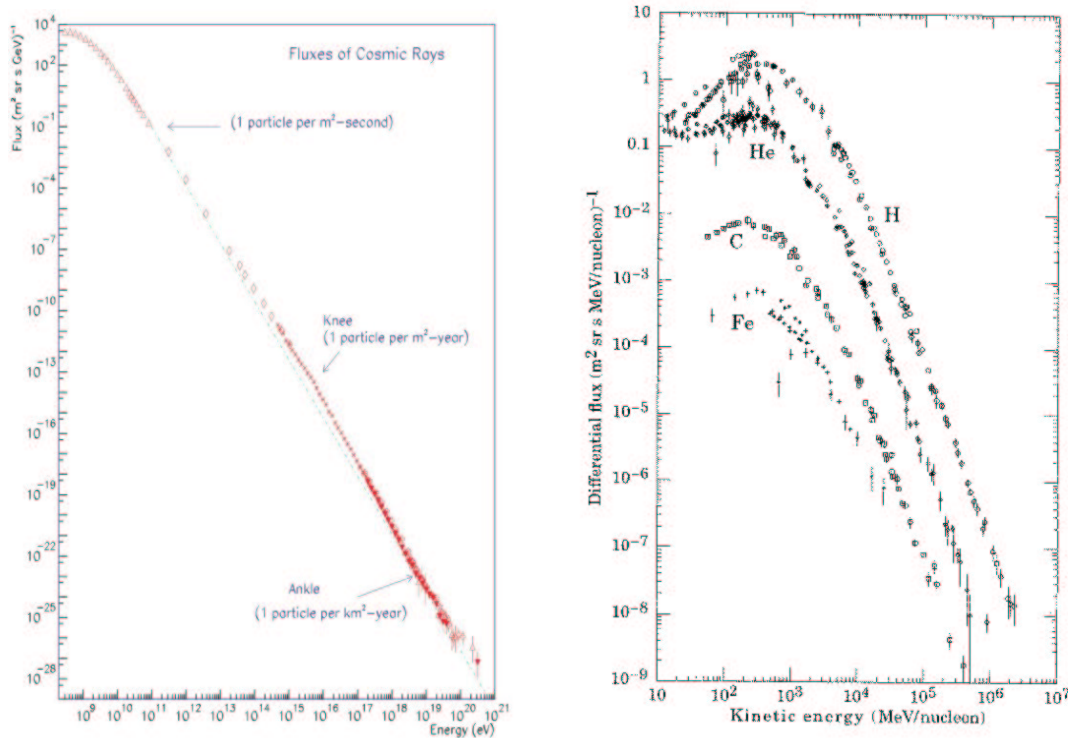
donde  $\Phi$  es el flujo de partículas,  $E$  es la energía por nucleón y  $\gamma$  es una constante llamada índice espectral.

En el espectro se distinguen tres zonas donde el índice  $\gamma$  toma valores distintos. En la zona hasta  $\sim 5 \times 10^{15}$  eV (punto denominado “rodilla”) se tiene que  $\gamma = 2.7$ . A partir de la rodilla hasta  $\sim 3 \times 10^{18}$  eV (punto llamado “tobillo”) la pendiente es mayor,  $\gamma = 3.1$ , y vuelve a valer aproximadamente 2.7 del tobillo en adelante.

### 1.1.1 Origen y aceleración de los rayos cósmicos

Actualmente las supernovas son los candidatos más firmes a ser fuentes de rayos cósmicos galácticos (con energías hasta  $\sim 10^{14}$  eV) y, además, los frentes de onda de choque de los remanentes proporcionan el mecanismo de aceleración más probable.

Esta asunción se basa por un lado, en que el flujo de energía liberado en la explosión (típicamente unos  $\sim 10^{50}$  erg en partículas rápidas) junto con la frecuencia de supernovas, suministran la energía necesaria para la aceleración a un ritmo tal que puede explicar el flujo de rayos cósmicos en el rango de energías observado. Por otro lado, aunque no hay evidencia directa de aceleración de hadrones, sí se ha detectado en estas regiones radiación



**Figura 1.3:** Espectro de energía de los rayos cósmicos medidos en la Tierra para todas las partículas [2] (izquierda) y para los componentes principales de los rayos cósmicos (derecha) [1].

sincrotrón producida por electrones acelerados a grandes velocidades [3]. Además, el espectro de energía de los rayos cósmicos que se observa sugiere un mecanismo de aceleración electromagnético, como el propuesto por Fermi, que podría tener lugar en los frentes de onda de choque.

Se tiene que el mecanismo de aceleración es el mismo para todas las especies que componen los rayos cósmicos galácticos ya que el valor del índice espectral no depende de la carga o del número atómico de las especies, como se ilustra en la figura 1.3 (dcha), donde se representa el espectro de energía diferencial para los principales componentes de los rayos cósmicos.

El origen de los rayos cósmicos con energías  $> 10^{15}$  eV aún no ha sido esclarecido, aunque es posible que provengan en su mayoría de la Galaxia<sup>1</sup>. El mecanismo de Fermi no es suficiente para explicar el espectro observado a estas energías, siendo el mecanismo de aceleración más aceptado el que tiene lugar en campos magnéticos móviles y plasmas magnetizados, donde el movimiento aleatorio de los rayos cósmicos relativo al del campo magnético produce una disminución o un aumento de la energía de la partícula, siendo el resultado neto una ganancia de energía. El aumento de la pendiente del espectro de energía a partir de la “rodilla” (figura 1.3 izqda), o equivalentemente, la disminución del flujo de partículas, puede deberse al escape de rayos cósmicos de la Galaxia o a variaciones

<sup>1</sup>No se descarta la contribución al flujo de una componente de origen extragaláctico.

del mecanismo de aceleración, que podría resultar más eficiente para rayos cósmicos con energías menores.

Los rayos cósmicos más energéticos ( $E > 10^{19}$  eV) posiblemente tienen un origen extragaláctico, pues la curvatura de sus trayectorias inducida por los campos magnéticos de la Galaxia es comparable o supera las dimensiones de la misma, aumentando la probabilidad de escape. Las fuentes de estas partículas serían objetos astrofísicos que generan procesos altamente energéticos, como los núcleos de galaxias activas (AGN – *Active Galactic Nuclei*), las explosiones de rayos gamma (GRB – *Gamma Ray Burst*) o las estrellas tipo Wolf–Rayet<sup>2</sup>. Sin embargo, aún no se ha establecido ninguna conexión concluyente entre ellos y la producción o aceleración de rayos cósmicos.

Por último, los rayos cósmicos con energías  $> 10^{20}$  eV son aún fuente de gran controversia. La interacción de los rayos cósmicos (fundamentalmente protones) con los fotones del fondo cósmico de microondas provoca pérdidas de energía, principalmente debido a la fotoproducción de piones<sup>3</sup> [4], de modo que los rayos cósmicos que se detectan en la Tierra no pueden tener una energía mayor que cierto valor, llamado límite GZK<sup>4</sup>, que es  $E_{GZK} = 5 \times 10^{19}$  eV para protones. Sin embargo, algunos experimentos afirman haber detectado rayos cósmicos con energías superiores al límite GZK, aunque actualmente se desconoce su origen y los resultados experimentales son controvertidos [5, 6, 7] [8, 9, 10].

### 1.1.2 Propagación de los rayos cósmicos

Las partículas aceleradas se propagan a través del medio interestelar de la Galaxia, manteniéndose confinadas en una región magnetizada un tiempo del orden de  $10^7$  años. Durante este tiempo, los rayos cósmicos pueden sufrir uno o varios de los siguientes procesos:

- Pérdida de energía por ionización.
- Fragmentación por reacciones nucleares a alta energía con los átomos del medio interestelar, que resulta en la producción de elementos secundarios.
- Desintegración radioactiva.
- Destrucción.
- Difusión debido a irregularidades del campo magnético.
- Reaceleración debido a interacción con nubes que poseen un campo magnético propio.
- Escape al llegar al final de la región de confinamiento.

---

<sup>2</sup>Las estrellas del tipo Wolf–Rayet son objetos muy masivos ( $M > 25 - 30 M_{\odot}$ ) y luminosos de Población I. Tienen vientos estelares muy intensos, densos y calientes, y tasas de pérdida de masa extremadamente elevadas, las más altas entre todas las clases estelares conocidas, que les hace perder toda su envoltura de H y He, y parte de C. Durante toda su vida ( $\approx 5 \times 10^5$  años) una WR emite una cantidad de materia y energía cinética comparable a la de un evento de tipo supernova.

<sup>3</sup>Cuando una partícula que tiene una energía superior a cierto umbral colisiona con un fotón pierde parte de su energía, que se transforma en piones. El número de piones creado y la cantidad de energía que absorben se incrementa rápidamente conforme aumenta la energía de la partícula incidente.

<sup>4</sup>Greisen, Zatsepin y Kuz'min.

Una fracción de los rayos cósmicos presentes en la Galaxia alcanzan la vecindad solar, interaccionando con la heliosfera (proceso que se denomina *modulación solar*). De estos, una parte penetra finalmente en la atmósfera terrestre.

La sobreabundancia de algunos elementos observada en los rayos cósmicos respecto a las abundancias del Sistema Solar (figura 1.2), especialmente los núcleos ligeros (que en su mayoría no son productos finales de las reacciones de nucleosíntesis estelares), se explica en la mayoría de los modelos mediante reacciones de fragmentación de núcleos muy abundantes. El C y O producen los elementos ligeros (Li, Be y B), mientras que el Fe produce Sc, Ti, V, Cr y Mn. También en estas reacciones se producen isótopos radioactivos, cuya abundancia frente a isótopos estables es útil para determinar el tamaño de la región de confinamiento y el tiempo que permanecen en ella.

### 1.1.3 Medidas experimentales

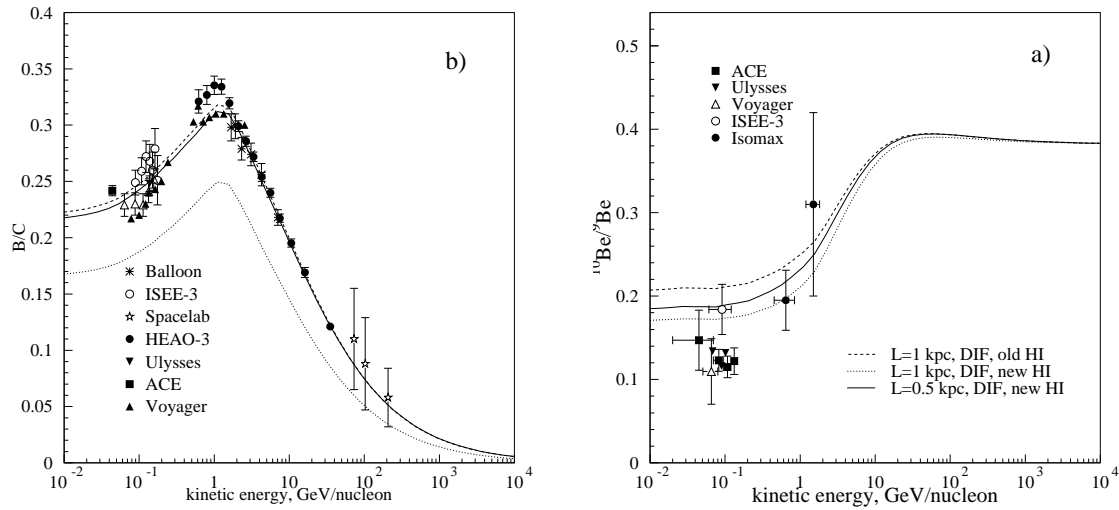
Las abundancias de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra y su espectro de energía son consecuencia de la combinación de la composición de las fuentes, la aceleración y la propagación de los rayos cósmicos desde su región de origen a través del medio interestelar hasta los detectores.

Los modelos de propagación tratan de reproducir el espectro observado mediante la parametrización de todos estos factores. El ajuste del espectro de rayos cósmicos predicho por los modelos a los datos experimentales permiten comprobar la validez de las hipótesis en que se basan y determinar los valores de los parámetros definidos.

La búsqueda e identificación de fuentes se realiza comparando las abundancias de rayos cósmicos primarios medidas en la Tierra con las abundancias de los elementos en los candidatos a fuentes. Por otro lado, la medida precisa de los cocientes de abundancias de rayos cósmicos secundarios y primarios (por ejemplo, D/p,  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , B/C y (Sc, Ti, V)/Fe), y de isótopos radioactivos frente a isótopos estables (como  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ ,  $^{27}\text{Al}/^{26}\text{Al}$ , etc.), puede limitar parámetros de los modelos de propagación como la densidad y abundancias del medio interestelar, el número de supernovas, el tamaño de la región de confinamiento, el tiempo de confinamiento, el coeficiente de difusión, el parámetro de reaceleración, etc.

Estos estudios requieren una medida exhaustiva de la composición de los rayos cósmicos, determinando su masa con gran precisión en un rango de energía tan amplio como sea posible. Los experimentos realizados hasta la fecha han permitido detectar en los rayos cósmicos todos los elementos estables de la tabla periódica. Las abundancias se han medido para  $Z \lesssim 30$  de manera precisa [11, 12, 13]. Para valores de carga mayores la composición del espectro obtenida está dominada por incertidumbres estadísticas, ya que estas especies son poco abundantes [14, 15].

El espectro de energía de hidrógeno y helio se ha medido con buena precisión hasta  $E \lesssim 200$  GeV/n por experimentos en globos aerostáticos [16, 17, 18] y en el espacio [97, 98]. A energías mayores, hasta  $\sim 10^6$  GeV/n, las medidas obtenidas son poco precisas y además la estadística acumulada es pobre, por lo que presentan incertidumbres que llegan a alcanzar el  $\sim 50\%$  [19, 20, 21, 22]. Para núcleos pesados ( $Z > 2$ ) las mejores medidas del espectro



**Figura 1.4:** Medidas de la fracción de abundancias de boro sobre carbono [11, 24, 25, 26, 27, 28, 29] (izqda) y de  $^{10}\text{Be}$  sobre  $^9\text{Be}$  [29, 30, 31, 32, 33] (dcha) obtenidas con varios experimentos recientes y predicción obtenida a partir de distintos modelos de propagación [34].

de energía se han obtenido con experimentos en el espacio en el rango 0.6–35 GeV/n hasta  $Z=28$ , alcanzando energías del orden del TeV/n para los elementos más abundantes [11, 23]. También se ha medido el espectro de isótopos ligeros con  $E < 1$  GeV/n, aunque con gran incertidumbre tanto estadística como instrumental. Como ejemplo, se muestran en la figura 1.4 las medidas de los cocientes B/C y  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  obtenidas en varios experimentos recientes. Las curvas que se superponen corresponden al valor del cociente predicho por modelos de propagación de rayos cósmicos en la Galaxia donde se consideran distintos valores del tamaño de la región de confinamiento y de la distribución de HI en el medio interestelar [34]. Se observa que para poder admitir o descartar los modelos, los datos experimentales existentes deben mejorar en estadística y precisión, así como en rango energético abarcado, especialmente en el caso del berilio. Para ello es necesario disponer de un detector capaz de realizar medidas precisas de las propiedades de las partículas (masa, carga, energía) en un amplio rango de energía y para valores de masa lo más elevados posible, además de poder acumular una gran estadística.

## 1.2 Materia oscura

Existen claras evidencias de que la mayor parte del contenido material del Universo es no luminoso (oscuro). Las pruebas más directas de la existencia de materia oscura las proporcionan la dispersión de velocidades de galaxias en cúmulos y las curvas de velocidad de rotación de galaxias espirales. Para explicar la dinámica de estos sistemas, es necesario considerar que son mucho más masivos de lo que la materia luminosa observada indica.

La abundancia de bariones obtenida a partir de la nucleosíntesis, la no detección de candidatos bariónicos plausibles y, sobre todo, las medidas de las anisotropías del fondo cósmico

de microondas proporcionadas por el experimento WMAP [35] indican que la materia oscura debe ser en su inmensa mayoría no bariónica, es decir, no compuesta por protones y neutrones. La primera partícula propuesta como candidata a formar la materia oscura fue el neutrino, pues es muy abundante y de detección difícil debido a su baja sección eficaz de interacción. Sin embargo, el valor de su masa no es suficientemente grande como para dar cuenta del defecto de materia observado. Además, se sabe (por las medidas del fondo cósmico de microondas y la formación de estructuras) que la materia oscura debe ser no relativista.

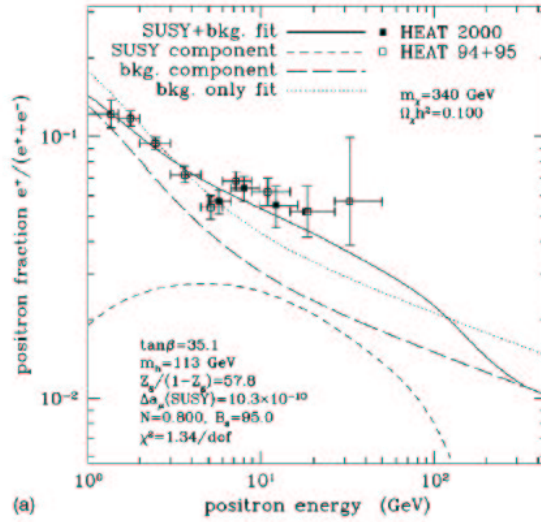
Las teorías de Física de Partículas más allá del Modelo Estándar contienen candidatos no bariónicos a materia oscura. El neutralino, la partícula estable más ligera de ciertas extensiones supersimétricas del Modelo Estándar, es un candidato muy plausible para resolver el problema de la materia oscura. Suponiendo que las galaxias están inmersas en un halo formado por neutralinos ( $\chi$ ) podrían detectarse los productos de su aniquilación, como por ejemplo  $b\bar{b}$ ,  $WW$ ,  $WZ$  con estados finales que contienen  $e^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $D$ ,  $\bar{D}$ , rayos gamma o neutrinos.

Debido a la gran cantidad de electrones, protones y núcleos presentes tanto en los rayos cósmicos (primarios o secundarios) como en el entorno de la Tierra, resulta más adecuada la detección de las señales de aniquilación a través de las antipartículas. Para ello es necesario disponer de un detector capaz de medir el signo de la carga eléctrica de las partículas (espectrómetro magnético).

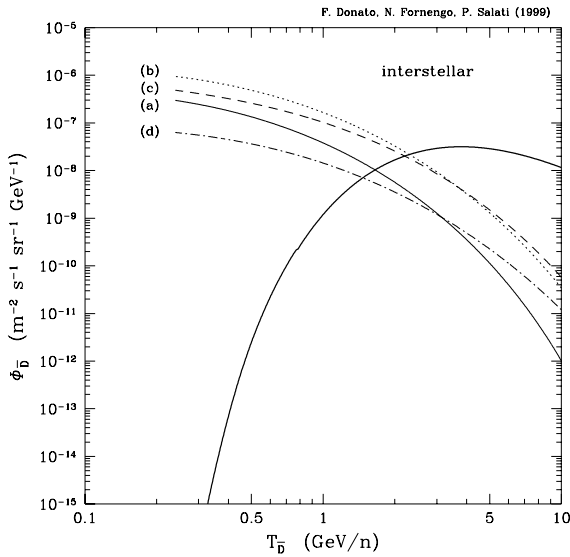
Los positrones, antiprotones y antideuterones pueden generarse por fragmentación de los rayos cósmicos durante su propagación por el medio interestelar. La contribución supersimétrica a los flujos de estas partículas medidos en los rayos cósmicos se puede detectar como un exceso en el flujo esperado según los modelos de propagación.

Se muestra en la figura 1.5 la fracción de positrones  $e^+/(e^++e^-)$  medida por el experimento HEAT y las contribuciones que se esperan debido a la fragmentación de rayos cósmicos y a la aniquilación de neutralinos [36]. Los datos indican que a partir de 7 GeV el valor del cociente es mayor que el esperado considerando únicamente el flujo de positrones secundarios (lo cual ha sido confirmado por AMS-01 [37]), aunque la incertidumbre que tienen aún es demasiado grande como para poder aceptar o excluir los modelos de materia oscura que tratan de reproducir las observaciones. En el flujo de antiprotones se considera la posibilidad de una componente supersimétrica que a partir de 2–3 GeV sería superior al fondo de producción secundaria y, por tanto, podría detectarse [38]. En el caso del antideuterón, se espera que la contribución supersimétrica sea detectable a energías menores que  $\sim 3$  GeV/A [39], ya que en ese rango el número de  $\bar{D}$  secundarios es despreciable (ver figura 1.5).

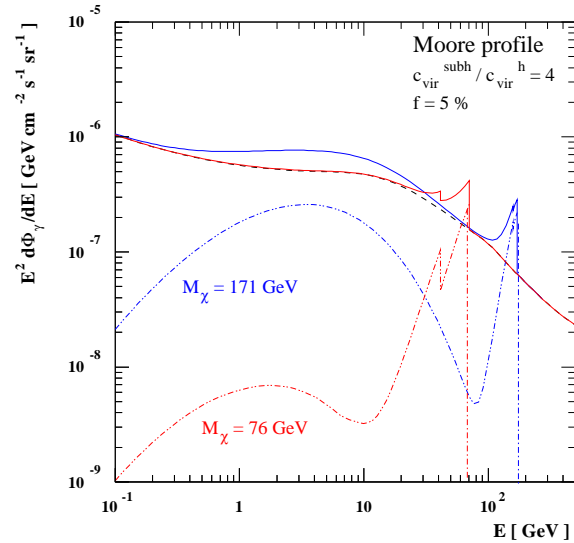
Por otro lado, los rayos gamma resultantes de la aniquilación de neutralinos pueden detectarse en el fondo difuso de rayos gamma como un exceso de flujo en el espectro o como líneas de emisión en torno a la masa del neutralino (figura 1.7). El modelo de halo galáctico formado por materia oscura fría de Navarro, Frenk y White, predice un aumento significativo de la distribución de masa cerca del centro del halo [40]. Si esto fuera aplicable a la Galaxia, se produciría un incremento de la emisión de rayos gamma proveniente del centro galáctico. Además, la aniquilación de neutralinos cosmológicos produciría una



**Figura 1.5:** Exceso en el cociente  $e^+/(e^++e^-)$  debido al aumento de positrones por aniquilación de neutralinos. En rojo se representa la componente supersimétrica, en azul la contribución proveniente de rayos cósmicos secundarios y en negro la suma de ambas. Los puntos corresponden a los datos medidos por el experimento HEAT.



**Figura 1.6:** El flujo de antideuterios secundarios desciende conforme la energía disminuye (línea continua), mientras que el espectro de energía de los antideuterones supersimétricos tiende a aplanarse (casos a, b, c y d discutidos en [39]).



**Figura 1.7:** Exceso de flujo en el fondo difuso de rayos gamma y líneas producto de la aniquilación de neutralinos. Las señales supersimétricas están etiquetadas con los valores de las masas de los neutralinos considerados. El perfil de halo galáctico es el de Moore [41].

emisión gamma en el fondo difuso extragaláctico.

La discriminación de la señal del ruido de fondo en estas medidas es muy importante, debido a la pequeña magnitud de los efectos que se pretenden medir. Además, la estimación del flujo total esperado requiere un conocimiento preciso de los flujos de origen secundario, que se determinan mediante los modelos de propagación y que, como se ha comentado en la sección anterior, requieren a su vez medidas precisas del flujo de rayos cósmicos para mejorar las estimaciones que proporcionan.

Por tanto, para realizar estas medidas es necesario disponer de detectores con excelentes capacidades en la identificación de partículas y antipartículas, además de tener gran sensibilidad, buena resolución en la energía y un tiempo de exposición suficientemente grande como para acumular una gran estadística.

### 1.3 Antimateria

El *Big Bang* es el modelo de origen y evolución del Universo más robusto y aceptado, que cuenta con importantes confirmaciones observacionales (la expansión del Universo, las abundancias relativas de los elementos ligeros y la existencia del fondo cósmico de microondas). Sin embargo, aún no se conoce el mecanismo que lleva al dominio de la materia sobre la antimateria (bariogénesis).

Las condiciones para que se produzca la bariogénesis las formuló Sakharov en 1967 [42]: violación de la conservación del número bariónico y violación de las simetrías C y CP<sup>5</sup> en un estado de no equilibrio. Estas condiciones se podrían haber dado de manera natural en los primeros instantes del Universo, pero se desconoce cuál es el mecanismo concreto que produjo la asimetría. La aparente ausencia de antinúcleos en los rayos cósmicos y de trazas de aniquilaciones en el fondo difuso de rayos gamma favorecen la hipótesis de la bariogénesis. Sin embargo, hasta la fecha no se ha obtenido evidencia experimental de la no conservación del número bariónico y de los altos niveles de violación de la simetría CP que requieren los modelos de bariogénesis.

Una alternativa a esta hipótesis sería considerar la existencia de dominios de antimateria primordial [43], cuyo tamaño máximo puede limitarse a través del análisis de los datos del fondo difuso de rayos gamma. Suponiendo que la materia y la antimateria se distribuyen en regiones separadas, este análisis indica que la parte del Universo dominada por antimateria más cercana debe estar al menos a 1 Gpc [44]. Pero este resultado se aplica a universos con la misma cantidad de materia que de antimateria. Este límite es menos restrictivo si se relaja esa condición, de forma que la existencia de dominios astronómicos de antimateria relativamente cercanos no está completamente excluida [45].

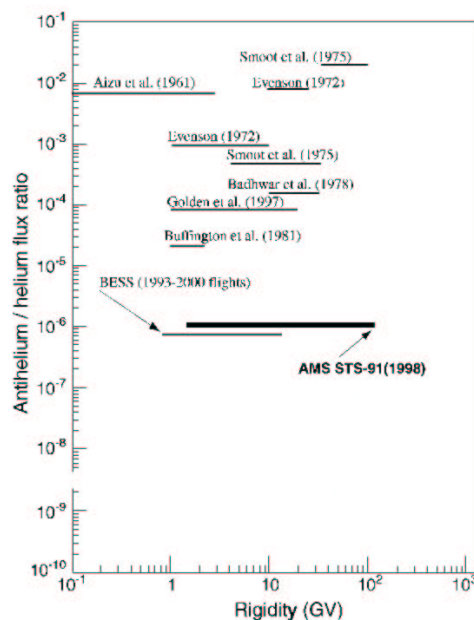
La búsqueda directa de antimateria se realiza a través de la detección de antipartículas primarias en los rayos cósmicos. Los positrones y los antiprotones son comunes en los rayos cósmicos pues, como se ha comentado, son en su mayoría producto de las interacciones que estos sufren a lo largo de su propagación por el medio interestelar. Sin embargo, la probabilidad de que en estas interacciones se produzcan antinúcleos más pesados que el

---

<sup>5</sup>Carga y carga-paridad, respectivamente.

hidrógeno es despreciable, por lo que si existen deberían haberse generado en antiestrellas. Así, la detección de antinúcleos con  $|Z| \geq 2$  evidenciaría la existencia de esas antiestrellas o incluso de antigalaxias. Asumiendo que los dominios de antimateria son similares al dominio de materia donde nos encontramos, cabría esperar que de los antinúcleos primarios con  $|Z| \geq 2$  el más abundante fuera  $\overline{\text{He}}$ , por lo que sería el primer candidato a antimateria primaria que buscar.

Al igual que en el caso de la materia oscura, para realizar una medida de los antinúcleos presentes en los rayos cósmicos es necesario un espectrómetro magnético para determinar el signo de la carga que además cuente con una excelente capacidad de identificación de partículas. Asimismo, es preciso que pueda acumular una gran estadística, lo que además permite incrementar el rango de energía de detección. En la búsqueda de antinúcleos pesados realizada hasta la fecha aún no se ha detectado ningún núcleo de  $\overline{\text{He}}$ , siendo la sensibilidad alcanzada en la medida del cociente  $\overline{\text{He}}/\text{He}$  del orden de  $10^{-6}$  [46], como se muestra en la figura 1.8. Por tanto, la ubicación de un detector con las características mencionadas en el espacio, es decir, en un entorno libre de ruido de fondo, es fundamental para conseguir mejorar los límites y precisiones de los datos obtenidos hasta la fecha.



**Figura 1.8:** Valores del límite en el cociente  $\overline{\text{He}}/\text{He}$  obtenidos hasta la fecha.



# 2

---

## El detector AMS-02

El objetivo del experimento AMS es realizar un estudio exhaustivo de los rayos cósmicos en el rango energético 1 GeV–1 TeV para profundizar en el conocimiento de las cuestiones que se han tratado en el capítulo anterior.

Para ello se ha diseñado un detector de partículas con gran aceptación geométrica y capacidad de detección que se instalará en la Estación Espacial Internacional durante un largo periodo de tiempo. Las características del detector y su emplazamiento permitirán mejorar en precisión y estadística las medidas de flujo de rayos cósmicos primarios y secundarios y de separación de isótopos ligeros realizadas hasta la fecha, así como ampliar el rango energético explorado.

La viabilidad del experimento ha sido comprobada en el vuelo precursor AMS-01 en junio de 1998, en el que un prototipo del detector operó a bordo del transbordador espacial Discovery. A pesar de que las capacidades de detección del prototipo son reducidas respecto a las del diseño final y de la corta duración de la misión (10 días), la cantidad y calidad de los datos recogidos permitió obtener resultados que superan en precisión a los obtenidos con otros experimentos (ver apéndice A).

### 2.1 Descripción de AMS-02

El diseño de AMS-02 se ha realizado considerando la experiencia adquirida en experimentos de Física de Partículas, donde se han desarrollado detectores capaces de distinguir señales débiles que están afectadas por un fondo intenso. Este diseño se basa fundamentalmente en dos principios: interponer en la trayectoria de la partícula una cantidad de material mínima y realizar medidas redundantes. Con el primero se reduce la interacción partícula-detector, disminuyendo las pérdidas de energía de la partícula incidente, la probabilidad de dispersión nuclear a gran ángulo y la producción de partículas secundarias en el detector. La redundancia permite discriminar entre las partículas incidentes y las que resultan de la interacción con el detector.

La sensibilidad de AMS-02 se ve potenciada por su emplazamiento a  $\sim 400$  km de alti-

tud en la Estación Espacial Internacional. A esta altitud prácticamente no hay atmósfera residual, por lo que la probabilidad de detección de partículas secundarias producidas en la interacción de rayos cósmicos primarios con átomos atmosféricos es despreciable. Además, la gran aceptación geométrica ( $\sim 0.5 \text{ m}^2\text{sr}$ ) junto con la larga duración de la misión (3–5 años) garantizan la acumulación de una gran estadística.

El diseño y construcción de AMS-02 es responsabilidad de una colaboración internacional liderada por el Premio Nobel de Física Samuel Ting en la que participan universidades, centros de investigación y empresas tecnológicas de Europa, Asia y América. La NASA aporta al experimento el transporte en el transbordador espacial del detector y de los elementos necesarios para su instalación en la Estación Espacial, y la gestión de la misión en el Johnson Space Center.

AMS-02 es un espectrómetro magnético formado por un imán superconductor y un detector de trazas que además incluye un detector de radiación de transición, un contador de tiempo de vuelo, un detector de radiación Čerenkov tipo RICH, un calorímetro electromagnético y un contador de anticoincidencia (figura 2.1).

El detector determina las propiedades de las partículas que lo atraviesan: rigidez<sup>1</sup>, velocidad, carga, masa y energía. El campo magnético creado por el imán curva la trayectoria de las partículas cargadas, que se mide con el detector de trazas para determinar la rigidez y el signo de la carga. La velocidad se determina con el contador de tiempo de vuelo y el RICH, y el valor absoluto de la carga se mide independientemente en el detector de trazas, el contador de tiempo de vuelo y el RICH. La medida de la rigidez y la carga permite determinar el momento, que junto con la medida de la velocidad proporciona la masa de la partícula y permite la separación isotópica. El calorímetro mide la energía de partículas electromagnéticas y posibilita la separación entre leptones y hadrones, que también se realiza en el detector de radiación de transición. AMS-02 también es capaz de medir la energía y la dirección de incidencia de rayos gamma mediante el calorímetro y el detector de trazas. A continuación se incluye una breve descripción de cada uno de los elementos/subdetectores de AMS-02.

### 2.1.1 Imán superconductor

El núcleo del detector es el imán, que deflcta la trayectoria de las partículas cargadas que lo atraviesan. Está formado por 14 bobinas superconductoras de filamentos de NbTi, que crean un campo magnético dipolar con momento nulo<sup>2</sup> y una intensidad de campo residual a 2 m del centro<sup>3</sup>  $\leq 300 \text{ G}$ . La densidad de flujo magnético en el centro geométrico del imán es de  $0.87 \text{ T}$ , y el poder de curvatura es  $BL^2 = 0.78 \text{ Tm}^2$  [47].

El imán opera a una temperatura de  $1.8 \text{ K}$ , que se consigue mediante un sistema de

<sup>1</sup>Definida como el momento por unidad de carga.

<sup>2</sup>Un momento dipolar no nulo interactuaría con el campo geomagnético de la Tierra ( $0.5 \text{ G}$ ) resultando en una fuerza neta sobre el transbordador o la Estación Espacial.

<sup>3</sup>La NASA exige un campo residual  $< 300 \text{ G}$  para que no interfiera con el sistema sustentador de vida de los astronautas de la Estación Espacial.

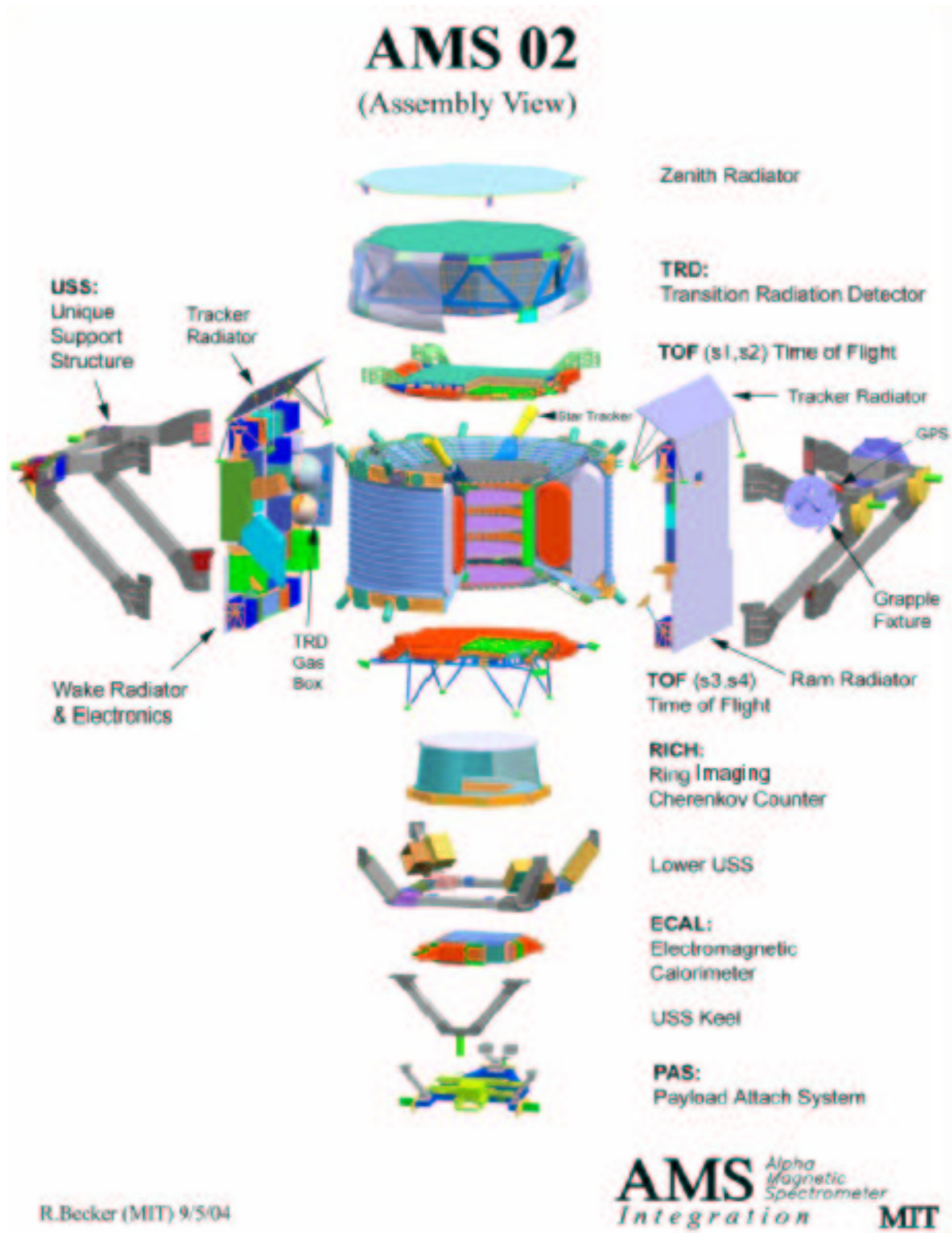
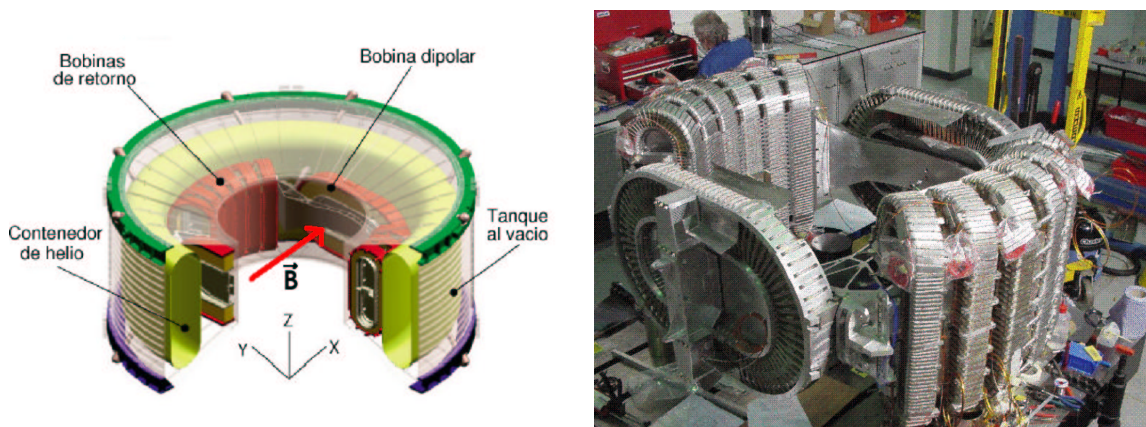


Figura 2.1: Esquema completo del detector AMS-02.

criogenia con 2500 l de helio superfluido almacenados en un contenedor toroidal que rodea las bobinas [48]. Todos estos elementos están en el interior de un tanque al vacío, con un diámetro interior de 1.1 m y exterior de 2.7 m. El peso total del imán y los elementos asociados es de 3 t.



**Figura 2.2:** Izqda: Esquema del imán superconductor de AMS-02. Dcha: Bobinas dipolares (horizontales) y de retorno (verticales) del imán de vuelo.

Tanto las bobinas como el sistema de criogenia han superado satisfactoriamente diversas pruebas de funcionamiento y de seguridad de operación en las condiciones de la misión [49]. En la figura 2.2 se muestra un esquema del imán y las bobinas dipolares y de retorno colocadas aproximadamente en las posiciones que ocuparán en el imán de vuelo.

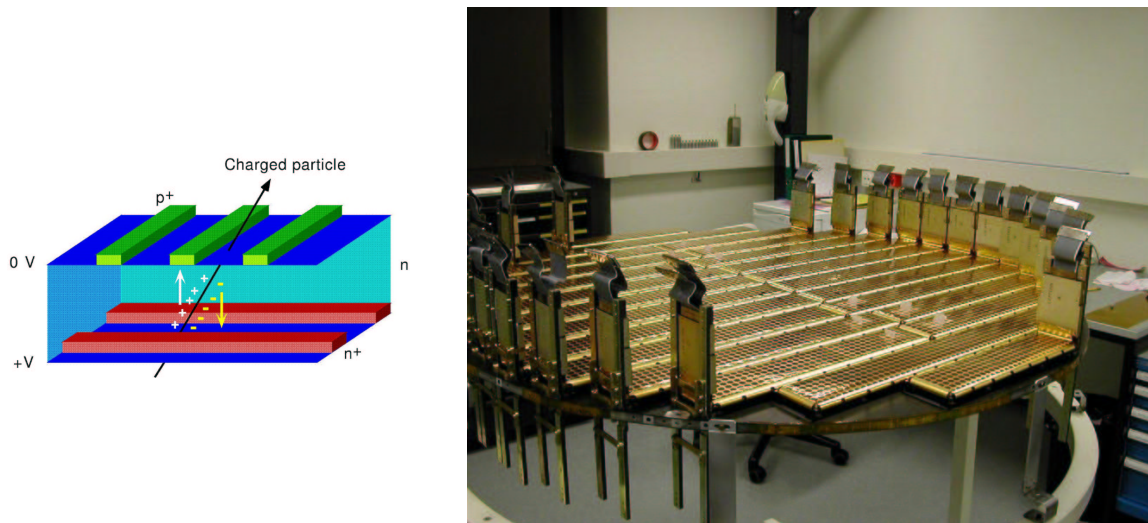
### 2.1.2 Detector de trazas

El detector de trazas (STD – *Silicon Tracker Detector*) se sitúa dentro del imán y mide las coordenadas de 8 puntos de la trayectoria de la partícula, curvada por efecto del campo magnético.

Está formado por 8 planos circulares de sensores de micro-tiras de silicio que presentan un área sensible total de  $\sim 6.4 \text{ m}^2$  [50]. Las partículas cargadas que atraviesan los sensores sufren pérdidas de energía por ionización creando pares electrón-hueco que son dirigidos mediante un campo eléctrico a los lados n y p del sensor (figura 2.3 izqda). La carga depositada se muestrea con tiras situadas en ambos lados, obteniendo las coordenadas de la posición de la partícula con una resolución de  $10 \mu\text{m}$  en la dirección de curvatura y de  $30 \mu\text{m}$  en la dirección perpendicular a la anterior. En la figura 2.3 (dcha) se muestra uno de los planos detectores del STD de vuelo.

El gran poder de curvatura del imán y la precisión en la medida de la posición permiten determinar la rigidez y el signo de la carga para partículas con energías hasta  $\sim 2 \text{ TeV}$ . El STD también mide el valor absoluto de la carga a través de la energía depositada, que junto con la rigidez proporciona el momento de la partícula con una resolución del  $\sim 1.5\%$  para protones a  $10 \text{ GeV}/c$ .

Finalmente, la resolución de este detector le permite registrar varias trazas al mismo tiempo, que en el caso de pares  $e^- - e^+$  originados por la interacción de fotones en el detector de radiación de transición, posibilita la determinación de la energía de estos últimos en el rango 1–300 GeV alcanzando una resolución del 5%. La dirección de incidencia de los fotones se determina con una resolución angular<sup>4</sup> de  $\sim 0.1^\circ$  a 10 GeV.



**Figura 2.3:** **Izqda:** Esquema de los sensores de silicio del detector de trazas. **Dcha:** Plano de detección del STD. Los sensores de silicio se agrupan en tiras llamadas *ladders* que incorporan la electrónica de lectura (pieza vertical).

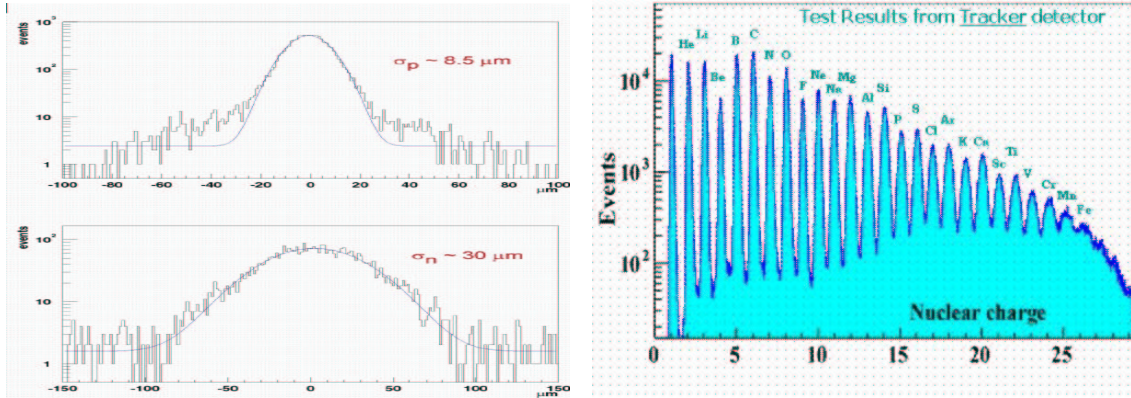
Las prestaciones del detector se han comprobado exponiendo prototipos de tiras de sensores (*ladders*) a haces de iones en el CERN. Los resultados obtenidos son satisfactorios, tanto en la medida de la posición [51] como en la identificación de núcleos, que se ha realizado hasta  $Z \sim 26$  mediante la combinación de las medidas proporcionadas por 6 *ladders* [52] (figura 2.4). Por último, destacar que un prototipo del STD se probó con éxito en el detector AMS-01 (ver sección A.1).

### 2.1.3 Detector de tiempo de vuelo

El detector de tiempo de vuelo (TOF – *Time Of Flight*) lo componen 4 planos de centelleadores de  $1.2 \text{ m}^2$  de área sensible, situados dos a dos por encima y por debajo del imán. La aceptación geométrica es de  $0.4 \text{ m}^2\text{sr}$ , que coincide con la del detector de trazas en el interior del imán.

Las tiras de plástico centelleador (Eljen EJ200) están instrumentadas en cada extremo con una guía de luz y un fotomultiplicador Hamamatsu R5946. La cercanía de este detector al imán implica la presencia en el entorno de operación de los fotomultiplicadores de un campo magnético residual  $\sim 3 \text{ kG}$  que es suficientemente alto como para afectar significativamente su respuesta, por lo que ha sido necesario adaptar su orientación en cada uno

<sup>4</sup>La resolución angular se define como la distancia angular, medida desde el punto de incidencia, que contiene el 68% de los sucesos.



**Figura 2.4:** Izqda: Resolución en la medida de la posición de muones a 120 GeV obtenida con un prototipo de *ladder* en la dirección de curvatura (arriba) y la dirección perpendicular (abajo). Dcha: Medida de la carga obtenida con un prototipo formado por 6 *ladders* en un haz de iones con  $A/Z=2$  a 135 GeV/n.

de los centelleadores (ver figura 2.5 izqda). En la figura 2.5 (dcha) se muestran los planos superiores del TOF de vuelo ya finalizados.

El TOF proporciona una respuesta rápida y fiable a la energía que depositan las partículas, por lo que se utiliza para establecer el momento de disparo del detector<sup>5</sup>. El tiempo de vuelo<sup>6</sup> se mide con una resolución de 120 ps, lo que supone una precisión del 3% en la velocidad. Además, este detector puede medir la carga eléctrica a través de la energía depositada con una resolución suficiente para identificar partículas hasta  $Z \sim 20$  y distinguir el sentido del movimiento (ascendente/descendente) con un factor de rechazo de  $10^9$ .

Las capacidades de detección del TOF se han comprobado con prototipos de centelleadores expuestos a haces de iones en el CERN [53].

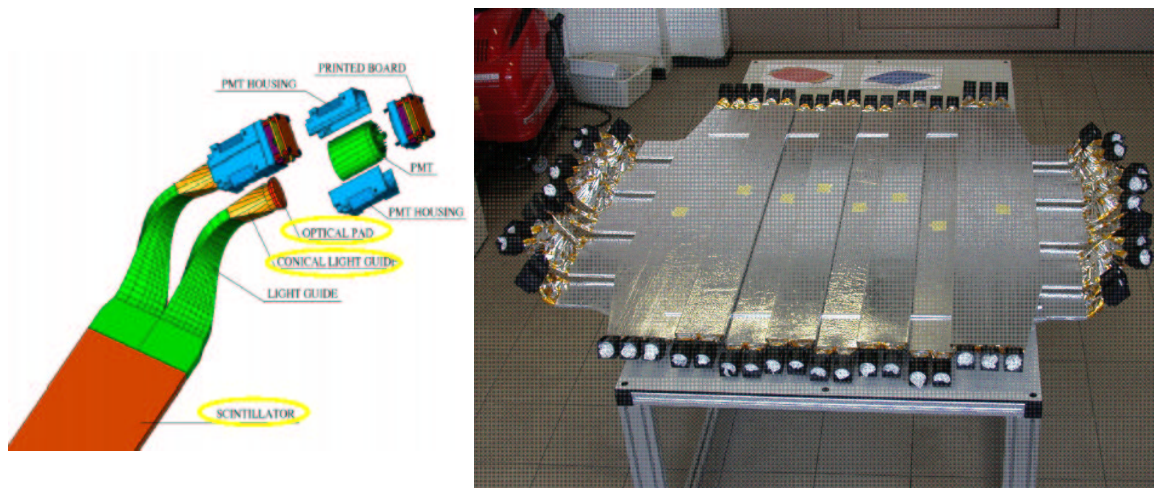
#### 2.1.4 Contador de anticoincidencia

El objetivo del contador de anticoincidencia (ACC – *Anti-Coincidence Counter*) es vetar las partículas que atraviesan el imán lateralmente o que se generan por interacciones secundarias. Las señales que éstas depositan en el detector de trazas pueden afectar la medida de la curvatura de las partículas de interés, deteriorando la determinación del momento y del signo de la carga. Con la información que proporciona el ACC se vetan estos sucesos a nivel de disparo del detector.

El ACC es un conjunto de 16 plásticos centelleadores (Kuraray SCSN-81) que recubren herméticamente el interior del imán (figura 2.6). La señal luminosa producida al paso de una partícula se conduce a través de guías de luz (Kuraray Y-11(200)M) hasta los extremos

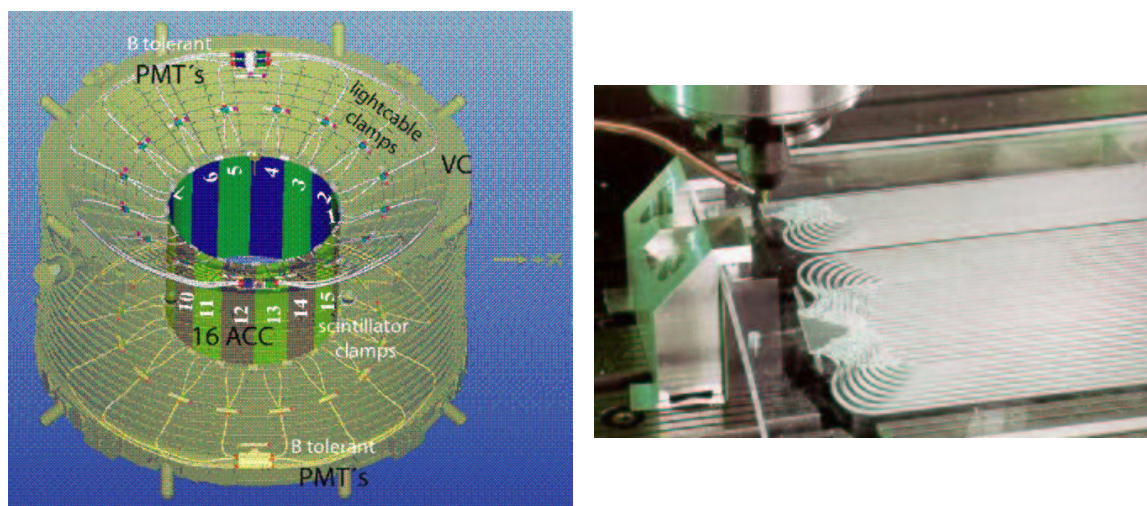
<sup>5</sup>En inglés *trigger*.

<sup>6</sup>El tiempo de vuelo es el tiempo que tarda la partícula en atravesar la distancia que separa los pares de planos.



**Figura 2.5:** Izqda: Esquema del montaje de los fotomultiplicadores de una tira centelleadora del TOF donde se requieren guías de luz inclinadas y giradas para dar a estos la orientación adecuada. Dcha: Planos superiores del TOF de vuelo.

del centelleador y se detecta con fotomultiplicadores Hamamatsu R5946.



**Figura 2.6:** Izqda: Esquema del contador de anticoincidencia, donde se distinguen los centelleadores (azul y verde) y las fibras ópticas (blanco) que conducen la luz a los fotomultiplicadores (rojo). Dcha: Grabado de las ranuras donde se insertan las fibras ópticas que recogen la luz de un panel centelleador.

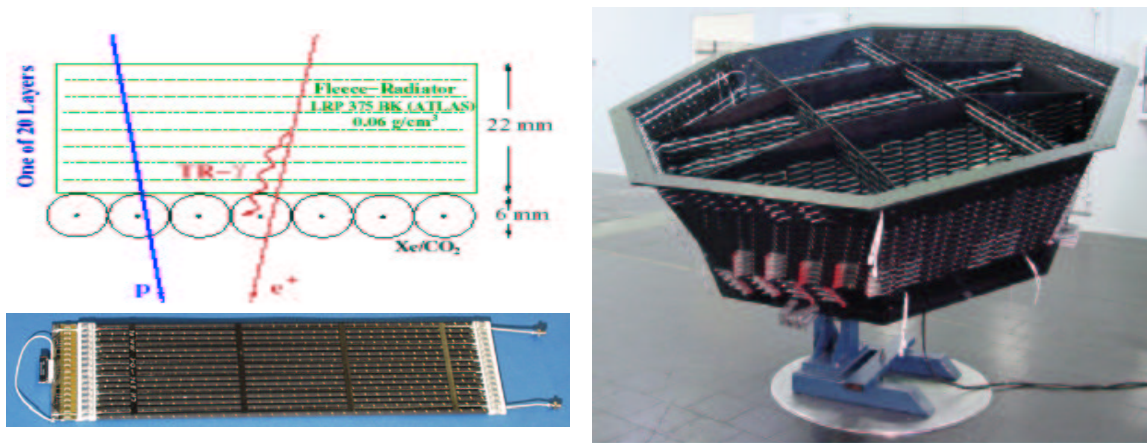
La eficiencia de detección de un prototipo del ACC se ha probado en el CERN, obteniendo valores de eficiencia compatibles con el 100% para protones a 10 GeV [54].

### 2.1.5 Detector de radiación de transición

El detector de radiación de transición (TRD – *Transition Radiation Detector*) de AMS-02 está concebido para discriminar entre  $e^-/\bar{p}$  y  $e^+/p$  en el rango de energía 3–300 GeV.

La emisión de radiación de transición se produce cuando una partícula cargada ultrarelativista atraviesa la superficie de separación de dos medios con propiedades dieléctricas distintas. La probabilidad de emisión es muy baja, así que los detectores que se basan en este fenómeno suelen tener radiadores multicapas para aumentar el número de transiciones y, por tanto, la intensidad de la radiación. La producción de la emisión, que depende de la masa y la energía de la partícula, junto con la medida del momento permite identificar partículas, como electrones y positrones frente a hadrones.

El TRD está formado por 328 módulos de detección dispuestos en 20 capas. Cada módulo se compone de un radiador de 20 mm de fibras de polipropileno/polietileno y 16 tubos de deriva con Xe : CO<sub>2</sub> en una proporción 80% : 20% que detectan la emisión de luz (ver figura 2.7 izqda). Todo el conjunto está soportado por una estructura octogonal sujeta a la parte superior del tanque del imán (figura 2.7 dcha) [55].

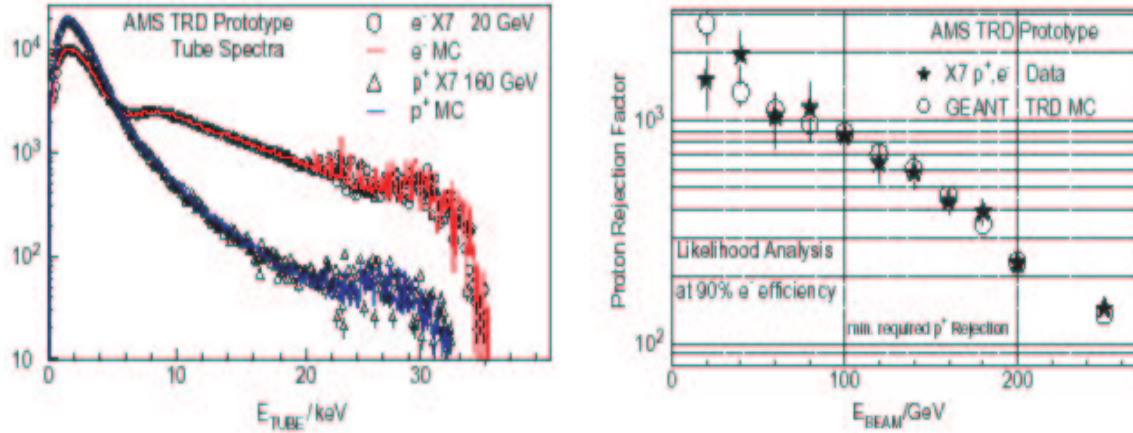


**Figura 2.7:** **Izqda:** Esquema de un módulo del TRD (arriba) y tubos de deriva de un módulo (abajo). **Dcha:** Matriz de soporte octogonal del TRD.

Se han realizado pruebas de funcionamiento con un prototipo del TRD en un haz de partículas en el que se han podido seleccionar electrones, muones y piones hasta 100 GeV y protones con  $E < 250$  GeV. En la figura 2.8 (izqda) se muestra el espectro de la energía depositada en los tubos de deriva ( $dE/dx$ ) por protones y electrones, donde la contribución de la radiación de transición es clara en el espectro de electrones a partir de 6 keV. En la separación de protones y electrones se ha obtenido un factor de rechazo de protones  $> 10^2$  para protones con energía de 15 a 250 GeV (figura 2.8 dcha) [56].

### 2.1.6 Detector de radiación Čerenkov

La determinación de la masa de las partículas se realiza a través de la medida del momento y la velocidad. La medida de la velocidad se realiza en el TOF con una precisión del 3%,



**Figura 2.8:** Resultados obtenidos con un prototipo del TRD en un haz de iones: espectro de energía de electrones y protones (izqda) y factor de rechazo de protones (dcha).

que permite la separación isotópica hasta energías de 1 GeV/n. Para extender este rango a energías mayores, se ha incluido en el diseño de AMS un detector Čerenkov tipo RICH que puede medir la velocidad de las partículas con una resolución tal que posibilita la separación isotópica hasta 10 GeV/n.

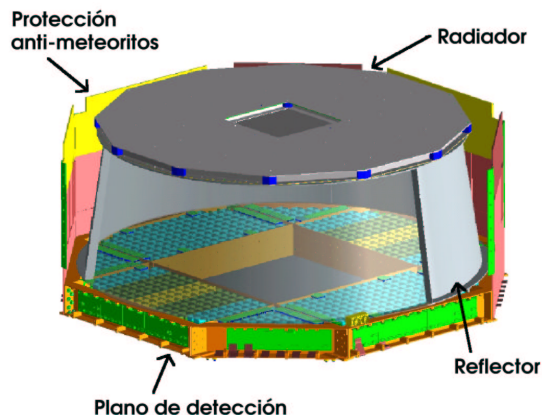
El detector de radiación Čerenkov (RICH – *Ring Imaging Čerenkov*) de AMS-02 está formado por un plano radiador, donde se emite el cono Čerenkov al paso de una partícula, y un plano de detección que muestrea el anillo de luz proyectado. Radiador y detector definen las superficies superior e inferior de un cono truncado cuya aceptación geométrica es un 80% de la del imán. El volumen del detector se sella con un reflector que recoge los fotones cuya trayectoria se aleja del plano de detección (figura 2.9) [57]. En el capítulo siguiente se dará una descripción más detallada de este detector.

La figura 2.10 muestra los resultados obtenidos con un prototipo del RICH en haces de iones en el CERN. El detector es capaz de medir la velocidad de las partículas con una resolución de  $\sim 0.1\%$  en el caso de protones y  $\sim 0.01\%$  para iones con  $Z \geq 10$ . Además, el RICH proporciona una medida independiente de la carga hasta  $Z \sim 26$  [58].

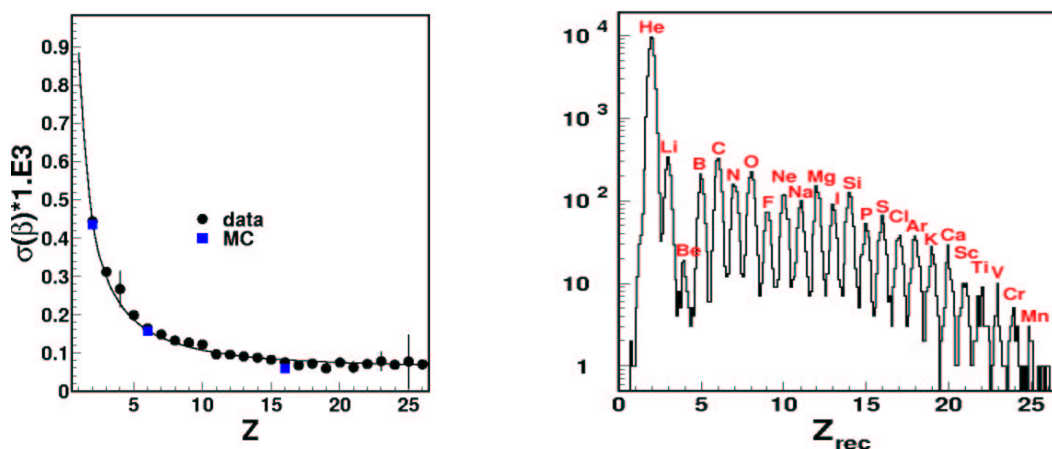
### 2.1.7 Calorímetro electromagnético

El calorímetro electromagnético (ECAL – *Electromagnetic Calorimeter*) está formado por capas alternantes de material absorbente (plomo) y detector (centelleador) con un área activa de  $\sim 65 \times 65 \text{ cm}^2$  y un grosor de 16.6 cm, que corresponde a 17 longitudes de radiación.

Las partículas interactúan con el plomo e inician el desarrollo de una cascada de partículas secundarias que depositan energía en las fibras centelleadoras. Para partículas electromagnéticas con energía menor que cierto valor, la cascada está totalmente contenida en el volumen del calorímetro, pudiendo determinar su energía sumando la que depositan las partículas secundarias. Los hadrones generan una cascada con morfología diferente a la anterior que no llega a desarrollarse completamente en el calorímetro, ya que la longi-



**Figura 2.9:** Esquema del detector RICH con todos sus elementos: radiador, plano de detección, espejo y protección anti-meteoritos (rodeando el detector).



**Figura 2.10:** Resultados obtenidos con un prototipo del RICH en un haz de iones en el CERN ( $A/Z = 2$  con 40 GV): Resolución de la velocidad (izqda) y determinación de la carga (dcha).

tud de radiación es mayor en interacciones nucleares que en interacciones electromagnéticas.

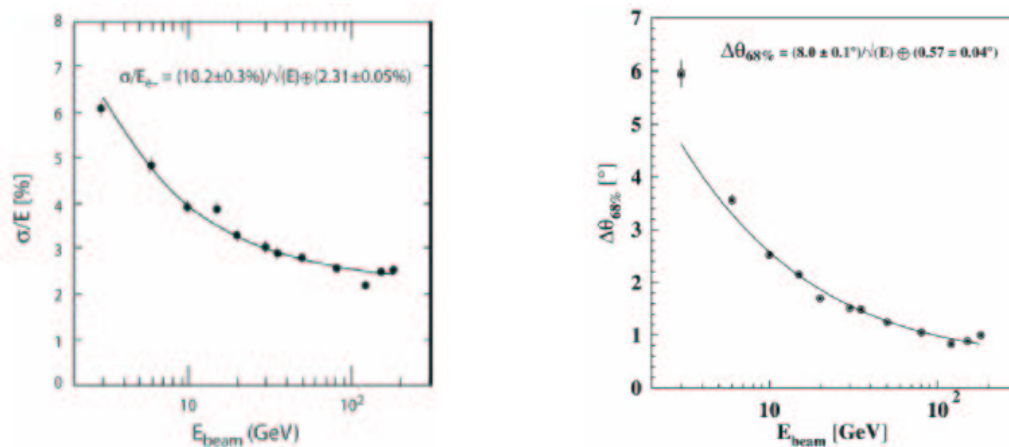
Las fibras de capas adyacentes están orientadas en direcciones perpendiculares entre sí para realizar un muestreo tridimensional del desarrollo de la cascada (figura 2.11 izqda), lo que permite discriminar entre partículas electromagnéticas y hadrónicas. La luz emitida se recoge mediante fotomultiplicadores multianódicos Hamamatsu R7600-00-M4. Una estructura de aluminio soporta el calorímetro y los fotomultiplicadores y además proporciona aislamiento térmico (figura 2.11 dcha) [59].

El ECAL mide la energía de  $e^\pm$  y fotones en un amplio rango que abarca desde los GeV hasta varios TeV, con una resolución  $< 3\%$  a partir de 100 GeV (figura 2.12 izqda). La dirección de incidencia se determina con una resolución angular mejor que  $1^\circ$  a energías



**Figura 2.11:** Izqda: Estructura de fibras cruzadas del ECAL que permite el muestreo tridimensional de la cascada electromagnética. Dcha: Estructura soporte del ECAL. En las celdas laterales se colocan los fotomultiplicadores.

>50 GeV (figura 2.12 dcha). El rechazo hadrónico que proporciona es de  $10^4$  para electrones a  $E < 1$  TeV. Finalmente, las capacidades de muestreo de la cascada de partículas y la resolución en la detección de las señales que éstas depositan permite implementar en este detector un disparo para fotones con energías mayores que 2 GeV independiente del disparo general de AMS-02.



**Figura 2.12:** Resultados de las pruebas de un prototipo del ECAL en haces de electrones en el CERN: precisión en la medida de la energía (izqda) y resolución angular (dcha).

## 2.2 Electrónica

La electrónica de AMS-02 se ha concebido para satisfacer los objetivos científicos de la misión operando en el espacio en una órbita cercana a la Tierra. El diseño se basa en la tecnología de alto rendimiento desarrollada en Física de Partículas, siguiendo un esquema

común en todos los subdetectores aunque en cada uno de ellos deban cumplirse unos requerimientos diferentes (ver tabla 2.1). Este enfoque se ha probado satisfactoriamente en AMS-01, y ha sido actualizado para incorporar nuevas tecnologías y los subdetectores que no estaban presentes en AMS-01.

Subdetector	Requerimiento crítico
Trazas	Sensibilidad a señales del orden de varios fC con una supresión del ruido de $10^5$
Tiempo de vuelo	Resolución en el tiempo de vuelo de 100 ps
Radiación de transición	Control de la ganancia del gas de los tubos de deriva
Čerenkov	Sensibilidad a señales producidas por un único fotón
Calorímetro	Rango dinámico amplio (1:60000 fotoelectrones)

**Tabla 2.1:** Requerimientos críticos de la electrónica de los subdetectores de AMS-02.

El disparo de AMS-02 se basa en señales recogidas por los propios subdetectores. El paso de una partícula cargada se reconoce cuando se obtiene coincidencia en las señales proporcionadas por el TOF y se comprueba que ésta ha atravesado el detector limpiamente mediante las señales del ACC. Los rayos gamma se registran de manera independiente en el ECAL, considerando que no ha habido señales en otros detectores.

El disparo del detector activa la adquisición de datos, cuyo esquema básico es el siguiente. La carga que se recoge en un canal de un subdetector cualquiera pasa por un circuito integrado (ASIC – *Application Specific Integrated Circuit*) situado cerca del elemento de detección (electrónica de *front-end*). En este circuito la señal se amplifica y se filtra, obteniendo un pulso cuya amplitud máxima es proporcional a la carga inicial. Tras recibir la señal de disparo del detector el pulso se muestrea y se registra su amplitud, que se digitaliza con un ADC (*Analog to Digital Converter*) y se guarda en memoria.

El ritmo de disparo que se espera en AMS-02 es de 200–2000 Hz, dependiendo de la latitud geomagnética<sup>7</sup>, que se traduce en un ritmo total de adquisición de datos (considerando todos los subdetectores) de 7 Gbit/s como máximo. Puesto que en cada suceso la señal se deposita en una fracción de los canales del detector, no es necesario guardar la información que proporcionan todos ellos. Por este motivo los datos adquiridos en cada suceso se reducen con algoritmos implementados específicamente en cada subdetector, que básicamente discriminan los canales que han recibido señal por encima de un umbral de los que no. Los datos pasan por tres etapas más de la electrónica de adquisición, en cada una de las cuales se recopilan y guardan en memoria antes de ser enviados a la etapa inmediatamente superior. En la última etapa además es posible realizar un análisis rápido de los datos y seleccionar aquellos que se quieren guardar. La reducción de datos en la primera etapa (y opcionalmente en la última) y su almacenamiento en memoria en las etapas intermedias

<sup>7</sup>Estimación basada en datos de AMS-01.

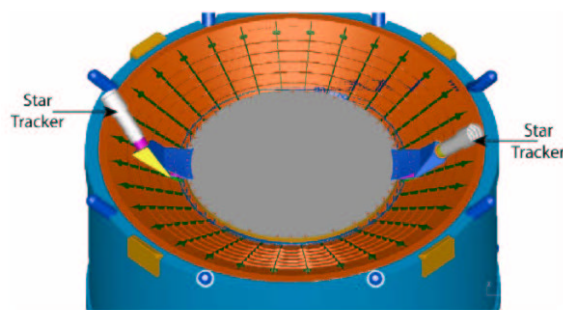
permite llegar a la asignación promedio de 2 Mbit/s por órbita.

### 2.3 Correlación espacial y temporal

Como se ha comentado anteriormente, además de partículas cargadas, AMS-02 es capaz de detectar rayos gamma. La correlación de estas medidas con fenómenos observados en otras regiones del espectro requiere determinar con precisión tanto la dirección como el tiempo de incidencia de los rayos gamma.

Para el cálculo de la dirección de incidencia es preciso conocer la orientación del detector. Esta medida se realiza con un sistema de guiado (AST – *AMICA Star Tracker*) solidario a AMS-02. El sistema está compuesto por dos telescopios unidos a la estructura del STD que apuntan a direcciones opuestas (ver figura 2.13). Las imágenes adquiridas se comparan con el catálogo de estrellas que hay a bordo, determinando la orientación de AMS-02 a frecuencias de hasta 20 Hz con una precisión de unos pocos segundos de arco.

La correlación temporal requiere precisiones del orden de los  $\mu\text{s}$  en la medida del tiempo absoluto<sup>8</sup>, lo cual es posible mediante un GPS Alcatel Topstar 3000D, satisfactoriamente probado en varias plataformas espaciales.



**Figura 2.13:** Telescopios del sistema de guiado instalados en la estructura del STD.

### 2.4 Requerimientos ambientales y de calificación espacial

Todos los componentes de AMS-02 deben satisfacer, además de los requerimientos impuestos por el programa científico, las condiciones de lanzamiento en el transbordador y de operación en la Estación Espacial Internacional, que son las que se enumeran a continuación:

1. Soportar vibraciones de 150 dB como máximo en el lanzamiento.
2. Soportar aceleraciones de  $3g$  en el lanzamiento y de  $6.5g$  en el aterrizaje.

<sup>8</sup>Esta precisión es adecuada para relacionar fenómenos con emisión de rayos gamma cuya evolución temporal es objeto de estudio, como los estallidos de rayos gamma, con escalas temporales que van desde 1 ms hasta  $10^3$  s, y los púlsares, cuyo periodo de rotación es del orden de 1 ms–10 s.

3. Tener una frecuencia propia mayor que 50 Hz, para que no entre en resonancia con el transbordador.
4. Soportar condiciones de alto vacío.
5. Soportar gradientes de temperatura de  $-40^{\circ}\text{C}$  a  $+60^{\circ}\text{C}$ .
6. Soportar radiación de núcleos pesados.

Además, se exige que el peso total del detector sea menor que 7 t y que el consumo de potencia global no supere los 2 kW.

Todos los subdetectores han superado pruebas que garantizan el funcionamiento de los elementos de detección y de la electrónica en estas condiciones. Además, se prevé realizar pruebas a los subdetectores una vez estén ensamblados y al detector AMS-02 cuando haya finalizado su integración.

## 2.5 Expectativas de Física

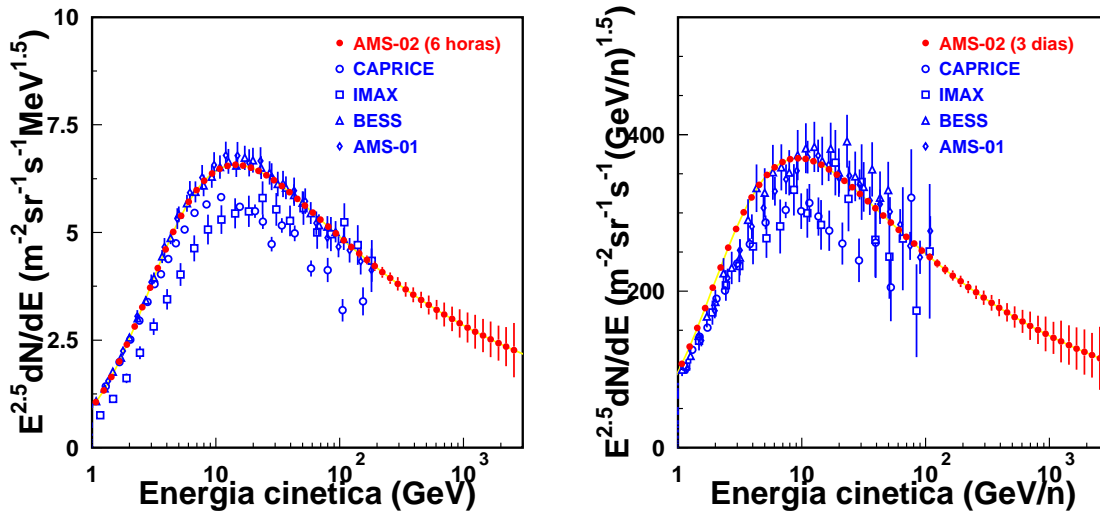
En este capítulo se han expuesto las capacidades de detección de cada uno de los subdetectores de AMS-02:

1. Medida de la rigidez y del signo de la carga hasta  $\sim 2$  TeV, que proporciona una medida del momento con una resolución del 1.5% para  $E \sim 10$  GeV.
2. Medida de la carga hasta  $Z \lesssim 26$ .
3. Medida de la velocidad con una precisión  $< 0.1\%$ , que permite la separación de isótopos ligeros hasta 10 GeV/n con un error en la determinación de la masa del 2%.
4. Medida de la energía de rayos gamma en el rango 1 GeV–1 TeV con precisiones mejores que el 5% y determinación de la dirección de incidencia con una resolución  $< 1^{\circ}$ .
5. Separación leptón/hadrón a energías 10–400 GeV con un factor de rechazo global  $> 10^5$ .

Se ha realizado un estudio del rendimiento que se espera obtener de AMS-02 durante la misión mediante una simulación del detector implementada con GEANT 3, que contiene una descripción detallada de la geometría y prestaciones de los subdetectores así como de los procesos e interacciones que sufren las partículas que los atraviesan. El flujo de rayos cósmicos incidentes se ha estimado considerando tanto los datos obtenidos con AMS-01 como la trayectoria que seguirá AMS-02. La simulación consta de más de  $10^{10}$  sucesos que incluyen protones, electrones, positrones, deuterones, antiprotones, helio y otros núcleos pesados a diferentes energías. A continuación se muestran algunas de las medidas que será capaz de realizar AMS-02 a lo largo de los 3 años de misión.

### Flujo de rayos cósmicos

La contribución de elementos individuales en el flujo de rayos cósmicos primarios se podrá medir hasta  $Z \sim 26$  en el rango de energía 100 MeV/n–1 TeV/n con gran estadística. En los 3 años de duración de la misión se prevé detectar  $10^8$  protones,  $10^7$  He,  $10^4$  B y  $10^5$  C con energía mayor que 100 GeV/n. En la figura 2.14 se muestran los flujos de protones y He que se esperan tras 6 horas y 3 días de exposición, respectivamente, comparados con los obtenidos en otros experimentos.



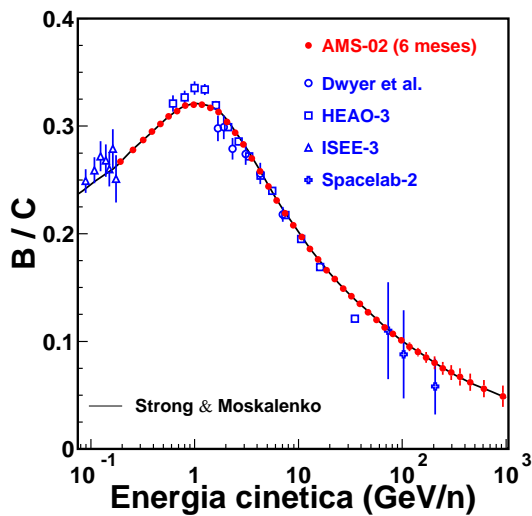
**Figura 2.14:** Medidas del flujo de protones (izqda) y helio (dcha) que se esperan obtener con AMS-02 en 6 horas y 3 días de exposición, respectivamente.

Con estas medidas será posible determinar con gran precisión el cociente entre los flujos de rayos cósmicos primarios y secundarios, tal y como se muestra en la figura 2.15. Como se ha comentado en la sección 1.1.3, estos datos permitirán refinar los modelos de propagación de rayos cósmicos en la galaxia, calculando la cantidad de materia atravesada por los rayos cósmicos desde su aceleración, la longitud de escape o el coeficiente de difusión espacial.

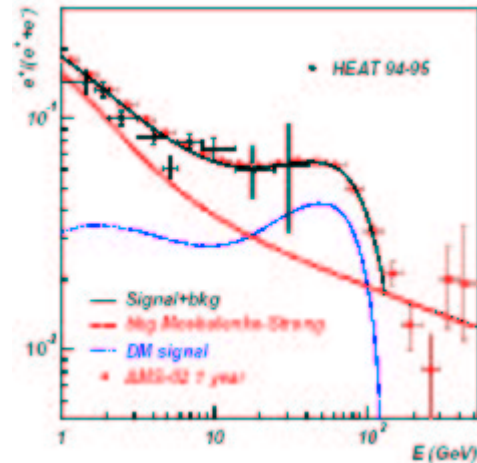
Por último, gracias a la alta capacidad de identificación del detector, será posible realizar una búsqueda de materia oscura a través del flujo primario de antimateria (ver sección 1.2). En el caso de los positrones, será posible medir su espectro hasta 400 GeV (figura 2.16), lo que permitirá muestrear el exceso observado con mayor precisión y en un rango de energía más amplio que el abarcado por el experimento HEAT.

### Separación isotópica

La separación isotópica podrá realizarse con AMS-02 hasta energías de 10 GeV/n. En 3 años se espera identificar y medir, entre otros,  $10^8$  D,  $10^8$   $^3\text{He}$  y  $10^5$   $^{10}\text{Be}$ . Es especialmente interesante la determinación precisa del cociente  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  (figura 2.17), ya que como se ha expuesto en la sección 1.1.3 permite calcular el tiempo de confinamiento de los rayos

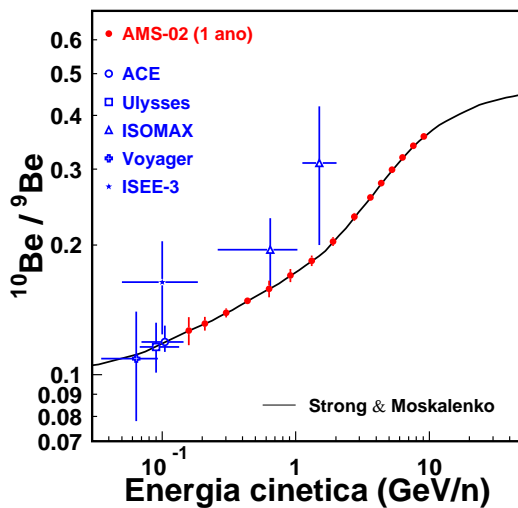


**Figura 2.15:** Medidas del cociente B/C que se obtendrán con AMS-02 tras 6 meses de exposición comparada con los resultados obtenidos con otros experimentos.

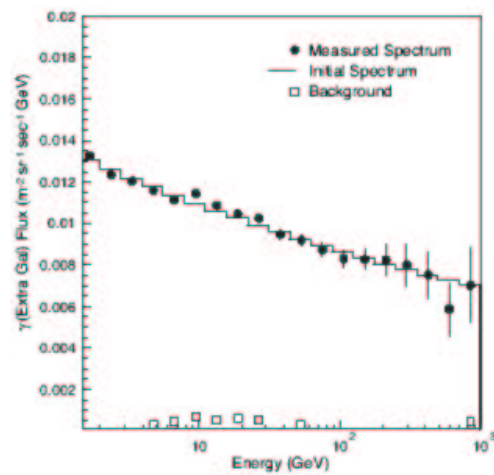


**Figura 2.16:** Exceso de positrones que se espera obtener con AMS-02 en 1 año de exposición en caso de aniquilación de neutralinos en el halo galáctico.

cósmicos en la galaxia y la densidad promedio del medio interestelar que atraviesan.



**Figura 2.17:** Medida del cociente  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  que se obtendrá con AMS-02 tras 1 año de toma de datos comparada la obtenida con otros experimentos.



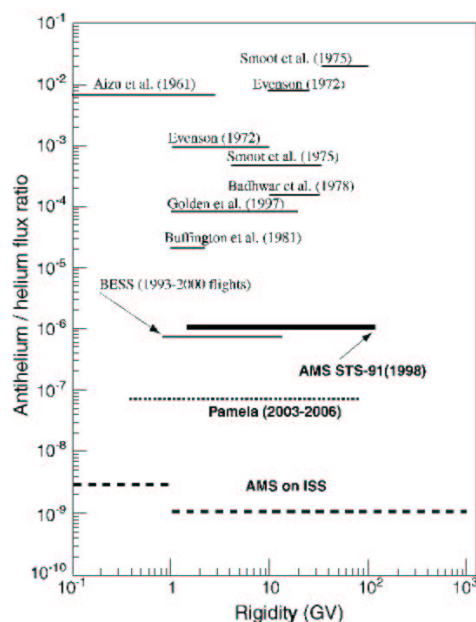
**Figura 2.18:** Medida del fondo extragaláctico difuso de radiación gamma esperado tras la exposición de AMS-02 durante 3 años.

## Flujo de fotones

AMS-02 medirá el flujo del fondo difuso de rayos gamma, tanto galáctico como extragaláctico, en el rango 1.5 GeV–1 TeV (figura 2.18) para realizar una búsqueda de materia oscura. Además, la determinación de la dirección de incidencia de los fotones permitirá obtener información acerca de efectos de gravitación cuánticos a través del flujo procedente de fuentes puntuales (p. ej. estallidos de rayos gamma o núcleos de galaxias activos). La sensibilidad de identificación de fuentes ( $5\sigma$ ) de AMS-02 se estima en  $10^{-8} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  para  $E < 1 \text{ GeV}$  y  $10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  para  $E < 10 \text{ GeV}$ .

## Búsqueda de antimateria

Finalmente, gracias a las capacidades de detección de AMS-02 será posible realizar una búsqueda directa de antimateria. En 3 años se espera acumular una estadística de  $10^9$  núcleos de He hasta energías de 1 TeV, lo que permitirá en caso de no detectar ningún núcleo de  $\overline{\text{He}}$ , situar el límite del cociente  $\overline{\text{He}}/\text{He}$  al nivel  $10^{-9}$ , mejorando la sensibilidad actual en 3 órdenes de magnitud (figura 2.19). Esta sensibilidad es suficiente para excluir algunos modelos de coexistencia de dominios de materia/antimateria en un universo dominado por materia.



**Figura 2.19:** Estimación del límite en la detección de  $\overline{\text{He}}$  tras la exposición de AMS-02 durante 3 años.



# 3

---

## El RICH de AMS-02

Los detectores Čerenkov tipo RICH miden con mucha precisión la velocidad de las partículas, ofreciendo una gran aceptación tanto en velocidad como en ángulo de incidencia, y además proporcionan una medida del valor de la carga eléctrica. En el caso de AMS-02, se ha incluido un detector RICH para alcanzar una resolución en la medida de la velocidad tal que sea posible realizar separación isotópica en un amplio rango de energía.

El concepto de diseño del RICH se ha establecido de acuerdo con este requisito, siendo el objetivo de esta tesis validar el diseño del detector, escogiendo aquellos materiales y elementos que proporcionarán el rendimiento requerido y probando su correcto funcionamiento teniendo en cuenta tanto la integración del RICH en AMS-02 como su operación en un entorno espacial.

En este capítulo se expone en primer lugar la necesidad de incluir un RICH en AMS-02 para ampliar el rango de energía donde es posible realizar la identificación de isótopos. A continuación, se explica el proceso físico en el que se fundamentan los detectores Čerenkov y se describen los principales diseños de este tipo de detectores. Por último, se da una descripción detallada del RICH de AMS-02 y se realiza una estimación del rendimiento que se espera obtener con este diseño.

### 3.1 Identificación de partículas en AMS-02

Las partículas quedan unívocamente identificadas si se conoce el valor de su carga y de su masa. Para determinar esta última es preciso medir dos magnitudes cinemáticas, como la velocidad y el momento de la partícula, que se relacionan con la masa mediante la expresión  $p = mc\gamma\beta$ , donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz y  $\beta = v/c$  es la velocidad de la partícula respecto a la velocidad de la luz en el vacío. Entonces, el error con que se determina la masa es

$$\sigma_m = m \frac{\sigma_p}{p} \oplus \gamma^2 m \frac{\sigma_\beta}{\beta} \quad (3.1)$$

pudiendo identificar isótopos si este error es  $\sigma_m \leq 0.3$  unidades de masa.

En AMS-02 el momento de partículas cargadas se determina mediante el espectrómetro magnético, midiendo con el detector de trazas la trayectoria curvada bajo el campo creado por el imán. En los espectrómetros el error en la determinación del momento aumenta a bajas energías debido a dispersión múltiple en el detector de trazas y a altas energías por disminución del radio de curvatura de la trayectoria de la partícula, tal y como se muestra en la figura 3.1, donde se representa este error en función de la rigidez de la partícula para el caso concreto de AMS-02<sup>1</sup>. En la región de energía intermedia el error alcanza un valor mínimo que se mantiene aproximadamente constante, posibilitando la separación isotópica de partículas cuya masa no excede de cierto valor. En el caso de AMS-02, el error mínimo es del  $\sim 1.5\%$  hasta 10 GeV/n, lo que permite realizar separación isotópica de partículas con masas inferiores a 20 GeV en el caso de tener una medida ideal de la velocidad.

Por otro lado, la velocidad se mide en AMS-02 a través del tiempo de vuelo de la partícula (TOF) y la radiación Čerenkov (RICH). La contribución al error en la masa debido a la medida de la velocidad viene afectado por el factor de Lorentz de la partícula (segundo término de la ecuación 3.1), de forma que cuanto mayor es la energía de la partícula más precisa debe ser la medida de la velocidad para que el valor de este término sea del mismo orden de magnitud que la contribución debida al momento.

En la figura 3.1 (dcha) se muestra el valor máximo del error en la velocidad para poder separar isótopos (es decir, tal que  $\sigma_m \leq 0.3$ ) en función de la energía cinética por nucleón para varios elementos ligeros, según la ecuación 3.1 e imponiendo  $\sigma_p/p=1.5\%$ . Se señala con una línea horizontal la resolución en velocidad que proporciona el TOF, que es  $\sigma_\beta/\beta \sim 3\%$  para partículas con  $\beta \simeq 1$ .

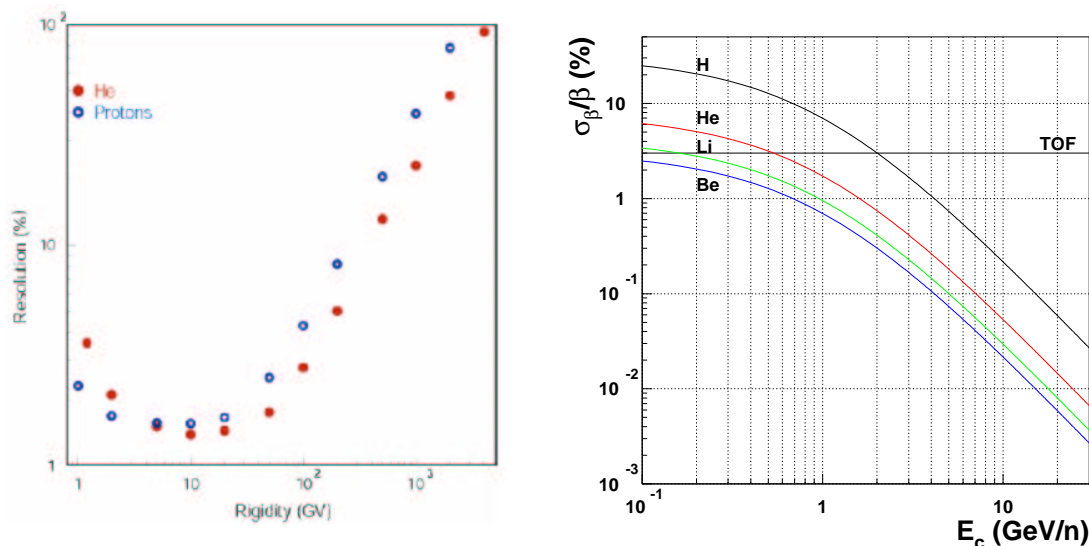
Se observa en la figura que con el detector de tiempo de vuelo es posible determinar la masa con la precisión indicada para protones con energía cinética menor que 2 GeV/n y para He y Li si tienen  $E_c < 0.5$  GeV/n, pero no en el caso del Be. Para extender el rango donde se puede realizar la separación, tanto en masa como en energía, es necesario determinar la velocidad con mayor precisión. Por ejemplo, de la figura se extrae que con  $\sigma_\beta/\beta \lesssim 0.1\%$  es posible llegar a energías de  $\sim 10$  GeV/n y realizar la separación de los isótopos de berilio. Este nivel de precisión en la medida de la velocidad está al alcance de los detectores Čerenkov, por lo que para poder identificar isótopos ligeros en un amplio rango de energía se ha diseñado para AMS-02 un detector Čerenkov tipo RICH capaz de proporcionar una resolución en velocidad del  $\sim 0.1\%$  para protones con  $\beta \simeq 1$  y del  $0.01\%$  para iones con  $Z \geq 10$ .

### 3.2 La radiación Čerenkov

El fenómeno físico en el que se basan los detectores Čerenkov es la radiación del mismo nombre, que fue observada por primera vez por Marie Curie en 1910 como una luz blanco-azulada que emitían las disoluciones de sales de radio en agua destilada. Sin embargo, la naturaleza de la radiación no fue investigada en ese momento porque la fluorescencia en esas disoluciones es un fenómeno habitual.

---

<sup>1</sup>Obtenido a partir de simulaciones Monte Carlo del detector [49].



**Figura 3.1:** Izqda: Resolución en la medida del momento proporcionada por el detector de trazas de AMS-02 [49]. Dcha: Resolución en velocidad en función de la energía cinética por nucleón para distintas partículas. La línea horizontal indica la resolución que proporciona el TOF de AMS-02.

El primer estudio cuantitativo de este fenómeno fue llevado a cabo por el científico francés Lucien Mallet entre 1926 y 1929, observando que el espectro de emisión es continuo, sin las líneas o bandas que caracterizan el espectro de la fluorescencia, aunque no tuvo constancia de la dependencia angular de la radiación ni de su polarización.

En 1933 Sergei Vavilov, por aquel entonces director del departamento de Física de la Academia de Ciencias Rusa en Leningrado, propuso a su estudiante de doctorado Pavel Čerenkov como tema de tesis el estudio de la luminiscencia en disoluciones de sales de uranilo bajo la influencia de radiación gamma de alta energía, con el objeto de compararla con la obtenida con luz visible y rayos X. El trabajo de Čerenkov le llevó a descubrir que la luz azulada que observaba era emitida no sólo por la solución, sino también en el caso de tener únicamente disolvente puro. Tras obtener el mismo resultado con una decena de disolventes de alta pureza, Vavilov llegó a la conclusión de que la radiación observada no era luminiscencia, sino que se trataba de un fenómeno desconocido hasta entonces.

En 1934 se presentaron dos artículos en la Revista de la Academia de Ciencias Rusa, uno firmado por Čerenkov con sus resultados experimentales y otro por Vavilov<sup>2</sup>, donde presenta una primera explicación del fenómeno: la radiación la producen los electrones Compton que los rayos gamma extraen de los átomos del líquido. Los estudios continuaron, pudiendo determinar la distribución angular de la emisión (formando un cono de luz) y su dependencia con el índice de refracción del medio y la velocidad de los electrones, la distribución espectral y la intensidad total de la radiación. Además, Čerenkov demostró que la

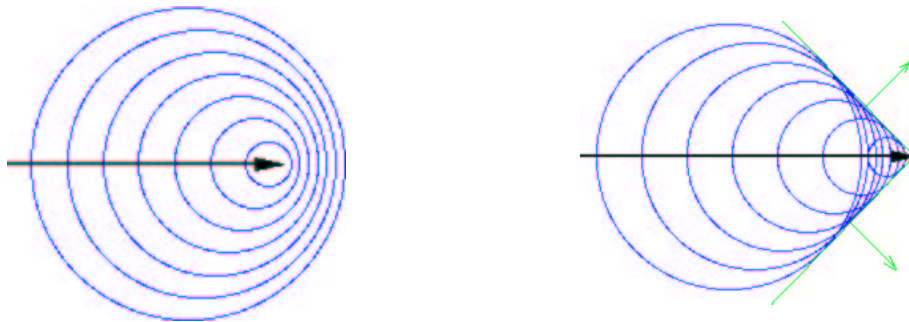
<sup>2</sup>P. A. Čerenkov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2 (1934) 451 y S. I. Vavilov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2 (1934) 457.

intensidad es proporcional al camino recorrido por los electrones en el medio y que la emisión es rápida ( $<10$  ps) y está polarizada en la dirección del flujo de rayos gamma. Medidas con rayos gamma duros y blandos mostraron un efecto de umbral y no se observaron diferencias entre la radiación producida por la incidencia de haces de electrones o de rayos gamma.

En 1937 Ilya Frank e Igor Tamm dieron una descripción teórica completa del fenómeno, basándose en los principios de la Electrodinámica Clásica. Como Vavilov había intuido, la radiación se produce cuando partículas cargadas atraviesan medios dieléctricos a velocidades superlumínicas [60]. Čerenkov, Frank y Tamm fueron galardonados con el premio Nobel de Física en el año 1958 por este descubrimiento.

En 1940 Vitali Ginsburg desarrolló la formulación cuántica del fenómeno, obteniendo un término adicional en la ecuación que describe la emisión de la radiación que considera el caso de partículas con momento magnético. Además, propuso que es posible la emisión de radiación Čerenkov por dipolos magnéticos puros, con carga eléctrica neta nula. Ambas contribuciones a la intensidad de la radiación son tan pequeñas que es improbable que puedan detectarse con las técnicas actuales.

En el marco de la Electrodinámica Clásica, este fenómeno se describe como sigue. Cuando una partícula cargada atraviesa un medio a velocidad constante, la interacción entre su campo eléctrico y el material resulta en el desplazamiento de las distribuciones de carga de los átomos, llevando el centro de la nube electrónica lejos del núcleo y creando dipolos eléctricos. La variación en el tiempo de esos dipolos (que vuelven a la posición de equilibrio inicial) produce la emisión de radiación electromagnética que se propaga como ondas esféricas a una velocidad  $v_r = c/n$ , donde  $n$  es el índice de refracción del medio.



**Figura 3.2:** Emisión electromagnética de los dipolos creados en un material al paso de una partícula cargada con velocidad menor (izqda) y mayor (dcha) que la velocidad de la luz en el medio.

Considerando que la emisión de radiación se produce en cada posición instantánea de la partícula a lo largo de su trayectoria, se tiene que si la velocidad de la partícula es menor que la velocidad de la luz en ese medio, la interferencia entre los frentes de onda que se han originado en tiempos distintos es destructiva y el fenómeno no se observa. Sin embargo, si la partícula va más rápido que la propagación de la luz emitida, los frentes de onda interfieren constructivamente, dando lugar a una señal suficientemente intensa como para ser observable (ver figura 3.2). El vector normal a la envolvente de los frentes de onda

forma un ángulo  $\theta$  con la trayectoria de la partícula (figura 3.3 izqda), de manera que la emisión tiene geometría cónica, con la trayectoria de la partícula como eje y con semiángulo de apertura dado por

$$\cos \theta = \frac{ct/n}{vt} = \frac{1}{\beta n} \quad (3.2)$$

De esta expresión se deduce que para un índice de refracción dado, existe un umbral de velocidad para que se produzca la emisión,  $\beta_{\min} = 1/n$ , y que el ángulo de emisión aumenta con  $\beta$ , llegando al límite  $\theta_{\max} \rightarrow \arccos(1/n)$  cuando  $\beta \rightarrow 1$ .

La energía radiada por unidad de longitud viene dada por la relación de Frank–Tamm

$$\frac{dW}{dl} = \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{c^2} \int_{\beta n(\omega) > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) \omega d\omega \quad (3.3)$$

donde  $Ze$  es la carga de la partícula y  $\omega$  es la frecuencia angular de la radiación. La cantidad de energía emitida es pequeña en comparación con otros fenómenos, como por ejemplo, la ionización. Para comparar la energía puesta en juego en cada caso, se puede considerar un electrón que se mueve a  $\beta \simeq 1$  a través de 1 cm de agua ( $n=1.33$ ). De acuerdo con la ecuación 3.3, la energía Čerenkov radiada en el rango espectral 400–700 nm es  $\sim 500$  eV, mientras que la pérdida por ionización es de 2 MeV<sup>3</sup>.

La ecuación anterior indica que la intensidad de la emisión depende de la carga de la partícula pero no de su masa, y que el espectro es continuo y predominantemente azul, pues

$$\frac{dW}{dl} \propto \omega \sim \frac{1}{\lambda^3}$$

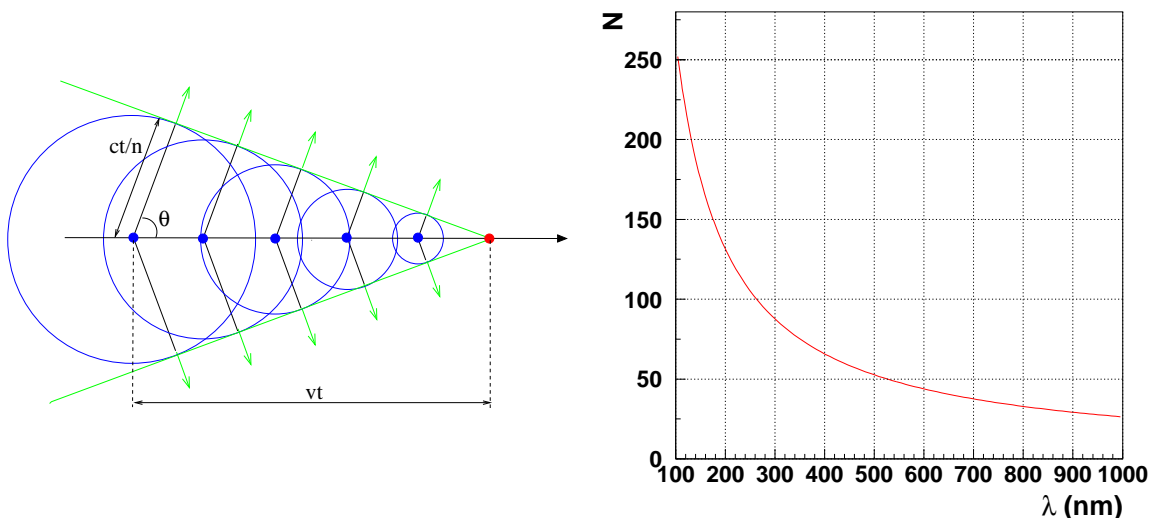
El rango de longitudes de onda que abarca el espectro es amplio. El límite inferior se sitúa en la región de los rayos X, donde  $n(\omega) < 1$  y por tanto no se satisface la ecuación 3.2. En la región de longitudes de onda largas el límite depende de las bandas de absorción atómicas o moleculares presentes en el material. La dependencia  $n(\omega)$  también implica que los ángulos de emisión sean ligeramente diferentes para las distintas longitudes de onda, con lo que en medios con dispersión normal las longitudes de onda mayores (rojo) estarán en la parte interior del cono y las menores (violeta) en la parte exterior.

El número de fotones producidos con energía  $\hbar\omega$  se deduce a partir de la ecuación 3.3,

$$N = 2\pi\alpha Z^2 L \int_{\beta n(\lambda) > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.4)$$

donde  $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 c$  es la constante de estructura fina y  $L$  la longitud del camino recorrido por la partícula en el medio donde se produce la radiación (llamado radiador). Esta relación

<sup>3</sup>El promedio de la pérdida de energía por ionización por unidad de longitud es  $\frac{dE}{dx} \propto -\frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \frac{k\beta^2 \gamma^2}{I^2} - \beta^2 \right]$  donde  $Z$ ,  $A$  e  $I$  son el número atómico, el peso atómico y la energía de ionización promedio del material;  $\beta$  es la velocidad de la partícula incidente,  $\gamma$  su factor de Lorentz y  $z$  su carga eléctrica en unidades de la carga del electrón; y  $k$  es una constante.



**Figura 3.3:** **Izqda:** Geometría de la emisión Čerenkov. **Dcha:** Espectro de fotones Čerenkov producidos por protones a  $\beta \simeq 1$  al atravesar 1 cm de un medio con índice de refracción  $n=1.03$ .

indica que el número de fotones producido es proporcional al grosor del radiador, y que éste es mayor para radiadores con un índice de refracción mayor.

En el caso de un rango de longitud de onda donde se puede considerar  $n(\lambda)=cte$ , la expresión 3.4 toma la forma

$$N = \frac{2\pi\alpha Z^2 L}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.5)$$

Por último, destacar que la radiación Čerenkov está totalmente polarizada, con el vector de campo eléctrico normal a la dirección de la emisión, contenido en el plano que forman ésta y la trayectoria de la partícula, y el vector de intensidad de campo magnético tangente a la superficie del cono.

### 3.3 Detectores Čerenkov

Los detectores Čerenkov están formados por un medio radiador por donde pasan las partículas cargadas y unos sensores de luz que detectan la radiación producida. En muchos casos se incluye un sistema óptico que focaliza la luz hacia los sensores.

Estos detectores hacen uso de las propiedades de la radiación Čerenkov, como la rapidez del pulso emitido, la existencia de un umbral en la velocidad (por debajo del cual no se emite radiación), la dependencia del ángulo de emisión con  $n$  y  $\beta$ , la direccionalidad y el número de fotones emitido, para las aplicaciones experimentales que se resumen en los puntos siguientes:

1. La detección eficiente y el conteaje de partículas con velocidades por encima del umbral Čerenkov, que se selecciona a través del índice de refracción del radiador:

$$\beta > \beta_{\min} = 1/n$$

2. La determinación directa de la velocidad de las partículas por medio del ángulo de emisión de acuerdo con la expresión 3.2,

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta} \quad (3.6)$$

3. La medida de la carga eléctrica de la partícula, que se determina mediante el número de fotones que forman el cono (ecuación 3.5),

$$Z^2 \propto \frac{N\lambda}{L \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)} \quad (3.7)$$

Diferenciando la ecuación 3.6 se tiene que el error en el cálculo de la velocidad es

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \frac{\sigma_n}{n} \oplus \tan \theta \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}} \quad (3.8)$$

donde  $\sigma_n$  es el error asociado al índice de refracción del radiador,  $\sigma_\theta$  es el error en la medida del ángulo de emisión para cada fotón y  $N$  es el número de fotones Čerenkov detectados.

Se distinguen en la ecuación anterior dos contribuciones principales al error en la velocidad, una debida a la naturaleza del radiador y otra relacionada con el diseño del detector.

En el primer caso la variable determinante es el índice de refracción del radiador, ya que está presente en todos los factores de la ecuación. Un valor de  $n$  pequeño hará que tanto el primer término de 3.8 como el factor  $1/\sqrt{N}$  aumenten (ecuación 3.5), y que por el contrario  $\tan \theta$  disminuya (ecuación 3.2). Además, se tiene el error asociado al índice, donde se suman en cuadratura las contribuciones debidas al error en la medida de su valor y a la dispersión cromática.

Por otro lado, se tiene la influencia en  $\sigma_\theta$  y  $N$  de factores relacionados con el diseño del detector, como el grosor del radiador, la incertidumbre en el punto de emisión del fotón, la distancia de expansión del cono Čerenkov, aberraciones en la óptica, el tamaño del elemento de detección y la eficiencia de detección del sensor.

Para un detector con unas características determinadas ( $\sigma_\theta$  y  $N$  fijos), el factor  $\tan \theta$  domina sobre el primer término de 3.8, de forma que el error en la velocidad es menor para valores de  $n$  pequeños. Además, para un mismo detector este error disminuye con la carga de las partículas, ya que combinando las ecuaciones 3.7 y 3.8 se tiene que  $\sigma_\beta/\beta \propto 1/Z$ .

## Radiador

El material utilizado como radiador Čerenkov puede ser tanto sólido como líquido o gaseoso<sup>4</sup>, siempre y cuando presente un alto grado de transparencia y no tenga bandas de absorción

<sup>4</sup>Por ejemplo, algunos materiales utilizados como radiador Čerenkov son: (gases) He, Ne, Ar, Kr, Xe, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, isobutano, pentano, fluoruros de carbono C<sub>n</sub>F<sub>2n+2</sub>; (líquidos) agua, alcohol, C<sub>n</sub>F<sub>2n+2</sub>; (sólidos) vidrio, cuarzo, LiF, NaF, CaF<sub>2</sub>, BGO, plásticos, aerogel de silicio.

en el rango de longitud de onda de trabajo (generalmente el UV) ni centellee, pues la intensidad del centelleo es mayor que la de la radiación Čerenkov.

La elección del radiador adecuado para un determinado experimento se basa fundamentalmente en el índice de refracción ya que, como se ha discutido anteriormente, éste establece el umbral de emisión y es un factor determinante en la resolución en la medida de la velocidad. Además, debe considerarse un  $n$  tal que los fotones producidos no sufran reflexión total a la salida del radiador y queden atrapados en éste. Para una partícula que incide perpendicularmente en el radiador, los fotones Čerenkov podrán escapar del mismo si la velocidad de ésta es menor que un valor máximo dado por la expresión

$$\beta_{m\acute{a}x} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - n_0^2}}$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción del medio donde emerge la radiación. En el caso de que este medio sea el vacío ( $n_0=1$ ), para no perder aceptación en velocidad (es decir, para que sea  $\beta_{m\acute{a}x} \simeq 1$ ) el índice de refracción del radiador debe ser  $n < \sqrt{2}$ .

Los radiadores gaseosos poseen los índices de refracción más pequeños,  $n < 1 + 2 \times 10^{-3}$  a presión atmosférica, y su utilización requiere mantenerlos a una presión y temperatura determinadas, ya que el valor de  $n$  depende de estas magnitudes. Los líquidos tienen un índice  $1.1 \lesssim n \lesssim 1.4$  y también requieren contenedores estancos en condiciones controladas. Los sólidos (cristales) tienen valores de  $n$  mayores que 1.3. El aerogel de silicio, un sólido con estructura porosa a escala nanométrica, es el único material con un índice de refracción intermedio entre los gases y los líquidos,  $n=1.001-1.15$ .

Otra característica importante del radiador es la dispersión cromática, ya que es uno de los factores que producen incertidumbre en la medida de la velocidad. En la figura 3.4 se muestra la dependencia de  $n$  con la longitud de onda para algunos materiales líquidos y sólidos utilizados como radiadores Čerenkov [61]. Se tiene en todos los casos considerados que, en el rango 300–650 nm<sup>5</sup>, la variación del índice de refracción es  $\Delta n \sim 10^{-2}$  excepto para el aerogel de silicio, donde se tiene una variación un orden de magnitud menor,  $\Delta n \sim 10^{-3}$ .

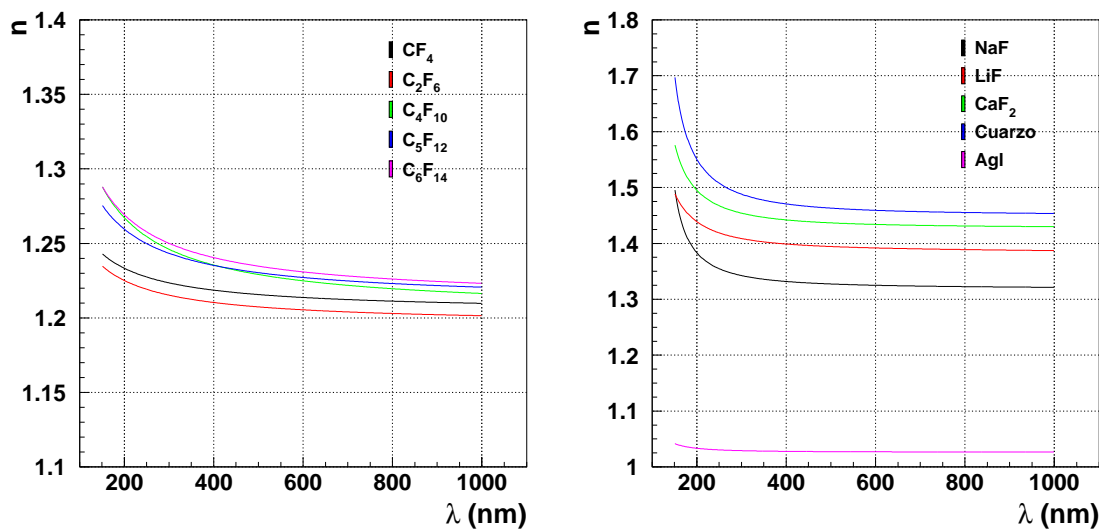
### Sensor de luz

El sensor de luz debe convertir los fotones Čerenkov en una señal eléctrica detectable. Como la intensidad de la radiación es débil, el sensor debe tener sensibilidad suficiente como para detectar niveles de luz tan bajos como un fotón y ser capaz de amplificar la señal que produce.

Existen dos tipos principales de sensores utilizados en detectores Čerenkov, dependiendo de si la conversión del fotón en corriente eléctrica se realiza por fotoionización (con material fotosensible gaseoso) o por efecto fotoeléctrico (con material fotosensible sólido).

---

<sup>5</sup>Como se indicará más adelante, éste es el rango sensible de los fotomultiplicadores escogidos para el RICH de AMS-02.



**Figura 3.4:** Dispersión cromática en el rango 150–1000 nm de algunos materiales líquidos (izqda) y sólidos (dcha). AgI indica aerogel de silicio.

Los detectores gaseosos son cámaras proporcionales multihilos (MWPC - *Multiwire Proportional Chambers*), cámaras de avalancha de varias etapas (MSAC - *Multi Step Avalanche Chambers*) y cámaras de deriva bidimensionales, donde los materiales fotosensibles son vapores con gran eficiencia cuántica en el UV<sup>6</sup> que se mezclan con el gas de la cámara. Este tipo de detectores suponen la solución más eficiente para cubrir grandes áreas en experimentos que requieren medir la posición de los fotones.

Los fotomultiplicadores son los sensores con conversión por efecto fotoeléctrico más utilizados. Estos sensores poseen una sensibilidad y una capacidad de amplificación altas, un amplio rango dinámico, un nivel de ruido bajo y rapidez en la respuesta. Además presentan otras ventajas como simplicidad en el diseño, estructura compacta, instalación y operación sencillas y mantenimiento fácil, que los hacen adecuados para la detección en áreas pequeñas y en aplicaciones espaciales.

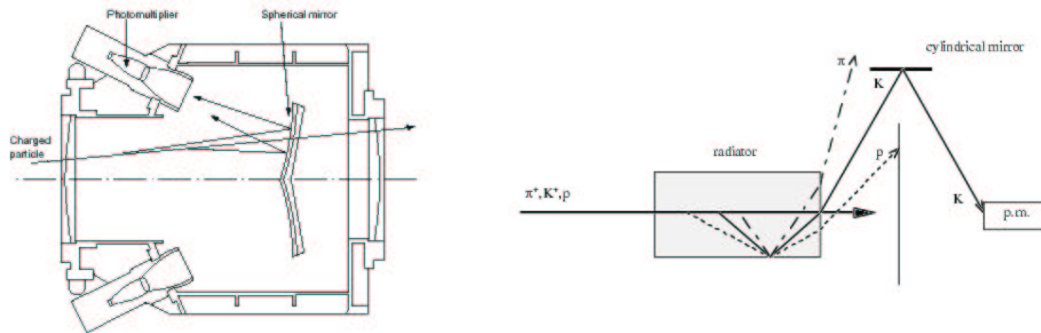
### 3.3.1 Tipos de detectores Čerenkov

Los detectores Čerenkov pueden clasificarse en dos tipos, según hagan uso o no de la información que proporciona el ángulo Čerenkov: los de umbral y los formadores de imagen. Dentro de cada clase existe una gran variedad de diseños. A continuación se describen brevemente los más básicos (para una descripción más detallada consultar la referencia [61]).

<sup>6</sup>Por ejemplo, DMA (dimetilamina), TMA (trimetilamina), TEA (triethylamina) y TMAE (tetrakis(dimetilamina)etileno).

### Detectores de umbral

Los detectores de umbral (figura 3.5 izqda) discriminan las partículas que sobrepasan la velocidad mínima para que se produzca la radiación Čerenkov de las que no. La aceptación tanto en velocidad como en ángulo de incidencia son grandes y generalmente se utilizan para identificar partículas cuyo momento es conocido. En diseños más elaborados donde se mide la intensidad de la luz detectada, es posible determinar el valor de la velocidad con precisión.



**Figura 3.5:** Diseño básico de un detector Čerenkov de umbral (izqda) y diferencial (dcha).

### Detectores formadores de imagen

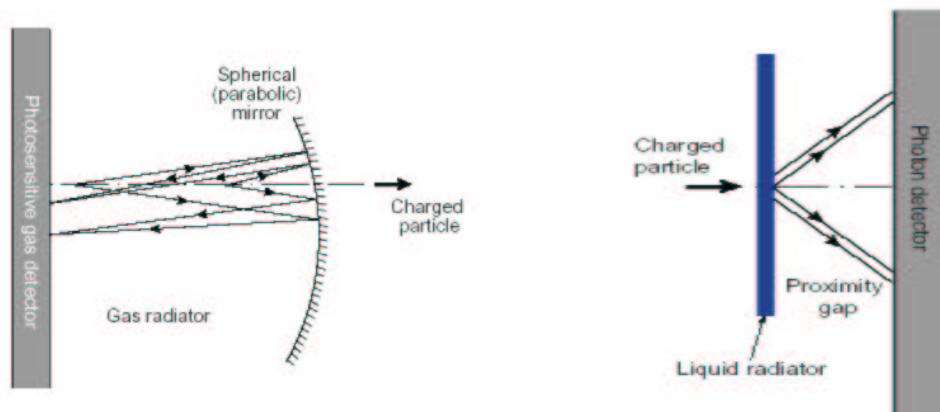
En estos detectores se determina la velocidad de las partículas a través de la medida del ángulo Čerenkov de los fotones emitidos.

Los detectores diferenciales utilizan óptica y máscaras geométricas (diafragmas) para enfocar los fotones Čerenkov emitidos con un  $\theta$  determinado (figura 3.5 dcha), y así seleccionar partículas cuya velocidad está en un rango muy limitado. La aceptación en dirección de incidencia de las partículas es por tanto pequeña. La resolución típica en la determinación de la velocidad que alcanzan estos detectores es  $\sigma_\beta/\beta \sim 10^{-3}$ , pudiendo llegar en algunos diseños hasta  $10^{-5}$ .

Los detectores RICH (*Ring Imaging Čerenkov*) combinan la aceptación de los detectores de umbral con la resolución en velocidad de los diferenciales. En este caso el cono Čerenkov se proyecta en un detector sensible a la posición, ya sea por medio de elementos ópticos (espejo) o por proximidad (figura 3.6). La medida de la posición de los fotones en el anillo Čerenkov proyectado permite determinar el ángulo de emisión  $\theta$  y por tanto, la velocidad de la partícula. Además, en las aplicaciones que lo requieran, puede obtenerse el número de fotones que forman el anillo para determinar la carga de la partícula.

## 3.4 EL RICH de AMS-02

Como se ha comentado anteriormente (sección 3.1), para identificar partículas en el rango energético  $E \lesssim 10$  GeV/n se ha incluido en AMS-02 un detector Čerenkov tipo RICH, ya que con este tipo de detector es posible obtener una medida precisa de la velocidad y



**Figura 3.6:** Diseño básico de un detector Čerenkov tipo RICH con enfoque óptico (izquierda) y por proximidad (derecha).

además proporciona una gran aceptación tanto en ángulo de emisión Čerenkov como en velocidad.

El diseño y la posición de este detector en AMS-02 deben ser tales que se minimice la probabilidad de interacción de las partículas, de acuerdo con lo expuesto en la sección 2.1. Considerando además que la operación en el espacio impone ciertas limitaciones de peso y potencia, y que el detector funcionará durante largo tiempo (3-5 años) sin mantenimiento, se ha escogido un diseño de RICH sencillo y fiable, de enfoque por proximidad, con el radiador situado por debajo de los planos inferiores del TOF y el plano de detección por encima del calorímetro.

La precisión en velocidad que se pretende obtener con este detector ( $\sim 0.1\%$  para protones) requiere escoger, de acuerdo con la ecuación 3.8, un radiador con índice de refracción bajo y un plano de detección con una granularidad que permita muestrear el anillo Čerenkov con la suficiente precisión.

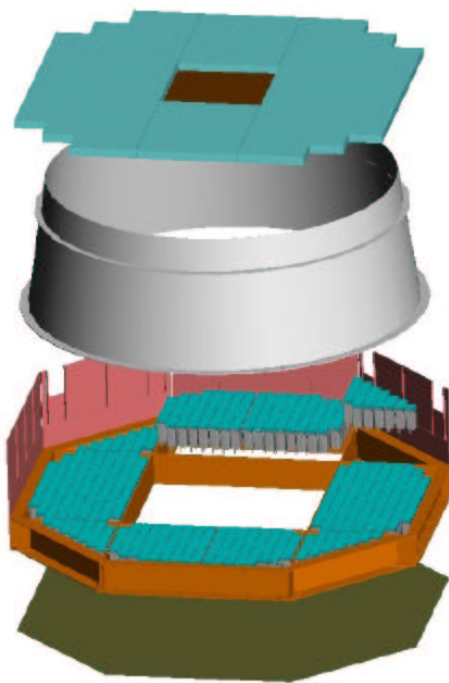
De acuerdo con el principio de simplicidad del diseño, el radiador adecuado para este detector es un material sólido, ya que no necesita una infraestructura complicada ni requiere ningún tipo de mantenimiento. Si además se considera que debe tener un índice de refracción bajo, se selecciona como radiador aerogel de silicio, ya que es el material sólido con menor índice de refracción que existe. Asimismo posee una densidad muy pequeña, cercana a la del aire, lo que contribuye a minimizar la masa total del detector.

Por otro lado, para el plano de detección se concibe un diseño modular formado por fotomultiplicadores, ya que estos sensores poseen las características de funcionamiento adecuadas y se han probado con éxito en otros experimentos espaciales. La resolución espacial que proporciona el plano se ajusta mediante el tamaño del elemento de detección (área sensible del fotomultiplicador) y la distancia que lo separa del radiador (distancia de expansión

del cono Čerenkov). La zona del plano de detección situada por encima del calorímetro no se instrumenta para minimizar pérdidas en la energía de las partículas que se dirigen hacia éste.

### 3.4.1 Descripción

El detector RICH de AMS-02 es un cono truncado cuyas dimensiones (60 y 67 cm de radio superior e inferior) le proporcionan una aceptación geométrica igual al 80% de la aceptación del imán, que es la mayor posible dada su posición dentro de AMS-02. En la figura 3.7 se muestra un esquema del detector. El radiador está situado en el plano superior del cono y el plano de detección en el inferior, a una distancia de 48.5 cm del primero. La zona no instrumentada del plano de detección se sitúa en su parte central y ocupa un área de  $64 \times 64 \text{ cm}^2$ . El volumen del detector lo cierra un reflector tronco-cónico que aumenta la recolección de fotones. A continuación se incluye una breve descripción de cada uno de los elementos que lo forman.



**Figura 3.7:** Esquema del RICH de AMS-02. De arriba a abajo se muestran el radiador, el reflector y el plano de detección rodeado de la protección anti-meteoritos.

## Radiador

El plano radiador está formado por losetas de aerogel de silicio de índice de refracción  $n=1.05$  y 25 mm de grosor que suman un volumen total de 31 l. Este valor de  $n$  proporciona un umbral de velocidad para que se produzca la emisión Čerenkov  $\beta_{\text{mín}}=0.952$  y una precisión en la medida de la velocidad al nivel requerido por el experimento.

La luz que se propaga en aerogel de silicio está afectada por dispersión Rayleigh, pues este material presenta una estructura interna con inhomogeneidades cuyo tamaño es menor que la longitud de onda del rango del espectro visible-UV. La dispersión Rayleigh aleja los fotones Čerenkov de su trayectoria inicial, apartándolos del cono y perdiendo por tanto la información que proporcionan sobre la velocidad de la partícula. Además, la disminución del número de fotones del cono también afecta la determinación de la carga de la partícula.

El efecto de la dispersión Rayleigh aumenta con el grosor del aerogel. Por tanto, en la elección del índice de refracción y el grosor del radiador para el RICH se ha buscado un compromiso entre el número de fotones producidos y la dispersión que sufren en su propagación, de forma que se alcance la resolución en velocidad requerida y que el rendimiento del detector sea el adecuado durante toda la misión.

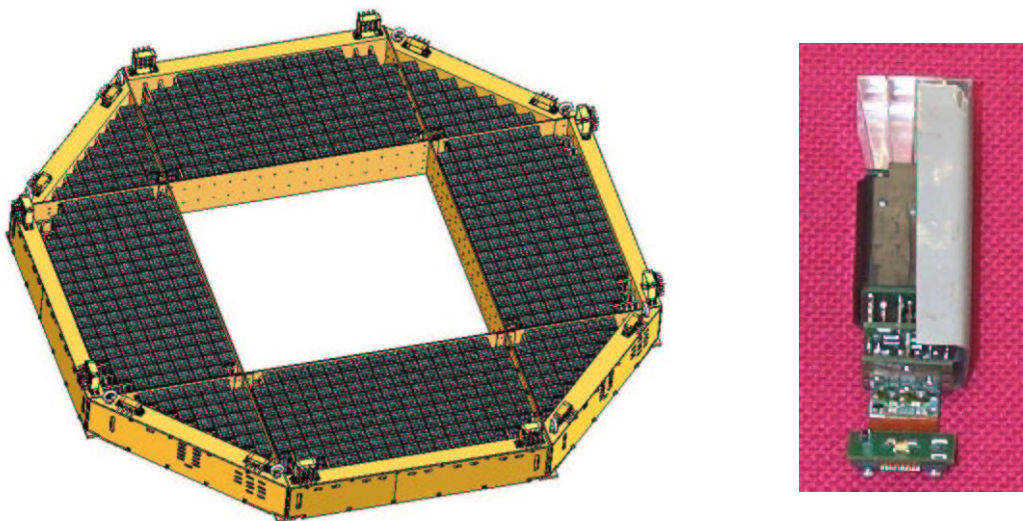
Debido a la presencia de la zona no instrumentada en el plano de detección, en el centro del radiador se ha sustituido un área de  $34 \times 34 \text{ cm}^2$  de aerogel por losetas de NaF de 0.5 cm de grosor. El NaF tiene un índice de refracción mayor que el del aerogel,  $n=1.336$ , lo que proporciona conos Čerenkov más abiertos que proyectan en el plano anillos cuyo diámetro es  $D_{\text{NaF}} \sim 85 \text{ cm}$  frente al valor  $D_{\text{Agl}} \sim 31 \text{ cm}$  obtenido con el aerogel (considerando en ambos casos partículas con  $\beta \simeq 1$ ). Esto permite que los fotones salven la zona no instrumentada y alcancen el plano de detección. Además, con un índice mayor se aumenta la aceptación en velocidad del detector, bajando el umbral a  $\beta_{\text{mín}}=0.752$  aunque la resolución en su determinación empeora. El NaF tiene la ventaja añadida de ser el cristal con menor índice de refracción, por lo que la pérdida de fotones por reflexión interna son mínimas.

## Plano de detección

El plano de detección del RICH consiste en una matriz octogonal de 680 fotomultiplicadores, dividida en 4 zonas rectangulares que rodean el hueco central y 4 triangulares que forman las esquinas (figura 3.8).

El modelo de fotomultiplicador escogido para el RICH de AMS-02 es el R7600-00-M16 fabricado por Hamamatsu Photonics, ya que satisface todos los requisitos impuestos por el experimento. El rango del espectro donde es sensible (350–600 nm) es adecuado para detectar la radiación Čerenkov. La amplificación que proporciona de las señales es alta, del orden de  $10^6$  electrones, y tiene un rango dinámico de operación amplio, que le permite detectar los fotones Čerenkov que se espera obtener de partículas con  $Z=1-26$  (1–100 fotones). La resolución con que es capaz de detectar las señales posibilita contar los fotones emitidos y por tanto, determinar la carga eléctrica de las partículas.

El ánodo es múltiple, con  $4 \times 4$  elementos de detección (píxeles) de  $\sim 4 \times 4 \text{ mm}^2$  cada uno, lo que contribuye a aumentar la granularidad del plano.



**Figura 3.8:** **Izqda:** Esquema del plano de detección del RICH de AMS-02. **Dcha:** Fotomultiplicador del RICH con la electrónica de *front-end* conectada, instrumentado con una guía de luz y cubierto con la mitad de la caja de apantallamiento.

Debido a la situación del plano de detección del RICH, a  $\sim 130$  cm del centro del imán, los fotomultiplicadores deberán operar en el seno de un campo magnético. Por ello, el modelo escogido tiene una cadena de amplificación diseñada especialmente para ofrecer una gran resistencia al efecto de los campos magnéticos en la respuesta. Sin embargo, la intensidad del campo será suficientemente alta ( $\lesssim 300$  G) como para que sea necesario introducir en el plano un apantallamiento magnético consistente en cajas de hierro dulce donde se introducen los fotomultiplicadores individualmente, como se muestra en la figura 3.8 (dcha).

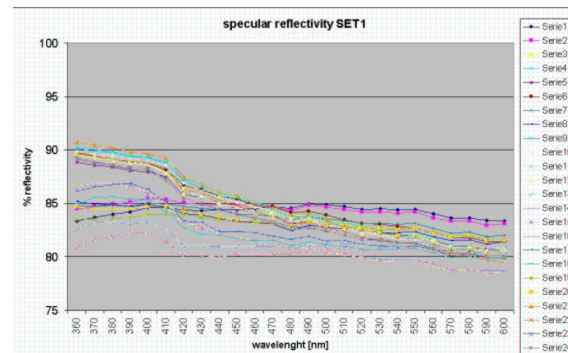
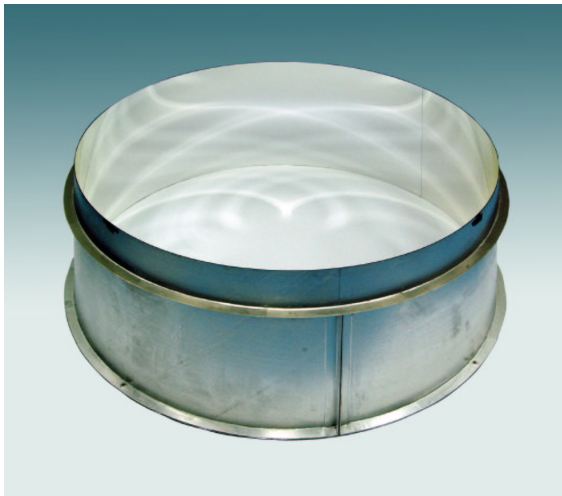
La presencia del apantallamiento y las dimensiones del área sensible del fotomultiplicador, que ocupa un  $\sim 45\%$  de su superficie total, disminuyen la aceptación geométrica del sensor. Para mejorar la recolección de fotones y así aumentar la eficiencia del detector, se ha equipado cada fotomultiplicador con una guía de luz que conduce los fotones que llegan al plano hasta el área sensible del fotomultiplicador. La guía está formada por 16 piezas sólidas de metacrilato independientes entre si, y transmite eficientemente la luz Čerenkov preservando la resolución espacial que proporciona el pixelado del fotomultiplicador. La superficie por donde incide la luz en cada pieza ( $7.55 \times 7.55$  mm<sup>2</sup>) da el tamaño de píxel efectivo, que junto con la distancia de expansión establecida proporcionan la precisión en la medida de la velocidad que se requiere.

Finalmente, destacar que el voltaje de operación de estos fotomultiplicadores es bajo ( $< 1000$  V) y su peso reducido, lo que permite instrumentar el plano con un gran número de sensores cumpliendo con los requisitos de potencia máxima consumida ( $P_{m\acute{a}x} = 200$  W) y peso total máximo del detector ( $M_{m\acute{a}x} = 200$  kg).

## Reflector

La misión del reflector es redirigir hacia el plano de detección los fotones cuya trayectoria los lleva fuera del mismo, que es el caso del  $\sim 30\%$  de los fotones emitidos. Su forma es tronco-cónica y rodea al detector, cerrando el espacio entre el radiador y el plano de detección. En la figura 3.9 se muestra una imagen del reflector del RICH de vuelo.

La matriz que soporta el reflector está fabricada con fibra de carbono y se divide en tres sectores de  $120^\circ$ . La superficie de la matriz está pulida de forma que la rugosidad alcanza valores de 3.8 nm (r.m.s.). En la superficie interior de esta matriz se deposita un recubrimiento formado por dos capas, una de aluminio de 100 nm de espesor y otra de  $\text{SiO}_2$  de 300 nm, que proporciona una reflectancia promedio del  $\sim 85\%$  a 420 nm (ver figura 3.9 dcha).



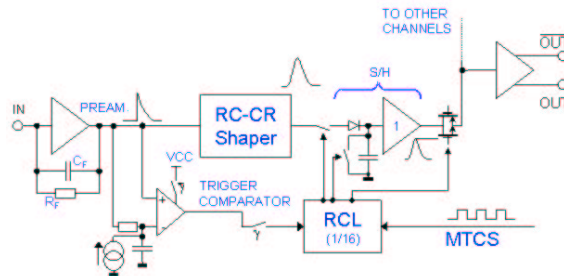
**Figura 3.9:** Reflector del RICH de vuelo (izqda) y medidas de reflectividad en función la longitud de onda en distintos puntos del mismo (dcha).

## Electrónica

La electrónica del RICH tiene 3 elementos principales: la electrónica de *front-end*, control y procesamiento de señales y suministro de energía.

La electrónica de *front-end* está formada por un divisor de tensión y un circuito de adquisición de señales conectados en la base de cada fotomultiplicador. El divisor de tensión distribuye el alto voltaje entre los dínodos del fotomultiplicador, optimizando el consumo y manteniendo la linealidad de la respuesta en un amplio rango. El circuito de adquisición o ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*) ha sido especialmente desarrollado para el RICH y consta de 16 canales, uno para cada píxel del fotomultiplicador [64]. El esquema del circuito se muestra en la figura 3.10. Cada canal cuenta con un preamplificador, un filtro (*RC-CR Shaper*) y un circuito (*S/H - Sample & Hold*) que muestrea el pulso para obtener su amplitud máxima, que se toma como el valor de la señal medida. Estos valores se recogen para todos los canales en 2 ganancias ( $\times 1$  y  $\times 5$ ), de forma que es

posible muestrear un amplio rango de señales, y se envían a través de un *multiplexor* a un conversor analógico/digital (ADC), obteniendo finalmente 32 valores de carga recogida en cada fotomultiplicador. Los datos correspondientes a varios fotomultiplicadores se envían a través de un cable de señales (llamado *flex*) a una memoria temporal integrada en el CDP (*Common Digital Part*), que es el nivel de electrónica inmediatamente superior al *front-end*.



**Figura 3.10:** Esquema del circuito ASIC de adquisición de señales del RICH.

En el CDP se integran, además de la memoria, un módulo FPGA (*Field Programmable Gate Array*) que controla el *front-end* y un módulo DSP (*Digital Signal Processing*) que realiza el procesamiento de las señales que éste proporciona.

El módulo FPGA regula las operaciones que realiza el ASIC a través de una secuencia de control consistente en un tren de pulsos de reloj que se genera cuando llega la señal de disparo del detector.

El DSP extrae los datos guardados en la memoria de forma asíncrona con el disparo del detector y los procesa mediante un algoritmo para reducir la cantidad de señales recogidas. Este algoritmo determina qué canales dan señal por encima de un cierto umbral, de forma que se guarda la información que solamente estos proporcionan. La disminución en el volumen de datos que se consigue con esta operación es significativa, ya que en cada suceso el número de canales con señal superior al umbral es mucho menor que el total. El umbral de cada canal se establece midiendo la distribución del ruido electrónico (pedestal) y determinando su valor medio y su anchura, siendo el umbral igual al valor medio más  $\approx 4$  veces la anchura. Para realizar estas operaciones, el DSP dispone de dos modos de toma de datos: modo *calibración*, donde se analizan los datos de calibración (distribuciones de ruido electrónico) y se tabulan las posiciones y anchuras de los pedestales de todos los canales; y modo *reduced* donde se aplica el algoritmo de reducción a partir de las tablas obtenidas en el modo anterior. Además, se incluye un modo *rawdata*, en el que se guardan las señales recogidas en todos los canales para realizar calibraciones con luz.

Los módulos CDP necesarios para gestionar todo el RICH están implementados de manera redundante en un total de 12+12 tarjetas electrónicas llamadas RDR (*RICH Data Reduction*) que se ubican alrededor del plano de detección. Los datos recogidos por las RDR se envían al siguiente nivel del sistema de adquisición de datos de AMS-02 (CDDP), que recolecta datos de todos los subdetectores formando un suceso.

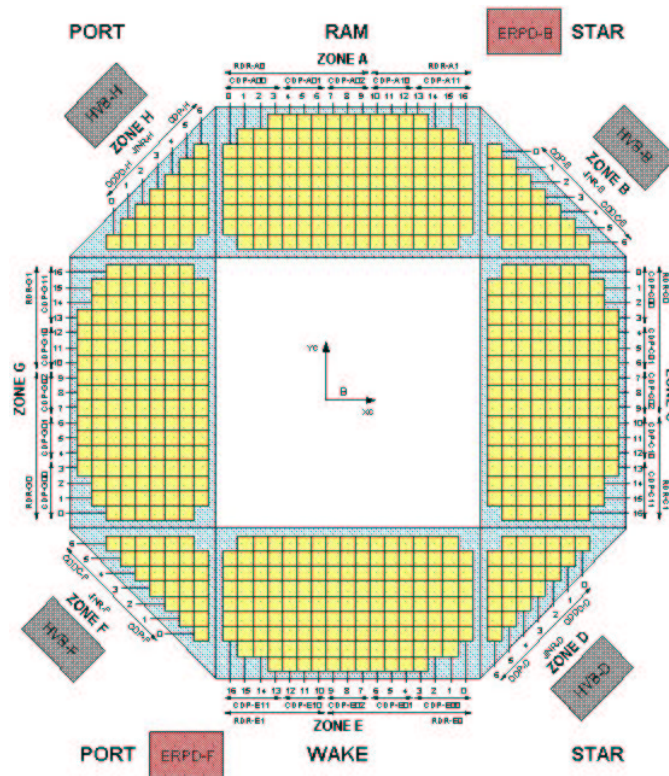


Figura 3.11: Esquema de la electrónica del RICH de AMS-02.

La potencia que alimenta el RICH se suministra mediante dos sistemas diferentes. El sistema de alto voltaje alimenta los fotomultiplicadores, proporcionando tensiones de hasta 900 V. Aunque el voltaje suministrado es estable y con rizado pequeño se ha incluido un sistema de control y monitorización, ya que la ganancia de los fotomultiplicadores depende de éste. El sistema está implementado en 4 módulos (HVB – *High Voltage Brick*) que se sitúan en la estructura que soporta AMS-02, cada uno con 40 reguladores de alto voltaje redundantes que alimentan de 3 a 6 fotomultiplicadores cada uno.

El sistema de bajo voltaje alimenta al resto de la electrónica: ASIC, ADC y control y procesado de señales. El sistema es redundante y está implementado en 8 tarjetas situadas en 2 cajas (ERPD) que se instalan en el radiador térmico principal de AMS.

El cableado del RICH se realiza considerando que existen unas limitaciones impuestas por la construcción del detector que no permiten instrumentar cada fotomultiplicador con una línea de alimentación de alto voltaje y otra de adquisición y control de señales (*flex*) propias. Las restricciones provienen principalmente de los límites en el consumo de potencia y en el peso total del detector impuestos por el carácter espacial del experimento, y por otro lado del espacio disponible para el cableado y de la complejidad que supondría realizar

todas las conexiones individuales que necesitarían los 680 fotomultiplicadores. Por tanto, es necesario disponer de líneas de alta tensión y *flex* comunes a varios fotomultiplicadores.

En la figura 3.11 se muestra un esquema de la electrónica del RICH. En cada zona se numeran los *flex* que se conectan, y se indican las CDP y las RDR que ahí se encuentran. También se señalan los módulos de alimentación HVB y ERPD.

### 3.4.2 Estimación del rendimiento

En esta sección se va a estimar la resolución en la medida de la velocidad que es capaz de proporcionar el RICH de AMS-02 de acuerdo con el diseño descrito en la sección anterior. Combinando las expresiones del ángulo Čerenkov (3.2) y del error en la velocidad (3.8), esta última puede reescribirse como

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + \left(\sqrt{n^2\beta^2 - 1} \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}}\right)^2} \quad (3.9)$$

donde  $\sigma_n$  es el error asociado al índice de refracción del radiador y  $\sigma_\theta$  el error en la medida del ángulo Čerenkov que, como se ha comentado en la sección 3.3, depende de las características del detector. En el caso del RICH del AMS-02 las contribuciones a  $\sigma_\theta$  provienen de la dispersión cromática del radiador, la indeterminación del punto de emisión del fotón y el error en la medida de la posición del fotón en el plano de detección. Para estimar el valor de  $\sigma_\theta$ , se obtienen a continuación las expresiones de cada una de las contribuciones mencionadas.

La geometría del problema se muestra en la figura 3.12 (izqda) donde se ha considerado, sin perder generalidad, el caso de partículas que inciden perpendicularmente en el radiador.

La emisión de fotones Čerenkov con un ángulo  $\theta_c$  se produce en todos los puntos del radiador por donde pasa la partícula con la misma probabilidad. Al salir del radiador, los fotones se refractan y se propagan en el vacío hasta llegar al plano de detección. La medida de la posición de los fotones del anillo proyectado en el plano permite reconstruir el ángulo de emisión  $\theta_c$  a través de la expresión del radio del anillo

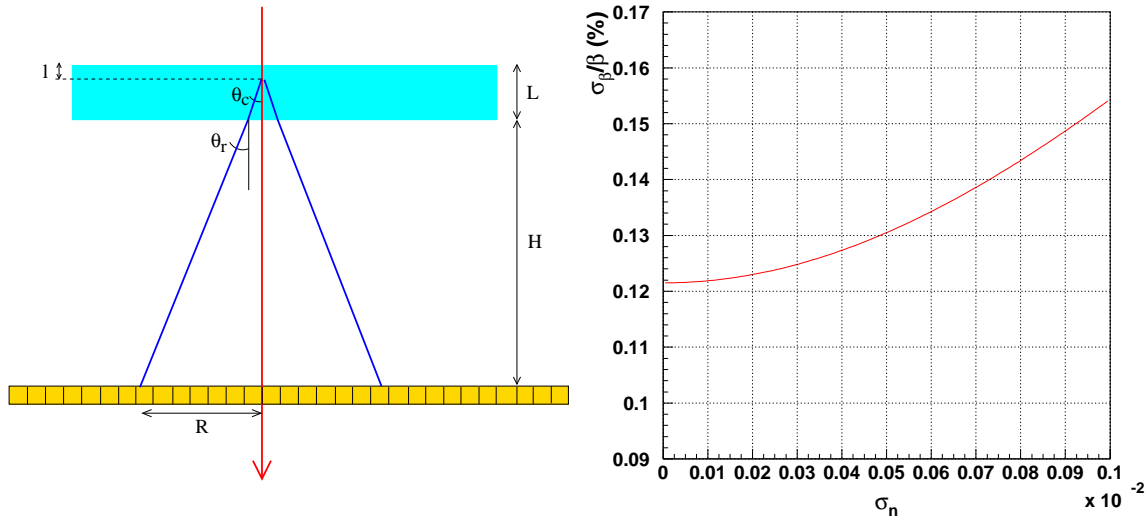
$$R = H \tan \theta_r + (L - l) \tan \theta_c \quad (3.10)$$

donde  $\theta_r$  es el ángulo a la salida del radiador,  $L$  es el grosor del radiador,  $L - l$  es la distancia que recorre el fotón dentro del radiador y  $H$  es la distancia de expansión. El ángulo  $\theta_r$  se relaciona con el ángulo de emisión mediante la ley de Snell

$$\text{sen} \theta_r = n \text{sen} \theta_c \quad (3.11)$$

**Dispersión cromática:** el error en el ángulo Čerenkov que corresponde a variaciones del índice de refracción del medio con la longitud de onda se calcula diferenciando la ecuación 3.11, obteniendo

$$(\sigma_\theta)_n = \frac{n^2 \beta^2}{\sqrt{n^2 \beta^2 - 1}} \frac{dn}{n} \quad (3.12)$$



**Figura 3.12:** Izqda: Esquema de la geometría de la emisión Čerenkov en el RICH. Dcha: Error relativo en la velocidad en función de la precisión de la medida del índice de refracción del radiador.

**Punto de emisión del fotón:** la incertidumbre en la localización del punto de emisión del fotón ( $dl$ ) afecta a la determinación de  $\theta_c$  según la expresión

$$(\sigma_\theta)_l = \frac{\beta}{H} (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2} \left( 1 - n^2 + \frac{1}{\beta^2} \right)^{3/2} \frac{L}{\sqrt{12}} \quad (3.13)$$

que se obtiene diferenciando 3.10 y considerando un error en la posición de los fotones nulo ( $dR=0$ ). El valor de la incertidumbre es  $dl = L/\sqrt{12}$ , asumiendo que la probabilidad de emisión de fotones sigue una distribución uniforme.

**Posición del fotón en el plano:** la influencia del error en la posición del fotón en el ángulo  $\theta_c$  se obtiene diferenciando 3.10 y considerando  $dl=0$ ,

$$(\sigma_\theta)_x = \frac{\beta}{H} \left( 1 - n^2 + \frac{1}{\beta^2} \right)^{3/2} dR \quad (3.14)$$

donde  $dR$  es la resolución espacial del detector, que se define como la mitad del tamaño del elemento de detección.

El error total en la determinación del ángulo Čerenkov es la suma en cuadratura de las contribuciones mostradas. Para evaluarlas se consideran la incidencia de partículas con  $\beta \simeq 1$  y las siguientes cantidades:  $n=1.05$ ,  $L=2.5$  cm,  $H=48.5$  cm,  $dR=4.725$  mm y una variación del índice de refracción debido a la dispersión cromática  $dn/n=0.076\%/cm$  [62]. Por tanto, se obtienen los siguientes resultados

$$\left. \begin{array}{l} (\sigma_\theta)_n = 6.5 \text{ mrad} \\ (\sigma_\theta)_l = 4.0 \text{ mrad} \\ (\sigma_\theta)_x = 7.5 \text{ mrad} \end{array} \right\} \Rightarrow \sigma_\theta = \sqrt{\sum_i (\sigma_\theta)_i^2} \sim 11 \text{ mrad}$$

Por otro lado, se ha comentado anteriormente que el número de fotones detectado  $N$  depende de la carga de la partícula, del índice de refracción y del grosor del radiador, y de la eficiencia de detección del sensor. En el caso del aerogel de silicio, se suma a estos factores la dispersión Rayleigh, cuyo efecto es disminuir el número de fotones del cono Čerenkov. Como se mostrará en el capítulo siguiente, la importancia de esta contribución aumenta con el grosor del radiador.

Considerando la incidencia de partículas con  $Z=1$ , se espera detectar en el RICH aproximadamente 8 fotones<sup>7</sup>. En la figura 3.12 (dcha) se muestra la resolución en velocidad obtenida para  $Z=1$  en función del error en la medida del índice de refracción.

Esta curva representa un límite superior en la precisión de la velocidad, ya que corresponde al caso de una partícula con velocidad máxima y carga mínima. De acuerdo con lo discutido en la sección 3.1, se observa que con esta configuración de RICH se consiguen las resoluciones en velocidad que permiten realizar la separación de isótopos ligeros, siendo necesario para ello conocer el valor del índice de refracción del aerogel con una precisión del orden de  $10^{-4}$ .

### 3.4.3 Validación del diseño

En las secciones anteriores se ha presentado el diseño final del RICH de AMS-02 y el rendimiento que de él se espera en términos de la resolución en la medida de la velocidad de las partículas.

El objetivo de esta tesis es validar el diseño del RICH a través del estudio exhaustivo en el laboratorio de los elementos principales que componen el detector: el radiador y el plano de detección, de forma que sea posible asegurar que el rendimiento del detector durante la misión será el requerido. Este estudio se ha completado con los resultados obtenidos exponiendo un prototipo del detector a un haz de iones y mediante la simulación del detector con técnicas Monte Carlo.

En el caso del radiador, este trabajo consiste en caracterizar ópticamente varias muestras de aerogel de silicio disponibles en el mercado y estudiar su rendimiento como radiadores Čerenkov, para finalmente escoger aquel material cuyas características permitan obtener las prestaciones requeridas al RICH. Este estudio también debe considerar las variaciones de la calidad óptica del radiador en las condiciones ambientales relevantes en todas las etapas de la misión.

Para el plano de detección, el objetivo del trabajo es conseguir un rendimiento que satisfaga los requisitos de detección y de operación en el contexto de AMS-02. En primer lugar, esto implica caracterizar la respuesta de los elementos activos del plano, fotomultiplicador y ASIC, y comprobar que van a ser capaces de detectar y muestrear adecuadamente las señales que se esperan obtener en el RICH. También es necesario verificar que el apantallamiento magnético diseñado proporciona una disminución del campo tal que su influencia en los fotomultiplicadores sea tolerable. El ajuste del funcionamiento del plano requiere una calibración de los elementos activos para determinar los parámetros óptimos de operación. Los

---

<sup>7</sup>El número de fotones que se espera detectar se obtiene mediante la simulación Monte Carlo del diseño final del RICH [63].

elementos de detección deben distribuirse en el plano de forma que se cumplan los requisitos de funcionamiento dentro de las limitaciones que impone la construcción del detector.

Por último, el diseño de unas guías de luz que se adapten a las necesidades del detector, tanto en geometría como en capacidad de transmisión de luz Čerenkov, precisa la elaboración de un concepto de diseño que proporcione el máximo rendimiento óptico posible. Para comprobar la viabilidad de este diseño es necesario realizar un estudio de materiales, fabricar un prototipo de guía y medir su eficiencia en la conducción de luz en función de distintos ángulos de incidencia, ya que los fotones Čerenkov son emitidos con un ángulo que depende del material radiador y de la velocidad de la partícula.



# 4

---

## Radiador

El aerogel de silicio es un buen candidato para utilizarse como radiador Čerenkov del E<sub>RIC</sub>H de AMS-02, pues su bajo índice de refracción permite medir la velocidad de los rayos cósmicos con la precisión exigida por los objetivos marcados por este experimento (sección 3.1). Considerando que AMS-02 es un detector en el espacio, el aerogel presenta además la ventaja de ser un material sólido que no requiere ningún mantenimiento.

La cantidad de luz Čerenkov emitida en un radiador depende de su índice de refracción y de su grosor. En el caso del aerogel hay que considerar además el efecto que tiene la dispersión Rayleigh en la propagación de los fotones, ya que una fracción de la luz producida se desviará de su trayectoria original, perdiendo la información sobre la velocidad de la partícula. Para determinar el número de fotones que mantienen el ángulo de emisión y así poder conocer su rendimiento como radiador Čerenkov, es necesario realizar un estudio de las propiedades ópticas del aerogel. Este estudio debe comprender la medida de su índice de refracción y la determinación experimental de los parámetros que describen los procesos de propagación de los fotones. Además, considerando que durante la misión no habrá posibilidad de reemplazo de material en caso de que se dañe, se ha de verificar que estas propiedades no se ven afectadas por el entorno en el que operará el detector.

### 4.1 Aerogel de silicio

El aerogel es un material que no existe en la Naturaleza sino que es artificial, es decir, que ha sido inventado y fabricado por el hombre. Consiste en una red tridimensional de granos de SiO<sub>2</sub> amorfo, de 2 a 5 nm de diámetro. El espacio entre las moléculas de silicio forman a su vez una red abierta de poros que se rellenan con el gas que rodea el material, generalmente aire. El tamaño de los poros varía entre 10 y 100 nm, siendo ~20 nm su tamaño típico. Su aspecto frágil y translúcido le ha dado el sobrenombre de “humo sólido” (ver figura 4.1).

Fue Steven Kistler quien descubrió y fabricó aerogel por primera vez en 1931, cuando trabajaba en el College of the Pacific en Stockton, California. Durante algunos años Kistler ca-

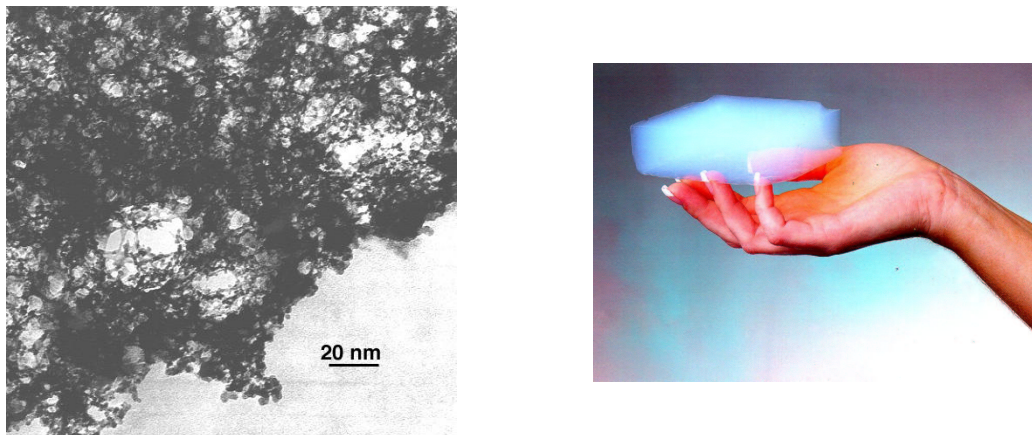
racterizó y fabricó aerogel incorporando a la fórmula diversas sustancias, como alúmina, óxido de tungsteno, celulosa, gelatina, agar-agar, etc. Posteriormente, el aerogel fue comercializado por la compañía Monsanto Corp. y utilizado como aditivo o agente tixotrópico en cosméticos y pasta dentífrica. Sin embargo, a principios de los años 60 el aerogel fue desbancado por la sílice ahumada, más económica, y cayó en el olvido. A finales de la década de los 70 el gobierno francés buscaba materiales porosos para almacenar oxígeno y combustible en cohetes, por lo que contactó con Stanislaus Teichner, de la Universidad Claude Bernard (Lyon), que con su equipo desarrolló un método de fabricación más rápido con el que se obtenía aerogel de alta calidad. A partir de entonces, el grupo de Teichner y otros utilizaron este método para elaborar una gran variedad de aerogel con óxidos metálicos.

Las peculiares características de este material permiten su utilización en campos muy variados. Debido a su baja conductividad térmica y su transparencia se emplea en ventanas con el fin de ahorrar energía, pues deja pasar la luz pero no el calor. También se ha utilizado en misiones espaciales, por ejemplo, para aislar térmicamente la caja de electrónica del robot de la sonda Mars Pathfinder o para recoger partículas del cometa Wilt 2 y del medio interestelar en la misión Stardust. La incorporación de otras sustancias confiere al aerogel diversas propiedades. Las moléculas de carbono disminuyen aún más la conductividad térmica del aerogel. Con moléculas de FeNdCd o  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  se puede obtener aerogel magnético y utilizarse en sensores magneto-ópticos. El tratamiento químico de la estructura sólida de silicio permite obtener aerogel fotoluminiscente que resulta útil en la fabricación de sensores de oxígeno. El aerogel también encuentra aplicación en la industria farmacéutica, como aditivo en alimentos y cosméticos, en procesos de catálisis, como filtro, etc.

Hoy en día existe un considerable número de empresas e institutos de investigación donde se fabrica aerogel, tanto para uso comercial como para investigación. Algunos de los más importantes son: Airglass (Suecia), Lawrence Livermore Laboratory (Estados Unidos), Lockheed (Estados Unidos), Matsushita Electric Works Ltd. (Japón) y el Instituto de Catálisis Boreskov (Rusia).

A principios de los años 70 se propuso la utilización de aerogel como radiador en detectores Čerenkov [65]. Pocos años después comenzaron a construirse detectores con este material en el CERN [66] [67] [68], en DESY [69] y en Fermilab [70]. La baja calidad óptica de estos primeros aerogel (baja transparencia, alta difusividad y una longitud de atenuación pequeña,  $\Lambda(400 \text{ nm}) \sim 1 \text{ cm}$ ) solamente permitían su utilización en detectores de umbral.

En la década de los 90, las nuevas técnicas de producción permitieron la fabricación de aerogel de mejor calidad (alta transparencia,  $\Lambda(400 \text{ nm}) \sim 2 \text{ cm}$ ) que posibilitaron su uso en detectores Čerenkov con focalización. Esto fue demostrado por Vorobiov en 1991 [71] y por van Hecke en 1994 [72], que tomaron fotografías de anillos Čerenkov producidos en aerogel. A partir de entonces, muchos experimentos utilizan con éxito aerogel en detectores RICH, por ejemplo, BELLE [73], LHCb [74], HERMES [76] y HEAO-C2 [11].



**Figura 4.1:** Izqda: Imagen de la estructura interna de aerogel de silicio obtenida con un microscopio electrónico. Dcha: Bloque de aerogel de silicio.

## 4.2 Propiedades físicas, químicas y ópticas del aerogel

### 4.2.1 Fabricación

La preparación del aerogel incluye esencialmente dos etapas: la síntesis del alcogel (gel húmedo) y el secado mediante la extracción del disolvente. Los geles húmedos se forman mediante la reacción de agua y un precursor, un alcoxilo de silicio que generalmente es ortosilicato de tetrametilo (TMOS,  $(\text{OCH}_3)_4\text{Si}$ ) u ortosilicato de tetraetilo (TEOS,  $(\text{OCH}_2\text{CH}_3)_4\text{Si}$ ). La reacción tiene lugar en un disolvente alcohólico al que se le añade un catalizador ácido o básico, pues es extremadamente lenta a temperatura ambiente.

La extracción del disolvente orgánico o secado transforma el alcogel en aerogel de silicio. Éste es el paso más difícil en la fabricación del aerogel, pues debe realizarse sin producir grietas ni disminución del volumen en la estructura sólida. Este proceso puede realizarse evaporando el alcohol con temperaturas superiores a su punto crítico o intercambiando el disolvente con  $\text{CO}_2$  antes de la evaporación supercrítica, siendo la diferencia entre ambos métodos que el primero se realiza a temperaturas mucho mayores que el segundo.

El tiempo empleado en la fabricación del aerogel aumenta significativamente con el grosor. La densidad final depende de la concentración de monómeros de alcoxilo de silicio en la solución. La microestructura y, por tanto, las propiedades físicas y ópticas, dependen de la cantidad y tipo de catalizador [77][78].

### 4.2.2 Propiedades químicas

El aerogel tiene una gran área superficial específica ( $\sim 900 \text{ m}^2\text{g}^{-1}$  para partículas de silicio de 2–5 nm), por lo que presenta un gran número de grupos hidroxilo ( $-\text{OH}$ ) accesibles. Esto favorece los enlaces de hidrógeno, convirtiéndolo en un material extremadamente higroscópico. El aerogel absorbe humedad directamente del aire pudiendo incrementar su masa hasta un 10%. Esta absorción no tiene ningún efecto visible sobre el material, y desaparece simplemente calentándolo. Tan pronto como se enfría, el aerogel reabsorbe la humedad.

Esto puede evitarse sustituyendo los grupos hidroxilo ( $-\text{OH}$ ) por grupos no polares ( $-\text{OR}$ ), donde R es generalmente un grupo trimetilsilil (TMS,  $\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ ). La derivación puede realizarse en el alcogel o en el aerogel durante el secado supercrítico, obteniendo un material hidrófugo.

### 4.2.3 Propiedades físicas

La microestructura porosa del aerogel de silicio le confiere diversas propiedades, como ser el sólido con menor densidad, menor conductividad térmica y menor índice de refracción que existe.

El pequeño valor de su densidad, similar a la del aire, se debe a la gran cantidad de aire contenida en los poros (85–99 % en volumen).

Su comportamiento térmico está determinado por las dimensiones de la red de silicio y la de poros. Por un lado, las conexiones entre las partículas de la red sólida son prácticamente puntuales, es decir, que presentan una sección eficaz pequeña para el transporte de calor. Por otro lado, el diámetro de los poros es menor que el camino libre medio de las moléculas de gas a temperatura ambiente, por lo que las moléculas chocan contra las paredes de los poros transfiriendo la energía térmica a la parte sólida, donde el transporte de calor es poco eficiente. Por tanto, el aerogel resulta ser un excelente aislante térmico.

Finalmente, destacar que el aerogel tiene un gran poder absorbente debido a que los poros están interconectados entre si formando una red abierta, como en una esponja. Esto permite que tanto gases como líquidos puedan fluir libremente de poro a poro, a través de toda la estructura del material.

En la tabla 4.1 se muestran las propiedades atómicas y nucleares del aerogel.

Propiedad	Valor
$\langle Z/A \rangle$	0.50093
Longitud de colisión nuclear $\lambda_T$	66.3 g cm <sup>-2</sup>
Longitud de interacción nuclear $\lambda_I$	96.9 g cm <sup>-2</sup>
$dE/dx _{min}$	1.740 MeV/(g cm <sup>-2</sup> )
Longitud de radiación $X_0$	27.25 g cm <sup>-2</sup>
Densidad	0.04–0.6 g cm <sup>-3</sup>

**Tabla 4.1:** Propiedades atómicas y nucleares del aerogel de silicio (considerando la proporción en peso 97%  $\text{SiO}_2$  + 3%  $\text{H}_2\text{O}$ ) [79].

### 4.2.4 Propiedades ópticas

El aerogel es un material transparente, cuyas propiedades ópticas dependen enormemente de su estructura interna, es decir, del tamaño y la distribución de las moléculas de silicio y los poros.

### a) Índice de refracción y dispersión cromática

El índice de refracción del aerogel depende de la proporción volumétrica de sus dos componentes, SiO<sub>2</sub> y aire, y está relacionado con la densidad de acuerdo con la siguiente expresión:

$$n = 1 + A\rho$$

con  $A=0.2-0.3$  [80][81]. Las inhomogeneidades que surgen en el proceso de fabricación, especialmente durante la extracción supercrítica del disolvente, causan variaciones de la densidad a escala microscópica que a su vez inducen fluctuaciones en el índice de refracción.

La dispersión cromática puede obtenerse a partir de las dispersiones del cuarzo y el aire, según la fórmula de Lorentz-Lorentz,

$$\frac{n_{\text{Agl}}^2(\lambda) - 1}{n_{\text{Agl}}^2(\lambda) + 2} = B \frac{n_{\text{SiO}_2}^2(\lambda) - 1}{n_{\text{SiO}_2}^2(\lambda) + 2} + (1 - B) \frac{n_{\text{aire}}^2(\lambda) - 1}{n_{\text{aire}}^2(\lambda) + 2}$$

donde  $B$  es la fracción del volumen ocupado por SiO<sub>2</sub> en el aerogel. Como se ha indicado en la sección 3.3 (figura 3.4), el orden de magnitud de la variación del índice de refracción es  $\Delta n \sim 10^{-3}$  en el rango de longitud de onda 300–650 nm.

### b) Dispersión

La luz se dispersa cuando interacciona con inhomogeneidades en materiales tanto sólidos como líquidos o gaseosos, que pueden ser tan pequeñas como moléculas que tienen alguna imperfección o grupos de moléculas dispuestas irregularmente.

Las inhomogeneidades presentes en la estructura interna del aerogel (moléculas de silicio y poros) tienen un tamaño típico ( $r$ ) del orden de los nm. En el caso del espectro visible ( $r/\lambda \ll 1$ ), la fracción de luz que interacciona en este material puede determinarse mediante la ley de Rayleigh,

$$\frac{I}{I_0} = \frac{r^6}{2R^2} \frac{16\pi^4}{\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \alpha)$$

donde  $n$  y  $r$  son el índice de refracción y el radio del elemento dispersor,  $R$  es la distancia entre éste y el fotón, y  $\alpha$  es el ángulo dispersado. La dependencia con  $\lambda^4$  hace que este efecto aumente su importancia a medida que la longitud de onda disminuye (ver figura 4.2), estableciendo en el aerogel un umbral de transmisión hacia los 300 nm. La distribución de la luz dispersada es simétrica en torno a  $\alpha = 90^\circ$ , por lo que este fenómeno puede tanto desviar ligeramente los fotones como apartarlos completamente del cono Čerenkov, disminuyendo su intensidad.

Las imperfecciones en la superficie del aerogel son la causa principal de dispersión de la luz a ángulos pequeños, o dispersión hacia adelante [78], que es independiente de la longitud de onda. Puesto que el ángulo dispersado no es suficientemente grande como para alejar los fotones del cono Čerenkov, la dispersión hacia adelante solamente afecta a su resolución angular.



**Figura 4.2:** Dispersión Rayleigh en aerogel de silicio: La luz del láser rojo ( $\lambda=633$  nm) no se ve afectada apreciablemente, mientras que el haz azul ( $\lambda=350$  nm) pierde intensidad a medida que avanza en el material.

Por ejemplo, en medidas de laboratorio realizadas con aerogel hidrófugo de 10 mm de grosor y  $n=1.03$ , se ha obtenido que la dispersión hacia adelante afecta en promedio al 15% de los fotones transmitidos en el rango de longitud de onda 290–650 nm, siendo el ángulo dispersado promedio de 1 a 25 mrad [82, 83].

#### d) Absorción

La absorción también contribuye a la atenuación de la luz que se propaga a través del aerogel. Para longitudes de onda en la región del espectro visible la absorción intrínseca es muy pequeña, por lo que en este caso la atenuación se debe principalmente a la dispersión. La absorción comienza a ser importante en el infrarrojo cercano, cortando la transmisión alrededor de los 2700–3200 nm. En el infrarrojo la dispersión es despreciable, mientras que las vibraciones moleculares (O–H, Si–O–Si) producen bandas de absorción a 39.2  $\mu\text{m}$ , 18  $\mu\text{m}$  y 57  $\mu\text{m}$ . Hay una ventana de transmisión entre 19  $\mu\text{m}$  y 31.4  $\mu\text{m}$  que permite el paso de radiación térmica, disminuyendo las propiedades aislantes del aerogel.

#### e) Reflexión

Medidas ópticas demuestran que en el aerogel no hay reflexión especular y que la reflexión difusa es despreciable. La luz que se observa en sentido contrario al incidente es producto de varias dispersiones que afectan a casi la mitad de los fotones con longitudes de onda entre 200 y 250 nm [84].

### 4.2.5 Transmisión de la luz Čerenkov

La combinación de absorción, reflexión y dispersión determinan la transmitancia, que es la luz residual que sale del aerogel en la dirección de incidencia sin sufrir ninguno de estos procesos. La transmitancia de una muestra de aerogel de grosor  $L$  en función de la longitud de onda  $\lambda$ , puede describirse mediante la fórmula de Hunt en el rango de 300 a 700 nm:

$$T(\lambda) = f(n)Ae^{-CL/\lambda^4} \quad (4.1)$$

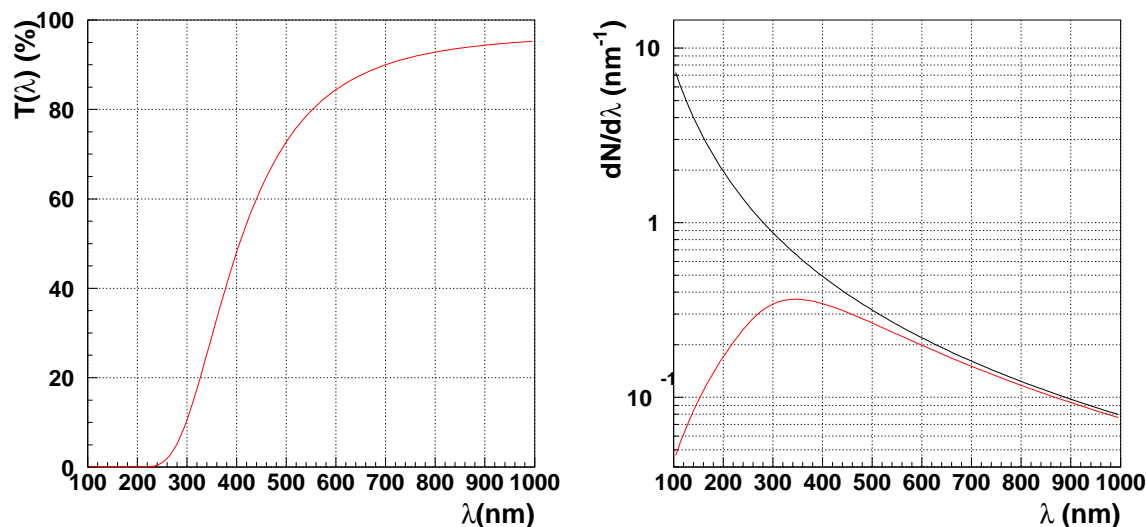
donde  $f(n) = 2n/(1 + n^2) \sim 1$  contiene la dependencia con el índice de refracción. El parámetro  $A$  es el factor de transmisión independiente de la longitud de onda. En él se

consideran las pérdidas por absorción en el material debido a imperfecciones y daños, tanto en la superficie como en el interior del aerogel, cuyo tamaño es grande en comparación con la longitud de onda incidente. Su valor coincide con el de la transmitancia máxima de la muestra y disminuye con el grosor de la misma.

El parámetro  $C$ , llamado *Claridad*, da una estimación de la dispersión Rayleigh en el material y está relacionado con la longitud de dispersión,  $L_{\text{Rayleigh}} = \lambda^4/C$ . La *Claridad* describe una propiedad intrínseca del material y su valor determina la forma de la curva de transmitancia.

Usualmente estas magnitudes se expresan en las unidades siguientes:  $[\lambda]=\mu\text{m}$ ,  $[L]=\text{cm}$  y  $[C]=\mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ . Los aerogeles más transparentes tienen valores altos de  $A$  y pequeños de  $C$ .

En la figura 4.3 (izqda) se representa la transmitancia obtenida mediante la expresión 4.1 para un aerogel con índice de refracción  $n=1.03$ ,  $L=3$  cm de grosor, y parámetros  $A=97\%$  y  $C=0.006 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ . Se observa que la importancia de la dispersión Rayleigh aumenta hacia longitudes de onda cortas, como se ha indicado en la sección anterior, resultando en una disminución progresiva del valor de la transmitancia. En este caso, la fracción de fotones dispersados es del 50% a  $\lambda=400$  nm, estando el umbral de transmisión a  $\lambda \sim 250$  nm.



**Figura 4.3:** Comportamiento óptico de aerogel de silicio con  $n=1.03$ ,  $L=3$  cm,  $A=97\%$  y  $C=0.006 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ . **Izqda:** Ley de Hunt. **Dcha:** Espectro de fotones Čerenkov producidos (negro) y número de fotones útiles (rojo).

En una muestra de aerogel de silicio caracterizada con los parámetros ópticos  $A$  y  $C$ , la propagación de los fotones Čerenkov producidos a una distancia  $x$  de la superficie donde incide la partícula se describe como

$$T_x(\lambda, x) = f(n)Ae^{-C(L-x)/\lambda^4}$$

Por tanto, la fracción de fotones Čerenkov de longitud de onda  $\lambda$  producidos a lo largo de un aerogel de grosor  $L$  que salen del material sin sufrir deflexiones es

$$\frac{\int_0^L N(\lambda) T_x(\lambda, x) dx}{\int_0^L N(\lambda) dx} = \frac{A\lambda^4}{CL} \left(1 - e^{-CL/\lambda^4}\right) \quad (4.2)$$

donde  $N(\lambda) = dN/d\lambda$  es el número de fotones producidos a una longitud de onda dada (ecuación 3.5). La ecuación 4.2 puede utilizarse para estimar el número de fotones Čerenkov útiles, es decir, aquellos que mantienen su dirección inicial, y por tanto, la información sobre la velocidad de la partícula<sup>1</sup>.

En la figura 4.3 (dcha) se muestra el espectro de fotones Čerenkov producido por protones con  $\beta \simeq 1$  en un medio con índice de refracción  $n=1.03$  y 3 cm de grosor, obtenido con la ecuación 3.5 (curva en negro). Se superpone en rojo el número de fotones que no sufren deflexiones en el caso de que el medio sea aerogel de silicio con parámetros  $A=97\%$  y  $C=0.006 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$  (calculado con la ecuación 4.2).

Se observa que el número de fotones útiles es pequeño a longitudes de onda cortas y alcanza un máximo en torno  $\lambda=350$  nm, que representa un 30% de los fotones producidos. Conforme aumenta la longitud de onda ambas curvas se acercan progresivamente hasta que la diferencia entre ellas es del 4%. Integrando en el rango visible del espectro electromagnético (300–600 nm), donde son sensibles los fotomultiplicadores del RICH, se obtienen 134.3 fotones producidos frente a 90.85 útiles, lo que significa que en ese intervalo de longitud de onda el 32% de los fotones Čerenkov ha perdido la información sobre la velocidad de la partícula.

Por tanto, dada la importancia que las características ópticas tienen en la producción y propagación de los fotones a través del aerogel, para conocer el rendimiento de este material como radiador Čerenkov es necesario hacer un estudio de dichas características. Fundamentalmente, este estudio debe incluir la medida del índice de refracción, directamente relacionado con la producción de luz Čerenkov y su ángulo de emisión, y la determinación experimental de los parámetros  $A$  y  $C$ , que proporcionan la fracción de fotones útiles.

### 4.3 Caracterización óptica del aerogel

La colaboración del RICH de AMS-02 estableció contacto con dos fabricantes de aerogel, Matsushita Electric Works Ltd. y el Instituto de Catálisis Boreskov, para obtener muestras de material con distintos grosores e índices de refracción, estudiar sus características ópticas y poder escoger el más adecuado para los objetivos del RICH. La principal diferencia entre los materiales producidos por estos fabricantes es que el aerogel de Matsushita Electric Works Ltd. es hidrófugo, y el del Instituto de Catálisis Boreskov, hidrófilo. Además, las muestras de Matsushita se producen con un grosor máximo de aproximadamente 1 cm, mientras que las del Instituto de Catálisis pueden tener varios cm de grosor.

Matsushita proporcionó muestras distintas en los años 2001, 2002 y 2003, que a partir de ahora se etiquetan como MEW<sub>1</sub>, MEW<sub>2</sub>, MEW<sub>3</sub>, respectivamente. Las losetas del Ins-

<sup>1</sup>Asumiendo que estos fotones no sufren dispersión hacia adelante.

tituto de Catálisis se identificarán con las siglas BIC.

La caracterización óptica del aerogel, es decir, la medida de su índice de refracción y la parametrización de los procesos de propagación, se ha realizado en el laboratorio. Además, se ha realizado una simulación del RICH de vuelo y se ha estimado el rendimiento de las muestras en este contexto. Con un prototipo real del RICH expuesto a un haz de iones se ha estudiado el rendimiento del aerogel como radiador de luz Čerenkov en términos del número de fotones útiles producidos y de las prestaciones que proporciona, es decir, de la resolución que se obtiene en la medida de la velocidad y de la carga de las partículas.

### 4.3.1 Índice de refracción

El índice de refracción de una sustancia puede medirse con la técnica de la deflexión mínima. Tomando un prisma de dicha sustancia e incidiendo con luz colimada en un punto cercano al vértice, se tiene que el rayo incidente  $PQ$  sufre dos refracciones y emerge desviado un ángulo  $\delta$  respecto a la dirección incidente, cumpliendo las siguientes relaciones (ver figura 4.4):

$$\text{sen } i = n \text{ sen } r \quad (4.3)$$

$$\text{sen } i' = n \text{ sen } r' \quad (4.4)$$

$$r + r' = \alpha \quad (4.5)$$

$$\delta = i + i' - \alpha \quad (4.6)$$

donde se asume que la sustancia, de índice de refracción  $n$ , está rodeada de aire ( $n_{\text{aire}} = 1$ ). Hay un ángulo de incidencia para el cual la desviación es mínima, y se calcula igualando la derivada de 4.6 a cero<sup>2</sup>, obteniendo

$$i = \frac{1}{2}(\delta_{\text{mín}} + \alpha), \quad r = \alpha/2 \quad (4.7)$$

con  $\delta_{\text{mín}}$  el valor de la desviación mínima. En este caso, el camino que recorre el rayo es simétrico respecto a la bisectriz del prisma. Combinando las ecuaciones 4.3 y 4.7 se obtiene la expresión del índice de refracción de la sustancia

$$n = \frac{\text{sen} \frac{1}{2}(\delta_{\text{mín}} + \alpha)}{\text{sen } \alpha/2} \quad (4.8)$$

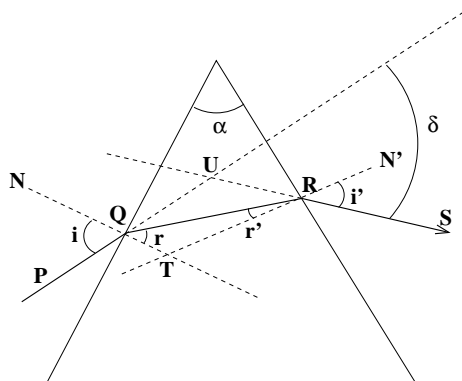
de manera que se puede calcular  $n$  determinando experimentalmente el ángulo  $\alpha$  del prisma y el de deflexión mínima  $\delta_{\text{mín}}$ .

En el caso del aerogel, puede aplicarse este método para determinar su índice de refracción considerando la esquina de una loseta como prisma, asumiendo que las superficies

<sup>2</sup>Igualando la derivada de 4.6 a cero se tiene

$$\frac{di'}{di} = -1 = -\frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r}$$

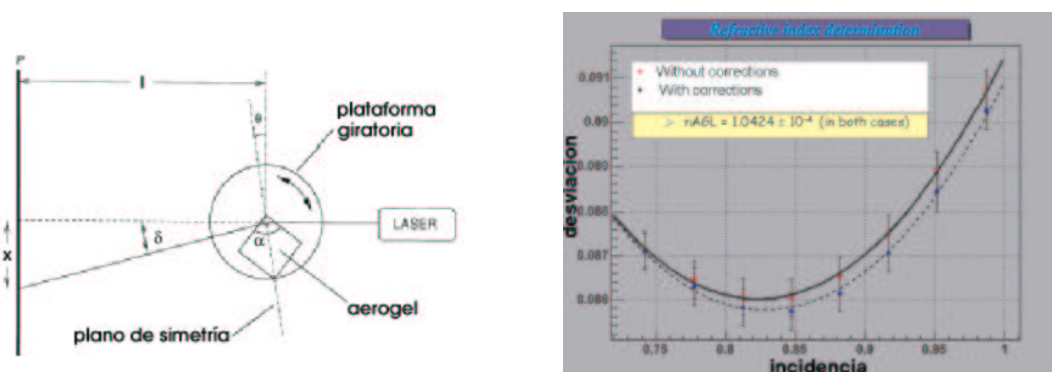
donde el tercer miembro de la igualdad resulta al diferenciar las relaciones 4.3–4.5. Como los cuatro ángulos  $i$ ,  $i'$ ,  $r$  y  $r'$  son menores que  $\pi/2$  y además satisfacen las condiciones 4.3 y 4.4, solamente se puede cumplir la segunda igualdad de la relación anterior si  $i = i'$  y  $r = r'$ , lo que conduce al resultado 4.7.



**Figura 4.4:** Geometría de la desviación de un rayo de luz que atraviesa un prisma.

que lo definen son planas. El dispositivo experimental puede ajustarse de manera que se alcance una precisión en la determinación del índice  $\sigma_n \sim 10^{-4}$  [62] [85], que en el caso del RICH es la necesaria para mantener el error en la medida de la velocidad dentro de lo exigido (ver sección 3.1).

Se han dispuesto los medios experimentales para realizar la medida del índice de refracción de las losetas de aerogel de RICH en la UNAM (México) [62] [86] y en el Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (Francia) [87]. El esquema general del dispositivo se muestra en la figura 4.5 (izqda). Consiste en una plataforma giratoria donde se sitúa la pieza de aerogel. La medida del ángulo deflectado se realiza incidiendo en la esquina de la loseta con un láser y determinando la posición del rayo desviado, que se proyecta en una pantalla situada a cierta distancia del aerogel. Al variar el ángulo de incidencia girando la plataforma se obtienen distintos valores de la desviación  $\delta$ . La curva de  $\delta$  en función de  $i$  presenta un mínimo que se determina mediante un ajuste a los datos (figura 4.5 dcha). A partir de  $\delta_{\min}$  puede calcularse el valor de  $n$  según la ecuación 4.8.



**Figura 4.5:** **Izqda:** Esquema del montaje experimental para determinar el índice de refracción del aerogel mediante el método del ángulo de desviación mínima. **Dcha:** Curva experimental del ángulo de desviación en función del ángulo de incidencia [87].

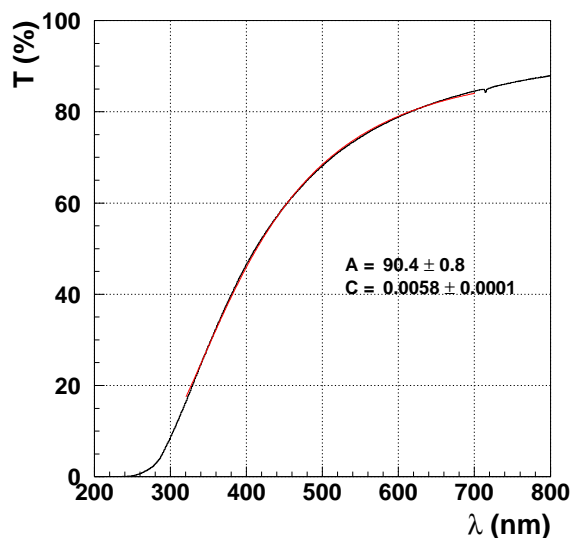
### 4.3.2 Transmitancia

La medida separada de la absorción y dispersión puede realizarse acoplando una esfera integradora a un espectrofotómetro [84]. La contribución de estos efectos en la luz que se transmite en la dirección incidente puede estimarse de manera conjunta midiendo la transmitancia en función de la longitud de onda con un espectrofotómetro y ajustando a los datos la ley de Hunt (ecuación 4.1) para obtener los parámetros  $A$  y  $C$ .

La medida de la transmitancia de los aerogeles suministrados se ha realizado con un espectrofotómetro Cary WinUV 50, que proporciona un haz de dimensiones  $<0.1$  mm. La luz incide perpendicularmente a la muestra y el sensor recoge la radiación que sale del aerogel en la dirección incidente. El rango de longitud de onda abarcado es 200–800 nm, siendo el paso del barrido de 1 nm.

Se presenta en la figura 4.6 una curva de transmitancia medida para una muestra de aerogel típica, donde se ha superpuesto en rojo el ajuste con la ley de Hunt en el intervalo 320–700 nm. Se incluyen los valores de los parámetros  $A$  y  $C$  obtenidos, que se han calculado considerando un error en los datos de transmitancia del 1%.

Dado que el aerogel es un material inhomogéneo, el valor de los parámetros en un punto se ha definido como el promedio de los valores obtenidos en cinco medidas realizadas en una región de  $\sim 0.5$  mm, asociando como error la dispersión r.m.s. correspondiente. Este error puede considerarse como una estimación de la no-uniformidad del material a pequeña escala, que resulta ser menor que 1.5%.



**Figura 4.6:** Transmitancia en función de la longitud de onda obtenida con el espectrofotómetro (negro) y ajuste con la ley de Hunt en el rango 320–700 nm (rojo).

Los valores de  $A$  y  $C$  que caractericen las losetas de aerogel deben ser representativos, es decir, independientes del punto considerado. Para ello, se han realizado medidas en 4 regiones situadas simétricamente en torno al centro separadas  $\sim 4$  cm entre si. Como valor de caracterización se ha tomado el promedio de todas las medidas. Al igual que con las medidas en una región, asociando la dispersión r.m.s. como error queda reflejada en estos valores la inhomogeneidad inherente al material. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 4.2. La uniformidad óptica de las losetas a gran escala es del mismo orden que la uniformidad a pequeña escala,  $\Delta A/A < 1\%$  y  $\Delta C/C = 1-2\%$ .

Material	$n$	Grosor (mm)	$A \pm \Delta A$ (%)	$C \pm \Delta C$ ( $\mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ )
MEW <sub>1</sub>	1.03	10	$97 \pm 1$	$0.0098 \pm 0.0002$
MEW <sub>2</sub>		10	$97 \pm 1$	$0.0068 \pm 0.0001$
MEW <sub>3</sub>		11	$99.1 \pm 0.2$	$0.00387 \pm 0.00004$
BIC		30	$94.8 \pm 0.5$	$0.00509 \pm 0.00004$
MEW <sub>1</sub>	1.05	10	$95.6 \pm 0.7$	$0.0149 \pm 0.0002$
MEW <sub>2</sub>		10	$98.9 \pm 0.4$	$0.01277 \pm 0.00005$
BIC		25	$97.0 \pm 0.5$	$0.00524 \pm 0.00005$

**Tabla 4.2:** Valores de los parámetros ópticos  $A$  y  $C$  que caracterizan las muestras de aerogel estudiadas.

Los valores de *Claridad* de la tabla 4.2 permiten comparar la calidad óptica de las muestras medidas<sup>3</sup>. Se tiene que Matsushita mejora cada año la calidad del material proporcionado. En el caso de las muestras con  $n=1.03$ , consiguen reducir la *Claridad* un 30% y un 60% en MEW<sub>2</sub> y MEW<sub>3</sub>, respectivamente. Para  $n=1.05$ , la *Claridad* mejora un 15% en la muestra MEW<sub>2</sub>.

En las dos muestras suministradas por el Instituto de Catálisis el valor de la *Claridad* es similar. Para  $n=1.03$ , esta *Claridad* es del mismo orden que la de las muestras MEW, y corresponde a una calidad óptica intermedia entre MEW<sub>2</sub> y MEW<sub>3</sub>. Para  $n=1.05$ , la muestra BIC es mucho mejor que las proporcionadas por MEW, con una *Claridad* un 40% menor.

La comparación puede realizarse también en términos de la fracción de fotones con información Čerenkov que salen del aerogel, definida en la ecuación 4.2. A una longitud de onda  $\lambda=400$  nm, las muestras con mayor *Claridad*, MEW<sub>1</sub> y MEW<sub>2</sub>, presentan una fracción de fotones que mantienen su dirección de emisión del 80% para  $n=1.03$  y del 75% para  $n=1.05$ . Sin embargo, para los aerogeles con mejor calidad óptica, MEW<sub>3</sub> y BIC, los fotones útiles representan un 90% y un 85% de los fotones producidos, respectivamente. Por tanto, estas muestras se presentan como las más adecuadas para ser utilizadas como radiadores del RICH.

<sup>3</sup>El valor de  $A$  no se considera en la comparación pues depende del grosor de la loseta de aerogel.

### 4.3.3 Rendimiento óptico

La estimación del rendimiento óptico que se espera tener de las muestras de aerogel estudiadas en el caso de que formen el radiador del RICH de vuelo se ha realizado en función del número de fotones esperado en el anillo Čerenkov:

$$N_{esp} = \int_0^L \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) A e^{-C(L-x)/\lambda^4} \text{Eff}(\lambda) d\lambda dx \quad (4.9)$$

Este número depende de la cantidad de fotones producidos en el aerogel y de su propagación. Además, incluye las ineficiencias de otros elementos del detector (guías de luz, fotomultiplicadores y reflector) y las ineficiencias debidas a su geometría (separación entre losetas de aerogel, separación entre guías de luz, área activa del fotomultiplicador y zona no instrumentada del plano de detección), globalmente representadas en la expresión 4.9 como  $\text{Eff}(\lambda)$ .

Se ha implementado una simulación sencilla del detector de vuelo que permite calcular  $N_{esp}$  para cualquier partícula incidente. En esta simulación las ineficiencias descritas anteriormente se parametrizan en función de la longitud de onda, y es posible considerar distintos radiadores modificando el índice de refracción, el grosor y los parámetros  $A$  y  $C$ . El número de fotones esperado se obtiene integrando en el rango de eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores, que abarca de 267 a 610 nm (ver curva de eficiencia cuántica en la figura 6.4).

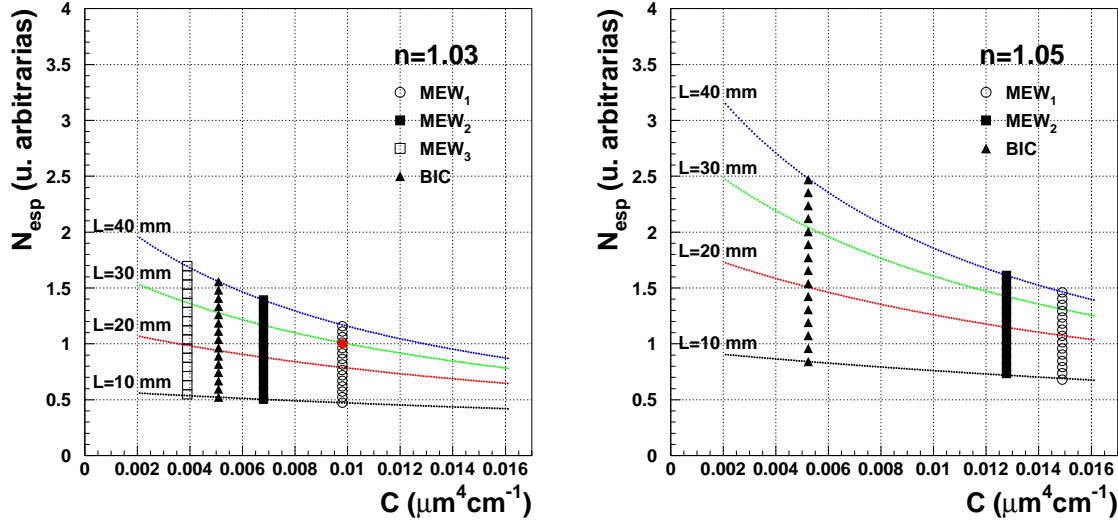
El estudio del rendimiento óptico se ha realizado considerando protones con incidencia perpendicular y  $\beta \simeq 1$  para radiadores con las siguientes características:  $n=1.03$  y  $1.05$ ,  $L=10, 20, 30$  y  $40$  mm de grosor,  $A=97\%$  y *Claridad* en el rango  $0.002-0.016 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$ . El número de fotones esperado que se obtiene se representa en la figura 4.7 en función de la *Claridad*. Los valores de  $N_{esp}$  son relativos al valor obtenido con  $n=1.03$ ,  $C=0.01 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$  y  $L=3$  cm, que se ha tomado como referencia de manera arbitraria<sup>4</sup>.

Se observa que para una *Claridad* dada,  $N_{esp}$  no aumenta de forma proporcional al grosor del radiador. Esto es debido a que en un grosor mayor se producen más fotones Čerenkov, pero también aumenta el efecto de la dispersión Rayleigh y la absorción. Asimismo, conforme  $C$  aumenta la ganancia de fotones obtenida incrementando el grosor del radiador es menor. Por otro lado, comparando las curvas con  $L$  fijo para distintos índices de refracción, se tiene que pasar de  $n=1.03$  a  $n=1.05$  supone un incremento del número de fotones del orden del 60%.

Se superponen en las figuras anteriores puntos que corresponden a los aerogeles medidos en el laboratorio, cuyas características se han presentado en la tabla 4.2. Para  $n=1.03$  los aerogeles que presentan un mayor rendimiento son MEW<sub>3</sub> y BIC, de acuerdo con la calidad óptica medida. Dado que las muestras de MEW se fabrican con un grosor máximo de 1 cm, sería necesario apilar varias losetas para obtener un rendimiento similar al proporcionado por la muestra BIC.

<sup>4</sup>Un radiador de estas características en el RICH de vuelo produciría  $\sim 6$  fotones para anillos totalmente contenidos en el plano de detección.

En el caso de  $n=1.05$ , el aerogel que proporciona un mayor número de fotones esperado es BIC. Las muestras suministradas por MEW son de calidad inferior, y aunque se apilen no se conseguiría un rendimiento comparable al de la primera.



**Figura 4.7:** Número de fotones detectados considerando como radiador aerogel con distintos grosores e índices de refracción  $n=1.03$  (izqda) y  $n=1.05$  (dcha), relativos al valor obtenido con  $n=1.03$ ,  $C=0.01 \mu\text{m}^4\text{cm}^{-1}$  y  $L=3$  cm (marcado en rojo).

#### 4.3.4 Medidas con un prototipo en un haz de iones

La medida experimental del rendimiento de las muestras de aerogel se ha realizado, además de en el laboratorio, mediante la exposición de un prototipo del RICH a un haz de iones en 2002 y 2003 [63, 83].

En la tabla 4.3 se presentan los radiadores que se han probado en el prototipo y los valores promedio del número de fotones detectados en el anillo Čerenkov para  $Z=1$  ( $N_{pro}$ ). Los radiadores de aerogel proporcionado por MEW se han formado apilando 2–3 losetas para obtener un número de fotones suficientemente alto.

En la misma tabla se muestra el número de fotones esperado para  $Z=1$  calculado para los mismos radiadores con la simulación descrita en la sección 4.3.3,  $N_{esp}$ , considerando los valores de caracterización óptica que se han medido en el laboratorio (tabla 4.2)<sup>5</sup>.

El cociente  $N_{pro}/N_{esp}$  obtenido para cada radiador se compara en la figura 4.8. En rojo y azul se muestran los radiadores probados en 2002 y 2003, respectivamente. La trama rayada corresponde al índice de refracción 1.03, y la más cerrada a  $n=1.05$ . Se observa que el acuerdo entre los valores de  $N_{pro}/N_{esp}$  es mejor que el 7% (r.m.s.), indicando que mediante la caracterización óptica realizada en el laboratorio es posible estimar el rendimiento

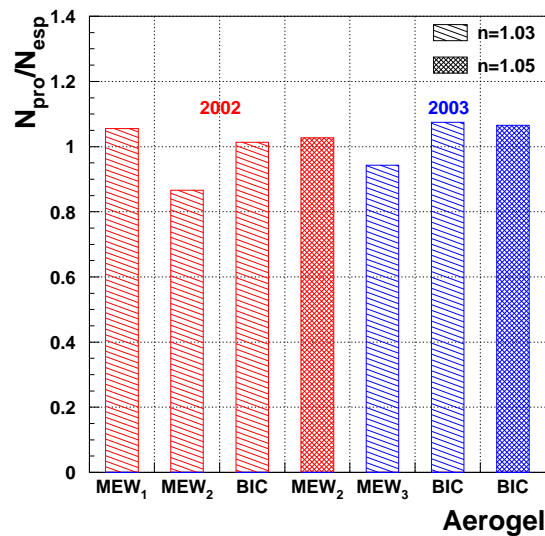
<sup>5</sup>Para facilitar una comparación directa con los datos del haz de pruebas, los resultados obtenidos con la simulación del RICH de vuelo han sido escalados por un factor global que tiene en cuenta las diferentes geometrías de ambos dispositivos (factor  $\text{Eff}(\lambda)$  en la ecuación 4.9).

de los radiadores en condiciones reales de toma de datos.

También se ha realizado un estudio de uniformidad del aerogel en el haz de pruebas de 2003, para las muestras MEW<sub>3</sub> y BIC con  $n=1.03$  [63]. La uniformidad tanto a pequeña como a gran escala es  $\sim 1\%$ , confirmando el resultado obtenido con las medidas de laboratorio (sección 4.3.2).

Haz de pruebas	Material	$n$	Grosor (mm)	$N_{pro}$	$N_{esp}$
2002	MEW <sub>1</sub>	1.03	$3 \times 10$	8.2	7.8
	MEW <sub>2</sub>	1.03	$2 \times 10$	5.9	6.8
	BIC	1.03	$1 \times 30$	9.8	9.7
	MEW <sub>2</sub>	1.05	$2 \times 10$	9.3	9.1
2003	MEW <sub>3</sub>	1.03	$3 \times 11$	11.0	11.6
	BIC	1.03	$1 \times 30$	10.4	9.7
	BIC	1.05	$1 \times 25$	14.7	13.8

**Tabla 4.3:** Medidas con un prototipo del RICH en un haz de pruebas en 2002 y 2003, usando como radiador las muestras de aerogel en estudio: número de fotones detectado ( $N_{pro}$ ) y número de fotones calculado con la simulación del RICH de vuelo ( $N_{esp}$ ), ambos para  $Z=1$ .



**Figura 4.8:** Comparación para  $Z=1$  del cociente entre el número de fotones detectado obtenido con el prototipo del RICH y el número de fotones esperado que se calcula con la simulación del RICH de vuelo.

Las pruebas realizadas con el prototipo del RICH han permitido, además, estimar con datos reales las prestaciones de los distintos radiadores en cuanto a resolución en velocidad ( $\sigma_\beta/\beta$ ) y resolución en carga ( $\sigma_Z/Z$ ) se refiere. Los resultados obtenidos para partículas con  $Z=2$  se muestran en la tabla 4.4. Para comparar estos valores se considera la misma distancia de expansión para todos los radiadores,  $H=33.45$  cm, ya que esta distancia influye directamente en el muestreo del anillo y por tanto afecta las resoluciones obtenidas (ver sección 3.4.2).

Los aerogeles que han dado los resultados más satisfactorios son MEW<sub>3</sub> con  $n=1.03$  y BIC con  $n=1.03, 1.05$ , que son los que tienen una calidad óptica superior (menor valor de *Claridad*) según las medidas realizadas en el laboratorio. Con estos radiadores se han obtenido simultáneamente las mejores resoluciones en la medida de la velocidad y la carga de las partículas. Destaca la muestra BIC con  $n=1.05$ , ya que proporciona un valor de  $\sigma_Z/Z$  significativamente más pequeño y una resolución en velocidad comparable a la obtenida con las muestras de índice de refracción menor.

Haz de pruebas	Material	$n$	$\sigma_\beta/\beta \times 10^3$	$\sigma_Z/Z$
2002	MEW <sub>1</sub>	1.03	$0.54 \pm 0.02$	$0.227 \pm 0.001$
	MEW <sub>2</sub>	1.03	$0.48 \pm 0.02$	$0.227 \pm 0.001$
	BIC	1.03	$0.45 \pm 0.02$	$0.199 \pm 0.001$
	MEW <sub>2</sub>	1.05	$0.51 \pm 0.02$	$0.201 \pm 0.001$
2003	MEW <sub>3</sub>	1.03	$0.481 \pm 0.005$	$0.1814 \pm 0.0008$
	BIC	1.03	$0.446 \pm 0.005$	$0.1885 \pm 0.0007$
	BIC	1.05	$0.471 \pm 0.004$	$0.1553 \pm 0.0006$

**Tabla 4.4:** Medidas con un prototipo del RICH en un haz de pruebas en 2002 y 2003, usando como radiador las muestras de aerogel en estudio: resolución en velocidad ( $\sigma_\beta/\beta$ ) y resolución en carga ( $\sigma_Z/Z$ ) para  $Z=2$ .

#### 4.4 Estudios de calidad óptica del aerogel en diversas condiciones ambientales

Durante todas las fases del experimento (almacenamiento, lanzamiento, instalación en la ISS y operación del detector) el aerogel se verá sometido a factores externos que podrían dañarlo o modificar su calidad óptica. Para comprobar si estos factores afectan al rendimiento del aerogel como radiador Čerenkov, se ha estudiado el comportamiento óptico de varias muestras en condiciones de humedad y temperatura ambientes, vacío y gradientes de temperatura.

##### 4.4.1 Condiciones ambientales de almacenamiento

En condiciones de almacenamiento, las variaciones de temperatura y humedad pueden modificar las propiedades ópticas del aerogel. Puesto que el material proporcionado por el

Instituto de Catálisis es hidrófilo, se espera que sea sensible a estos cambios, por lo que se ha expuesto una muestra a variaciones de las condiciones ambientales durante 34 días. En este periodo se ha medido la transmitancia en función de la longitud de onda de la muestra con el espectrofotómetro y la temperatura y humedad ambientes con una estación meteorológica en intervalos de una hora.

La modificación de la calidad óptica del aerogel durante la prueba puede cuantificarse mediante las variaciones de los parámetros  $A$  y  $C$  obtenidos en el ajuste de los datos con la función 4.1. En la figura 4.9 se muestra la evolución de la temperatura, la humedad relativa, y los parámetros  $A$  y  $C$  respecto a sus valores iniciales. A lo largo de la prueba, la temperatura se mantiene estable en torno a los 19°C y la humedad varía notablemente, tomando valores en el intervalo de 41%HR a 70%HR.

Se observa que los cambios en *Claridad* están fuertemente correlacionados con las variaciones de humedad, de manera que el valor de  $C$  es mayor conforme aumenta la humedad ambiente. Al disminuir la humedad también lo hace la *Claridad*, por lo que los cambios producidos no son irreversibles. Para variaciones de humedad del 25%HR el parámetro  $A$  apenas cambia (menos de un 0.5%), mientras que los valores de *Claridad* varían dentro del 5%. En términos del número de fotones esperado, estos cambios en  $A$  y  $C$  supondrían una variación menor que el 2%.

Una comprobación independiente de que las variaciones ambientales de temperatura y humedad no afectan la calidad óptica del aerogel la constituye la compatibilidad de los resultados obtenidos con la muestra de aerogel BIC de  $n=1.03$  utilizada en las pruebas con haz de iones de 2002 y 2003 (tabla 4.3). El acuerdo entre los valores del número de fotones detectado ( $N_{pro}$ ) indica que la muestra no ha envejecido durante el año de almacenamiento en condiciones ambientales.

Por tanto, se ha comprobado que la exposición de aerogel hidrófilo a variaciones de las condiciones ambientales induce pequeñas modificaciones de sus propiedades ópticas, sin que esto implique una degradación de su calidad. En caso de escoger este material para el RICH de vuelo no será necesario almacenarlo en condiciones especiales, si bien sería conveniente controlar y mantener bajos los niveles de humedad<sup>6</sup>.

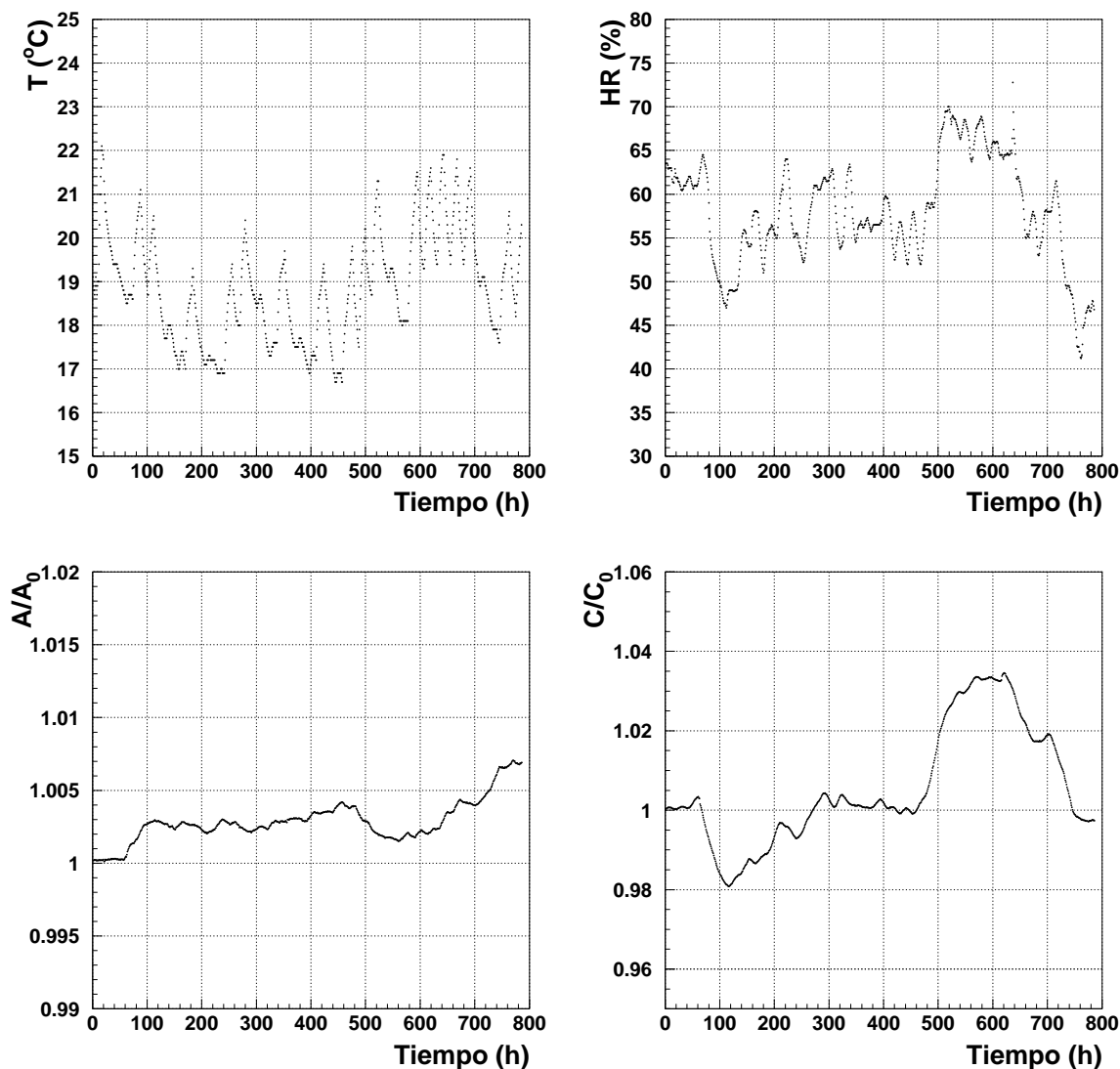
Puesto que en el espacio no hay humedad, las variaciones que produzca este factor en el comportamiento óptico del aerogel son irrelevantes una vez esté el detector instalado en la Estación Espacial.

#### 4.4.2 Condiciones ambientales en el espacio

AMS-02 operará en la ISS durante un largo periodo de tiempo (al menos 3 años), durante el cual el detector estará sometido a condiciones extremas de vacío y temperatura. Para estimar el posible efecto que estos factores puedan tener en la calidad óptica del radiador

---

<sup>6</sup>El fabricante sugiere evitar la exposición del material a humedades >75%HR (comunicación privada), puesto que para recuperar sus propiedades éste debería someterse a un tratamiento especial de secado a  $\simeq 500^\circ\text{C}$  [88].



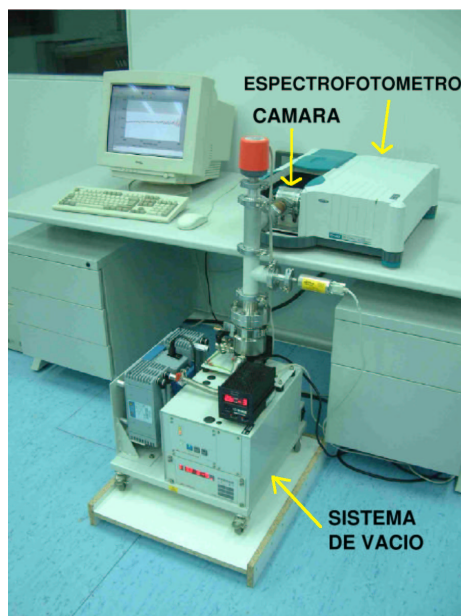
**Figura 4.9:** Evolución de la temperatura y humedad relativa (arriba) y de los parámetros  $A$  y  $C$  respecto a sus valores iniciales (abajo) obtenida en la prueba de calidad óptica en condiciones atmosféricas.

del RICH a largo plazo, se han realizado medidas sistemáticas del comportamiento óptico del aerogel en dichas condiciones.

#### a) Alto vacío

Se ha sometido una muestra de BIC con  $n=1.03$  a condiciones de alto vacío con el dispositivo experimental que se muestra en la figura 4.10. Éste consiste en dos bombas conectadas en serie (difusora y turbo-molecular) que disminuyen la presión en una cámara de aluminio hasta niveles de  $P \sim 1.2 \times 10^{-6}$  mbar. La muestra de aerogel se coloca en el interior de la

cámara, que tiene dos ventanas por las que pasa el haz del espectrofotómetro.



**Figura 4.10:** Sistema de dos bombas conectadas en serie que hacen el vacío en una cámara situada en el interior del espectrofotómetro (encima de la mesa) y ordenador de adquisición de datos.

La transmitancia de la muestra en función de la longitud de onda se ha medido cada hora. Las variaciones de las propiedades ópticas del aerogel se han monitorizado mediante los parámetros  $A$  y  $C$ , obtenidos con el ajuste de la función 4.1 a las curvas de transmitancia medidas.

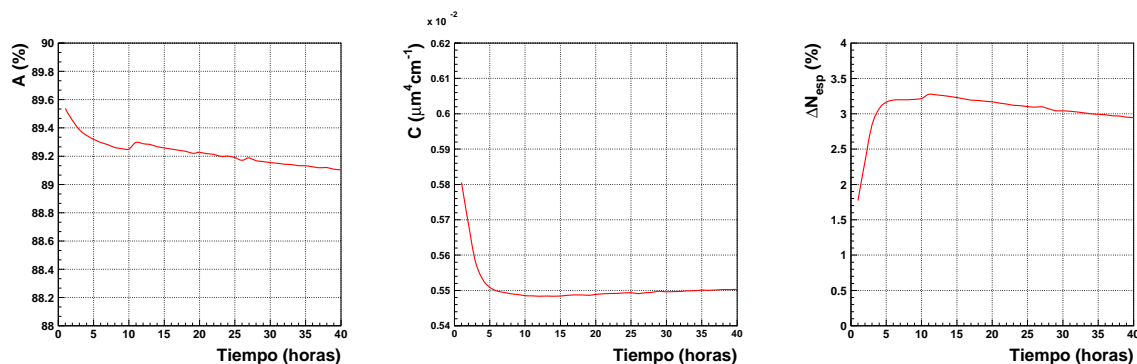
Se muestra en la figura 4.11 la evolución de  $A$ ,  $C$  y de la variación del número de fotones esperado que se obtiene con los dos parámetros anteriores. Se observa que al hacer el vacío la *Claridad* de la muestra disminuye durante las 10 primeras horas de la prueba, hasta alcanzar un mínimo cuyo valor es un 8% menor que la *Claridad* inicial. A partir de ese punto,  $C$  tiende a estabilizarse. El parámetro  $A$  prácticamente no varía a lo largo de la prueba, siendo su valor al cabo de 40 horas en vacío un 0.5% menor que el inicial.

La variación en el número de fotones esperado que corresponde a los cambios en  $A$  y  $C$  es siempre positiva, es decir, que el vacío mejora el rendimiento del aerogel con respecto al que se tenía inicialmente. El valor de  $\Delta N_{esp}$  alcanza un máximo del 3.3% al comienzo del ensayo, coincidiendo con el mínimo de  $C$ , siguiendo después una tendencia decreciente.

Por tanto, el efecto más notable que produce el vacío en el aerogel es una disminución de su *Claridad*, con el consiguiente aumento de su rendimiento. Estos cambios en el comportamiento óptico probablemente se deben a la influencia en la propagación de los fotones que tiene la evacuación de gases de los poros del aerogel.

Se espera que también el índice de refracción cambie en vacío, pues al eliminar el gas

de los poros la densidad del aerogel varía. Existen medidas que muestran que  $n$  es estable a presiones menores que 1 mbar, y que por encima de ese valor la relación entre el índice de refracción y la presión es lineal [89].



**Figura 4.11:** Evolución de los parámetros  $A$  y  $C$ , y de la variación del número de fotones esperado durante la prueba de alto vacío realizada con una muestra BIC con  $n=1.03$ .

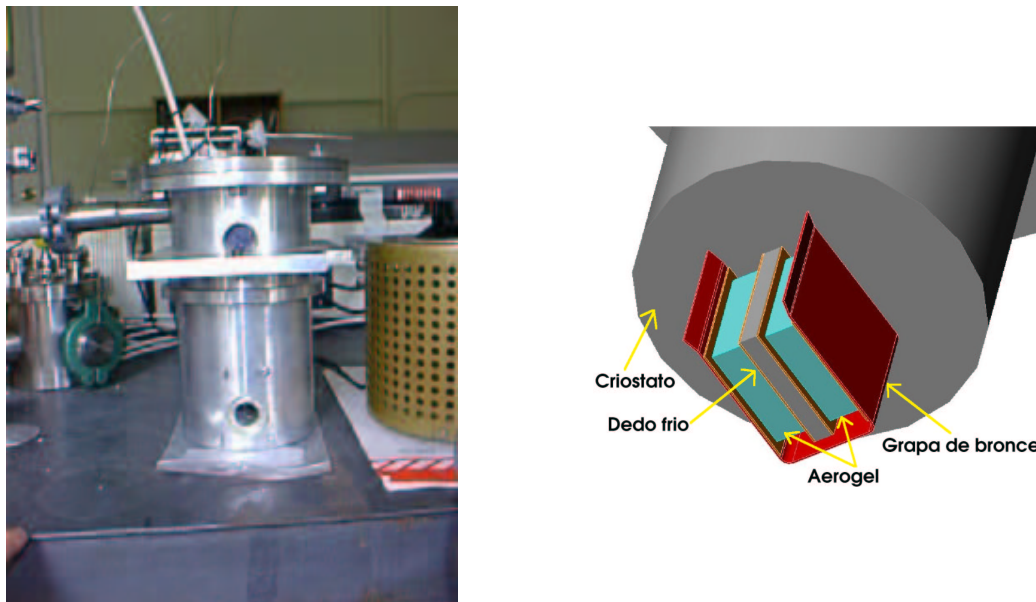
## b) Gradientes de temperatura en vacío

Se ha realizado una prueba de ciclos térmicos en vacío con muestras MEW<sub>2</sub> y BIC con  $n=1.03$  y  $1.05$ . El dispositivo experimental consiste en un criostato con un dedo frío dentro de una cámara sellada (ver figura 4.12). Un sistema de vacío formado por dos bombas conectadas en serie (rotatoria y difusora) disminuye la presión de la cámara hasta niveles del orden de  $10^{-5}$  mbar. Las muestras se colocan entre dos láminas de cobre y se sujetan al dedo frío con una grapa de bronce. Para enfriar las muestras se llena el criostato con hielo seco (dióxido de carbono sólido), y se calientan con una resistencia conectada a las láminas de cobre. Los ciclos térmicos abarcan el rango de temperatura de  $-40^{\circ}\text{C}$  a  $+70^{\circ}\text{C}$ , que es más amplio que el establecido por los requerimientos térmicos del RICH ( $-35^{\circ}\text{C}$  a  $+60^{\circ}\text{C}$ ) [49]. El número de ciclos realizado es 3 y cada uno de ellos tiene una duración de 12 horas.

La transmitancia en función de la longitud de onda de las muestras se mide antes y después del ensayo fuera de la cámara a presión atmosférica, y las curvas obtenidas se muestran en la figura 4.13. Los cambios en las propiedades ópticas se cuantifican mediante los parámetros  $A$  y  $C$  obtenidos con el ajuste de la ley de Hunt (expresión 4.1) a las curvas de transmitancia en el rango 320–700 nm. Las variaciones relativas de cada parámetro se indican en las gráficas anteriores.

Se observa que los valores de  $C$  medidos después de la prueba presentan una variación pequeña (en el caso de MEW<sub>2</sub>,  $|\Delta C|=1-2\%$ , y para las muestras BIC,  $|\Delta C|=6-7\%$ ). Estas variaciones son compatibles con el descenso del valor de la *Claridad* en vacío observado en la prueba anterior (sección 4.4.2)<sup>7</sup>, no siendo evidente ningún cambio sustancial en las

<sup>7</sup>Es posible que en las muestras BIC, al tener mayor grosor que las MEW (25 mm y 30 mm frente a 10 mm), el rellenado de los poros una vez fuera de la cámara de vacío se produzca con más lentitud. Al



**Figura 4.12:** Dispositivo experimental para el ensayo de ciclos térmicos en vacío: criostato (izqda) y fijación del aerogel al dedo frío (dcha).

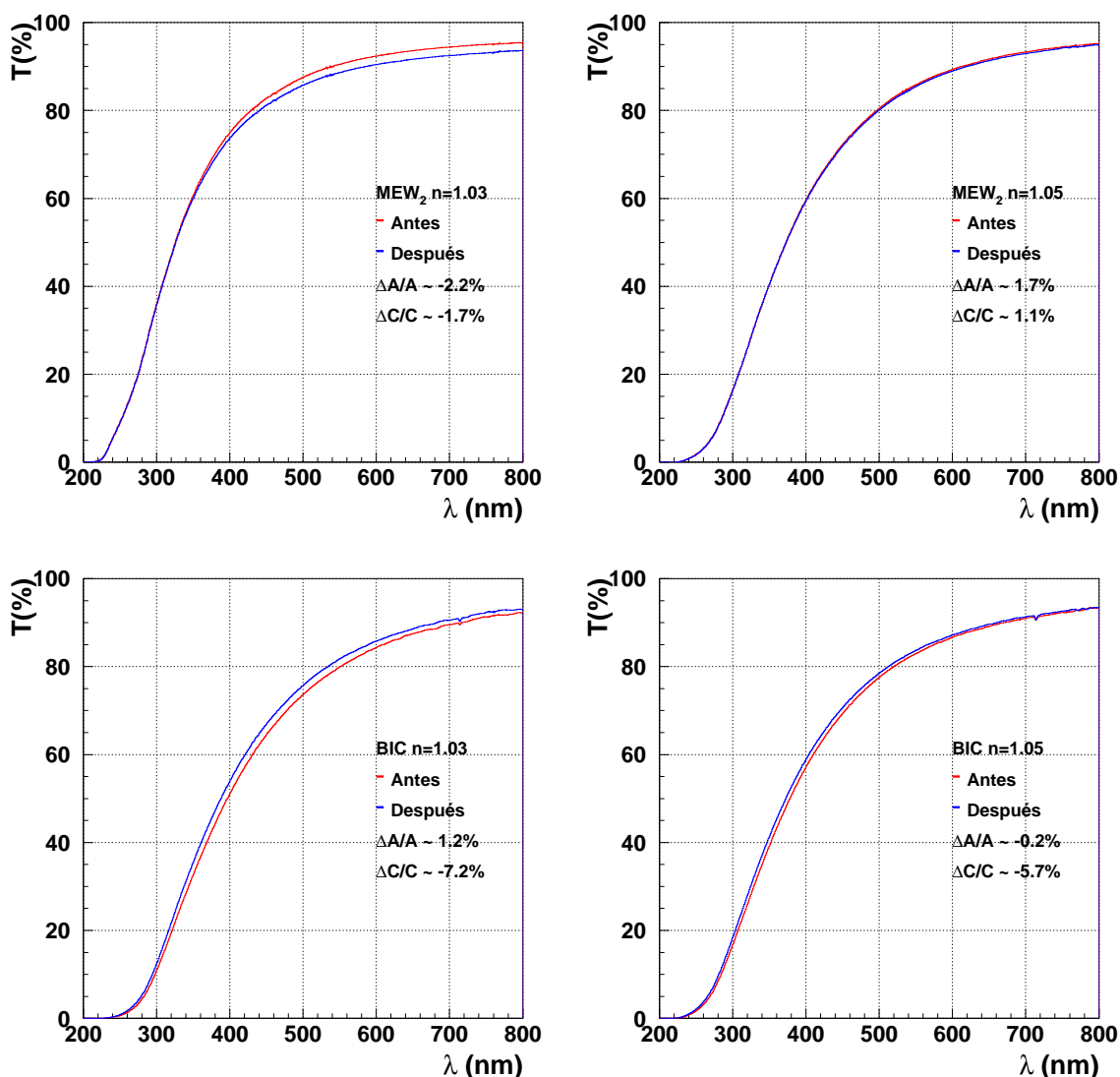
propiedades ópticas del aerogel que pueda atribuirse a las variaciones de temperatura.

### c) Alto vacío de larga duración

Los resultados obtenidos en las pruebas anteriores indican que el aerogel modifica sus propiedades ópticas en el vacío y que los gradientes de temperatura no tienen ningún efecto apreciable. Para cuantificar la variación de las propiedades ópticas del aerogel a largo plazo en las condiciones en las que estará en el espacio se ha realizado una prueba similar a la prueba de vacío descrita en la sección 4.4.2, pero con una duración de seis meses y medio. Las muestras utilizadas son las que presentan mejores cualidades ópticas, MEW<sub>3</sub> y las dos BIC, con objeto de comprobar hasta qué punto mantendrían su rendimiento en vuelo.

El dispositivo experimental del ensayo es el utilizado en la prueba de vacío (sección 4.4.2). En este caso se ha escogido una combinación de bombas turbo-molecular y difusora para minimizar la contaminación externa, ya que se ha observado que el aerogel aumenta su poder absorbente en vacío [86]. El sistema de bombas disminuye la presión hasta niveles de  $P \sim 1.2 \times 10^{-6}$  mbar en una cámara de aluminio que se introduce dentro del espectrofotómetro. Ésta dispone de dos ventanas por las que pasa la luz del haz. En el interior de la cámara se instala un disco móvil que tiene 4 ventanas donde se sujetan las tres muestras de aerogel, quedando vacía una de ellas (ver figura 4.14).

Un motor rota la parte móvil, exponiendo cada uno de los aerogeles al haz del espectro-  
realizar la medida inmediatamente después de la prueba, puede que el efecto producido por el vacío aún esté presente.

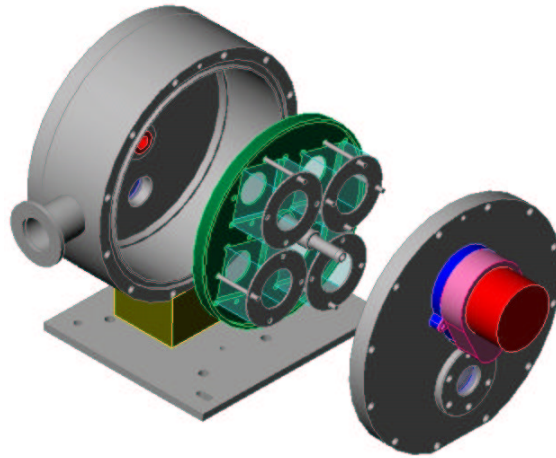


**Figura 4.13:** Curvas de transmitancia en función de la longitud de onda antes y después de los ciclos térmicos en vacío para MEW<sub>2</sub> y BIC con  $n=1.03, 1.05$ .

fotómetro. En cada muestra se miden dos zonas por redundancia. Cada zona se caracteriza mediante la medida de cinco curvas de transmitancia obtenidas en cinco puntos consecutivos, tal y como se ha descrito en la sección 4.3. Para que las 5 medidas sean representativas de una zona se han tomado muy próximas entre sí ( $\leq 0.1$  mm), programando un paso de rotación del motor pequeño ( $2\pi/6000$  rad). El tiempo que se emplea en dar una vuelta completa es de 4 horas.

Puesto que la prueba tiene una duración larga, se ha realizado un control de la estabilidad del dispositivo experimental. En primer lugar, para compensar posibles variaciones de la intensidad del haz del espectrofotómetro, en cada vuelta se toman cinco medidas en la

ventana sin muestra que sirven de referencia en el análisis de los datos con aerogel. En segundo lugar, para asegurar que las medidas se hacen siempre en las mismas zonas, se realiza un control de la posición de las muestras localizando en cada una de ellas una zona con un perfil de transmitancia característico y monitorizando la posición del punto mínimo. Para muestrear esta zona de control se toman 21 medidas consecutivas de transmitancia. Tanto la adquisición de datos como el movimiento del motor se controlan mediante un ordenador.



**Figura 4.14:** Dispositivo experimental para el ensayo de alto vacío de larga duración: cámara de aluminio y disco giratorio con ventanas y sujecciones para las muestras.

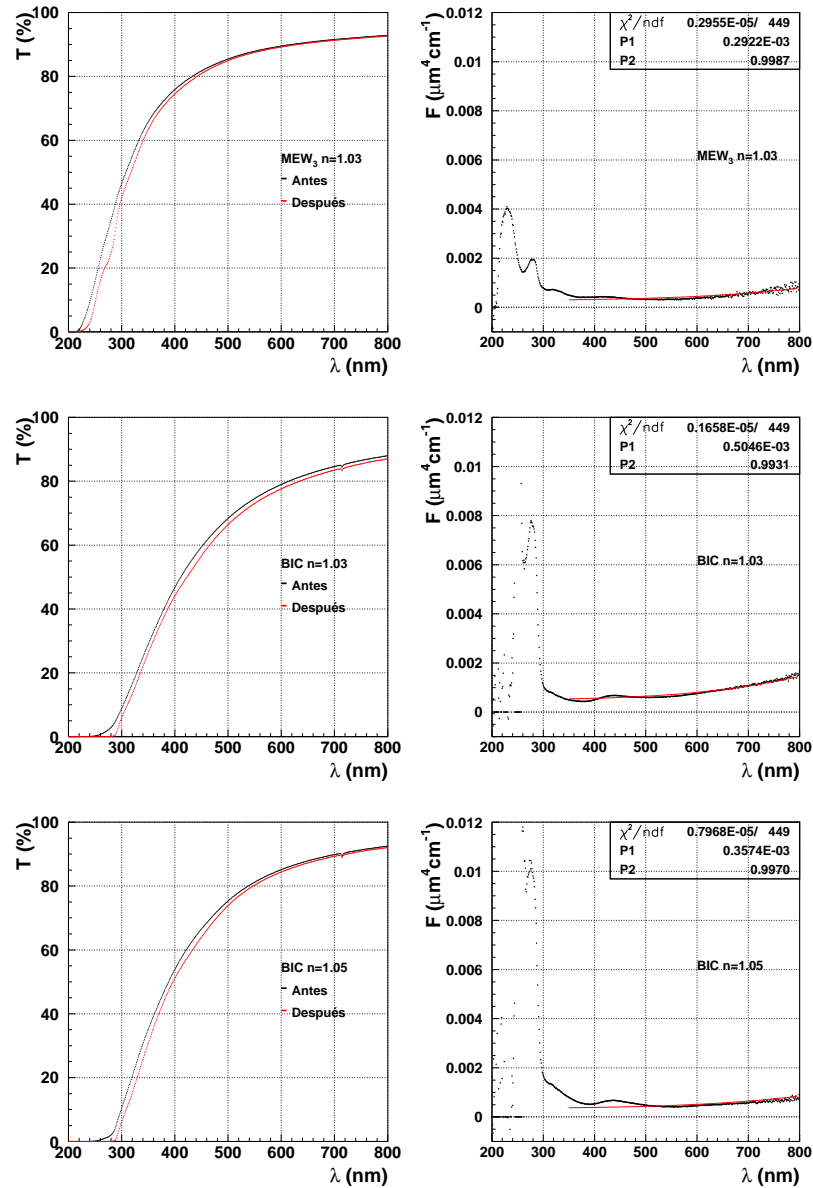
Las curvas de transmitancia obtenidas al principio y al final de la prueba se presentan en la figura 4.15 (columna izqda) para las tres muestras estudiadas. No se observan diferencias importantes entre ambas, mostrando la curva final una dependencia con la longitud de onda muy similar a la inicial. El cambio óptico producido en el aerogel tras la prueba puede estimarse asumiendo que el comportamiento analítico de la transmitancia es el dado por la ley de Hunt (ecuación 4.1), por lo que la variación de la *Claridad* en función de  $\lambda$  se puede expresar como

$$\Delta C = C_f - C_i = \frac{\lambda^4}{L} \left( -\ln \frac{T_f}{T_i} + \ln \frac{A_f}{A_i} \right) \quad (4.10)$$

o lo que es equivalente,

$$-\frac{\lambda^4}{L} \ln \frac{T_f}{T_i} = \Delta C - \frac{\lambda^4}{L} \ln \frac{A_f}{A_i} \quad (4.11)$$

En la figura 4.15 (columna dcha) se representa el primer miembro de la expresión anterior a partir de los valores de transmitancia inicial ( $T_i$ ) y final ( $T_f$ ) medidos. Para longitudes de onda mayores que 340 nm se observa que el comportamiento de la curva obtenida es el descrito por el segundo miembro de la expresión 4.11, tomando un valor constante al que se le suma una función con una dependencia suave con  $\lambda^4$  que evidencia una variación del



**Figura 4.15:** Izqda: Curvas de transmitancia medidas antes y después de la prueba de alto vacío de larga duración para muestras MEW<sub>3</sub> con  $n=1.03$  (arriba) y BIC con  $n=1.03$  (centro) y  $n=1.05$  (abajo). Dcha: Expresión  $-\frac{\lambda^4}{L} \ln \frac{T_f}{T_i}$  obtenida a partir de las curvas anteriores con el ajuste de la función  $\Delta C - \frac{\lambda^4}{L} \ln \frac{A_f}{A_i}$  superpuesto.

parámetro  $A$ . Ajustando esta expresión a las curvas mostradas en la figura se obtienen los valores

$$\Delta C = 0.0003\text{--}0.0006 \mu\text{m}^4 \text{cm}^{-1}$$

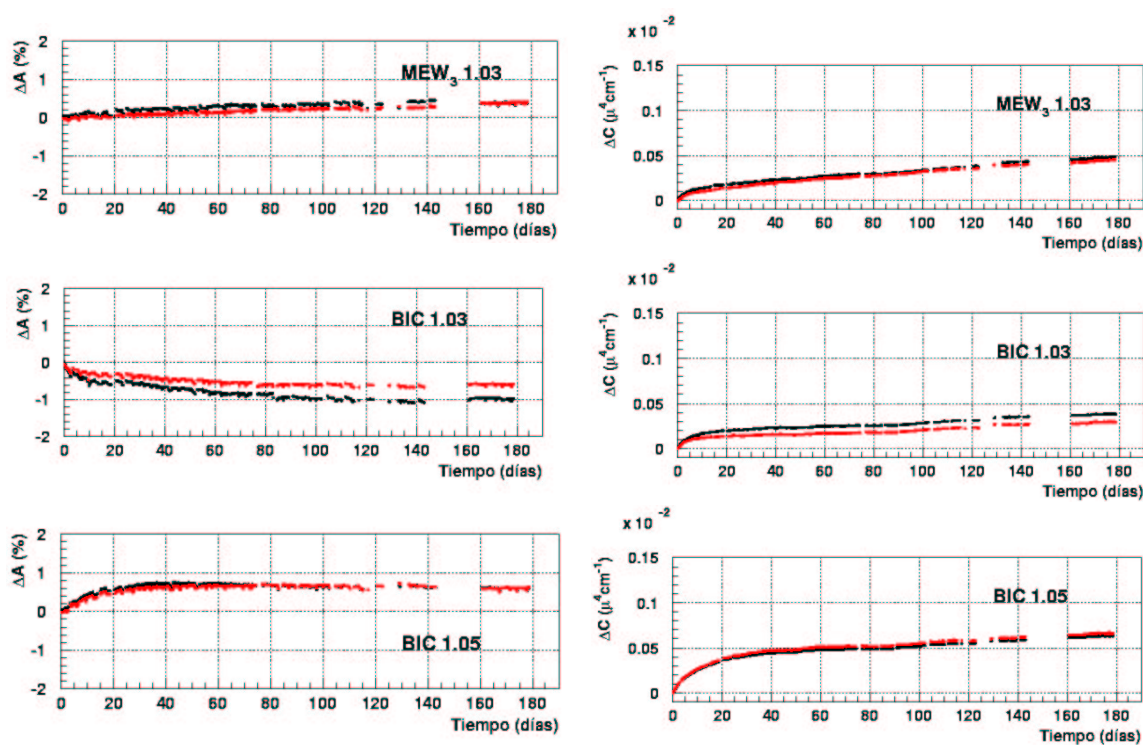
$$A_f/A_i \sim 0.99$$

que representan la variación total de los parámetros  $A$  y  $C$  en las muestras tras seis meses en vacío.

El estudio de la evolución temporal de este efecto, o equivalentemente, del ritmo de envejecimiento de las muestras, se puede analizar mediante la monitorización de los parámetros  $A$  y  $C$  obtenidos de las curvas de transmitancia para  $\lambda \geq 340$  nm. Los cambios observados a  $\lambda < 340$  nm no se ajustan a la hipótesis inicial y se discutirán aparte.

#### - Envejecimiento en alto vacío

El ritmo de envejecimiento de las muestras de aerogel en alto vacío se ha determinado ajustando las curvas de transmitancia obtenidas durante toda la prueba con la función 4.1 en el rango de longitud de onda 340–700 nm. El análisis se ha realizado en las dos zonas medidas en cada muestra. La evolución de los valores de los parámetros  $A$  y  $C$  obtenidos en el ajuste se representan, referidos a los correspondientes valores iniciales, en las figuras 4.16. Los periodos sin datos que se observan corresponden a paradas accidentales de la adquisición.



**Figura 4.16:** Evolución de los parámetros  $A$  y  $C$  durante la prueba de envejecimiento en alto vacío para las dos zonas medidas en cada muestra.

Se observa en las curvas que el parámetro  $A$  prácticamente no varía a lo largo de la prueba, por lo que se estudiará el envejecimiento de las muestras a partir de los cambios observados en la *Claridad*.

Las distribuciones de *Claridad* en función del tiempo muestran una evolución lineal tras aproximadamente 10–20 días de ensayo. Al inicio de la prueba se observa en todos los aerogeles una evolución más rápida que corresponde al transitorio debido a la producción de vacío, donde la *Claridad* desciende rápidamente (ver sección 4.4.2) para luego aumentar su valor de manera gradual.

Para cuantificar el ritmo de variación de este parámetro se ha ajustado una recta a las curvas 4.16 (dcha), considerando distintos periodos de tiempo en el rango de 25 a 180 días (evitando el transitorio). Las pendientes obtenidas en los ajustes son compatibles y dan un ritmo de variación  $\Delta C = (1-2) \times 10^{-6} \mu\text{m}^4 \text{cm}^{-1} / \text{día}$ .

En la tabla 4.5 se presenta para las tres muestras la extrapolación a un año de la tasa de variación  $\Delta C$  y el cambio que ésta induce en el número de fotones esperado<sup>8</sup>,  $\Delta N_{esp}$ . Se observa que los valores de  $\Delta C$  obtenidos en las dos zonas de cada aerogel son compatibles. El aumento de la *Claridad* es del 14% en el caso de la muestra MEW y del 7–8% en las BIC. La disminución en el rendimiento del aerogel como radiador del RICH que supone esta variación en  $C$  es pequeña, siendo la pérdida del número de fotones esperado menor que el 4% en un año y menor que el 12% en los 3 años de duración de la misión.

Material	$n$	Zona	$\Delta C$ (%/año)	$\Delta N_{esp}$ (%/año)
MEW <sub>3</sub>	1.03	1	$14.7 \pm 0.6$	$-4.2 \pm 0.1$
		2	$14.9 \pm 0.7$	$-4.0 \pm 0.1$
BIC	1.03	1	$7.9 \pm 0.8$	$-2.4 \pm 0.1$
		2	$7.3 \pm 0.4$	$-2.2 \pm 0.1$
BIC	1.05	1	$8.3 \pm 0.2$	$-2.4 \pm 0.1$
		2	$8.6 \pm 0.4$	$-2.5 \pm 0.1$

**Tabla 4.5:** Prueba de envejecimiento en alto vacío: ritmo de variación de la *Claridad* extrapolado a un año y reducción del número de fotones esperados inducida.

#### - Efectos observados a $\lambda < 340$ nm

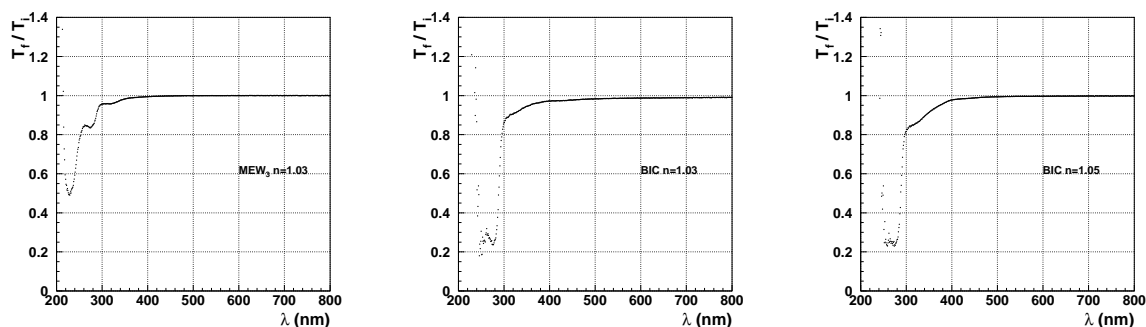
Como se ha discutido anteriormente, el comportamiento de las curvas de transmitancia a longitudes de onda menores que 340 nm no se describe adecuadamente mediante la ley de Hunt (figura 4.15). El cociente entre las curvas de transmitancia final e inicial, que se muestra en la figura 4.17, evidencia la existencia de bandas de absorción localizadas en  $\lambda = 230, 275$  y  $330$  nm. Estas absorciones coinciden o se sitúan en las proximidades de las que se han observado en muestras del aceite del sistema de vacío. Esto indica que, probablemente, las muestras de aerogel han ido absorbiendo contaminantes a lo largo de la prueba, a pesar de haber utilizado un dispositivo experimental con un nivel de limpieza alto, y que, por tanto, la aparición de bandas de absorción en las curvas de transmitancia no es atribuible a efectos intrínsecos en el aerogel.

<sup>8</sup>Calculado como se describe en la sección 4.3.3.

No obstante, e independientemente del origen de las absorciones observadas, se ha estimado la influencia que dichas absorciones tendrían en el rendimiento óptico del aerogel. Para ello, se han analizado las curvas de transmitancia de las muestras considerando en la ley de Hunt (ecuación 4.1) un término adicional que da cuenta de la absorción en función de la longitud de onda:

$$T(\lambda) = Ae^{-CL/\lambda^4} e^{-L/\Lambda(\lambda)} \quad (4.12)$$

donde el parámetro  $\Lambda(\lambda)$  es la longitud de absorción. El ajuste de las curvas de transmitancia con la función 4.1 en un rango de longitud de onda libre de absorciones (340–700 nm) permite obtener los valores de los parámetros  $A$  y  $C$ . Sustituyendo esos valores en la ecuación 4.12 puede calcularse el valor de  $\Lambda(\lambda)$ , cuya evolución se representa en la figura 4.18 para las longitudes de onda donde se localizan las bandas de absorción.

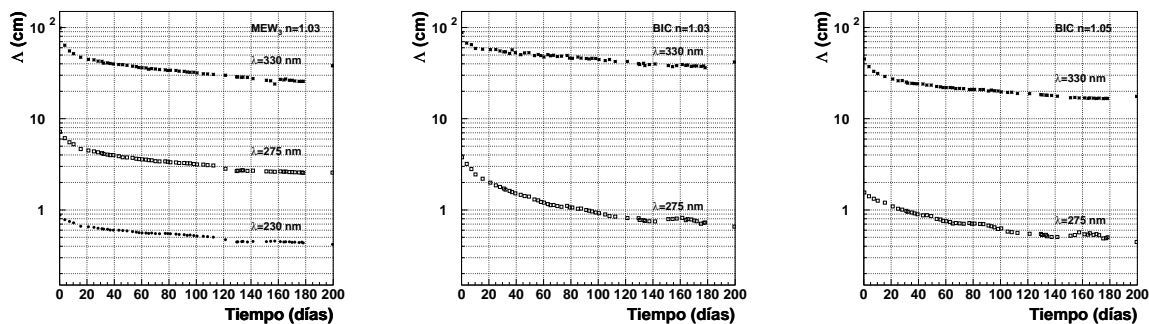


**Figura 4.17:** Cociente entre las curvas de transmitancia al final y al principio de la prueba de alto vacío de larga duración.

El valor de  $\Lambda$  obtenido cubre rangos entre 1 y 50 cm, según la longitud de onda considerada. Su evolución a lo largo de la prueba indica un aumento de la absorción o, equivalentemente, una disminución de la transmitancia de las muestras. El efecto que tiene en el número de fotones esperado en un año no es despreciable (ver tabla 4.6), aunque se ve muy reducido debido a que las bandas de absorción aparecen a longitudes de onda donde tanto la transmitancia de las muestras como la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores es muy baja (ver figura 6.4).

Los resultados obtenidos en este estudio permiten concluir que los aerogeles analizados envejecen a un ritmo tal que la disminución en el número de fotones esperado en el RICH de AMS-02 es, para todos ellos, inferior al 4.5% por año<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>Dado que el radiador no estará completamente aislado en el RICH, sino que las losetas de aerogel van a estar en contacto con los materiales que forman la estructura que las soportan, se va a realizar un estudio similar al presentado en esta sección con objeto de estudiar la influencia que la presencia de estos materiales puedan tener en el rendimiento óptico del aerogel a largo plazo.



**Figura 4.18:** Evolución de la longitud de absorción estimada para  $\lambda=230$ , 275 y 330 nm en las muestras de aerogel MEW<sub>3</sub> (izqda), BIC con  $n=1.03$  (centro) y BIC con  $n=1.05$  (dcha).

Material	$n$	Zona	Sin absorción	Con absorción
			$\Delta N_{esp}$ (%/año)	$\Delta N_{esp}$ (%/año)
MEW <sub>3</sub>	1.03	1	$-4.2 \pm 0.1$	$-4.5 \pm 0.1$
		2	$-4.0 \pm 0.1$	$-4.4 \pm 0.1$
BIC	1.03	1	$-2.4 \pm 0.1$	$-2.7 \pm 0.1$
		2	$-2.2 \pm 0.1$	$-2.5 \pm 0.1$
BIC	1.05	1	$-2.4 \pm 0.1$	$-2.9 \pm 0.1$
		2	$-2.5 \pm 0.1$	$-3.0 \pm 0.1$

**Tabla 4.6:** Variación en el número de fotones esperado por suceso estimada para un periodo de un año. Valores obtenidos en la prueba de envejecimiento en vacío (tabla 4.5) y valores donde se considera el efecto de las bandas de absorción a  $\lambda < 340$  nm.

## 4.5 Conclusiones

Varias muestras de aerogel de silicio han sido caracterizadas ópticamente mediante la medida en el laboratorio de los parámetros que describen los procesos de propagación de los fotones. Con estos resultados se ha determinado que las muestras de aerogel estudiadas que presentan mejor rendimiento óptico son MEW<sub>3</sub> con  $n=1.03$  y BIC con  $n=1.03$  y  $1.05$ . En el caso de MEW el fabricante no puede proporcionar piezas de más de 1 cm de grosor, por lo que para tener un rendimiento aceptable como radiador del RICH deberán apilarse 2 ó 3 losetas.

La medida del rendimiento de las muestras de aerogel como radiadores del RICH que se ha obtenido con un prototipo en un haz de iones ha confirmado los resultados observados en el laboratorio. Además, con el prototipo se ha comprobado que la resolución en la medida de la velocidad y de la carga que proporcionan los aerogeles estudiados cumplen las exigencias fijadas por los objetivos científicos del RICH de AMS-02.

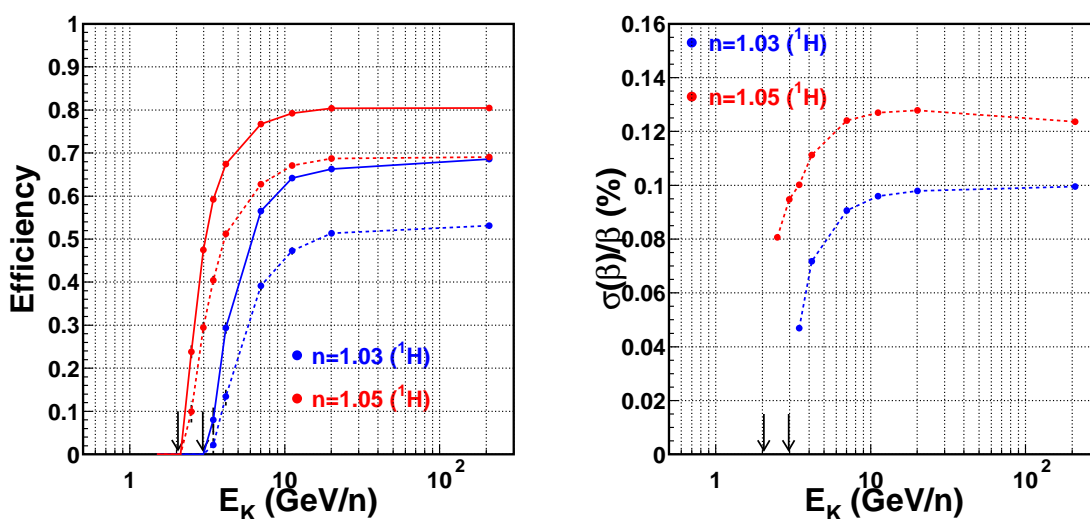
Los resultados de los estudios realizados en distintas condiciones ambientales muestran que ninguno de los aerogeles probados sufrirá daños físicos ni modificaciones importantes

en sus características ópticas tanto en el periodo de almacenamiento (variaciones de temperatura y humedad ambientes) como durante la misión en la Estación Espacial (alto vacío y variaciones de temperatura en el rango  $(-40,+70)^{\circ}\text{C}$ ).

Mediante estudios de envejecimiento realizados en condiciones de alto vacío con las mejores muestras, se ha estimado una pérdida de rendimiento óptico de aproximadamente un 4% por año, que supone una disminución  $\leq 12\%$  durante los tres años de duración de la misión.

No se espera que esta pérdida tenga un efecto importante en el análisis de los datos, como se muestra en la figura 4.19, donde se representa la eficiencia de detección y la resolución de velocidad para protones en función de su energía cinética. Estas curvas se han obtenido con la simulación del RICH (sección 4.3.3) considerando aerogeles con  $n=1.03$ ,  $1.05$ ,  $L=3$  cm y con los valores correspondientes de  $A$  y  $C$  determinados en la caracterización realizada en el laboratorio. Las líneas continuas indican que se han considerando sucesos en los que se detectan un mínimo de 3 fotoelectrones, y las líneas discontinuas, un mínimo de 4 fotoelectrones. La pérdida de un fotoelectrón en cada suceso equivaldría a una disminución de la calidad óptica del aerogel aproximadamente el doble de la estimada en el estudio de envejecimiento realizado.

Se observa que para  $E > 10$  GeV/n, en el aerogel con índice 1.03 la pérdida de un fotoelectrón en el anillo resulta en una disminución de la eficiencia de detección del 70% al 50%, mientras que para el aerogel con  $n=1.05$  esta pérdida supone una caída en eficiencia ligeramente menor, del 80% al 65%. Puesto que la producción de fotones es mayor en este aerogel que en el primero, el valor de la eficiencia de detección se mantiene alto a pesar de las pérdidas. Por otro lado, los dos aerogeles muestran una resolución en velocidad del mismo orden, siendo 0.1% para  $n=1.03$  y 0.12% para  $n=1.05$  en la región de energía  $E > 10$  GeV/n, estando ambos valores dentro de los requerimientos de detección del RICH.



**Figura 4.19:** Curvas de eficiencia de detección (izqda) y de resolución en velocidad (dcha) obtenidas para protones con una simulación del RICH de vuelo con dos tipos de aerogel distintos (ver texto).

La consideración de todos los estudios realizados ha llevado a la colaboración RICH a tomar la decisión de utilizar aerogel BIC con  $n=1.05$  y  $L=25$  mm como radiador para el RICH de AMS-02.

Este radiador presenta una calidad óptica buena y no se ha observado degradación de sus propiedades en las pruebas realizadas en distintas condiciones ambientales. En caso de envejecimiento del material, la cantidad de fotones Čerenkov que produce es significativamente mayor que la proporcionada por los aerogeles con  $n=1.03$ , y por tanto garantiza una eficiencia de detección alta durante la misión (siempre mayor que el 70% para protones). La resolución en la medida de la velocidad que proporciona es del 0.12%, y aunque es ligeramente peor que la obtenida con radiadores con índice  $n=1.03$  (0.1%), satisface los requerimientos de detección del RICH.

# 5

---

## Plano de detección I: diseño e instrumentación

El plano de detección del RICH debe ser capaz de detectar la luz del anillo Čerenkov producida por las partículas cargadas a su paso por el radiador, de forma que sea posible determinar la velocidad de las mismas con gran precisión y estimar el valor de su carga eléctrica. Para ello, es necesario que se puedan discriminar señales producidas por un único fotón, que sea posible contar el número de fotones incidentes y que la información espacial de la señal detectada pueda ser registrada para realizar un muestreo del anillo. Por otra parte, se ha de tener en cuenta que la ubicación del RICH en AMS-02 implica que el plano de detección ha de operar bajo la acción de campos magnéticos intensos. Además, el carácter espacial del experimento requiere que el plano pueda soportar vibraciones y temperaturas extremas, y que el consumo de potencia y su peso sean mínimos.

El plano de detección del RICH se ha diseñado como una matriz de 680 fotomultiplicadores multicanal cuyas señales se procesan mediante la electrónica de *front-end* que se asocia a cada uno de ellos. El plano se completa con un apantallamiento magnético para cada unidad de detección (fotomultiplicador + electrónica de *front-end*) y una guía de luz que conduce los fotones desde el borde de la rejilla de apantallamiento hasta el área sensible del fotomultiplicador.

En este capítulo se describe el trabajo realizado con objeto de validar el diseño e instrumentar el plano de detección del RICH. La validación comprende la caracterización de la respuesta de los fotomultiplicadores y de la electrónica de *front-end* y el estudio de la eficacia del apantallamiento magnético. La instrumentación del plano ha requerido calibrar las unidades de detección y ajustar su funcionamiento de manera que se satisfagan los requisitos de detección. Además, se ha realizado una prueba de supervivencia térmica a las unidades, que se describirá en el apéndice D, y se ha buscado su ubicación óptima en el plano de detección.

El diseño de las guías de luz y la medida de su eficiencia se tratarán en el capítulo siguiente.

## 5.1 Fotomultiplicadores

### 5.1.1 Descripción general

El fotomultiplicador es el elemento principal del plano de detección del RICH, pues detecta la radiación Čerenkov producida por la partícula y la convierte en señales eléctricas que pueden ser procesadas y analizadas electrónicamente.

Un fotomultiplicador es un dispositivo al vacío que contiene una ventana por donde entra la radiación, un fotocátodo, una etapa de amplificación formada por una serie de dínodos y un ánodo.

La incidencia de un fotón en el fotocátodo induce la emisión de un electrón por efecto fotoeléctrico<sup>1</sup>. La eficiencia de este proceso depende principalmente de la longitud de onda del fotón incidente y del tipo de material y grosor del fotocátodo, y puede expresarse mediante la *eficiencia cuántica*, que se define como el cociente entre el número de fotoelectrones emitidos y el número de fotones incidentes para una longitud de onda dada. El valor máximo que típicamente alcanza esta magnitud es 20–30%.

El fotoelectrón que emite el fotocátodo se acelera y se dirige con un sistema de focalización hacia el primer dínodo mediante el campo eléctrico creado por la diferencia de potencial entre estos tres electrodos. La fracción de fotoelectrones que llegan al área de amplificación del primer dínodo, o *eficiencia de colección*, es mayor para valores mayores de voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo, y además puede incrementarse mediante una geometría adecuada tanto en el sistema de focalización como en el primer dínodo. La eficiencia de colección puede verse afectada por la presencia de campos magnéticos, ya que estos desvían los fotoelectrones de sus trayectorias iniciales. En condiciones óptimas, puede obtenerse una eficiencia de colección superior al 80% para longitudes de onda mayores que 400 nm.

Cuando incide el fotoelectrón en el primer dínodo se produce la primera amplificación, ya que se arranca por emisión secundaria<sup>2</sup> un número de electrones mayor que uno. Esos electrones se aceleran con un campo eléctrico y se conducen hasta el dínodo siguiente. Al igual que en el primer dínodo, puede definirse una eficiencia de colección entre dínodos consecutivos, ya que no todos los electrones generados en un dínodo llegan al siguiente. Los electrones que impactan en el segundo dínodo producen a su vez más de un electrón cada uno. La repetición de este proceso a lo largo de la cadena de dínodos genera una cascada de electrones que se recoge finalmente en el ánodo, obteniendo a la salida del fotomultiplicador una señal eléctrica amplificada.

Esta señal es proporcional al flujo de radiación incidente. El rango de luz donde se mantiene la proporcionalidad, llamado *rango dinámico*, es amplio y depende principalmente

---

<sup>1</sup>El efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones libres en un material cuando se ilumina con una fuente de luz cuya energía es igual o superior que la función de trabajo del material.

<sup>2</sup>La emisión secundaria es un proceso mediante el cual un material emite electrones (secundarios) al ser bombardeado por electrones (primarios).

del voltaje con que se alimenta el fotomultiplicador y de su distribución entre los dínodos, y de la geometría de la etapa de amplificación.

### Ganancia

La ganancia o amplificación de la señal se define como el cociente entre la carga media recogida en el ánodo ( $I_A$ ) y la generada en el fotocátodo ( $I_C$ ). Para un fotomultiplicador con  $M$  dínodos, la ganancia puede escribirse como

$$Q = \frac{I_A}{I_C} = \eta (\delta_1 \eta_1) (\delta_2 \eta_2) (\delta_3 \eta_3) \cdots (\delta_M \eta_M)$$

donde  $\eta$  y  $\eta_i$  son las eficiencias de colección del primer dínodo y de la etapa de amplificación  $i$ -ésima, respectivamente, y  $\delta_i$  es el factor de amplificación (o coeficiente de emisión secundaria) del dínodo  $i$ -ésimo.

El coeficiente de emisión secundaria es función del voltaje aplicado entre dínodos ( $V_i$ ), siendo esta dependencia de la forma  $\delta_i = bV_i^\kappa$ , con  $b$  y  $\kappa$  constantes. En particular,  $\kappa$  viene determinada por la estructura y material de los dínodos, estando en el rango 0.7–0.8.

Sustituyendo esta dependencia en la expresión anterior se puede escribir la ganancia como

$$Q = \eta \prod_{i=1}^M b_i (f_i V)^{\kappa_i} \eta_i = \left( \eta \prod_{i=1}^M b_i f_i^{\kappa_i} \eta_i \right) V^{\sum_{i=1}^M \kappa_i} = BV^K \quad (5.1)$$

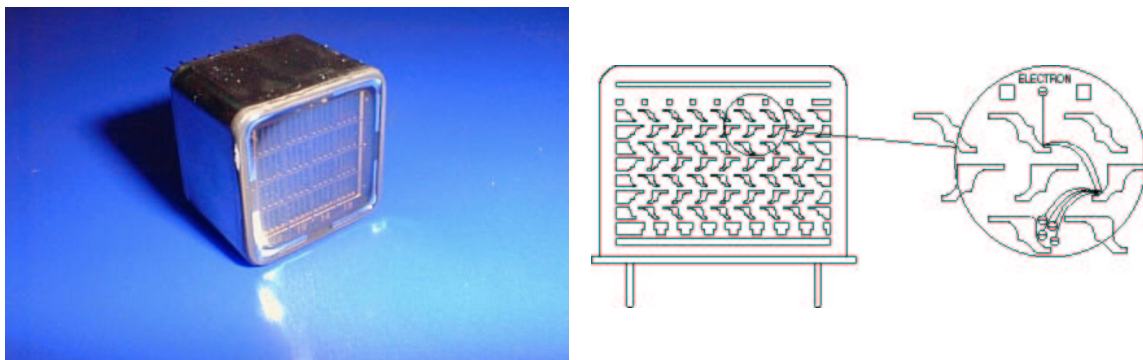
donde  $f_i$  es la fracción del voltaje total ( $V$ ) que alimenta la etapa de amplificación  $i$ -ésima. Por tanto, se tiene que la ganancia es proporcional a la potencia  $K$ -ésima del voltaje suministrado al fotomultiplicador, lo que permite ajustar el valor de su amplificación por medio del voltaje.

La amplificación de electrones se ve afectada por las fluctuaciones estadísticas inherentes a la emisión secundaria (cuya probabilidad puede modelarse mediante una distribución de Poisson) de manera que la incidencia de una cantidad de luz determinada a la misma longitud de onda producirá cada vez valores diferentes de carga recogida en el ánodo. Es posible determinar cuántos fotones han incidido en el fotomultiplicador si la resolución de las señales que proporciona, definida como el cociente entre la anchura y el valor medio de la distribución de carga obtenida ( $\sigma_Q/Q$ ) para un número dado de fotones, es suficientemente pequeña.

La respuesta del fotomultiplicador también depende ligeramente del punto de la ventana donde incide la luz, ya que ni la eficiencia cuántica ni la eficiencia de colección son totalmente uniformes. En el caso de fotomultiplicadores multianódicos, pueden existir también diferencias en la respuesta proporcionada por los distintos canales debidas a la migración de electrones entre ellos y que vienen determinadas por la geometría de la estructura de dínodos.

### 5.1.2 Los fotomultiplicadores del RICH de AMS

Como se ha expuesto anteriormente (sección 3.4.1), el fotomultiplicador que mejor satisface los requerimientos de AMS-02, tanto científicos como de operación, en el momento en que se congela el diseño del detector es el Hamamatsu R7600-00-M16 (ver figura 5.1).



**Figura 5.1:** Fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16 (izqda) y estructura de dínodos *metal channel* (dcha).

Este fotomultiplicador tiene forma cúbica, con un área fotosensible de  $17.5 \times 17.5 \text{ mm}^2$ . El fotocátodo es una lámina de metal bialcalino depositada en la cara interna de la ventana de entrada. Los materiales con que están fabricados el fotocátodo y la ventana (borosilicato) determinan<sup>3</sup> un rango sensible entre 300 y 650 nm, que es válido para detectar radiación Čerenkov. Su eficiencia cuántica alcanza un valor máximo del  $\sim 20\%$  para longitudes de onda en el rango de 300 a 450 nm.

La focalización de los fotoelectrones hacia el primer dínodo se realiza mediante una rejilla metálica, con hilos paralelos a las ranuras del primer dínodo que se sitúan en el centro de las mismas. La etapa de amplificación consta de 12 dínodos y proporciona una ganancia del orden de  $10^6$  electrones a 800 V y una resolución en la señal  $\sigma_Q/Q \sim 0.5$  que permite contar fotones. El ánodo es múltiple, con 16 píxeles de  $\sim 4 \times 4 \text{ mm}^2$  cada uno dispuestos en una matriz  $4 \times 4$ .

La geometría de los dínodos es del tipo *metal channel*, diseñada para minimizar la migración de electrones entre píxeles manteniendo por tanto la información espacial de la señal. Por esta razón la geometría *metal channel* confiere al fotomultiplicador una gran resistencia a campos magnéticos, cuyo efecto es desviar las trayectorias de los electrones a lo largo de la etapa de amplificación.

Los dínodos de la cadena se sitúan muy próximos entre sí, proporcionando una respuesta temporal rápida<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>El límite inferior lo establece el umbral de transmisión de la ventana y el superior, la frecuencia umbral de fotoemisión.

<sup>4</sup>Con la geometría *metal channel* el tiempo que tardan los fotoelectrones en llegar al ánodo, o *tiempo de tránsito*, es de 4.7–8.8 ns.

La respuesta que proporcionan tanto el fotocátodo como el ánodo es bastante uniforme. La eficiencia cuántica presenta una variación relativa a lo largo de su superficie menor que 10% a 400 nm. El valor de la amplificación de los distintos píxeles difiere como máximo un 50% respecto al valor promedio<sup>5</sup>.

El voltaje de operación de este fotomultiplicador es bajo, no pudiendo exceder los 1000 V. Finalmente, este modelo presenta una estructura compacta y un peso total aproximado de 55 g.

Se resumen las características generales del R7600-00-M16 en la tabla 5.1. En el apéndice B se incluye la información sobre las características de funcionamiento que proporciona el fabricante.

Parámetro		Descripción / valor
Rango de sensibilidad		300 – 650 nm
$\lambda$ de sensibilidad máxima		420 nm
Fotocátodo	Material	bialcalino
	Área efectiva mínima	17.5×17.5 mm <sup>2</sup>
Material de la ventana		borosilicato
Dínodos	Estructura	<i>metal channel</i>
	Número	12
Ánodo	Tamaño	~4×4 mm <sup>2</sup>
	Número	16
Peso		~55 g

**Tabla 5.1:** Características generales del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16.

### 5.1.3 Caracterización de la respuesta

Para comprobar que el modelo Hamamatsu R7600-00-M16 elegido para el RICH es adecuado, se han realizado medidas para caracterizar su respuesta. Esencialmente, ello implica determinar la ganancia y resolución de las señales producidas por un solo fotón y el estudio de la dependencia de la respuesta con el voltaje y el campo magnético.

Este trabajo se ha recopilado en la memoria de investigación citada en la referencia [90], donde puede encontrarse una descripción detallada del dispositivo experimental, las medidas, el método de análisis y los resultados. Dada la importancia de este estudio y su relación directa con los de validación e instrumentación realizados posteriormente, se incluye a continuación un resumen de los resultados más importantes.

<sup>5</sup>Este valor de uniformidad en la amplificación es un requisito de calidad exigido al fabricante.

## Análisis de la señal

Las medidas se han realizado iluminando el fotomultiplicador con niveles de luz muy bajos, en los que la mayoría de los sucesos que detecta el fotomultiplicador están generados por un único fotón incidente. La señal que se obtiene se llama *respuesta a un fotón* y sus propiedades estadísticas permiten determinar la ganancia (valor medio) y la resolución en la detección de un fotón.

Cada medida acumula una estadística de  $10^5$  sucesos, obteniendo para cada fotomultiplicador 16 distribuciones de carga en el ánodo como la que se muestra en negro en la figura 5.2 (izqda). El análisis de estas señales se ha realizado con dos métodos independientes, estadístico y paramétrico, que se describen en el apéndice C.

En el método estadístico se considera que la señal medida tiene dos contribuciones: señal (respuesta con luz) y ruido (respuesta sin luz, también llamado pedestal). El análisis estadístico de ambas contribuciones permite determinar la ganancia del píxel ( $Q$ ) y el valor de la media de la distribución de fotoelectrones detectados ( $\mu$ )<sup>6</sup>.

El método paramétrico se basa en un modelo de respuesta del fotomultiplicador a un fotón desarrollado expresamente para caracterizar la respuesta de estos fotomultiplicadores, donde se asume que la multiplicación de electrones en cada dínodo sigue la estadística de Poisson. La distribución de carga recogida en el ánodo se describe con una función obtenida a partir del modelo. El ajuste de esta función a los datos (ver figura 5.2 izqda) proporciona los valores de los parámetros del modelo a partir de los cuales se determinan la ganancia ( $Q$ ) y la anchura ( $\sigma_Q$ ) de la señal para un fotón incidente, y por tanto la resolución con que esa señal se mide ( $\sigma_Q/Q$ ). El ajuste de la función también permite determinar el valor del parámetro  $\mu$ .

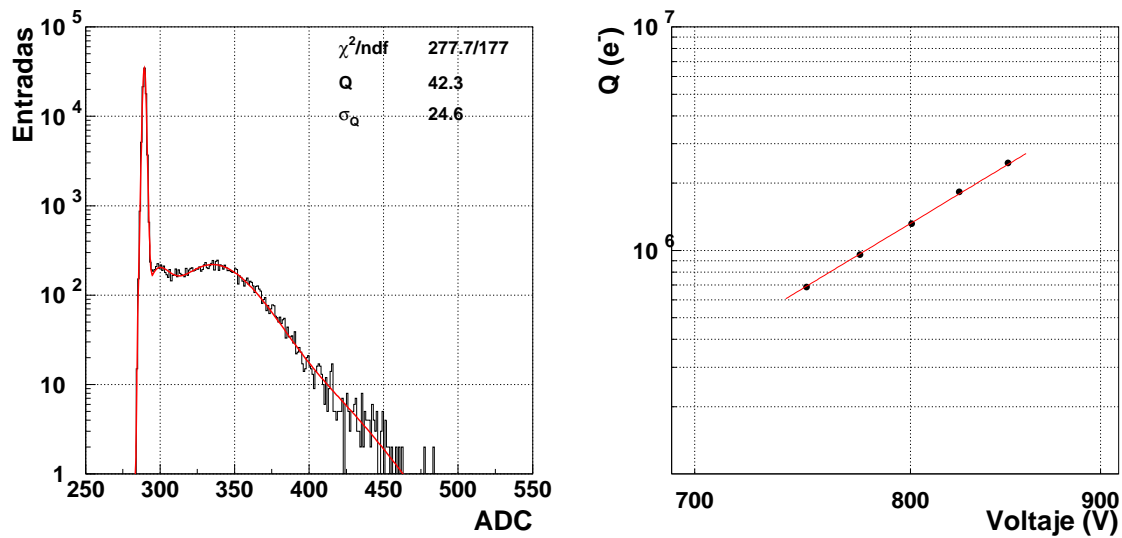
El acuerdo entre los valores de ganancia obtenidos con ambos métodos está dentro de un 2% y es del mismo orden que el error en la determinación de la ganancia, como se muestra en el apéndice C.

## Características de funcionamiento

La ganancia del fotomultiplicador obtenida a voltaje nominal (800 V) es  $Q \sim 1.5 \times 10^6$  electrones, y la resolución de la señal para un fotón incidente es  $\sigma/Q \sim 0.48$ . La medida de la respuesta variando el voltaje de alimentación del fotomultiplicador permite obtener la dependencia de la ganancia con el voltaje, tal y como se muestra en la figura 5.2 (dcha). El ajuste de la relación 5.1 a los datos proporciona un valor del factor que relaciona ganancia y voltaje  $K \sim 10.5$ .

---

<sup>6</sup>La iluminación del fotomultiplicador en el dispositivo utilizado hace que la distribución de los fotones detectados se describa bien mediante la estadística de Poisson. Suponiendo una iluminación fija en todas las medidas, el valor medio de esta distribución ( $\mu$ ) puede utilizarse como una estimación de la eficiencia de detección relativa (la determinación de la eficiencia de detección absoluta requiere una medida independiente del flujo de luz incidente).



**Figura 5.2:** Izqda: Distribución típica de carga recogida en el ánodo del fotomultiplicador (señal digitalizada según el factor 1 ADC=0.005 pC dado por la electrónica de lectura instalada en el dispositivo experimental que se ha utilizado para realizar estas medidas). Se superpone en rojo el ajuste de la función obtenida a partir del modelo paramétrico de la respuesta a un fotón. Dcha: Dependencia de la ganancia con el voltaje y ajuste de la expresión 5.1.

Los valores de ganancia observados difieren píxel a píxel, presentando una desviación respecto del valor promedio del 12% (valor r.m.s.). En la resolución en la detección de un fotón esta desviación es del 10%, en la eficiencia de detección del 13% y en el factor  $K$  del 3%.

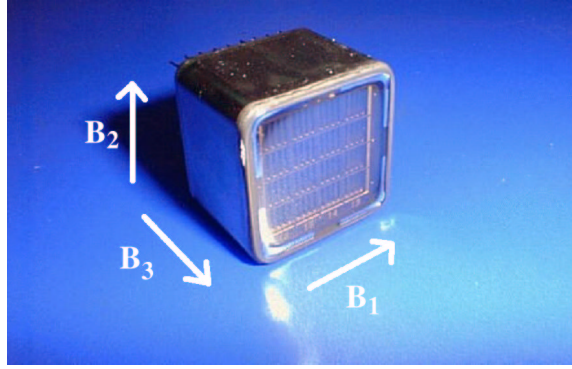
Por último, medidas realizadas sin luz incidente permiten estimar una probabilidad de que se produzca una señal de corriente oscura por encima del pedestal de  $10^{-5}$  por cuenta de ADC.

### Respuesta bajo campos magnéticos

La medida de los efectos que el campo magnético tiene en la respuesta de los fotomultiplicadores se realizó con un electroimán que genera un campo magnético cuya intensidad y sentido pueden modificarse a través de la fuente de alimentación.

El fotomultiplicador se coloca en el centro del imán, donde el campo puede considerarse uniforme y constante. Las medidas se realizan hasta intensidades de  $\sim 300$  G, cambiando la orientación del fotomultiplicador dentro del imán para obtener el efecto del campo a lo largo de cada una de las tres dimensiones de la cadena de dínodos, según se muestra en la figura 5.3.

La influencia del campo se ha caracterizado mediante el cociente de los valores de ganancia, resolución y eficiencia de detección obtenidos en el análisis de las distribuciones



**Figura 5.3:** Orientación del campo magnético respecto al fotomultiplicador.

medidas con y sin campo magnético. El valor del cociente promediado a los 16 píxeles del fotomultiplicador se muestra en la figura 5.4 en función de la intensidad del campo magnético aplicado.

Se aprecia que el efecto del campo en la respuesta del fotomultiplicador depende de la dirección del campo respecto a la estructura de dínodos, siendo máximo en la vertical ( $B_3$ ) y más suave en la dirección perpendicular a las ranuras de los dínodos ( $B_1$ ).

Esto es debido a que la fuerza de Lorentz inducida por el campo empuja a los electrones en su movimiento a través de la cadena de amplificación, fomentando la migración entre píxeles. Así, suponiendo que el movimiento de los electrones es predominantemente vertical, bajo la acción de  $B_1$  la fuerza actúa a lo largo de las ranuras de los dínodos (influencia mínima), mientras que con  $B_3$  lo hace en diagonal (influencia máxima). Como consecuencia, la variación de la respuesta con el campo es distinta píxel a píxel, como se muestra en la figura 5.5, pues algunos ganarán carga si son favorecidos por la migración y viceversa.

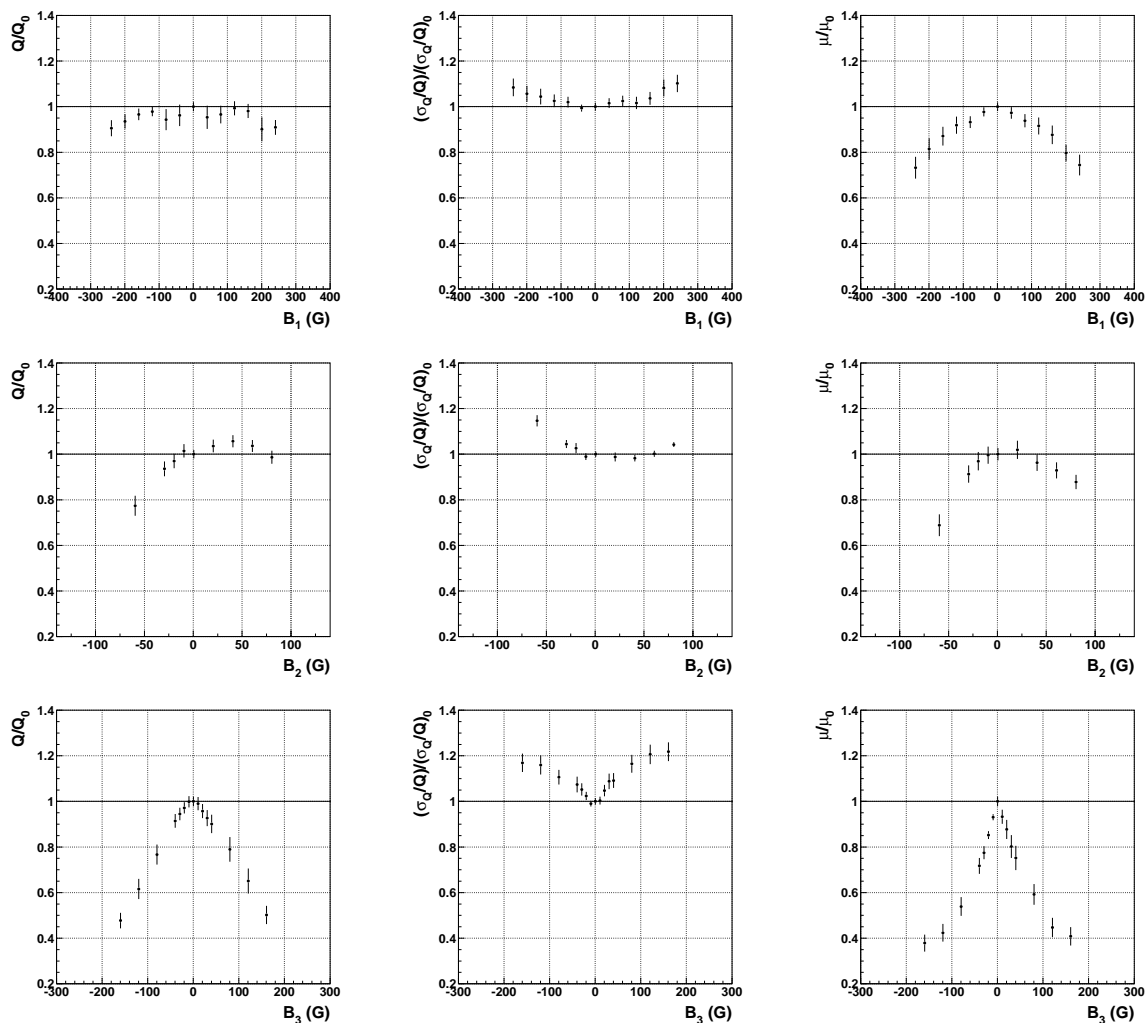
También se observa que el parámetro más afectado por el incremento de la intensidad del campo es la eficiencia de detección. La disminución de esta magnitud se debe principalmente a la influencia del campo en la eficiencia de colección, ya que actúa desviando los fotoelectrones de manera que en muchos casos estos no alcanzan la etapa de amplificación.

En la tabla 5.2 se muestra el rango de campo magnético donde la variación de estas magnitudes se mantiene dentro de un 10%. Estos resultados demuestran que el fotomultiplicador en estudio es capaz de mantener las características de funcionamiento nominales bajo la acción de campos magnéticos intensos.

## 5.2 Electrónica de *front-end*

### 5.2.1 Descripción

Como se ha señalado anteriormente, cada fotomultiplicador tiene una electrónica de *front-end* asociada. Ésta consta de un divisor de tensión, que es una cadena de resistencias conectadas en serie que distribuye el voltaje de alimentación del fotomultiplicador entre los electrodos

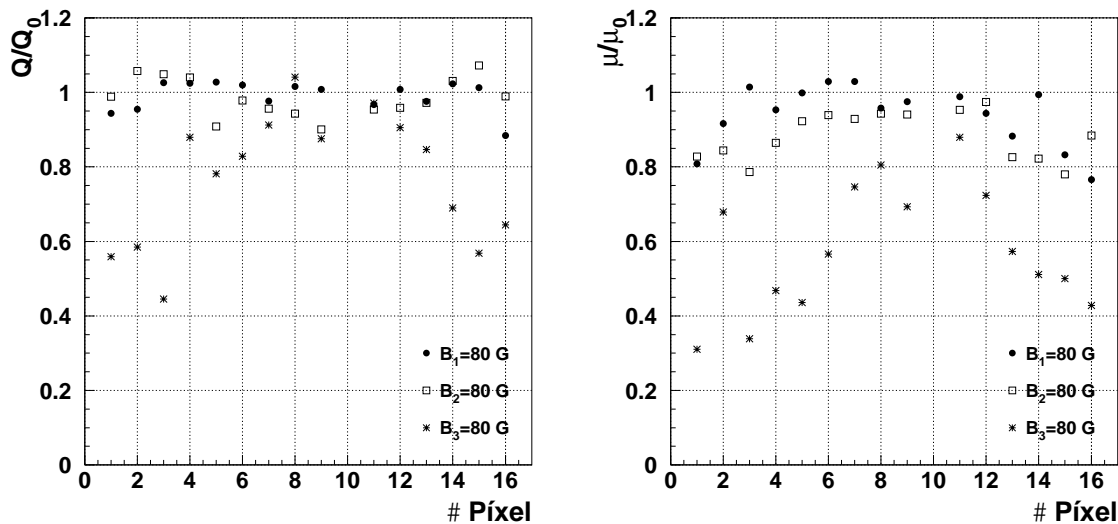


**Figura 5.4:** Variación del promedio de la ganancia (izqda), resolución (centro) y eficiencia de detección (dcha) en función del campo magnético en las direcciones 1 (arriba), 2 (centro) y 3 (abajo) indicadas en la figura 5.3.

(fotocátodo, focalización, dínodos y ánodo), un circuito integrado (ASIC) especialmente diseñado para el RICH que muestrea la carga recogida en el ánodo y un ADC que la digitaliza.

Los valores de las resistencias del divisor de tensión desde el primer dínodo hasta el ánodo es  $R_i = 2 \times 2.4 r$ ,  $8 \times 1.0 r$ ,  $1.2 r$  y  $2 \times 2.4 r$  ( $r = 1 \text{ M}\Omega$ ), de manera que se suministra un voltaje mayor a los primeros dínodos y a las últimas etapas para aumentar el rango dinámico del fotomultiplicador<sup>7</sup>.

<sup>7</sup>Un voltaje alto entre el primer dínodo y el fotocátodo facilita la focalización de los electrones y modera las fluctuaciones de la amplificación en el primer dínodo, que son determinantes en la amplificación total. En las últimas etapas, debido a la gran cantidad de carga que se desplaza, un voltaje mayor mejora la eficiencia



**Figura 5.5:** Variaciones en la ganancia (izqda) y eficiencia de detección (dcha) en función del píxel para campos de 80 G (se han excluido las medidas del píxel 10 por mal funcionamiento de la electrónica).

	$B_1$ (G)	$B_2$ (G)	$B_3$ (G)
$\Delta Q < 10\%$	-240, +240	-40, +110	-40, +40
$\Delta\sigma/Q < 10\%$	-260, +240	-50, +100	-80, +40
$\Delta\mu < 10\%$	-120, +120	-30, +70	-20, +20

**Tabla 5.2:** Rangos de campo magnético en los que el promedio de los parámetros  $Q$ ,  $\sigma/Q$  y  $\mu$  varía dentro de un 10%.

El ASIC tiene 16 canales donde se integra y se filtra la carga recogida en los 16 ánodos, proporcionando pulsos de voltaje casi gaussianos cuya amplitud máxima es proporcional a la carga de entrada. El tiempo que tardan los pulsos en alcanzar el valor máximo (o *tiempo de formación*) es propio de cada canal y está en torno a los 1800 ns. El valor de la carga recogida en cada ánodo se obtiene registrando la amplitud de la señal de voltaje correspondiente cuando ha transcurrido un *tiempo de muestreo* que coincide con el tiempo de formación.

Finalmente, un *multiplexor* dirige los 16 valores de carga obtenidos hacia el convertor analógico-digital, que cuenta con un rango de 4096 cuentas y realiza la conversión según el factor  $1 \text{ ADC} = 0.0088 \text{ pC}$ .

Para aumentar la resolución en la digitalización de señales débiles (producidas por un número pequeño de fotones) los valores de carga medidos por el ASIC pasan también por una etapa de amplificación adicional ( $\times 5$ ) antes de llegar al *multiplexor*. Por tanto, el ADC codifica un total de 32 valores de carga, 16 en ganancia $\times 1$  ( $Q_1$ ) y otros tantos en ganancia $\times 5$  ( $Q_5$ ).

### 5.2.2 Calibración

Se han calibrado los circuitos de muestreo de las señales (ASIC) con objeto de realizar un control de calidad de los circuitos adquiridos y seleccionar aquellos que presentan mejores características de funcionamiento. Asimismo, los datos obtenidos en estas medidas serán utilizados en el ajuste de la respuesta del plano de detección y en su instrumentación (sección 5.4.3).

La calibración de los ASIC se ha realizado en el LPSC (Francia). Los detalles referentes tanto al dispositivo experimental como al procedimiento de medida y los resultados pueden consultarse en la referencia [87]. En esta sección se presenta un resumen de los resultados obtenidos.

#### - Tiempo de muestreo

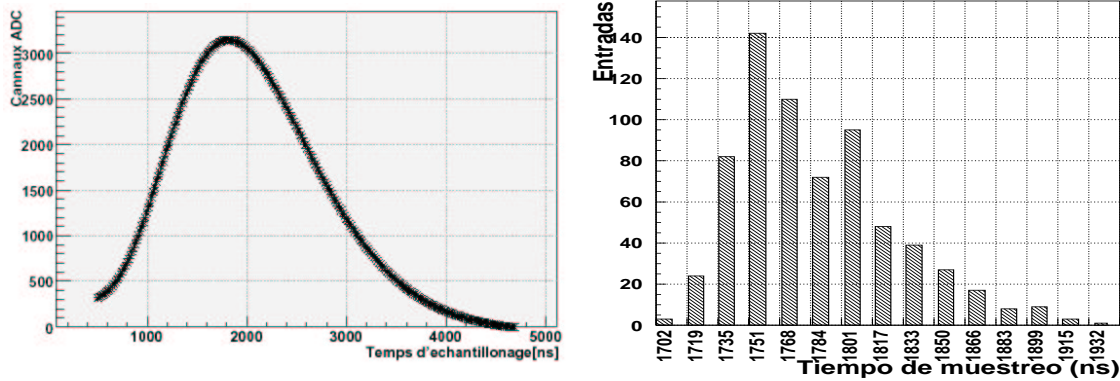
Como se ha comentado anteriormente, el tiempo de muestreo es el momento en que se mide la amplitud de la señal de voltaje que resulta de integrar y filtrar la carga recogida en el ánodo. Puesto que el máximo de esta señal es proporcional a la carga total recogida, para asegurar que se mide la amplitud en el punto máximo el tiempo de muestreo debe coincidir con el de formación del pulso de voltaje, o de lo contrario se obtiene un valor de carga subestimado.

El tiempo de muestreo se determina para los 16 canales del ASIC, ya que cada uno de ellos realiza la integración y filtrado de la señal de manera independiente. Para ello, se mide la evolución de la señal a la salida del canal cada 20 ns, obteniendo curvas como la que se presenta en la figura 5.6 (izqda). El máximo de la curva determina el tiempo de muestreo adecuado para esa señal, que resulta ser de aproximadamente 1800 ns. El pico de la señal es muy ancho, por lo que los errores en la medida del tiempo afectan poco a la determinación de la carga recogida. Por ejemplo, un error en el tiempo  $\Delta t = 25$  ns supone una variación en el valor de la carga del 0.05%.

Puesto que se programa un único tiempo de muestreo para cada ASIC, de los 1200 circuitos medidos se han escogido 680 en los que la dispersión del tiempo de formación del pulso entre los 16 canales es menor que 50 ns. En la figura 5.6 (dcha) se muestra la distribución de los tiempos de muestreo de los ASIC del RICH que se ha obtenido.

#### - Factor de amplificación

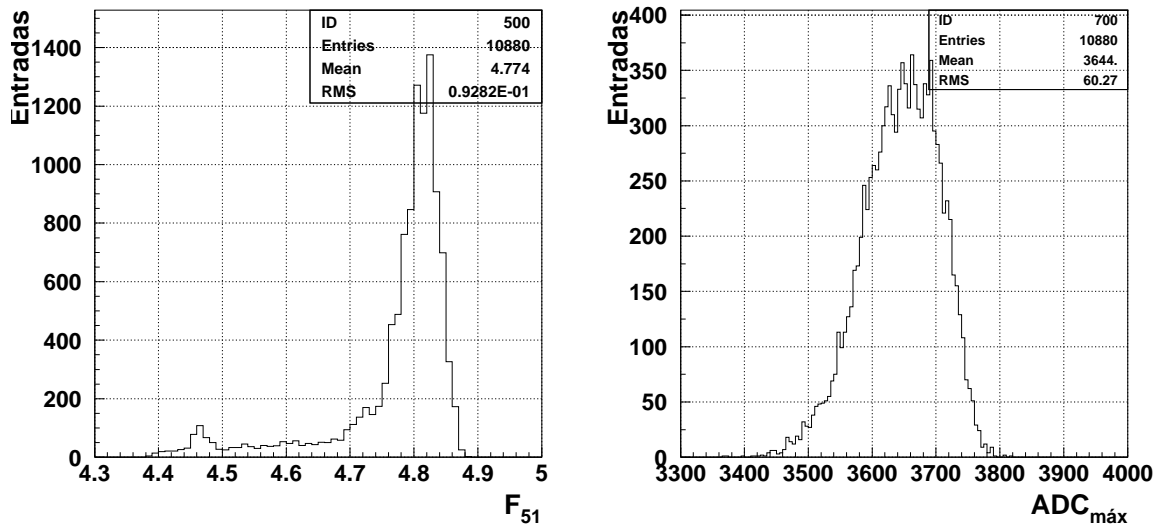
En la etapa de amplificación adicional, la señal se multiplica por un factor de amplificación ( $F_{51}$ ) que es aproximadamente igual a 5. El valor de este factor es ligeramente diferente en cada circuito. Puesto que para determinar la ganancia de los fotomultipli-



**Figura 5.6:** Evolución en el tiempo del pulso de voltaje a la salida del circuito de integración y filtrado de la señal de carga (izqda) y distribución de los tiempos de muestreo determinados para todos los ASIC del RICH (dcha).

cadores se analiza la señal medida a ganancia $\times 5$  (ya que al realizar la calibración con niveles de luz bajos se obtienen así resultados más precisos), es necesario conocer el valor del factor de amplificación para poder calcular la correspondiente ganancia $\times 1$ .

Este factor se ha determinado inyectando distintos valores de carga a la entrada del circuito, midiendo las señales  $Q_5$  y  $Q_1$  a la salida y calculando el cociente entre ambas. Los valores obtenidos se muestran en la figura 5.7.



**Figura 5.7:** Factor de amplificación (izqda) y límite de saturación (dcha) para todos los canales de los ASIC del RICH.

#### - Posición y anchura del pedestal

El pedestal es la señal electrónica que se obtiene a la salida del ASIC en ausencia de señal de entrada. Su posición es el “cero” electrónico y su anchura es el ruido del canal

considerado.

Para la electrónica de *front-end* del RICH se ha fijado un pedestal con una posición de 40 ADC como mínimo en ambas ganancias, para que los efectos de deriva ocasionados por la temperatura no lleven la señal fuera del rango de codificación del ADC [91]. Por otro lado, se han conseguido valores de anchura de pedestal menores que 1.5 ADC en ganancia $\times$ 1 y menores que 6 ADC en ganancia $\times$ 5.

#### - Límite de saturación del ASIC

En el proceso de integración de la señal de carga recogida en el ánodo, la amplitud máxima del pulso de voltaje que se obtiene a la salida nunca alcanza el voltaje de alimentación del circuito, debido a pérdidas en el mismo. Como cada canal del ASIC tiene un circuito de integración distinto, el valor del voltaje máximo de la señal es diferente en cada uno de ellos. Una vez digitalizado, este voltaje de saturación corresponde a un valor de ADC máximo propio de cada canal<sup>8</sup>.

La determinación del ADC máximo para los 10880 canales del RICH se ha realizado inyectando carga a la entrada del circuito hasta la saturación y midiendo el voltaje de salida. La distribución de los valores obtenidos se muestra en la figura 5.7.

El rango dinámico disponible para cada canal es la diferencia entre el ADC máximo y el pedestal. Este rango junto con la ganancia del fotomultiplicador determinan el número de fotones que se pueden detectar sin saturar el circuito.

## 5.3 Apantallamiento magnético

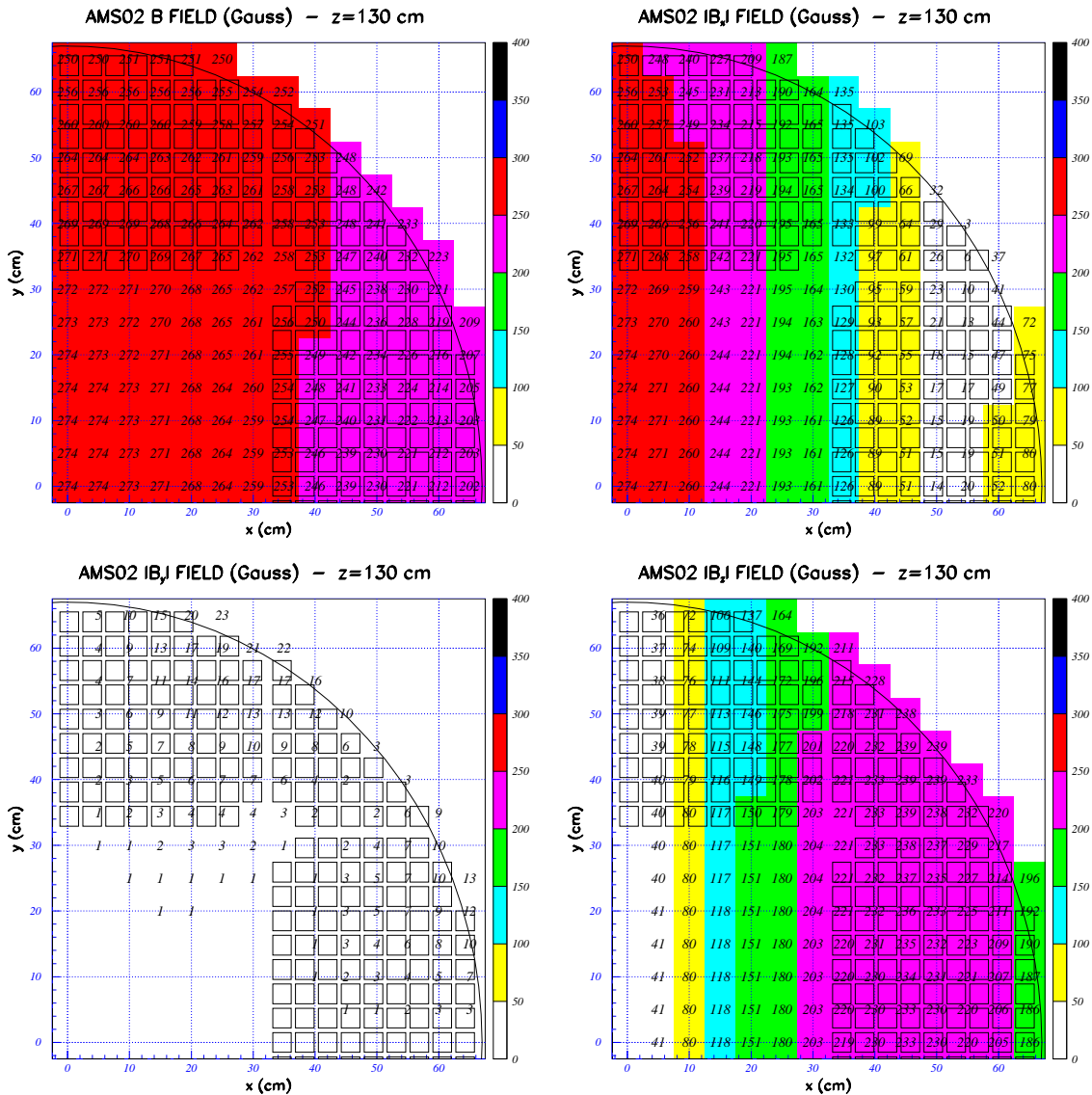
### 5.3.1 Descripción

La situación del plano de detección del RICH dentro de AMS-02, a unos 130 cm del centro del imán superconductor, hace que esté sometido a la influencia del campo de retorno, de configuración compleja e intensidad que alcanza valores máximos del orden de los  $\sim$ 300 G en las direcciones  $X$  y  $Z$ , y del orden de  $\sim$ 20 G en la dirección  $Y$  (figura 5.8).

Según lo mostrado anteriormente, este campo es suficientemente intenso como para degradar la respuesta de los fotomultiplicadores del RICH en términos de disminución de ganancia y de eficiencia de detección, especialmente en la dirección vertical, lo que hace necesaria la utilización de un apantallamiento magnético.

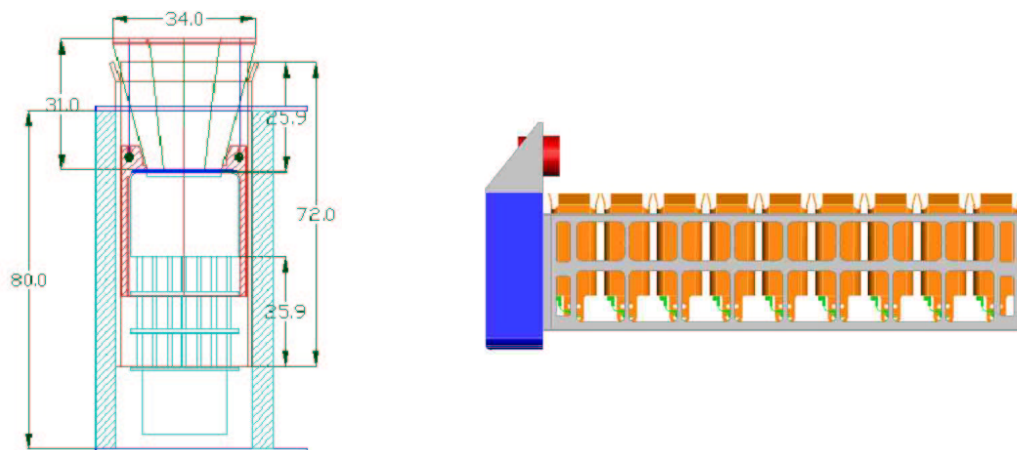
Este apantallamiento consiste en cajas individuales de *permalloy* y Vacoflux que, como se muestra en el esquema de la figura 5.9 (izqda), cubren el fotomultiplicador y la electrónica de *front-end*, y sobresalen 26 mm por encima del área fotosensible para que la reducción de la intensidad sea máxima en la dirección vertical. El grosor de las cajas varía de 0.8 a 1.3 mm según la zona del plano de detección, siendo mayor en las regiones con mayor intensidad de campo. Además, se ha introducido entre ellas una separación de varios mm para

<sup>8</sup>Los voltajes de alimentación del ASIC y de referencia del ADC son iguales (proviene de una alimentación común), por lo que el valor digitalizado del voltaje de saturación será siempre menor que el valor máximo que es capaz de proporcionar el ADC, que es de 4096 cuentas.



**Figura 5.8:** Valores del módulo del campo magnético (sin apantallar) esperados en el plano de detección del RICH: campo total (arriba izquierda) y campo en las direcciones X (arriba derecha), Y (abajo izquierda) y Z (abajo derecha).

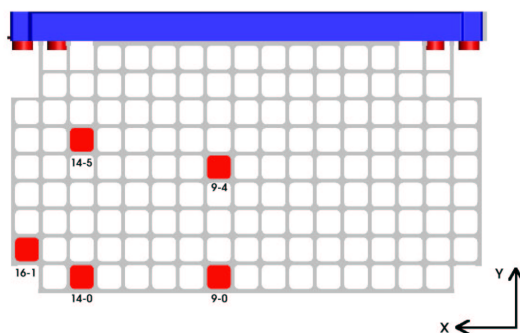
incrementar el efecto de apantallamiento. En la figura 5.9 (dcha) se muestra la disposición de las cajas de apantallamiento en una zona rectangular del plano de detección, formando lo que se denominará una *rejilla de apantallamiento*.



**Figura 5.9:** Izqda: Esquema del apantallamiento magnético utilizado en cada unidad de detección del RICH. Dcha: Cajas de apantallamiento en una zona rectangular (vista lateral).

### 5.3.2 Validación del diseño

Para validar este diseño se han realizado medidas de campo magnético en rejillas de apantallamiento iguales a las utilizadas en el detector, situándolas dentro de un campo similar al que habrá en el plano de detección del RICH.



**Figura 5.10:** Posiciones de la rejilla rectangular donde se han realizado las medidas. El sistema de referencia indicado se corresponde con el definido en AMS-02.

En la tabla 5.3 se muestran los resultados de las medidas efectuadas en 5 puntos distintos de una rejilla rectangular (indicados en la figura 5.10) donde los valores externos de campo magnético son diferentes. Se observa que en la dirección  $X$  los valores apantallados del campo son inferiores a 100 G en todos los casos, y que en la dirección  $Y$  estos valores son un 15–30% menores que los iniciales, llegando a anularse por completo en las posiciones donde el campo es más débil. En la dirección  $Z$  la disminución conseguida con el apantallamiento es muy alta, resultando en valores apantallados  $\leq 25$  G.

Con estos valores finales de campo apantallado puede estimarse la variación de la respuesta promedio de los fotomultiplicadores a partir de los resultados mostrados en la sección 5.1.3. Haciendo coincidir el eje  $X$  de AMS-02 con el eje 1 de la figura 5.4, el eje  $Y$  con el 2 y el eje  $Z$  con el 3, se tiene que la variación esperada en la respuesta no es importante, pues es menor que el 5% en el caso de la ganancia y menor que el 10% en la eficiencia de detección.

Posición	Sin apantallar			Apantallado		
	$B_x$ (G)	$B_y$ (G)	$B_z$ (G)	$B_x$ (G)	$B_y$ (G)	$B_z$ (G)
16-1	164	5 - 15	215	40	10	25
14-0	201	24	182	90	20	20
14-5	208	21	171	95	10	10
9-0	270	1	40	40	0	5
9-4	260	3	40	20	0	0

**Tabla 5.3:** Valores de campo magnético esperado en AMS-02 y valores medidos en varias posiciones de la rejilla de apantallamiento.

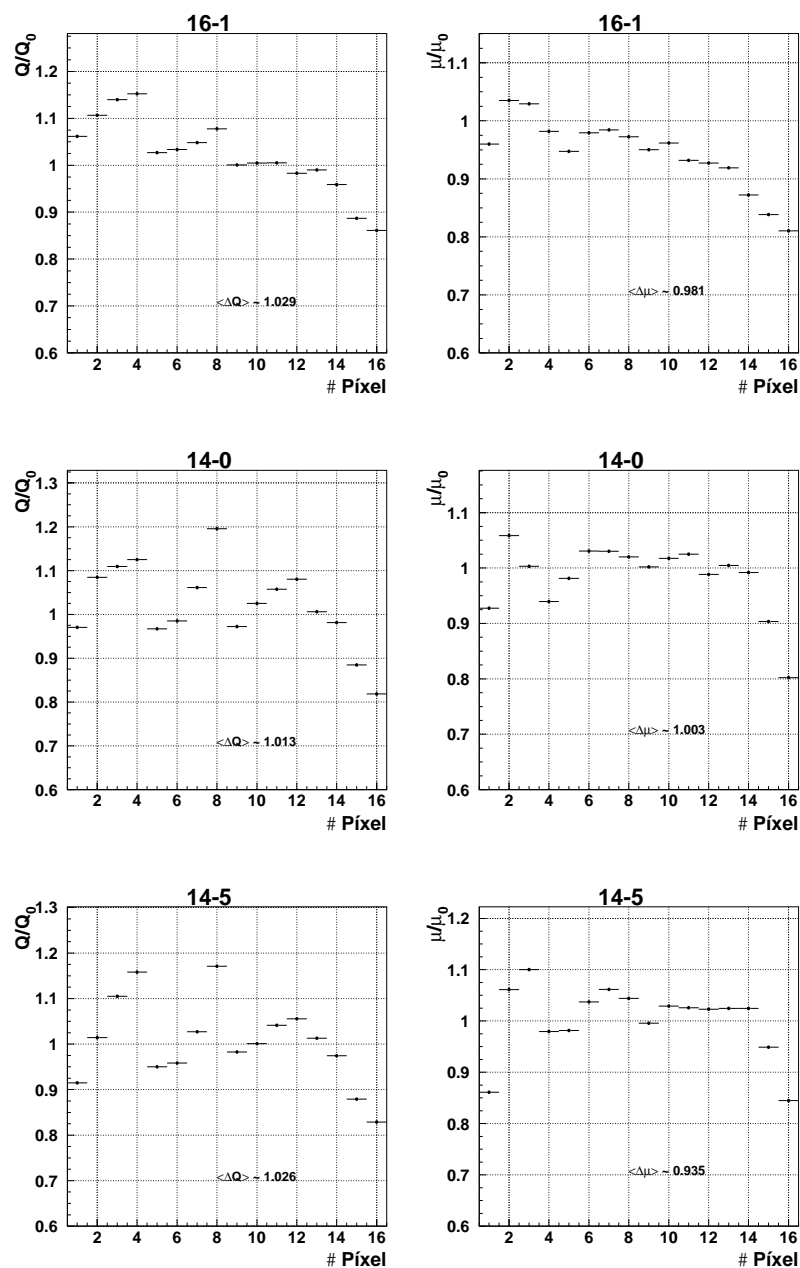
No obstante, y debido fundamentalmente a que en la caracterización presentada se estudia el efecto de campos magnéticos en una dimensión, se ha realizado una comprobación del resultado anterior midiendo la respuesta con y sin campo de un fotomultiplicador situado en las posiciones de la rejilla consideradas anteriormente. Las señales obtenidas se han analizado con los métodos descritos en la sección 5.1.3.

En las figuras 5.11 y 5.12 se muestran los valores de ganancia y eficiencia de detección para todos los píxeles respecto a los obtenidos sin campo en cada una de las posiciones. Al igual que en el estudio de caracterización (figura 5.5), se observa que la variación de estas magnitudes al aplicar el campo es distinta píxel a píxel. El promedio de los cambios observados en cada posición se indica en las figuras anteriores, y toma valores dentro del  $\pm 3\%$  para la ganancia y disminuye  $< 7\%$  en el caso de la eficiencia de detección. Estos resultados demuestran la validez del apantallamiento diseñado, siendo compatible con los obtenidos en el estudio anterior.

La parametrización detallada del efecto del campo en los distintos píxeles es compleja, debido a que la fracción de electrones que migran de un píxel a otro es función de la configuración exacta del campo en cada posición de la rejilla. En el caso de configuraciones de campo tridimensionales (figuras 5.11 y 5.12), aunque la componente predominante es  $B_x$  la influencia del campo en las otras direcciones es suficiente como para modificar la tendencia y amplitud de las variaciones observadas en el caso unidimensional.

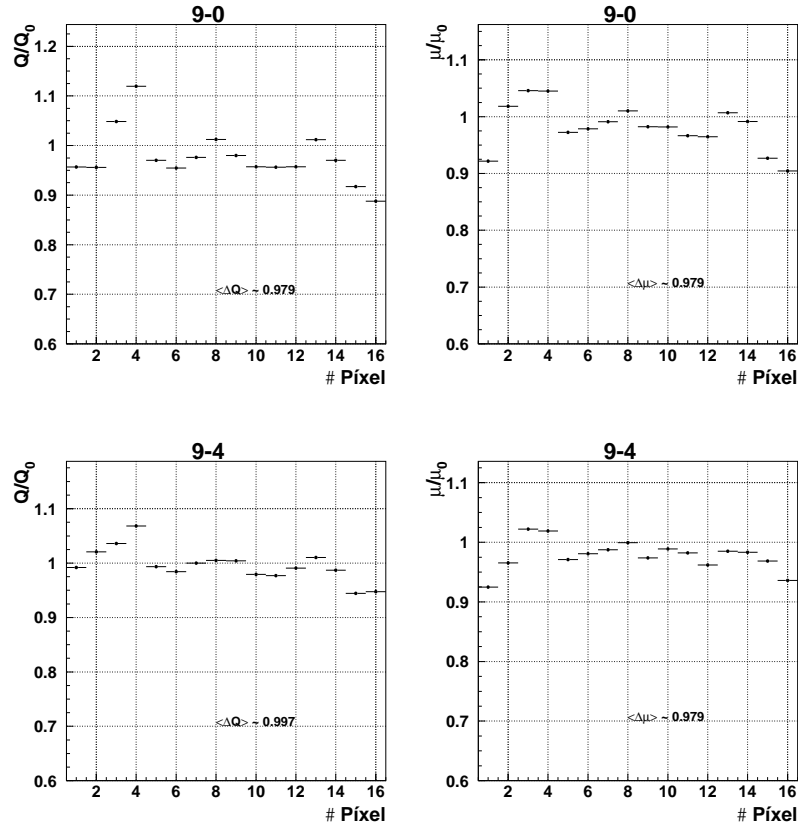
Debido a ello, y en base a estos resultados, se ha incluido en el RICH un sistema de calibración de los fotomultiplicadores que pueda ser operado en Tierra una vez que el RICH esté integrado en AMS-02 y el imán conectado.

Este sistema está diseñado para conseguir una distribución de luz en el plano lo más uniforme posible. Consta de una fuente de luz cuya radiación se conduce hacia el RICH



**Figura 5.11:** Variación de la ganancia (izqda) y de la eficiencia de detección (dcha) respecto al valor a campo cero en las posiciones de la rejilla indicadas.

mediante un conjunto de fibras ópticas que se introducen por la parte inferior del plano. La orientación de las fibras es tal que la luz se proyecta en la lámina de metacrilato que cierra el contenedor del aerogel por su parte inferior. Tras reflejarse en la lámina, la luz incidirá en los fotomultiplicadores.



**Figura 5.12:** Variación de la ganancia (izqda) y de la eficiencia de detección (dcha) respecto al valor a campo cero en las posiciones de la rejilla indicadas (continuación de la figura 5.11).

## 5.4 Instrumentación del plano de detección

Una vez validados los elementos que forman el plano de detección del RICH se ha procedido a instrumentarlo. Este trabajo consiste en emparejar fotomultiplicadores y ASICs para formar unidades de detección, ajustar el voltaje aplicado a cada una de ellas y distribuir las en el plano de detección de forma que, dentro del diseño establecido en la sección 3.4.1, se cumplan los requisitos de detección que impone el experimento.

La detección de un único fotón precisa una ganancia suficientemente alta como para poder diferenciar la señal del ruido electrónico. Para detectar núcleos de hierro, el rango dinámico debe ser tal que permita integrar la carga producida por más de 100 fotones<sup>9</sup>. Ambas condiciones se cumplen si se limita la ganancia de los canales del RICH a un intervalo ( $Q_{min}$ ,  $Q_{max}$ ) que puede obtenerse alimentando cada uno de los 680 fotomultiplicadores con el voltaje adecuado.

Determinar este voltaje requiere calibrar las unidades de detección para obtener su

<sup>9</sup>Con la simulación del RICH y las medidas realizadas con el prototipo se estima que cuando incide un núcleo de hierro llegan al plano de detección como mínimo 100 fotones por canal.

ganancia y la dependencia de ésta con el voltaje, y además considerar que la distribución de las unidades en el plano debe cumplir las condiciones de cableado que se tratan en detalle a continuación.

#### 5.4.1 Cableado del plano de detección

Como se ha comentado en la sección 3.4.1, en el plano de detección del RICH se dispone de líneas de electrónica (*flex*) y de alta tensión comunes a varias unidades formadas por un fotomultiplicador junto con la electrónica de *front-end*, tanto para simplificar el cableado del plano como para cumplir con los requisitos de peso total y potencia consumida inherentes al carácter espacial del experimento.

La adquisición de datos y control de señales de los ASIC del plano se realiza mediante 96 *flex*, uno por cada columna de la matriz del plano, donde se conectan de 1 a 9 unidades de detección según su posición en el mismo. Puesto que los *flex* comunican la electrónica de *front-end* con el nivel de electrónica inmediatamente superior (desde donde se programa el tiempo de muestreo), para una correcta adquisición de los datos las unidades que se conectan en un mismo *flex* deben tener ASIC con tiempos de formación del pulso similares.

El suministro del alto voltaje a los 680 fotomultiplicadores se realiza a través de 160 líneas, donde se conectan de 3 a 6 fotomultiplicadores<sup>10</sup>. La agrupación de fotomultiplicadores en líneas de voltaje debe realizarse de forma que en cada una de ellas la ganancia de todos los canales esté en el intervalo óptimo de funcionamiento y además la respuesta del plano sea lo más uniforme posible. Esto implica que los fotomultiplicadores de una misma línea deben tener valores de ganancia similares.

El solapamiento de los *flex* y las líneas de alto voltaje impone el cumplimiento simultáneo de ambas condiciones, es decir, que deben asociarse ASIC con tiempo de formación de pulso iguales y fotomultiplicadores con ganancias semejantes.

En la tabla 5.4 se muestra el número de unidades, *flex* y líneas de voltaje presentes en cada tipo de zona del plano de detección.

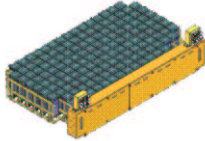
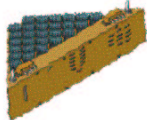
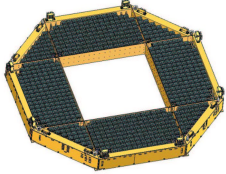
#### 5.4.2 Calibración de la unidad de detección

La asociación ASIC–fotomultiplicador para formar unidades de detección se ha realizado utilizando los valores de tiempo de muestreo obtenidos en la calibración presentada en la sección 5.2.2 y el cociente entre la sensibilidad del fotocátodo y la del ánodo proporcionados por el fabricante,  $R = S_A/S_F$ , que es una estimación de la amplificación de los fotomultiplicadores.

Las 680 unidades de detección del RICH se han calibrado utilizando un dispositivo experimental consistente en una caja estanca a la luz con un LED situado en una esquina

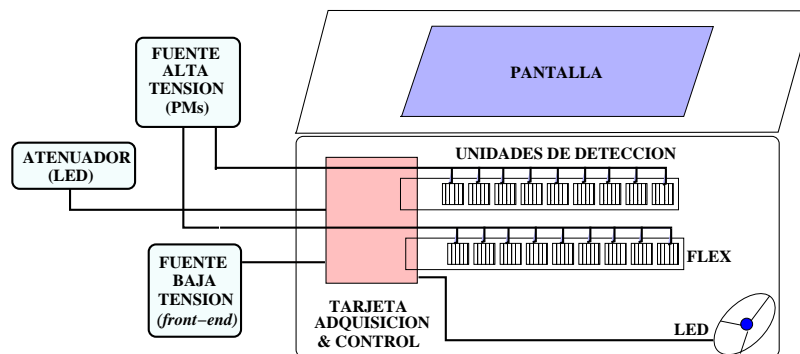
---

<sup>10</sup>El número de fotomultiplicadores por línea de voltaje es lo suficientemente pequeño como para facilitar el ajuste de ganancias y a la vez minimizar el número de canales muertos en caso de avería de una línea.

	Zona rectangular	Zona triangular	Plano de detección
			
Nº Zonas	4	4	8
Nº Unidades de detección	143	27	680
Nº <i>flex</i>	17	7	96
Nº líneas de alto voltaje	32	8	160

**Tabla 5.4:** Distribución de las unidades de detección, los *flex* y las líneas de alto voltaje del plano del RICH en los dos tipos de zonas en las que se ha dividido.

(ver esquema en la figura 5.13). El LED se ajusta para que emita con poca intensidad y así obtener señales del tipo *respuesta a un fotón* (ver sección 5.1.3). La luz se refleja en una lámina blanca difusora situada en la tapa de la caja e incide en los fotomultiplicadores de manera homogénea. Las unidades de detección se alimentan con un mismo valor de voltaje y se conectan en dos *flex*, que llevan la señal a una tarjeta electrónica que controla la lectura de los ASIC y el encendido del LED.

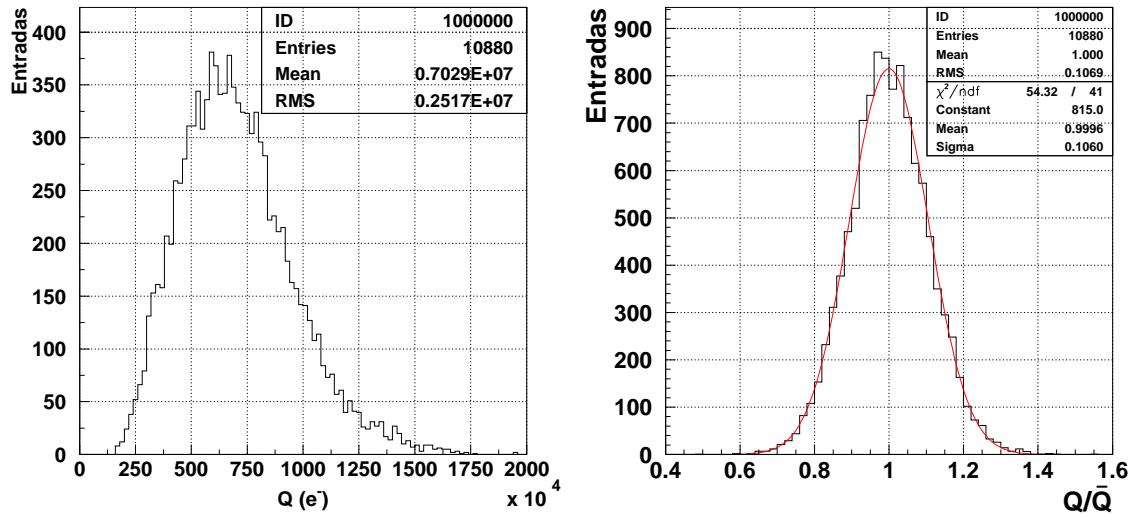


**Figura 5.13:** Esquema del dispositivo experimental con el que se han calibrado las 680 unidades de detección del RICH de vuelo.

Los datos se han obtenido en ganancia $\times 5$  y se han analizado utilizando los métodos descritos en la sección 5.1.3. En la figura 5.14 (izqda) se muestra la ganancia nominal (obtenida a 800 V) para todos los canales de los fotomultiplicadores. Su valor se extiende desde  $1.7 \times 10^6$  hasta  $1.8 \times 10^7$  electrones, siendo adecuada para detectar señales débiles. La desviación de la ganancia respecto al valor promedio del fotomultiplicador resulta ser del  $\sim 11\%$ , y no supera el 40% en ningún canal (figura 5.14 dcha), cumpliendo así con los requisitos de calidad exigidos al fabricante. Esta variación intrínseca de la respuesta

dentro de cada fotomultiplicador limita la uniformidad que será posible conseguir en el plano de detección del RICH. La resolución obtenida en las señales producidas por un fotón es  $\sigma/Q \sim 0.5-0.7$ .

La dependencia con el voltaje se ha determinado midiendo la ganancia de los fotomultiplicadores a 4 voltajes distintos. En la figura 5.15 (izqda) se muestra el resultado obtenido para un canal típico, donde se superpone en negro el ajuste de la función 5.1. Los valores de la pendiente  $K$  obtenidos para todos los canales se distribuyen en torno a 10 con una dispersión menor que el 4% (figura 5.15 dcha).



**Figura 5.14:** **Izqda:** Ganancia nominal (800 V) de todos los canales de los fotomultiplicadores del RICH. **Dcha:** Uniformidad de la ganancia en cada fotomultiplicador, calculada como el cociente entre la ganancia de cada píxel ( $Q$ ) y el promedio del fotomultiplicador correspondiente ( $\bar{Q}$ ).

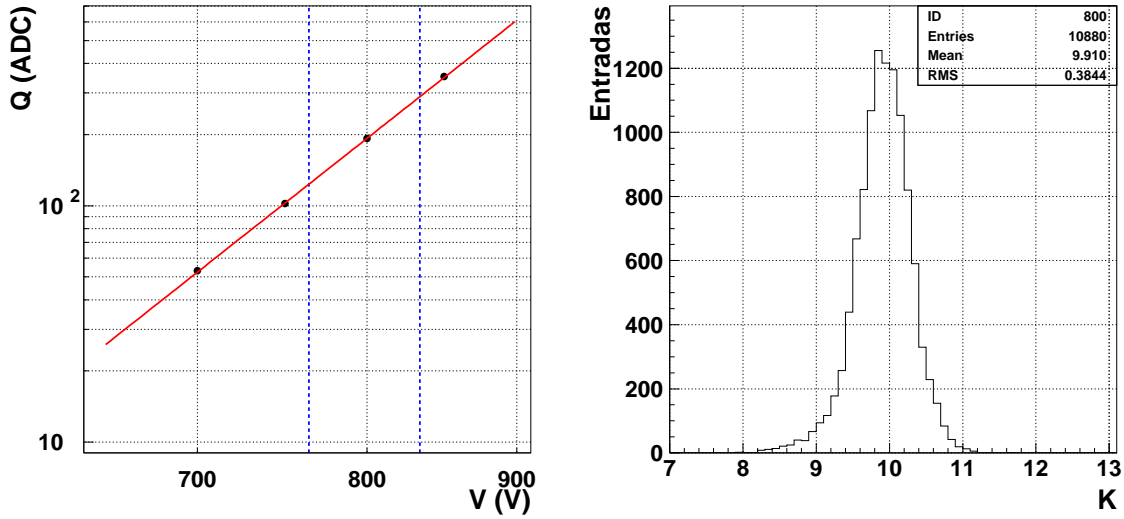
Finalmente, señalar que las unidades de detección que forman el plano del RICH han superado una prueba térmica realizada para detectar elementos defectuosos (ya sea ASIC o fotomultiplicador), que se describe en el apéndice D. Tras la prueba, las unidades se han calibrado de nuevo como se describe en esta sección.

### Determinación del voltaje óptimo

Con la información proporcionada por la calibración se determina el rango de valores de voltaje que se le puede aplicar a cada fotomultiplicador para que su ganancia esté en el intervalo ( $Q_{mín}$ ,  $Q_{máx}$ ) que establece un rango dinámico de 1 hasta al menos 100 fotones. En términos de la señal proporcionada por los fotomultiplicadores, estos requisitos se traducen en:

1. Una ganancia  $\times 5$  suficientemente grande, cuyo límite inferior se fija en 75 ADC (que supone aproximadamente 15 veces la anchura del pedestal):

$$Q_{mín}(\times 5) = 75 \text{ ADC}$$



**Figura 5.15:** Izqda: Dependencia de la ganancia con el voltaje de un canal cualquiera: puntos experimentales y ajuste de la expresión  $Q = BV^K$  (5.1). Las líneas verticales corresponden a los valores  $V_{min}$  y  $V_{máx}$  determinados para ese canal. Dcha: Pendiente  $K$  que relaciona la ganancia con el voltaje aplicado obtenida para todos los canales del RICH.

2. Una ganancia  $\times 1$  tal que la carga generada por 100 fotones pueda ser integrada por el ASIC sin que se sature:

$$Q_{máx}(\times 1) = (\text{ADC}_{máx} - \mu_P)/100$$

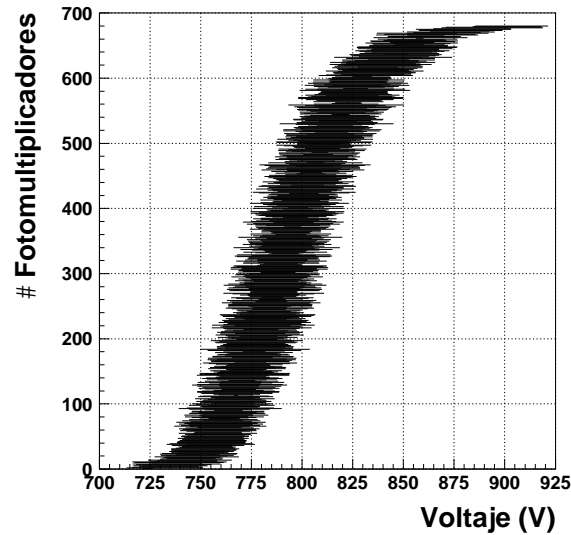
con  $\text{ADC}_{máx}$  el límite de saturación del ASIC y  $\mu_P$  la posición del pedestal, determinados para cada circuito en la calibración presentada en la sección 5.2.2.

Los valores de voltaje  $V_{mín}^{pix}$  y  $V_{máx}^{pix}$  que corresponden a esos valores de ganancia se calculan mediante la expresión 5.1 (figura 5.15 izqda). Como cada fotomultiplicador tiene 16 canales y una alimentación común, el rango de voltaje válido para todos ellos va desde el máximo de  $V_{mín}^{pix}$  hasta el mínimo de  $V_{máx}^{pix}$ , es decir,  $V_{mín}^{Fot} = \text{máx}(V_{mín}^{pix})$  y  $V_{máx}^{Fot} = \text{mín}(V_{máx}^{pix})$ . En la figura 5.16 se presentan los rangos de voltaje  $(V_{mín}^{Fot}, V_{máx}^{Fot})$  obtenidos para todos los fotomultiplicadores del RICH.

### 5.4.3 Distribución de la unidad de detección en el plano

La distribución de todas las unidades de detección entre los *flex* y líneas de voltaje disponibles se ha realizado de forma que cada ASIC se lea con el tiempo de muestreo adecuado y que a cada fotomultiplicador se le aplique un voltaje de alimentación dentro del rango válido determinado en la sección anterior.

En la figura 5.17 se muestra un esquema del cableado de una zona rectangular y de una triangular. Los *flex* se representan con flechas azules y las unidades pertenecientes a una misma línea de voltaje se marcan con el mismo color. En la figura también se indica el



**Figura 5.16:** Rango de voltaje ( $V_{min}^{Fot}$ ,  $V_{máx}^{Fot}$ ) válido para cada uno de los fotomultiplicadores del RICH.

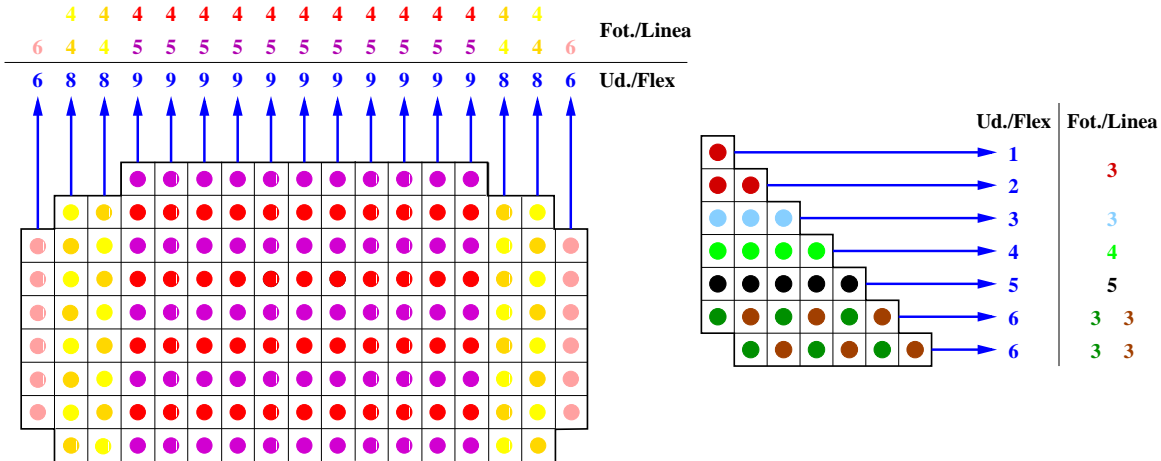
número de unidades que se conectan a cada *flex* y el número de fotomultiplicadores en cada línea de voltaje. Nótese que en los *flex* donde coinciden dos líneas se alternan las unidades de cada una de ellas para minimizar el efecto que pueda tener la avería de una línea en el muestreo del anillo Čerenkov<sup>11</sup>.

El reparto de las unidades se ha realizado clasificándolas por tiempo de muestreo y reordenando cada uno de los grupos obtenidos según el valor de la ganancia nominal promedio del fotomultiplicador correspondiente. En cada grupo se han ido escogiendo de 3 a 6 unidades consecutivas procurando que la dispersión entre las ganancias promedio sea lo menor posible. Además, se tiene en cuenta que los intervalos de voltaje de los fotomultiplicadores escogidos ( $V_{min}^{Fot}$ ,  $V_{máx}^{Fot}$ ) sean compatibles, es decir, que sea posible determinar para cada línea un rango de voltaje válido que abarca desde  $V_{min}^{Lin} = \text{máx}(V_{min}^{Fot})$  hasta  $V_{máx}^{Lin} = \text{mín}(V_{máx}^{Fot})$  tal que  $V_{min}^{Lin}$  sea menor que  $V_{máx}^{Lin}$ .

La presencia del campo magnético creado por el imán de AMS-02 ha condicionado la orientación de las unidades y la asignación de una posición en el plano de detección.

Por un lado, los fotomultiplicadores se orientan de forma que la componente del campo más intensa ( $B_x$ ) se alinee con la dirección de la cadena de dínodos menos sensible a la influencia del campo magnético (perpendicular a las ranuras de los dínodos), para minimizar

<sup>11</sup>Se ha calculado el efecto que tendría en la reconstrucción de los datos la avería de una de las líneas de alto voltaje que se muestran en la figura 5.17 considerando protones con rigidez en el rango 5–21 GV y un radiador con índice de refracción  $n=1.05$ . La pérdida de sucesos resulta ser menor que el 1% y el error en la velocidad reconstruida aumenta un 0.2% como máximo.



**Figura 5.17:** Esquema del cableado de una zona rectangular y una zona triangular del plano de detección del RICH.

la degradación de su respuesta<sup>12</sup>.

Por otro lado, puesto que el plano está formado por un gran número de fotomultiplicadores, se puede realizar una distribución espacial tal que aquellos con mayor ganancia nominal estén situados en las zonas donde se esperan intensidades de campo mayores, y por tanto, una disminución de la ganancia más acusada que en otras zonas del plano. Estos fotomultiplicadores están alimentados con un voltaje menor que el resto, de manera que en caso de tener que reajustar los voltajes tras finalizar la calibración con el imán de AMS-02, se tendrá un margen de acción mayor que en el caso de voltajes más cercanos al límite de operación de los fotomultiplicadores, establecido por el fabricante en 1000 V.

## Resultados

Una vez asignadas las unidades de detección a las líneas de voltaje del plano, se ha establecido que el voltaje de operación de cada una de ellas sea igual al límite inferior del rango de voltaje válido correspondiente, es decir  $V^{Lin} \equiv V_{min}^{Lin}$ , ya que de esta forma se tiene el máximo rango dinámico posible para todos los canales. Por tanto, el plano de detección del RICH se alimenta con voltajes que van de 720 a 885 V (figura 5.18).

La ganancia $\times 5$  obtenida con estos voltajes es de  $\sim 100$  ADC en promedio ( $\sim 5.5 \times 10^6$  electrones) y se muestra su distribución para todos los canales en la figura 5.19 (izqda). El pico de la distribución situado en 75 ADC se debe a canales cuyo voltaje mínimo coincide con el que se aplica a la línea. La dispersión de los valores de ganancia es del  $\sim 13\%$ , prácticamente igual a la intrínseca de cada fotomultiplicador (figura 5.14), con lo que ha conseguido que la respuesta del plano de detección tenga la máxima uniformidad que es posible alcanzar con estos fotomultiplicadores. La condición de ganancia mínima se incumple

<sup>12</sup>La colocación de todas las unidades del plano con la orientación adecuada ha implicado la fabricación de dos tipos de *flex* distintos, en los que las conexiones pueden hacerse paralela o perpendicularmente al *flex*.

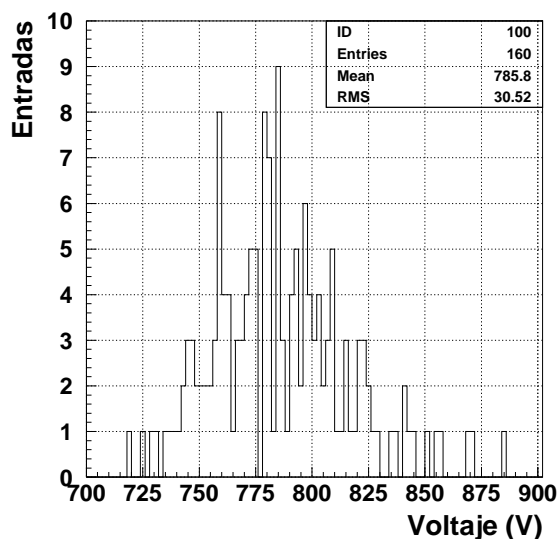


Figura 5.18: Distribución de voltajes obtenida para las 160 líneas de alimentación del RICH.

únicamente en cuatro canales, aunque la amplificación que proporcionan sigue siendo suficiente como para discriminar la señal producida por un fotón.

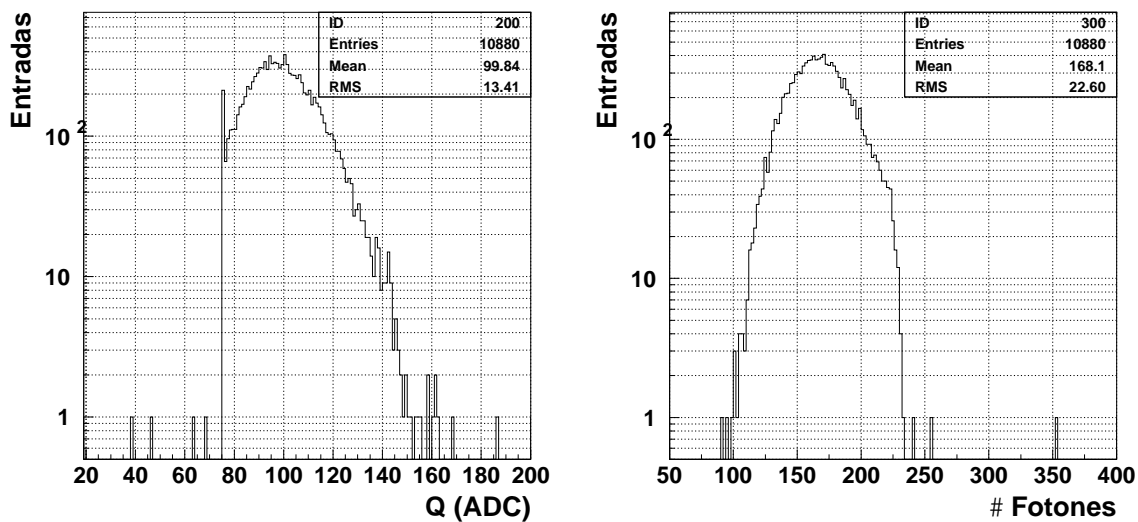
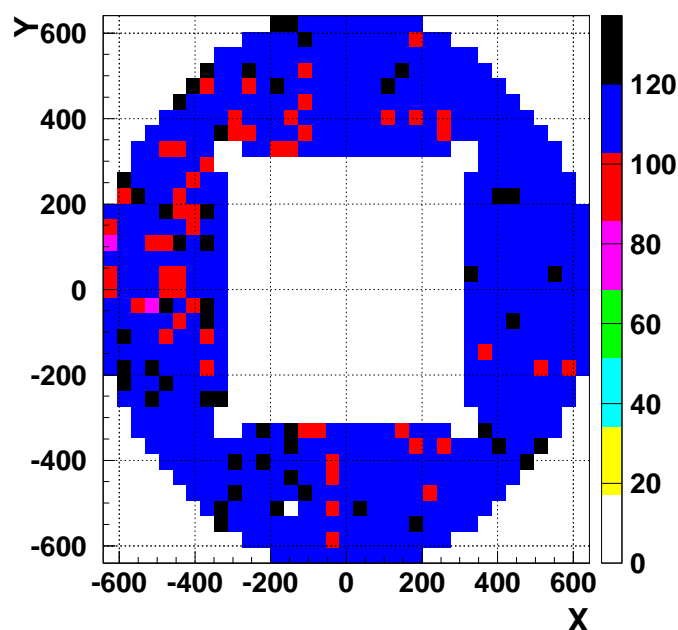


Figura 5.19: Valores de ganancia $\times 5$  (izqda) y rango dinámico mínimo obtenidos con los valores de voltaje mostrados en la figura 5.18.

Por otro lado, el rango dinámico que se obtiene es de 168 fotonés en promedio, siendo siempre igual o superior a 100 fotonés (figura 5.19 dcha). Únicamente tres canales no satisfacen este requisito, aunque el rango dinámico que proporcionan es aún bastante alto,

mayor que 90 fotones.

Por tanto, la distribución de las unidades de detección y el voltaje de operación establecidos cumplen los criterios de ganancia y rango dinámico mínimos fijados, con la excepción de siete canales que representan solamente un 0.06% de los 10880 canales del RICH. En las figuras 5.20 y 5.21 se muestran en el plano de detección la ganancia  $\times 5$  promedio y el rango dinámico mínimo de cada fotomultiplicador.



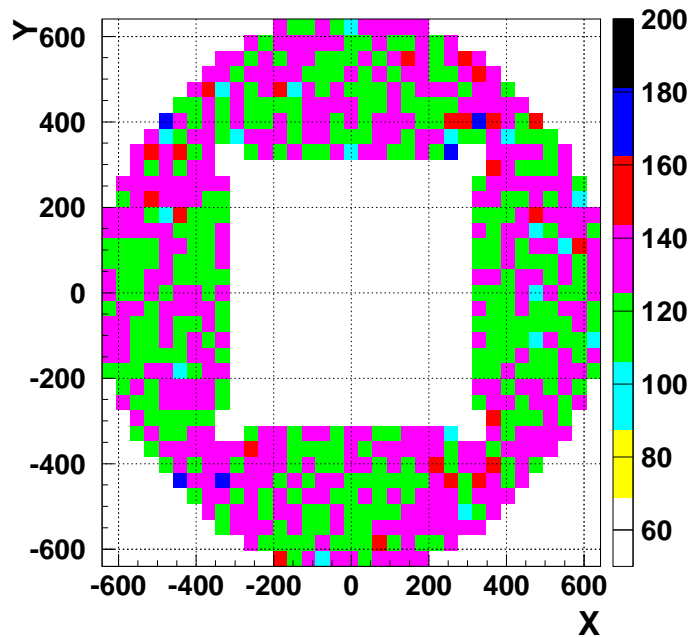
**Figura 5.20:** Distribución en el plano de detección del RICH de la ganancia  $\times 5$  promedio obtenida con la distribución de voltaje mostrada en la figura 5.18 (izqda).

## 5.5 Conclusiones

En este capítulo se han presentado los estudios que se han realizado para validar el diseño del plano de detección del RICH de AMS-02 e instrumentarlo.

Para validar el diseño, en primer lugar se ha comprobado que el modelo de fotomultiplicador elegido (Hamamatsu R7600-00-M16) satisface todos los requerimientos del experimento, estudiando su respuesta y el efecto que los campos magnéticos producen en ésta.

A continuación se ha comprobado la eficiencia del apantallamiento magnético, obteniendo valores de campo apantallado suficientemente pequeños como para asegurar que la degradación de la respuesta de los fotomultiplicadores que éste induce se mantiene en



**Figura 5.21:** Rango dinámico mínimo de los fotomultiplicadores en el plano de detección del RICH expresado en número de fotones.

un nivel tolerable, menor que el 5% en ganancia. Puesto que la configuración del campo magnético dentro de la rejilla de apantallamiento es compleja, se concluye que es necesario calibrar el plano de detección con el campo real creado por el imán superconductor una vez esté ensamblado AMS-02.

La instrumentación del plano de detección ha requerido la calibración de todas las unidades de detección (fotomultiplicador + *front-end*). Estos resultados han permitido determinar el intervalo de voltaje de alimentación de los fotomultiplicadores que proporciona un rango dinámico que satisface los objetivos científicos del RICH.

Puesto que AMS-02 es un experimento en el espacio, se han establecido para el RICH unas restricciones en el consumo de potencia y peso total que resultan en un número limitado de conexiones electrónicas y de alta tensión que es posible realizar. La distribución de las unidades de detección que definitivamente formarán el plano entre los *flex* y líneas de voltaje disponibles se ha realizado de forma que se garantiza un muestreo adecuado de la señal proporcionada por los fotomultiplicadores y una respuesta del plano lo más uniforme posible. La ubicación y orientación de las unidades en el plano se ha realizado de manera que la influencia del campo magnético creado por el imán de AMS-02 en la respuesta de los fotomultiplicadores sea lo menor posible.

En conclusión, con todos los trabajos descritos en este capítulo se ha conseguido definir para el RICH de AMS-02 un plano de detección uniforme que satisface los requisitos de detección y operación impuestos por el experimento, cumpliendo con las restricciones derivadas del carácter espacial del experimento.

# 6

---

## Plano de detección II: Guías de luz

Las unidades de detección del RICH se instrumentan con guías de luz para aumentar su aceptación geométrica y así incrementar el número de fotones Čerenkov detectados. El diseño de las guías debe ser tal que se ajuste a la geometría y dimensiones de las unidades de detección, que transmita la luz Čerenkov con alta eficiencia y que conserve la información espacial del fotón incidente.

En este capítulo se presenta el trabajo realizado para validar el diseño y fabricar las guías de luz del RICH de AMS-02. Una vez definido el diseño que mejor cumple con los requisitos expuestos, se aborda su fabricación y la medida de su eficiencia en el laboratorio y con un prototipo del RICH en un haz de pruebas.

### 6.1 Diseño

El diseño de las guías de luz se ha definido teniendo en cuenta los siguientes requisitos:

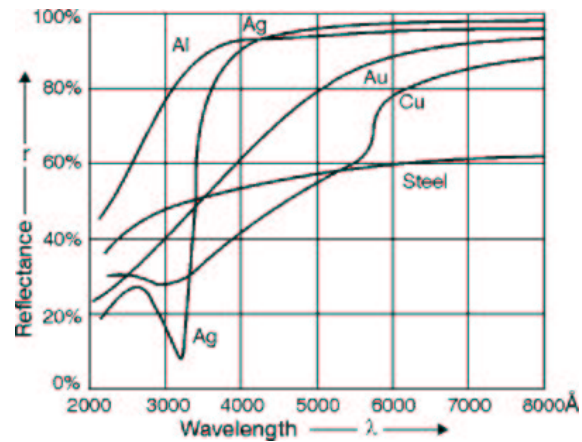
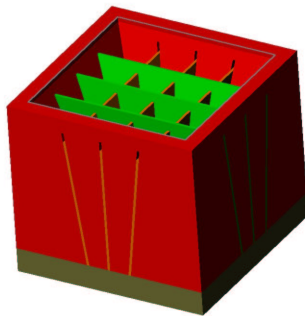
1. **Geometría y dimensiones:** La geometría y dimensiones de las guías deben ser tales que por la parte superior proporcionen una cobertura máxima del plano de detección, alzándose por encima del apantallamiento y salvando el hueco presente entre las unidades de detección. La parte inferior de las guías debe limitarse al área activa de los fotomultiplicadores para evitar que se pierdan fotones en la zona muerta. Por tanto, la guía de luz se perfila como una pirámide truncada de base cuadrada, siendo la base menor la que se apoya en la ventana del fotomultiplicador.
2. **Transmisión de la luz Čerenkov:** La transmisión de la luz Čerenkov, en cuyo espectro predominan los fotones azules y UV, debe ser lo más eficiente posible. La eficiencia de la transmisión depende principalmente del fenómeno físico relevante en la propagación de los fotones a través de la guía y del material utilizado en su fabricación.
3. **Resolución espacial:** La guía debe preservar la resolución espacial que proporciona el pixelado de los fotomultiplicadores, por lo que hay que poner en cada píxel una guía separada del resto. Así, cada unidad de detección tendrá asociado un conjunto de  $4 \times 4$  guías que deben formar globalmente una pirámide truncada. Para ello, cada

pieza debe tener las caras con la inclinación adecuada a la posición que ocupa dentro de la matriz (centro, lado o esquina).

En base a esto, se han concebido dos diseños posibles de guía que se presentan a continuación.

### 6.1.1 Guía hueca

La guía hueca consiste en una matriz de 16 celdas independientes con su interior recubierto de aluminio (ver figura 6.1 izqda). La luz se propaga al reflejarse en las caras de las celdas, con una eficiencia que depende de la reflectividad del material y del número de reflexiones que sufra hasta llegar al fotomultiplicador, pues en cada una de ellas existe una determinada probabilidad de que la luz sea absorbida en la pared de la celda.



**Figura 6.1:** Izqda: Diseño de guía de luz hueca con paredes reflectantes de aluminio. Dcha: Reflectancia del aluminio.

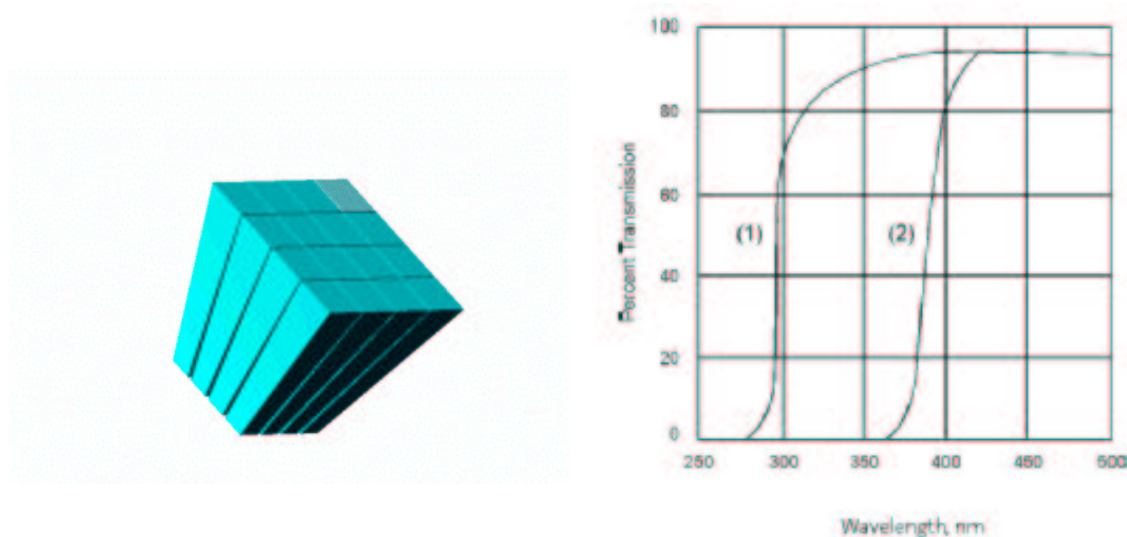
El número de reflexiones está determinado por el ángulo de incidencia del fotón. Puesto que la geometría está ya fijada, el factor determinante en la eficiencia de este diseño es la reflectividad del material con que se recubren las celdas. Por esta razón se ha escogido aluminio, ya que es altamente reflectante en el rango de longitud de onda relevante (ver figura 6.1 dcha).

### 6.1.2 Guía sólida

La guía sólida está formada por 16 piezas independientes de PMMA (polimetacrilato de metilo), unidas por su parte superior con una tapa del mismo material<sup>1</sup> (ver figura 6.2 izqda). La transmisión de la luz se produce por reflexión total en la cara interna de las

<sup>1</sup>Se ha optado por colocar la pieza de soporte en la superficie de entrada de los fotones porque cualquier contacto entre las superficies de propagación y otros materiales con índice de refracción mayor que el del PMMA, puede malograr la reflexión total.

piezas, siendo éste un proceso donde las pérdidas son despreciables. En este diseño la eficiencia depende del número de veces en que la reflexión no es total, y por tanto hay pérdidas por refracción, y de la absorción del material, ya que los fotones harán todo el recorrido hasta el fotomultiplicador inmersos en el material.



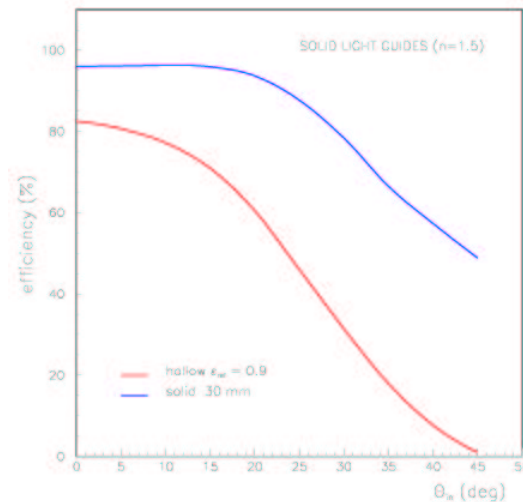
**Figura 6.2:** Izqda: Diseño de guías de luz sólida de PMMA. Dcha: Transmitancias de un PMMA libre de aditivos que absorban en el UV (Bicron BC-800) (1) y un PMMA comercial (2).

En el caso del PMMA, existen en el mercado variantes libres de aditivos que absorban la luz UV, por lo que tienen una gran transmitancia en el rango espectral de interés (ver figura 6.2 dcha). Además, este material presenta la ventaja añadida de tener una densidad baja.

### 6.1.3 Elección del diseño

La elección del diseño de guía se basa fundamentalmente en la eficiencia que proporcionan en la transmisión de la luz Čerenkov. Esta eficiencia se ha calculado mediante una simulación que considera la incidencia en las guías de una distribución angular de fotones Čerenkov generados en aerogel de silicio de índice de refracción 1.05. La propagación de la luz a través de la guía se realiza considerando la geometría de las piezas, las propiedades del material correspondiente y los procesos físicos relevantes en cada paso.

En la figura 6.3 se muestra la eficiencia de una celda/pieza central en función del ángulo de incidencia polar de los fotones para los dos diseños descritos. Se observa que la dependencia de la eficiencia con el ángulo es marcada en ambos casos. Para la guía hueca, se tiene una eficiencia promedio del 80% a incidencia normal que cae suavemente hasta  $15^\circ$  y de forma más pronunciada hasta ser prácticamente nula a  $\theta=45^\circ$ . En el caso de la guía sólida, la eficiencia inicial es del 95% y se mantiene hasta  $\theta \sim 20^\circ$ , para disminuir progresivamente hasta el 50% a los  $45^\circ$ .



**Figura 6.3:** Curvas de transmitancia estimadas para una pieza central de los dos diseños de guías de luz.

En la tabla 6.1 se muestran los resultados obtenidos para cada tipo de celda/pieza. La eficiencia es mayor en las piezas centrales que en las laterales y las esquinas, por este orden, debido a que las superficies donde incide la luz presentan una inclinación cada vez mayor. La eficiencia promedio de las 16 celdas/piezas que forman el conjunto asociado a una unidad de detección es un 35% mejor en la guía sólida que en la hueca.

Diseño de guía	Central	Lateral	Esquina	Promedio 16 celdas/piezas
Hueca	58.15%	54.11%	50.30%	54.17%
Sólida	92.96%	89.19%	84.92%	89.06%

**Tabla 6.1:** Eficiencia estimada en los dos diseños de guías de luz considerados para los distintos tipos de celdas/piezas y valor promedio para el conjunto de 16 celdas/piezas asociado a una unidad de detección.

Comparando los pros y los contras de ambos modelos de guía, se tiene que en la guía hueca destaca la simplicidad del diseño y la utilización de un material ligero como el aluminio, lo que ayuda a minimizar el peso total del detector. Sin embargo, presenta una eficiencia baja, del 55% en promedio, aunque el aluminio sea el material con mejor reflectividad en el rango considerado.

Por otro lado, la guía sólida tiene el inconveniente de ser mucho más pesada que la guía hueca (a pesar de la baja densidad del PMMA), al estar formada por piezas macizas que además necesitan un soporte para mantener la estructura del conjunto (tapa). No obstante, el peso total de todas las guías que serían necesarias es asumible dentro del límite de masa total establecido para el RICH de AMS-02. En lo que respecta a la propagación de la

luz, la eficiencia que proporciona este diseño es del  $\sim 90\%$  en promedio, muy superior a la obtenida en el caso anterior. Esto es debido a que en la guía hueca se producen pérdidas en el 100% de las reflexiones, mientras que en la guía sólida la mayoría de los impactos ocurren en régimen de reflexión total, sin pérdidas. Además, en la guía sólida la refracción en la superficie de entrada acerca el fotón al eje de la pieza, con lo que las trayectorias son más verticales y se produce un menor número de reflexiones, resultando en una reducción de las pérdidas.

Considerando lo expuesto, finalmente se escoge el diseño de guía de luz sólida para el RICH de AMS-02.

## 6.2 Validación del diseño

Una vez decidido el diseño de la guía de luz se procede a estudiar su viabilidad, realizando una búsqueda de materiales, definiendo el proceso de fabricación y los elementos que éste requiere y, finalmente, fabricando un prototipo de guía. Los resultados de este estudio se aplican en la producción de las guías de luz que se instalan en los fotomultiplicadores del prototipo del RICH.

### 6.2.1 Material

De acuerdo con lo expuesto en la sección anterior, los materiales considerados para construir las guías son PMMA comerciales sin aditivos que absorban la luz UV: Plexiglás y Bicorn BC-800, cuyas características se muestran en la tabla 6.2. En la tabla se añade, por comparación, las características del borosilicato de la ventana del fotomultiplicador. Se observa que los índices de refracción de ambos materiales son muy similares, lo cual es conveniente para evitar que a la salida de la guía los fotones sufran reflexión total y se queden confinados en ella.

Material	$\rho$ ( $g\text{ cm}^{-3}$ )	$n$	CET ( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )
Plexiglás	1.19	1.49	$7.0 \times 10^{-5}$
Bicorn BC-800	1.19	1.49	$7.4 \times 10^{-5}$
Borosilicato	2.23	1.47	$32.5 \times 10^{-7}$

**Tabla 6.2:** Densidad, índice de refracción y coeficiente de expansión térmica de los PMMA comerciales considerados para fabricar las guías de luz y del material de la ventana del fotomultiplicador (borosilicato).

La unión de las piezas a la tapa soporte se realiza con adhesivo óptico. Los criterios que se han considerado en la búsqueda de adhesivos son una transmisión en el UV lo más alta posible, un índice de refracción semejante al del PMMA para evitar la reflexión total de la luz en la unión y un coeficiente de expansión térmica (CET) parecido al del PMMA para que las uniones no se degraden o rompan con los cambios de temperatura. Los materiales seleccionados se muestran en la tabla 6.3 junto con algunas de sus propiedades físicas.

Por último, debe considerarse que tanto el PMMA como el adhesivo deben cumplir las normas de transporte y operación en el espacio.

Teniendo en cuenta todo lo expuesto, se han escogido Bicon BC-800 y Epo-tek 301-2 para fabricar el prototipo de guía de luz, ya que presentan una alta transmitancia en el UV y además han superado las pruebas de calificación espacial.

Adhesivo	$n$	Transmitancia	CET ( $^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	Viscosidad (cPs)	Curado
Lens Bond C-59	1.55	> 90% @ 340-900 nm	$6.3 \times 10^{-5}$	275-320	$T_{amb} / 70^{\circ}\text{C}$
Lens Bond F-65	1.55	> 90% @ 340-900 nm	$6.3 \times 10^{-5}$	275-320	$T_{amb}$
Epo-tek 301	1.539	> 97% @ 320-900 nm	$5.0 \times 10^{-5}$	100-200	$T_{amb} / 65^{\circ}\text{C}$
Epo-tek 301-2	1.564	> 97% @ 300-2500 nm	$6.2 \times 10^{-5}$	300-600	$T_{amb} / 80^{\circ}\text{C}$

**Tabla 6.3:** Propiedades físicas de los adhesivos seleccionados para ensamblar las guías de luz, según datos del fabricante.

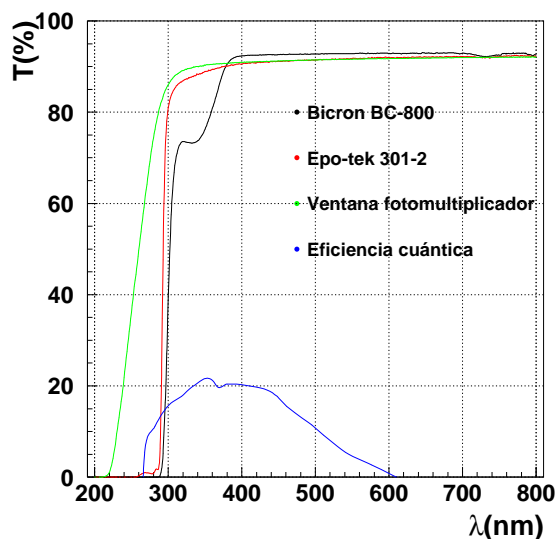
En la figura 6.4 se muestra la transmitancia de estos materiales medida en el laboratorio con un espectrofotómetro (descrito en la sección 4.3.2) junto con la transmitancia de la ventana del fotormultiplicador y su eficiencia cuántica. Comparando la curva de Bicon medida con los datos facilitados por el fabricante (figura 6.2 dcha), se observa que el material suministrado tiene un comportamiento óptico peor que el especificado, pues presenta una caída de la transmitancia más pronunciada. En cualquier caso, con estos materiales se consigue una transmitancia muy alta prácticamente en todo el rango espectral donde el fotormultiplicador es sensible. Podría considerarse fabricar las guías con borosilicato, ya que transmite luz en todo el intervalo de longitud de onda de interés, pero esto es inviable debido a que tiene una densidad que es el doble de la del PMMA y aumentaría considerablemente la masa total del detector.

### 6.2.2 Fabricación

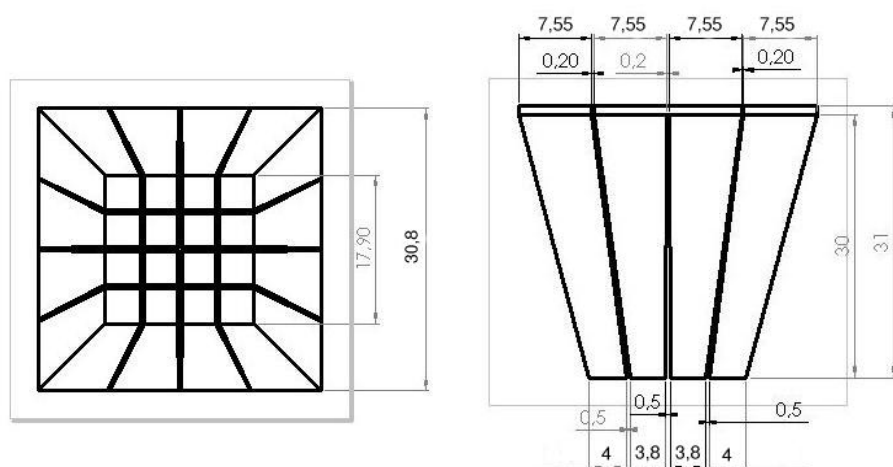
Con los materiales escogidos se intenta fabricar un prototipo de guía con la geometría y dimensiones que se muestran en la figura 6.5. La empresa Bicon suministra el producto BC-800 en planchas de 13 mm, que deben mecanizarse para fabricar las piezas con las dimensiones requeridas. Para obtener las tapas soporte, se rebajan las planchas adquiridas hasta conseguir un grosor de 1 mm y se cortan.

Para posicionar las piezas de manera que formen una guía como la descrita se diseña y fabrica un útil de montaje cuyo esquema se muestra en la figura 6.6 (izqda).

El útil consiste en un marco de aluminio con dos tramas de alambre en su interior, una superior y otra inferior, en cuyos huecos se introducen las piezas. Éstas quedan colocadas con la inclinación y el espaciado adecuados y con las caras de entrada de la luz formando un plano. El borde superior de las piezas se apoya en un marco de aluminio, que refuerza aún más la geometría y sirve de guía para colocar la tapa. Con este útil se realizan varias pruebas de ensamblaje de guías, obteniendo resultados satisfactorios.



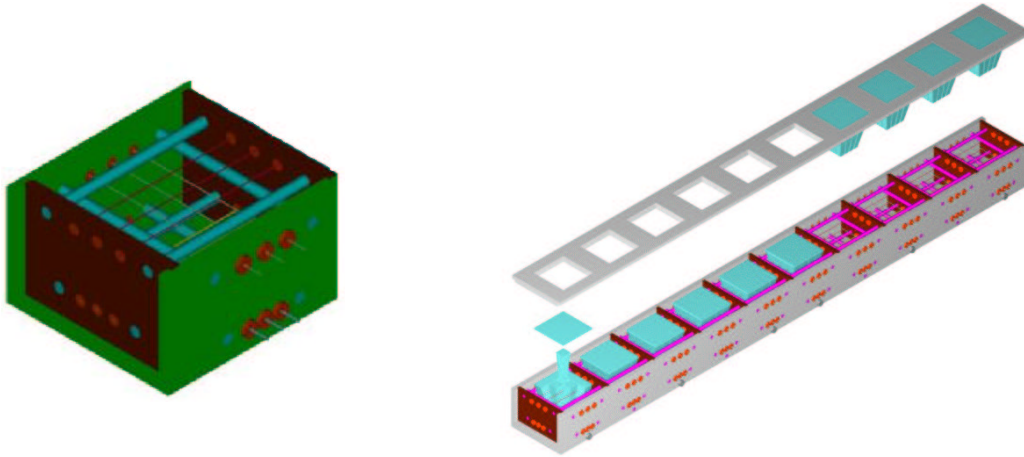
**Figura 6.4:** Curvas de transmitancia de los materiales escogidos para fabricar el prototipo de guía de luz. Se incluyen la transmitancia de la ventana del fotomultiplicador y su eficiencia cuántica.



**Figura 6.5:** Esquema del prototipo de guía de luz. Las dimensiones se indican en mm.

### 6.2.3 Guía de luz del Prototipo del RICH

Con los elementos descritos en la sección anterior, se fabrican 96 guías de luz para el prototipo del RICH. Para agilizar esta tarea, se revisa el diseño del útil de montaje y se construye uno semejante que permite posicionar 10 guías a la vez (ver figura 6.6 dcha). El



**Figura 6.6:** **Izqda:** Útil de montaje diseñado y fabricado para construir el prototipo de guía de luz. **Dcha:** Extensión del diseño anterior, que permite posicionar 10 guías a la vez, utilizado para fabricar las guías de luz del prototipo del RICH.

proceso de fabricación seguido es el siguiente:

1. Mezcla y desgasificado del adhesivo en una campana de vacío.
2. Posicionamiento de las piezas en el útil, aplicación del adhesivo con un dispensador del tipo tiempo–presión y colocación de las tapas.
3. Curado del adhesivo en el horno.
4. Limpieza de las guías.

Durante este proceso surgen los problemas que se detallan a continuación. En primer lugar, la tolerancia en las dimensiones de las piezas que es posible alcanzar mediante el mecanizado es demasiado grande para este concepto de diseño. Al estar las caras superiores unidas a la tapa y, por tanto, formar un plano, la diferencia de altura entre las piezas resulta en una cara inferior desigual que dificulta el contacto óptico con la ventana del fotomultiplicador. En segundo lugar, el esfuerzo realizado sobre las tramas de posicionamiento al extraer las guías ya acabadas deforma los alambres, afectando la geometría de las piezas centrales. Por último, se ha observado que aparecen burbujas en el pegamento si la tapa no se coloca con su cara paralela al plano formado por las piezas, apoyándose sobre todas ellas a la vez.

Se dieron soluciones inmediatas a estos problemas<sup>2</sup> para poder obtener con el material disponible las guías de luz para el prototipo del RICH de acuerdo con el diseño establecido,

<sup>2</sup>Para garantizar la planitud de la cara superior, las caras inferiores se apoyaron sobre una almohadilla de espuma que absorbiese las diferencias de altura entre ellas. La geometría de las piezas centrales se corrigió añadiendo alambres de posicionamiento a media altura del útil. El contacto óptico con la ventana del fotomultiplicador se consiguió uniendo con adhesivo óptico ambas superficies.

aunque se retomarán cuando se aborde la construcción de las guías del RICH de vuelo (sección 6.3.2).

#### 6.2.4 Medida de la eficiencia

Se ha realizado un estudio de la eficiencia en la transmisión de la luz que proporcionan las guías de luz fabricadas, a través de medidas en el laboratorio y con los datos proporcionados por el prototipo del RICH en un haz de pruebas.

##### En el laboratorio

##### – Dispositivo experimental

La medida de la eficiencia de las guías en el laboratorio se ha realizado con un instrumento diseñado exclusivamente para este propósito, que consiste en una caja estanca a la luz con los elementos que se describen a continuación:

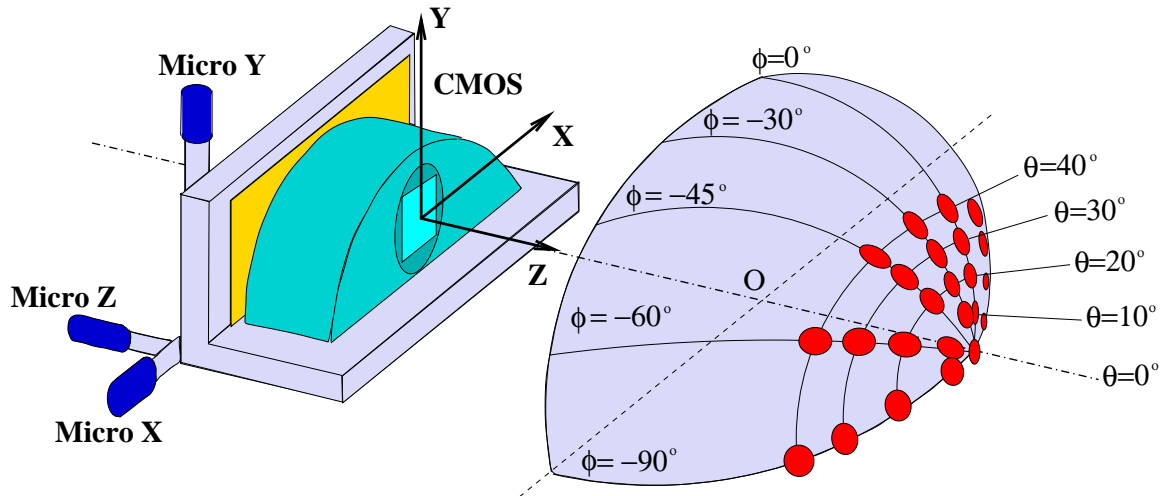
1. Semiesfera con 35 LED situados en las posiciones definidas por los siguientes ángulos polar y acimutal:

$$\begin{aligned}\theta &= 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ \\ \phi &= 0^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 90^\circ\end{aligned}$$

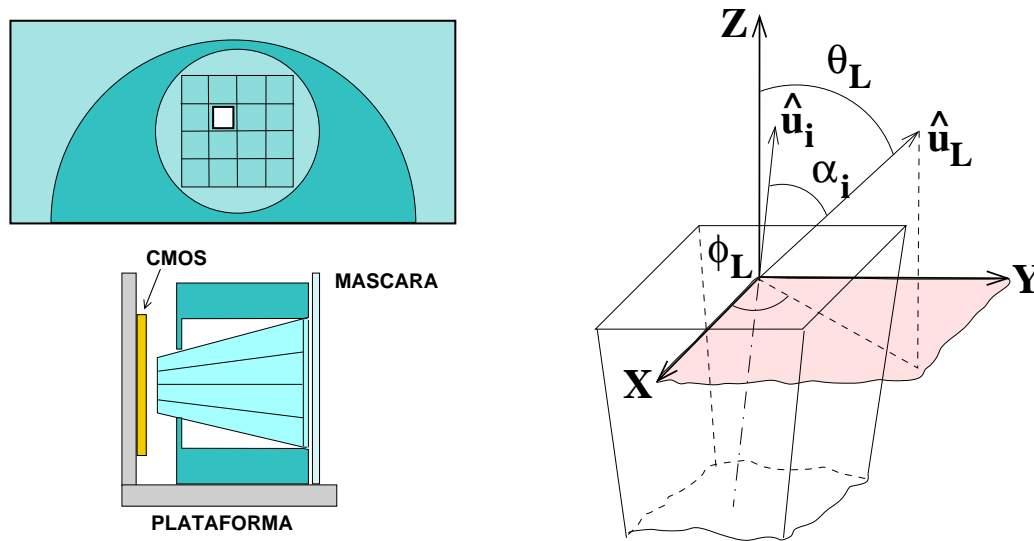
donde la posición  $\phi = \pm 45^\circ$  tiene ángulos polares  $\geq 20^\circ$ .

2. Detector bidimensional CMOS, con un área activa de  $512 \times 1024$  píxeles de  $48 \times 48 \mu\text{m}^2$  de dimensión.
3. Plataforma micrométrica con movilidad en las tres dimensiones del espacio.
4. Tarjetas electrónicas que gestionan el encendido de los LED y la adquisición de los datos (lectura del CMOS).

La disposición de estos elementos se muestra en el esquema de la figura 6.7. El sistema de referencia utilizado para determinar la dirección de incidencia de la luz y la posición de la plataforma micrométrica tiene su origen en el centro de la esfera y se indica en la figura anterior. El CMOS se sitúa paralelo al plano  $XY$  y es solidario a la plataforma. En ésta también se puede colocar un soporte para la guía de luz cuyo esquema se muestra en la figura 6.8 (izqda). La guía se apoya en el soporte por sus aristas, de forma que no hay contacto alguno con las superficies donde se produce la reflexión de la luz. La colocación de la guía dentro del dispositivo es tal que las caras superior e inferior quedan paralelas al CMOS. Debido a la geometría de la guía, la dirección de incidencia de la luz forma un ángulo  $\alpha_i$  ( $i=1, \dots, 16$ ) con el eje de simetría de cada una de las 16 piezas que la forman, como se muestra en la figura 6.8 (dcha). El encendido de los LED y la adquisición de datos se controla con un PC.



**Figura 6.7:** Esquema del dispositivo experimental utilizado para medir la eficiencia de las guías de luz. Por claridad, se ha dibujado la plataforma micrométrica alejada del centro de la semiesfera de LED. Se indican las líneas de la semiesfera donde  $\theta$  y  $\phi$  son constantes.



**Figura 6.8:** Izqda: Soporte de la guía de luz. Dcha: Ángulos  $\theta$  y  $\phi$  que definen la dirección de incidencia de la luz  $\hat{u}_L$  y ángulo  $\alpha_i$  entre ésta y el eje de simetría de las piezas de la guía  $\hat{u}_i$ .

### – Medidas

La eficiencia en la transmisión de la luz se determina realizando medidas de la luz detectada en el CMOS con guía y sin guía, y tomando el cociente de ambas. En las medidas con guía la pieza considerada se aísla del resto de las piezas de la guía mediante una máscara y se sitúa en el centro de la esfera con la ayuda de los micrómetros, para que la luz incida con la dirección definida por la posición de los LED. En las medidas sin guía, se sitúa el sensor en

el centro de la esfera y se tapa con la misma máscara utilizada anteriormente. En ningún caso hay contacto óptico entre la guía o la máscara y el sensor, pues de lo contrario éste resulta dañado.

Las imágenes obtenidas se reducen realizando correcciones de bias y de no uniformidad del sensor, que se tratan con detalle en el apéndice E. En la figura 6.9 (izqda) se muestran las imágenes que resultan de iluminar con incidencia normal una de las piezas centrales de una guía. La máscara utilizada deja pasar la luz en una zona de 2 mm de diámetro y se sitúa en 4 posiciones simétricas en torno al centro de la pieza, barriendo un área de  $\sim 4 \times 4$  mm<sup>2</sup>. La distribución de la luz que se tiene a la salida de la pieza no es uniforme, debido a las reflexiones que sufre en la propagación. Además se observa que la forma de la mancha no es igual en todas las posiciones, ya que la geometría de la pieza hace que la propagación siga caminos distintos según el punto de incidencia de la luz.



**Figura 6.9:** Imágenes obtenidas al iluminar una pieza central de la guía con una máscara de 2 mm de diámetro en cuatro posiciones simétricas en torno al centro, utilizando el LED de incidencia normal (izqda) y el de la posición  $\theta=10^\circ$ ,  $\phi=30^\circ$  (dcha).

Por otro lado, se tienen resultados diferentes para otras direcciones de luz incidente, como se ilustra en la figura 6.9 (dcha), que es análoga a la anterior para una incidencia  $\theta=10^\circ$ ,  $\phi=30^\circ$ . En este caso, la imagen obtenida es uniforme y no se observan diferencias apreciables entre las distintas posiciones, lo que indica que la luz incide con una dirección cercana al eje de la pieza y por tanto la trayectoria que sigue es más vertical.

Las dependencias con la dirección y el punto de incidencia de la luz serán diferentes en cada una de las piezas de la guía, ya que el ángulo  $\alpha_i$  toma valores distintos para la misma iluminación.

La cantidad de luz detectada en una imagen se determina sumando las cuentas de los píxeles que han dado un valor de señal por encima del umbral de ruido del CMOS (ver sección E.2.1). Puesto que la eficiencia se define como el cociente entre la intensidad con guía y sin guía, su valor mostrará las dependencias con la dirección de la luz y el punto de incidencia mostradas. Para dar un valor de eficiencia representativo de cada pieza en cada una de las direcciones de luz incidente se ha tomado el promedio de las eficiencias obtenidas en las cuatro medidas en torno al centro definidas anteriormente. Este valor es una buena estimación de la eficiencia integrada en todo el área de la pieza, como se demuestra en la sección E.2.2.

## – Resultados

En la figura 6.10 (izqda) se muestra la eficiencia (obtenida según lo expuesto en la sección anterior) en función del ángulo de incidencia polar para las piezas centrales de una guía. Cada punto es el promedio de las eficiencias de las cuatro piezas para todos los ángulos acimutales considerados. Se observa que la dependencia de la eficiencia con el ángulo polar es muy marcada, alcanzando los valores más altos para ángulos menores de  $20^\circ$  y descendiendo bruscamente a ángulos mayores, tal y como se espera de acuerdo con los cálculos presentados en la sección 6.1.3 (figura 6.3). Esto es debido a que los ángulos  $\alpha_i$  son menores cuando los ángulos polares son pequeños, por lo que la trayectoria de los fotones es más vertical y se producen menos pérdidas.

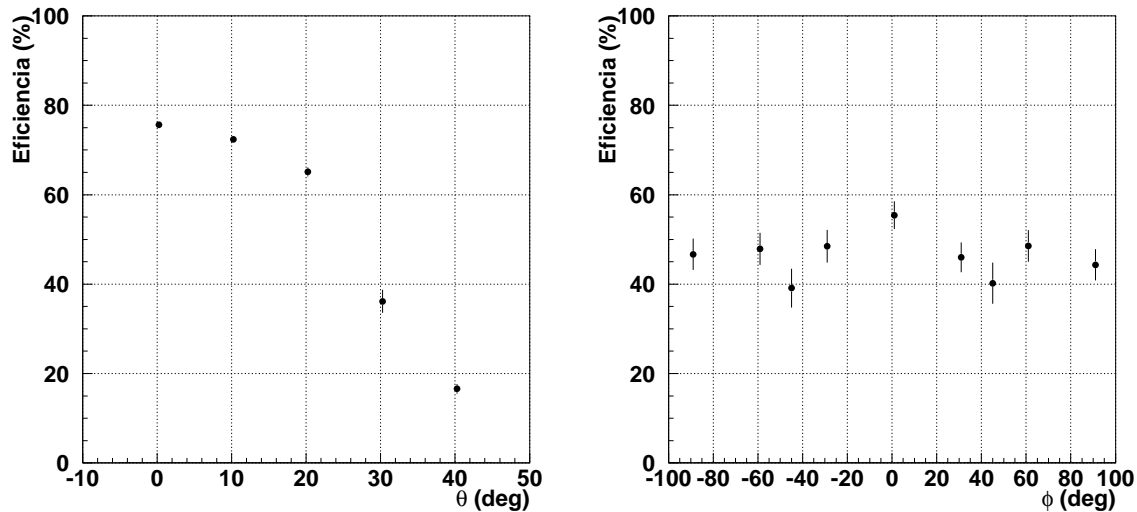
Sin embargo, se tiene que el valor absoluto de la eficiencia medida es menor que la esperada y que la caída de eficiencia es más brusca en los datos que en la simulación. Esta diferencia se debe a que no hay contacto óptico entre la guía y el sensor, lo que produce pérdidas que no se consideran en la simulación implementada para realizar el cálculo. Asimismo, la simulación tampoco contempla la capa de adhesivo entre la tapa y las piezas ni el menisco entre los laterales de las piezas, que favorece la migración de fotones entre ellas<sup>3</sup>. Por tanto, la comparación en términos absolutos entre la eficiencia esperada y medida no se ha realizado en este estudio, sino con los datos del prototipo del RICH que se presenta en la sección siguiente.

Por otro lado, se muestra en la figura 6.10 (dcha) la eficiencia en función del ángulo acimutal, donde cada punto representa la eficiencia promediada de las cuatro piezas centrales para todos los ángulos polares medidos. Se tiene que la dependencia con el ángulo acimutal es más suave que la observada con el ángulo polar y que los valores de eficiencia obtenidos presentan una simetría respecto al origen de ángulos, que se debe a la geometría de las piezas y a su posición simétrica en torno al centro de la guía.

Por tanto, se ha mostrado que el comportamiento óptico de las guías de luz es, desde un punto de vista cualitativo, como el que se espera, proporcionando una eficiencia alta en la transmisión de la luz para ángulos de incidencia polares  $\leq 20^\circ$ .

---

<sup>3</sup>En la fabricación se ajustó la cantidad de adhesivo aplicado en cada pieza para conseguir un menisco lo más pequeño posible para minimizar la migración de fotones entre piezas, pero suficientemente grande como para garantizar la robustez de la guía.



**Figura 6.10:** Eficiencia promedio de las piezas centrales en función del ángulo de incidencia polar (izqda) y acimutal (dcha).

### Con el prototipo del RICH

En las medidas realizadas con el prototipo del RICH en un haz de pruebas se ha podido comprobar si el comportamiento de las guías fabricadas es como el esperado desde un punto de vista cuantitativo, comparando los resultados obtenidos en el análisis de los datos y con la simulación Monte Carlo del detector.

Esta simulación se ha realizado con GEANT 3.21 y considera tanto la geometría como los materiales de todos los componentes del prototipo [63, 83]. En el caso de las guías de luz, el diseño implementado en la simulación tiene la geometría y las dimensiones que se muestran en la figura 6.5 y el material considerado es Bicron BC-800, cuya transmitancia se ha mostrado en la figura 6.4. El trazado de la trayectoria de los fotones Čerenkov se realiza desde la superficie de la tapa hasta que alcanzan el fotocátodo del fotomultiplicador o son absorbidos por el material, asumiendo que hay contacto óptico entre la tapa y las piezas (es decir, que no se incluye el adhesivo óptico), y entre éstas y la ventana del fotomultiplicador. En el caso de que los fotones lleguen al fotocátodo, se simula la respuesta del fotomultiplicador.

Los procesos físicos que se tienen en cuenta a lo largo de la trayectoria de los fotones son la reflexión y refracción en las superficies de separación entre medios distintos, según las leyes de Fresnel, y la transmisión a través del material. Se asume que el comportamiento de las guías es ideal, es decir, que las superficies están perfectamente pulidas y por tanto no hay pérdidas por reflexión difusa, y que los materiales son homogéneos, con lo que los fotones siguen trayectorias rectilíneas. Por último, la simulación admite la posibilidad de que los fotones migren de una pieza a otra de la guía y que una vez dentro de la ventana del fotomultiplicador, la propagación les lleve a un píxel que no se corresponde con la pieza de la guía donde incidieron.

Para estimar cuánto difiere la eficiencia de las guías reales de la esperada de acuerdo con el diseño definido, puede utilizarse el número de fotoelectrones detectados en cada suceso obtenido en el análisis de los datos ( $N_{fe}^d$ ) y en la simulación Monte Carlo ( $N_{fe}^s$ ), ya que esta variable incluye las pérdidas ocasionadas por la propagación de los fotones Čerenkov en las guías de luz.

Se tiene que para sucesos en los que los fotones inciden en las guías con ángulos polares menores que  $35^\circ$ , que correspondería a fotones Čerenkov producidos en aerogel de silicio, el acuerdo entre  $N_{fe}^d$  y  $N_{fe}^s$  es muy bueno, estando dentro del 1%. Por tanto, en ese rango angular de incidencia las guías ideales implementadas en la simulación reproducen muy bien el comportamiento de las guías reales, verificando la eficiencia en la transmisión de la luz Čerenkov que se espera de este diseño [63]<sup>4</sup>.

De los resultados presentados en esta sección se concluye que el prototipo de guías de luz fabricado presenta una alta eficiencia en la conducción de fotones, y que además su comportamiento en condiciones reales de toma de datos con aerogel del silicio confirma el buen rendimiento esperado, por lo que se toma este diseño para construir las guías de luz del RICH de vuelo.

### 6.3 Guía de luz del RICH de AMS-02

Antes de afrontar la construcción de las guías del RICH de vuelo, debe revisarse el procedimiento definido para la fabricación de las guías del prototipo (ver sección 6.2.3) con el fin de evitar los problemas surgidos.

El principal inconveniente que presentaron las guías del prototipo es la diferencia de altura entre las piezas, lo que complicó tanto el proceso de fabricación como el acoplamiento óptico con los fotomultiplicadores. Se vio por tanto la necesidad de conseguir piezas idénticas, considerando la fabricación por molde.

Con respecto al útil de montaje, por un lado se observó que con el uso se deterioran las tramas de posicionado de las piezas, afectando a la geometría de la guía y, por otro, que la colocación de la tapa es crucial para evitar la formación de burbujas en la capa de pegamento. Teniendo esto en cuenta, se desarrolla un nuevo diseño del útil de montaje.

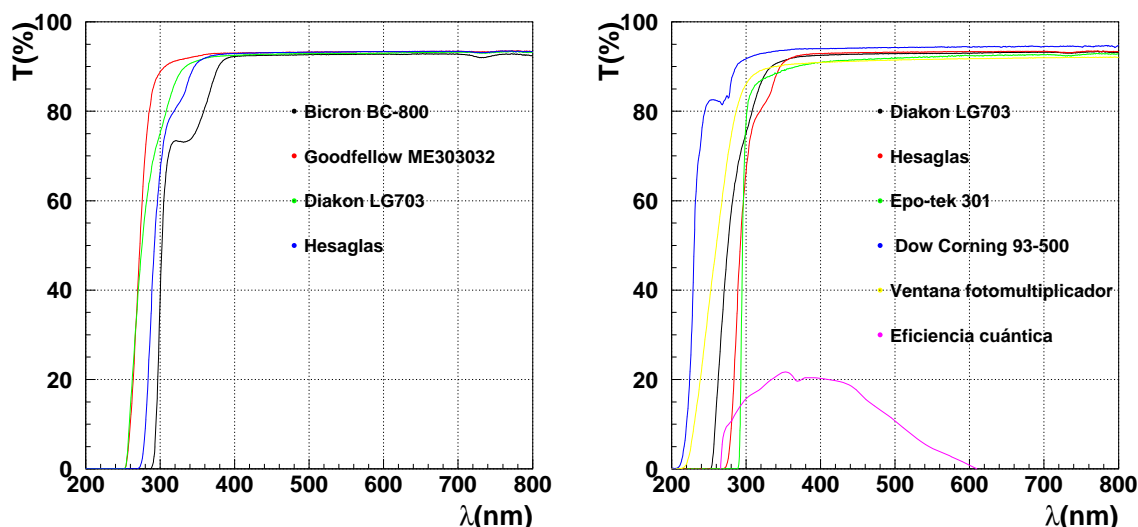
Finalmente, señalar que las dimensiones de las guías de vuelo son diferentes de las del prototipo como consecuencia de la revisión del diseño del plano<sup>5</sup>.

<sup>4</sup>Al considerar ángulos de incidencia polar mayores que  $35^\circ$ , que son los que se tienen en el caso de fotones producidos en NaF, el desacuerdo entre datos y Monte Carlo es cada vez mayor, indicando la existencia de efectos que no están incluidos en la simulación, como por ejemplo, la reflexión de fotones en el apantallamiento que luego alcanzan el área sensible de los fotomultiplicadores. Por tanto, en este caso la comparación de  $N_{fe}^d$  y  $N_{fe}^s$  no permite determinar si el comportamiento de las guías es como el esperado o no.

<sup>5</sup>En el diseño inicial del plano, la rejilla que formaba la estructura mecánica era a su vez apantallamiento magnético. Se comprobó que este diseño no disminuía suficientemente la intensidad del campo, por lo que se optó por cajas de apantallamiento individuales separadas entre ellas para conseguir reducir el campo

### 6.3.1 Materiales

Se ha realizado una nueva búsqueda de PMMA comerciales para fabricar las piezas de las guías de luz, considerando que deben tener las características señaladas en la sección 6.2.1 y además, ser moldeables. Los materiales seleccionados son: Diakon LG703 y Goodfellow ME303032, cuyas curvas de transmitancia en función de la longitud de onda se muestran en la figura 6.11 (izqda).



**Figura 6.11:** Izqda: Transmitancia en función de la longitud de onda de los materiales considerados para realizar las guías de luz de vuelo y del material utilizado en las guías del prototipo del RICH (Bicron BC-800). Dcha: Transmitancia en función de la longitud de onda de los materiales escogidos para fabricar las guías finales y de la silicona para el contacto óptico (Dow Corning 93-500) junto con la transmitancia de la ventana del fotomultiplicador y su eficiencia cuántica. El grosor de las muestras medidas es:  $L_{\text{Bicron}}=13$  mm,  $L_{\text{Goodfellow}}=2.9$  mm,  $L_{\text{Diakon}}=4$  mm,  $L_{\text{Hesaglas}}=4.8$  mm y  $L_{\text{DowCorning}}=0.5$  mm.

Se observa que los nuevos materiales tienen mejor comportamiento óptico que el utilizado en las guías del prototipo (Bicron BC-800), cuya curva de transmitancia se incluye en la misma figura. Por otro lado, Goodfellow ME303032 tiene mejor transmitancia que Diakon LG-703 en la región azul y UV del espectro, pero debe descartarse al no ser posible obtener piezas de calidad con las dimensiones requeridas. Por tanto, se elige Diakon LG-703 para fabricar las piezas.

Para la tapa se escoge Hesaglas, un PMMA que se suministra en planchas delgadas cuya transmitancia también es mejor que la de Bicron BC-800 (ver figura 6.11 izqda). Finalmente, aunque con las piezas moldeadas se espera conseguir que la cara inferior de las guías sea muy plana, para asegurar el contacto óptico con la ventana del fotomultiplicador

magnético a los niveles requeridos. Al ocupar cada unidad de detección más espacio, se redujo el número de fotomultiplicadores de 1000 a 680 y se aumentó el área superior de las guías de luz para mantener el factor de llenado del plano.

se considera poner entre ésta y la guía una lámina de apoyo de 0.5 mm de grosor fabricada con Dow Corning 93-500<sup>6</sup>, que es un material blando con el que se pretende absorber las pequeñas diferencias de altura que pueda haber entre las piezas. En la tabla 6.4 se indican algunas de las características de todos los materiales mencionados.

Material	$\rho$ (g cm <sup>-3</sup> )	$n$	CET
Hesaglas	1.19	1.492	$7.1 \times 10^{-5}$ (cm/cm/°C)
Goodfellow ME303032	1.19	1.49	$70-77 \times 10^{-6}$ (K <sup>-1</sup> )
Diakon LG-703	1.18	1.49	$7.1 \times 10^{-5}$ (cm/cm/°C)
Dow Corning 93-500	1.08	1.4124	$9 \times 10^{-6}$ (K <sup>-1</sup> )

**Tabla 6.4:** Características de los materiales considerados en la construcción de las guías de luz del RICH de vuelo.

Asimismo hay que cambiar de adhesivo, puesto que el utilizado en el prototipo (Epo-tek 301-2) ya no cumple las normas de calificación espacial por sobrepasar el nivel de desgaseado permitido. Por tanto, se escoge para las guías del RICH de vuelo Epo-tek 301, que es muy similar al anterior y además satisface todos los requisitos (ver tabla 6.3).

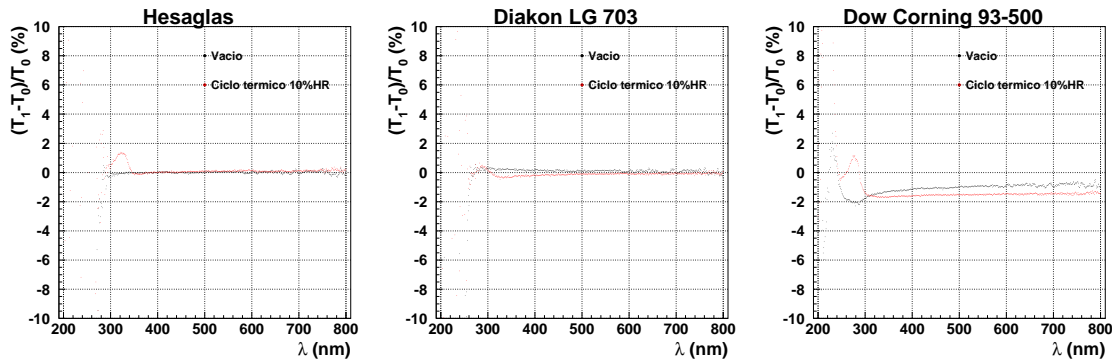
Se muestra la transmitancia de todos los materiales relacionados con las guías de vuelo en la figura 6.11 (dcha) junto con la transmitancia de la ventana del fotomultiplicador y su eficiencia cuántica. Con estos materiales se tiene una fracción de luz transmitida  $\gtrsim 80\%$  en casi todo el rango espectral abarcado por la eficiencia cuántica del fotomultiplicador, siendo la ventana de éste la que limita la transmisión a longitudes de onda altas y el adhesivo el que corta la transmisión a  $\sim 290$  nm.

Puesto que estos materiales deberán soportar condiciones ambientales extremas durante la operación del detector en el espacio, se han tomado muestras de Diakon, Hesaglas y Dow Corning y se han sometido a las siguientes pruebas para comprobar si en esas circunstancias sus propiedades ópticas se mantienen inalteradas:

1. Vacío durante 7 horas a una presión  $P=3.3 \times 10^{-1}$  mbar.
2. Ciclos térmicos de  $-30^\circ\text{C}$  a  $+70^\circ\text{C}$  con un 10% de humedad relativa ambiental (10%HR). La prueba comprende 4 ciclos de 6 horas de duración cada uno.

Para probar también el adhesivo, se han tomado dos muestras de Hesaglas y de Diakon y se han unido con Epo-tek 301. Antes y después de cada prueba se ha medido la transmitancia en función de la longitud de onda con un espectrofotómetro. En la figura 6.12 se presenta la diferencia relativa entre ambas curvas referida al valor inicial para los tres materiales estudiados.

<sup>6</sup>Dow Corning 93-500 es la silicona encapsulante que se utiliza para fijar el fotomultiplicador a la funda de policarbonato que lo protege (ver sección 7.1).



**Figura 6.12:** Diferencia relativa entre las transmitancias de los materiales de las guías del RICH de vuelo antes ( $T_0$ ) y después ( $T_1$ ) de las pruebas indicadas.

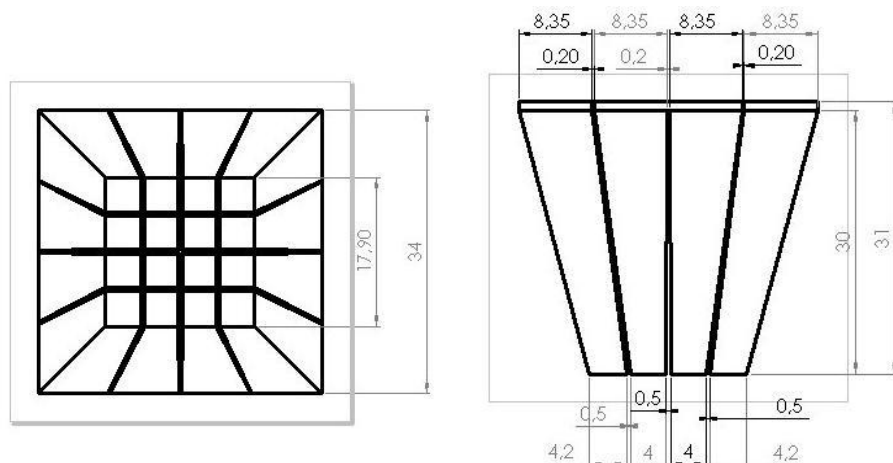
Se observa que el vacío prácticamente no afecta a las muestras de PMMA, estando la variación de la transmitancia dentro del  $\pm 0.4\%$  en el intervalo de longitud de onda de 300 a 800 nm. Tras la prueba de ciclos térmicos se advierte un cambio en la transmitancia a  $\lambda < 350$  nm, que es positivo en el caso de Hesaglas y negativo para Diakon, aunque su magnitud es pequeña, menor que el 1.5%. La variación de la transmitancia que presenta el material Dow Corning tras las dos pruebas realizadas es mayor que en los casos anteriores, aunque se mantiene dentro del 3%. Finalmente, los cambios observados en las muestras con pegamento son compatibles con los resultados anteriores, no pudiendo atribuirse a efectos producidos en el adhesivo.

Por tanto, se concluye que las pruebas realizadas no afectan significativamente el comportamiento óptico de ninguno de los materiales asociados con la fabricación de las guías de luz del RICH de vuelo y su instalación en el detector, por lo que se espera que proporcionen un rendimiento satisfactorio una vez esté el detector en funcionamiento en la Estación Espacial.

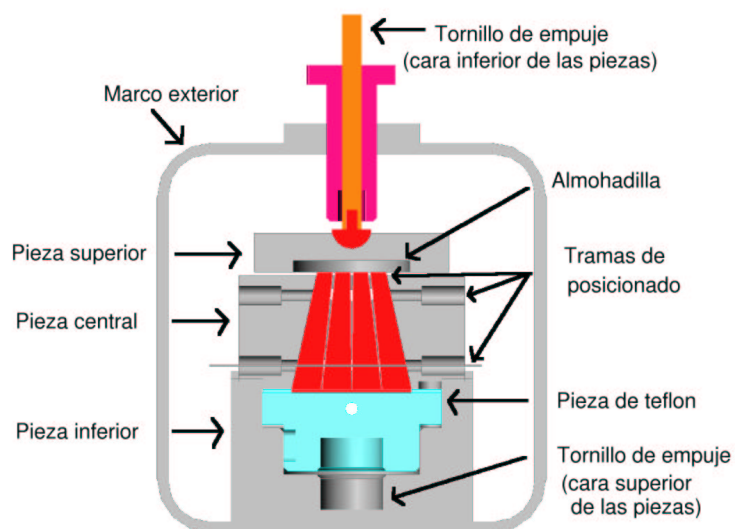
### 6.3.2 Fabricación

Para construir las guías de luz del RICH de vuelo se han adquirido las piezas de Diakon moldeadas con las dimensiones que se muestran en la figura 6.13 y planchas de Hesaglas de 1 mm de grosor que se han cortado con el tamaño que se indica en la misma figura. Como se ha comentado en la introducción de esta sección, se ha diseñado un nuevo útil de montaje que garantice en todo momento la fabricación de guías con la geometría y dimensiones adecuadas y que permita colocar la tapa de forma que se consiga un pegado de calidad.

Este nuevo útil está formado por tres piezas que se acoplan formando un bloque (ver figura 6.14). La pieza central es un marco de aluminio cuya cara interior tiene la inclinación adecuada para formar la geometría de la guía (figura 6.15 izqda). Las piezas exteriores de la guía se apoyan en la superficie inclinada, y las interiores se colocan mediante tres tramas situadas en la parte superior, inferior y en la base del marco. Los hilos de las tramas son de nylon, ya que al ser elásticos no se deforman con el uso y además no marcan el material. La cara inferior de las piezas se apoya sobre la pieza superior del útil, que tiene



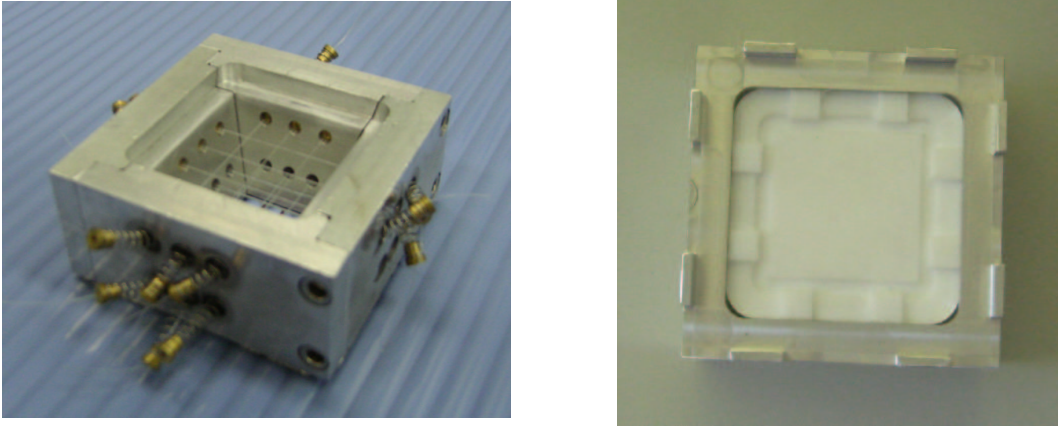
**Figura 6.13:** Esquema de la guía de luz del RICH de vuelo. Las dimensiones se indican en mm.



**Figura 6.14:** Esquema del útil de montaje diseñado y fabricado para construir las guías de luz del RICH de vuelo.

una almohadilla para absorber las diferencias en altura que éstas puedan presentar.

La pieza inferior del bloque sirve para colocar la tapa de la guía (figura 6.15 dcha). Es un cubo de aluminio en cuyo interior hay una pieza de teflón con unos rebajes donde se encaja la tapa y que canalizan el adhesivo sobrante. En la base del cubo hay unas pestañas que permiten acoplarlo a la pieza central de posicionado, lo que permite asentar la tapa sobre todas las piezas de la guía a la vez, minimizando fallos en el pegado. Mediante un tornillo se empuja el teflón hacia la cara superior de las piezas de la guía, ejerciendo presión



**Figura 6.15:** Útil de montaje construido para fabricar las guías de luz del RICH de vuelo: pieza central donde se realiza el posicionado de las piezas que forman la guía (izqda) y pieza inferior con teflón para colocar la tapa (dcha).

sobre la unión.

El bloque formado por las tres piezas se introduce en un marco de acero, que tiene un tornillo con el que se puede presionar la unión desde la pieza superior, garantizando la planitud en la cara inferior de la guía. Ambos tornillos de presión están ajustados de manera que la cara superior de la guía es plana, para que el pegado sea uniforme, y las dimensiones inferiores son adecuadas.

Para afrontar la fabricación de las guías de luz para el RICH de vuelo se construyeron 20 útiles como el descrito. En las pruebas previas a la producción se advirtieron dos nuevas dificultades. La primera es que las piezas moldeadas presentan defectos de fábrica (rayas, muescas o impurezas), por lo que hubo que realizar un cuidadoso control de calidad que llevó a deshechar el 10% de todas las piezas adquiridas. La segunda es que el nuevo pegamento es menos viscoso que el anterior y, por tanto, más difícil de manipular.

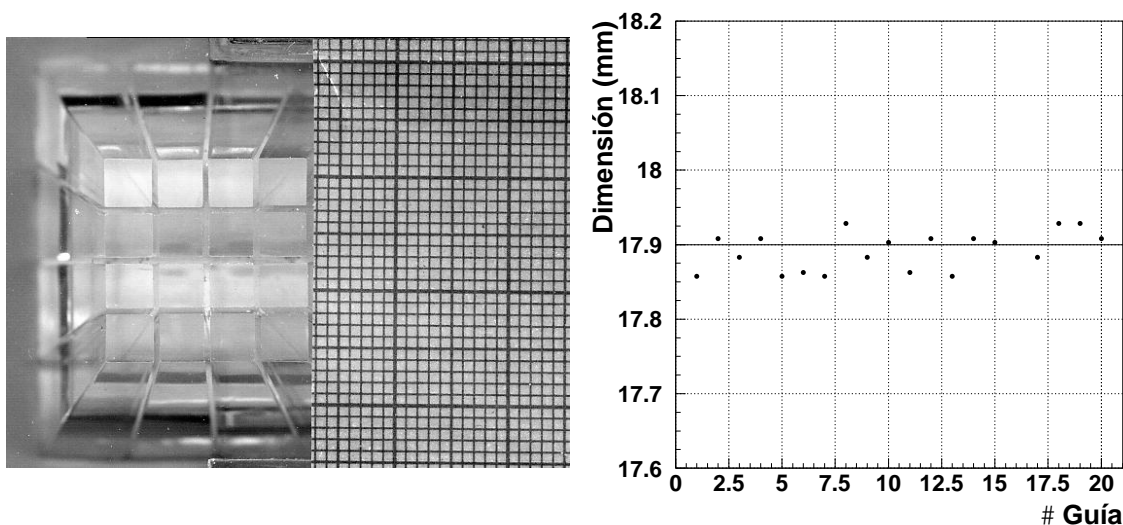
El proceso de producción de las guías del RICH de vuelo es esencialmente igual al seguido en el caso de las guías del prototipo (sección 6.2.2). En total, se fabrican en torno a 900 guías de luz, de las cuales se escogen 680 de máxima calidad para instalar en el RICH y  $\sim 100$  que se reservan como recambios.

### Control de calidad

Las dimensiones superior e inferior de las guías fabricadas deben tener los valores nominales mostrados en la figura 6.13 (izqda). La dimensión del plano superior que forman las piezas de la guía debe ser igual a la de la tapa,  $34 \times 34 \text{ mm}^2$ . Por otro lado, la superficie inferior debe cubrir el área sensible del fotomultiplicador, que abarca  $17.90 \times 17.90 \text{ mm}^2$ . Como el centrado de la guía en este área se realiza mecánicamente por medio de unos salientes en la funda de policarbonato que protege al fotomultiplicador (ver sección 7.1), las dimensiones inferiores de la guía deben estar dentro de la tolerancia de estos salientes, que es de  $\pm 0.1 \text{ mm}$ .

Como se ha comentado anteriormente, las dimensiones de las guías se ajustan a través de los tornillos de presión del útil del montaje. Para comprobar que el tamaño que se obtiene es el adecuado se ha realizado un control de calidad dimensional a 20 guías escogidas aleatoriamente. La comprobación de que el área superior tiene el tamaño apropiado es inmediata ya que se tiene la tapa como referencia. En el caso de la parte inferior, ha sido necesario desarrollar un procedimiento para poder medirla con precisión.

Este procedimiento consiste en tomar imágenes de la parte inferior de las guías con un escáner, como la que se muestra en la figura 6.16 (izqda). Junto a la guía se coloca un papel milimetrado que sirve para determinar el factor de escala que afecta las imágenes del escáner y así poder obtener las dimensiones vertical y horizontal en mm. En la figura 6.16 (dcha) se muestra el valor promedio de ambas dimensiones obtenido para cada guía medida y se indica con una línea horizontal el valor nominal. La distribución de los residuos de estos valores respecto al nominal tiene una dispersión de 0.025 mm, por lo que queda comprobado que las dimensiones de las guías fabricadas están dentro de la tolerancia permitida.



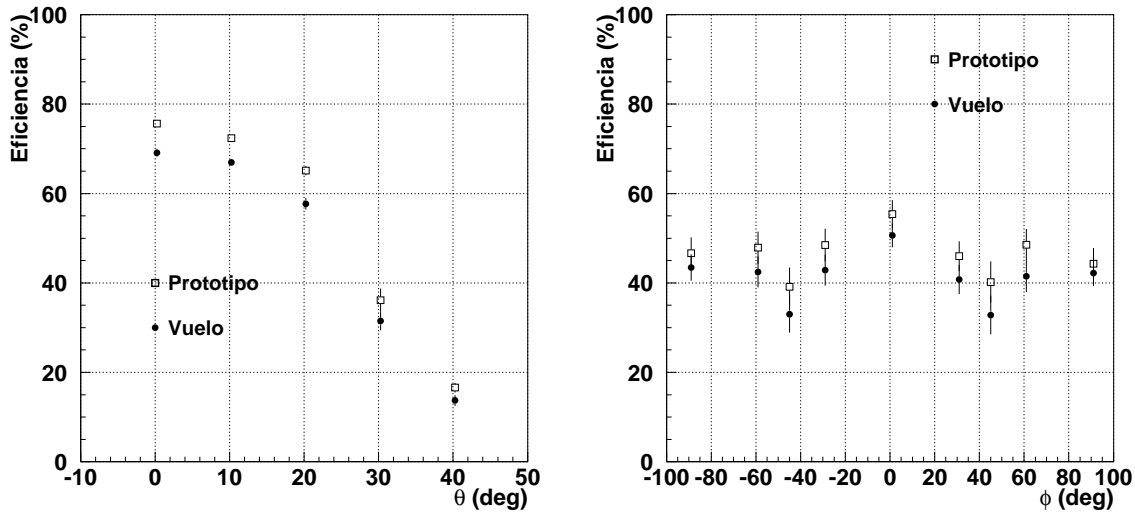
**Figura 6.16:** Izqda: Imagen de la parte inferior de una guía tomada con un escáner junto con papel milimetrado para determinar la escala de la imagen. Dcha: Dimensión inferior promedio de las guías medidas en el control de calidad.

### 6.3.3 Medida de la eficiencia

La medida de la eficiencia de las guías del RICH de vuelo se ha realizado en el laboratorio, con el dispositivo experimental descrito en la sección 6.2.4 y siguiendo exactamente el mismo procedimiento que con las guías del prototipo.

## Resultados

La eficiencia medida para las cuatro piezas centrales de la guía en función del ángulo polar y del ángulo acimutal de incidencia de la luz se muestra en la figura 6.17 (círculos negros). Los puntos representan el valor promedio de las piezas medidas para todos los ángulos acimutales (gráfica izqda de la figura) y polares (gráfica dcha). Los cuadrados blancos corresponden a los resultados obtenidos con las guías del prototipo, que han sido mostrados en la figura 6.10.



**Figura 6.17:** Eficiencia de la guía de luz en función del ángulo de incidencia polar (izqda) y acimutal (dcha) para la guía de luz de vuelo y del prototipo.

Se observa que la dependencia de la eficiencia tanto con el ángulo polar como con el acimutal es la misma para las guías de vuelo que para las del prototipo. Sin embargo, el valor de eficiencia medido para la primera es un 10–20% menor que la de la segunda. Esta diferencia se debe a que en las guías del prototipo la inclinación de las caras de las piezas es menor, por lo que las trayectorias de los fotones son más verticales y por tanto la propagación es más eficiente.

Dado que las guías de luz del prototipo del RICH se han probado satisfactoriamente en un haz de pruebas y se ha mostrado que las guías de vuelo se comportan de forma análoga, se concluye que las guías del RICH de AMS-02 tendrán un comportamiento óptico como el esperado, es decir, que proporcionarán una eficiencia de transmisión alta para luz que incide con  $\theta \leq 20^\circ$ , que es el rango angular esperado para fotones Čerenkov producidos en aerogel de silicio de índice de refracción  $n=1.05$ .



# 7

---

## Plano de detección III: Ensamblaje

En los dos capítulos anteriores se ha descrito el trabajo realizado para diseñar e instrumentar el plano de detección del RICH, que se ha centrado en la caracterización de los componentes críticos para el funcionamiento y la sensibilidad del detector. En este capítulo se describe brevemente el ensamblaje del plano de detección del RICH.

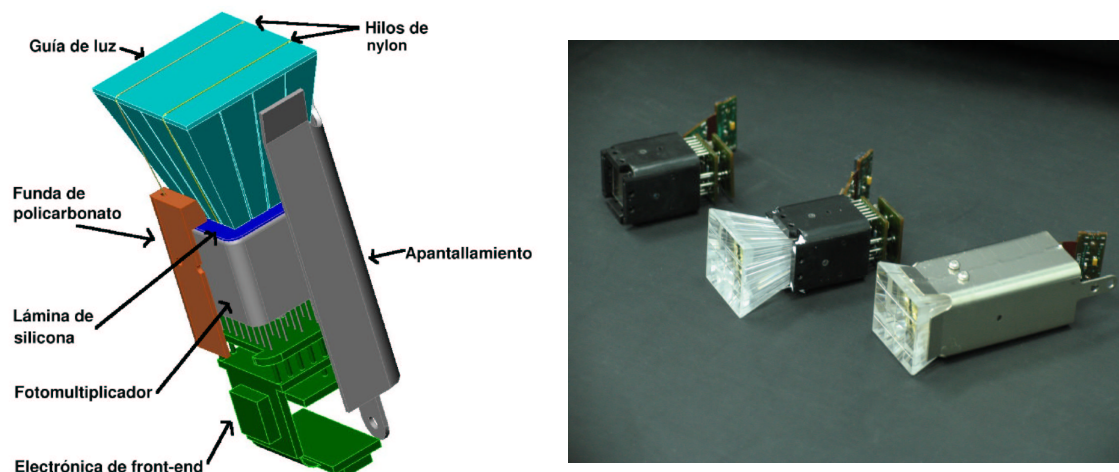
### 7.1 Celda unidad

El conjunto formado por una unidad de detección, una guía de luz y una caja de apantallamiento constituye el elemento básico de la matriz de detección del RICH o *celda unidad*. El ensamblaje de la celda unidad se ha definido considerando los requisitos siguientes: protección del fotomultiplicador, contacto óptico entre las superficies por donde pasa la luz y robustez de la estructura final.

En la figura 7.1 se muestra un esquema de la celda donde se indica detalladamente cada uno de los elementos que la forman. El fotomultiplicador se sitúa en la parte central de la celda y se protege mediante una funda de policarbonato para aislarlo mecánica, eléctrica y térmicamente y además separarlo físicamente del apantallamiento. La funda se fija al fotomultiplicador con Dow-Corning 93-500, una silicona encapsulante óptica apta para el espacio que también tiene propiedades aislantes. En la base del fotomultiplicador se conecta la electrónica de *front-end* y el conjunto se cubre con el apantallamiento magnético. Éste se une a la funda mediante tornillos que además se fijan con adhesivo.

En la ventana del fotomultiplicador se coloca una lámina de Dow-Corning 93-500 para garantizar el contacto óptico (ver sección 6.3.1) y sobre ésta, la guía de luz. La unión mecánica y óptica de estos elementos se realiza aplicando la misma silicona en las interfaces.

Como medida de seguridad, la guía se sujeta a la funda protectora mediante dos hilos de nylon. Así, en caso de rotura de la unión entre la guía y la lámina de silicona, los hilos impiden que la guía se quede flotando dentro del detector y produzca daños (especialmente en el reflector) o degrade las medidas.



**Figura 7.1:** **Izqda:** Esquema de la celda unidad del plano de detección del RICH. **Dcha:** Celda real en tres fases distintas del ensamblaje (orden descendente): fotomultiplicador protegido con la funda de policarbonato (en negro) y con la electrónica de *front-end* conectada; incorporación de la guía de luz, que se sujeta con los hilos de nylon; celda unidad completa.

La celda unidad debe ser capaz de resistir tanto mecánica como funcionalmente las vibraciones que se producirán durante el lanzamiento del detector. Para comprobarlo, se ha realizado una prueba de vibración en el INTA<sup>1</sup> con un conjunto de 8 celdas a<sup>2</sup> 6.8g (figura 7.2 izqda).

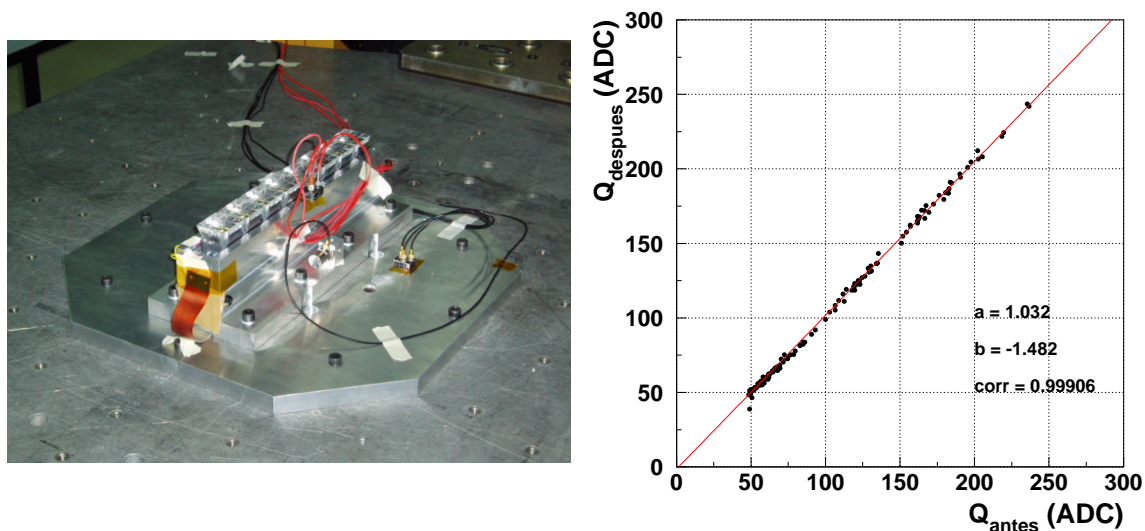
Después de la prueba se verifica que este nivel de vibración no ha dañado la mecánica de ninguna pieza. Además, la medida de la respuesta de las celdas antes y después de la prueba<sup>3</sup> indica que la ganancia de los fotomultiplicadores no ha sufrido ninguna variación, siendo el coeficiente de correlación entre los valores obtenidos prácticamente igual a la unidad (figura 7.2 dcha). Por tanto, se ha confirmado que la celda unidad soportará las condiciones del lanzamiento sin sufrir daños ni en su estructura ni en su funcionamiento.

Para determinar el límite de rotura mecánico del ensamblaje se han realizado pruebas con niveles de vibración muy por encima del nivel de calificación. Para ello se han tomado celdas individuales en las que se han sustituido los fotomultiplicadores por imitaciones de aluminio. Se observa que la celda soporta sin deteriorarse vibraciones de hasta 19g, siendo necesario alcanzar niveles de 38g para romper el contacto óptico entre la guía y la lámina de silicón.

<sup>1</sup>Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial.

<sup>2</sup>La vibración máxima que se espera en el transbordador es de 3.2g y el nivel de calificación está establecido en 6.8g.

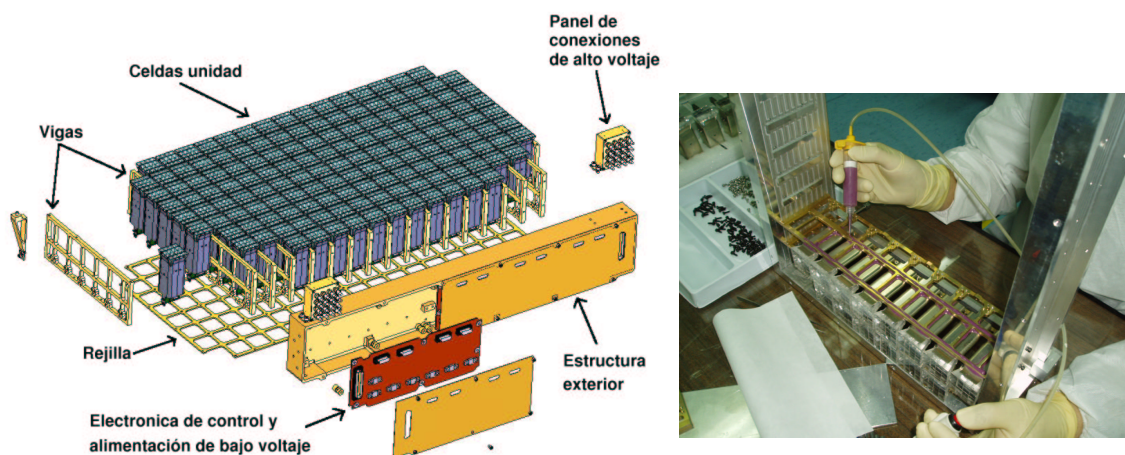
<sup>3</sup>Estas medidas se han realizado con un dispositivo experimental similar al utilizado en la calibración de la unidad de detección (sección 5.4.2).



**Figura 7.2:** Izqda: Conjunto de 8 celdas en la plataforma de vibración. Dcha: Comparación de la ganancia de los fotomultiplicadores antes y después de la prueba de vibración. Se indican los parámetros obtenidos en el ajuste de la recta  $y=ax+b$  y el coeficiente de correlación.

## 7.2 Ensamblaje del plano de detección

Las celdas unidad se ensamblan a una estructura mecánica para formar el plano de detección del RICH. Esta estructura soporte tiene forma octogonal con un hueco central cuadrado que delimita el espacio por encima del calorímetro electromagnético. El plano se divide en ocho espacios, cuatro rectangulares y cuatro triangulares, donde se ubican las zonas de detección correspondientes.

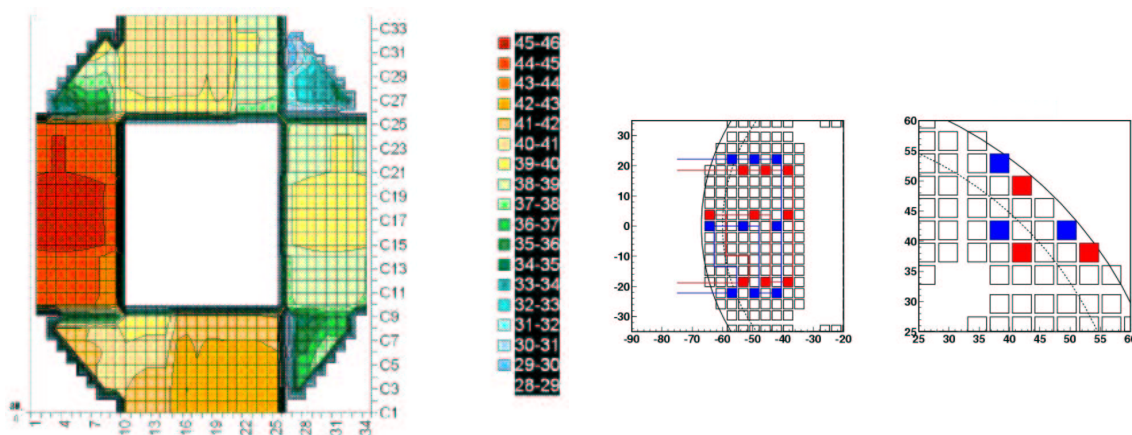


**Figura 7.3:** Esquema de una zona rectangular (izqda) y montaje de las celdas y vigas (dcha).

El ensamblaje y cableado de cada una de las zonas se realiza por separado. Los elementos principales que las componen se muestran en la figura 7.3 (izqda) para el caso rectangular, siendo el esquema de las zonas triangulares análogo. El cuerpo de la zona lo forman las celdas unidad y las vigas de aluminio que las sostienen. El conjunto se ensambla colocando alternativamente las vigas y las filas de celdas (figura 7.3 dcha), uniéndolas por el lateral con adhesivo y por la base mediante tornillos. La parte inferior del conjunto se refuerza mediante una rejilla de aluminio.

Entre las celdas se colocan sensores para medir los cambios de temperatura<sup>4</sup> que se producirán en el plano en el transcurso de la misión. El propósito de esta medida es corregir el efecto de la temperatura en la ganancia de los fotomultiplicadores y determinar cuándo hay que encender o apagar el detector, dependiendo de si la temperatura está o no dentro del rango operativo de la unidad de detección.

El número de sensores y su ubicación deben proporcionar un mapeo adecuado de la distribución de temperatura que se espera en el plano del RICH. El cálculo de las temperaturas esperadas se realiza mediante simulaciones con el modelo térmico de AMS-02 donde se consideran diferentes orientaciones en la órbita. Tomando como referencia el caso de alta temperatura que se muestra en la figura 7.4 (izqda) se decide cubrir las zonas rectangulares del plano con 9 sensores y las zonas triangulares con 3 sensores. Para incrementar la fiabilidad del sistema se añade redundancia doblando el número de sensores y conectándolos en líneas de alimentación/adquisición independientes (figura 7.4 dcha). Los sensores se fijan mediante adhesivo al apantallamiento magnético, lo más cerca posible del fotomultiplicador.



**Figura 7.4:** **Izqda:** Simulación térmica del plano de detección del RICH, en un caso de alta temperatura [92]. **Dcha:** Distribución de los sensores de temperatura en el plano, donde se distinguen en azul y rojo las dos líneas de alimentación/adquisición independientes.

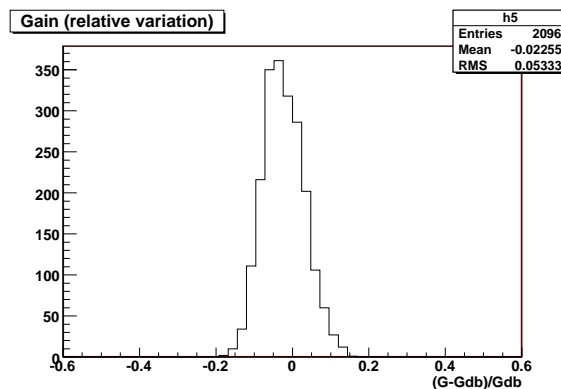
El cableado de la zona ya ensamblada se realiza soldando los cables de alto voltaje a los fotomultiplicadores correspondientes (según lo establecido en la sección 5.4.3) y conectando

<sup>4</sup>Para medir la temperatura en todos los subdetectores de AMS-02 se han seleccionado los sensores DS1820Z fabricados por Dallas Semiconductor, que alcanzan una precisión de  $0.5^{\circ}\text{C}$  en el rango ( $-10^{\circ}\text{C}$ ,  $+85^{\circ}\text{C}$ ).

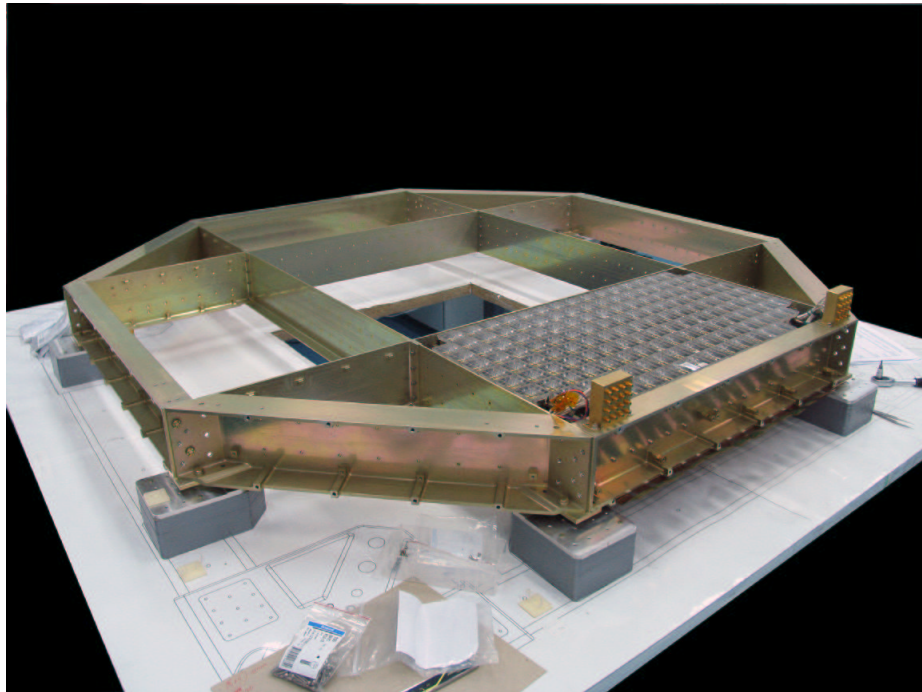
la electrónica de *front-end* a los *flex*. En la parte exterior de la estructura soporte se ubican varios elementos relacionados con la alimentación y la electrónica de la zona: el panel de conexiones de alto voltaje, donde se unen las líneas de alto voltaje con las fuentes de alimentación, el suministro de bajo voltaje para el *front-end*, y las tarjetas electrónicas donde se conectan los *flex*, que controlan la adquisición y realizan el procesado de los datos (RDR).

Una vez terminado el montaje de la zona, se comprueba que todas las conexiones (electrónicas y de suministro de voltaje) están operativas. Asimismo, se verifica que el ensamblaje no ha afectado al funcionamiento de las celdas, realizando para ello una medida de las ganancias de la zona completa con un dispositivo experimental similar al utilizado en la calibración de las unidades de detección (sección 5.4.2). Por último, la zona se somete a varias pruebas de calificación espacial en el INTA (vibraciones y vacío) y se almacena hasta que se efectúe la integración del RICH.

Como se ha comentado en el capítulo 5, el ensamblaje del plano de detección del RICH se está realizando en el CIEMAT. En la figura 7.5 se comparan los valores de ganancia obtenidos después del montaje de una de las zonas rectangulares con los de la calibración. El desplazamiento global del valor de la ganancia en un 2% que se observa en la distribución no es indicativo de variación en la respuesta de las celdas, ya que puede ser debido a diferencias en la temperatura a la que se han hecho las medidas. En la figura 7.6 se muestra esta zona integrada en la estructura soporte del plano.



**Figura 7.5:** Comparación entre las ganancias de una zona rectangular medidas después del montaje y las obtenidas en la calibración de las unidades de detección (sección 5.4.2).



**Figura 7.6:** Zona rectangular integrada en la estructura soporte del plano de detección del RICH.

---

## Conclusiones

Una vez definido el diseño del RICH de AMS-02, el objetivo de esta tesis es validarlo a través del estudio exhaustivo en el laboratorio de los elementos principales que componen el detector: el radiador y el plano de detección. Este estudio se ha completado con los resultados obtenidos exponiendo un prototipo del detector a un haz de iones y mediante la simulación del detector con técnicas Monte Carlo.

En el caso del radiador, se ha estudiado el comportamiento óptico de varias muestras de aerogel de silicio con índices de refracción  $n=1.03$  y  $1.05$  obtenidas de dos fabricantes distintos: Matsushita Electric Works Ltd. (MEW) y el Instituto de Catálisis Boreskov (BIC), con objeto de escoger el material que finalmente formará el radiador del RICH de vuelo.

En primer lugar se han caracterizado ópticamente las muestras, midiendo en el laboratorio los parámetros que describen los procesos de propagación de la luz a través de las mismas en el rango de longitud de onda de 200 a 800 nm. Los resultados obtenidos indican que las muestras que presentan mejor calidad óptica son MEW con  $n=1.03$  y BIC con  $n=1.03$  y  $1.05$ . Por otro lado, la medida del rendimiento de los distintos tipos de aerogel, que se ha obtenido instalando las muestras en el prototipo del detector y exponiéndolas a un haz de iones, ha confirmado los resultados observados en el laboratorio. Además, con el prototipo se ha comprobado que la resolución en la medida de la velocidad y de la carga que proporcionan los aerogeles estudiados cumplen las exigencias fijadas por los objetivos científicos del detector.

También se han estudiado las variaciones de la calidad óptica de las muestras en las condiciones ambientales relevantes en todas las etapas de la misión: almacenamiento (variaciones de temperatura y humedad ambientes), alto vacío ( $P \sim 1.2 \times 10^{-6}$  mbar) y gradientes de temperatura en vacío ( $T \in (-40^\circ\text{C}, +70^\circ\text{C})$ ,  $P \sim 10^{-5}$  mbar). Las muestras que se han sometido a estas pruebas no han presentado daños físicos ni modificaciones en sus características ópticas que comprometan su rendimiento como radiadores Čerenkov para el RICH.

Por otro lado el estudio de envejecimiento en alto vacío, que se ha realizado con las mejores muestras a  $P \sim 1.2 \times 10^{-6}$  mbar durante seis meses y medio, ha permitido estimar una pérdida de rendimiento óptico de aproximadamente un 4% por año, que supone una

disminución  $\leq 12\%$  durante los tres años de duración de la misión. Sin embargo, de acuerdo con un estudio realizado con la simulación del RICH, no se espera que esta pérdida tenga un efecto importante en el análisis de los datos. En este estudio se consideran aerogeles con  $n=1.03$  y  $1.05$  con características ópticas iguales a las que presentan las mejores muestras medidas en el laboratorio y que han sufrido una disminución de la calidad óptica aproximadamente el doble que la estimada en la prueba de envejecimiento. Los resultados obtenidos indican que, en la región de energía  $E > 10$  GeV, la eficiencia de detección disminuiría hasta el  $50\%$  ( $n=1.03$ ) y  $65\%$  ( $n=1.05$ ), mientras que la resolución en velocidad que se obtendría sería del  $0.1\%$  y  $0.12\%$ , respectivamente.

La consideración de los resultados expuestos ha llevado a la colaboración RICH a escoger como radiador para el RICH de AMS-02 el aerogel con índice de refracción  $1.05$  y  $25$  mm de grosor suministrado por el Instituto de Catálisis Boreskov. Este material presenta una calidad óptica buena y no se ha observado degradación de sus propiedades en las pruebas realizadas en distintas condiciones ambientales. Aún en caso de envejecimiento del material, la cantidad de fotones Čerenkov que produce es significativamente mayor que la proporcionada por los aerogeles con índice  $1.03$ , garantizando una eficiencia de detección alta durante la misión, siempre mayor que el  $70\%$  para protones. La resolución en la medida de la velocidad que proporciona es del  $0.12\%$ , y aunque es peor que la obtenida con radiadores de índice  $1.03$  ( $0.1\%$ ), satisface los requerimientos de detección del RICH.

El trabajo realizado con el plano de detección comprende el estudio de los elementos que lo forman (fotomultiplicadores, electrónica de *front-end*, apantallamiento magnético y guías de luz) y su instrumentación, que consiste en realizar una distribución óptima de los fotomultiplicadores, atendiendo tanto al funcionamiento del plano como al cableado.

En el caso de los fotomultiplicadores, se ha estudiado la respuesta del modelo escogido (Hamamatsu R7600-00-M16) y el efecto que los campos magnéticos producen en ésta, comprobando que efectivamente satisface todos los requisitos del experimento. Medidas realizadas en campos magnéticos similares a los que habrá en el plano de detección del RICH una vez esté instalado en AMS-02, indican que el apantallamiento diseñado es suficientemente eficiente como para asegurar que la degradación de la respuesta de los fotomultiplicadores debida al campo se mantiene dentro de un nivel tolerable, menor que el  $5\%$  en la ganancia. Además se ha observado que la configuración del campo dentro del apantallamiento es compleja, por lo que se concluye que es necesario calibrar todos los fotomultiplicadores del plano con el campo magnético real creado por el imán superconductor una vez esté ensamblado AMS-02.

Para llevar a cabo la instrumentación del plano se han calibrado todas las unidades de detección, formadas por un fotomultiplicador y su electrónica de *front-end* asociada. Con estas medidas se ha determinado los voltajes de alimentación para todos los fotomultiplicadores del RICH de forma que se opera a una ganancia suficientemente alta como para detectar niveles de luz tan bajos como un fotón, pero que a la vez permite detectar sin saturar la electrónica un mínimo de  $100$  fotones, cumpliendo con los objetivos científicos del RICH (detección de la luz Čerenkov de partículas con carga hasta  $Z \sim 26$ ). En el cableado se han considerado las restricciones que el carácter espacial del experimento impone en el consumo de potencia y peso total del detector, que resultan en un número limitado de conexiones electrónicas y de alta tensión que es posible realizar. Esto implica la necesi-

dad de agrupar las unidades de detección en líneas comunes de comunicación electrónica y de alto voltaje, distribuyéndolas en el plano de forma que se garantiza tanto un muestreo adecuado de la señal proporcionada por los fotomultiplicadores como una respuesta del plano lo más uniforme posible. Además, la ubicación y orientación de las unidades se ha realizado de manera que la influencia del campo magnético creado por el imán de AMS-02 en la respuesta de los fotomultiplicadores sea lo menor posible.

Por tanto, se ha obtenido para las 160 líneas de alto voltaje que alimentan los fotomultiplicadores del RICH unos valores que abarcan el intervalo de 720 a 885 V. La distribución en ganancia que se obtiene con estos voltajes para los 10880 canales tiene un valor mínimo de 75 ADC y un promedio de 100 ADC, lo que proporciona un rango dinámico mínimo de 100 fotones y un promedio de 168 fotones. Además, la dispersión de los valores de ganancia es del  $\sim 13\%$ , prácticamente igual a la intrínseca de cada fotomultiplicador, por lo que se ha conseguido que la respuesta del plano de detección tenga la máxima uniformidad que es posible alcanzar con estos fotomultiplicadores.

Por último, puesto que el apantallamiento magnético reduce la aceptación geométrica de los fotomultiplicadores, se ha instrumentado cada fotomultiplicador con una guía de luz. El diseño de la guía se ha concebido de forma que transmite de manera eficiente los fotones Čerenkov preservando la información espacial que estos poseen, proporcionando además una cobertura máxima del plano de detección y del área activa de los fotomultiplicadores.

En esta tesis se ha abordado la validación del diseño de las guías de luz y la fabricación de las unidades para el RICH de vuelo. Para validar el diseño se ha realizado una búsqueda de materiales, se ha comprobado la viabilidad del diseño mediante la fabricación de un prototipo de guía y finalmente se ha medido en el laboratorio la eficiencia de transmisión de la luz de la guía fabricada. Para realizar esta medida se ha diseñado un instrumento que permite iluminar la guía incidiendo en 35 direcciones diferentes. Los resultados obtenidos son satisfactorios puesto que se observa que, cualitativamente, las guías construidas proporcionan una eficiencia alta en la transmisión de la luz para ángulos de incidencia polares  $\theta \leq 20^\circ$ , tal y como se espera.

Siguiendo las pautas definidas en la fabricación del prototipo de guía, se fabrican 96 guías que se instalan en el prototipo del RICH. La eficiencia en la transmisión de la luz Čerenkov que se espera de este diseño se verifica desde un punto de vista cuantitativo comparando los resultados del análisis de los datos adquiridos con el prototipo en un haz de iones con los obtenidos con la simulación Monte Carlo del detector. El acuerdo que se obtiene entre el número de fotoelectrones detectados en cada suceso, real y simulado, está dentro del 1% para luz con incidencia polar  $\theta < 35^\circ$ .

Una vez validado el diseño de guía propuesto, se aborda la construcción de las guías de luz para el RICH de vuelo. Para ello se revisa el procedimiento seguido en la fabricación de las guías del prototipo y se introducen las modificaciones necesarias para obtener piezas de mejor calidad. Además, se someten los materiales utilizados a una prueba de vacío ( $P \sim 3.3 \times 10^{-1}$  mbar) y de ciclado térmico (de  $-30^\circ\text{C}$  a  $+70^\circ\text{C}$  con un 10% de humedad relativa ambiental) mediante las que se comprueba que las propiedades ópticas de los materiales se mostrarán prácticamente inalteradas (con variaciones en la transmisión de la luz menores que el 3%) durante la operación del detector en el espacio.

Las medidas de la eficiencia de transmisión de la luz realizadas en el laboratorio con-

firman que las guías de luz construidas para el RICH de vuelo se comportan igual que las del prototipo, y dado que éstas se han probado satisfactoriamente en un haz de iones, se concluye que las guías de luz del RICH de AMS-02 proporcionarán una eficiencia de transmisión alta para luz que incide con  $\theta \leq 20^\circ$ , que es el rango angular esperado para fotones Čerenkov producidos en aerogel de silicio de índice de refracción  $n=1.05$ .

La validación del diseño del RICH de AMS-02 ha dado luz verde a la construcción del detector de vuelo, que actualmente se lleva a cabo en el CIEMAT. Los estudios específicos realizados en esta tesis garantizan que el funcionamiento del detector en las condiciones extremas en las que va a operar durante la misión, será el que requiere el experimento. Esto es de vital importancia para poder cumplir con los objetivos científicos marcados, ya que el detector estará inaccesible desde el momento del lanzamiento y por tanto no será posible realizar reparaciones o mejoras a posteriori.

# A

---

## La misión AMS-01

Antes de abordar la construcción del detector que se instalará en la Estación Espacial, la colaboración AMS construyó un prototipo con capacidades de detección reducidas para realizar un vuelo de prueba en el transbordador espacial Discovery. El objeto de este vuelo precursor fue validar los principios de diseño y el funcionamiento del detector en las condiciones del lanzamiento y del espacio exterior. En particular, se quería comprobar que:

1. AMS es capaz de funcionar satisfactoriamente en el espacio, es decir, en condiciones de alto vacío con variaciones de temperatura en el rango de  $-65^{\circ}\text{C}$  a  $+40^{\circ}\text{C}$  y soportando una intensa radiación con núcleos pesados que afecta al funcionamiento de la electrónica.
2. El detector puede soportar las fortísimas vibraciones durante el despegue, de  $\sim 150$  dB, y la aceleración de  $3g$  y deceleración de  $6.5g$  en el despegue y aterrizaje, respectivamente.

Además, con este vuelo precursor, se pudo ganar experiencia en la toma de datos en condiciones reales y utilizar las medidas para refinar el detector definitivo, AMS-02.

### A.1 Descripción del detector

AMS-01 es un espectrómetro magnético formado por un imán permanente con un detector de trazas de silicio en su interior, complementado con tres tipos de contadores: veto, tiempo de vuelo y Čerenkov. En la figura A.1 se muestra un esquema del detector.

El imán permanente está compuesto por 6400 bloques de  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  de alta pureza, agrupados en 64 sectores y formando un cilindro de 1.1 m de diámetro interior, 800 mm de altura y 1.9 t de peso. El campo magnético generado es dipolar, perpendicular al eje longitudinal del imán, con una intensidad máxima es de 0.14 T que corresponde a un poder de curvatura a lo largo del eje del cilindro de  $BL^2=0.14 \text{ Tm}^2$ .

El detector de trazas está formado por 6 planos detectores instrumentados parcialmente con sensores de silicio de doble cara, sumando un área sensible total de  $3 \text{ m}^2$  y 70000 canales

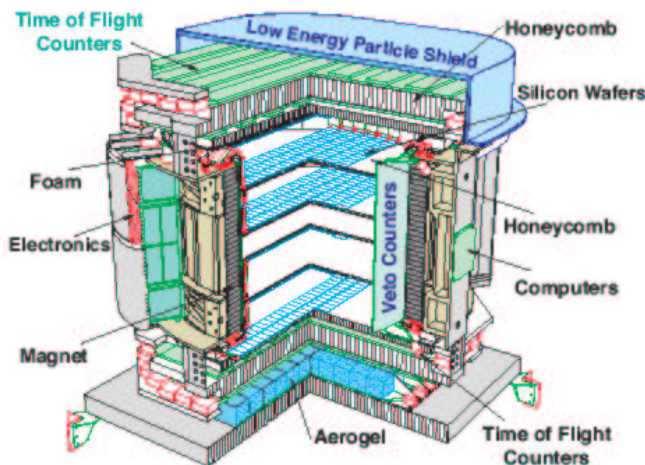


Figura A.1: Esquema del prototipo AMS-01.

de lectura. La resolución en la medida de la posición de las partículas que lo atraviesan es de  $10\ \mu\text{m}$  en el plano de curvatura y  $3\ \mu\text{m}$  en el plano perpendicular, que proporciona una resolución en momento  $\sigma_p/p=7\%$  a  $10\ \text{GeV}$ .

El veto consiste en una capa cilíndrica de 16 tiras de plástico centelleador de  $1\ \text{cm}$  de grosor que rodea al detector de trazas. Su función es la de detectar las partículas que atraviesan lateralmente el detector o aquellas generadas en el interior del mismo, para vetarlas a nivel de disparo del detector. La luz producida en cada centelleador se conduce mediante guías de luz a un fotomultiplicador (Hamamatsu R2490-1).

El contador de tiempo de vuelo consta de cuatro planos de centelleadores, situados dos a dos por encima y por debajo del imán. Cada plano tiene un área de  $1.6\ \text{m}^2$  y está formado por 14 tiras de plástico centelleador. La luz generada en cada tira se detecta mediante tres fotomultiplicadores (Hamamatsu R5900) situados en sus extremos.

Este contador mide el tiempo de vuelo de las partículas con una precisión de  $\sim 120\ \text{ps}$  y proporciona el disparo general del detector, que consiste en la coincidencia de señales en los 4 planos y la no coincidencia con la señal del veto. Además, mide la carga de las partículas a partir de la energía depositada por centelleo.

El contador Čerenkov está colocado debajo de los planos inferiores del TOF. Está formado por dos planos radiadores de losetas de aerogel de silicio de  $113.5 \times 113.5 \times 10\ \text{mm}^3$  con índice de refracción  $n=1.036$ . Los planos se dividen en celdas (10 en el superior y 11 en el inferior), en cada una de las cuales se apilan 8 losetas de aerogel y se conecta un fotomultiplicador (Hamamatsu R5900).

Este detector mide la luz Čerenkov emitida por electrones ( $>1.9\ \text{MeV}$ ), piones ( $>520\ \text{MeV}$ ), protones ( $>3.5\ \text{GeV}$ ) y helio ( $14.0\ \text{GeV}$ ), lo que permite identificar antiprotones hasta energías de  $4\ \text{GeV}$ . Además, da una medida independiente del sentido de propagación (ascen-

dente o descendente) de las partículas.

Las partes superior e inferior de AMS-01 se cubren con un blindaje de fibra de carbono para absorber partículas de baja energía (hasta varios MeV).

## A.2 La misión

AMS-01 se instaló en la bodega del transbordador espacial Discovery y se lanzó al espacio (vuelo STS-91) el 2 de Junio de 1998 (ver figura A.2). El vuelo tuvo una duración de 10 días, siendo sus objetivos llevar suministros a la estación espacial MIR y realizar 100 horas de toma de datos con AMS. Las latitudes geográficas cubiertas fueron  $\pm 57^\circ$  a una altitud entre 320 y 390 km. Tanto el funcionamiento del detector como el campo magnético y la temperatura fueron monitorizados continuamente.



**Figura A.2:** AMS-01 a bordo del transbordador espacial Discovery visto desde la estación espacial MIR.

Después del vuelo, AMS-01 fue calibrado en dos aceleradores: el GSI en Darmstadt y el PS (Proton-Synchrotron) del CERN. En el primero se expuso a haces de helio y carbono a 1.0–5.6 GV, en 600 ángulos y posiciones incidentes, sumando un total de  $4.5 \times 10^7$  sucesos. En el CERN la calibración se realizó con protones y piones en la región de energía de 2 a

14 GeV, con 1200 ángulos y posiciones incidentes y un total de  $10^8$  sucesos. El objetivo de la calibración fue comprobar que el funcionamiento de AMS no se había degradado durante la misión.

### A.3 Resultados

A pesar del diseño reducido del detector y del corto tiempo de exposición AMS-01 acumuló una estadística de 99.5 millones de sucesos. Las medidas proporcionaron unos resultados substancialmente mejores que los obtenidos hasta la fecha en otros experimentos. Estos resultados se resumen brevemente a continuación, pudiendo encontrarse los detalles en las referencias [93, 94, 95, 96, 97, 98].

AMS-01 midió con gran precisión el flujo de partículas en los rayos cósmicos a distintas latitudes geomagnéticas en los rangos de energía cinética que se muestran en la tabla A.1. La gran estadística acumulada en diferentes posiciones geográficas confirmó la isotropía del flujo de rayos cósmicos primarios al nivel del por ciento.

Partícula	Energía cinética (GeV)	# Sucesos
Protones	0.1 – 200	$10^7$
Helio	0.1 – 100 GeV/n	$10^6$
Electrones	0.2 – 30	$10^5$
Positrones	0.2 – 3	$10^5$

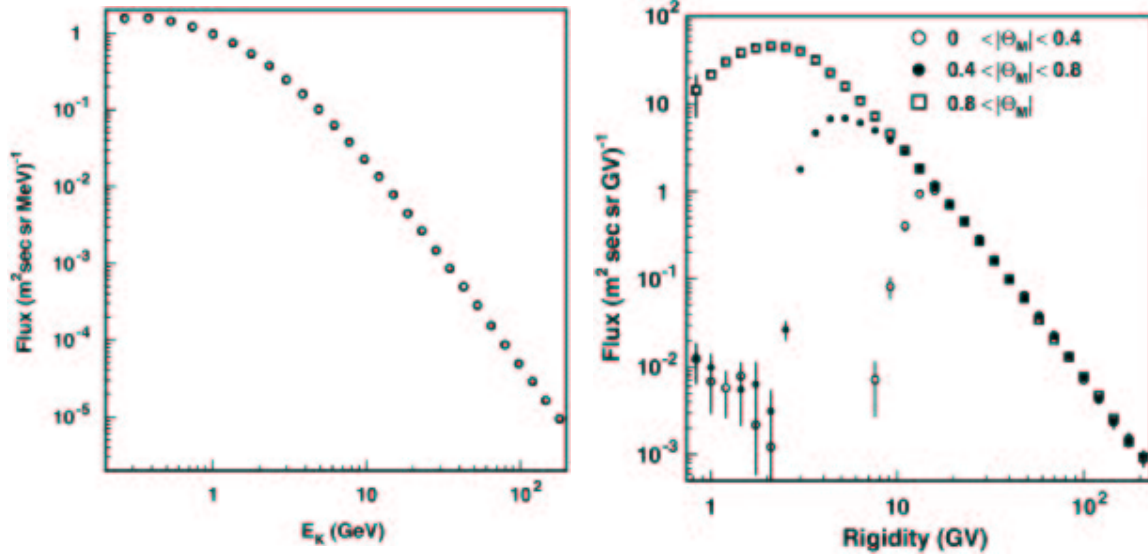
**Tabla A.1:** Medidas realizadas por AMS-01: partículas detectadas, rangos de energía cinética cubiertos y estadística acumulada.

Por encima del umbral geomagnético, los espectros de protones y helio se parametrizaron con una ley de potencias, determinando los flujos e índices espectrales que se indican en la figura A.3. En la figura A.4 se compara el espectro medido por AMS-01 y los obtenidos con otros experimentos.

La estadística de núcleos de helio acumulada fue de  $2.86 \times 10^6$ , no detectándose ningún núcleo de  $\overline{\text{He}}$ . Por tanto, estas medidas establecen el límite superior del cociente  $\overline{\text{He}}/\text{He}$  en  $1.1 \times 10^{-6}$  con un nivel de confianza del 95% (figura A.5).

Para cada flujo de partículas se detectó y midió un flujo secundario con energías inferiores al corte geomagnético, que se interpreta como partículas generadas en la atmósfera que quedan atrapadas dentro del campo magnético terrestre, y que es distinto al que se obtiene extrapolando las medidas proporcionadas por experimentos en satélite y en globos aerostáticos.

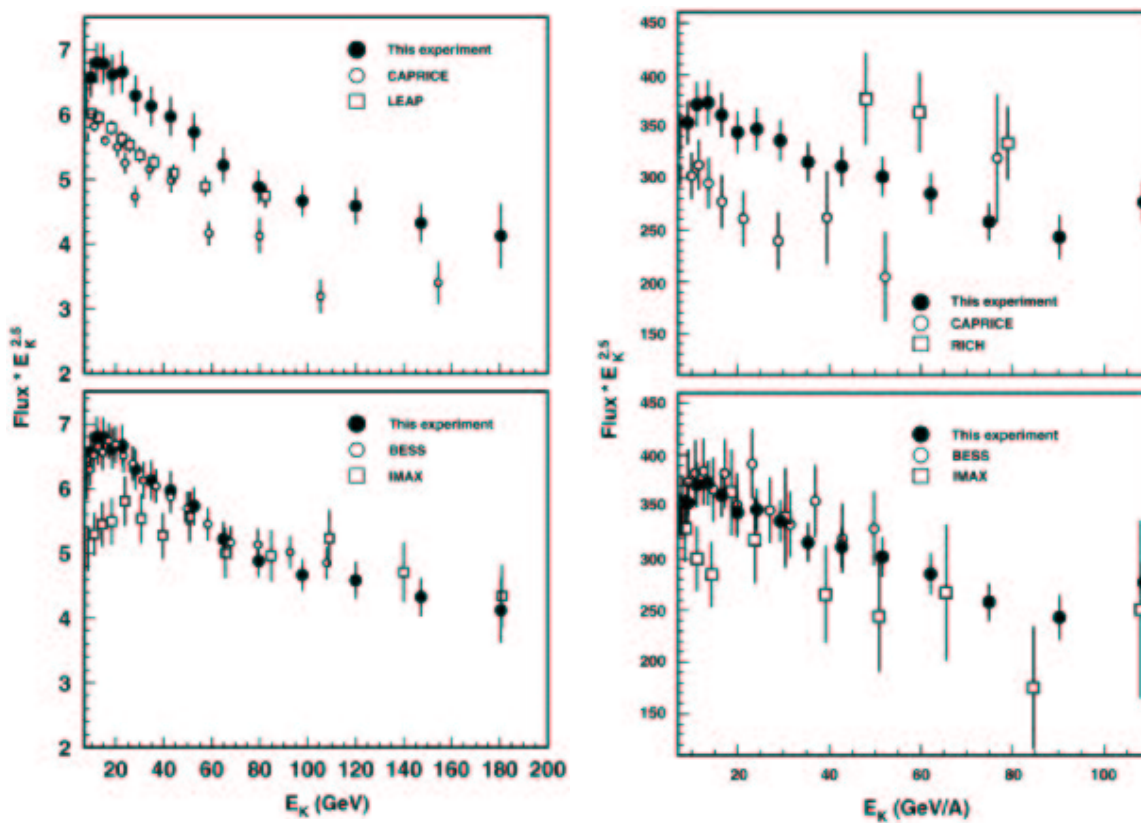
La intensidad de este espectro depende de la latitud geomagnética ( $\Theta_M$ ), siendo máxima en las regiones ecuatoriales ( $\Phi \sim 70$  ( $\text{m}^2 \text{ s sr}^{-1}$  en el caso de protones). Se observa que los



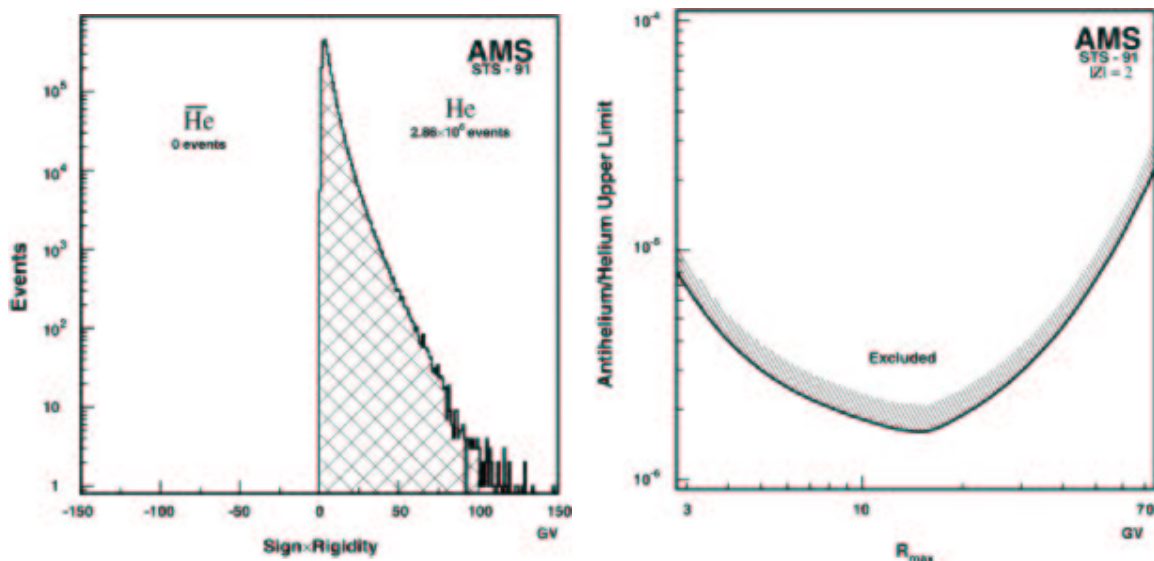
**Figura A.3:** Flujo de protones (izqda) y helio (dcha) medidos con AMS-01. Ajustando los datos a una ley de potencias se obtienen los índices espectrales y flujos siguientes:  $\gamma = 2.78 \pm 0.009$  (ajuste)  $\pm 0.019$  (sist) y  $\Phi_0 = 17.1 \pm 0.15$  (ajuste)  $\pm 1.3$  (sist)  $\pm 1.5$  ( $\gamma$ )  $\frac{\text{GV}^{2.78}}{\text{m}^2 \text{ s sr MV}}$  para protones en el rango de rigideces  $10 < R < 200$ , y  $\gamma = 2.740 \pm 0.010$  (estad)  $\pm 0.016$  (sist) y  $\Phi_0 = 2.52 \pm 0.09$  (estad)  $\pm 0.13$  (sist)  $\pm 0.14$  ( $\gamma$ )  $\frac{\text{GV}^{2.74}}{\text{m}^2 \text{ s sr MV}}$  para helio en el rango  $20 < R < 200$ .

flujos de partículas ascendentes y descendentes son prácticamente iguales (dentro del 1%) en el rango  $0.3 < |\Theta_M| < 0.8$  (figura A.6). Además, se distinguen en estos flujos partículas que siguen una trayectoria con un tiempo de vuelo corto ( $< 0.2$  s) y largo ( $\geq 0.2$  s). En el primer caso el flujo es aproximadamente isótropo y su origen se localiza a lo largo de las trayectorias del transbordador. En el segundo, se tiene que la distribución angular del flujo es anisótropa y que tanto protones como leptones se originan en zonas geográficas restringidas, siendo la zona de origen de los electrones el sumidero de los positrones y viceversa.

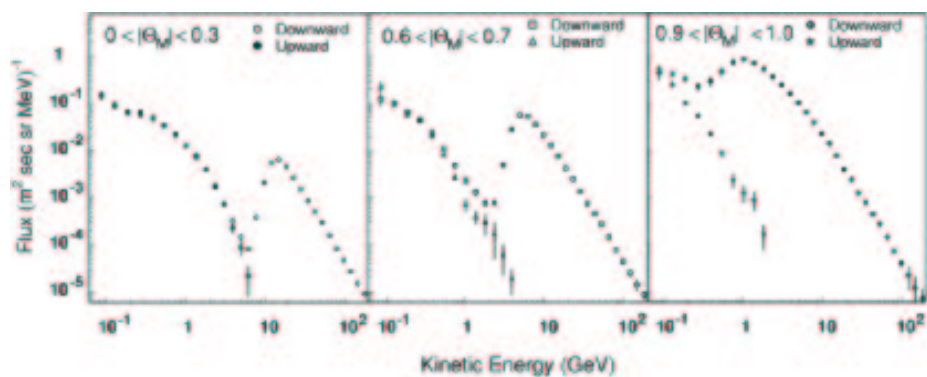
La composición del espectro secundario difiere de la encontrada en los rayos cósmicos primarios. En el flujo de helio se observó que más del 90% de los núcleos detectados corresponden al isótopo  $^3\text{He}$  (figura A.7 izqda), lo que da una proporción de  $^3\text{He}$  y  $^4\text{He}$  muy distinta a la obtenida en el flujo de rayos cósmicos por encima del umbral geomagnético (9 : 1 frente a 15 : 85, respectivamente). Por otro lado, en el flujo secundario de leptones se observa una mayor abundancia de positrones que de electrones, con un valor del cociente  $e^+/e^-$  máximo en el ecuador que disminuye progresivamente hacia los polos (figura A.7 dcha).



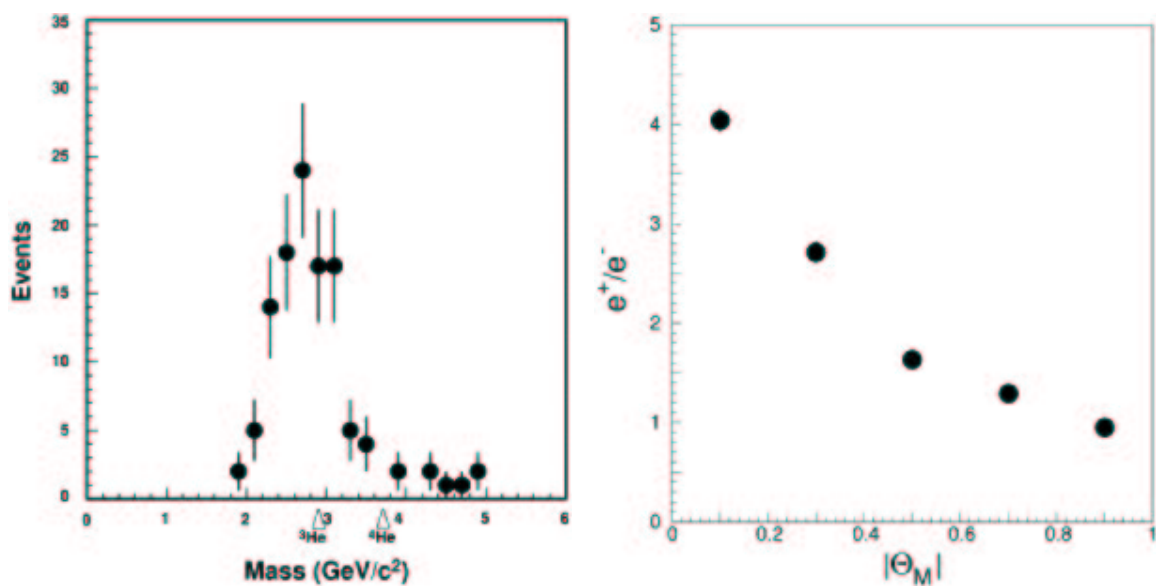
**Figura A.4:** Comparación de flujos de protones (izqda) y helio (dcha) medidos con AMS-01 y otros experimentos (el flujo de protones está multiplicado por  $E^{2.75}$  y se expresa en unidades de  $\text{GeV}^{2.75}/(\text{m}^2 \text{ s sr MeV})$ ; el flujo de helio está multiplicado por  $E^{2.5}$  y se expresa en unidades de  $(\text{GeV}/A)^{2.5}/(\text{m}^2 \text{ s sr})$ ).



**Figura A.5:** *Izqda:* Rigidez multiplicada por el signo de la carga para sucesos seleccionados con  $|Z|=2$ . *Dcha:* Límite superior del cociente de los flujos de  $\bar{\text{He}}$  y  $\text{He}$  en función de la rigidez (nivel de confianza del 95%), obtenido asumiendo que el espectro de rigidez de  $\text{He}$  y  $\bar{\text{He}}$  tienen la misma forma.



**Figura A.6:** Comparación del flujo de protones ascendente y descendente a diferentes latitudes geomagnéticas. Por debajo del corte geomagnético ( $0 \leq |\Theta_M| < 0.8$ ), el acuerdo entre ambos flujos es mejor que el 1%.



**Figura A.7:** **Izqda:** Distribución de masa del espectro secundario de helio para  $|\Theta_M| < 0.6$ , donde se indican las masas de  ${}^3\text{He}$  y  ${}^4\text{He}$ . **Dcha:** Cociente  $e^+/e^-$  integrado en el rango de energía 0.2–2.5 GeV en función de la latitud geomagnética.

# B

---

## Características de funcionamiento de los fotomultiplicadores R7600-00-M16

A continuación se muestran las características de funcionamiento de los fotomultiplicadores Hamamatsu R7600-00-M16 proporcionadas por el fabricante.

Nótese que las diferencias en uniformidad espacial en las direcciones horizontal y vertical se deben a la separación entre píxeles y a la orientación de los dínodos, cuya estructura se deja ver en ambas gráficas (el barrido horizontal se realiza a través de las rendijas y barrido vertical a lo largo de ellas).

# UNIFORMITY OF R5900-00-M16

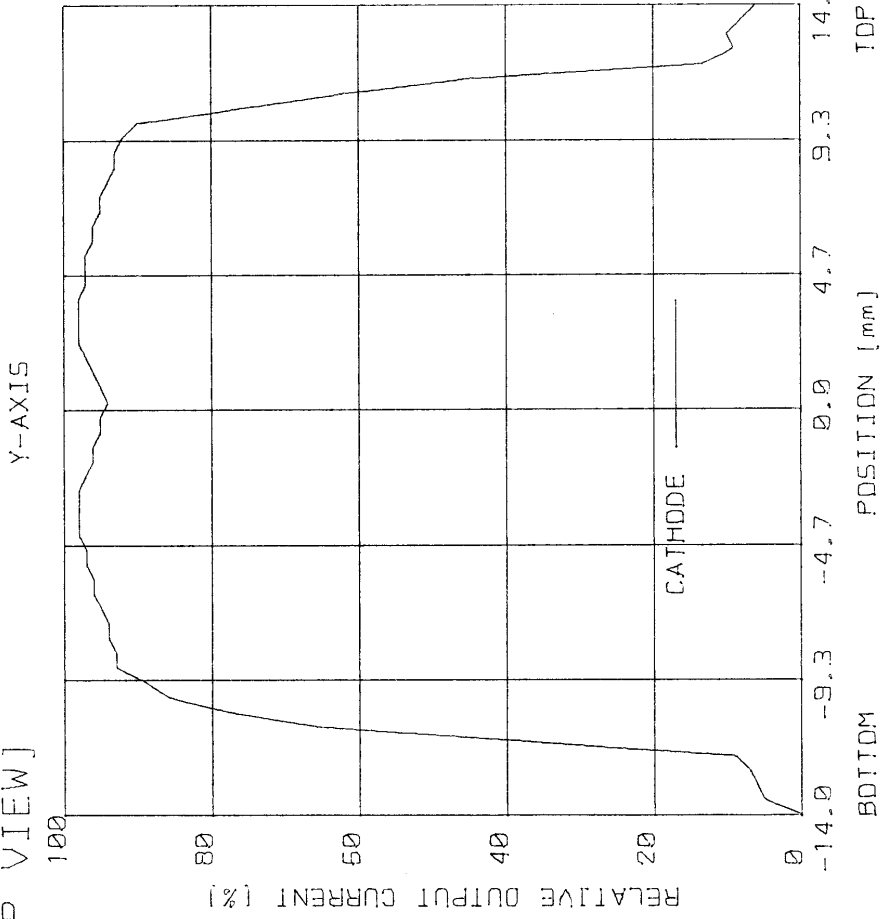
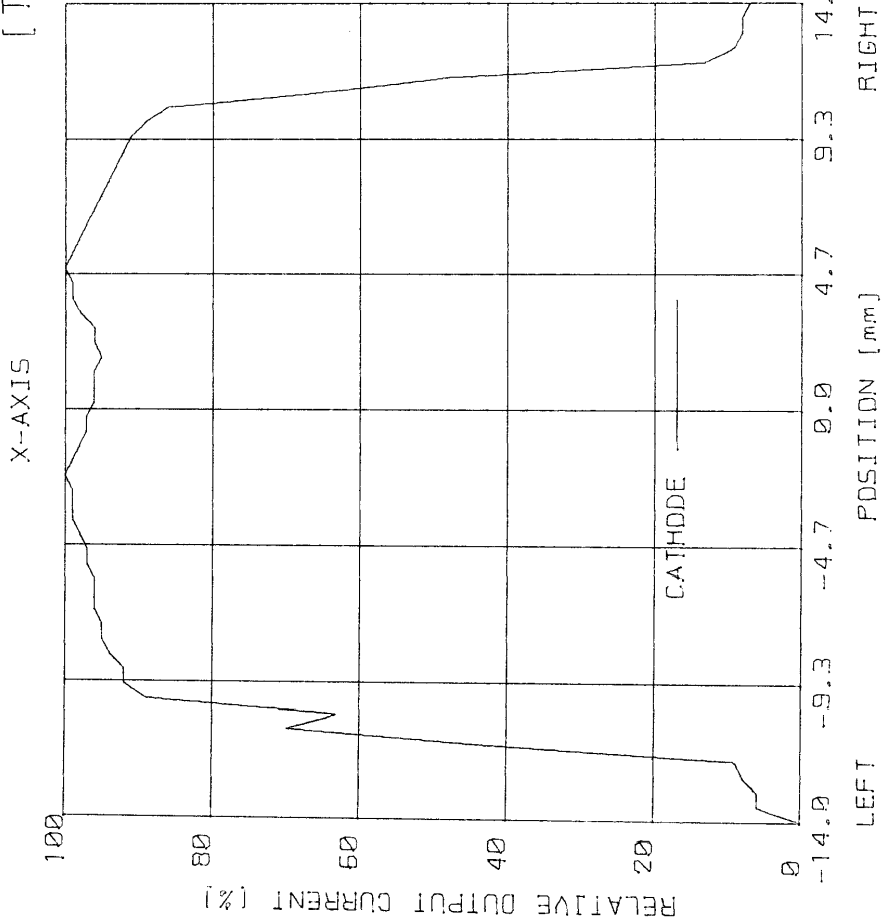
TEST DATE : 001213

SERIAL No. : KA0497

WAVELENGTH : 400 [nm]

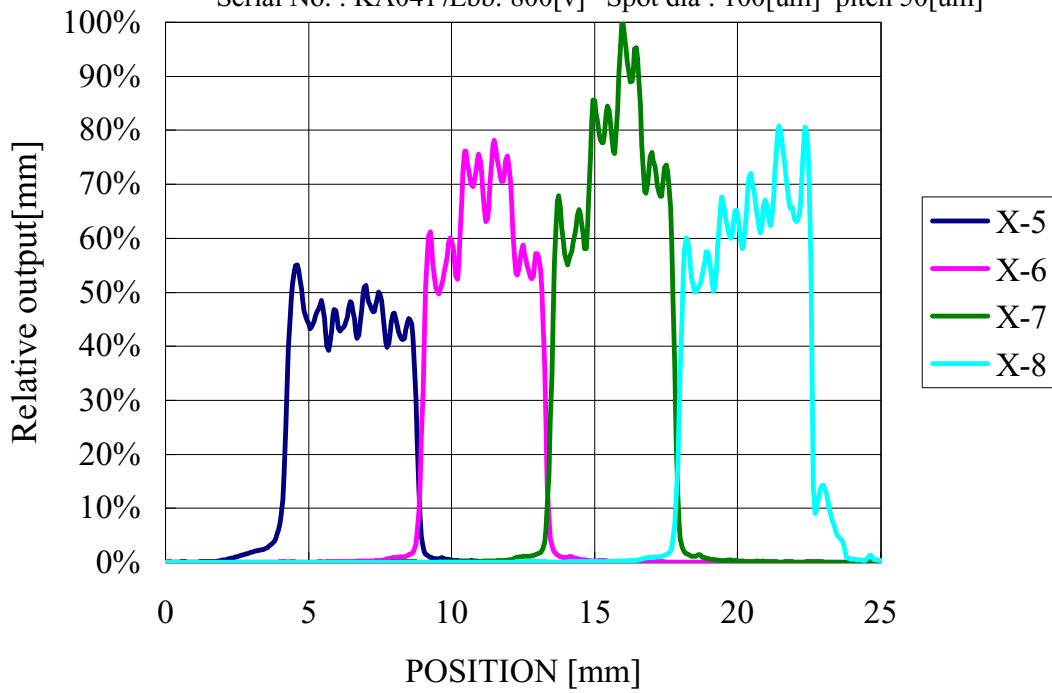
SUPPLY VOLTAGE : 800 [V]

### [TOP VIEW]



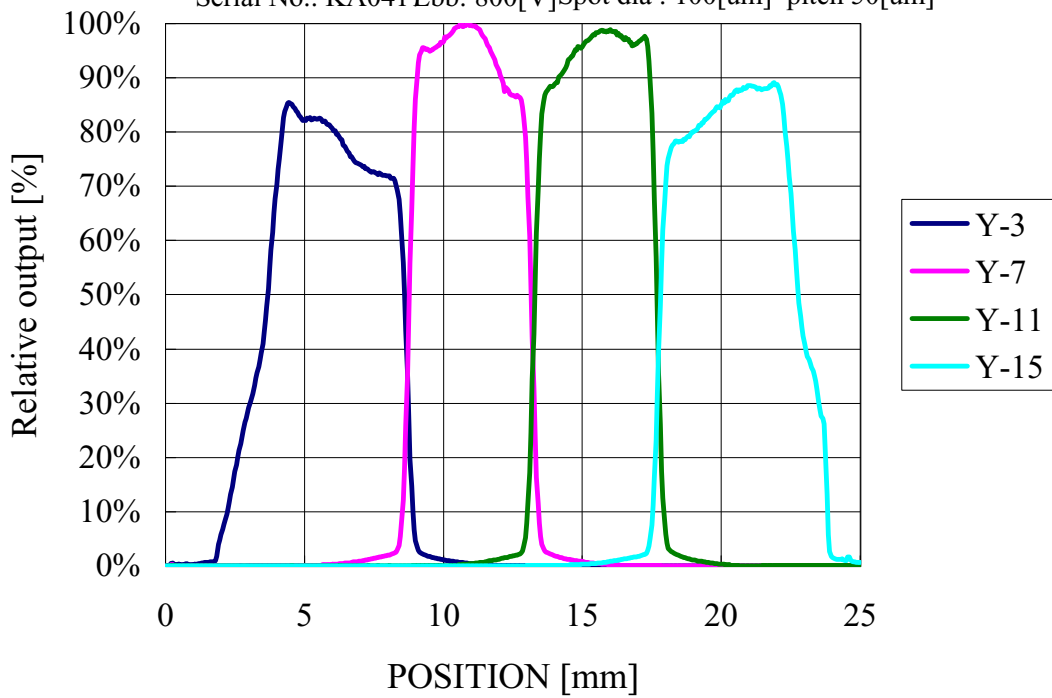
### R5900-00-M16 Spatial Resolution

Serial No. : KA0417Ebb: 800[v] Spot dia : 100[um] pitch 50[um]



### R5900-00-M16 Spatial Resolution

Serial No.: KA041Ebb: 800[V]Spot dia : 100[um] pitch 50[um]



# HAMAMATSU

PRELIMINARY DATA  
MAR. 1999

## MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10

**PATENT**

### 4 × 4 Multianode, High Speed Response, Low Cross-talk Newly Developed "Metal Channel Dynode"

#### GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	17.5 × 17.5	mm
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Metal channel dynode	—
	Number of Stages	12	—
Anode Size		4 × 4	mm
Weight(Including Cable)		Approx.130	g

#### MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1000	Vdc
Average Anode Current		0.01	mA

#### CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	70	—	μA/lm
	Blue (CS-5-58 filter)	—	8	—	μA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	230(50)	—	A/lm
Gain		—	3.3 × 10 <sup>6</sup> (0.7 × 10 <sup>6</sup> )	—	—
Anode Dark Current per Channel (after 30 min. storage in darkness)		—	1(0.5)	—	nA
Time Response (per Channel)	Anode Pulse Rise Time	—	0.83	—	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	—	0.3	—	ns
Pulse Linearity per Channel (±2 % deviation)		—	0.5(5)	—	mA
Cross-talk (4 × 4 mm Aperture)		—	1	—	%
Uniformity Between Each Anode		—	1.3	—	—

**NOTE:** Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

( ) : Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Bleeder) shown below.

#### VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	...	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
H6568	1	1	1	1	1	1	1...1	1	1	1	1	1
H6568-10 (Tapered Divider)	1.5	1.5	1.5	1	1	1	1...1	1	1	2	3.6	

Supply Voltage: 800 Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode

# MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10

Figure 1: Typical Spectral Response

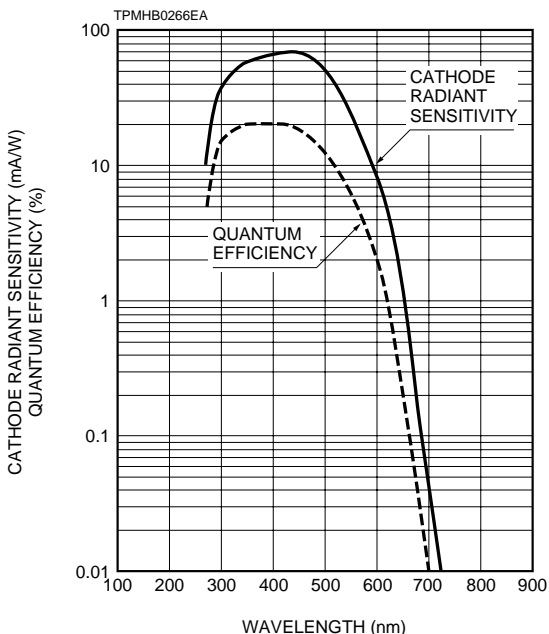


Figure 2: Typical Gain and Anode Dark Current

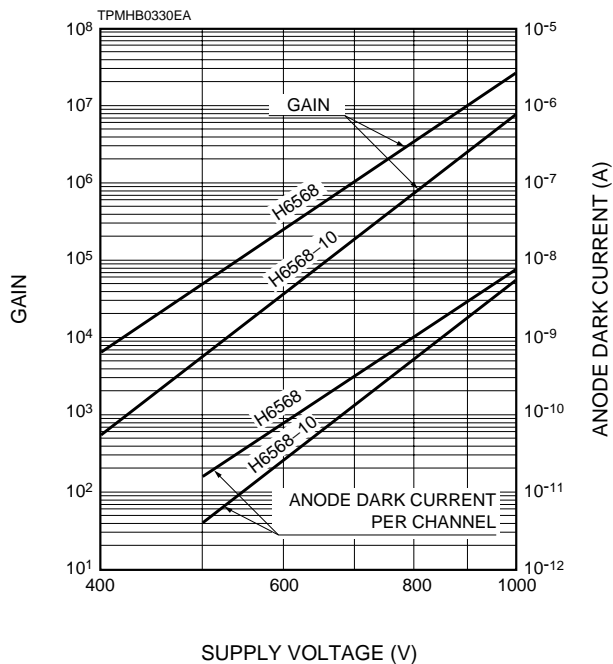


Figure 3: Typical Time Response

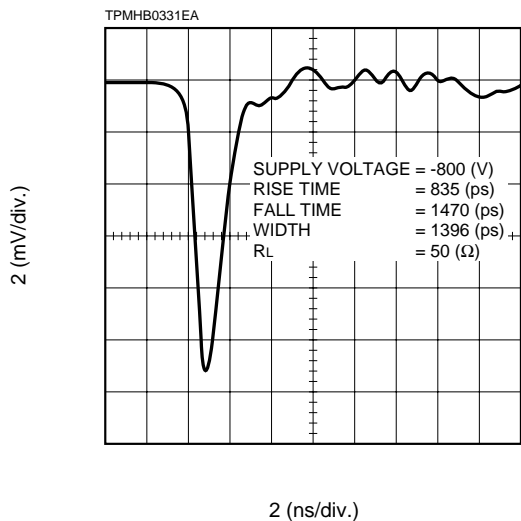


Figure 4: Typical T.T.S.Characteristic

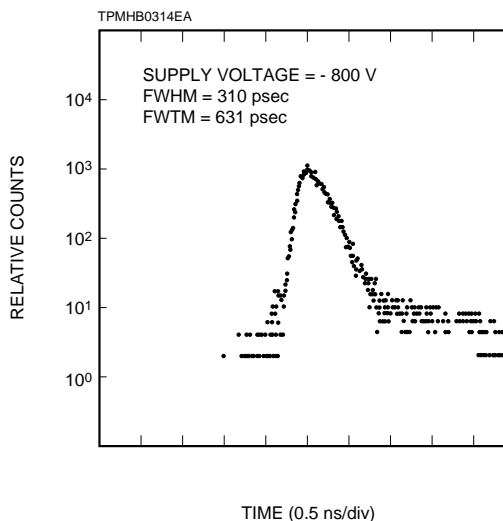


Figure 5: Pulse Linearity per Channel

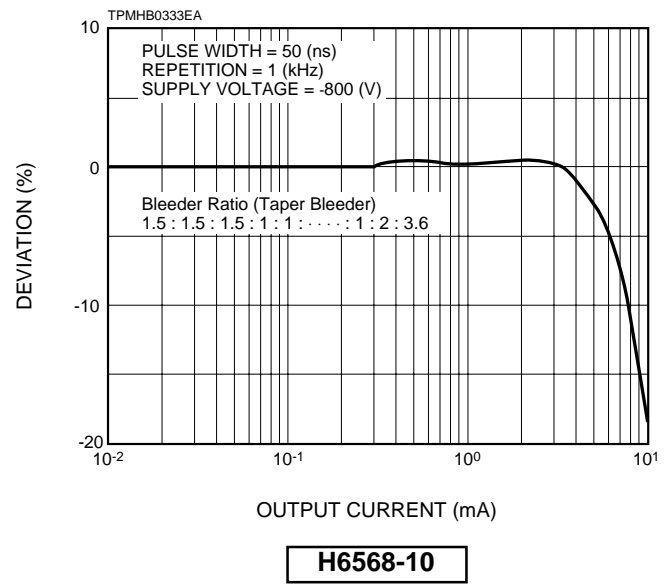
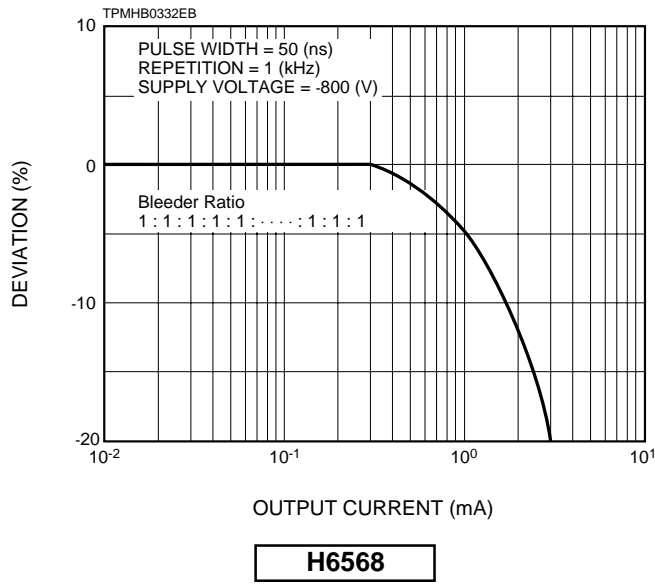


Figure 6: Anode Uniformity (Example)

100	97	97	92
89	82	66	70
66	72	66	76
70	68	69	96

Supply Voltage: 800 V

Light Source: W Lamp (uniform DC light)

Full Illumination

Figure 7: Anode Cross-talk (Example)

0.1	0.8	0.1	*
0.5	100	0.3	*
0.1	0.3	0.1	*
*	*	*	*

Aperture  $4 \times 4$  mm

Supply Voltage: 800 V

Light Source: W Lamp (uniform DC light)

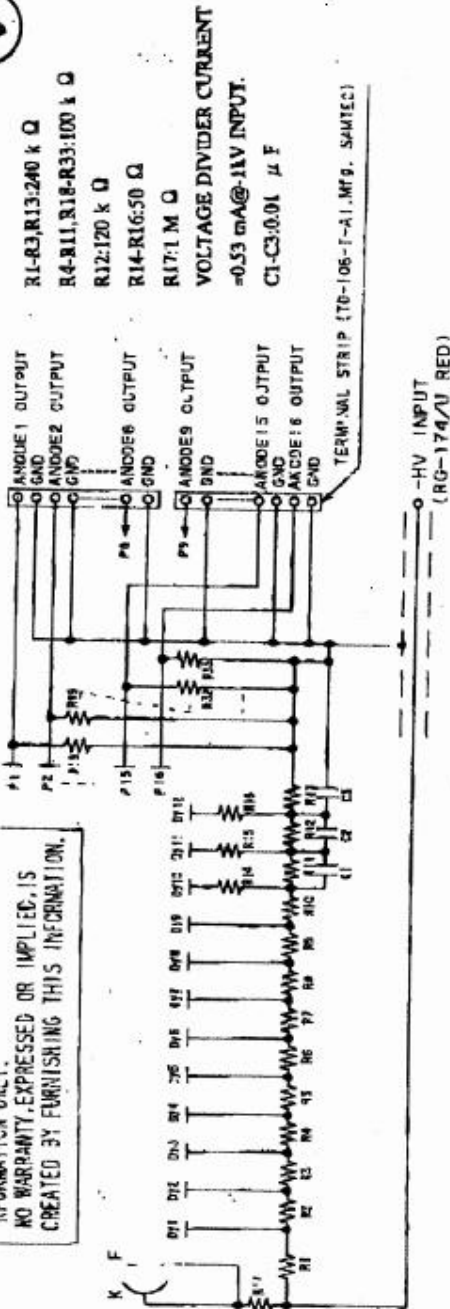
Spot Illumination:  $4 \times 4$  mm

ETC000407 TO HRF/E ATTN: MAX RE: CIEMAT (E)

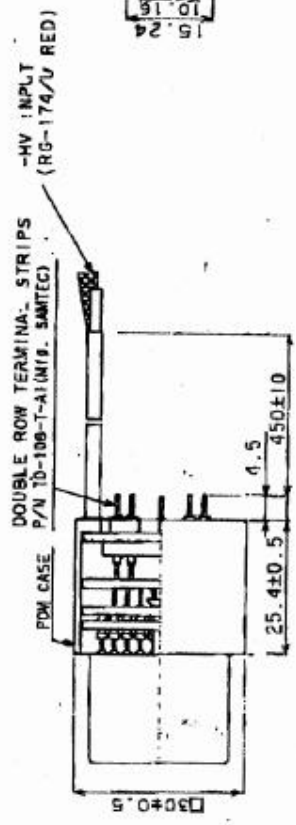
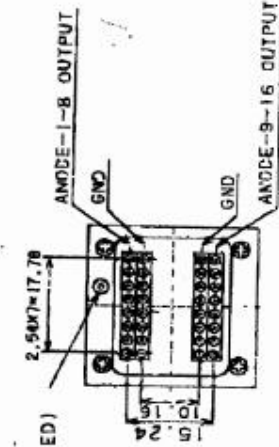
THIS INFORMATION IS FURNISHED FOR INFORMATION ONLY. NO WARRANTY, EXPRESSED OR IMPLIED, IS CREATED BY FURNISHING THIS INFORMATION.

写

(X)



- R1-R3: R13:240 k Ω
  - R4-R11, R18-R33: 100 k Ω
  - R12: 120 k Ω
  - R14-R16: 50 Ω
  - R17: 1 M Ω
- VOLTAGE DIVIDER CURRENT  
= 0.53 mA @ -11V INPUT.  
C1-C3: 0.01 μF



UN, T: 0400  
DATE 4. APR. 2000  
DIMENSIONAL OUTLINE AND VOLTAGE DIVIDER CIRCUIT  
SKETCH NAME

DRAFT: FOR REFERENCE ONLY

R7600M16 ASSY

CHECKED BY: *K. Tomiyama*  
DRAWN BY: *A. Sakamoto*

SCALE 1/1 HAMAMATSU PHOTONICS K.K



# C

---

## Análisis de la señal de los fotomultiplicadores

Para analizar la respuesta de los fotomultiplicadores del RICH de AMS-02 obtenida en las medidas de calibración y poder determinar su ganancia se han desarrollado los dos métodos que se describen a continuación.

El primer método consiste en un análisis estadístico de la señal recogida en el ánodo. En el segundo método se desarrolla un modelo para la respuesta a un fotón con el que se describe la distribución de carga en el ánodo.

### C.1 Método estadístico de determinación de la ganancia

El número de fotoelectrones producidos en el fotocátodo del fotomultiplicador puede describirse mediante la estadística de Poisson<sup>1</sup>,

$$C_n = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}$$

donde  $C_n$  es la probabilidad de que se produzcan  $n$  fotoelectrones y  $\mu = \sum_{i=0}^n i C_i$  la media de su distribución. La carga recogida en el ánodo está formada por la superposición de las señales generadas por 0, 1, 2, ...,  $n$  fotoelectrones que, asumiendo linealidad en la respuesta del fotomultiplicador<sup>2</sup>, están centradas en 0,  $Q$ ,  $2Q$ , ...,  $nQ$ , con  $Q$  la ganancia del fotomultiplicador.

El análisis de las señales proporcionadas por los fotomultiplicadores se realiza con circuitos electrónicos que generan una señal de ruido aleatorio llamada pedestal, que puede describirse en buena aproximación mediante una distribución gaussiana. La posición del pedestal, es decir, el valor medio de la gaussiana  $\mu_{ped}$ , define el origen de las señales de carga recogida en el ánodo, cuyos valores medios se expresan en este caso como  $\mu_{ped} + nQ$ .

---

<sup>1</sup>Considerando un nivel de iluminación bajo.

<sup>2</sup>Es decir, que se mantiene la proporcionalidad entre la radiación incidente y la carga recogida en el ánodo.

Por tanto, la media de la distribución de carga en el ánodo se escribe como

$$\mu_A = \frac{\mu_{ped} C_0 + (\mu_{ped} + Q) C_1 + \cdots + (\mu_{ped} + nQ) C_n}{\sum_{i=0}^n C_i} = \mu_{ped} + Q \mu \quad (C.1)$$

y la ganancia del fotomultiplicador es

$$Q = \frac{\mu_A - \mu_{ped}}{\mu} \quad (C.2)$$

Una variante de este método consiste en separar las contribuciones de señal (con luz) y ruido electrónico y realizar un análisis análogo al anterior considerando únicamente la primera. Se tiene entonces que la media de la distribución de señal es análoga a la mostrada en la expresión C.1 pero sin el término que corresponde a la contribución de cero fotones, es decir,

$$\mu_A^r = \frac{\sum_{i=1}^n (\mu_{ped} + iQ) C_i}{\sum_{i=1}^n C_i} = \frac{\mu_{ped} + Q \mu}{1 - e^{-\mu}}$$

donde se ha hecho la sustitución  $C_0 = e^{-\mu}$ . Por tanto, la ganancia es

$$Q^r = \frac{1 - e^{-\mu}}{\mu} (\mu_A^r - \mu_{ped}) \quad (C.3)$$

siendo el factor  $\mu' = \mu/(1 - e^{-\mu})$  la media de la distribución de  $i \geq 1$  fotoelectrones. De esta forma se obtiene una expresión para la ganancia cuya dependencia con el valor de la media de la Poisson de los fotoelectrones producidos es menor que la obtenida anteriormente (ecuación C.2), ya que está suavizada por el factor  $1 - e^{-\mu}$ .

## C.2 Modelo paramétrico de la respuesta a un fotón

El modelo paramétrico que se ha desarrollado para describir la respuesta a un fotón que proporciona un fotomultiplicador se basa en que la multiplicación de electrones a través de la cadena de amplificación sigue la estadística de Poisson.

De acuerdo con esta hipótesis la probabilidad de que, por emisión secundaria, salgan  $n$  electrones del primer dínodo de la etapa de amplificación tras la incidencia de un electrón procedente del fotocátodo<sup>3</sup> es

$$P_1(n|\mu_1) = e^{-\mu_1} \frac{\mu_1^n}{n!} \quad (C.4)$$

siendo  $n = 0, 1, 2, \dots$  y  $\mu_1$  un parámetro que tiene en cuenta la amplificación, la eficiencia cuántica del fotocátodo y la eficiencia de colección del primer dínodo.

Para los demás dínodos de la cadena, se consideran el suceso “emisión de electrones en un dínodo” y la cantidad aleatoria  $\zeta$  que representa el número de electrones emitidos. De acuerdo con esto, pueden definirse las probabilidades de emisión de  $k$  electrones en el

<sup>3</sup>En una formulación más general, deberían considerarse la etapa donde se produce la fotoemisión – ya sea fotocátodo o primer dínodo – y el dínodo donde se produce la primera amplificación.

dínodo  $M - 1$  ( $P_{M-1}(\zeta_{M-1} = k)$ ) y de  $n$  electrones en el dínodo  $M$  ( $P_M(\zeta_M = n)$ ). La probabilidad de que ocurran ambos sucesos puede escribirse como

$$P(\zeta_{M-1} = k, \zeta_M = n) = P_M(\zeta_{M-1} = k | \zeta_M = n, \mu_M) P_{M-1}(\zeta_{M-1} = k)$$

donde  $P(\zeta_{M-1} = k | \zeta_M = n, \mu_M)$  es la probabilidad de la emisión de  $n$  electrones condicionada a la llegada de  $k$  electrones del dínodo anterior, y  $\mu_M$  es un parámetro asociado al dínodo  $M$  que tiene en cuenta la amplificación y la eficiencia de colección de los  $k$  electrones procedentes del dínodo  $M - 1$ . Por tanto, la distribución del número de electrones emitidos en el dínodo  $M$  viene dada por la probabilidad marginal de la variable  $\zeta_M$ , es decir,

$$P_M(\zeta_M = n | \mu_M) = \sum_{k=1}^{\infty} P(\zeta_{M-1} = k | \zeta_M = n, \mu_M) P_{M-1}(k) + \delta(n, 0) P_{M-1}(0)$$

Considerando los  $M > 1$  dínodos de la cadena de amplificación y aplicando la hipótesis inicial (C.4), el número de electrones emitidos en el último dínodo (y por tanto recogidos en el ánodo) se escribe como

$$\begin{aligned} P_M(\zeta_M = n | \mu_M, \dots, \mu_1) &= \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\mu_M k)} \frac{(\mu_M k)^n}{n!} P_{M-1}(k | \mu_{M-1}, \dots, \mu_1) \\ &+ \delta(n, 0) P_{M-1}(0 | \mu_{M-1}, \dots, \mu_1) \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

con  $n = 0, 1, 2, \dots$ . La media y la varianza de la función C.5 son

$$E[\zeta] = \prod_{i=1}^M \mu_i = \mu_1 \mu_2 \cdots \mu_M \quad (\text{C.6})$$

$$\begin{aligned} V[\zeta] &= \left( 1 + \sum_{k=2}^M \prod_{j=k}^M \mu_j \right) \prod_{i=1}^M \mu_i = \\ &= (\mu_1 \mu_2 \cdots \mu_M)^2 \left( \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_1 \mu_2} + \cdots + \frac{1}{\mu_1 \mu_2 \cdots \mu_M} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

donde  $\zeta$  es la cantidad aleatoria que describe el número de electrones que se recogen en el ánodo. De las expresiones anteriores se deduce que si bien el valor medio es independiente del orden en que se dispongan los dínodos, la varianza será menor si las amplificaciones mayores se colocan al principio de la cadena, es decir, que un factor de amplificación pequeño (grande) en el primer dínodo se traduce en una distribución final con mayor (menor) dispersión. En términos de la media y la varianza, se pueden expresar la ganancia y la anchura de la distribución C.5 como  $Q = E[\zeta]$  y  $\sigma = \sqrt{V[\zeta]}$ , respectivamente.

Expresando en el límite continuo la recurrencia definida en (C.4) y (C.5) se obtiene la relación

$$P_M(x) = \int_0^{\infty} e^{-\mu z} \frac{(\mu z)^x}{\Gamma(x+1)} P_M(\mu z) dz \quad (\text{C.8})$$

donde  $x$  y  $z$  son las variables continuas equivalentes a las variables discretas  $n$  y  $k$ . Una función que cumple en muy buena aproximación la ecuación de replicación anterior y describe satisfactoriamente la respuesta del fotomultiplicador cuando incide un fotón [99] es

$$P(x|\lambda, s) = N(\lambda, s) \frac{\lambda^{x/s} (x/s)^{1/2}}{\Gamma((x/s) + 1)} \quad x, \lambda \text{ y } s \in \mathcal{R}^+ \quad (\text{C.9})$$

con  $P(x|\lambda, s) = 0$  para  $x \notin \mathcal{R}^+$ .  $N(\lambda, s)$  es el factor de normalización y  $\lambda$  y  $s$  (factor de escala) son parámetros reales. El valor medio (ganancia) y la varianza (relacionada con la anchura de la señal) de la función anterior pueden calcularse a partir de  $\lambda$  y  $s$  mediante las expresiones

$$Q(\lambda, s) = s\lambda \frac{\partial \ln I(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (\text{C.10})$$

$$\sigma^2(\lambda, s) = s\lambda \frac{\partial E[\zeta|\lambda, s]}{\partial \lambda} \quad (\text{C.11})$$

donde  $I(\lambda)$  denota la integral

$$I(\lambda) = \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^u u^{1/2}}{\Gamma(u + 1)} du$$

### C.2.1 Caracterización de la señal del fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16

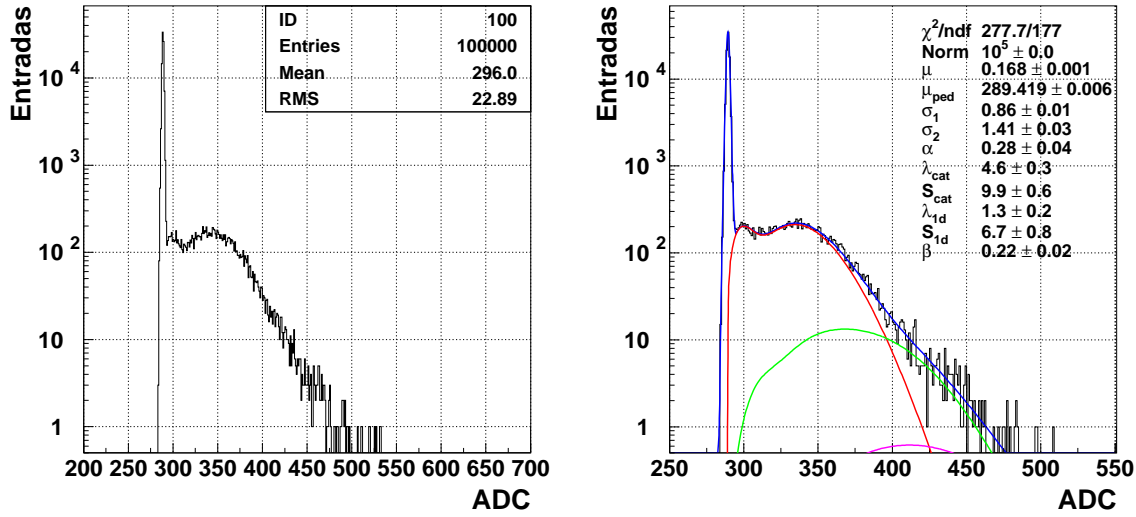
A continuación se expone cómo se han aplicado los métodos descritos en el análisis de las señales obtenidas en las calibraciones de los fotomultiplicadores del RICH.

Las medidas se han realizado en régimen de fotón único, donde la mayoría de los sucesos que detecta el fotomultiplicador se deben a la incidencia de un solo fotón. Por tanto, la respuesta que se obtiene del fotomultiplicador es la superposición de las señales generadas por un número pequeño de fotoelectrones ( $n \lesssim 5$ ),

$$P_T = \sum_{i=0}^n C_i P_i \quad (\text{C.12})$$

donde  $C_i$  es la probabilidad de tener  $i$  fotoelectrones, asumiendo que este proceso sigue la estadística de Poisson,  $P_0$  es la gaussiana que describe el pedestal y  $P_i$  es la señal generada por  $i \geq 1$  fotoelectrones. Se muestra un ejemplo de distribución real obtenida con este fotomultiplicador en la figura C.1 (izqda).

En el caso del método estadístico, el cálculo de la ganancia mediante la expresión C.3 requiere determinar el valor medio de las distribuciones de fotoelectrones producidos en el fotocátodo ( $\mu$ ), de ruido electrónico ( $\mu_{ped}$ ) y de señal producida por  $i \geq 1$  fotoelectrones ( $\mu_A^r$ ).



**Figura C.1:** **Izqda:** Respuesta a un fotón típica obtenida con el fotomultiplicador Hamamatsu R7600-00-M16 (distribución de carga recogida en el ánodo digitalizada según el factor 1 ADC=0.005 pC). **Dcha:** Se superpone en la figura anterior el ajuste de la función C.12 (azul) y en rojo, verde y rosa las contribuciones de 1, 2 y 3 fotones, respectivamente.

El cálculo de la primera se realiza teniendo en cuenta que la probabilidad de que no se produzca ningún fotoelectrón es igual a la fracción del número de sucesos que forman el pedestal ( $N_{ped}$ ) respecto al número total de sucesos ( $N_T$ ), es decir

$$C_0 = e^{-\mu} = \frac{N_{ped}}{N_T} \Rightarrow \mu = -\log \frac{N_{ped}}{N_T} \quad (C.13)$$

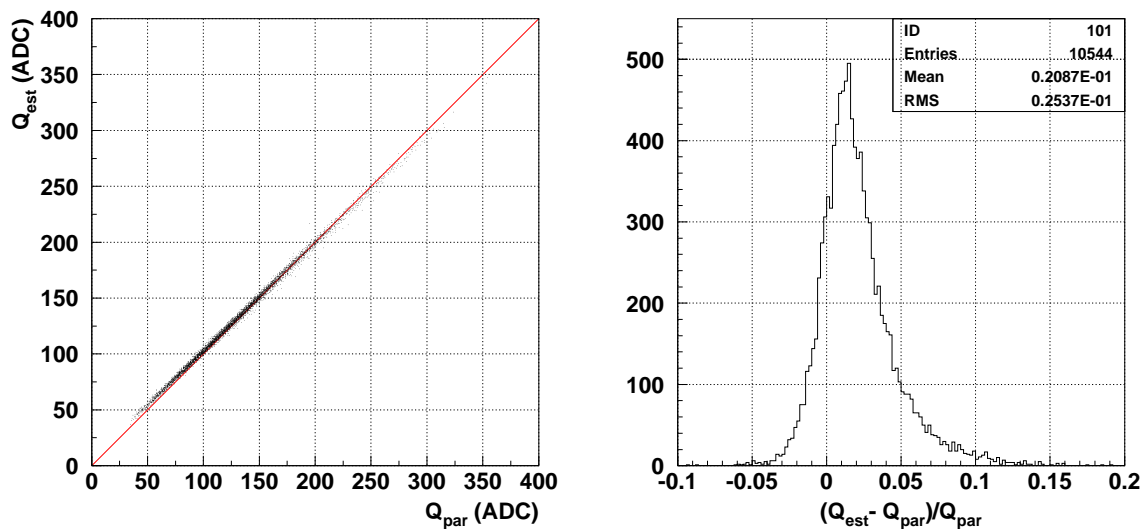
donde se ha considerado que el pedestal es la parte de la distribución de carga en el ánodo que abarca desde su comienzo hasta el valor  $\mu_{ped} + 3\sigma_{ped}$ , con  $\sigma_{ped}$  la anchura del pedestal. Tanto  $\mu_{ped}$  como  $\sigma_{ped}$  se determinan mediante el ajuste de una gaussiana y la media de la señal se obtiene a partir de la distribución en el ánodo considerando los valores de carga superiores a  $\mu_{ped} + 3\sigma_{ped}$ .

En el método paramétrico la señal producida por un fotón ( $P_1$ ) se describe con la función C.9, cuyo valor medio es la ganancia del fotomultiplicador ( $Q$ ). Cuando inciden  $i \geq 2$  fotones, y asumiendo que a esos niveles de luz la respuesta del fotomultiplicador es lineal, las señales obtenidas ( $P_i$ ) se describen con la función C.9, considerando un valor medio igual a  $iQ$  y una anchura  $\sqrt{i}\sigma$ .

Teniendo en cuenta estas definiciones, el ajuste de la función C.12 a la distribución de carga recogida en el ánodo (ver figura C.1 dcha) permite obtener los valores de los parámetros  $\lambda$  y  $s$  a partir de los cuales se calcula la ganancia del fotomultiplicador. Los detalles de este análisis pueden consultarse en la referencia [90].

En la figura C.2 se comparan las ganancias calculadas con los dos métodos en la calibración de las 680 unidades de detección del RICH (presentada en la sección 5.4.2). En la gráfica izquierda se representan los valores de ganancia obtenidos y se superpone una recta de pendiente unidad. El acuerdo entre ambos resultados es muy bueno, aunque se observan pequeñas discrepancias en los extremos de baja y alta ganancia, obteniendo con el método estadístico valores ligeramente superiores (inferiores) a los del método paramétrico, respectivamente.

Esto se debe a que, para ganancias bajas, la parte de la distribución de carga en el ánodo que corresponde a la señal con luz tiene una anchura pequeña y se sitúa muy cercana al pedestal, por estar menos amplificada. Entonces, el límite entre pedestal y señal con luz fijado en el valor  $\mu_{ped} + 3\sigma_{ped}$  abarca el pedestal y parte de la señal con luz, considerando un  $N_{ped}$  mayor que el real y por tanto, subestimando el valor del parámetro  $\mu$  y obteniendo  $Q_{est} > Q_{real}$ . En el caso de ganancias altas sucede lo contrario, es decir, que las distribuciones en el ánodo están muy amplificadas, con lo que el límite proporciona un  $N_{ped}$  menor que el real, llevando a un valor de  $\mu$  mayor que se traduce en una ganancia  $Q_{est} < Q_{real}$ . En el método paramétrico se asume que el valor de  $\mu$  no tiene sesgo al ser un parámetro libre del ajuste. En la gráfica C.2 (dcha) se muestra que el acuerdo entre ambas ganancias está dentro del 2%.



**Figura C.2:** Comparación de las ganancias con el método estadístico ( $Q_{est}$ ) y el método paramétrico ( $Q_{par}$ ) obtenidas en el análisis de los datos de calibración de los fotomultiplicadores del RICH.

Por último, comentar que el método estadístico requiere un tiempo de computación mucho menor que el paramétrico, por lo que resulta útil para obtener de manera rápida la ganancias de los fotomultiplicadores (por ejemplo, para analizar las medidas de verificación del funcionamiento de los fotomultiplicadores que se realizan a lo largo de la construcción del plano de detección del RICH).



# D

---

## Prueba de supervivencia térmica de las unidades de detección

Como se ha comentado, la temperatura es un factor de gran importancia en el plano de detección del RICH, ya que durante la operación en la Estación Espacial habrá variaciones considerables de esta magnitud. Por tanto, antes de instalar las unidades de detección en el plano, se les ha sometido a una prueba de supervivencia térmica para detectar los ASIC o fotomultiplicadores defectuosos, cuyo funcionamiento se degradará prematuramente en el transcurso de la misión.

La prueba se ha realizado a las 680 unidades calibradas previamente, junto con los miembros de la colaboración RICH del LPSC (Francia). Ésta consiste en 8 ciclos térmicos que abarcan el rango de temperatura<sup>1</sup> de  $-30^{\circ}\text{C}$  a  $+55^{\circ}\text{C}$ , con una duración de  $6^{\text{h}} 20^{\text{m}}$  cada uno (ver figura D.1 izqda). Los ciclos se han realizado en una cámara climática donde se han colocado las unidades de detección sin conectar (figura D.1 dcha). Para medir la temperatura se han colocado entre las unidades sensores Dallas DS18B20, similares a los que se instalarán en el plano de detección del RICH (ver sección 7.2).

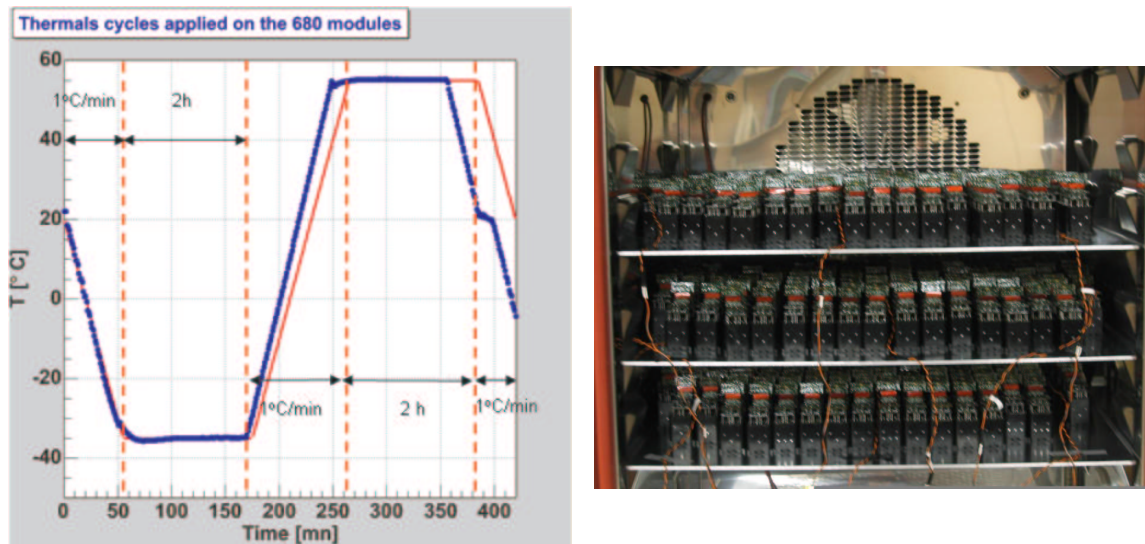
Se han calibrado las 680 unidades de detección después del ensayo tal y como se describe en la sección anterior, obteniendo señales semejantes a las observadas en la calibración precedente. Solamente en el caso de 3 fotomultiplicadores y 2 ASIC se observa una degradación de la señal que indica un deterioro del funcionamiento del dispositivo.

En la figura D.2 (izqda) se comparan las ganancias obtenidas después de la prueba con las de la calibración anterior, observando un aumento del 4% que se debe a la diferencia de temperatura ambiente a la que se han realizado ambas medidas, que se ha estimado en<sup>2</sup>  $-10^{\circ}\text{C}$ . Por otro lado, la posición del pedestal no ha variado en media después de la

---

<sup>1</sup>El sistema térmico del RICH se ha diseñado de manera que la temperatura en el plano no exceda los valores de supervivencia de los fotomultiplicadores, establecido por el fabricante en  $-30^{\circ}\text{C} - +50^{\circ}\text{C}$ , ya que para la electrónica de *front-end* este intervalo es más amplio: de  $-40^{\circ}\text{C}$  a  $+85^{\circ}\text{C}$  (calidad industrial).

<sup>2</sup>La variación de la respuesta de los fotomultiplicadores con la temperatura se debe principalmente al



**Figura D.1:** **Izqda:** Ciclos térmicos realizados a las 680 unidades de detección del RICH vuelo. **Dcha:** Cámara climática con las unidades de detección y los sensores de temperatura (cables) preparados para realizar la prueba térmica.

prueba, aunque hay desplazamientos dentro de  $\pm 5$  cuentas de ADC (figura D.2 dcha). No se observan cambios significativos en la anchura del pedestal. Estos datos indican que el funcionamiento de las unidades que han superado la prueba no se ha visto afectado por los ciclos térmicos.

Por tanto, con esta prueba se han podido identificar y sustituir fotomultiplicadores y ASIC defectuosos, que se habrían estropeado al inicio de la misión. Por otro lado, la variación de la ganancia con la temperatura que se observa indica la necesidad de controlar la temperatura del plano de detección, no solamente a nivel de supervivencia u operación, sino también para realizar las correcciones oportunas en el análisis de los datos.

---

efecto que ésta tiene en los procesos de fotoemisión y emisión secundaria y puede cuantificarse mediante la sensibilidad del ánodo. En el caso de un fotomultiplicador con un fotocátodo bialcalino, la sensibilidad varía aproximadamente  $-0.2\%/^{\circ}\text{C}$  en el rango de longitud de onda 300–600 nm [100], por lo que para una diferencia de temperaturas  $\Delta T = -10^{\circ}\text{C}$  se tiene un aumento de la sensibilidad del  $\sim 5\%$ , que es compatible con la variación de ganancia observada.

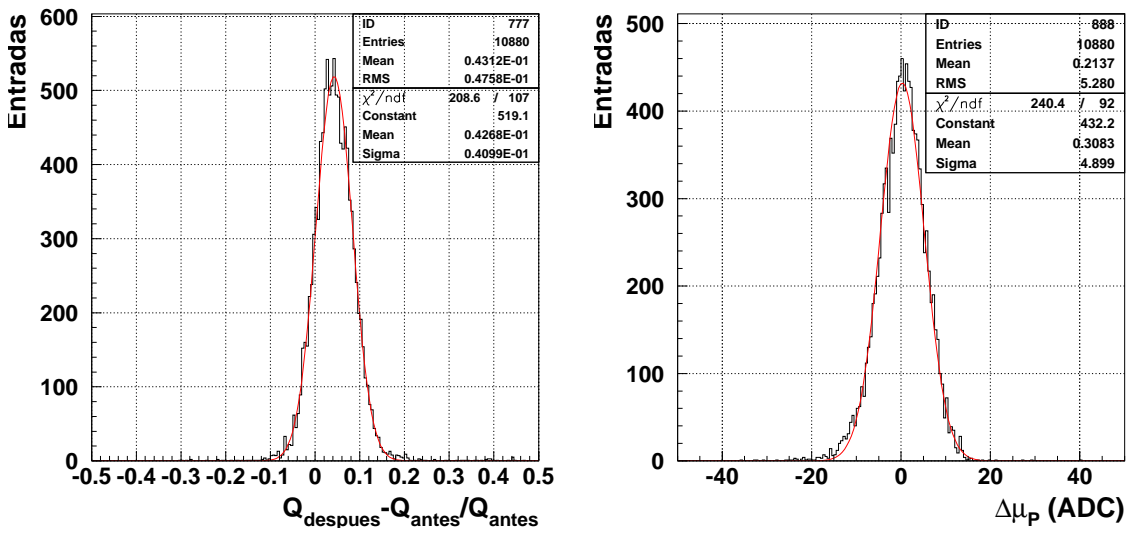


Figura D.2: Comparación de la ganancia (izqda) y de la posición del pedestal (dcha) antes y después de la prueba térmica.



# E

---

## Medida de la eficiencia de las guías de luz en el laboratorio

La medida de la eficiencia de las guías de luz en el laboratorio se ha realizado con el dispositivo experimental descrito en la sección 6.2.4. Éste consiste básicamente en una fuente de luz (LED) y un sensor CMOS que proporciona una imagen bidimensional de la luz transmitida por la guía.

Las imágenes obtenidas contienen, además de la información relevante, efectos instrumentales que es necesario eliminar antes de proceder a su análisis. En este apéndice se describe el trabajo realizado para reducir y analizar los datos obtenidos con este dispositivo. La herramienta informática utilizada ha sido IDL (*Interactive Data Language*).

### E.1 Reducción de las imágenes

#### E.1.1 Bias

La extracción del nivel cero electrónico del sensor se ha implementado en el programa de adquisición de datos. El procedimiento seguido es el siguiente: se toman varias imágenes sin luz para eliminar la carga acumulada, a continuación se toma una imagen con luz (datos) y se le subtrae la última imagen de ruido adquirida. Como el nivel de ruido se determina para cada una de las imágenes tomadas, la corrección considera las variaciones de éste a lo largo de la toma de datos.

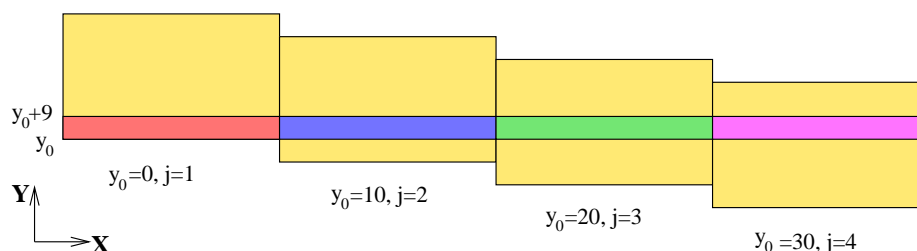
#### E.1.2 Variación de la sensibilidad del sensor

La corrección de la no uniformidad de la respuesta del sensor se realiza dividiendo la imagen de los datos (previamente corregida del bias) entre una imagen tomada con iluminación uniforme (*flat field*) que evidencia la diferencia de sensibilidad entre píxeles.

Con el dispositivo experimental descrito no es posible iluminar uniformemente el sensor, y tampoco se dispone de una medida independiente del perfil de los LED a partir de la cual poder obtener la imagen de corrección. Por tanto, se han realizado una serie de medidas

en las que se exponen distintas zonas del sensor a la misma iluminación y se ha comparado la cantidad de luz detectada en cada una de ellas para determinar su sensibilidad relativa.

Puesto que se ha observado previamente una variación notable de la sensibilidad en la dirección vertical del sensor, las medidas consisten en un barrido en la dirección  $Y$  con un paso de micrómetro equivalente a 10 píxeles, de manera que para una dimensión vertical de 512 píxeles se tienen  $j=51$  bandas horizontales expuestas al mismo patrón de iluminación (ver figura E.1).



**Figura E.1:** Esquema del barrido en la dirección  $Y$ , donde se exponen a la misma iluminación 51 bandas horizontales del sensor de 10 píxeles de anchura cada una.

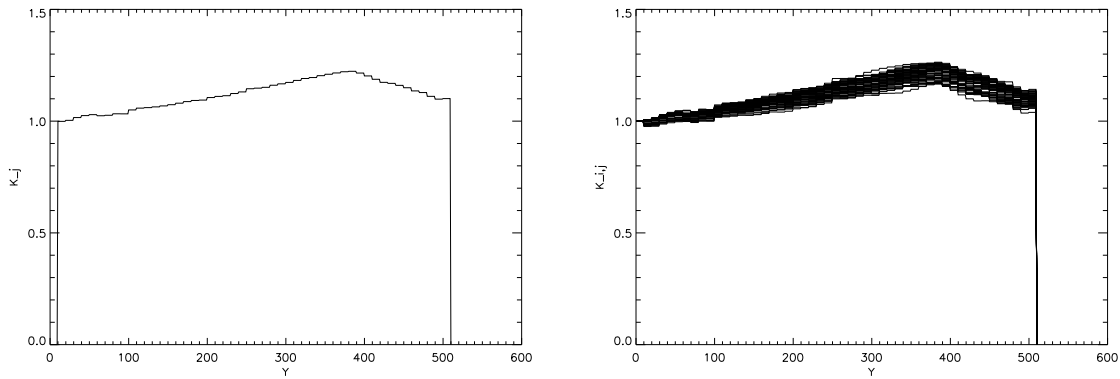
Asumiendo que la respuesta de los píxeles de cada banda es la misma y tomando como referencia la banda inferior, se estima la sensibilidad relativa de las bandas mediante el cociente entre la intensidad integrada en cada una de ellas y en la banda de referencia, es decir

$$K_j = \frac{\Sigma(\text{cuentas})_{\text{banda } j}}{\Sigma(\text{cuentas})_{\text{banda } 1}}$$

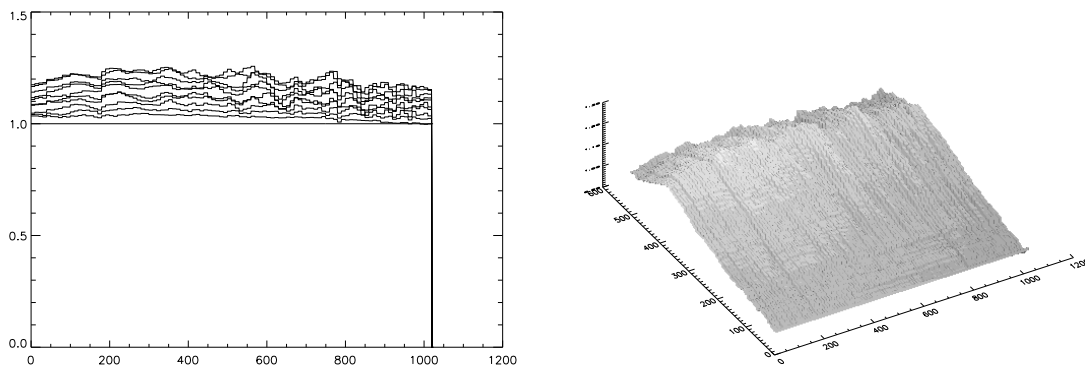
donde  $K_1=1$  para la banda de referencia. En la figura E.2 (izqda) se representan los 51 valores del coeficiente  $K_j$  obtenidos en el barrido completo. Se observa que la sensibilidad aumenta en la dirección vertical del sensor hasta llegar a un máximo cuyo valor es un  $\sim 20\%$  mayor que el inicial.

Para considerar la variación de la sensibilidad de los píxeles a lo largo de la dirección horizontal, se ha dividido el sensor en  $i=102$  bandas verticales de 10 píxeles de anchura, y se ha obtenido para cada una de ellas un perfil de sensibilidad como el mostrado en la figura E.2 (izqda). Los coeficientes  $K_{ij}$  obtenidos se muestran en la figura E.2 (dcha) para una selección de 50 franjas verticales. El perfil de sensibilidad del sensor a lo largo del eje  $Y$  sigue el mismo patrón en todas las bandas verticales consideradas, con un máximo localizado en el mismo punto cuya amplitud varía entre un 17% y un 26% del valor de referencia.

También se han estudiado los perfiles de sensibilidad en la dirección horizontal del sensor. En la figura E.3 se han representado los coeficientes  $K_{ij}$  en función de  $X$  obtenidos en 12 franjas horizontales. Las curvas correspondientes a la zona inferior del sensor son prácticamente planas, mientras que en la zona cercana al máximo en  $Y$  la variación en  $X$  también es máxima, llegando a ser del  $\sim 10\%$ .



**Figura E.2:** **Izqda:** Perfil de variación de la sensibilidad del sensor en la dirección  $Y$ , considerando bandas horizontales de 10 píxeles de anchura que abarcan todo el sensor. **Dcha:** Perfiles análogos al anterior, donde cada curva corresponde a una banda vertical de 10 píxeles de anchura.



**Figura E.3:** **Izqda:** Perfil de variación de la sensibilidad del sensor en la dirección  $X$ , considerando bandas verticales de 10 píxeles de anchura. **Dcha:** Imagen de corrección para uniformizar la respuesta de los píxeles (*flat field*).

La matriz de coeficientes  $K_{ij}$  obtenida constituye una imagen bidimensional de corrección de no uniformidad del sensor (*flat field*) que se aplica a todas las imágenes antes de analizarlas. Esta imagen se muestra en la figura E.3 (dcha).

## E.2 Análisis de las imágenes

El análisis de las imágenes para obtener la eficiencia con la que las guías transmiten la luz consiste básicamente en determinar la cantidad de luz que se detecta con y sin guía, siendo la eficiencia el cociente entre estas magnitudes.

### E.2.1 Intensidad de luz detectada

La cantidad de luz detectada en una imagen se determina sumando las cuentas de los píxeles que han sido expuestos a la luz. Como el sensor tiene un ruido de fondo cuya amplitud es de  $\pm 10$  cuentas, los píxeles que contribuyen al cálculo de la intensidad son aquellos que acumulan una carga equivalente a un número de cuentas superior a un umbral que se define como

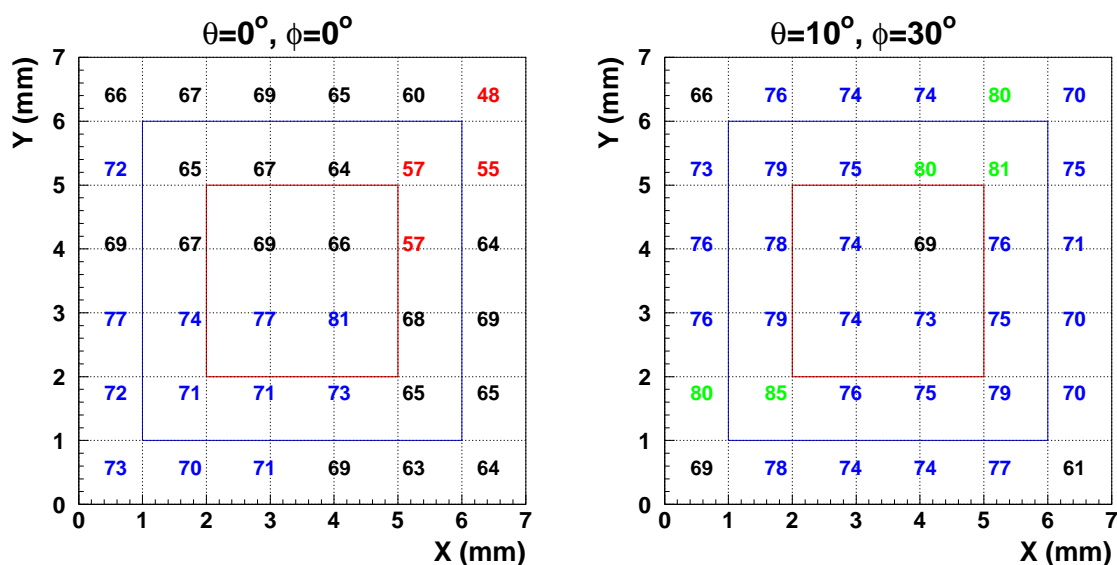
$$\text{Umbral} = \langle \text{ruido} \rangle + \sigma_{\text{ruido}}$$

donde el valor medio y la dispersión r.m.s. del ruido se evalúan en una región de la imagen de  $200 \times 200$  píxeles alejada de la zona expuesta a la luz. El valor medio del ruido se resta a la imagen antes de realizar la suma.

### E.2.2 Eficiencia

El valor de eficiencia con el que se evalúa el comportamiento óptico de las piezas de la guía se ha definido como el promedio de cuatro medidas en torno al centro. En cada medida se ilumina una zona de 2 mm de diámetro y el área total cubierta es de  $\sim 4 \times 4 \text{ mm}^2$  (ver sección 6.2.4).

Para comprobar que ese valor es representativo de la eficiencia promedio de toda la superficie de la pieza se han realizado dos barridos en la superficie de una pieza central (de una guía de vuelo), iluminando zonas de 2 mm de diámetro con un paso de 1 mm. El número de puntos medidos es 36 y el área total cubierta, de  $7 \times 7 \text{ mm}^2$ . Los LED utilizados en los barridos son el de incidencia normal ( $\text{LED}_0$ ) y el de la posición  $\theta=10^\circ$ ,  $\phi=30^\circ$  ( $\text{LED}_{10,30}$ ).



**Figura E.4:** Eficiencia (expresada en tanto por ciento) en función del punto de incidencia en la superficie de una pieza central de la guía, en caso de iluminación normal (izqda) y en la dirección  $\theta=10^\circ$ ,  $\phi=30^\circ$  (dcha). Se delimitan en rojo y azul las áreas  $A_3=3 \times 3 \text{ mm}^2$  y  $A_5=5 \times 5 \text{ mm}^2$ , respectivamente.

En la figura E.4 se muestran los mapas de eficiencia obtenidos para ambas iluminaciones. Al igual que en la figura 6.9, se observa que la eficiencia varía con el punto de incidencia de forma distinta para cada LED. Además, los valores de eficiencia obtenidos son mayores con el LED<sub>10,30</sub> que con el LED<sub>0</sub>, ya que en el primer caso la luz forma un ángulo con el eje de la pieza menor que en el segundo ( $\alpha_i = 2.0^\circ$  frente a  $\alpha_i = 5.5^\circ$ , respectivamente).

En la tabla E.1 se presenta el promedio y la dispersión r.m.s. (respecto al valor promedio en tanto por ciento) de los valores de eficiencia obtenidos en áreas de  $A_3=3\times 3$  mm<sup>2</sup>,  $A_5=5\times 5$  mm<sup>2</sup> y  $A_7=7\times 7$  mm<sup>2</sup> centradas en la cara de la pieza, que se dibujan en la figura E.4. Los valores de eficiencia promedio en las distintas áreas no difieren significativamente entre si, estando dentro de un 4% para el LED<sub>0</sub> y de un 3% para el LED<sub>10,30</sub>. Por otro lado las dispersiones r.m.s., que pueden considerarse como la precisión con que se conoce la eficiencia en cada área, difieren como máximo un 1% y un 3% para la luz proveniente del LED<sub>0</sub> y del LED<sub>10,30</sub>, respectivamente, siendo su valor absoluto siempre menor que el 10%.

		$A_3$	$A_5$	$A_7$
LED <sub>0</sub>	$\langle Ef \rangle$	0.7362	0.6864	0.6768
	$\sigma_{Ef}$	8.44%	8.99%	9.32%
LED <sub>10,30</sub>	$\langle Ef \rangle$	0.7290	0.7724	0.7525
	$\sigma_{Ef}$	2.88%	4.84%	6.16%

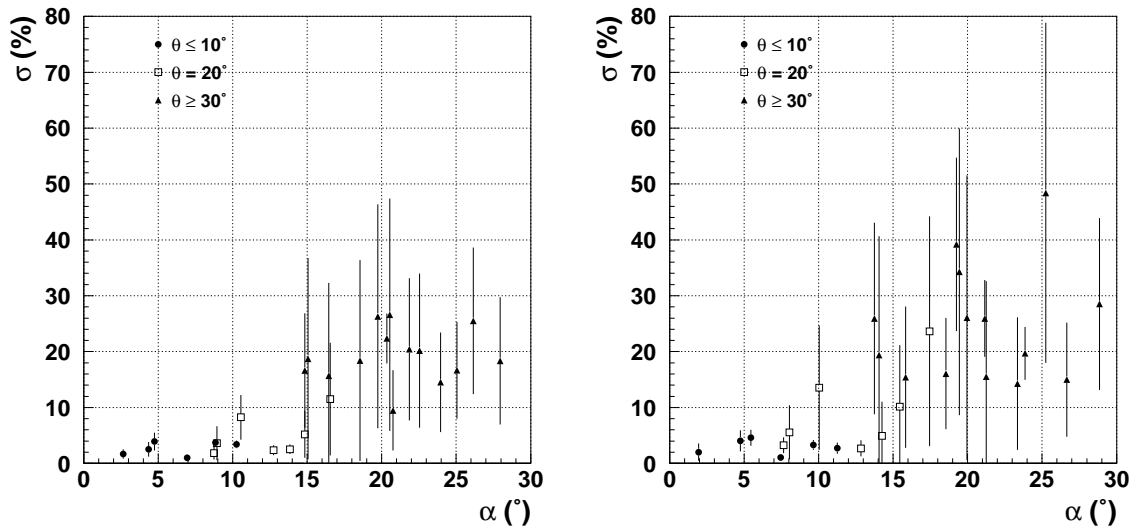
**Tabla E.1:** Eficiencia promedio y dispersión r.m.s. (expresada en tanto por ciento respecto al promedio) de los valores obtenidos considerando distintas áreas centradas en la pieza central de una guía de vuelo.

Puesto que tanto la eficiencia promedio como el error obtenido abarcando áreas distintas de la pieza están de acuerdo al nivel del tanto por ciento, se concluye que el valor de eficiencia que se ha tomado para caracterizar el comportamiento óptico de las piezas es una buena estimación de la eficiencia integrada en toda su superficie.

De acuerdo con lo expuesto, el error con que se determina la eficiencia de las piezas centrales de una guía del prototipo y de una guía de vuelo, presentada en las secciones 6.2.4 y 6.3.3, respectivamente, vendrá dado por la dispersión r.m.s. de las 4 medidas en torno al centro de cada pieza. Este error se representa en la figura E.5 en función del ángulo  $\alpha_i$  entre la dirección de la luz incidente y el eje de simetría de las piezas. Las medidas realizadas a  $\theta \leq 10^\circ$  se indican con círculos, las realizadas a  $\theta=20^\circ$  con cuadrados y las restantes ( $\theta \geq 30^\circ$ ) con triángulos. Las barras de error corresponden a la dispersión r.m.s. de los valores representados.

Se tiene que en ambas guías el error de la eficiencia es pequeño, menor que el 10% para ángulos  $\alpha_i \lesssim 15^\circ$  que corresponden a luz que incide con ángulo polar  $\theta \leq 20^\circ$ . Por tanto, se tiene que el método utilizado proporciona unos valores de eficiencia con una precisión del tanto por ciento en el rango angular abarcado por los fotones Čerenkov generados en

aerogel del silicio con  $n=1.05$ , cuyo ángulo de emisión máximo es  $\theta_{m\acute{a}x}=17.75^\circ$ .



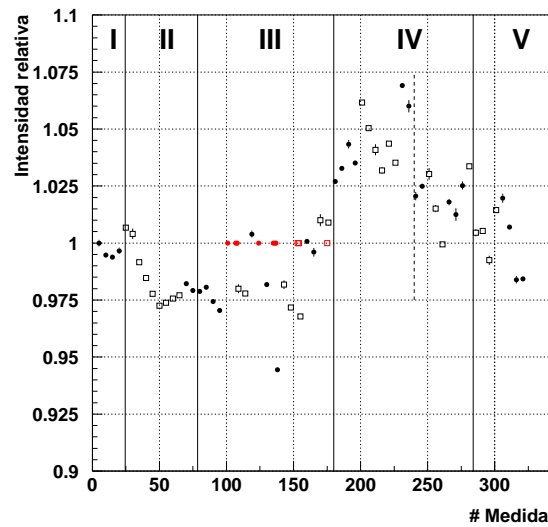
**Figura E.5:** Dispersión r.m.s. de los valores de eficiencia medidos en función del ángulo  $\alpha_i$  de las cuatro piezas centrales de la guía del prototipo del RICH (izqda) y de la guía de vuelo (dcha) medidas. Se indica con distintos símbolos el ángulo polar de incidencia de la luz. Las barras de error representan la dispersión de los valores de  $\sigma$ .

### E.3 Estabilidad del sistema

La adquisición de datos con este instrumento implica un manejo continuo de sus elementos, pues para realizar cada medida hay que apagar la fuente de alimentación de la electrónica y los LED, abrir la caja, cambiar la máscara, la posición de los micrómetros o de la plataforma y finalmente volver a encender la fuente. Estas operaciones pueden afectar a la respuesta tanto del sensor como de los LED, por lo que se han realizado medidas sistemáticas a lo largo de 15 días para estudiar la estabilidad del dispositivo.

Las imágenes se han tomado con el sensor situado en el centro de la esfera, iluminando un área de  $8 \times 8 \text{ mm}^2$ . Las medidas se agrupan en tandas de 5 imágenes consecutivas tomadas en un intervalo de tiempo de 30 minutos como máximo. Entre las tandas se realiza alguna de las siguientes operaciones: encendido/apagado de la fuente de alimentación, apertura/cierre de la caja, exposición del sensor a la luz ambiente y adquisición de datos. De cada imagen se obtiene la intensidad integrada en el área de la máscara como se expone en la sección E.2.1.

En la figura E.6 se representa la evolución en el tiempo de la intensidad. Los puntos corresponden a la intensidad promedio de las cinco medidas de cada tanda respecto al valor



**Figura E.6:** Evolución de la intensidad integrada en una máscara de  $8 \times 8 \text{ mm}^2$ . Se indican con círculos y cuadrados las medidas tomadas en un mismo día. Se señalan en rojo las medidas que no pertenecen a la prueba de estabilidad.

obtenido en la primera medida y las barras verticales de error, a la dispersión r.m.s. de esos valores. Para mayor claridad, se indica en abscisas el número de medida y se distinguen con círculos o cuadrados las medidas tomadas a lo largo de un mismo día. Los puntos rojos corresponden a medidas que no son de la prueba de estabilidad. Las líneas verticales dividen los datos obtenidos en zonas según las acciones realizadas entre las tandas de medidas:

**Zona I:** encendido de la fuente de alimentación justo antes de realizar las medidas.

**Zona II:** fuente de alimentación siempre encendida. El tiempo total que dura la toma de datos es de  $25^{\text{h}}50^{\text{m}}$ .

**Zona III:** encendido/apagado de la fuente, apertura de la caja y adquisición de otros datos (eficiencia, sensibilidad del sensor y barrido en la superficie de una pieza).

**Zona IV:** encendido de la fuente de alimentación entre  $30^{\text{m}}$  y  $2^{\text{h}}$  antes de realizar las medidas. La temperatura ambiente es de  $\sim 19^{\circ}\text{C}$  en la primera mitad (delimitada por la línea discontinua) y de  $\sim 23.5^{\circ}\text{C}$  en la segunda. Durante todo este periodo la caja permanece cerrada.

**Zona V:** exposición del sensor a luz ambiente durante  $15^{\text{m}}$  antes de medir las tandas impares. Las tandas pares se toman sin realizar ninguna operación. La temperatura ambiente es de  $\sim 24^{\circ}\text{C}$ .

Se observa en la gráfica que a lo largo de un mismo día el valor de la intensidad fluctúa, siguiendo en la mayoría de los casos una tendencia descendente independientemente de las

operaciones realizadas entre tandas. Esto indica que la sensibilidad del sensor sufre una pequeña disminución después de cada medida, siendo este efecto más patente en las medidas de la zona III realizadas después de la adquisición de otros datos y en la zona V tras exponer el sensor a la luz ambiente. Asimismo, se observa que sistemáticamente la primera medida del día es siempre mayor que la última tomada en el día anterior, señalando que el sensor se recupera parcialmente tras un periodo en oscuridad.

Por otro lado, se ve que la temperatura ambiente también afecta la sensibilidad del sensor de forma que ésta es mayor para temperaturas menores y viceversa, ya que los valores de intensidad en la primera mitad de la zona IV son superiores a los de la segunda, obtenidos a una temperatura ambiente mayor.

Por tanto, de los resultados de esta prueba se concluye que los factores que más afectan al valor de intensidad medido son la exposición prolongada del sensor a la luz, ya sea la luz ambiente o la de los LED, y la temperatura ambiente. Las medidas realizadas no permiten sin embargo cuantificar la amplitud de las variaciones de la intensidad, ya que aparte de los factores mencionados probablemente influyan otros menos evidentes, que serían la causa de las fluctuaciones de intensidad entre las medidas de una misma tanda y de aquellas variaciones que no siguen la tendencia general.

La dispersión de todas las medidas realizadas en esta prueba es menor que el 3% (relativa al valor promedio de todas ellas), que se tomará como límite superior del error sistemático de la intensidad integrada.

# Bibliografía

- [1] Simpson J. A. *Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays*. Annual Review of Nuclear and Particle Science 33 (1983) 323.
- [2] Kampert K. *Cosmic ray and particle physics*. Symposium on Fundamental Issues in Elementary Matter, Bad Honnef. Disponible en arXiv:astro-ph/0101331 (2001).
- [3] Koyama K. et al. *Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the SNR SN1006*. Nature 378 (1995) 255.
- [4] Greisen K. *End of the cosmic ray spectrum?* Physical Review Letters 16(17) (1966) 748.
- [5] Linsey J. (Colaboración Volcano Ranch). *Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy  $10^{20}$  eV*. Physical Review Letters 10 (1963) 146.
- [6] Lawrence M. A., O Reid R. J. y Watson A. A. *The cosmic ray energy spectrum above  $4 \times 10^{17}$  eV as measured by the Haverah Park array*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 17 (1991) 733.
- [7] Glushkov A. V. y Pravdin M. I. *Spectra of above  $10^{17}$  eV cosmic rays from the different sky regions by Yakutsk EAS array data*. XXIX International Cosmic Ray Conference, Pune 00 (2005) 101.
- [8] Takeda M. et al. (Colaboración AGASA). *Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment*. Astroparticle Physics 19 (2003) 447.
- [9] Abassi R. U. et al. (Colaboración HiRes). *Observation of the ankle and evidence for a high-energy break in the cosmic ray spectrum*. Disponible en arXiv:astro-ph/0501317 (2005).
- [10] Sommers P. (Colaboración Pierre Auger). *First estimate of the primary cosmic ray energy spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory*. XXIX International Cosmic Ray Conference, Pune 00 (2005) 101.
- [11] Engelmann J. J. et al. *Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni. Results from HEAO-3-C2*. Astronomy and Astrophysics 233 (1990) 96.
- [12] Panov A. D. et al. *The energy spectra of heavy nuclei measured by the ATIC experiment*. Advances in Space Research, submitted, 2004.

- [13] Boyle P. et al. *Energy spectra of heavy cosmic ray nuclei from 0.5 GeV/amu to 10,000 GeV/amu*. XXIX International Cosmic Ray Conference, Pune 00 (2005) 101.
- [14] Binns W. R. et al. (Colaboración TIGER). *Measurement of the Relative Abundances of the Ultra-Heavy Galactic Cosmic-Rays ( $30 \leq Z \leq 40$ ) at the Top of the Atmosphere with TIGER*. Contribución en “2006 American Physical Society Meeting”, Dallas (2006).
- [15] O’Sullivan D. et al. *Investigation of  $Z > \text{ or } = 70$  cosmic ray nuclei on the LDEF mission*. Radiation Measurements 26(6) (1996) 889.
- [16] Haino S. et al. *Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer*. Physics Letters B 594 (2004) 35.
- [17] Menn W. et al. *The absolute flux of protons and helium at the top of the atmosphere using IMAX*. Astrophysical Journal 533 (2000) 281.
- [18] Boezio M. et al. *The cosmic-ray proton and helium spectra between 0.4 and 200 GV*. Astrophysical Journal 518 (1999) 457.
- [19] Ryan M. J. et al. *Cosmic-ray proton and helium spectra above 50 GeV*. Physical Review Letters 28 (1972) 985.
- [20] Buckley J. et al. *A new measurement of the flux of the light cosmic-ray nuclei at high energies*. Astrophysical Journal 459 (1994) 736B.
- [21] Asakimori K. et al. *Cosmic-ray proton and helium spectra: results from the JACEE experiment*. Astrophysical Journal 502 (1998) 278.
- [22] Apanasenko A. V. et al. (Colaboración RUNJOB). *Proton and helium spectra observed by RUNJOB*. Astroparticle Physics 16 (2001) 13.
- [23] Muller D. et al. *Energy spectra and composition of primary cosmic rays*. Astrophysical Journal 374 (1991) 356.
- [24] Dwyer R. y Meyer P. *Cosmic-ray elemental abundances from 1 to 10 GeV per AMU for boron through nickel*. Astrophysical Journal 322 (1987) 981.
- [25] Krombel K. E. y Wiedenbeck M. E. *Isotopic composition of cosmic-ray boron and nitrogen*. Astrophysical Journal 328 (1988) 940.
- [26] Swordy S. P. et al. *Relative abundances of secondary and primary cosmic rays at high energies*. Astrophysical Journal 322 (1987) 981.
- [27] DuVernois M. A., Simpson J. A. y Thayer M. R. *Interstellar propagation of cosmic rays: analysis of the Ulysses primary and secondary elemental abundances*. Astronomy and Astrophysics 316 (1996) 555.
- [28] Wiedenbeck M. E. et al. *The origins of primary cosmic rays: constraints from ACE elemental and isotopic composition observations*. Space Sciences Reviews 99 (2001) 15.
- [29] Webber W. R., Lukasiak A. y McDonald F. B. *Voyager measurements of the charge and isotopic composition of cosmic ray Li, Be and B nuclei and implications for their production in the Galaxy*. Astrophysical Journal 568 (2002) 210.

- 
- [30] Yanasak N. E. et al. *Measurement of the secondary radionuclides  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  and  $^{14}\text{C}$  and implications for the galactic cosmic-ray age.* Astrophysical Journal 563 (2001) 768.
- [31] Connell J. J. *Galactic cosmic-ray confinement time: Ulysses high energy telescope measurements of the secondary radionuclide Be10.* Astrophysical Journal 501 (1998) 159.
- [32] Wiedenbeck M. E. y Greiner D. E. *A cosmic-ray age based on the abundance of Be-10.* Astrophysical Journal 239 (1980) L139.
- [33] Hams T. et al. *Measurement of the abundance of radioactive  $^{10}\text{Be}$  and other light isotopes in cosmic radiation up to 2 GeV nucleon $^{-1}$  with the balloon-borne instrument ISOMAX.* Astrophysical Journal 611 (2004) 892.
- [34] Mollá M. et al. *The effect of the galactic gas distribution on the expected cosmic rays spectrum.* "Exploring the cosmic frontier: astrophysical instruments for the 21st century", Berlín (2004). Disponible en arXiv:astro-ph/0411692.
- [35] Spergel D. N. et al. *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: implications for Cosmology.* Disponible en arXiv:astro-ph/0603449 (2006).
- [36] Baltz E. A., Edsjö J., Freese K., and Gondolo P. *The positron excess and supersymmetric dark matter.* Physical Review D65 (2002) 063511.
- [37] Gast H., Olzem J. and Schael S. *Indirect dark matter search: cosmic positron fraction measurement from 1 to 50 GeV with AMS-01.* Disponible en arXiv:astro-ph/0605254 (2006).
- [38] Ullio P. *Signature of exotic physics in antiproton cosmic ray measurements.* Disponible en arXiv:astro-ph/9904086 (1999).
- [39] Salati P., Donato F., and Fornengo N. *Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter.* Physical Review D62 (2000) 043003.
- [40] Navarro J., Frenk C., and White S. *The structure of cold dark matter halos.* Astrophysical Journal 462 (1996) 563.
- [41] Ullio P., Bergström L., Edsjö J., and Lacey C. *Cosmological dark matter annihilations into gamma-rays: a closer look.* Physical Review (2002) D66:123502.
- [42] Sakharov A. D. *CP symmetry violation, C-asymmetry and barionic asymmetry of the universe.* JETP Letters 5 (1967) 24.
- [43] Galaktionov Y. V. *Antimatter in cosmic rays.* Reports on Progress in Physics 65 (2002) 1243.
- [44] Cohen A., de Rújula A. and Glashow S. *A matter-antimatter universe?* Astrophysical Journal 495 (1998) 539.
- [45] Dolgov A. D. *Matter-antimatter domains in the universe.* Euroconference on Frontiers in Particle Astrophysics and Cosmology. San Feliu de Guíxols (2000). Disponible en arXiv:hep-ph/0012107.
- [46] Sasaki M. et al. *Progress in search for antihelium with BESS.* Nuclear Physics B (Proc. Suppl) 113 (2002) 202.

- [47] Blau B., Harrison S. M., Hofer H. et al. *The superconducting magnet system of the Alpha Magnetic Spectrometer AMS-02*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity 12 (2002) 349.
- [48] Harrison S., Ettliger E., Kaiser G. et al. *Cryogenic system for a large superconducting magnet in space*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity 13 (2003) 138.
- [49] Colaboración AMS. *The construction of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for the International Space Station*. Informe interno de la Colaboración AMS.
- [50] Lechanoine-Leluc C. *The AMS-02 Tracker*. XXIX International Cosmic Ray Conference, Pune (2005). Disponible en <http://ams.cern.ch/AMS/Talks/AMSConferences2005.html>.
- [51] Cortina E. *The AMS-02 Tracker Performance*. XXVIII International Cosmic Ray Conference, Tsukuba (2003). Disponible en <http://ams.cern.ch/AMS/Talks/AMSConferences2003.html>.
- [52] Zuccon P. *The AMS-02 Tracker Performance*. XXIX International Cosmic Ray Conference, Pune (2005). Disponible en <http://ams.cern.ch/AMS/Talks/AMSConferences2005.html>.
- [53] Amati L. et al. *The TOF Counters of the AMS-02 Experiment: Space Qualification Tests and Beam Test Results*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 150 (2006) 30.
- [54] Lechanoine-Leluc C. *The AMS-02 Tracker performance*. XXVIII International Cosmic Ray Conference, celebrada en Tsukuba (2003). Disponible en <http://ams.cern.ch/AMS/Talks/AMSConferences2003.html>.
- [55] Siedenbug Th. et al. *A Transition Radiation Detector for AMS*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 113 (2002) 154.
- [56] Kirn Th., Siedenbug Th. *The AMS-02 Transition Radiation Detector*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 535 (2004) 165.
- [57] Casás J. *The AMS RICH Detector*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 113 (2002) 147.
- [58] Aguayo P. et al. (Colaboración AMS-RICH). *Prototype study of the Cherenkov imager of the AMS experiment*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 560-2 (2006) 291.
- [59] Cadoux F. et al. *The AMS-02 Electromagnetic Calorimeter*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 113 (2002) 159.
- [60] Artículo de la revista Cern Courier, disponible en <http://www.cerncourier.com/main/article/44/9/25>.
- [61] Ypsilantis T., Seguinot J. *Theory of ring imaging Čerenkov counters*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 343 (1994) 30.
- [62] Villoro M.F., Plasencia J.C., Núñez R., Menchaca-Rocha A., Hernández J.M., Camarillo E., Buénerd M. *Measurement of the dispersion law for hydrophobic silica aerogel SP-25*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 480 (2002) 456.
- [63] Lanciotti E. *Estudio de las capacidades del detector RICH de AMS mediante el análisis de los datos de un prototipo en un haz de iones*. Tesis Doctoral. Universidad Complutense de Madrid (2006).

- 
- [64] Gallín-Martel L., Aguayo P., Eraud L., Marín J., Martínez G., Pouxé J. *The readout electronics of the AMS prototype RICH detector*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 504 (2003) 273.
- [65] Cantin et al. *Silica aerogel used as Čerenkov radiators*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 118 (1974) 177.
- [66] Bourdinaud M., Cheze J.B., Thevenin J.C. *Use of silica aerogel for Čerenkov radiation counter*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 136 (1976) 99.
- [67] Carlson P.J., Poulet M. *A silica aerogel Čerenkov counter with diffusing walls*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 166 (1979) 425.
- [68] de Brion et al. *Silica aerogel Čerenkov counter in a missing-mass experiment  $K^- d \rightarrow K^+ + X$  at 1.4 GeV*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 179 (1981) 61.
- [69] Burkhardt H. et al. *TASSO gas and aerogel Čerenkov counters*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 184 (1981) 319.
- [70] Adams M. et al.  *$\pi/K/p$  identification with a large-aperture ring-imaging Čerenkov counter*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 217 (1983) 237.
- [71] Vorobiov V.I. et al. Workshop on physics and detectors for DAFNE, INFN-Frascati (Italia), 1991.
- [72] van Hecke H. *A spot imaging Čerenkov counter*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 343 (1994) 311.
- [73] Iijima T., Adachi I. et al. *Aerogel Čerenkov counter for the BELLE experiment*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 379 (1996) 457.
- [74] Ypsilantis T., Séguinot J. *Particle identification for LHC-B: a dedicated collider B experiment at the LHC*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 368 (1995) 229.
- [75] de Leo R. et al. *Electronic detection of focused Čerenkov rings from aerogel*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 401 (1997) 187.
- [76] Akopov N. et al. *HERMES*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 479 (2002) 511.
- [77] Grupo de materiales microestructurados del Laboratorio Nacional de Berkeley. <http://eetd.lbl.gov/ECS/aerogels>.
- [78] Wang P., Körner W., Emmerling A., Beck A., Kuhn J., Fricke J. *Optical investigations of silica aerogels*. Journal of Non-Crystalline Solids 145 (1992) 141.
- [79] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. Physics Letters B. Vol. 592, Tomos 1-4 (2004) 1-1110.
- [80] Henning S., Svensson L. *Production of silica aerogel*. Physica Scripta, Volume 23 (1981) 697.
- [81] Danilyuk A. et al. *Recent results on aerogel development for use in Čerenkov counters*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 494 (2002) 491.
- [82] De Leo R. *Aerogel as radiator of RICH detectors*. Innovative Detectors for Supercol-  
liders: Proceedings. Ed. World Scientific (2004) 304-317.

- [83] Delgado Méndez C. *Medida de la velocidad de muones y núcleos ligeros con un prototipo del contador RICH del experimento AMS*. Tesis Doctoral. Universidad Autónoma de Madrid (2003).
- [84] Aschenauer et al. *Optical characterisation of  $n = 1.03$  silica aerogel used as radiator in the RICH of HERMES*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 440 (2000) 338.
- [85] Buzykaev A.R., Danilyuk A.F., Ganzhur S.F., Kravchenko E.A., Onuchin A.P. *Measurement of optical parameters of aerogel*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 433 (1999) 396.
- [86] Martínez-Dávalos A., Belmont-Moreno E., Menchaca-Rocha A. *Optical and ageing studies of aerogel samples for RICH applications in space*. RICH2004 Proceedings. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. (2005).
- [87] Vargas Treviño M. *Contribution à l'instrumentation de l'imageur Čerenkov de l'expérience spatiale AMS*. Tesis Doctoral. Université Joseph Fourier-Grenoble 1 (2005).
- [88] Bellunato T. et al. *Study of ageing effects in aerogel*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A527 (2004) 319.
- [89] Richter D., Lipka D. *Measurement of the refractive index of silica aerogel in vacuum*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 513 (2003) 635.
- [90] Torrentó Coello A.S. *Caracterización de los fotomultiplicadores del detector RICH del experimento AMS*. Memoria de investigación para la obtención del DEA. Universidad de La Laguna (2003).
- [91] Eraud L. *Temperature Sensitivity of the AMS RICH Front End Chip*. Informe Interno del ISN-Grenoble. Disponible en <http://lpsc.in2p3.fr/ams/ams-eng/articles.html>.
- [92] *RICH temperature monitoring description*. Informe técnico proporcionado por Carlo Gavazzi Space SpA.
- [93] Aguilar M. et al. (Colaboración AMS). *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I – Results from the test flight on the space shuttle*. Phys. Reports 366 (2002) 331.
- [94] Alcaraz J. et al. (Colaboración AMS). *Search for Antihelium in Cosmic Rays*. Phys. Lett. B 461 (1999) 387.
- [95] Alcaraz J. et al. (Colaboración AMS). *Protons in near Earth orbit*. Phys. Lett. B 472 (2000) 215.
- [96] Alcaraz J. et al. (Colaboración AMS). *Leptons in near Earth orbit*. Phys. Lett. B 484 (2000) 10.
- [97] Alcaraz J. et al. (Colaboración AMS). *Cosmic protons*. Phys. Lett. B 490 (2000) 27.
- [98] Alcaraz J. et al. (Colaboración AMS). *Helium in near Earth orbit*. Phys. Lett. B 494 (2000) 193.
- [99] Aguilar M., Berdugo J., Casás J., Delgado C., Díaz C., Lanciotti E., Mañá C., Marín J., Martínez G., Rodríguez J. Sánchez E., Sevilla I., Torrentó A. *Parametric model*

*for the response of a photo-multiplier tube.* Informes Técnicos CIEMAT, 1058, Mayo 2005.

- [100] Hamamatsu Photonics K. K. *Photomultiplier Tube Handbook*.  
<http://www.hamamatsu.com>.



## Agradecimientos

Bueno. . . una vez terminada la tesis (uuufff!!) me voy a conceder unos instantes para reflexionar sobre el periodo que he pasado en Madrid como miembro del Grupo de Astrofísica de Partículas del CIEMAT y plasmar en esta página mi reconocimiento a las personas que han contribuido de una u otra manera a que ésta sea una etapa inolvidable de mi vida.

A pesar de haber sido apodada como “La Doctora” prácticamente desde que me incorporé al grupo (a causa de una bata blanca cuyo fin era protegerme de las miasmas del epoxy), el motivo de mi presencia en el mismo era precisamente realizar la tesis doctoral. Puesto que sin beca ni grupo no hay tesis que valga, quisiera agradecer a Ramón García y a Manuel Aguilar el haberme brindado la oportunidad de poder comenzar mi carrera investigadora en un campo apasionante.

A mis directores Javier Berdugo y Carmen Palomares, poseedores de una paciencia casi tan infinita como la mía ;), les doy millones de gracias por prestarse a enseñarme el oficio del buen investigador y, en el último periodo, del buen escritor de tesis. . . ¡o de lo que se terciel. Me considero muy afortunada por haber caído en sus manos.

Al resto del grupo astro-particulero: Carlos (oops!, quería decir Chaaarles), Jorge (o, equivalentemente, Jolge-San), Eusebio, Calonge, Mercedes, Eduardo, y “los chicos del 22” Jesús y Gustavo. Gracias por resolver mis dudas (tantas y tan variadas que me privaré de mencionarlas para no rematar al sufrido lector que se ha leído la tesis hasta el final. . . *if any*) y compartir discusiones (tanto científicas como profanas), bromas, cafés/chocolates de máquina y pastelitos varios.

A los miembros del grupo de Física de Partículas del CIEMAT: Begoña, Isabel, Inés, Cruz, Cristina, Conchita, Marcos, Pablo, Chema, Nica, Jesús Salicio, Pedro Arce, Pedro Ladrón, Antonio, Miguel, Elio y Juanjo. Les doy las gracias por ayudarme cuando lo he necesitado y por hacerme sentir como parte de una gran familia, especialmente cuando me preguntaban con interés paternal por la marcha de mi tesis (lo digo de verdad, sin sarcasmos, ok?).

Me vienen a la mente un número considerable de momentos únicos vividos durante tantísimas horas compartidas con los compañeros de andanzas doctorales. Los que estaban cuando llegué al grupo: Carlitos, Jezuuu, Eliiisa y Ángela; y los que se fueron incorporando después: Nacho Barbas (ahora Barbapapá), Carlos V, Jose Gentleman, María “la Niña de Graná”, Cristina Heredera, Roberto Cogollito, Francesca, Emmanuel, Fran y Miguel. Las campañas de Navidad, con su participación de lotería y su pisco-labis, el secuestro de Apolonio, las bienales y winter meetings, las celebraciones de tesis, los almuerzos en el rincón de Lucy y los debates que surgían de la lectura de los magazines que ella generosamente compartía con nosotros, los atardeceres de colores imposibles desde los ventanales del despacho, las disputas lingüísticas y las consultas al diccionario *on-line* de la RAE, la hora de la merienda. . . También a ellos les agradezco su ayuda en temas técnicos, sobre todo informáticos, y su solidaridad y cariño en los momentos de estrés. ¡Va por ustedees!

A Fernando, Pablo y Cristina, les agradezco el haberme facilitado tan amablemente el acceso al laboratorio de superconductividad. También quedan entre mis buenos recuerdos los largos ratos que he pasado en el taller con Joaquín y, sobre todo, con Yáñez, una de las más carismáticas leyendas vivas del CIEMAT.

Ya fuera del contexto CIEMAT, un afectuoso recuerdo a los grandes amigos que, más tarde o más temprano, he encontrado en esta gran urbe: Elenita, Uli, Elena, Gabriela, Iván, Cristina, Adriana, Óscar, Ana, Fabrizio y Julián, con los que he compartido mis aficiones y mis preocupaciones. ¡Gracias por su apoyo!

Y también muchísimas gracias a la tribu Cernícola, que me ha acogido maravillosamente y me ha animado en estos últimos momentos de la tesis: Jezuuu, Blanca, Eva, Valentina, Marc, Ilde, Eliiisa, Santi, Raúl, Juan, Fouad, Marcos, Josemi, Daviz, José Manuel, Iñaqui, Nuno, *le conturbanti danzatrici*, y un largo etcétera. El lector avisado se dará cuenta de que algunos de estos nombres ya los había mencionado antes, y es que Dios los cría...

Finalmente, agradezco de todo corazón a mi familia, y en especial a mi madre, el apoyo absolutamente incondicional que me han brindado en todo momento, sin el cual no habría sido posible culminar con éxito esta empresa. A ellos les dedico esta memoria.