

00323



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

61

FACULTAD DE CIENCIAS

RESPUESTA LUMINOSA DE CENTELLADORES PLASTICOS EN EL AMS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C A

P R E S E N T A :

TANIA REYES ZUÑIGA



DIRECTOR DE TESIS: DR. ARTURO MENCHACA ROCHA

DIVISION DE ESTUDIOS PROFESIONALES



CIUDAD UNIVERSITARIA, D. F.

2003

FACULTAD DE CIENCIAS SECCION ESCOLAR

I.A



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

PAGINACION DISCONTINUA



UNIVERSIDAD NACIONAL
DE AYSÉN
AYSEN

la Dirección General de Bibliotecas
a difundir en formato electrónico e impreso
el contenido de mi trabajo recepcionado:
NOMBRE: Tania Reyes Zuñiga
FECHA: 13 de febrero de 2003
FIRMA: [Firma]

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito: Respuesta luminosa de centelladores plásticos en el AMS.

realizado por Tania Reyes Zuñiga

con número de cuenta 8813680-2, quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

- | | | |
|-------------------|--------------------------------------|--|
| Director de Tesis | Dr. Arturo Menchaca Rocha | |
| Propietario | Dr. José Francisco Váldes Galicia | |
| Propietario | Ffs. Andres Valentín Porta Contreras | |
| Suplente | Dr. Ernesto Belmont Moreno | |
| Suplente | Ffs. María Isabel Villaseñor Díaz | |

Consejo Departamental de Física



Patricia Goldstein Menchaca

Dra. Patricia Goldstein Menchaca
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

IB

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Arturo Menchaca por haberme invitado a trabajar en este proyecto, y por orientarme con mucha paciencia en la elaboración de esta tesis. Además por ser un modelo de entrega y de entusiasmo en todos sus proyectos. Agradezco al Fis. Andrés Porta que me cuestionó sobre muchos puntos estructurales de este informe y que me empujó a reescribir algunos capítulos. Agradezco también al Dr. José Valdés quien me sugirió correcciones muy precisas y formas de aclarar los conceptos para la lectura del presente informe. Agradezco al Dr. Ernesto Belmont por su lectura detallada de este manuscrito. Agradezco a la Fis. María Isabel Villaseñor por todos sus cuestionamientos. Agradezco al M. en C. Alejandro Reyes que empleó gran parte de su tiempo en entender y cuestionar mis escritos; además ayudarme a la reorganización de este trabajo en diferentes etapas. Agradezco a la Profesora Angélica Zúñiga por los comentarios que me dio sobre la lectura de este escrito. Y finalmente, agradezco a David Pérez por sus sugerencias y sus correcciones, pero sobretodo, por la ardua tarea que desempeñó como mi conejillo de indias en la relectura de las diferentes modificaciones de este trabajo.

DEDICATORIA

A todos ustedes que hacen de mí la persona más afortunada del mundo....

A mi abuelita Chela...
que aunque ya no está se quedó para siempre.

A Julieta...
por ser mi hermana desde 1994 y por acompañarme en mi nacimiento.

A David...
porque tuviste el gran valor de conocerme y por dejarme conocerte.

A mis tíos Alejandro y Angélica...
porque todavía no existe palabra en el mundo que signifique al mismo tiempo padre-madre-hermano-amigo.

A mis primos Alfredo y Alberto...
por sus risas y por hacerme reír.

A mis hermanas Emilia y Lénica...
porque les deseo lo mejor del mundo.

Al maestro Armando Zayas, Sonia y León David...
porque los adopté hace mucho tiempo.

A mi cuñado Antonio...

A mi tía Margarita, Violeta, Adrián y Jazmín...

A Samuel y José Luis...

A Ana María....

A la maestra Susana Ramírez...

A Harry Potter...
aunque no exista.

INDICE GENERAL

Introducción	1
PRIMERA PARTE: LA FÍSICA DEL AMS	
CAPÍTULO 1. LOS RAYOS CÓSMICOS	7
1.1 Historia del descubrimiento de los rayos cósmicos.	8
1.1.1 La búsqueda del origen de los rayos cósmicos	9
1.1.2 La determinación de la composición de los rayos cósmicos	11
1.1.3 Partículas subatómicas en los rayos cósmicos	15
1.1.4 La experiencia mexicana en el estudio de los rayos cósmicos	17
1.2 Características de los rayos cósmicos	18
1.2.1 Los chubascos	19
1.2.2 Desarrollo de los chubascos	20
1.2.3 La propagación de los rayos cósmicos en el espacio	22
1.3 Espectro de energía de los rayos cósmicos	26
1.3.1 Supernovas como fuentes y como mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos	30
1.3.2 Fuentes y mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos ultra-energéticos	32
1.3.3 Detección de rayos cósmicos ultra-energéticos	34
1.4 Composición de los rayos cósmicos	37
CAPÍTULO 2. LA BÚSQUEDA DE LA ANTIMATERIA	40
2.1 Hacia la teoría del big bang	41
2.2 La teoría estándar del big bang y sus problemas	42
2.3 Teorías de la gran unificación	50
2.4 La ausencia de antimateria	58

SEGUNDA PARTE: EL PROYECTO AMS

CAPÍTULO 3.	DESCRIPCIÓN DEL PROYECTO AMS	61
3.1	Objetivos del AMS	62
3.2	Diseño del AMS	64
3.2.1	El AMS-01	64
3.2.2	El AMS-02	71

TERCERA PARTE: LA RESPUESTA LUMINOSA DE LOS CENTELLADORES DEL AMS

CAPÍTULO 4.	MODELOS DE RESPUESTA LUMINOSA DE LOS CENTELLADORES	73
4.1	Interacciones de las partículas y la radiación con la materia	74
4.2	Ecuación de Bethe-Bloch	74
4.3	Detectores de radiación	81
4.3.1	Detectores de centelleo	82
4.3.2	El fotomultiplicador	85
4.4	Respuesta luminosa de un centellador	88
4.5	Modelo de Birks	90
4.6	Modelo EDSE	92

CAPÍTULO 5.	TRATAMIENTO DE LOS DATOS DEL SISTEMA TOF DEL AMS	95
5.1	Introducción	96
5.2	Caracterización de los centelladores del AMS-01	96
5.3	Los datos del AMS-01	104
CONCLUSIONES		111
APÉNDICE A.	LA BASE DE DATOS DEL AMS-01	115
APÉNDICE B	DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA DE CÓMPUTO PAW	121
APÉNDICE C	NTUPLA DEL AMS-01	129
APÉNDICE D	PROGRAMA DE FORTRAN EMPLEADO	133
APÉNDICE E	GRÁFICAS DE TOFEDEP vs E_{in} PARA LOS PLANOS CENTELLADORES DEL TOF 2, 3 Y 4.	141
APÉNDICE F	HISTOGRAMAS	145
BIBLIOGRAFÍA		153

INTRODUCCIÓN

Existen muchos problemas sin resolver en la cosmología moderna, uno de ellos es el de la aparente ausencia de la antimateria en el universo observable. La teoría del big bang, una de las más aceptadas en la actualidad postula que, en sus comienzos el universo tenía la misma cantidad de materia que de antimateria. Otro ejemplo son las diversas teorías que afirman la existencia de una gran masa de materia oscura que puede determinar el destino del universo, y sin embargo, se desconoce la naturaleza de esa materia oscura. Las respuestas a estos problemas pueden tener profundas implicaciones en nuestro conocimiento del universo.

Para responder a estas cuestiones y a otras más en la denominada física de astropartículas se diseñó el detector AMS (Alpha Magnetic Spectrometer). El AMS se desarrolla en el marco de una colaboración internacional dirigida por el Profesor Samuel Ting. El Dr. Ting obtuvo el Premio Nobel en 1976 por el descubrimiento de la llamada partícula J, una partícula subatómica masiva. El proyecto AMS involucra a 37 centros de investigación en varios países. Los líderes de investigación en cada país son: Estados Unidos (U. Becker), China (H.S.Chen), Finlandia (J. Torsti), Francia (J.P. Vialle), Alemania (K. Luebelsmeyer), Italia (R. Battiston), Rumania (A. Mihul), Suiza (M. Bourquin, H. Hofer), Taiwan (S.C. Lee), Rusia (Y. Galaktionov), Portugal (G. Barreira), Gran Bretaña (R. Marshall), España (C. Mana) y el único país latinoamericano que participa en esta colaboración es México. El coordinador del grupo mexicano es el Doctor Arturo Menchaca del Instituto de Física de la UNAM [30, 244].

El AMS está constituido por un espectrómetro con una gran aceptación magnética (eficiencia del detector debida a su geometría [40, 121]) en forma de cilindro, que envuelve a un Sistema de Trazas (Tracker), que consiste en una serie de capas de silicio y a unos planos centelladores que conforman el sistema de medición de tiempo de vuelo TOF (Time of Flight). En la pared interna del imán se localizan unos centelladores que conforman el sistema de anticoincidencias (ACC) y en la base del AMS se localiza además un detector de Cerenkov.

El AMS es el primer experimento de su tipo diseñado para estar en el espacio con la capacidad de detectar cantidades mínimas de antimateria en el flujo de rayos cósmicos. Es más sensible que otros experimentos por un factor de 10^4 a 10^5 veces. Se estima que puede detectar un núcleo de antihelio de un total de 100 millones de núcleos de helio. Si este detector logra detectar un núcleo de antihelio o de anticarbono será una evidencia de la existencia de estrellas o galaxias hechas de antimateria [29].

Este proyecto fue aprobado por la NASA y consta de dos etapas. Su primer prototipo denominado AMS-01 (con un peso aproximado de 3 toneladas) realizó un vuelo de 10 días a bordo del Discovery en el vuelo STS-91 en junio de 1998. El detector se mantuvo en operación durante 100 horas y fue monitoreado desde la tierra. El objetivo de esta etapa era verificar el buen funcionamiento del AMS y someterlo a prueba en las condiciones del espacio exterior. Del análisis de los datos recogidos se realizarán las modificaciones oportunas del detector de la segunda etapa, el prototipo AMS-02 (cuyo peso se estima en 6 toneladas) para que sea instalado durante tres años en la Estación Espacial Internacional Alfa (Internacional Space Station Alpha, ISSA) situada a una distancia aproximada de 400 km de la tierra. La fecha aprobada para el segundo lanzamiento es en octubre del 2004.

El AMS consiste en detectores de alta resolución que permitirán hacer estudios sobre la composición y el espectro energético de los rayos cósmicos con mejor precisión. Y como se han planeado largos tiempos de observación con este detector, es posible que se cuente con una gran cantidad de datos que enriquecerán el conocimiento actual sobre los rayos cósmicos.

Es necesario contar con una adecuada interpretación de los datos proporcionados por los detectores. La abundancia relativa de los núcleos cósmicos decrece exponencialmente a medida que crece el número atómico Z de las partículas, por lo que es muy importante contar con una buena capacidad predictiva de respuesta de los detectores.

El sistema de centelladores del TOF es uno de los detectores del AMS-01 y AMS-02 que permiten identificar el tipo de partícula que atraviesa el detector, así como determinar el tiempo que tardan en cruzar estas partículas el volumen del detector, también llamado Tiempo de Vuelo (TOF). Después del vuelo del AMS-01 la colaboración del AMS reportó como uno de sus resultados preliminares [46] que habían detectado partículas con números atómicos Z diversos, en particular en la figura 0 se representan partículas con $Z=3$ hasta 8. Los investigadores experimentales que trabajan con centelladores saben que para predecir la respuesta de un centellador tienen dos caminos: calibrarlo con aceleradores terrestres o bien utilizar modelos teóricos para predecir la respuesta para partículas con números atómicos diversos. La primera opción no es práctica en vista de que la variedad de haces de los aceleradores es limitada. Por lo tanto, la opción de recurrir a modelos experimentales para predecir la respuesta luminosa de los centelladores resulta ser la más factible de llevar a cabo.

Uno de los parámetros utilizados con este propósito es la medición de la respuesta luminosa (dL/dx) de los centelladores plásticos del TOF. En una primera aproximación dL/dx debe ser una función lineal de la pérdida de energía de la partícula incidente dE/dx . Pero fue Birks (1964) quien estableció una relación no lineal entre estas variables y esta relación (que lleva su nombre) se usa con mucha frecuencia por los físicos experimentales aunque se ha comprobado que no es adecuada cuando se tienen partículas con $Z \geq 5$. La relación entre dL/dx y dE/dx resulta ser una función más compleja cuya forma analítica fue propuesta por primera vez por el grupo del Dr. Menchaca (Phys. Rev. B49(1994)15550). El modelo denominado EDSE (Energy Deposition by Secondary Electrons), hace una estimación de la densidad de energía depositada por electrones secundarios en la vecindad de la trayectoria (traza) de la partícula incidente, y propone que la relación no-lineal entre dL/dx y dE/dx se debe a un fenómeno de saturación, es decir, a una limitación del material para emitir luz sobre un cierto límite que es característico de cada material. El modelo EDSE, en comparación con el modelo de Birks, involucra más de las variables físicas involucradas en el proceso de respuesta luminosa de los centelladores y ha sido utilizado con éxito para calibrar centelladores en un experimento para detectar rayos cósmicos a bordo de un globo [45].

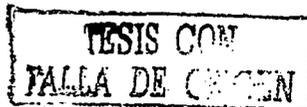
La hipótesis de este trabajo es que con el modelo EDSE se establecerán correctamente las regiones en donde se localizarán las partículas de diferente Z en gráficas del tipo dL/dx vs. Energía de la partícula, para los diferentes planos centelladores del TOF.

El objetivo de esta tesis es predecir la respuesta luminosa de los centelladores del AMS-01 utilizando el modelo EDSE. En este trabajo se hace una aplicación del modelo EDSE a los datos que recogió el AMS-01 durante su vuelo. El análisis se centra en la cantidad de luz emitida (dL/dx) por los centelladores del sistema de medición de tiempo de vuelo TOF. Y se pretende determinar con gran precisión las regiones en donde se localizarán las partículas de diferente Z en gráficas del tipo dE/dx vs. Energía de la partícula, para los diferentes planos centelladores del TOF. Esta información será utilizada por la colaboración del AMS para analizar los datos del detector AMS-02.

Esta tesis consta de 3 partes. En la primera parte (Capítulo 1 y 2) se analizan dos de los problemas astrofísicos en los que el AMS pretende hacer importantes contribuciones: el relativo a la abundancia de las partículas elementales que conforman los llamados rayos cósmicos, así como el de la asimetría actual en el universo observable entre materia y antimateria.

En la segunda parte (Capítulo 3) se presenta una breve sinopsis del proyecto AMS-01 y de algunos de sus objetivos. Además se presenta una descripción global de los distintos sistemas de detección de las partículas que constituyen el AMS-01, introduciendo la función que desempeña el sistema TOF. Asimismo se describen los sistemas de detección que formarán parte del AMS-02.

En la tercera parte (Capítulos 4 y 5) se aborda la discusión de la respuesta luminosa de los centelladores del AMS. En el capítulo 4 se describen algunos modelos que posibilitan realizar una descripción de la respuesta luminosa de los centelladores en general. En el capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos de los diferentes análisis realizados con el programa PAW (ver apéndice A) para determinar las partículas que fueron detectadas por



los centelladores del sistema TOF del detector AMS-01. Tales resultados se expresan mediante gráficas.

Posteriormente, se presentan las observaciones y conclusiones que se derivan de este trabajo.

Finalmente, se incluyen las referencias bibliográficas y un apéndice en el que se describe el software que permitió realizar el análisis de los datos de los centelladores del sistema TOF (el programa de cómputo PAW), la forma en que se realizó el tratamiento de los datos, así como otros resultados obtenidos durante el desarrollo de este trabajo.

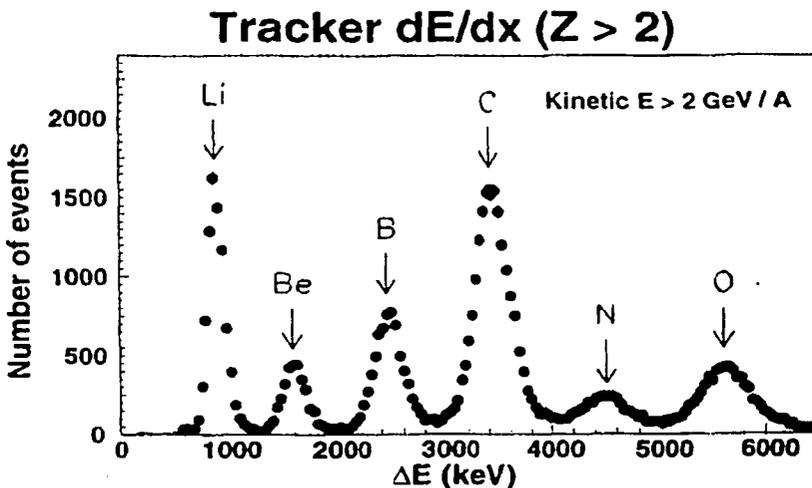


Figura 0. Partículas detectadas por el AMS-01. (Tomado de J. Alcaraz et al., *The AMS silicon tracker: performance results from STS-91*, in Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC99), Salt Lake City, USA, 17-25 August, 1999, Vol. 5)

PRIMERA PARTE

CAPÍTULO I

LOS RAYOS CÓSMICOS

Antes de abordar el tema principal de esta tesis es importante revisar los conceptos básicos relacionados con la física de los rayos cósmicos y de la búsqueda de antimateria. Esto nos ayudará a comprender, primero, la motivación y capacidades del AMS y, segundo, la necesidad de mejorar su método de identificación de partículas.

1.1 HISTORIA DEL DESCUBRIMIENTO DE LOS RAYOS CÓSMICOS

La búsqueda por entender la naturaleza de los rayos cósmicos constituye uno de los más apasionantes episodios de la ciencia. Como en una película de aventuras, encontraremos hombres que, a veces arriesgando sus vidas, escalaron altas montañas, otros que volaron en globos aerostáticos a peligrosas alturas; algunos más se sumergieron en profundos lagos y otros viajaron a lugares recónditos del planeta para poder llevar a cabo sus experimentos. Sus investigaciones han logrado responder muchas preguntas pero también han generado otras nuevas.

Muchos científicos estudiaron con detalle la radiación cósmica después de su descubrimiento en 1912. Sus investigaciones progresaron paralelamente con los estudios en torno al átomo. Estos estudios involucraron las mismas técnicas experimentales y a veces, a las mismas personas. La exploración de los rayos cósmicos comenzó en la superficie de la Tierra y fue progresando hacia las partes superiores de la atmósfera. A finales de 1940, la radiación cósmica había revelado partículas desconocidas que formaban a la materia. El descubrimiento de estas partículas inspiró la construcción de laboratorios con aceleradores en donde se pueden producir partículas con muy alta energía a fin de estudiar sus distintas interacciones. De hecho, la física moderna de partículas tiene su origen en los estudios de la radioactividad y de los rayos cósmicos.

1.1.1 LA BÚSQUEDA DEL ORIGEN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

A principios del siglo XX, los científicos ya se habían percatado que los **electroscopios** cargados, por mejor aislados que estuvieran, se descargaban con el paso del tiempo.

Por esa época los descubrimientos de los rayos X por W.C. Roentgen en 1895, y de la radiactividad por H. Becquerel, eran muy conocidos. Se sabía que los rayos gamma que se producen por una fuente radiactiva tenían la capacidad de ionizar a los átomos del medio que atravesaran. Es decir, que podían separar un electrón de sus átomos de origen. Como una posibilidad, se planteó de inmediato, que el problema con los electroscopios se debía a los materiales radiactivos de la Tierra, y que éstos provocaban la ionización de las moléculas del aire entre las placas de los electroscopios.

Pero si los elementos radiactivos de la superficie de la Tierra eran los responsables de la descarga de los electroscopios, entonces al realizar experimentos para medir la intensidad de la radiación a diferentes alturas, estos deberían mostrar que dicha intensidad disminuye a medida que se incrementa la altura.

En 1910 el sacerdote jesuita, Theodor Wulf, intrigado por este fenómeno, subió a la torre Eiffel (330 m), esperando detectar menos radiación. Efectivamente encontró que la intensidad de la radiación disminuía, sin embargo, no tanto como esperaba. Wulf sugirió que posiblemente había una componente de la radiación que era de origen extraterrestre y propuso hacer unos ascensos en globos aerostáticos a fin de probar esta idea. Sin embargo, el sacerdote Wulf prefería no realizar personalmente los ascensos [1, p.68].

Entre 1911 y 1912, el físico austriaco Víctor F. Hess realizó diez ascensos en globo. Llevó consigo aparatos para detectar radiación y alcanzó alturas de hasta 5000m. Sus experimentos mostraron que la intensidad de la radiación disminuye gradualmente hasta una altura de 500 m sobre el nivel del mar, pero por arriba de los 1000 m aumenta rápidamente, de manera que la intensidad a los 5000 m de altura era entre 3 y 5 veces más grande que a nivel del mar. Hess concluyó que había una intensa radiación que provenía del

espacio exterior (que no podía ser de origen solar dado que no se observaban diferencias durante el día o la noche) que penetraba en la atmósfera terrestre y disminuía en intensidad en su paso por el aire hasta alcanzar la superficie terrestre [1, p.68].

Más tarde, W. Kolhörster, en Alemania confirmó los experimentos de Hess en ascensos en globo realizados entre 1913 y 1914, en los que alcanzó alturas hasta de 9300 m [2, p.20].

En la figura 1 se muestra la variación de la intensidad de la radiación cósmica con la altura encontrada por Hess y Kolhörster.

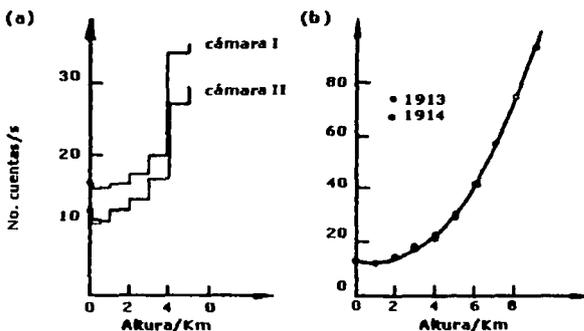


Figura 1. Variación de la intensidad de radiación cósmica encontrada en los experimentos de Víctor F. Hess y W. Kolhörster (a) Ascensos en globo de Hess (1912) llevando consigo dos cámaras de ionización. (b) ascensos de Kolhörster (1913,1914). Tomado de Otaola, Javier A. y Valdés-Galicia, José F. 1992, Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. DF, México, p.66)

Hess realizó sus investigaciones con un equipo rudimentario que requería la presencia del experimentador en el globo para manejarlo. Pero a mediados de la década de los 1920's, el grupo de trabajo de Robert A. Millikan, el científico que midió la carga del electrón en su famoso experimento con la gotita de aceite, en el Instituto de Tecnología de California, desarrolló una **cámara de ionización** cuyas lecturas podían registrarse en una película móvil sin necesidad de la intervención humana. Esto a la vez que disminuía los riesgos de

los viajes tripulados, ampliaba enormemente las posibilidades de hacer observaciones, tanto a mayores alturas como a grandes profundidades en zonas acuáticas [1, p.68].

Millikan dudaba de los resultados de las investigaciones de Hess y de Kolhörster. Pensaba que la radiación debía ser más bien de origen local. Una de las hipótesis que decidió investigar era que esta radiación se creaba en la atmósfera. En 1928, en colaboración con G.H. Cameron, realizó investigaciones en lagos. Si los rayos se formaban en el aire, entonces entre más aire hubiera sobre un lago, más radiación debía detectarse en dicho lago. Por lo tanto se debía registrar más radiación en aquellos lagos que se encontraban a alturas cercanas al nivel del mar (debido a que la capa de aire sería mayor encima de ellos). Millikan obtuvo resultados que le hicieron concluir que en la capa de aire no se producía esta radiación, provenía de más arriba y su origen era externo a la capa atmosférica [2, p.22]. Años más tarde, en 1936 Hess recibió el premio Nobel por el descubrimiento de la radiación cósmica [2, p.20]. La siguiente cuestión a resolver era de qué estaba formada esta extraña radiación.

1.1.2 LA DETERMINACIÓN DE LA COMPOSICIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

Recordemos que a principios del siglo veinte, la radiación más penetrante que se conocía era la radiación gamma producida por los materiales radioactivos. Los científicos de la época pensaron que la radiación cósmica era producida por radiación gamma. De esta manera, Millikan en 1926, pensando que la radiación cósmica estaba formada por rayos gamma, le asignó el nombre de *rayos cósmicos* a este fenómeno [2, p.25].

Por ese entonces, era conocido el hecho de que un campo magnético desvía a una partícula cargada, y no desvía a partículas neutras como fotones, neutrones, etc. Por lo tanto, si los rayos cósmicos estaban constituidos por radiación gamma, entonces no debería existir un cambio en la intensidad si la radiación se medía a diferentes latitudes terrestres, puesto que no se vería afectada por el campo magnético de la Tierra (más adelante se explica esto). Pero si los rayos cósmicos estaban constituidos por partículas con carga eléctrica se verían

afectadas por el campo magnético terrestre, y entonces por la forma de este campo, se detectaría mayor radiación en los polos que cerca del ecuador.

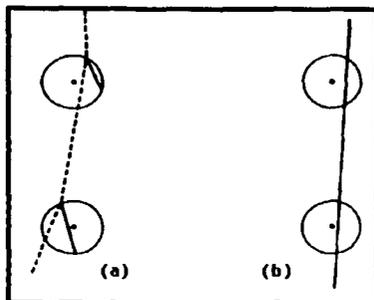
Se llevaron a cabo varios experimentos para dilucidar el tipo de componentes de los rayos cósmicos. En 1928, el físico holandés J. Clay realizó un experimento a bordo de un barco en el que utilizó una cámara de niebla para llevar un registro continuo de los rayos cósmicos a lo largo de todo el recorrido. El barco partió de Holanda (latitud 52° N) y llegó al este de la India, a Java (latitud 6° S), se puede ver que por el cambio de latitud, de norte a sur, en este recorrido Clay atravesó el ecuador terrestre. En su experimento encontró que la radiación cósmica disminuía en un 11%. Millikan y sus colaboradores llevaron a cabo experimentos con este objetivo entre los Angeles (latitud 34° N) y Perú (latitud 12° S); y no encontraron un cambio importante en la radiación cósmica. El motivo por el cual se obtuvieron estos resultados se debe a que las condiciones atmosféricas pueden provocar cambios importantes en la intensidad de la radiación cósmica al nivel del mar. No obstante, en esa época, parecía ser una prueba más de que los rayos cósmicos estaban constituidos por radiación electromagnética [2, p.25].

Sin embargo, otros experimentos sugerían que los rayos cósmicos estaban constituidos de partículas con carga eléctrica.

En 1929, Bothe y Kolhörster conectaron dos tubos de Geiger-Müller a dos electroscopios. Encontraron que en muchas ocasiones los electroscopios se descargaban al mismo tiempo. Estas descargas, o *coincidencias*, no eran accidentales [1, p.71]. Bothe y Kolhörster analizaron el problema en términos de que los rayos cósmicos estaban constituidos por radiación gamma, y que la radiación gamma, a su vez, está constituida por fotones de alta energía. Una de las interacciones bien conocidas en ese entonces era el efecto Compton.

El efecto Compton, propuesto en 1923 por A.H. Compton, ocurre cuando chocan un fotón y un electrón. Como resultado de la colisión el fotón cede al electrón parte de su energía y ambos salen desviados en otra dirección, pero el fotón lleva menos energía que la que tenía al principio [3, p.86].

Bothe y Kolhörster plantearon dos hipótesis a la descarga simultánea de los electroscopios. Una era que había pasado un fotón por ambos tubos y los había ionizado por un doble efecto Compton y otra que un fotón hubiera producido un solo electrón, por efecto Compton en la atmósfera, que llegaba a ambos contadores. En ambos casos, el paso de una partícula cargada, el electrón, era responsable de estas coincidencias. (Ver Figura 2).



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 2. Posibilidades planteadas por Bothe y Kolhörster en la descarga simultánea de electroscopios conectados a contadores Geiger. (a) Un fotón atraviesa ambos contadores y produce un electrón en cada uno por efecto Compton. (b) Un fotón produce un electrón en la atmósfera por efecto Compton y éste electrón atraviesa los dos contadores. (Tomado de Otaola, Javier A. y Valdés-Galicia, José F. 1992. Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. DF, México, p.29).

Para probar esto, Bothe y Kolhörster insertaron material entre los contadores de manera que absorbiera los electrones Compton de los átomos ionizados. Pero encontraron que la radiación podía penetrar incluso un bloque de oro de 4 cm de ancho colocado entre los tubos, pues los dos electroscopios se descargaban de manera simultánea. Este resultado era muy sorprendente, pues se sabía que sólo unos cuantos electrones Compton tienen un **alcance** tan grande (el alcance de una partícula se define como la distancia que puede atravesar una partícula en un material sin ser detenida). Los investigadores concluyeron que los rayos

cósmicos son partículas cargadas altamente penetrantes y no radiación gamma como se había pensado [1, p.71].

Bruno Rossi utilizó esta técnica para detectar coincidencias entre contadores que no estaban verticalmente alineados, sino en un arreglo triangular, de manera que una sola partícula cargada no pudiera atravesar simultáneamente todos los contadores. Sin embargo, Rossi encontró que en ocasiones se descargaban simultáneamente todos los electroscopios. La conclusión a la que llegó fue que las partículas de los rayos cósmicos no siempre llegan solas y que en ocasiones formaban parte de un grupo que llega a la Tierra. A este grupo de partículas se le denominó como *chubascos* de rayos cósmicos. Rossi diseñó muchos experimentos para el estudio de los rayos cósmicos. De hecho sus circuitos de coincidencias sentaron la base de todos los experimentos que se llevan actualmente, que utilizan contadores electrónicos para registrar la producción de partículas en colisiones de partículas de alta energía [1, p.72].

Ahora se sabe que cuando un rayo cósmico entra a la atmósfera choca con los átomos del aire y como resultado se genera una cascada de partículas secundarias conocida como "chubasco". Esta cascada está formada por partículas subatómicas *secundarias*, muy distintas a la partícula *primaria* que inicialmente entró en la atmósfera. A medida que la partícula primaria tiene más energía, más extensos son los chubascos. De hecho, los rayos cósmicos ultra-energéticos, pueden producir chubascos que se extienden en radios de varios kilómetros cuando llegan a la superficie de la Tierra.

En 1938, el físico francés, Pierre Auger colocó detectores de partículas en los Alpes y observó que en varias ocasiones, dos detectores que estaban separados entre sí varios metros, indicaban que llegaban a ellos partículas al mismo tiempo. Auger había descubierto los "chubascos extendidos", es decir, las partículas subatómicas secundarias que se formaban por la colisión de un rayo cósmico con los átomos de la atmósfera. Según sus cálculos, Auger pensó haber observado partículas con energías del orden de 10^{15} eV. Auger fue el primero en relacionar chubascos de partículas con rayos cósmicos [4].

1.1.3. PARTÍCULAS SUBATÓMICAS EN LOS RAYOS CÓSMICOS

Otro trabajo muy importante que mostraba que los rayos cósmicos estaban constituidos por partículas, fue el que realizó Skobeltzin. En 1923, el físico ruso Dimitri Skobeltzin estudiaba los rayos gamma en el laboratorio de su padre en Leningrado. Skobeltzin pretendía detectar en una cámara de niebla las trazas de los electrones de los átomos ionizados por los rayos gamma [1, p.72].

Una cámara de niebla es un recipiente que contiene un vapor sobresaturado, es decir sobreenfriado, de tal forma que se condensa con mucha facilidad. Cuando una partícula atraviesa el recipiente, el vapor se condensa y forma gotitas a su paso, de tal forma que se hace visible la trayectoria de la partícula.

Al realizar su experimento, Skobeltzin encontró que también se ionizaban los átomos de las paredes de la cámara de niebla, y las trazas de estos electrones afectaban sus observaciones. Para remediar este problema, decidió poner la cámara de niebla entre los polos de un imán con el propósito de deflectar las trayectorias de los electrones indeseados. En 1927 cuando Skobeltzin estudiaba las fotografías de las trazas obtenidas en la cámara de niebla, observó que aparecían con frecuencia trayectorias rectas en lugar de los patrones curvos que habitualmente observaba. Solamente una partícula muy energética podía dejar una traza recta sin sufrir ninguna deflexión por el campo magnético del imán. Skobeltzin pensó que estas trazas debían ser las huellas de los rayos cósmicos [1, p.72].

Robert Millikan pidió a su estudiante Carl D. Anderson, que construyera una cámara de niebla para estudiar las energías de los rayos cósmicos. Anderson construyó un electroimán que era enfriado por agua, que podía producir campos magnéticos 10 veces más intensos que los que había usado Skobeltzin. Lo primero que encontró fue que alrededor de la mitad de las trayectorias se desviaban a la derecha y la otra mitad hacia la izquierda, es decir, encontró que los rayos cósmicos contenían partículas de carga positiva y de carga negativa en cantidades muy parecidas [1, p.73].

Millikan pensaba que los rayos cósmicos estaban formados básicamente por electrones de átomos ionizados por rayos gamma, por lo que el resultado de Anderson fue sorprendente. De hecho Anderson realizaría un hallazgo todavía más inesperado: descubrió la antimateria. En 1932 observó la traza de una partícula positiva, cuya ionización y curvatura sugería una masa parecida a la del electrón. Había descubierto el positrón, el "anti-electrón", cuya existencia ya había sido predicha teóricamente por Dirac. Esta fue la primera partícula de antimateria que se encontró. Los científicos opinan que todas las partículas tienen su correspondiente partícula de antimateria y muchas de ellas han sido ya identificadas [1, p.73].

Blackett y Occhialini diseñaron una cámara de niebla que los llevó al descubrimiento de la producción del par electrón-positrón, de acuerdo con la predicción teórica de Dirac.

En 1937 Carl Anderson y Seth Neddermeyer descubrieron la partícula subatómica llamada muón. El positrón y el muón fueron las primeras partículas subatómicas que se descubrieron en los rayos cósmicos. A partir de aquí se descubrirían muchas otras. Con estos hallazgos se inauguró una rama más de la física, llamada física de las partículas elementales. Durante muchos años los rayos cósmicos fueron utilizados por los científicos para realizar sus investigaciones, hasta el surgimiento de los aceleradores de partículas en los años cincuenta [1, p.74].

En 1947 C.F. Powell y sus colaboradores revelaron la existencia de la partícula subatómica llamada pión. Y en 1949 Powell recibió el Nobel por este descubrimiento [1, p.79].

Todos estos descubrimientos se dieron en una rápida sucesión de desarrollo de nuevos métodos teóricos y experimentales. Durante la década de los 1950's, la utilización de emulsiones fotográficas trajo consigo muchos descubrimientos sobre los rayos cósmicos. Posteriormente se desarrollarían diversas técnicas para la caracterización de los rayos cósmicos.

1.1.3 LA EXPERIENCIA MEXICANA EN EL ESTUDIO DE LOS RAYOS CÓSMICOS

En el estudio de los rayos cósmicos, México tiene una gran tradición. El científico mexicano Manuel Sandoval Vallarta (1899-1977) quien fuera alumno de Einstein, Planck, Schrödinger, Heisenberg y Debye, hizo valiosas contribuciones en el estudio de los rayos cósmicos, en particular, en lo relacionado al efecto de la latitud geomagnética en los rayos cósmicos. Sandoval Vallarta y el físico belga Georges Lemaître (creador de la teoría del Big Bang, del origen del universo) explicaron que esto se debía a que los rayos cósmicos están constituidos por partículas con carga eléctrica (teoría Lemaître-Vallarta). Sandoval Vallarta propuso que, midiendo en la Tierra, la dirección de llegada del flujo de partículas cargadas que vienen del cosmos, era posible determinar el signo de su carga eléctrica. Si la radiación cósmica estaba constituida por partículas con carga positiva, ésta llegaría a la Tierra predominantemente del oeste en el Hemisferio Norte; y por el contrario, si estuviera compuesta por partículas de carga negativa entonces llegaría del este [5]. Y le tocó a Luis W. Álvarez, un físico estadounidense cuya familia era de origen español, y que era alumno de Compton, ir a la Ciudad de México. Y en la azotea de el Hotel Génova en esta ciudad, Álvarez armó un tren de contadores geiger sobre la tapa de una caja de jabón, misma que colocó en una carretilla. Y girando los detectores para medir primero el flujo del oriente y luego el flujo del occidente, determinó que los rayos cósmicos estaban formados principalmente de cargas positivas [6, p. 28].

Los experimentos realizados en la ciudad de México por el estudiante Luis W. Alvarez (después sería Premio Nobel), demostrarían años después que los rayos cósmicos estaban constituidos principalmente por protones.

Las investigaciones de Sandoval Vallarta, que con frecuencia eran en colaboración con Lemaître, también se extendieron al estudio de los efectos del campo magnético solar y de la rotación de la galaxia en los rayos cósmicos. Los cálculos de Vallarta y Lemaître eran muy complejos. De hecho utilizaron por primera vez uno de los antepasados de las

computadoras actuales: el analizador diferencial fabricado por Vannevar Bush en el MIT en 1930 para integrar ecuaciones diferenciales ordinarias [5].

Desde entonces el grupo de Rayos C3smicos de la UNAM, en particular, ha realizado importantes aportes, tanto experimentales como te3ricos, principalmente en la regi3n de bajas energias (10^{10} eV).

1.2 CARACTERÍSTICAS DE LOS RAYOS COSMICOS

Cada segundo nuestra atm3sfera es continuamente bombardeada por partculas at3micas. Se sabe que una parte de ellas provienen del Sol, otras del interior de nuestra galaxia y algunas m3s provienen de galaxias lejanas. Pero se sospecha que hay partculas que podrian estar viajando desde tiempos muy remotos, cuando nuestro universo era muy joven, y no tenia m3s de un segundo de haber nacido.

Aproximadamente 20 partculas por cm^2 llegan a la parte superior de la atm3sfera cada segundo, pero a nivel del mar llega 1 partcula por cm^2 por segundo [1, p.67]. Estas partculas se conocen como *rayos c3smicos* porque los que comenzaron a estudiarlos pensaban que se trataba de rayos. En la actualidad, aunque se sabe que no son rayos sino partculas, el nombre de rayo persiste.

Los rayos c3smicos est3n constituidos por partculas de muy alta energia que se mueven a velocidades cercanas a la de la luz y durante muchos a3os, antes de que se contara con los aceleradores de partculas modernos, constituyeron el 3nico medio que tenian los cientificos para descubrir nuevas partculas as3 como para estudiar las reacciones nucleares.

Por otro lado, dado que los rayos c3smicos pueden ser de origen gal3ctico o extragal3ctico, la composici3n qu3mica y la distribuci3n de energia de los rayos c3smicos han permitido obtener mayor informaci3n acerca de nuestra galaxia y del Sol, de las supernovas y de la s3ntesis nuclear que se lleva a cabo en el interior de las estrellas entre otras cosas. Adem3s

ha sido posible conocer más de la historia de la Tierra, de los meteoritos, de la superficie de la Luna, etcétera, debido a la presencia de elementos radiactivos presentes en los rayos cósmicos.

1. 2.1 LOS CHUBASCOS

Cuando una de estas partículas penetra en la atmósfera terrestre colisiona con los átomos de la atmósfera y como resultado (ya sea por fragmentación de la partícula original o por reacciones nucleares) se genera una cascada de partículas secundarias. Estas cascadas se conocen también con el nombre de *chubascos* y están formados por muchas partículas subatómicas: electrones, protones, neutrones, núcleos ligeros, muones, neutrinos y piones (π) cargados y neutros. (Ver Figura 3)



Figura 3. Producción de chubascos como resultado de la colisión de los rayos cósmicos con las partículas de la atmósfera terrestre.

La radiación primaria está formada principalmente por protones, también tiene electrones y núcleos de átomos de diversos elementos de la tabla periódica (ver página 34). Aparecen los núcleos sin los electrones porque, al tratarse de partículas con grandes energías, los átomos originales pierden los electrones por ionización al atravesar la materia del medio interestelar [2, p. 11].

De manera que los rayos cósmicos o radiación cósmica es el conjunto de partículas *primarias* que llegan al tope de la atmósfera, así como todas las partículas *secundarias* que se producen en las interacciones entre las partículas primarias y las partículas de la atmósfera.

1.2.2 DESARROLLO DE LOS CHUBASCOS

Cuando las partículas primarias llegan a la atmósfera y colisionan con los átomos de la atmósfera, el chubasco que se origina puede estar formado por distintos tipos de chubascos de partículas: a) una cascada de protones y núcleos conocida como cascada nucleónica, nuclear-activa, o hadrónica; b) una cascada de mesones pi (π) llamada cascada dura o mesónica y c) una cascada de leptones (electrones y muones (μ)) y rayos gamma, llamada cascada blanda o electromagnética [2, p.68].

Los protones y neutrones son los que originan la cascada nucleónica. En algunas ocasiones las colisiones entre las partículas del chubasco dan lugar a que se formen nuevas partículas, los mesones y los piones. Los piones tienen un tiempo de decaimiento muy corto, que en el caso de los piones neutros (π^0) llega a ser de 1.8×10^{-16} segundos [2, p. 138].

Los piones neutros (π^0) decaen en un par de fotones energéticos (rayos gamma). Estos fotones, a su vez, generan pares electrón (e^-) - positrón (e^+) por medio de un proceso conocido como **producción de pares**. Si estos electrones y positrones tienen suficiente energía pueden producir más fotones en el proceso de radiación de frenado o **emisión de bremsstrahlung**. Estos fotones a su vez, producen más pares electrón-positrón, creando así una avalancha de partículas que puede alcanzar la superficie de la tierra. Los piones cargados (π^+ y π^-) que no son absorbidos por los núcleos atómicos de la atmósfera decaen produciendo muones (μ) y neutrinos (ν). Estos últimos pueden llegar a atravesar a la tierra [7, p.148].

En la Figura 4 se muestra un esquema de la formación de estas partículas "secundarias".

Mientras más grande sea la energía del rayo cósmico primario, mayor será el área que abarque el chubasco en la superficie de la Tierra. Los llamados rayos cósmicos ultra-energéticos producen chubascos de millones de partículas que se esparcen en radios de varios kilómetros cuando llegan a la superficie terrestre.

Si se mide la densidad de partículas que contiene un chubasco se puede calcular la energía de la partícula primaria. En la actualidad esta densidad de partículas se mide colocando arreglos de detectores diseminados en grandes extensiones de terreno.

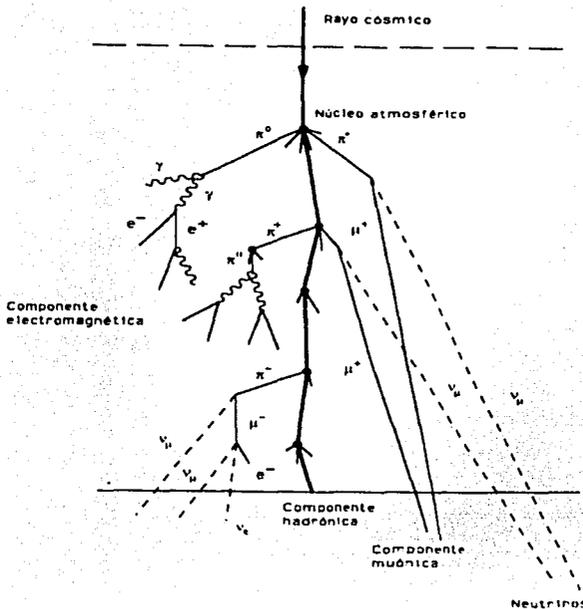


Figura 4. Producción de partículas secundarias en un chubasco atmosférico. (Tomado de Longair, M.S. (1992). *High energy astrophysics. Volume 1: Particles, photons and their detections*, Cambridge University Press, Second edition. p.149).

1.2.3 LA PROPAGACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS EN EL ESPACIO

El espacio que hay entre las estrellas está prácticamente vacío, tiene aproximadamente 1 átomo por cm^3 . Es una densidad que aún no se ha podido lograr en las mejores bombas de vacío en la Tierra. Esta baja densidad del medio interestelar permite que las fuerzas eléctricas y magnéticas puedan actuar sobre grandes distancias. Si se tratara de una densidad parecida a las que se encuentran en la Tierra, estos campos serían fuertemente amortiguados [8, p.64].

La trayectoria de las partículas de los rayos cósmicos es muy complicada porque las partículas que tienen carga eléctrica son desviadas por los campos magnéticos, debido a la fuerza de Lorentz.

La Tierra a grandes distancias genera un campo magnético parecido al de una barra de imán, es decir, se comporta como un dipolo magnético (como se muestra en la Figura 5). Aún si este campo fuera estrictamente el de un dipolo (que no lo es) las partículas seguirían trayectorias muy complicadas.

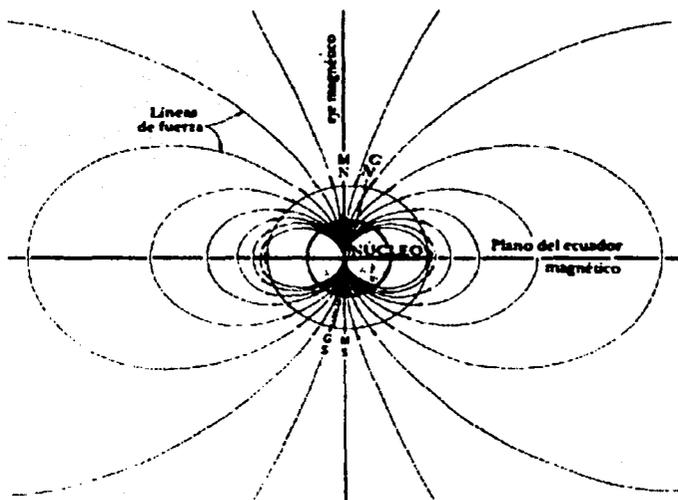


Figura 5. Campo magnético de la Tierra. (La letra M significa magnético y la letra G significa geográfico). (Tomado de J.A. Otaola y J.F. Valdés, *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. México, DF, 1992, p.46).

El Sol también tiene un campo magnético cuyos alcances se extienden más allá del Sistema Solar, es un campo magnético muy complicado. A grandes distancias se puede considerar un dipolo magnético, pero a distancias cercanas, se puede ver que la forma del

campo se modifica por el continuo fluir de su corona hacia el exterior. El viento solar es la atmósfera solar, un gas altamente ionizado (un plasma). Es una atmósfera que no está confinada como la de la tierra y se aleja del Sol rápidamente alcanzando grandes velocidades. Además es muy tenue, aproximadamente tiene 100 átomos por cm^3 a la altura de la órbita terrestre [2, p. 78].

El viento solar modifica la forma del campo magnético terrestre. Lo “comprime” del lado día y lo “estira” del lado noche, de esta manera se genera una cavidad que separa magnéticamente el espacio que rodea a la Tierra del medio interplanetario. La forma de este campo recuerda la forma de un cometa. Como se ilustra en la Figura 6.

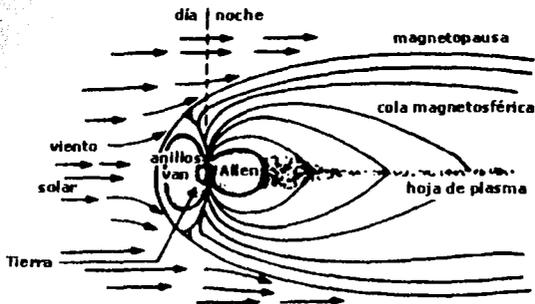


Figura 6. El campo magnético de la Tierra modificado por el viento solar. (Tomado de J.A. Otaola y J.F. Valdés, *LOS RAYOS CÓSMICOS: mensajeros de las estrellas*. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. México, DF, 1992, p.47).

Aquellas partículas que se mueven perpendicularmente a las líneas del campo magnético tienden a desviarse, mientras que las que se mueven en la dirección de estas líneas no son afectadas. Solamente aquellas partículas que tengan energías muy elevadas pueden atravesar los campos magnéticos sin modificar su dirección de manera apreciable.

Además el campo magnético afecta de forma diferente a las partículas según su signo de carga. Si las partículas son positivas las desvía hacia el este. Con base en esto se llevaron a

cabo experimentos para determinar si en la composición de los rayos cósmicos predominaban las partículas de un signo determinado (ver sección correspondiente a la Historia de los rayos cósmicos). El resultado fue que se observó en los rayos cósmicos que llegan a la tierra una asimetría este-oeste, o sea, que en los rayos cósmicos predomina el número de partículas con carga eléctrica positiva, que resultan ser protones.

Por otro lado, el Sol tiene una serie de perturbaciones locales denominadas regiones activas que pueden generar campos magnéticos muy intensos. Pueden durar meses o incluso hasta un año. Estas regiones caracterizan al ciclo solar que tiene una duración aproximada de 11 años. Se ha observado que cuando aumenta el número de manchas solares la intensidad de la radiación cósmica que se detecta disminuye (aproximadamente en un 20 %) y viceversa. En la figura 7 se muestran tres ciclos solares, representados por el número de manchas, así como la intensidad de los rayos cósmicos medida en la Tierra.

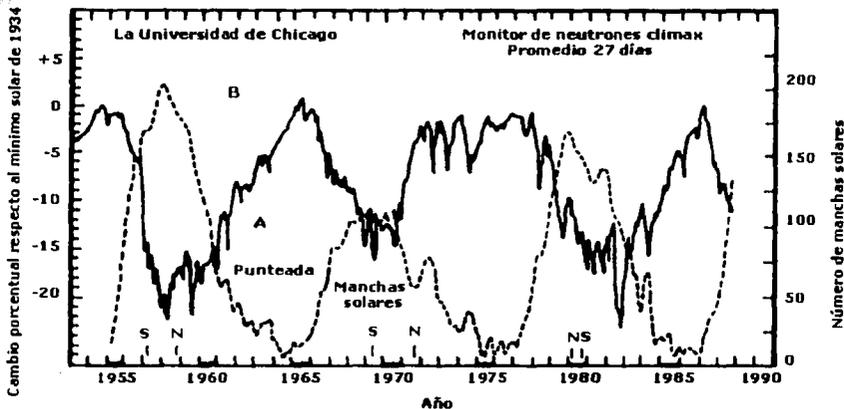


Figura 7. Intensidad de la radiación cósmica (línea continua) detectada en el monitor de neutrones climax, EUA, junto con el ciclo de manchas solares (línea punteada). (Tomado de J.A. Otaola y J.F. Valdés, *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. México, DF, 1992, p.90).

1.3 ESPECTRO DE ENERGÍA DE LOS RAYOS CÓSMICOS

Uno de los aspectos más estudiados de los rayos cósmicos es su espectro de energía. En el se muestra con qué frecuencia llegan a la Tierra los rayos cósmicos de una determinada energía. En este espectro los investigadores han obtenido información valiosa sobre las fuentes de origen de los rayos cósmicos así como de los mecanismos de aceleración que les imparten sus enormes energías. El rasgo más notable de este espectro es que a medida que aumenta la energía de la partícula disminuye el número de partículas que se detectan.

Se sabe que llegan a la Tierra muchísimas partículas con energías "moderadas" y son menos las que llegan con energías mayores. Cada segundo llegan a la Tierra cerca de 10 mil rayos cósmicos con energías del orden de 10^9 eV; llega una partícula con energías del orden de 10^{16} eV cada semana en un área de un kilómetro cuadrado y llega una partícula con energía mayor de 10^{20} eV cada siglo en un área de un kilómetro cuadrado [8, p.64]. En la Figura 8 se muestra una representación de este espectro.

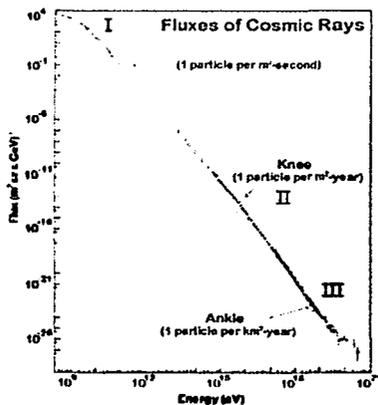


Figura 8. Espectro integral de energía de la radiación cósmica primaria. El eje de las Xs representa energía total y el de las Ys intensidad unidireccional de partículas primarias.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

El espectro de los rayos cósmicos con energías menores a 10^{12} eV se puede describir por medio de una ley de potencias de la forma $N(E) = KE^{-2.6}$. Donde $N(E)$ es el número de partículas N con energía E . Se puede ver, en la Figura 8 o en la expresión anterior, que el número de partículas disminuye muy rápido a medida que aumenta el valor de la energía.

El espectro de energías de los rayos cósmicos tiene, en general, 3 rasgos importantes, ver Figura 8: (a) La región I, la porción aplanada que se encuentra abajo de energías $E < 10^{12}$ eV, que se supone que varía con la actividad solar; (b) La región II, la "rodilla" del espectro, con energías de $10^{14} < E < 10^{16}$ eV, y (c) la región III, el "tobillo" del espectro, para energías $E > 10^{18}$ eV.

En la región I, se representan las medidas de los rayos cósmicos primarios llevadas a cabo en globos o naves espaciales. Estos datos dieron origen al llamado modelo estándar del origen de los rayos cósmicos, en el que los rayos cósmicos son acelerados mediante colisiones con remanentes de supernovas (más adelante se describe este proceso).

Existen variaciones en la intensidad de los rayos cósmicos asociados al Sol pero sus efectos se sienten más allá de la órbita terrestre, y es posible que también en otros planetas alejados de la Tierra. Los efectos solares son de dos tipos [2, p.93]:

- (i) El Sol es por sí mismo una fuente débil e intermitente de rayos cósmicos, tan intermitente que es posible detectar sus efectos en la superficie de la tierra en el transcurso de unas cuantas horas, por lo menos una vez al año. En esas ocasiones, las partículas que provienen del sol tienen mucha menor energía que las partículas que llegan de otras partes. Básicamente, los rayos cósmicos son partículas que arroja el sol en las llamadas ráfagas solares y están constituidos principalmente por protones y núcleos de helio, en menor proporción se han detectado núcleos más pesados, incluso hierro. Las energías de estas partículas van desde unos cuantos eV hasta 10^{10} eV.

- (ii) Las condiciones del sistema solar afectan continuamente el flujo de rayos cósmicos, y estas variaciones pueden describirse como "modulación" de los rayos cósmicos galácticos. Como ya se mencionó las variaciones tienen una duración promedio de 11 años y la intensidad de los rayos cósmicos que se detecta en la tierra está anticorrelacionada con la actividad solar (ver figura 7).

La región II, la región de la "rodilla" está caracterizada por un escalón en el espectro. De hecho se puede observar en la gráfica del espectro (ver Figura 8) que a energías mayores de 10^{15} eV la curva se hace más "empinada". Se piensa que este cambio en la gráfica se debe a que las partículas más energéticas tienen un origen diferente a las menos energéticas y quizás incluso tienen una composición distinta [9].

Por otro lado, el aplanamiento del espectro en la región III, puede reflejar el efecto de la componente extragaláctica de la radiación cósmica. Cabe mencionar que los investigadores aún no encuentran un final natural para este espectro [8, p.62].

En la Figura 9 se muestra un esquema de la propagación de los rayos cósmicos desde su fuente de origen hasta un observador situado en el medio interestelar [a]. El observador detectará abundancias distintas a las que tenían los rayos primarios emitidos desde su fuente de origen, así como núcleos secundarios producidos durante la propagación de los rayos cósmicos en el medio interestelar. Si el observador está en la Tierra [b] detectará cambios en el espectro de energía de los rayos cósmicos debido a la modulación solar.

En 1960 Bernard Peters del Tata Institute en Bombay propuso que los rayos cósmicos de baja energía se producen en el interior de nuestra galaxia, la Vía Láctea, mientras que aquellos con mayores energías provienen de fuentes lejanas. El argumento es que la trayectoria de los rayos cósmicos ultraenergéticos, con energías mayores a 10^{19} eV, no serían deflectadas por los campos magnéticos típicos de nuestra galaxia, es decir, viajarían prácticamente en línea recta. Por el contrario, si estas partículas tuvieran su origen en la galaxia entonces se observarían distintos flujos de partículas en diferentes direcciones debido a que la Vía Láctea no es simétrica a nuestro alrededor. Y lo que ocurre en realidad

es que se observa una distribución isotrópica en los rayos cósmicos de alta energía, mientras que esto no ocurre con los de baja energía [8, p.62].

Los astrofísicos han diseñado modelos para explicar cómo se producen los rayos cósmicos y qué mecanismos les imparten su energía, pero aún no tienen respuestas definitivas. Consideran que los que tienen energías hasta de 10^{16} eV provienen de explosiones de supernovas y pulsares. Pero aún no se sabe la procedencia ni la composición química de los rayos cósmicos de energías muy altas (mayores que 10^{19} eV) [10].

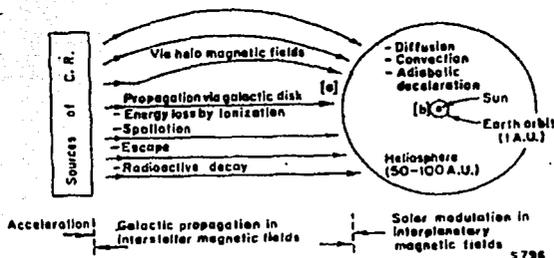


Figura 9. Representación del trayecto de un rayo cósmico desde su fuente de origen a un observador en el medio interestelar [a] o en la tierra [b]. (Tomado de Simpson, J. A. (1983). *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33, p. 333)

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1.3.1 SUPERNOVAS COMO FUENTE Y COMO MECANISMO DE ACCELERACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS

Los investigadores consideran que la mayoría de los rayos cósmicos galácticos, aquellos de la región I y II, con energías menores a 10^{16} eV se originaron en supernovas. De hecho, la potencia requerida para mantener el suministro de rayos cósmicos en nuestra galaxia es un poco menor que la energía cinética promedio que liberaron las 3 explosiones de supernovas que ocurrieron en el siglo XX [8, p.64].

Combi y Romero [9] hicieron un cálculo de la potencia que requiere una fuente para generar el tipo de rayos cósmicos que se encuentran alrededor de la Tierra. Si llamamos E a la densidad de energía (cantidad de energía por unidad de volumen) de los rayos cósmicos determinada por las sondas espaciales, donde E resulta ser de $2 \text{ eV/cm}^3 = 3 \times 10^{12} \text{ erg/cm}^3$; y denotamos por V al volumen de la galaxia, estimado en $2.5 \times 10^{67} \text{ cm}^3$ y considerando la vida media t de los rayos cósmicos, que es de aproximadamente unos 20 millones de años, se puede calcular la potencia de la fuente de rayos cósmicos mediante la expresión $P = e V / t = 1.2 \times 10^{41} \text{ erg/s}$. Se considera que esta cantidad de energía por segundo sólo puede ser liberada en escenarios astrofísicos violentos, en particular, en las explosiones de estrellas denominadas supernovas.

Una supernova es una de las posibles formas de morir que tiene una estrella que tiene entre 8 y 60 veces la masa del Sol [11, p.590]. Recordemos que una estrella es una esfera de gas incandescente, y que a lo largo de su vida se ve sometida a dos fuerzas opuestas entre sí: la del gas incandescente que busca expandir a la estrella y la fuerza de gravedad que tiende a contraerla. Mientras la estrella disponga de suficiente combustible nuclear estas dos fuerzas estarán en equilibrio. Pero cuando se agote el combustible nuclear, es decir, cuando el núcleo de las estrellas sea de hierro, ya no le será posible generar una fuerza suficiente que contrarreste la fuerza de gravedad y la estrella se contraerá inevitablemente, a veces de forma muy brusca. Al mismo tiempo, la estrella se calentará muy rápidamente y la gran energía liberada provocará una explosión que expulsará hacia fuera las capas exteriores de la estrella, enriqueciendo al medio interestelar de los

elementos que "fabricó" en las primeras etapas de su vida. Arrojará al espacio núcleos de hidrógeno, de helio, y en ocasiones, algunas fracciones de nitrógeno, de oxígeno y de carbono. Esta explosión es lo que se conoce como supernova.

Existe otra forma de supernova. Ocurre cuando una enana blanca, que es una estrella que al final de su vida se colapsó y concentró su materia en un tamaño muy reducido, se desintegra en una explosión termonuclear.

Las partículas expulsadas por la explosión de una supernova adquieren aún más energía por las condiciones del medio circundante. En ambos tipos de supernova las partes externas de la estrella explotan a velocidades de 10 mil kilómetros por segundo o más. Y la materia eyectada se expande a grandes velocidades. En la explosión se produce una onda de choque, una discontinuidad repentina en las propiedades del gas que se propaga en el espacio a velocidades mayores que el sonido en dicho medio. Dicha onda arrastra el material interestelar en la región frente a la discontinuidad, con el que forma una "cáscara de materia". Las partículas que entraron en contacto con la onda de choque ganan energía durante el encuentro. Detrás de dicha cáscara el campo magnético está muy amplificado. Las partículas que se encontraban detrás de la discontinuidad son dispersadas por la turbulencia del campo magnético del medio circundante, de forma que pueden cruzar la región frente a la discontinuidad y de esta forma pueden ser lanzadas contra la onda de choque para ser aceleradas de nuevo. Una partícula puede ser deflectada de tal forma que atraviese la frontera de la onda de choque cientos o miles de veces, adquiriendo más energía en cada cruce, y una vez que adquieren suficiente energía puede escapar como rayo cósmico de la región donde se concentran los restos de la supernova llamados remanentes de supernova. Este proceso permite acelerar protones hasta energías del orden de 10^{15} eV [10].

Por otro lado, estas partículas escapan siguiendo trayectorias complicadas porque al ser partículas con carga eléctrica se ven afectadas por los campos magnéticos del medio interestelar. Por esta razón la dirección con la que llegan a la Tierra no contiene información sobre la localización de su fuente original.

Los investigadores también han encontrado evidencia de que las supernovas pueden actuar como aceleradores de partículas estudiando la **radiación de sincrotón**, asociada a remanentes de supernova. La radiación de sincrotón es característica de los electrones de alta energía que se mueven en un campo magnético intenso, y la presencia de radiación de rayos X de sincrotón en algunos remanentes de supernovas sugieren altas energías [8, p.64].

Eventualmente, los astrofísicos quieren ser capaces de distinguir de qué tipo de supernova provienen los rayos cósmicos. Por ejemplo, la supernova de una explosión de una enana blanca arroja al medio interestelar todo tipo de núcleos atómicos. Mientras que la supernova que proviene del colapso de una estrella masiva arroja al medio interestelar las capas externas de la estrella, enriqueciendo al espacio con núcleos de elementos que estaban presentes en las primeras etapas de evolución de la estrella, como ya se mencionó.

1.3.2 FUENTES Y MECANISMOS DE ACELERACIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS ULTRA-ENERGÉTICOS.

La región II o "rodilla" del espectro de rayos cósmicos, como ya se dijo, sugiere que muchas partículas son aceleradas por otros mecanismos.

El estudio de los rayos cósmicos ultra-energéticos (con energías mayores a 10^{18} eV), aquellos que pertenecen a la región III del espectro de energía, no es fácil puesto que su detección no es sencilla. Ya se mencionó que aproximadamente una de estas partículas penetra a la atmósfera terrestre cada siglo por kilómetro cuadrado. Cuando estas partículas llegan a la atmósfera forman chubascos de millones de partículas que pueden abarcar extensas áreas de varios kilómetros cuadrados. De hecho, si el rayo cósmico primario tiene 10^{20} eV de energía, el chubasco cubre un área aproximada de 16 kilómetros cuadrados [4]. Por ello el estudio de rayos cósmicos ultra-energéticos requiere detectores muy grandes.

El cómo obtienen su energía estas partículas es todo un misterio. Lo más probable es que provengan del exterior de nuestra galaxia porque no hay fuente conocida en la Vía Láctea capaz de producirlos. Sin embargo, tampoco pueden estar más allá de 30 millones de años luz, porque de otro modo las partículas perderían energía en la interacción con la radiación de fondo (es el residuo de la radiación caliente producida en el Big Bang y que se enfrió en la expansión del Universo). A velocidades cercanas a la de la luz, un rayo cósmico puede perder mucha de su energía en la colisión con un fotón de frecuencia de radio (por efecto Compton) [8, p.66].

Por otro lado si las fuentes de estos rayos ultra-energéticos se distribuyeran uniformemente en el cosmos, la interacción con la radiación de fondo produciría un corte en el número de partículas con energías mayores a 5×10^{19} eV, pero esto no sucede así porque se han detectado rayos cósmicos con energías superiores a ésta [8,p.66]. La existencia de estos rayos cósmicos ha permitido a los investigadores teorizar sobre su origen. Hay varios candidatos posibles: discos de acreción de hoyos negros galácticos, explosiones de rayos gamma (gamma-ray bursts), colisiones de galaxias y defectos topológicos en el universo.

Los astrofísicos suponen que en el núcleo de las galaxias existe un agujero negro gigante que al absorber materia de los alrededores es capaz de producir chorros de materia a velocidades relativistas que viajan en el medio interestelar. Estos "jets" de partículas ya han sido localizados con radiotelescopios [8, p.66].

Las explosiones de rayos gamma se producen probablemente en explosiones de pequeños agujeros negros o cuando se colapsa una estrella de neutrones. El físico Stephen Hawking en 1974, propuso que los agujeros negros terminan su vida explotando y al explotar emiten radiación gamma [12, p.35].

Pero las hipótesis más intrigantes son las que suponen que los rayos cósmicos ultra-energéticos se producen en el decaimiento de **monopolos magnéticos, cuerdas cósmicas** y otros defectos topológicos que pudieron haber formado parte del universo inmediato al Big Bang. Se piensa que estos objetos hipotéticos son remanentes de una fase del Universo en

donde las fuerzas fundamentales estaban unidas. A medida que estos objetos colapsaban y las fuerzas se separaban, la energía almacenada en estos objetos se liberó en forma de partículas supermasivas que decayeron inmediatamente, produciendo chorros de partículas con energías 100 mil veces mayores a las de los rayos cósmicos ultra-energéticos que se conocen. En este escenario, los rayos cósmicos ultra-energéticos actuales son los residuos de los chorros de partículas primordiales [8, p.67].

Por otro lado, persisten algunas preguntas entre los investigadores ¿la naturaleza puede producir partículas más energéticas que las que se han detectado? O ¿éstas son las partículas más energéticas que puede producir?.

1.3.3 DETECCIÓN DE RAYOS CÓSMICOS ULTRA-ENERGÉTICOS

Para estar totalmente seguros de la composición nuclear de cualquier rayo cósmico se deben hacer medidas antes de que estos rayos lleguen a la atmósfera terrestre y formen chubascos. Sin embargo, esto es bastante caro, por lo que se ha optado por analizar los chubascos. Este es un método indirecto porque no identifica con precisión el tipo de núcleo que entró a la atmósfera.

A continuación se mencionan algunos de los esfuerzos destinados a la detección de rayos cósmicos ultra-energéticos.

En Akeno, Japón hay un detector con una superficie de 100 kilómetros cuadrados, llamado AGASA, en donde se colocaron 111 detectores de partículas, cada detector tiene 2.2 metros cuadrados de área. En este lugar se han detectado rayos cósmicos con energías mayores de 10^{20} eV [4].

En el desierto de Utah, en Estados Unidos está el observatorio CASA (Chicago Air Shower Array). Y recibe el patrocinio de la ciudad de Chicago. El 15 de octubre de 1991, el detector Ojo de Mosca (Fly's Eye), un detector de fluorescencia (que se describe más

adelante), ubicado en el desierto de Utah, detectó un chubasco de partículas secundarias que provenían de un rayo cósmico con una de las mayores energías detectadas: de 3×10^{20} eV. Cabe mencionar que hasta la fecha, en todo el mundo, se han detectado únicamente 15 rayos cósmicos ultraenergéticos [4].

La NASA (National Aeronautics and Space Administration) desarrollo técnicas para elevar detectores a grandes alturas en globos aerostáticos por varios días. Uno de los vuelos tuvo lugar en el continente de la Antártica (Polo Sur), en donde los globos alcanzaron alturas de 40 km. Los globos cubrieron trayectorias circulares rodeando todo el continente y después de 10 días llegaban al punto de partida. Los detectores tenían la capacidad de detectar partículas con energías mayores de 10^{15} eV [8, p.66].

El proyecto Pierre Auger, destinado a estudiar los rayos cósmicos ultra-energéticos, es uno de los más ambiciosos. Todavía no está en funcionamiento. En él participan más de 200 científicos de 20 países. Los líderes del proyecto son el físico estadounidense James Cronin, premio Nobel de Física en 1980, de la Universidad de Chicago, y el físico escocés Alan A. Watson, de la Universidad de Leeds en el Reino Unido [4].

El proyecto lleva el nombre del físico francés Pierre Auger quien fue el primero en relacionar chubascos de partículas con rayos cósmicos. Participa también un grupo de científicos mexicanos de instituciones como la UNAM, la Universidad Autónoma de Puebla, la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, y el Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica [13].

Dicho proyecto consiste de dos redes de detectores ubicadas en cada hemisferio, Los lugares escogidos debían reunir dos características: tener un cielo despejado, lejano de la luz de la ciudad y un área poco poblada. Los lugares elegidos están ubicados en Argentina y Estados Unidos. Cabe mencionar que México compitió, junto con España y Estados Unidos, para ser la sede de este observatorio en el hemisferio norte [4].

Como resultado de esto, una red de detectores estará en la Pampa Argentina y la otra en el desierto de Utah, en Estados Unidos, y cada red va a cubrir un área de 3 mil kilómetros cuadrados (el doble del área del DF). El observatorio de Argentina se comenzó a construir en 1999 y el de Utah se comenzará a construir en el 2003. Ambos observatorios funcionarán durante 20 años. Con la información obtenida por los dos observatorios se espera detectar 50 rayos cósmicos en un año con energías mayores de 10^{20} eV y abarcando todo el cielo, tanto del hemisferio norte como del sur [4].

El detector Pierre Auger es un tipo de observatorio "híbrido", consistente en una red de superficie de detectores Cerenkov de agua y un sistema de telescopios de fluorescencia atmosférica para la observación de cascadas atmosféricas.

En cada instalación habrá 1 600 detectores de superficie que consistirán de grandes tanques de agua (12 m^3) separados 1.5 kilómetros entre sí. Cada detector será independiente y operará en forma permanente con energía solar, a fin de coleccionar las partículas de los chubascos. Combinando las señales de los detectores se podrá reconstruir el chubasco y a partir de ahí se podrá obtener información sobre la partícula primaria incidente, es decir, se tendrá información sobre su masa, su energía y dirección de llegada a la Tierra [4].

Los chubascos producen luz de fluorescencia como resultado de la interacción de las moléculas del aire con las partículas de la cascada. Esta luz podrá ser detectada en noches claras sin luna por medio de telescopios ópticos de alta sensibilidad. Los detectores de fluorescencia apuntarán al cielo en todas direcciones y podrán medir cascadas de rayos cósmicos con más detalle que los detectores de superficie. Al establecer la forma y la dirección de la fuente de luz se podrá determinar la dirección de la partícula primaria e indicar en forma aproximada el tipo de partícula que es y su masa. En la Universidad de Utah, a estos detectores de fluorescencia se les ha llamado "ojo de mosca" (*fly's eye*) porque el arreglo de los sensores de luz recuerdan al ojo de una mosca [4].

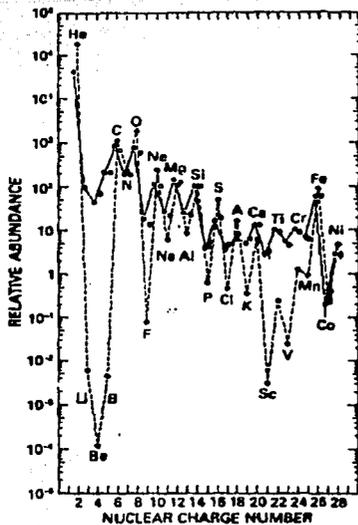
1.4 COMPOSICIÓN DE LOS RAYOS CÓSMICOS

El conocimiento de la composición nuclear de los rayos cósmicos puede proporcionar información sobre sus fuentes de origen. Los investigadores pretenden ser capaces de establecer si un determinado rayo cósmico constituye una muestra típica de material interestelar, si es una muestra del material arrojado en una explosión de supernova o si es resultado de la mezcla de diversas fuentes. Por otro lado, cuando se determina la cantidad de los elementos radiactivos presentes en los rayos cósmicos es posible determinar el tiempo en que han estado viajando en los campos magnéticos del medio interestelar.

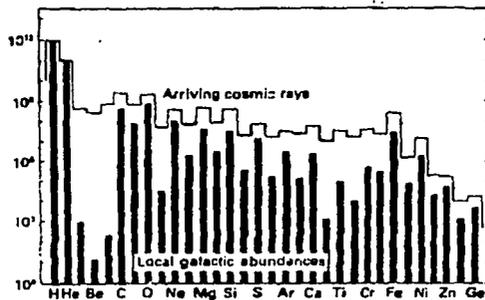
En la Figura 10 se muestra la composición nuclear de los rayos cósmicos determinadas por Simpson [14] comparadas con las abundancias nucleares del Sistema Solar. En la figura se observan los siguientes aspectos:

- a) En ambas gráficas, la de rayos cósmicos y la del Sistema Solar, los picos del carbono, nitrógeno, oxígeno y hierro son los más grandes (después del helio y el hidrógeno).
- b) Los elementos ligeros como el litio, berilio y boro son mucho más abundantes en los rayos cósmicos que en el Sistema Solar.
- c) En los rayos cósmicos son más abundantes los elementos que están entre el calcio y el hierro.
- d) En los rayos cósmicos y en el Sistema Solar predominan los elementos como el hidrógeno y el helio sobre los elementos más pesados.

Las características que se mencionan en (b) y (c) pueden considerarse resultado del proceso de generación de núcleos secundarios durante la propagación de los rayos cósmicos. En su trayecto los elementos presentes en los rayos cósmicos se fragmentan y dan origen a núcleos con números de masa inferiores.



(a)



(b)

Figura 10. Composición de la radiación cósmica comparada con las abundancias nucleares del Sistema Solar. (a) Los datos están normalizados al silicio. (b) Los datos están normalizados al hidrógeno. (Tomado de Longair, M.S. (1992). *High energy astrophysics. Volume 1: Particles, photons and their detections*, Cambridge University Press, Second edition. p.278)

Cálculos basados en las abundancias relativas de isótopos de helio, han mostrado que los rayos cósmicos desde su nacimiento, atraviesan aproximadamente 30 kg/m^2 de materia antes de llegar a la Tierra [2, p.61]. La colisión de una partícula de alta energía con una partícula en reposo genera en ocasiones la fragmentación de una de ellas. Es por medio de este mecanismo que núcleos de carbono, nitrógeno y oxígeno generan núcleos de litio, berilio y boro (Li, Be, B), haciendo que su cantidad en los rayos cósmicos sea mayor que en el sistema solar.

Como veremos más adelante, las abundancias relativas indican que por su escasez, la identificación de los núcleos más pesados requiere una capacidad predictiva muy precisa.

Uno de los isótopos del berilio, producido por fragmentación de elementos más pesados, es el Be^{10} que es radiactivo. Este isótopo decae en B^{10} después de cuatro millones de años. La razón Be/B juega el papel de un reloj cósmico que mide el tiempo que ha viajado un rayo cósmico desde su fuente de origen hasta la tierra, y proporciona un tiempo comprendido de 1 a 100 millones de años [2, p.61].

CAPÍTULO II

LA BÚSQUEDA DE LA ANTIMATERIA

2.1 HACIA LA TEORIA DEL BIG BANG

En 1917 Albert Einstein formuló el primer modelo realista del Universo y se basaba en su teoría general de la relatividad, publicada en 1915. De acuerdo a esta teoría, el espacio en el que vivimos es curvo y una manifestación de su curvatura es la fuerza de gravedad. Además la masa de los cuerpos puede deformar el espacio y el tiempo; en particular, alrededor de los cuerpos muy masivos el tiempo transcurre muy lentamente. Según el modelo de Universo de Einstein, el universo es homogéneo e isotrópico, y es semejante a una esfera, pues es finito pero sin fronteras. Si un viajero se mueve en línea recta en este universo regresa eventualmente al punto de partida. En este modelo el universo es estático, sin embargo, las ecuaciones de la relatividad general mostraban que el universo se colapsaría debido a su propia fuerza de gravedad, para evitar esto, Einstein introdujo en sus ecuaciones una constante cosmológica que evitaba la contracción, pues hacía que la fuerza de gravedad se volviera repulsiva a grandes distancias [16, p.64].

En 1922, el físico ruso Alexander Friedmann, a partir de las ecuaciones de Einstein de la relatividad general y sin hacer uso de la constante cosmológica, llegó a la conclusión de que las galaxias se alejan unas de otras, y por lo tanto el universo no era estático. Ni el mismo Einstein tomó en serio el trabajo de Friedmann [16, p. 64]. Friedmann murió de tifoidea en 1925 y no pudo ver confirmada su predicción teórica [17, p.80].

En 1927 el abad belga Georges Lemaître, estudió las ecuaciones de la relatividad general de Einstein incluyendo la constante cosmológica y llegó a la conclusión de que el universo no podía ser estático. En realidad era muy inestable y cualquier perturbación provocaría en el universo una gran expansión o una contracción. Lemaître hizo el planteamiento de que inicialmente toda la materia del universo estaba comprimida en un espacio muy reducido, al que llamó el "súper átomo" primordial, y en un momento dado el universo se comenzó a expandir. [18, p.80].

En 1946 George Gamow propuso que si el universo comenzó partiendo de un estado inicial hiperdenso también debía encontrarse muy caliente. Ahora que el universo se ha expandido (y continúa haciéndolo) debe existir un remanente de esa temperatura inicial. La teoría electromagnética le permitió estimar que ese residuo debería de presentarse en forma de radiación electromagnética de baja temperatura. La estimación de Gamow era de -268°C . En 1965 los radioastrónomos Arno A. Penzias y Robert W. Wilson detectaron en sus radiotelescopios una señal muy débil que provenía de todas las direcciones del cielo. Al principio pensaron que se debía a un problema con su equipo, luego pensaron que se debía a que algunas palomas habían dejado rastros de su presencia en los detectores. Hasta que finalmente concluyeron que era la radiación de la que Gamow hablaba. Dicha radiación resultó ser de -270°C es decir, 2.7 K. En la actualidad se le conoce como radiación cósmica de fondo y nos muestra que la temperatura del universo ha decaído desde su temperatura inicial hasta 2.7 kelvin [16, p.64].

El cosmólogo inglés Fred Hoyle, en un intento por desacreditar esta teoría de expansión del universo, llamó **big bang** a este proceso. Y este nombre muy pronto se hizo popular. Las evidencias de la expansión del universo se han acumulado desde hace más de 70 años. La primera de ellas fue el descubrimiento de Hubble del corrimiento al rojo de las galaxias [18, p.88].

2.2. LA TEORÍA ESTÁNDAR DEL BIG BANG Y SUS PROBLEMAS

La teoría estándar del big bang postula que el universo nació hace unos 15 billones de años (15×10^{12} años), a partir de una singularidad cósmica, un estado en el que la densidad y la temperatura son extremadamente altas [20, p. 99]. En un momento dado esta singularidad comenzó a expandirse. No hay teoría alguna que pueda explicar lo que ocurrió en este momento, los científicos sólo pueden explicar lo que ocurrió cuando ya habían transcurrido 10^{-43} segundos [21, p. 10].

Dicha teoría se apoya en varios supuestos [22, p. 35]:

- a) Las leyes de la física no cambian con el paso del tiempo y los efectos de la fuerza de gravedad están descritos en la teoría general de la relatividad de Einstein.
- b) En sus orígenes el universo estaba formado por un gas muy caliente en expansión formado por partículas en equilibrio térmico.
- c) El universo era homogéneo desde un principio y se mantuvo así a medida que evolucionaba.
- d) El universo no tiene centro ni fronteras.
- e) La materia llena todo el espacio.
- f) A lo largo de la evolución del universo nunca hubieron cambios bruscos en el estado de la materia o de la radiación.

Además, el modelo estándar predice que debe ser posible detectar experimentalmente los siguientes sucesos [22, p. 35]:

- a) Que el universo está en expansión. Lo cual fue confirmado con las investigaciones de Edwin P. Hubble en la década de los 1920's cuando encontró que los espectros de las galaxias tenían un corrimiento al rojo y que las galaxias se están alejando entre sí a una distancia proporcional a la distancia que las separa.
- b) En el universo debe existir una radiación de fondo de microondas como un remanente de las altas temperaturas iniciales del universo. Esta predicción, como ya se mencionó, fue corroborada por Arno A. Penzias y Robert W. Wilson.
- c) Este modelo explica la síntesis de los elementos ligeros en los primeros instantes del big bang. En la actualidad las abundancias de He^4 , H^2 , H^3 y Li^7 concuerdan con estas predicciones.

Las dificultades de la teoría estándar son varias [22, p. 35] y [23, p. 23]:

- a) En sus comienzos el universo era extremadamente caliente debido a la intensa radiación. De acuerdo a la famosa ecuación de Einstein $E=mc^2$ la materia y la energía son intercambiables, por lo que en este universo recién formado se formaban pares de partículas y antipartículas de manera espontánea. Cuando una partícula hace contacto con su antipartícula se aniquilan ambas y en este proceso se libera energía. De este modo, aparecían constantemente partículas y antipartículas que al estar en un espacio reducido se aniquilaban liberando energía a partir de la cual se formaban más pares de partículas-antipartículas. Si el universo hubiera continuado expandiéndose a la velocidad que postula el modelo estándar habría terminado siendo más pequeño de lo que es en la actualidad [21, p. 11].
- b) No explica bien la uniformidad a gran escala del universo observable. Por ejemplo, no explica bien la isotropía casi perfecta de la radiación cósmica de fondo; considerando que las partes más alejadas del universo nunca han estado en contacto físico en el transcurso de la expansión. En este modelo el universo evoluciona muy rápido por lo que no existe ningún proceso físico que pueda dar origen a dicha uniformidad, y de existir dicho proceso debería propagarse a velocidades mayores que la velocidad de la luz. Como este modelo no puede explicar la uniformidad a gran escala, entonces la utiliza como condición inicial, es decir: si el universo es uniforme desde un principio entonces evolucionará de manera uniforme.
- c) No explica la falta de uniformidad a pequeña escala en el universo; cuyas manifestaciones son las diversas agrupaciones de materia en galaxias, clusters de galaxias y superclusters de galaxias. Es por ello que el modelo tiene como condición inicial que el universo en sus orígenes tenía un cierto grado de inhomogeneidad. Tampoco este modelo logra explicar los mecanismos a través de los cuales se formaron las galaxias.

- d) No especifica la densidad de energía del universo. De acuerdo a la teoría general de la relatividad el espacio es curvo y su curvatura depende de la densidad de energía. Si la densidad de energía excede un cierto valor crítico (que depende de la razón a la que se expande el universo) entonces el universo es cerrado y tiene un volumen cerrado y sin fronteras, como una esfera. Por otro lado, si la densidad de energía es menor que dicho valor crítico entonces el universo es abierto y tiene un volumen infinito. Finalmente, si la densidad de energía es igual a la densidad crítica el universo es plano y es posible describirlo por medio de la geometría euclidiana.

Existe una cantidad cosmológica cuyo valor está estrechamente relacionado con el destino del universo (abierto, cerrado o plano). Se representa por la letra griega omega (Ω) y representa la razón entre la densidad de energía del universo y la densidad crítica mencionada anteriormente. Si $\Omega=1$ entonces el universo es plano y se encuentra en un estado de equilibrio inestable en el que el valor de Ω no cambia. Si $\Omega>1$ la gravedad provocará que el universo se colapse y si $\Omega<1$ la expansión del universo continuará por siempre. Ver Tabla 1.

Se ha estimado que si después del big bang el universo tiene una magnitud de Ω muy próxima a 1, a medida que el universo evolucione se alejará muy rápidamente de este valor. Los astrónomos han encontrado que en la actualidad el valor de Ω en nuestro universo está entre 0.1 y 2 y no saben aún si el universo es abierto cerrado o plano. El modelo estándar no explica por qué Ω tiene un valor cercano a uno.

- e) El modelo estándar no explica el valor actual de la curvatura del universo. De acuerdo a la teoría general de la relatividad al principio el espacio era muy curvo, con un radio del orden de la longitud de Planck (10^{-33} cm). Nuestro universo actual tiene una curvatura del orden de 10^{28} cm. Este resultado difiere de los cálculos teóricos en más de 60 órdenes de magnitud [20, p. 99].

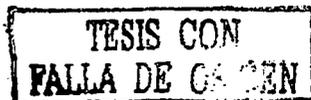
TABLA 1

Tipo de universo	Razón entre la densidad de energía y la densidad crítica (Ω)	Geometría espacial	Volumen	Evolución temporal
Cerrado	>1	Curvatura positiva (esférica)	Finito	Expansión y colapsamiento
Abierto	<1	Curvatura negativa (hiperbólica)	Infinito	Expansión para siempre
Plano	1	Ninguna curvatura (euclidiana)	Infinito	Expansión para siempre pero la razón de expansión se aproxima a cero

Tabla 1. Tres posibles geometrías del universo en función del valor de la cantidad Ω , la razón entre la densidad de energía del universo y la densidad de energía crítica. El valor de la densidad crítica depende de la razón a la que se expande el universo. (Tomado de A. Guth and P. Steinhardt, "The inflationary universe". *The New Physics*, edited by Paul Davies, Cambridge University Press, Great Britain, 1989, p. 38, Figure 3.3)

- f) Existen también discrepancias entre teoría y observaciones en lo que respecta al tamaño del universo. Las observaciones actuales muestran que el universo observable contiene cerca de 10^{88} partículas elementales. Por otro lado, si se considera un tamaño inicial del universo de la longitud de Planck¹ y una densidad de partículas igual a la densidad de Planck; al utilizar la teoría estándar se puede calcular la cantidad de partículas elementales que puede contener dicho universo, el

¹ Las unidades de Planck son aquellas que se pueden construir utilizando las tres constantes fundamentales de la naturaleza: G (la constante gravitacional), c (la velocidad de la luz) y h (la constante de Planck). La combinación $\sqrt{G/hc^3}$ tiene unidades de longitud y vale 10^{-33} cm, y se conoce como *longitud de Planck*. Del mismo modo, la combinación $\sqrt{G/hc^5}$ tiene unidades de tiempo y equivale a unos 5×10^{-44} segundos y se conoce como *tiempo de Planck*. Por último, la combinación $\sqrt{hc/G}$ tiene unidades de masa y vale unos 5×10^{-5} gramos.



resultado es de una a 10 partículas elementales, lo cual, evidentemente está muy lejano de los valores reales [20, p. 99].

- g) Tampoco esta teoría logra explicar por qué en la actualidad hay un número neto de **bariones** en el universo. Cuando se considera que en los inicios del universo había una simetría bariónica, es decir, el número neto de bariones es cero. El número de bariones de un sistema se define como el resultado de dividir por 3 la diferencia entre el número total de quarks que contiene el sistema menos el número de antiquarks. Los protones y los neutrones tienen tres quarks y los antiprotones y los antineutrones tienen tres antiquarks. Sin embargo, se ha encontrado que en nuestro universo actual *número de bariones / fotón* $\approx 10^{-10}$ o 10^{-8} [24, p. 303].
- h) El modelo estándar predice la existencia de partículas supermasivas con carga magnética, es decir, de los llamados monopolos magnéticos. Estos monopolos pueden tener aproximadamente 10^{16} veces la masa de un protón (cerca de 0.00001 mg). Los monopolos aparecieron en épocas muy tempranas de la evolución del universo y en la actualidad deberían ser tan abundantes como los protones. Esta cantidad tan grande de monopolos magnéticos originaría un cambio en la densidad actual de materia del universo que actualmente es de 10^{-29} g/cm^3 , haciéndola mayor en 15 órdenes de magnitud. Lo que alteraría por supuesto el destino del universo [20, p. 99].

En la Figura 11 se ilustran algunas de las dificultades del modelo estándar del universo y se comparan con el modelo inflacionario (que se explica más adelante) 10^{-45} segundos después del big bang. En la gráfica del inciso (a) de Temperatura vs. Tiempo se muestra para su comparación el punto de ebullición del agua (373 K) y la temperatura en el centro de una estrella típica (10^7 K). En el inciso (b) se representa la gráfica de Densidad de energía vs. Tiempo en la que se han indicado como referencia la densidad de energía del agua (10^{20} Jm^{-3}) y la de un núcleo atómico (10^{35} Jm^{-3}). En el inciso (c) se muestra la gráfica de la dimensión del espacio. Se representaron dos líneas para cada modelo. Una de ellas muestra la evolución espacial del universo y la otra muestra la distancia al horizonte del universo (la distancia total que una señal luminosa pudo haber recorrido desde el nacimiento del universo. En el eje del tiempo se han indicado algunos eventos significativos. La letra A indica el tiempo de transición de fase que predicen las teorías de unificación. En el modelo inflacionario se observa que existe una prolongación del tiempo de transición de fase. Este período se denomina “era inflacionaria” y se indica con una banda oscura. En dicho período el universo sufrió una gran expansión. La letra B, en la banda de color claro, representa el período en el cual se sintetizaron los núcleos atómicos más ligeros, y la letra C indica el tiempo en el que el universo se volvió transparente a la radiación electromagnética.

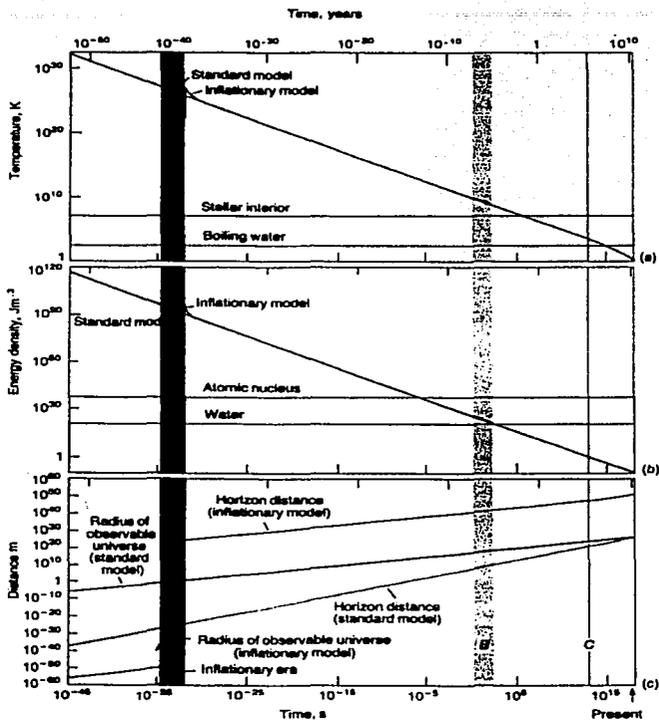


Figura 11. Evolución del universo de acuerdo al modelo estándar y al modelo inflacionario después de 10^{-45} segundos después del big bang. (a) Gráfica de Temperatura vs. Tiempo en la que se muestra para su comparación el punto de ebullición del agua (373 K) y la temperatura en el centro de una estrella típica (10^7 K). (b) Gráfica de Densidad de energía vs. Tiempo en la que se han indicado la densidad de energía del agua (10^{20} Jm⁻³) y la de un núcleo atómico (10^{35} Jm⁻³). (c) Gráfica de la dimensión del espacio. Se representaron dos líneas para cada modelo. Una de ellas muestra la evolución espacial del universo y la otra muestra la distancia al horizonte del universo (la distancia total que una señal luminosa pudo haber recorrido desde el nacimiento del universo). (Tomado de A. Guth and P. Steinhardt, "The inflationary universe", *The New Physics*, edited by Paul Davies, Cambridge University Press, Great Britain, 1989, p. 36, Figure 3.1).

2. 3. TEORIAS DE LA GRAN UNIFICACIÓN

Estas teorías están basadas en la física de las partículas elementales. Postulan que en un momento dado el universo pasó por un periodo *inflacionario*. Es decir, que en el tiempo que va desde los 10^{-37} s de vida del universo hasta los 10^{-34} s (después del big bang y del tiempo de Planck), el universo sufrió una expansión súbita de una magnitud tal que aumentó su tamaño aproximadamente 10^{50} veces. Se ha afirmado que el verdadero big bang ocurrió en este período y la expansión inicial a su lado es bastante insignificante. Para tener una idea de la magnitud en la que creció el universo, si suponemos que inicialmente el universo tenía el tamaño de un átomo, después de la inflación alcanzó el tamaño de una galaxia [21, p. 12].

La primera versión del modelo inflacionario apareció en 1979 y provino del ruso Alexei A. Starobinsky del Instituto de Física Teórica L.D. Landau en Moscú. Este modelo era muy complicado (se basaba en las anomalías de la gravedad cuántica) y no explicaba como inició la inflación [20, p. 101].

En 1981 Alan H. Guth del Instituto de Tecnología de Massachussets, cuando tenía 32 años de edad, postuló que el universo se expandió exponencialmente. Su modelo se basó en la teoría de David A. Kirzhnits y Andrei Linde del Instituto de física P.N. Lebedev en Moscú, propuesta en 1972; que modela la evolución del universo como una serie de transiciones de fase. De acuerdo a esta idea, a medida que el universo se expande y enfría, se condensa en diferentes formas [20, p. 101].

La inflación ocurre cuando el universo está en un estado inestable de súper-enfriamiento. El universo que se obtiene después de la inflación es extremadamente inhomogéneo [20, p. 101].

Estas teorías buscan unificar las fuerzas conocidas: electromagnética, fuerte, débil y gravitatoria. Para unificar estas fuerzas a pesar de las diferencias, los físicos introducen los llamados campos.

Toda partícula elemental va acompañada de campos a su alrededor, con los que influye sobre otras partículas; el campo magnético y el campo gravitacional son dos ejemplos de campos. El campo es una concentración de energía, y a nivel atómico esta energía está cuantizada en paquetes que, a su vez, son otras partículas elementales. De hecho, existen dos clases de partículas elementales: los fermiones, que son las partículas que forman la materia (electrones, protones, neutrones, etc.) y los bosones, que son las partículas que median las interacciones: los fotones median en la interacción electromagnética, los bosones W y Z en las interacciones débiles, los gluones en la fuerza fuerte y los gravitones median en las interacciones gravitacionales.

Los físicos Steve Weinberg y Abdus Salam mostraron que las interacciones débil y electromagnética son una manifestación de una sola interacción: la electrodébil. Analicemos esta unificación. Ambas fuerzas se ejercen a través de partículas: los fotones de la fuerza electromagnética, y los bosones W y Z de la fuerza débil. Estas partículas son muy diferentes: el fotón no tiene masa y los bosones W y Z sí la tienen. Pero Weinberg y Salam demostraron que la masa de los bosones W y Z se debe a un mecanismo particular, pero sin esa masa las fuerzas débiles serían indistinguibles de las electromagnéticas.

La idea básica es que las partículas W y Z se vuelven masivas por medio de un mecanismo propuesto por el físico inglés Higgs. De acuerdo a su teoría, el espacio está lleno de un campo equivalente de partículas bosones. Bajo ciertas condiciones el llamado "campo de Higgs" cede parte de su energía a las partículas W y Z para que éstas adquieran su masa. El campo de Higgs también interactúa con las partículas normales, pero con una intensidad muy débil, por lo menos como para ser detectado experimentalmente [23, p. 23].

El campo de Higgs transfiere masa a los bosones W y Z únicamente si la temperatura del medio es inferior a 10^{16} kelvin. Es decir, por encima de esa temperatura esos bosones ya no poseen masa y son indistinguibles de los fotones; por lo tanto desaparece toda diferencia entre las interacciones electromagnéticas y débiles [23, p. 23].

A raíz del éxito de la teoría de Weinberg y Salam, algunos físicos empezaron a especular si se puede unificar a las interacciones electrodébiles con la fuerza fuerte, para ello elaboraron teorías conocidas como teorías de la gran unificación (TGU, o GUT en inglés). Estas teorías postulan que existe un campo de Higgs, similar al campo de las interacciones electrodébiles, pero que cede su energía a unas hipotéticas partículas X cuyas masas son extremadamente grandes y cuya vida media es tan corta, que no ha sido detectada hasta ahora. Además, existe una temperatura crítica por encima de la cual el campo de Higgs no transfiere masa a las partículas X. Esa temperatura es del orden de 10^{27} kelvin. A esta temperatura la interacción fuerte es indistinguible de la electrodébil, consiguiéndose así otra unificación [23, p. 23].

Es decir, la teoría supone que inicialmente todas las partículas son ligeras y hay pocas diferencias entre ellas. Las diferencias aparecen después, cuando el universo se expande y se llena de varios campos. El proceso por el cual las fuerzas se separan se llama rompimiento de simetría. El valor del campo escalar que aparece en el universo está determinado por la posición mínima de su energía potencial [20, p. 100].

En los primeros instantes de vida del universo las fuerzas electromagnética, fuerte y débil estaban unificadas y formaban un sólo tipo de fuerza. Esto es porque la fuerza fuerte se hace menos intensa a altas energías, mientras que la fuerza electromagnética y la fuerza débil se hacen más intensas a altas energías. De manera que a una determinada energía (muy alta) estas fuerzas deben tener la misma intensidad y deben ser aspectos diferentes de una fuerza única. La energía de la gran unificación es del orden de mil billones de GeV, en la actualidad en aceleradores terrestres se alcanzan energías del orden de cientos de GeV, pero se espera que en un futuro cercano se alcancen energías del orden de los miles de

GeV. A esta energía las diferentes partículas de espín $\frac{1}{2}$ (como quarks y electrones) serían esencialmente iguales, consiguiendo otra unificación [23, p. 24].

Los campos proporcionan el mecanismo que permite generar la rápida inflación del universo. De acuerdo a la teoría general de la relatividad, el universo se expande aproximadamente a una razón proporcional a la raíz cuadrada de su densidad. Si el universo está lleno de materia, la densidad debe decrecer rápidamente a medida que el universo se expande. Además, dicha expansión del universo debería frenarse a medida que la densidad decrece. Pero debido a la equivalencia de la masa y energía (establecida por Einstein), la energía potencial del campo también contribuye a la expansión. De hecho puede producir un estado de expansión extremadamente rápida, o inflación del universo. La expansión se frena cuando el campo alcanza su energía potencial mínima [20, p. 100].

El descenso de energía del campo es gradual, de manera que la energía potencial del campo es casi constante a medida que el universo se expande (a diferencia de la densidad de la materia que decrece rápidamente a medida que el universo se expande). Esta gran energía del campo hace que el universo se expanda a una velocidad mucho más grande que la velocidad postulada por la teoría estándar. El tamaño del universo crece exponencialmente en un tiempo extremadamente corto, aproximadamente 10^{-35} segundos [20, p. 101].

El universo al tiempo de Planck era extremadamente caliente. El campo de Higgs no proporcionaba masa a ningún bosón, por lo que las interacciones fuertes y electrodébil estaban unificadas. Aproximadamente a los 10^{-30} s, después de la era de Planck, la temperatura del universo bajó a 10^{27} kelvin, y ocurrió entonces la liberación de energía más violenta en toda la historia del universo. La energía del campo de Higgs dominó la expansión del universo y aumentó su tamaño muy rápidamente. Es el período de la inflación propuesto por Guth. De acuerdo a su teoría, el campo de Higgs cedió su energía para formar la masa de los bosones X, los cuales decayeron rápidamente y formaron partículas más ligeras.

Además, el campo convierte la energía perdida en partículas elementales. Estas partículas interactúan con otras partículas hasta que se alcanza un equilibrio en la temperatura. A partir de aquí en adelante, la teoría estándar del big bang puede describir bien la evolución del universo.

Lo que ocurrió después, a grandes rasgos, se muestra en la Figura 12 en la que se muestra la evolución del universo después de la inflación. En la figura se presenta la gráfica de la temperatura del universo en función del tiempo. En ambos ejes se emplea una escala logarítmica. En el eje Y se muestra también la energía de las partículas (que es proporcional a la temperatura) [25, p. 60].

En la parte inferior derecha se puede observar que nuestro sol se formó aproximadamente hace unos 5 billones de años. Un poco antes el universo era prácticamente un infierno pues tenía la temperatura del punto de ebullición del azufre, unos 445°C. En la gráfica se puede observar que los átomos se formaron cuando el universo contaba con 300 000 años de edad. Antes de ese tiempo el universo era tan caliente que los núcleos no podían mantener unidos a los electrones. Cuando no existían los átomos el universo era opaco, la materia y la radiación estaba muy aglomerada, los electrones y los fotones chocaban constantemente entre sí e impedían su libertad de movimiento, debido a esto, los fotones no podían viajar en línea recta, el resultado era una especie de niebla de radiación que hacía que el universo fuera opaco. Cuando la temperatura disminuyó se formaron los átomos y una vez que los electrones quedaron unidos a los núcleos, los fotones pudieron circular libremente y el universo comenzó a ser transparente. Las estrellas y las galaxias existieron en el período que está localizado en la parte inferior derecha. Asimismo los núcleos de helio se formaron cuando el universo tenía unos cuantos minutos de edad [25, p. 60].

Antes de eso, cuando el universo tenía unos 10^{-33} segundos de edad, y debido a la energía liberada por la inflación comenzaron a producirse una gran variedad de partículas en el universo. Se trataba de una especie de sopa de partículas primordiales, unas de ellas existen actualmente, otras se desintegraron y se convirtieron en varias partículas y otras más se aniquilaron y ya no existen en la actualidad. Entre las partículas que se formaron en

ese momento encontramos a los quarks (que forman a los protones y neutrones) que constituían aproximadamente el 56% del total de partículas; los gluones eran el 16%; los leptones (como los electrones) eran el 9% del total de partículas; los bosones W y Z constituían el 9%; los neutrinos 5%; los fotones 2%, los gravitones el 2%; y finalmente, los bosones X, bosones de Higgs y monopolos magnéticos, WIMP's, cuerdas cósmicas y agujeros negros primordiales constituían el 1% de las partículas [21, p. 14] y [25, p. 60].

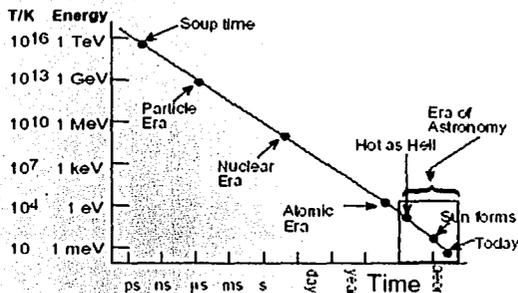


Figura 12. Gráfica de Temperatura del universo (y energía de las partículas) en función del tiempo. En la figura se muestran algunos eventos relevantes como la formación del sol y el período en el que se formaron los átomos. (Tomado de P. Kalmus, "Particles and the universe" Phys. Educ. 34 (2) March 1999, p.60)

La teoría del universo inflacionario resuelve muchos de los problemas del modelo estándar [21, p. 12]:

- a) Si la inflación no hubiera ocurrido el universo se hubiera colapsado poco tiempo después de haber nacido.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

- b) Por otro lado, explica muy bien la uniformidad a gran escala del universo actual. Incluyendo la isotropía de la radiación de fondo. La inflación expandió cada región del universo. Nosotros estamos en una de estas regiones y por eso nos parece tan homogéneo. De no haber ocurrido la inflación el universo tendría regiones distintas entre sí puesto que cada parte de él habría crecido de forma muy distinta.
- c) La inflación produjo toda la masa que existe en el universo. Como se explicará más adelante, antes de la inflación las 4 fuerzas fundamentales de la naturaleza (gravedad, fuerza fuerte, fuerza débil y fuerza electromagnética) estaban unidas como una sola "súper fuerza". El universo tenía en ese entonces la energía suficiente para fabricar aproximadamente 1 kg de materia. Durante la inflación seguían apareciendo pares de partículas-antipartículas. Al final de la inflación se produjo la separación de las cuatro fuerzas y como resultado se desprendió una gran cantidad de energía que separó la materia de la antimateria y la masa del universo se incrementó desde 1 kg hasta los aproximadamente 10^{53} kg de la actualidad.
- d) Como ya se mencionó, durante la inflación, el universo aumentó de tamaño en aproximadamente unas 10^{50} veces su tamaño inicial. Este crecimiento resuelve muchos de los problemas de la teoría estándar. Por ejemplo, nuestro universo aparece plano y uniforme debido a que todas las inhomogeneidades fueron estiradas $10^{1\ 000\ 000\ 000\ 000}$ veces. La densidad de los monopolos magnéticos se diluyó exponencialmente. El universo es tan grande que sólo podemos ver una muy pequeña fracción de él. Esta es la razón por la que el universo observable parece plano. Un tamaño inicial del universo de 10^{-33} cm es suficiente para producir lo que observamos ahora [20, p. 101].
- e) La inflación explica también el origen de las galaxias. A medida que las inhomogeneidades iniciales se diluyen, la inflación produce nuevas inhomogeneidades. Estas inhomogeneidades provienen de efectos cuánticos. De acuerdo a la mecánica cuántica, el espacio vacío no está completamente vacío, está lleno de pequeñas fluctuaciones cuánticas, que pueden observarse como

ondulaciones de los campos físicos. En un universo inflacionario la estructura del vacío es más complicada, porque la inflación estira muy rápido las ondulaciones. Una vez que las ondulaciones son lo suficientemente largas, comienzan a "sentir" la curvatura del universo. En este momento se detienen debido a la viscosidad del campo (las ecuaciones de campo contienen un término de viscosidad). Las primeras en detenerse son aquellas que tienen mayores longitudes de onda. Debido a que estas ondulaciones no desaparecen aumentan el valor del campo en unas áreas y lo disminuyen en otras, creando entonces inhomogeneidades. Estas inhomogeneidades del campo producen las perturbaciones en la densidad del universo que son necesarias para la subsecuente formación de galaxias [20, p. 102].

Cuando habían transcurrido únicamente unos 10^{-33} segundos y debido a la energía liberada por la inflación comenzaron a producirse una gran variedad de partículas en el universo. Unas de ellas existen actualmente, otras se desintegraron y se convirtieron en varias partículas y otras más se aniquilaron y ya no existen en la actualidad. Entre las partículas que se formaron en ese momento encontramos a los leptones (como los electrones), quarks (que forman a los protones y neutrones), fotones, gravitones, gluones, neutrinos, bosones W y Z , bosones X , bosones de Higgs, monopolos magnéticos, WIMP's, cuerdas cósmicas y agujeros negros primordiales [21, p. 14].

Estas teorías hacen algunas predicciones también. Por ejemplo, las perturbaciones que afectan la distribución de materia en el universo pueden producir ondas gravitacionales, que pueden afectar a la radiación cósmica de fondo, haciendo que tenga valores ligeramente distintos en diferentes lugares del cielo. Esta no-uniformidad fue verificada en 1992 por el satélite COBE (Cosmic Background Explorer) [20, p. 102].

2. 4. LA AUSENCIA DE LA ANTIMATERIA

La ausencia de la antimateria es uno de los mayores enigmas de la cosmología. La teoría estándar postula que en los inicios del universo se había formado la misma cantidad de materia que de antimateria. Pero las observaciones revelan un dominio de la materia sobre la antimateria. Si alguna región del espacio estuviera formada parcialmente de antimateria se estarían aniquilando al hacer contacto con la materia y se produciría un flujo constante de rayos gamma. Algunos científicos piensan que este es el origen de la actividad en los núcleos galácticos y en los cuasares. Sin embargo, las observaciones de rayos gamma en el rango de MeV han revelado que no hay cantidades importantes de antimateria dentro de la escala de los supercúmulos galácticos locales. Se ha llegado a pensar que la antimateria se destruyó inmediatamente después del big bang o bien que fue separada de la materia por algún mecanismo a otras regiones del espacio, a mayores distancias de la que se encuentran los supercúmulos [17, p. 121].

Las teorías de la unificación violan la llamada simetría CP. Las partículas y las antipartículas están relacionadas en el espacio-tiempo por 3 simetrías que son el fundamento de la teoría de campo relativista. La conjugación de carga (C); la paridad (P) y la inversión del tiempo (T). Existe simetría C si las leyes son las mismas para partículas y antipartículas. Existe simetría P cuando las leyes son las mismas para la imagen especular. (La imagen especular de una partícula que gira a la derecha es la misma partícula girando a la izquierda.) Se tiene simetría T cuando, al invertir el sentido del tiempo, las leyes físicas son las mismas. Y se dice que el universo tiene simetría CP, si el universo evoluciona de la misma manera que su imagen especular, si además cada partícula fuera cambiada por su antipartícula. Cada una de estas simetrías puede ser violada individualmente. Sin embargo, se conserva la invariancia de las interacciones fundamentales en la combinación de las 3 transformaciones (teorema CPT). La asimetría entre materia y antimateria en el universo debe estar relacionada entonces a una violación de alguna de estas simetrías discretas [26, p. 21].

En 1967, Sakharov observó que la única forma en que se puede tener la evolución de un universo simétrico a uno asimétrico, requiere que se presenten los siguientes elementos: violación del número bariónico, violaciones C y violaciones CP [26, p. 21].

Hasta ahora, en los experimentos con aceleradores de partículas, no se ha obtenido evidencia de la violación del número bariónico pero no hay ninguna razón de fuerza para que este número bariónico se conserve. Sin embargo, hasta ahora la única evidencia que se tiene de la violación del número bariónico es precisamente la predominancia de materia sobre antimateria en nuestro universo observable.

La violación CP se ha observado ya directamente. Cronin y Val Fitch descubrieron que la simetría CP se violaba en la desintegración de los mesones K_L :

$$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- , \quad K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 , \quad K_L \rightarrow \pi l \nu$$

donde l es un leptón (un electrón o un muón). Nuevamente, la ausencia de antimateria en el universo observable y las condiciones de Sakharov constituyen la otra evidencia que se tiene de la violación CP [26, p. 21].

Las teorías de unificación postulan que la total ausencia de antimateria, y la ausencia de antimateria es consecuencia del rompimiento de la simetría T. Sin embargo, estas teorías requieren de la existencia de monopolos magnéticos y neutrinos masivos que no se han observado hasta ahora. Explican que el rompimiento de la simetría T en los inicios del universo estableció diferentes signos de simetría CP en diferentes regiones del espacio. El universo puede ser simétrico a gran escala, pero la ausencia de antimateria puede ser un fenómeno local [26, p. 21].

Las teorías de la unificación explican bien la no-conservación de la simetría bariónica. De acuerdo a estas teorías el agente que media es un bosón de Higgs X muy pesado, de masa comprendida entre 10^{10} y 10^{16} GeV c^{-2} (no se ha encontrado todavía) [24, p. 304].

Dado que no se conserva la simetría bariónica entonces el protón debería ser inestable, y algunas teorías de unificación dan aproximadamente un tiempo de decaimiento del protón de aproximadamente 10^{32} años (millones de billones de veces la existencia total del universo hasta ahora). Se ha intentado buscar experimentalmente el decaimiento de un protón dentro de un número elevadísimo de ellos [24, p. 304].

Desde los primeros instantes del Universo aparecieron pequeños agujeros negros (agujeros de Stephen Hawking). Estos agujeros negros juegan un papel importante en la no conservación de la simetría bariónica. Los agujeros negros primordiales emiten bosones X y anti X en la misma cantidad. Cuando estos bosones decaen lo hacen produciendo un número bariónico neto. El resto de la masa del agujero se convierte en fotones [24, p. 304].

Hasta ahora, en los rayos cósmicos las únicas partículas de antimateria que se han detectado son positrones y antiprotones. Sin embargo, la detección de antiprotones o positrones no son evidencia de la existencia de antimateria primordial. Un indicador de esta sería la existencia de antihelios o antinúcleos más pesados. Si no se detectan, se puede descartar la presencia de antimateria más allá del universo observable.

Nuevamente, identificar especies cósmicas tan poco abundantes como lo son los antinúcleos requiere de técnicas de detección muy precisas. Estos temas se tratan en las siguientes secciones.

SEGUNDA PARTE

CAPÍTULO III

DESCRIPCIÓN DEL PROYECTO AMS

3.1 OBJETIVOS DEL AMS

El AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) es el primer detector de su tipo que va a estar en el espacio. Tiene una capacidad de detección muy grande que supera en sensibilidad en 4 o 5 órdenes de magnitud a los detectores actuales [27, p.335].

Los objetivos de este experimento son [28, p.119], [29, p.245], [30, p.461] y [31, p.272] :

- a) La búsqueda de antimateria en el espacio.

El AMS tiene muchas probabilidades de detectar núcleos de antimateria por dos razones principales: su nivel de sensibilidad es de 10^4 a 10^5 veces superior a la de los experimentos realizados hasta ahora y por otro lado, el AMS va a estar en el espacio un tiempo suficientemente largo. Puede diferenciar entre partículas de materia y de antimateria por las trayectorias que siguen en el campo magnético del detector.

Los científicos consideran que la luz que emite una estrella es igual a la de una antiestrella. Si la evolución del universo ha sido igual para la materia que para la antimateria, se esperaría que la antimateria tuviera la misma distribución isotópica: alrededor de un 75% de antiprotones, 25% de núcleos de antihelio y algunas trazas de otros antinúcleos. Ya que los antiprotones primordiales son indistinguibles de los antiprotones producidos en interacciones entre protones suficientemente energéticos, se busca detectar principalmente núcleos de antihelio con el AMS. Si se logra detectar un antihelio significaría que existen regiones primordiales hechas de antimateria o si se detecta un anticarbono se podría considerar la existencia de estrellas de antimateria.

- b) La búsqueda de evidencias de materia oscura en el universo.

Los astrónomos determinan la masa de una galaxia tomando como referencia el movimiento de las nubes de gas alrededor de su centro. Sin embargo, los datos que han obtenido resultan ser mayores que el conjunto de estrellas, gas y polvo visibles. La

única explicación a este faltante de masa es que exista una forma de materia oscura, es decir, que no sea detectada por telescopios ópticos y otros instrumentos. Las teorías de supersimetría sugieren que la materia oscura consiste de partículas llamadas súpersimétricas. Cuando estas partículas colisionan entre sí producen antiprotones (p^-) y positrones (e^+). Los científicos esperan que el espectro de antiprotones que genere el AMS sirva para estimar la contribución de la materia oscura a la masa de nuestra galaxia.

- c) Hacer estudios sobre la composición del espectro de los rayos cósmicos con mejor precisión. Y como se han planeado largos tiempos de observación con este detector, es posible que se cuente con una gran cantidad de datos que enriquecerán el conocimiento actual sobre los rayos cósmicos. Por otro lado, con los datos que recoja sobre positrones se podrá poner a prueba el modelo de propagación de los rayos cósmicos.
- d) Medir con precisión las abundancias de los elementos y sus isótopos en los rayos cósmicos puesto que proporcionan una gran información sobre el origen, tiempo de confinamiento y modos de propagación de los rayos cósmicos en el medio interestelar.

Por otro lado, la distribución isotópica de los rayos cósmicos se conoce bien en la zona de bajas energías, menores a 500 MeV/energía cinética del nucleón. El AMS va a ser capaz de extender esta distribución hasta los 10 GeV/nucleón para isótopos ligeros. Por otro lado la distribución de los elementos en los rayos cósmicos se conoce bien a energías de 35 GeV/nucleón y más para algunos elementos. Con el AMS el límite será de 1 TeV/nucleón.

- e) Detección de rayos gamma del espacio. En particular se espera que el AMS pueda proporcionar más información sobre algunos de los eventos cósmicos más energéticos como las explosiones de rayos gamma, de las que aún se desconoce su origen.

3.2 DISEÑO DEL AMS

3.2.1 EL AMS-01

El primer prototipo del AMS consistió de cinco elementos (ver Figura 13): un imán permanente de Nd (neodimio)-Fe (hierro)-B (boro) que rodeaba a seis capas de tracker de silicio de alta resolución espacial que estaban a su vez entre cuatro planos de un sistema de centelladores que medían el tiempo de vuelo (Time of Flight scintillator, TOF). Un sistema de centelladores de anticoincidencias se encontraba en las paredes internas del imán y contaba también con un detector de Cerenkov de estado sólido.

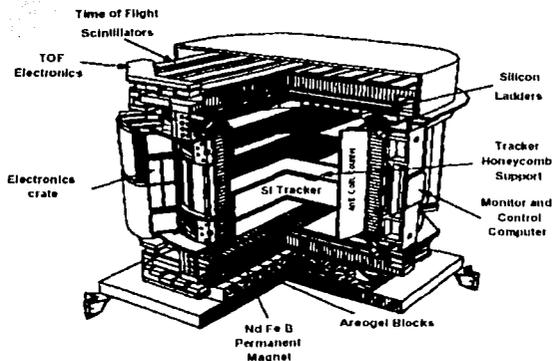


Figura 13. El detector AMS-01 (Tomado de B. Alpat, "AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) experiment for antimatter, dark matter search on International Space Station Alpha", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 54B (1997), p. 336.)

El imán determinó el poder de análisis del espectrómetro (ver Figura 14). Su construcción se realizó usando los avances más recientes de tecnología de materiales para imanes permanentes. El imán del AMS-01 tenía forma cilíndrica, un diámetro interno de 1.115 m y una altura de 80 cm y un peso de 1900 Kg. Consistía de 14 pequeños imanes pegados entre

si y hechos de un material magnético de Nd-Fe-B. Los imanes fueron enfriados a 1.8 k por medio de un novedoso sistema criogénico que emplea helio superfluido. Los imanes estaban dispuestos en un arreglo tal que producían un campo magnético bipolar (de 1500 Gauss) perpendicular al eje del cilindro y confinado al interior del magneto. Las partículas que entraban a lo largo del eje del cilindro experimentaban una deflexión perpendicular a su trayectoria, debida a la principal componente del imán. En el centro del sistema, el campo magnético era de 0.14 Teslas. La trayectoria que sigue una partícula en el campo magnético es lo que permitió a los investigadores determinar la carga de la partícula [31, p.274].

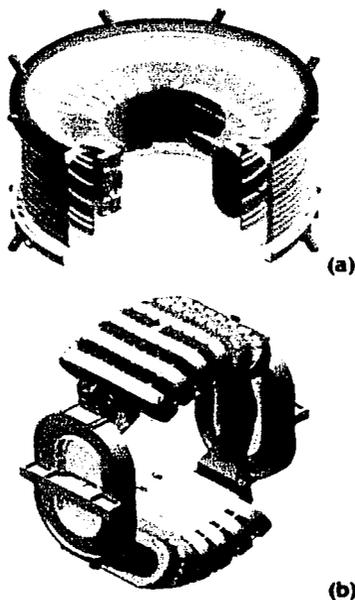


Figura 14. El imán del AMS-01. (a) Se muestra la geometría del imán que emplea el AMS-01. (b) Ilustración de los 14 imanes pequeños del AMS-01.

A continuación se describen con más detalle algunos de los sistemas de detección del AMS-01 que se ilustran en la Figura 15:

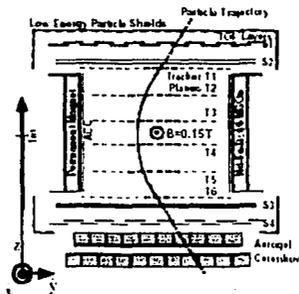


Figura 15. Se muestra un esquema de la sección transversal del AMS-01 en la cual se puede observar el imán permanente, el tracker, los detectores de tiempo de vuelo TOF (time of flight), el detector de Cerenkov y los contadores de anticoincidencia ACC. Se muestra también el sistema de coordenadas del AMS, que es el mismo del Discovery en el vuelo STS-91. El eje X apunta hacia fuera de la zona de carga de la nave y el eje Z apunta hacia la cola de la nave.

a) El tracker (tiras contadoras)

El objetivo del Sistema de Trazas (tracker) de Silicio del AMS-01 era medir el vector de momento de la partícula cargada, el signo de la carga, y proporcionar medidas del valor absoluto de la carga $|Z|$.

La trayectoria de las partículas cargadas que atravesaban el AMS-01 era observada con el tracker, formado por seis planos, de T1 a T6, elaborados de microtiras detectoras de silicio. Estas tiras estaban eléctrica y mecánicamente unidas de manera que formaban "medios escalones". Aproximadamente entre 14 y 17 pares de "medios escalones" formaban un plano. Para el alineamiento del tracker se realizó un monitoreo continuo con un sistema de

láser infrarrojo. Durante el vuelo el paso de partículas sobre el tracker fueron medidos con una precisión de $\sim 10 \mu\text{m}$ en la dirección de Y, y de $\sim 30 \mu\text{m}$ en las direcciones X y Z. Las tiras permitieron la medida simultánea de las coordenadas X y Y. Las coordenadas se determinaron por comparación de las lecturas de tiras adyacentes. Las señales análogas de todas las tiras se almacenaban para su digitalización posterior. El tracker también determinó la magnitud de la carga, $|Z|$, a través de medidas múltiples de pérdida de energía [27, p.336]

b) Contador de Cerenkov

Una de las fuentes de ruido que podía hacer que el detector confundiera una partícula con otra, es la fuente constituida por las partículas "albedo", que son núcleos de materia reflejadas por el campo magnético de la tierra, y que penetran al detector desde abajo y aparecen con la misma trayectoria que la de su antipartícula. El AMS-01 estuvo equipado con el sistema de TOF para desechar este ruido; sin embargo, como era necesario tener una eficiencia alta en la eliminación de estas fuentes de ruido, se necesitaba otro sistema de detección adicional. Este detector era un contador de Cerenkov de umbral. Este detector se encuentra en la parte inferior del AMS-01. El contador de Cerenkov consistía de 2 placas de aerogel acopladas ópticamente, cada una de 1 m por 1 m [32, p.166].

c) Los centelladores del AMS-01

Constituyen el tema principal de esta tesis. El sistema de centelladores del AMS-01 tuvo dos componentes:

- i) El sistema de tiempo de vuelo TOF (Time of Flight) proporcionó el primer nivel de trigger o disparo de este experimento cuando una partícula cargada atravesaba el detector. Es el que inició las lecturas del tracker y junto con él determinó la velocidad y la masa de la partícula [26, p.23].

La información que registraba el TOF también proporcionaba una medida de $|Z|$. Esto se debe a que existe una relación entre la Z de la partícula y la cantidad de luz que producen los centelladores. En el siguiente capítulo se discuten los modelos que existen para entender esta "respuesta luminosa".

El sistema del TOF estaba formado por cuatro planos de centelladores. En la figura 15 se muestra un esquema del AMS, en donde los centelladores del TOF están denotados por S1, S2, S3 y S4. Este sistema permitió determinar la Z de la partícula a través de la determinación de dE/dx . Cada plano del TOF estaba formado por 14 tiras centelladoras de 10 mm de grosor y con un ancho de 110 mm distribuidas en un arreglo hermético y con un traslape de 5 mm entre una tira y otra adyacente. Dos de los planos estaban por arriba del imán y los otros dos por debajo. Las tiras para cada par de planos eran ortogonales entre sí [27, p.337]. La señal de cada plano del TOF se almacenó en la base de datos del AMS-01 con el nombre de tofedep(ntof), donde ntof es el número de un plano determinado. Así la señal del plano 1 del TOF corresponde a la variable tofedep(1), la señal del plano 2 es la variable tofedep(2), la del plano 3 es tofedep(3) y la del cuarto plano es tofedep(4).

Los eventos eran contabilizados cuando existía una coincidencia de señales en los cuatro planos de TOF y el paso de una partícula cargada a través del tracker activo

- ii) Finalmente, el AMS-01 tenía un sistema de centelladores contadores de anticoincidencias (ACC) que cubría la superficie interna del imán para desechar el ruido causado por partículas que pudieran interactuar con las paredes del imán y las estructuras de soporte; tales partículas podrían crear confusión en las medidas del TOF, haciendo que un núcleo de materia se identificara como de antimateria. El sistema de anticoincidencias estaba formado por un plano de centellador de 5mm de grueso por 100 cm de largo por 100 cm de ancho, dividido en 10 partes. Cada parte del detector estuvo, además, protegido de partículas de baja energía (de algunos MeV) con paredes delgadas de fibra de carbono (LEPS) [32, p.158].

Los sistemas electrónicos adicionales del AMS-01 identificaron si una partícula de interés (de antimateria, por ejemplo) atravesó el detector, digitalizaron las señales del detector, colectaron las señales de la partícula como un "evento", y transmitieron este evento hacia la tierra. Los sistemas electrónicos también transmitieron los comandos al AMS desde la tierra, así como monitorearon y controlaron al detector.

La detección de núcleos de antimateria requiere que se tenga una gran capacidad de identificar con un alto grado de confianza el tipo de partícula que atraviesa el detector, para medir con precisión las características de la partícula. Esto se realizó en el AMS-01 a través de medidas repetidas del impulso de la partícula (espectrómetro), de su velocidad (tiempo de vuelo, detectores de Cerenkov) y la deposición de energía de la partícula (detectores de ionización) [30, p. 459]. Para realizar sus tareas el AMS-01 debió identificar el paso de núcleos a través de los detectores, registrar las señales que se generaron por el paso de la partícula, así como controlar a los detectores involucrados. La primera identificación se llevó a cabo por varios sistemas [32, p. 150]:

- a) Los centelladores de tiempo TOF registraron el paso de la partícula, determinaron su velocidad β , y la dirección en que llegó (por arriba o por abajo). Determinaron también la magnitud de Z , medida que después se corroboraba con los datos del tracker.
- b) El segundo sistema, el tracker, constituido por tiras contadoras de silicio, determinaba rápidamente la carga de la partícula.
- c) El tercer sistema, el sistema de trigger, procesó las señales de los centelladores TOF y de las tiras contadoras para determinar si había pasado por el AMS una partícula "interesante", es decir, un antinúcleo, por ejemplo, y si así había sido, iniciaba la lectura del tracker.
- d) Por último, el detector de Cerenkov sirvió para corroborar la dirección en que la partícula atravesaba el AMS.

Durante su construcción, los componentes del detector estuvieron sometidos a muchas pruebas de calidad espacial (aceleración, vibración, vacío térmico, interferencia electromagnética y radiación). Durante el vuelo el detector estaba localizado en la zona de carga de la nave y operaba en el vacío. El rendimiento del detector, así como su temperatura y campo magnético fueron monitoreados continuamente. Después de vuelo el detector volvió a ser examinado. Primero se colocó bajo un haz de iones pesados (He, C) de 1.0 a 5.6 GV, a 600 ángulos de incidencia distintos. Después, el detector se colocó en el CERN bajo un haz de protones y piones con momentos de 2 a 14 GeV a 1200 ángulos de incidencia diferentes. Y se confirmó que el detector tenía el mismo funcionamiento que antes de ser empleado en este experimento.

Una vez que la nave estuvo en órbita, la toma de datos comenzó el 3 de junio de 1998 y continuó por los siguientes 9 días sumando un total de 184 horas. Durante la toma de datos la altura de la nave estuvo entre 320 y 390 km y la latitud se localizó dentro de un rango de ± 1.7 grados. Antes de su acoplamiento con la estación espacial MIR la nave estaba orientada de modo que el eje Z del AMS-01 formara 45 grados con el cenit. Durante el acoplamiento la orientación estaba determinada por los requerimientos de la MIR y fue muy variable. Después del acoplamiento la orientación se mantuvo dentro 1.2 y 40 grados con el cenit. Poco antes del descenso de la nave, ésta se giró y se orientó hacia el nadir.

3.2.2. EL AMS-02

El AMS-02 tiene otros detectores adicionales en comparación con el AMS-01 (ver Figura 16). Todos estos detectores le permitirán al AMS aumentar la capacidad de identificación de partículas en la región de altas energías. Los detectores nuevos son los siguientes [28, p. 122]:

- a) Un detector de radiación de sincrotrón SRD (Synchrotron radiation detector). Este detector se requiere porque cuando una partícula cargada tiene una gran energía y es deflectada por un campo magnético emite una forma de radiación, conocida como radiación electromagnética de sincrotrón. Estas partículas se pueden identificar por la longitud de onda característica de esta radiación de sincrotrón. Se espera que el SRD pueda detectar electrones y positrones de energías del orden de TeV (10^{12} eV).
- b) Otro detector del AMS-02 es el detector de radiación de transición TRD (Transition radiation detector) que aumentará la capacidad de distinguir entre varias partículas.
- c) Un detector de Cerenkov adicional, el RICH (Ring Imaging Cherenkov) El RICH extenderá las medidas del TOF a la región de altas energías.
- d) Un calorímetro electromagnético, ECAL, que también permitirá aumentar la capacidad del AMS de distinguir entre varias partículas.

Por otro lado, el tracker estará formado por 8 planos de silicio (el AMS-01 tenía 4 planos únicamente) para tener una mejor resolución. Otra diferencia importante es que el imán del AMS-02 no es permanente sino que funciona con bobinas superconductoras enfriadas con helio. Esto permite tener un campo magnético mayor y, por lo tanto, aumentar la sensibilidad para partículas de alta energía.

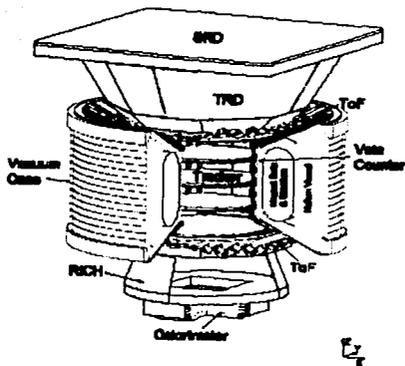


Figura 16. Esquema del AMS-02. (Tomado de J. Alcaraz et al. "The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 478 (2002) p.121).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

TERCERA PARTE

CAPITULO IV

MODELOS DE RESPUESTA LUMINOSA DE LOS CENTELLADORES.

4.1 INTERACCIONES DE LAS PARTÍCULAS Y LA RADIACIÓN CON LA MATERIA.

El funcionamiento de un detector está determinado, principalmente, por la manera en que la radiación interactúa con la materia que lo forma. El conocimiento de estas interacciones es necesario para hacer un diseño experimental adecuado, así como para hacer las correcciones necesarias a los datos.

A su paso por el material, la radiación puede producir diversos efectos [33, p.38]:

- a) Ionización de los átomos del medio
- b) Transmisión de energía al medio, produciendo calentamiento del material.
- c) Excitación de los átomos del material, de manera que éstos a su vez en el proceso de desexcitación emiten radiación (rayos X, ultravioleta, etc) o bien electrones secundarios que, a su vez, producen ionización.
- d) Modificación de las propiedades del sólido, producido por desplazamiento de los átomos de la red cristalina del material.
- e) Reacciones químicas entre los átomos desplazados o ionizados

En la construcción de detectores de partículas se aplican estos procesos. En esta sección nos ocuparemos del primero de los procesos. Este proceso es importante entre otras cosas, porque la ionización que producen las partículas a su paso por un detector puede ser usada para medir el flujo de partículas que inciden en él.

4.2 ECUACION DE BETHE -BLOCH

Cuando las partículas atraviesan el material absorbente pierden energía al transferir su energía cinética a las partículas del medio; esto se debe principalmente a las colisiones elásticas e inelásticas con los átomos del medio lo que da origen a la ionización de estos últimos. La mayor pérdida de energía se debe a colisiones con electrones (pues son más abundantes). Todos estos procesos hacen que gradualmente la partícula incidente se frene.

Antes de hacer un análisis detallado es importante considerar algunas características físicas del proceso. Consideremos el caso de una colisión de una partícula de masa M y velocidad v con un electrón estacionario de masa m_e . La partícula cede al electrón solamente una pequeña fracción de su energía cinética. En la aproximación no relativista, si se tiene una colisión de frente y si consideramos a las partículas como esferas, el electrón adquiere una velocidad máxima menor a $2v$ en una colisión elástica. Entonces la energía cinética de la partícula es menor a $\frac{1}{2}m_e(2v)^2 = 2m_e v^2$, ya que $m_e \ll M$. En el caso relativista esto se transforma en $2m_e v^2 \delta^2$, en donde δ es el factor de Lorentz. En colisiones reales en donde la interacción involucra a los campos electrostáticos de las partículas, la partícula incidente pierde poca energía en cada colisión y prácticamente no es desviada.

El *poder de frenado del material* se denota como $-dE/dx$ y representa la pérdida de energía de la partícula incidente por unidad de trayectoria. La notación toma en cuenta que el cambio de energía de la partícula que atraviesa el material es negativa. Las unidades están dadas en $[MeV/cm]$ si el espesor x está expresado en cm , o bien están expresadas en $[MeV/(g/cm^2)]$ si x está dada en $[g/cm^2]$.

Bethe y Bloch estudiaron el problema y obtuvieron una ecuación que modela el poder de frenado del material. Parten de considerar una partícula de carga ze , masa M , una velocidad v , que tiene una energía cinética superior a la energía de su masa en reposo (Mc^2), y que atraviesa un medio. Existe poca interacción con las partículas del medio, lo que hace que la trayectoria de la partícula incidente permanezca prácticamente sin cambio, se puede considerar que se trata de una trayectoria recta. Además, se trata de una partícula que se mueve a gran velocidad por lo que los electrones pueden considerarse en reposo. Se hace la suposición de que los electrones están libres y distribuidos uniformemente, existiendo N electrones por cm^3 . Esquemáticamente se puede representar la situación como se muestra en la figura 17. El parámetro de impacto entre la trayectoria de la partícula ze y el electrón está dada por b .

La partícula ze se mueve con velocidad v en una trayectoria recta. Cuando pasa por la cercanía de un electrón actúa una fuerza de Coulomb entre la partícula y el electrón

$$F = ze^2/r^2$$

O bien expresada en términos del campo eléctrico E ($=F/e$)

$$F = eE$$

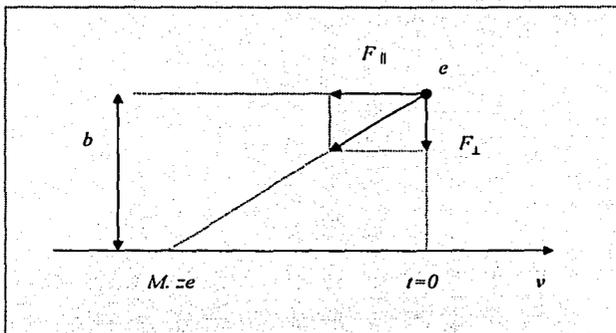


Figura 17. Trayectoria de la partícula ze cuando incide en un material.

Como se puede ver en el diagrama de la figura 17, la fuerza F tiene dos componentes: $F_{||}$ y F_{\perp} . La componente que domina es F_{\perp} pues el momento $\int F_{||} dt$ cuando $t < 0$ se cancela con el momento cuando $t > 0$. El único momento que se tiene es p_{\perp} dado por [34, p.29]:

$$p_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp} dt = \int_{-\infty}^{\infty} eE_{\perp} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{eE_{\perp} dx}{v} = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dx$$

La última integral se resuelve aplicando el teorema de Gauss a un cilindro de radio b y con eje del cilindro la trayectoria de la partícula. En la figura 18 se representa la trayectoria de una partícula en un material utilizando un cilindro.

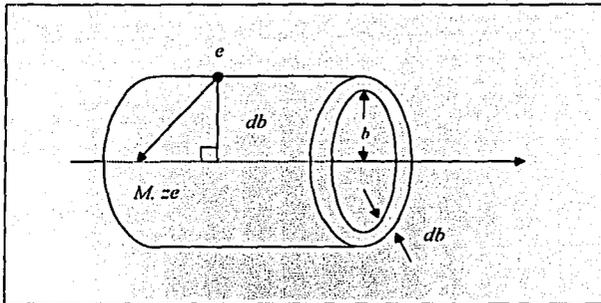


Figura 18. Trayectoria de una partícula en un cilindro de Gauss.

Las líneas de fuerza del campo son perpendiculares a la superficie lateral del cilindro. El teorema de Gauss señala que:

$$\phi = \int E \cdot ds = \int E_{\perp} \cdot \text{Area lateral del cilindro} = 4\pi ze$$

$$\phi = \int E_{\perp} \cdot 2\pi b dx$$

así, se tiene que:

$$\phi = \int E_{\perp} \cdot 2\pi b dx = 4\pi ze$$

$$2\pi b \int E_{\perp} dx = 4\pi ze$$

$$\int E_{\perp} dx = \frac{4\pi ze}{2\pi b} = \frac{2ze}{b}$$

por lo que

$$p_{\perp} = \frac{e}{v} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\perp} dx = \frac{e}{v} \left(\frac{2ze}{b} \right) = \frac{2ze^2}{vb} \quad (1)$$

La partícula incidente cede al electrón una energía cinética, dada por:

$$T_e = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{(2ze^2)^2}{2m_e(vb)^2} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (2)$$

A continuación calcularemos la pérdida de energía total de la partícula incidente. Si N_e es la densidad de electrones, la cantidad de electrones que hay en una longitud dx entre b y db es $N_e dV$, donde dV es el elemento de volumen y $dV = 2\pi b db dx$

$$N_e dV = 2\pi N_e b db dx \quad (3)$$

La pérdida de energía por longitud de trayectoria es la energía cinética T_e cedida a los electrones

$$-\Delta E = T_e N_e dV$$

La pérdida de energía total es [35, p.54]:

$$-\Delta E = \int T_e N_e dV = \int T_e N_e 2\pi b db dx$$

entonces

$$\begin{aligned} &= 2\pi N_e \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2} b db \\ &= \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \\ &= \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \\ -\frac{dE}{dx} &= 2\pi N_e \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} T_e b db \end{aligned}$$

Así

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (4)$$

Valores muy grandes de el parámetro de impacto, b , no tienen sentido porque el electrón adquiere muy poca energía, si el electrón está ligado las fuerzas de amarre son mayores que la fuerza coulombiana y no hay ionización. Cada electrón en un átomo tiene una energía mínima de excitación que puede aceptar. Esta es la energía necesaria para llevarlo al primer estado atómico no ocupado. Si se denota por I la energía mínima de excitación

para los electrones en un átomo y la usamos junto con la ecuación (2) se obtiene el límite superior [36, p.165].

$$b_{max} = \frac{ze^2}{v} \left(\frac{2}{m_e I} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Como ya vimos, de acuerdo a la física clásica (no relativista), la distancia de acercamiento b_{min} , ocurre cuando la energía potencial electrostática de interacción entre la partícula ze y el electrón es igual a la energía máxima que transfiere la partícula al electrón que es [37, p.29]:

$$T_e = \frac{1}{2} m_e (2v)^2 = 2m_e v^2$$

Entonces

$$\frac{2ze^2}{b_{min}} \approx 2m_e v^2$$

Y por lo tanto

$$b_{min} = \frac{ze^2}{m_e v^2} \quad (6)$$

Las ecuaciones (5), (6) y el factor logarítmico de la ecuación (4): $\ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$ pueden ser utilizadas para obtener una estimación de la potencia de frenado. De hecho, con argumentos mecánico cuánticos más rigurosos, es posible aproximar el factor logarítmico de la ecuación (4) a :

$$\ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \approx \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (7)$$

que difiere por un factor de 2 del resultado que se obtiene al utilizar la teoría semi-clásica y las consideraciones anteriores sobre los límites del parámetro de impacto [36, p.165]. Además $2m_e v^2$ es la energía cinética máxima T_{max} que puede transferirse a un electrón.

Por lo que la ecuación (4) puede escribirse como:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (8)$$

Analizando la expresión (8) se observa que $-dE/dx$ es independiente de la masa de la partícula incidente. Por otro lado, a bajas energías [35, p.55]:

$$\begin{aligned} \text{a) } & \frac{-dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2} \\ \text{b) } & \frac{-dE}{dx} \propto z^2 \end{aligned}$$

Si usamos la expresión relativista de la energía, T_{max} , el factor logarítmico de la ecuación (8) queda como $\ln(2\gamma^2 m_e v^2/I)$ [38, p.48]. Si se consideran los efectos relativistas la ecuación (8) queda:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right]$$

o bien

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (9)$$

La fórmula de Bethe-Bloch indica que la razón de pérdida de energía depende principalmente de la velocidad de la partícula y de su carga. A velocidades v cercanas a c , o a energías cinéticas $T \approx Mc^2$, la razón de pérdida de energía disminuye como $1/v^2$ o bien como T^{-1} . A mayores energías, la razón de pérdida de energía aumenta logarítmicamente como $\ln \gamma^2$. Para energías $T \approx Mc^2$ hay una razón de pérdida de energía mínima.

Cuando la velocidad de la partícula se aproxima a la velocidad de la luz, aumenta de forma lenta el poder de frenado. Sin embargo, no hay un crecimiento infinito, esto se debe a un

“efecto de densidad”, el apantallamiento debido a los átomos más cercanos. Este efecto se considera añadiendo una variable más a la ecuación de Bethe-Bloch. El factor adicional es δ , y refleja la acción de la polarización del medio [39, p.25]. La fórmula corregida es:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \delta \right] \quad (10)$$

Si Z es el número atómico del medio absorbente tenemos que $N_e = Z n_0$, donde N_e es la densidad de electrones en el medio y n_0 es la densidad de átomos en el medio. Además, dado que $n_0 = \rho (N_A / A)$, donde ρ es la densidad del medio, N_A es el número de Avogadro ($= 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) y A es el número másico del medio. La ecuación (10) se puede reescribir como

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z \rho N_A}{m_e v^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \delta \right] \quad (11)$$

Se puede ver que

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2 \rho Z}{A}$$

4.3 DETECTORES DE RADIACIÓN.

Los conceptos anteriores son fundamentales para entender el funcionamiento de los detectores de radiación, quienes aprovechan los efectos que produce la radiación en la materia y los intensifican. La radiación incidente transfiere toda o parte de su energía a la masa del detector, que transforma esta energía a otra forma de energía que sea más fácil de percibir. La radiación incidente produce ionización y excitación en los átomos del medio detector y estos procesos se pueden hacer observables de diferentes formas.

Los detectores modernos son esencialmente eléctricos. En algún momento la información del detector se transforma en pulsos eléctricos que pueden ser analizados por medios electrónicos y computadoras que hacen más rápido y preciso el análisis de la información.

Los detectores de radiación se clasifican en dos grandes grupos [33, p.48]: los de registro permanente y los de señal instantánea. Los detectores de registro permanente son aquellos que conservan durante un tiempo los cambios producidos por la radiación, dentro de estos detectores se encuentran: las placas fotográficas y emulsiones, los detectores de trazas y los detectores de termoluminiscencia, entre otros. Los detectores de señal instantánea son aquellos que manifiestan instantáneamente los efectos que produce el paso de la radiación a través de ellos, dentro de éstos se tienen: la cámara de niebla, la cámara de burbujas y los detectores de centelleo. Estos últimos son los detectores que se describen a continuación.

4.3.1 DETECTORES DE CENTELLEO.

Los centelladores son sustancias que emiten un destello de luz cuando una partícula incide sobre ella y deposita parte de su energía en la misma. Los materiales centelladores tienen la propiedad de *luminiscencia*. El proceso de luminiscencia ocurre cuando la partícula incidente transfiere parte de su energía al medio ionizando o excitando a los átomos o moléculas, de modo que lleva a los electrones a estados de energía más altos. Cuando estos electrones regresan a su estado normal emiten fotones, a menos que los átomos o moléculas disipen su energía en colisiones no radiactivas [39, p.157].

Si la emisión de luz ocurre inmediatamente después de la absorción (o dentro de 10^{-8} s, que es el tiempo de transiciones atómicas), el proceso se conoce como *fluorescencia*. Si la emisión de luz ocurre después de este tiempo, el proceso se conoce como *fosforescencia* o *emisión de luz retardada*. En este caso, el átomo o molécula es llevado a un estado metaestable del cual no puede decaer directamente. Pero, debido al movimiento térmico es llevado a un estado excitado ordinario, del cual decae de manera instantánea [39, p.158].

La cantidad de luz emitida por el centellador cuando una partícula pasa a través de él es muy pequeña, y comunmente está muy por debajo del nivel detectable por el ojo humano o las placas fotográficas [3, p.362]. De hecho, los primeros detectores de centelleo consistían de pantallas de ZnS (sulfuro de Zinc) que indicaban la presencia de partículas alfa. El experimentador observaba la superficie de la pantalla a través de un microscopio y contaba el número de destellos de luz en un intervalo de tiempo dado [34, p.101]. Los detectores de centelleo actuales, se acoplan ópticamente a un fotomultiplicador directamente o vía una guía de luz, en donde los pulsos de luz se convierten en una corriente de fotoelectrones que después es amplificada por un sistema electromultiplicador. La señal eléctrica resultante puede ser analizada posteriormente con facilidad. En general los detectores de centelleo tienen las siguientes características [39, p.158]:

- 1) Son sensibles a la energía, es decir, la luz de salida de un centellador es proporcional a la energía en él depositada. Dado que el fotomultiplicador es un dispositivo lineal, la amplitud de la señal eléctrica es también proporcional a esta energía.
- 2) Tienen un corto tiempo de respuesta en comparación con otros tipos de detectores. Lo que permite medir la diferencia de tiempo entre dos eventos.
- 3) Es posible distinguir el tipo de partícula que incide en el detector analizando la forma del pulso emitido. Esto se debe a que las partículas con diferente capacidad de ionización excitan de forma diferente al medio produciendo distintos mecanismos de fluorescencia
- 4) La *eficiencia de centelleo* se define como la fracción de la energía de la partícula incidente que se convierte en luz visible. Lo deseable es que esta eficiencia sea lo más grande posible, pero hay modos de desexcitación de moléculas excitadas que no involucran la emisión de luz sino la emisión de calor. Todos estos procesos de desexcitación se agrupan bajo el término de *quenching*.

En la actualidad existen 6 tipos de materiales usados en centelladores: cristales orgánicos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, gases y vidrios [39, p.159].

En general, los centelladores inorgánicos tienden a tener la mejor luz de salida y linealidad, pero normalmente son lentos en su tiempo de respuesta. Además, sus componentes tienen una Z y una densidad muy alta, por lo que son utilizados normalmente en la espectroscopia de rayos gamma.

Los materiales orgánicos en cambio, tienen una respuesta más rápida, pero proporcionan menos luz de salida. Se utilizan con frecuencia en la espectroscopia beta y en la detección de neutrones rápidos. En la mayoría de los materiales orgánicos la energía se transfiere de molécula a molécula antes de que la desexcitación ocurra.

Un tipo especial de centellador orgánico lo constituyen los *centelladores plásticos*. De hecho son los detectores orgánicos más utilizados en la actualidad. Los centelladores plásticos son soluciones de centelladores orgánicos en un solvente plástico sólido. Los plásticos ofrecen una señal muy rápida con una constante de decaimiento de alrededor 2 o 3 ns, así como una gran cantidad de luz de salida. Una de las mayores ventajas de los plásticos es su flexibilidad. Son producidos comercialmente en una gran variedad de tamaños y formas, desde películas delgadas, de algunos $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ hasta grandes planos, bloques y cilindros. Además son relativamente baratos. Cuando un centellador plástico se disuelve en un solvente que puede ser después polimerizado, se produce el equivalente a una solución sólida. En la actualidad hay una gran variedad de fórmulas comerciales disponibles [39, p.164].

El material ideal para un centellador tiene las siguientes características [41, p.239]:

1. Convierte la energía cinética de las partículas cargadas en luz detectable con una alta eficiencia de centelleo.

2. Esta conversión es lineal, es decir, la luz es proporcional a la energía depositada en el material.
3. El medio es transparente a la longitud de onda de la luz que emite.
4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida es corto, por lo que se pueden generar señales de pulsos rápidos.
5. El material debe de ser de buena calidad óptica y adecuado para manufacturarse como un detector práctico.
6. Su índice de refracción debe ser parecido al del vidrio (≈ 1.5) para permitir un acoplamiento eficiente de la luz del centellador y el tubo fotomultiplicador.

En la práctica ningún material cumple con todos estos aspectos; la elección del mismo es un compromiso entre estos y otros factores.

4.3.2 EL FOTOMULTIPLICADOR.

El fotomultiplicador es una parte muy importante del sistema de centelleo. Los fotomultiplicadores suelen constar de una superficie fotosensible, denominada *fotocátodo*, una serie de electrodos secundarios, denominados *dinodos* y un colector de fotoelectrones, el *ánodo*. La luz proveniente del centellador que incide sobre el fotocátodo expulsa electrones de la superficie. El potencial eléctrico entre el cátodo y el ánodo acelera a los fotoelectrones hacia la cadena de dinodos, cada uno de los cuales está a un potencial ligeramente superior que su antecesor. A medida que cada electrón golpea un dinodo se produce una cierta cantidad de electrones secundarios, cada uno de los cuales produce más electrones en los dinodos consecutivos. De hecho la carga original producida por la luz puede ser multiplicada por un factor de 10^9 o más. La corriente resultante del fotomultiplicador produce un pulso de voltaje que se mide y analiza con facilidad.

La estructura más común de un fotomultiplicador es la de *caja y rejilla*. Ver figura 19 Pero existen otras configuraciones como la *persiana veneciana*, *lineal* o *circularmente enfocada* que ofrecen mejoras en tamaño o en rendimiento. Ver Figura 20. Por ejemplo, las estructuras de persiana veneciana y de caja y rejilla son poco costosas y útiles para dispositivos de gran área, mientras que las estructuras enfocadas ofrecen eficiencias de colección más altas, frecuencias de modulación de la señal y tiempos de levantamiento tan bajos como un nanosegundo [39, p.182].

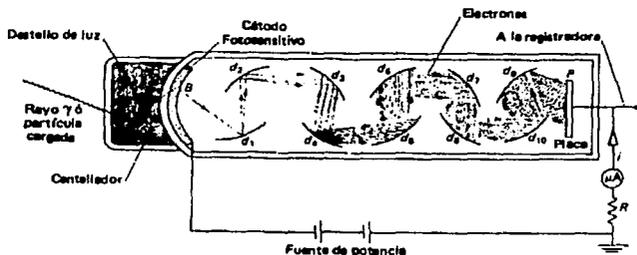


Figura 19. Detector de centelleo usado con un tubo fotomultiplicador. Las superficies curvas d_1, d_2, \dots , son los dinodos, en ellos tiene lugar la emisión secundaria de electrones. Entre cada dos dinodos consecutivos existe siempre un potencial acelerador de aproximadamente 100 V. (Tomado de V Acosta y otros, *Curso de física moderna* Harla, México, 1975, fig. 33-12, p.363)

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

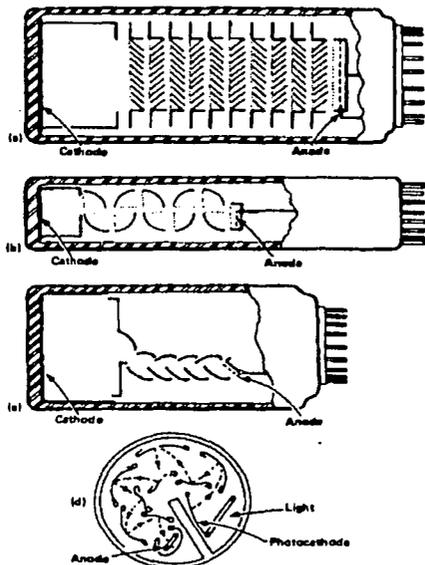


Figura 20. Se muestran diferentes tipos de fotomultiplicadores (a) persiana veneciana, (b) de caja y rejilla, (c) enfocada linealmente y (d) la configuración de lado. (Tomado de W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, Germany, 1994, fig. 8.5, p.182).

Estos instrumentos tienen una doble limitación. Primero porque el material centellador convierte en fotones "utilizables", alrededor del 3% de la energía depositada en él y, segundo porque la eficiencia del cátodo de un fotomultiplicador típico está entre un 10-20%. Es decir, por cada 5 o 10 fotones que lleguen al fotocátodo, se libera únicamente un electrón con capacidad de iniciar una cascada en los dinodos [38, p.174].

4.4 RESPUESTA LUMINOSA DE UN CENTELLADOR.

La respuesta luminosa de un centellador se refiere a la eficiencia del centellador para convertir la energía de ionización en fotones. En general la luz de salida es diferente para diferentes tipos de partícula de una misma energía. Sin embargo, para un cierto tipo de partícula no siempre varía linealmente con la energía.

Para tener una idea de la eficiencia de los centelladores, es útil estimar la pérdida de energía promedio necesaria para la creación de un fotón. En la Tabla 2 se muestra una lista de esta energía promedio para diferentes materiales, en donde los electrones son las partículas del medio que son excitadas [39, p. 167].

Tabla 2

Material	Pérdida de energía promedio por fotón (eV/fotón)
Antraceno	60
NaI	25
Plástico	100
BGO	300

Además, cuando se piensa en la eficiencia de un centellador, también es necesario tomar en cuenta la eficiencia del fotomultiplicador, pues está acoplado a éste. Una eficiencia típica de un fotomultiplicador es del orden del 30%. Por lo que, si todos los fotones son colectados por el fotomultiplicador, sólo el 30% de ellos serán detectados [39, p. 167].

Hasta ahora se había considerado que la respuesta de los centelladores era lineal con respecto a la energía de excitación, es decir, que la luz emitida ΔL , sería directamente proporcional a la energía ΔE depositada por la partícula, es decir, $\Delta L \propto \Delta E$.

Sin embargo esta relación lineal no se cumple, aunque en muchas aplicaciones prácticas puede considerarse como una buena aproximación. De hecho la respuesta de un centellador es una función compleja que depende no sólo de la energía de la partícula sino de su ionización específica.

En materiales orgánicos, se observan pequeñas no linealidades cuando se utilizan electrones de energías menores a 125 keV. Cuando se trata de partículas pesadas, las desviaciones son más pronunciadas y son más grandes a bajas energías. En la figura 21 se muestra la respuesta del centellador plástico NE102A para diferentes tipos de partículas [39, p.168].

El primer modelo semiempírico de este comportamiento de los centelladores fue formulado por Birks en 1951 [40].

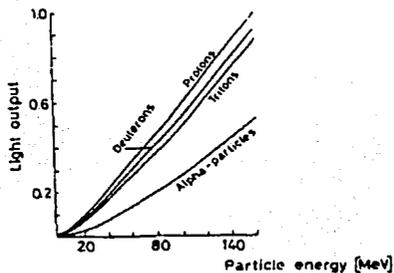


Figura 21. Respuesta del centellador plástico NE102A para diferentes partículas. (Tomado de W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, Germany, 1994, fig. 7.8, p.168)

4.5 MODELO DE BIRKS.

La respuesta de los centelladores se describe por una relación entre dL/dx , la energía fluorescente emitida por unidad de longitud de trayectoria y dE/dx la pérdida de energía de la partícula cargada. En un centellador ideal esta relación es lineal. Pero Birks explica que en la práctica no hay linealidad debido a las interacciones de oscurecimiento (*quenching*) entre las moléculas excitadas del medio y la partícula incidente (interacciones donde parte de la energía se disipa en forma de calor y no se convierte en luz). De hecho, mientras mayor sea la densidad de ionización a lo largo de la trayectoria de la partícula, mayor es el número de interacciones de *quenching*, con la consiguiente disminución de la eficiencia de centelleo. Este modelo es uno de los más usados en la actualidad porque reproduce de manera sencilla la respuesta de los detectores de centelleo a partículas cargadas [39, p.168].

Birks considera que una gran densidad de ionización a lo largo del camino de la partícula conduce a un daño de las moléculas y esto hace que disminuye la eficiencia del centellador. De manera que, si no existiera el *quenching*, la respuesta del centellador sería aproximadamente

$$\frac{dL}{dx} = C_0 \frac{dE}{dx} \quad (12)$$

donde C_0 es la eficiencia normal o eficiencia absoluta de centelleo [41, p.249]. Cuando hay *quenching*, la partícula incidente daña un número de partículas BdE/dx , es decir, actúa como un agente de *quenching* de eficiencia k . Si se denota por $C_1 = kB$, la fórmula de Birks se expresa como:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{C_0 \frac{dE}{dx}}{1 + C_1 \frac{dE}{dx}} \quad (13)$$

Posteriormente se le añadió a la ecuación de Birks un término cuadrático que toma en cuenta los efectos de altas energías. Por lo que, la ecuación de Birks modificada es

$$\frac{dL}{dx} = \frac{C_0 \frac{dE}{dx}}{1 + C_1 \frac{dE}{dx} + C_2 \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (14)$$

por lo general, las variable C_1 y C_2 son parámetros que se ajustan experimentalmente para un centellador específico. La variable C_0 proporciona una normalización absoluta [41, p.249].

Desafortunadamente al comparar los datos experimentales con las predicciones de estas ecuaciones, dejando como parámetros libres las constantes C_0 , C_1 y C_2 , se observa que los mejores ajustes requieren un valor de C_0 , C_1 y C_2 diferente para cada Z . Como se discute más adelante.

4.6 MODELO EDSE (Energy deposition by secondary electrons)

Dado que el modelo de Birks no tiene una capacidad predictiva para la respuesta de los centelladores cuando la Z de las partículas incidentes es grande, Michaelian y Menchaca-Rocha propusieron un modelo alternativo al de Birks para los centelladores [42], que toma en cuenta otras variables involucradas en el proceso de deposición de energía, y que al mismo tiempo no representa una formulación mucho más compleja que la de Birks y por lo tanto, puede estar al alcance de los investigadores experimentales.

Este modelo parte de la consideración de que la respuesta luminosa del centellador dL/dx no depende únicamente de la energía depositada sino también de la densidad de ionización; es decir, de la manera en que la energía se distribuye espacialmente alrededor de la trayectoria de la partícula incidente por los electrones que son dispersados. En otras palabras, una partícula que atraviesa un centellador produce una cantidad de luz relacionada con la distribución de la energía depositada por los electrones dispersados en la vecindad de la trayectoria de la partícula incidente. Este modelo incluye también las contribuciones a la energía por los electrones retrodispersados (*back scattered*). La densidad de energía depositada $\rho(r)$ (en MeV/cm^3) como función de la distancia radial r (en cm) a la trayectoria de la partícula incidente es:

$$\rho(r) = 2.44 \times 10^{-2} \frac{\langle Z_{sc} \rangle}{\langle A_{sc} \rangle} \rho_{sc} \frac{1}{n} \frac{Z^2}{\beta^2} \frac{1}{r^2} f^{d+1} \quad (15)$$

donde $f(r) = 1 - \frac{r}{R_{max}}$; Z_{sc} , ρ_{sc} y A_{sc} son el número atómico, la densidad y el número de masa del centellador respectivamente; $d = 0.054 \langle Z_{sc} \rangle$; Z^* ($\approx Z$) es la carga efectiva de la partícula calculada con la parametrización de Montenegro. En esta ecuación, β representa al cociente v/c , donde v es la velocidad de la partícula incidente y c es la velocidad de la luz. Además $n=5/3$; R_{max} es el alcance práctico correspondiente a los electrones con la máxima energía cinética de dispersión (T_{emax}), permitida por la cinemática, que se calcula por la expresión $R(T_e) = aT_e^n$, que relaciona el alcance práctico de electrones con energía

cinética T_e [43, p. 329], donde α se obtiene a partir de la expresión [44, p. 298]:

$$\alpha = \frac{5.025 \times 10^{-12} A_{SC}}{0.182 \rho_{SC} Z_{SC}^{8/9}}$$

Este modelo supone que la excitación molecular es proporcional a $\rho(r)$ en una vecindad de la trayectoria de la partícula y que la desexcitación del medio es lo que da origen a la emisión de luz. Además, si existen altas densidades de energía de excitación hay más interacciones de quenching, en este caso reacionadas con la recombinación, que originan que disminuya la eficiencia del centellador. Este modelo considera que existe una densidad de energía máxima ρ_q que limita la respuesta y que es diferente para cada centellador. Esto da origen a un radio de saturación r_q de manera que para valores menores de este radio la emisión de luz es proporcional a ρ_q , y cuando $r > r_q$ la luz de salida depende linealmente de $\rho(r)$.

Entonces, el número específico de moléculas excitadas se estima utilizando:

$$\frac{dN_e}{dx} = K \left[\pi r_q^2 \rho_q + \int_{r_q}^{R_{max}} \rho(r) 2\pi r dr \right] \quad (16)$$

donde K es una constante que relaciona la energía depositada y el número de moléculas excitadas producidas, r_q se puede calcular sustituyendo $\rho(r_q) = \rho_q$ y despejando r_q en la ecuación (15). La integral en la ecuación (16) se puede resolver analíticamente cuando el exponente de la ecuación (15), $d+1/n$ es un número racional. En los centelladores plásticos $d+1/n = 0.7575$, por lo que si hacemos $d+1/n \approx 3/4$ se obtiene:

$$\frac{dN_e}{dx} = K \frac{\langle Z_{SC} \rangle}{\langle A_{SC} \rangle} \rho_{SC} \frac{1}{n} \frac{Z^{72}}{\beta^2} g \quad (17)$$

donde

$$g = -\frac{f^{3/4}(r_q)}{2n} + \ln \left(\frac{1 + f^{1/4}(r_q)}{1 - f^{1/4}(r_q)} \right) - 2 \tan^{-1} f^{1/4}(r_q) \quad (18)$$

Este modelo incluye otro fenómeno que afecta la respuesta del centellador. En los centelladores plásticos el soluto representa una pequeña fracción del medio. La mayor parte de la luz se produce en procesos que involucran transporte de energía del solvente al soluto; estos procesos se ven afectados por la estructura molecular del medio y producen un acoplamiento no radiativo de los estados de vida corta y larga. Lo que constituye otro factor adicional de quenching que modifica la expresión (17) y se obtiene:

$$\frac{dL}{dx} = C_0 \frac{dN_e}{dx} \left(1 - C_2 \frac{dN_e / dx}{C_3 + dN_e / dx} \right) \quad (19)$$

donde dN_e es función de C_1 . En esta expresión $0 < C_2 \leq 1$ mide la fracción de energía en el solvente que no produce luz, y C_3 representa la densidad específica de moléculas de soluto que fluorescen sin quenching.

Los parámetros C_1 , C_2 y C_3 del modelo EDSE tienen una interpretación distinta a la del modelo de Birks, puesto que en el EDSE estos parámetros representan propiedades físicas de un centellador determinado.

CAPÍTULO V

TRATAMIENTO DE LOS DATOS OBTENIDOS DEL SISTEMA

TOF DEL AMS

5.1 INTRODUCCIÓN

Este capítulo se divide en dos partes. En la primera se presenta un experimento llevado a cabo para la caracterización de los centelladores del AMS-01 y en la segunda parte se muestran algunos resultados de la respuesta luminosa dL/dx de los centelladores de tiempo de vuelo TOF del AMS-01 durante su vuelo de junio de 1998 y se les compara con las predicciones del modelo EDSE.

5.2 CARACTERIZACIÓN DE LOS CENTELLADORES DEL AMS-01

En la detección de rayos cósmicos a menudo se emplean centelladores para realizar medidas de la energía que deposita una determinada partícula en el centellador, así como para medir el tiempo que transcurre entre el paso de una y otra partícula.

Anteriormente se había dicho que en los rayos cósmicos es posible encontrar núcleos atómicos de una gran variedad de elementos de la tabla periódica con rangos de energía también muy variados. Además, se sabe que en los rayos cósmicos predominan las partículas que tienen números atómicos pequeños, y a medida que Z aumenta, disminuye el número de partículas en la radiación cósmica. Por todo esto es necesario predecir la respuesta del centellador cuando pasa por él una partícula con un número atómico, Z , grande, pues su abundancia es muy pequeña.

Una posible solución es calibrar los centelladores con ayuda de los aceleradores terrestres, sin embargo, la variedad de haces de los aceleradores es limitada. Es por ello que además se requieren modelos teóricos a fin de poder predecir la respuesta de los centelladores para una variedad de núcleos atómicos a distintas energías.

Como parte de los trabajos para la caracterización de los centelladores de tiempo de vuelo TOF del AMS-01 se llevó a cabo un experimento para medir la respuesta del centellador NE102 a iones con números atómicos Z de 2 hasta 6 y con energías cinéticas por nucleón

(E/A) en el rango de 0.15 GeV hasta 1.5 GeV. El lector interesado en más información sobre este experimento puede consultar la referencia [43].

El experimento se llevó a cabo en el acelerador de iones pesados del UNILAC de el Laboratorio Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) en Darmstadt, Alemania. Se seleccionó el centellador NE102 debido a que existe mucha información experimental (incluso de experimentos con rayos cósmicos) sobre su respuesta a bajas energías. Se utilizaron haces de C^{12} con energías cinéticas por nucleón $E/A = 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2$ y 1.5 GeV.

El sistema de detección estaba formado por un telescopio de 3 unidades de centelladores de NE102, etiquetadas como SC0 (de 0.8 cm de grueso), SC1 (de 0.25 cm de grueso) y SC2 (de 0.25 cm de grueso). Se acomodaron a lo largo de la dirección del haz en el orden en que se mencionaron. Cada centellador estaba acoplado a un fotomultiplicador RTC-2262B, y éstos a su vez se conectaron a un sistema de adquisición de datos.

Antes de los centelladores se colocó un trozo de polietileno de 8 cm de grueso. Cuando el haz pasó a través de este material se produjo la fragmentación nuclear de las partículas del haz. En la figura 22 se muestra la respuesta luminosa del centellador SC0 en función de la respuesta luminosa del centellador SC2. En la gráfica se observa que se formaron grupos de partículas a lo largo de una diagonal y que representan a los distintos tipos de núcleos detectados. Además se observan otros grupos de partículas arriba de la diagonal que son resultado de una fragmentación adicional del haz en los dos primeros centelladores.

La energía por nucleón, E/A , de los iones fragmentados se obtuvo a partir de la energía del haz y utilizando cálculos de dE/dx usando la ecuación de Bethe- Bloch (ecuación (11)), en donde para el caso del centellador NE102 se utilizó como valor de la densidad del centellador $\rho_{sc} = 1.032$ g/cm ; como el cociente $Z_{sc}/A_{sc} = 0.5415$, y finalmente, como el valor de la energía mínima de excitación de los electrones $I = 64.7$ eV.

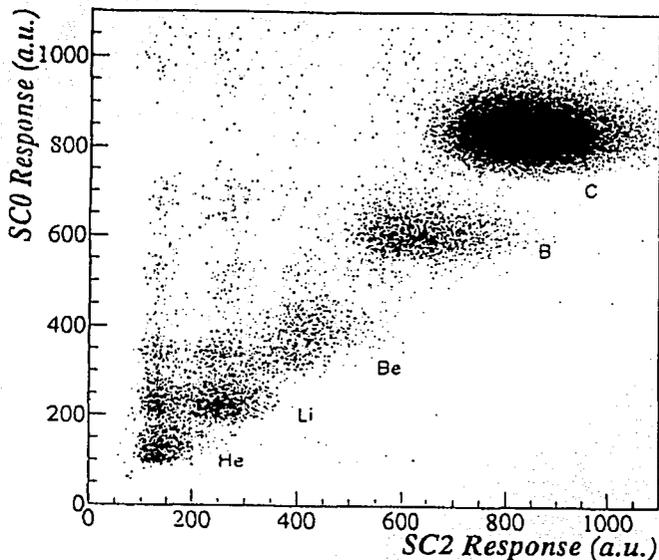


Figura 22. Gráficas de datos experimentales de la respuesta diferencial del centellador NE102 para iones con valores de Z de 2 a 6. Se representa la respuesta luminosa del centellador SC0 en función de la respuesta luminosa del centellador SC2. (Tomado de A. Menchaca-Rocha et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 438 (1999) 322-332, fig. 1, p. 323).

En la figura 23 se muestran los resultados de la respuesta luminosa de los centelladores dL/dx para cada uno de los elementos detectados en función de la energía por nucleón E/A en GeV. Las medidas de dL/dx se dan en unidades arbitrarias.

Las curvas continuas representan los cálculos de dE/dx (utilizando la ecuación (11)) normalizados a cada conjunto de datos. Es posible apreciar que en la región de bajas energías a medida que el valor de Z aumenta hay mayor desviación de los datos experimentales. Sin embargo, a mayores energías hay un buen ajuste con los datos. Estos resultados apoyan la idea de que a altas energías la emisión de luz del centellador es proporcional a la energía depositada, es decir haciendo $C_1 = 0$ en la ecuación (13), se obtiene $dL/dx = C_0 dE/dx$ (aproximación lineal o de no-quenching). La curva continua en la gráfica inferior derecha de la figura 23 muestra la marcada dependencia del parámetro $C_0(Z)$ respecto de $C_0(Z=2)$. Como una mejor aproximación, en la misma gráfica se muestra la dependencia de C_0 en la aproximación de quenching (es decir, $C_1 \neq 0$ en la ecuación (13)). Si bien la dependencia en Z se hace menos marcada, es aún importante.

En la gráfica 24 se utiliza el modelo EDSE para predecir los mismos datos de la figura 23 (símbolos llenos). En esta gráfica se agregan datos (representados con los rombos vacíos) de un experimento realizado por Webber et al. [45] en que se detectaron rayos cósmicos en un globo a gran altura, utilizando centelladores NE102, así como las predicciones del EDSE para valores de Z mayores. Nótese que se trata de una predicción, no de un ajuste.

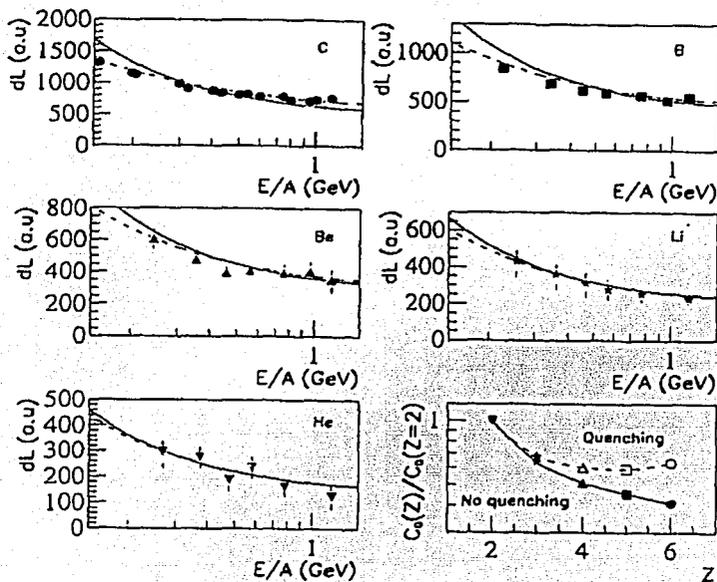


Figura 23. Gráficas de datos experimentales de la respuesta diferencial del centellador NE102 para iones con valores de Z de 2 a 6. Las curvas sólidas representan ajustes utilizando aproximaciones de “no-quenching” (es decir, $dL/dx \propto dE/dx$). Las curvas punteadas corresponden a ajustes del modelo de Birks (con quenching). La gráfica inferior derecha muestra que es necesaria la normalización de constantes de los dos ajustes a medida que Z varía. (Tomado de A. Menchaca-Rocha et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 438 (1999) 322-332, fig. 3, p. 324).

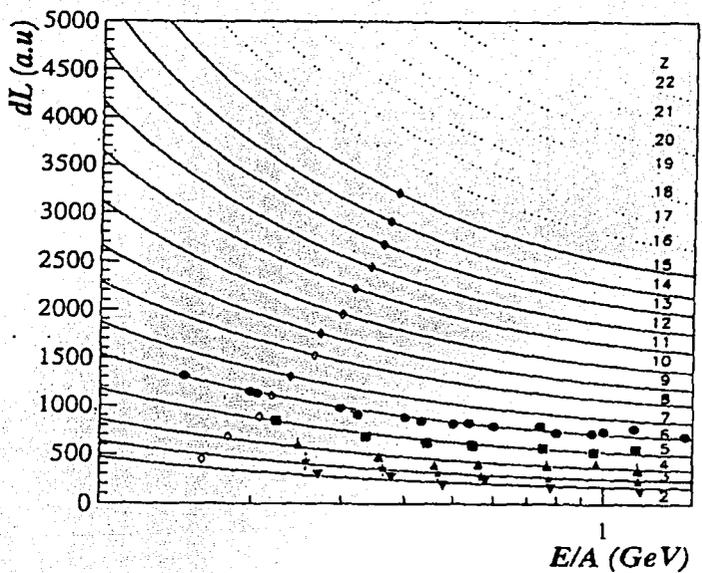


Figura 24. Comparación de los datos experimentales del experimento de la respuesta del centellador NE102 en el acelerador de iones pesados del acelerador UNILAC (de el Laboratorio Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)) con los datos del experimento realizado por Webber et al. [45], representados por los rombos vacíos. Las curvas continuas representan ajustes utilizando el modelo EDSE y las curvas punteadas son predicciones del modelo EDSE para valores de Z mayores. (Tomado de A. Menchaca-Rocha et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 438 (1999) 322-332, fig. 6, p. 327).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Otra manera de mostrar la capacidad predictiva del EDSE se puede apreciar en la figura 25, que es similar a la gráfica inferior derecha de la figura 23, sólo que ahora se extienden los valores de C_0 (ahora normalizada a C ($Z=3$)) para los valores de Z mayores de la gráfica 24.

Para comparación, en esta nueva figura se reproducen las curvas continua y punteada de la gráfica inferior derecha de la figura 23. Como se puede apreciar, el comportamiento de las C_0 obtenidas usando las aproximaciones de no-quenching ($C_1 = 0$) y quenching ($C_1 \neq 0$) en la ecuación (13) muestran la misma tendencia que en la figura 23 en la gráfica inferior derecha. Sin embargo, los cálculos de EDSE (círculos vacíos) muestran que se puede lograr un ajuste utilizando C_0 =constante (línea punteada). Es decir, que el modelo EDSE predice los datos sin necesidad de suponer una función arbitraria para C_0 .

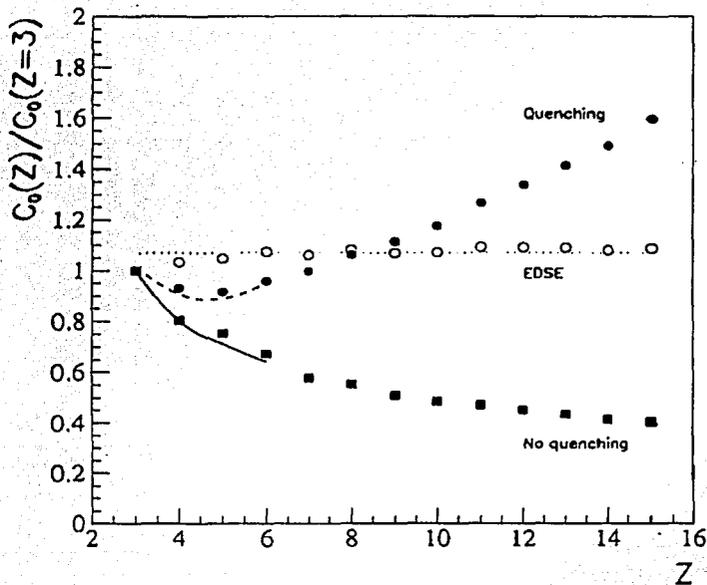


Figura 25. Gráfica de $C_0(Z)$ normalizada a $C_0(Z=3)$. A partir de los datos de la figura 24. Se muestran las constantes de normalización en función de Z . Los círculos negros corresponden a la aproximación de quenching ($C_1 \neq 0$), y los cuadrados negros a la de no quenching ($C_1 = 0$). Los círculos blancos corresponden a ajustes llevados a cabo con el modelo EDSE. Se reproducen también las curvas continua y punteada de la gráfica inferior derecha de la figura 23 (Tomado de A. Menchaca-Rocha et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 438 (1999) 322-332, fig. 7, p. 328).

5.3 LOS DATOS DEL AMS-01

Después del vuelo del AMS-01 la colaboración del AMS reportó [46] como uno de sus resultados preliminares que habían detectado partículas con números atómicos Z diversos, en particular en la figura 0 (ver página 6) se representan partículas con $Z=3$ hasta 8.

Uno de los trabajos llevados a cabo para esta investigación fue analizar la información de la base de datos del AMS-01 correspondiente a los centelladores del TOF. La metodología utilizada para extraer los datos de esta información se describe en el apéndice A. En la figura 26 se muestran las gráficas de la señal luminosa de cada uno de los planos del TOF (variable que en la base de datos del AMS se denomina *tofedep1*, *tofedep2*, *tofedep3* o *tofedep4* según el plano del TOF que se esté utilizando) como función de la energía cinética por nucleón de las partículas, E_{in} durante la prueba realizada en la nave Discovery en junio de 1998. En estas gráficas log-log, aparecen todos los valores de Z . El eje de las abscisas corresponde a la energía E_{in} en unidades de GeV/A y el eje de las ordenadas corresponde al valor de la variable *tofedep i* (para $i=1$ hasta 4) en MeV. Cabe mencionar que en el programa de cómputo empleado para realizar las gráficas, se solicitó que la variable que la colaboración del AMS utiliza para distinguir el número atómico de las partículas (*pcharge*) no tuviera restricción en su valor.

Las cuatro gráficas son muy similares y muestran el típico comportamiento observado en el experimento en GSI (comparar con la gráfica 23). Se pueden identificar claramente los grupos más abundantes ($Z=1$ y 2), donde los protones son los más abundantes (de acuerdo con lo referido en la sección 1.4 del Capítulo 1 de este trabajo) estas gráficas también muestran que más allá de $Z=2$ no se forman grupos definidos. Esto, que refleja la menor abundancia de núcleos con $Z>2$, indica claramente la necesidad de poseer un modelo confiable para predecir la posición de grupos de partículas con $Z>2$.

En la gráfica que corresponde a *tofedep3n* se aprecia un conjunto de puntos que forman líneas paralelas que posiblemente sean producto de un problema de la electrónica involucrada.

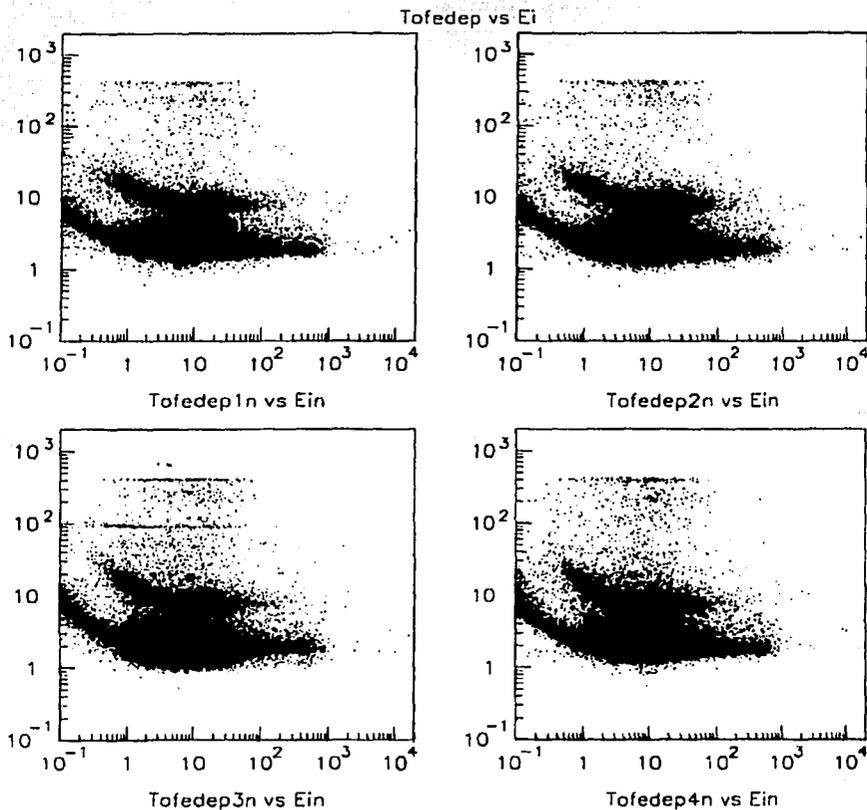


Figura 26. Comparación entre la energía depositada en los cuatro planos del TOF y (tofedepln) la energía de la partícula, sin restricción en los valores de Z (pcharge).

En la gráfica 27 se muestra cómo se utilizó el modelo EDSE para predecir las regiones donde deben encontrarse las partículas con diferente Z en gráficas del tipo Tofedep vs. E_{in} . Este modelo fue aplicado para generar cuts (cortes) para cada valor de Z de las partículas.

En la figura 27 se muestra una gráfica de tofedep ln como función de E_{in} (para el primer plano centellador del TOF) y en esta gráfica se superponen las curvas que corresponden al modelo EDSE que delimitan las regiones (cuts o cortes) en donde se encuentran las partículas con una Z determinada. Para ello se utilizó el programa en FORTRAN (BANANAS.F) que se muestra en el Apéndice D. La ubicación de los cuts corresponde a la energía depositada de las partículas con distintos valores de Z . A cada valor de Z lo corresponden dos cortes (cuts), uno inferior y uno superior, los cuts inferiores se representan con líneas sólidas y los superiores con líneas punteadas. La línea punteada (cut superior) para cada valor de Z se sobrepone con la línea continua (cut inferior) del siguiente valor de Z , por lo que en la gráfica se muestran solamente líneas continuas excepto cuando $Z=20$, el último valor de Z presentado.

El programa de cómputo BANANAS.F consta de un programa principal (BANANAS.F) y una subrutina (EDSE.F). El programa principal requiere que se especifique el tipo de material centellador ($ID=1$, si es un centellador plástico como en este caso). El programa genera dos archivos de datos que contienen los valores de los cortes (cuts) inferiores (LOWER.DAT) y los cortes (cuts) superiores (UPPER.DAT). En estos archivos de salida la primera columna de los datos corresponde a la energía cinética por nucleón (en GeV), y las otras columnas son los cuts para cada Z en orden ascendente. Las masas medias que se asignan a cada Z son las encontradas por Simpson. [1] La subrutina EDSE.F calcula la ecuación de dL/dx del modelo EDSE (ver Capítulo 4) para los parámetros del centellador utilizado, en este caso los del centellador BC408. En esta subrutina la respuesta se normaliza a MeV para ser consistentes con las convenciones del AMS.

En el Apéndice E se muestran las gráficas de Tofedep vs E_{in} para el resto de los planos de centelladores del TOF.

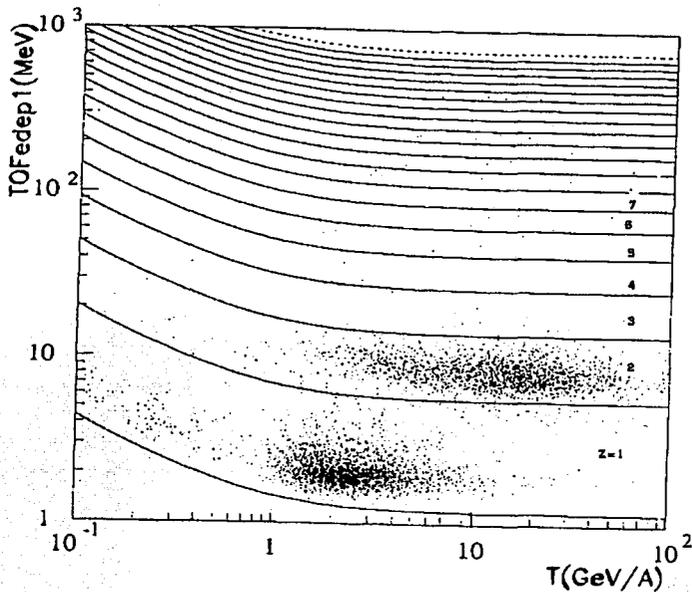


Figura 27. Comparación entre la energía depositada en el primer plano del TOF (tof_{edep1}) y la energía de la partícula, sin restricción en valores de Z (pcharge). Las líneas que se muestran corresponden a cuts (cortes) definidos por el modelo EDSE.

Sin embargo, como se puede apreciar, se distinguen muy pocas partículas a partir de $Z=3$. Lo cual no concuerda con los resultados de la figura 0 (ver página 6). Para tener más información de cuántas partículas de número atómico diferente atravesaban el TOF, se realizó un análisis distinto, que se describe a continuación.

Otra manera de representar las distintas partículas detectadas por el TOF, es por medio de histogramas que muestren la cantidad de partículas detectadas. En la figura 28 se muestra la gráfica del número de partículas registradas con $Z=1$ para cada uno de los cuatro planos centelladores del TOF en función de la cantidad de luz emitida dL. En las gráficas el programa PAW ajusta el pico principal a una gaussiana y se muestran los parámetros de ajuste P1, P2 y P3. P1 corresponde a la amplitud de la gaussiana, P2 corresponde al centroide y P3 al ancho σ de la gaussiana. En la figura 29 se muestra la gráfica del número de partículas registradas con $Z=2$ (es decir pcharge=2) en función de la cantidad de luz emitida dL para cada plano centellador del TOF. En el Apéndice F se incluyen las gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF para valores de pcharge de 3 hasta 9. Se observa con claridad que para valores de Z mayores que 5 es difícil determinar el pico principal.

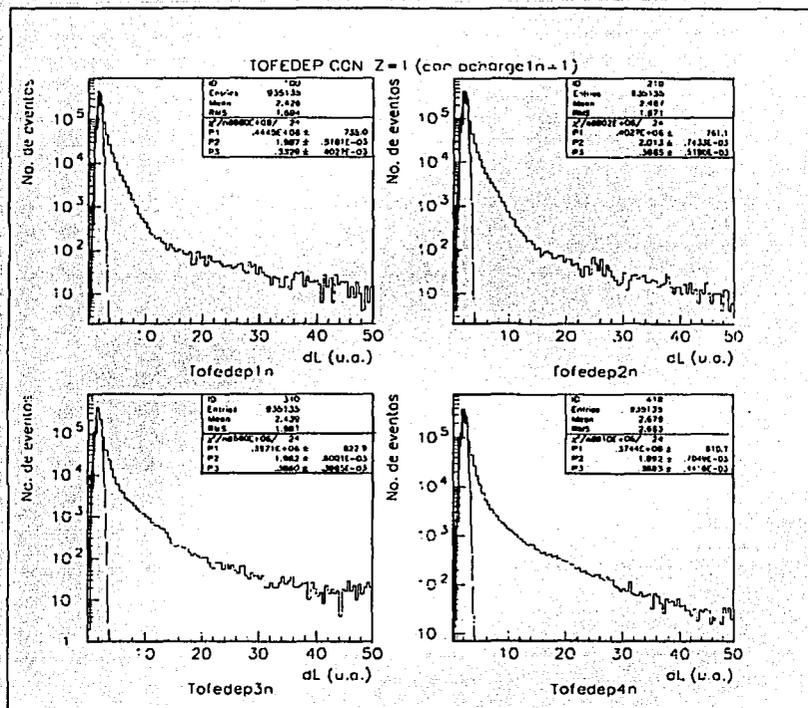


Figura 28. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 1.

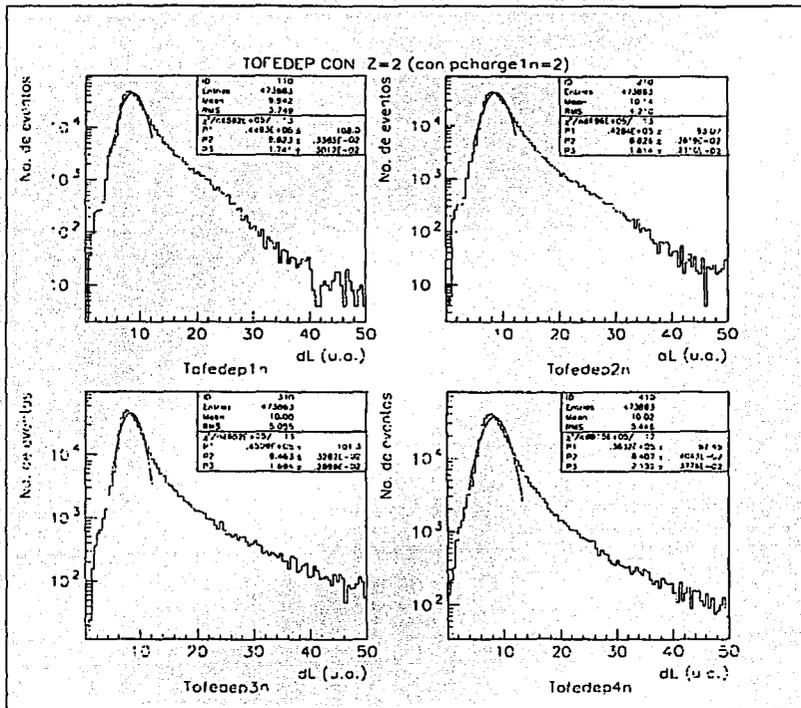


Figura 29. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 2.

CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

En esta tesis se ha dado una breve descripción de la física de los rayos cósmicos. La historia de su descubrimiento, lo que se sabe de su origen, composición y espectro de energías. También se da una breve descripción de la interacción de esos rayos con la atmósfera terrestre, justificando la necesidad del uso de un satélite para la detección de núcleos pesados y, tal vez, de antinúcleos.

Posteriormente se presenta un panorama de algunos problemas cosmológicos que se pretenden explicar con el detector AMS.

La tercera parte se enfoca en el tema principal de esta tesis, que son los problemas que representa la detección de núcleos utilizando materiales centelladores.

Se describieron los modelos que se utilizan en esta campo, el de Bethe Bloch relacionado con la deposición de energía y el modelo de Birks hasta llegar al modelo EDSE, desarrollado en el IFUNAM.

Después el modelo EDSE se utilizó para analizar la respuesta luminosa de centelladores a núcleos pesados tanto producidos en un acelerador, como obtenidos en un experimento de rayos cósmicos en un globo a gran altura.

Finalmente, se aplicó el modelo EDSE para ajustar y predecir la respuesta luminosa de partículas de $Z > 2$ en el experimento AMS-01. Tomando en cuenta que la colaboración del AMS, después del vuelo del AMS-01, reportó que se detectaron núcleos con $Z=8$ inclusive (ver página 6, figura 0).

La hipótesis de este trabajo fue que el modelo EDSE permitiría establecer correctamente las regiones en donde se localizan las partículas de diferente Z en gráficas del tipo dL/dx vs. Energía de la partícula, para los diferentes planos centelladores del TOF.

Y el objetivo de esta tesis era predecir la respuesta luminosa de los centelladores del AMS-01 utilizando el modelo EDSE al determinar las regiones en donde se localizarían las partículas de diferente Z en gráficas del tipo dL/dx vs. Energía de la partícula, para los diferentes planos centelladores del TOF. Con el fin de que esta información fuera utilizada por la colaboración del AMS para analizar los datos del detector AMS-02.

Con base en los resultados obtenidos en el presente trabajo se llegó a las siguientes conclusiones:

En lo que respecta a la hipótesis y el objetivo de la presente investigación se encontró que, por falta de datos suficientes, el modelo EDSE no pudo ser puesto a prueba de manera confiable en este experimento, por lo que la hipótesis de esta investigación no resultó apoyada en este trabajo. De la misma forma, no se consiguió el objetivo planteado al inicio de la investigación.

Esto se debió a que la información de la base de datos del AMS-01 resultó insuficiente, pues no se pudo establecer si el modelo funcionaba para núcleos con $Z > 3$ en gráficas del tipo dL/dx vs. Energía de la partícula (ver figura 27 en la página 107 y figuras del Apéndice E) ya que el número de partículas con números atómicos, Z , mayores que 3, disminuyó notablemente como para apreciar la presencia de grupos definidos de partículas.

Después se utilizó un método alternativo, el de los histogramas, para visualizar la cantidad de núcleos que se habían detectado con diferente número atómico, Z , esto se hace especificando en el programa que se representen únicamente las partículas con una Z dada. Los histogramas son gráficas del tipo No. de Eventos vs dL (respuesta luminosa del centellador). En cada gráfica se identificó el pico más alto y a éste se le asoció con el grupo de partículas buscado. Sin embargo, la ubicación de este pico no está determinada al azar, de hecho el valor de dL en cada caso es proporcional a Z^2 (hay que recordar que la ecuación de Bethe- Bloch determina que la cantidad de luz emitida por un centellador es proporcional a Z^2). Una vez que se ajustaron estos picos principales por una gaussiana, el software empleado mostraba los valores representativos del ajuste en cada caso: el

parámetro P1 indicaba la altura del pico, el parámetro P2 indicaba el valor de la media de la gaussiana (que corresponde al valor de la coordenada dL que tiene cada pico, ubicado en el eje de simetría de la gaussiana) y finalmente, el parámetro P3 proporcionaba el valor de σ (la longitud del intervalo que va desde el eje de simetría hasta el punto de inflexión de la gaussiana). Tomando en cuenta esto último, se puede ver en las gráficas del Apéndice F que hasta $Z=5$ el valor del parámetro P2, tiene una ubicación que resulta ser proporcional a $2Z^2$. Sin embargo, para $Z>5$ el valor de P2 para el pico más alto ya no es proporcional a dicho valor. Y es muy probable que los picos más altos estén relacionados más bien con una saturación del centellador. De todas formas, se intentaron localizar los picos que estuvieran cercanos al valor de $2Z^2$, con el fin de realizar el ajuste en ese lugar, sin embargo, no siempre se pudo encontrar un pico en esa zona, por lo que ya no resultaron confiables los ajustes realizados para $Z>5$.

Sin embargo, la metodología empleada en esta tesis puede ser usada como una primera aproximación en trabajos posteriores. De hecho, se espera que en la siguiente etapa del proyecto AMS se disponga de una gran cantidad de datos, en vista de que el segundo prototipo, el AMS-02, estará en el espacio por tres años consecutivos. De este modo la hipótesis de este trabajo puede someterse a prueba en futuras investigaciones y la metodología empleada en esta tesis puede servir de orientación y apoyo para las personas interesadas en el tema.

Por otro lado, esta metodología puede utilizarse también en otros experimentos para detectar rayos cósmicos con centelladores.

Probablemente, la colaboración del AMS-01 reportó el hallazgo de partículas con $Z=8$ inclusive (ver figura 0, página 6) en el vuelo de junio de 1998, por los datos tomados por el resto de los detectores del AMS-01.

APÉNDICE A

LA BASE DE DATOS DEL AMS-01

A.1 DESCRIPCIÓN DE LA BASE DE DATOS

Para realizar un tratamiento de los datos que se obtuvieron con el sistema TOF del AMS-01 se hace uso del paquete de análisis PAW (ver Apéndice B) consultando la base de datos que almacena tal información. Esta base de datos se encuentra en el CERN en Ginebra, Suiza y a través de la red se realizaba la consulta y la extracción de los datos. Los datos están organizados en una lista de datos o *ntupla* que contiene los valores de las diferentes variables físicas que fueron medidas durante el experimento AMS-01, por ejemplo, la posición de la nave, la masa de las partículas, su carga, su energía, su velocidad, etc., para varios eventos.

El directorio de la *ntupla* está organizado en una tabla de varias columnas (ver Apéndice B). En la primera columna (Type) se describe el tipo de variable que se trata (entera o real); en la segunda columna (Range) se determina el rango de valores que acotan el valor de la variable a fin de que no se destine más espacio del que se requiere en la memoria. La tercera columna (Block) indica el grupo al que pertenece una variable. Las variables están agrupadas según la característica que estén destinadas a calcular. Existen varios grupos denominados *Eventh*, *Beta*, *Charge*, *Particle*, *Tofclust*, *Tofmcclu*, *Trcluste*, *Trmcclus*, *Trrechit*, *Trtrack*, *Mceventg*, *Cicclust*, *Cimcclu*, *Anticlus*, *Antimccl*, *Lvl3*, *Lvl1*, *Ctchit*, *Trrawcl*, *Antirawc* y *Tofrawcl*, cada uno con sus respectivas variables.

Un *evento* se define por la condición del disparo simultáneo de tres centelladores del sistema TOF. Entonces, en primera aproximación, un evento comprende al paso de una partícula por el detector. Sin embargo, el AMS puede distinguir situaciones en que, por ejemplo, cruza más de una partícula, ya sea que se trate de partículas que inciden simultáneamente sobre el AMS, o bien de una partícula que mientras cruza el detector interactúa produciendo otras partículas. En estas últimas circunstancias, el AMS tiene la capacidad de medir propiedades (masa, carga y velocidad) de cada una de ellas.

A continuación se describe el significado de cada uno de los grupos relevantes para esta tesis.

El grupo denominado *Eventh* contiene a las llamadas variables globales, entre éstas tenemos a la variable que determina el número del evento (llamada *eventno*), la orientación de la nave (las variables *thetas*, *phis*, *yaws*, *pitchs*, *rolls*), la altitud de la nave (*rads*), la velocidad de la nave (*velocitys*), el número de partículas detectadas (*particles*), el número de cargas (*charges*), el número de partículas que tocan las paredes laterales del detector (*anticlusters*), etcétera. Luego están las variables del grupo *Beta* relacionadas con la determinación de la velocidad de las partículas. En este grupo están, por ejemplo, las variables que determinan el número de betas (*nbeta*) cuando se detecta más de una partícula en el evento, las que determinan la velocidad de la partícula (*beta(nbeta)*), las que estiman el error en la determinación de la velocidad de la partícula (*betaerror(nbeta)*), etc.

Las variables del grupo *Charge* están involucradas en la determinación de la carga de las partículas. Entre estas variables encontramos la que determina el número de cargas detectadas (*ncharge*), la velocidad (*chargebetap(ncharge)*), etc.

En el grupo *Particle* están las variables que permiten la caracterización de las partículas, por ejemplo, el número de partículas detectadas (*npart*), la relacionada con la velocidad de la partícula (*pbetap*), la variable relacionada con la carga de la partícula (*pcharge*), la variable que determina la masa de la partícula (*pmass(npart)*), la que determina el momento de la partícula (*pmom(npart)*), la carga de la partícula (*pcharge(npart)*), etcétera.

Los grupos *Tofclust*, *Tofmcclu* y *Tofrawcl* contienen a las variables relacionadas con el sistema de detección TOF del AMS. En el grupo *Tofclust* se encuentran, por ejemplo, la variable que determina el número de planos de centelladores del TOF tocados por la partícula (*ntof \geq 3*), la que señala determinado plano del TOF (*plane(ntof)*), la que se refiere a una determinada barra de las que componen a los planos del TOF (*bar(ntof)*), la que determina la respuesta luminosa de un plano del TOF (*tofedep(ntof)*).

Existen otros grupos, como *Trcluste*, *Trmcclus*, *Trrechit*, *Trtrack* y *Trrawcl* que contienen a las variables relacionadas con el sistema de detección del Tracker del AMS. En el grupo *Trcluste* encontramos, por ejemplo, la variable que se refiere a una de tira determinada del

tracker (neleml o nelemr). En el grupo *Tritrack*, relacionado también con el tracker, encontramos, por ejemplo, a la variable que indica el número de trazas dejado por una partícula (ntrtr).

Los grupos *Cteclust* y *Ctmccclu* contienen a las variables relacionadas con el detector de Cerenkov del AMS, mientras que los grupos *Anticlust* y *Antimcccl* contienen a las variables relacionadas con el sistema de detección de anticoincidencias del AMS. Los grupos *Lv13* y *Lv11* están relacionados con los niveles de trigger del AMS. Estos grupos, sin embargo, no son relevantes para nuestro tema.

A.2 LA BASE DE DATOS Y EL TRATAMIENTO DE LOS DATOS DEL AMS-01

Para efectuar el análisis de los datos correspondientes al sistema TOF se generó una nueva ntupla que contenía únicamente las variables que se necesitaban para hacer el análisis a fin de facilitar este proceso. Esto se realizó por medio de una *macro* con un programa en fortran. Estos programas corren en el ambiente de las paqueterías de PAW. El programa ejecutó las siguientes operaciones:

1. Selección de las partículas. Consiste en fijar condiciones a ciertas variables de la ntupla original. La primer condición es tomar en cuenta únicamente los eventos correspondientes a la detección de una sola partícula ($npart=1$) para simplificar la situación. Luego se fija la condición de que (por consistencia) el número de medidas de β (w/c) sea superior o igual a 1 y que la partícula esté bien detectada por los 4 centelladores del TOF ($ntof=4$). Se pidió también que el número máximo de trazas que dejara una partícula a su paso por el detector sea solamente una ($ntrtr=1$). Se fijó la condición de que la partícula tuviera carga positiva ($pcharge(npart)>0$), además se eliminaron los electrones imponiendo la condición de que las partículas detectadas sean tan masivas como 0.8 uma ($pmass(npart)>0.8$), es decir, un poco por debajo de la masa del protón que es de 0.938 uma. Se seleccionaron las partículas que entraron por arriba del detector y esto se hizo pidiendo que el plano uno del TOF fuera el primero en detectar a la partícula, el plano dos del TOF el segundo, etc. ($plane(1)=1$, $plane(2)=2$,

plane(3)=3 y plane(4)=4). La velocidad de las partículas y su momento debían ser positivos ($\beta > 0$) y ($p > 0$), lo que constituye otra forma de seleccionar a las partículas que inciden por la parte de arriba del detector. Además, las partículas no debían salir por las paredes laterales del detector ($\text{anticlusters}=0$).

2. Cálculo de la energía: En el directorio de variables no se encuentra ninguna que proporcionara directamente la energía de la partícula, por lo que se incluye en el programa un cálculo de acuerdo a la expresión relativista donde m es la masa de la partícula y el valor de γ se determina a partir de la expresión relativista $E = (\gamma - 1)m$, donde m es la masa de la partícula y el valor de γ (el coeficiente de Lawrence) se determina a partir de la expresión $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, donde $\beta = v/c$.
3. Una característica importante del programa que crea ntuplas nuevas a partir de otras es que al extraer una variable determinada no se le debe asignar su nombre original, es por ello que a las variables $\text{tofdep}(1), \dots$ y $\text{tofdep}(4)$ de la primera ntupla les llamamos finalmente tofdep1 , tofdep2 , tofdep3 y tofdep4 en nuestras ntuplas reducidas. La nueva ntupla contiene las variables pcharge1 , E_i , tofdep1 , tofdep2 , tofdep3 y tofdep4 . Estas variables representan respectivamente, el valor del número atómico de la partícula detectada Z ; la energía de tal partícula E_i y la respuesta luminosa de cada uno de los cuatros planos de centelladores del sistema TOF.
4. El programa en fortran se corrió con los datos recogidos por el AMS-01. Los datos están contenidos en ntuplas y existen centenares de ellas. Para el manejo de las ntuplas se les agrupó en cadenas de archivos llamados "chain", mismos que se encuentran en la base de datos del CERN. El programa en fortran se corrió con un total de 35 archivos: chain1.kumac , chain2.kumac hasta chain35.kumac , que contenían las ntuplas originales. A la salida el programa generaba archivos llamados ntofn.hbk , que contenían ntuplas con las variables pcharge1 , E_i , tofdep1 , tofdep2 , tofdep3 y tofdep4 . El resultado fue un total de 35 archivos (uno para cada archivo chain.kumac) con estas variables llamados $\text{ntof01.hbk}, \dots$ hasta ntof35.hbk .

Para simplificar el manejo de estos 35 archivos se elaboró una *macro* para PAW. El programa hacía una "cadena" con todos ellos, al final había un archivo llamado `chain_tania.kumac` con los 35 archivos mencionados. Este archivo `kumac` puede llamarse con PAW para graficar cualesquiera de las variables que contiene (`pcharge1`, `Ei`, `tofdep1`, `tofdep2`, `tofdep3` y `tofdep4`).

El espacio en disco que ocupaban estos archivos era muy grande, esto se debía a que contenían una gran cantidad de datos que correspondían a los hidrógenos, según se observaba en las gráficas realizadas. Para optimizar el manejo de estos archivos se procedió a eliminar los hidrógenos de todos los archivos `ntof`, a excepción del archivo `ntof01.hbk`, lo anterior para facilitar la visualización de partículas con $Z \geq 2$. Para ello se elaboró otra *macro* con un archivo en `fortran` a fin de eliminar los hidrógenos (las partículas más abundantes), imponiendo la condición de que la Z de la partícula fuera mayor o igual a 2 ($pcharge \geq 2$). Pero dado que, como ya se mencionó, al extraer una variable determinada no se le debe asignar su nombre original, las variables `pcharge1`, `Ei`, `tofdep1`, ..., y `tofdep4` fueron renombradas en la nueva `ntupla` como `pcharge1n`, `Ein`, `tofdep1n`, `tofdep2n`, `tofdep3n` y `tofdep4n`. El programa se corrió con el archivo `ntof01.hbk` comentando la instrucción de la eliminación de hidrógenos en el programa, pues en este archivo no se quería eliminar a los hidrógenos, y a la salida el programa generó una nueva `ntupla` o archivo de datos llamado `ntof2n.hbk`. Después se generó una "cadena" que contenía a los archivos desde `ntof02.hbk` hasta `ntof35.hbk` en un nuevo archivo llamado `chain_tania2.kumac`. El programa en `fortran` se corrió con `chain_tania2.kumac` con la instrucción de la eliminación de hidrógenos y a la salida el programa generó una nueva `ntupla` llamada `ntof1n.hbk`.

Las `ntuplas` `ntof1n.hbk` y `ntof2n.hbk` contienen, como ya se mencionó, las variables `pcharge1n`, `Ein`, `tofdep1n`, `tofdep2n`, `tofdep3n` y `tofdep4n`. Después se elaboró una *macro* para PAW que hacía una "cadena" con `ntof1n.hbk` y `ntof2n.hbk`. El archivo llevaba el nombre de `chain_tania3.kumac`. Este archivo `kumac` puede llamarse con PAW para graficar cualesquiera de las variables que contiene (`pcharge1n`, `Ein`, `tofdep1n`, `tofdep2n`, `tofdep3n` y `tofdep4n`).

APÉNDICE B

DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA DE CÓMPUTO PAW

B.1 DESCRIPCIÓN DEL SOFTWARE EMPLEADO

Para el análisis de los datos se trabajó con el software PAW (Physics analysis Workstation). PAW es un software de aplicación desarrollado en 1986 en el CERN en Ginebra, Suiza, con el objetivo de aprovechar al máximo las capacidades de las estaciones de trabajo personales, que debido a sus costos están cada vez más al alcance de usuarios individuales. Es una utilidad de tipo interactivo que permite visualizar datos experimentales mediante presentaciones gráficas. Además combina algunos sistemas de la librería de Física de Altas Energías del CERN, que pueden ser usados en forma individual. Uno de los objetivos de PAW es ofrecer al usuario distintas formas de analizar sus datos, así como el desplegar procedimientos que el usuario puede utilizar y modificar de acuerdo a sus necesidades. Además PAW puede correr en forma remota por la conexión en red.

B.2 APLICACIONES MÁS FRECUENTES DE PAW.

Las aplicaciones más frecuentes que se hacen en PAW para el análisis de datos son:

a) Graficar un vector de un campo de datos para una lista de eventos.

Cuando un conjunto de valores de distintas cantidades físicas (momento, energía, etc) se guarda en un archivo como una Ntupla, éste puede ser leído y manipulado por PAW.

PAW ofrece diferentes opciones para graficar Ntuplas. El usuario puede graficar una, dos, tres o cuatro variables. PAW cuenta también con cortes (cuts) para que el usuario seleccione únicamente una parte de los datos para ser graficados. Y además le ofrece al usuario herramientas para que diseñe la presentación de sus gráficas.

b) Obtener un histograma de un vector de varias variables.

Es posible representar la distribución estadística de un vector de varias variables. PAW permite realizar histogramas en una dimensión (que muestran cuantos eventos se registran de una sola variable), en dos dimensiones (que muestran la distribución de cualquier par de variables) y en 3 o más dimensiones.

PAW ofrece varias opciones para modificar la presentación de un histograma, por ejemplo, se pueden poner títulos a los ejes, líneas de división, etc.

También es posible ajustar un histograma mediante una función de una familia de funciones estándar, por ejemplo, con una gaussiana y PAW le proporciona al usuario los parámetros del ajuste.

B.3 OBJETOS FUNDAMENTALES DE PAW

PAW opera sobre distintos objetos, tales como:

- Ntuplas

Es el tipo básico de datos de PAW. Las ntuplas son arreglos bidimensionales de datos. Pueden verse como archivos de eventos, donde un índice del arreglo, un número fijo N, especifica el número de entradas por elemento (es decir, las filas o el número del eventos), y por una longitud, un número que da el número total de elementos (es decir, las columnas o número de variables). A cada columna se le asigna un nombre que describe a la variable contenida en dicha columna para cada evento.

- Evento

Es un conjunto de datos formado por una secuencia de variables obtenidas de un análisis de los datos de la fila.

- Cortes (Cuts)

Un corte es una función que actúa sobre las ntuplas. Los cortes se usan cuando se quiere crear y graficar histogramas con un subconjunto de eventos de una ntupla dada.

- Histogramas de una, dos, tres o más dimensiones

- Estilos

Son variables que controlan la presentación de las gráficas de PAW. Los comandos del tipo *igset parameter* determinan el formato de ejes y texto, las características de las líneas, etc. Los comandos del tipo *option attribute* ofrecen opciones para graficar tales como logarítmico/lineal; barras-cartesiana/dispersión, etc. Los parámetros del tipo *set parameter value* controlan el formato de los parámetros que se utilizan en las gráficas.

El formato general de un comando en PAW es: Comando/parámetros. La primera parte de un comando tiene el formato: Objeto/verbo donde el objeto es el elemento sobre el cual se lleva a cabo la acción (por ejemplo, un histograma, vector, o n-tupla) y el verbo es la acción que se lleva a cabo (por ejemplo, crear, borrar, graficar). En algunos casos tanto el objeto como el verbo deben especificarse con más detalle (por ejemplo, GRAPHICS/PRIMITIVE o CREATE/ID). Todos los elementos pueden ser abreviados y se obtiene el mismo efecto, por ejemplo: VECTOR/CREATE A(9) o VE/CR A(9). La segunda parte de un comando son los parámetros, y el significado de éstos está determinado por su posición en la expresión. Algunos de ellos deben definirse de manera obligatoria, mientras que otros son opcionales. Si los comandos obligatorios no se proporcionan, PAW utiliza valores determinados por default. Si el usuario desea usar estos valores asignados por default debe utilizar, en el lugar correspondiente al parámetro particular, un signo de exclamación (!). En el caso de los parámetros opcionales, si el usuario quiere asignarles un valor particular debe proporcionarlos en la secuencia adecuada.

B.5 SUBSISTEMAS QUE CONFORMAN A PAW

PAW combina herramientas y paquetes que pueden utilizarse por separado.

□ KUIP. Paquete de interfaz con el usuario.

El propósito de KUIP (Kit for a User Interface Package) es mantener un diálogo entre el usuario y PAW. Analiza los comandos de entrada del sistema, verifica que sean correctos y toma el control sobre las acciones de rutinas importantes. Si se tecldea un comando ambiguo KUIP despliega las posibles opciones.

□ HBOOK y HPLOT. Los paquetes de graficación y creación de histogramas.

HBOOK y HPLOT son librerías de FORTRAN que son llamadas como subrutinas y que se utilizan desde hace muchos años. Permiten realizar lo siguiente:

- Crear ntuplas e histogramas en una y dos dimensiones.
 - Obtener proyecciones y rebanadas de ntuplas e histogramas bidimensionales.
 - Completar el control (entrada y salida) de los contenidos de los histogramas.
 - Operación y comparación de histogramas.
 - Ofrecer herramientas de minimización y parametrización.
 - Generación de números al azar.
 - Histogramas y ntuplas estructuradas en la memoria (directorios).
 - Histogramas y ntuplas en los archivos de acceso directo de ZEBRA.
 - Un amplio rango de opciones de gráficos.
- HIGZ. El paquete de interfaz gráfica.
- El HIGZ (High level Interface to Graphics and ZEBRA) se desarrollo junto con PAW. Este paquete es una etapa intermedia entre PAW y los paquetes de graficación básicos. Sus principales propósitos son:
- Transportabilidad completa de la imagen de la base de datos.
 - Lograr una fácil manipulación de los elementos de la imagen.
 - Compactar los datos que serán transportados y accesibilidad de las imágenes en modo de acceso directo.
 - Independencia de los paquetes de graficación internos.
- ZEBRA. El sistema de administración de estructura de datos.
- ZEBRA se desarrolló en el CERN a fin de superar la falta de facilidades en la estructura del FORTRAN, el lenguaje de cómputo favorito de los físicos de altas energías. Implementa la creación y modificación dinámica de la estructura de datos en el tiempo de ejecución. También permite el transporte de datos hacia computadoras de la misma o diferente arquitectura, en tiempos muy cortos.
- MINUIT. La función de minimización y análisis de errores.
- MINUIT es una herramienta que permite encontrar la función mínima o de multiparámetros que analiza la forma de la curva alrededor del mínimo. Puede usarse

en análisis estadísticos de ajuste de curvas, para calcular los valores de los parámetros de mejor ajuste, sus incertidumbre y correlaciones.

□ COMIS. El intérprete de FORTRAN.

COMIS permite al usuario ejecutar de forma interactiva un conjunto de subrutinas de FORTRAN de modo interpretativo. El interpretador contiene el lenguaje de FORTRAN completo. Es una herramienta muy importante pues permite al usuario especificar sus procedimientos de análisis de datos.

□ SIGMA. El lenguaje de manipulación de arreglos.

SIGMA (System for Interactive Graphical Mathematical Applications) es un lenguaje de programación diseñado por matemáticos y físicos, que se utiliza en el CERN desde hace más de 10 años. Entre sus principales características están que sus datos básicos son escalares y uno o más arreglos rectangulares. Además sus operadores se parecen a los de FORTRAN.

B.6 NTUPLAS.

Las ntuplas pueden crearse de manera interactiva, o bien usando la secuencia de HBOOK: CALL HBOOK(N,IDN,TITLE,NCOLUM,CHRZPA,NPRIME,CHTAGS). Una vez que se hace una ntupla se enlistan los objetos del directorio disponible del HBOOK. Y se imprime la estructura de la ntupla con número de identificación N. Con el comando NTUPLE/SCAN es posible ver el contenido de los elementos (eventos) de la ntupla.

El formato general del comando NTUPLE/PLOT para proyectar y graficar una ntupla como un histograma (de una o dos dimensiones) es:

NTUPLE/PLOT idn [uwfunc nevent ifirst nupd chopt]

IDN Identificador de la ntupla y variable(s)
UWFUNC Función seleccionada. Por default no hay función.
NEVENT Número de eventos a procesar. Por default son 999999 eventos.
IFIRST Primer evento a procesar. Por default es 1.
NUPD *Frecuency with wich to update histogram* (por default es 1000000)
CHOPT Opciones de HPLOT.

APÉNDICE C

NTUPLA DEL AMS-01

Var num	Type	Packing	Range	Block	Name
1	I*			EVENTH	eventno
2	I*			EVENTH	run
3	I*			EVENTH	runtype
4	I*			EVENTH	low[2]
5	U*	15	(0, 32000)	EVENTH	lowwords
6	R*			EVENTH	had:
7	R*			EVENTH	ThetaS
8	R*			EVENTH	PhiC
9	R*			EVENTH	YawS
10	R*			EVENTH	PitchS
11	R*			EVENTH	RollS
12	R*			EVENTH	VelocityS
13	R*			EVENTH	VelTheta
14	R*			EVENTH	VelPhi
15	R*			EVENTH	ThetaM
16	R*			EVENTH	PhiM
17	U*	10	(0, 10000)	EVENTH	Particles
18	U*	10	(0, 10000)	EVENTH	Tracks
19	U*	10	(0, 10000)	EVENTH	Helos
20	U*	10	(0, 10000)	EVENTH	Charges
21	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	TrRecHits
22	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	TrClusters
23	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	TrRowClusters
24	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	TrMCClusters
25	U*	10	(0, 10000)	EVENTH	TOFCusters
26	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	TOFMClusters
27	U*	7	(0, 100)	EVENTH	CTFCusters
28	U*	17	(0, 100000)	EVENTH	CTMCClusters
29	U*	14	(0, 100000)	EVENTH	AntiMCClusters
30	U*	7	(0, 100)	EVENTH	AntiClusters
31	I*			EVENTH	EventStatus
1	I*		(0, 150)	BETA	nbeta
2	I*			BETA	betastatus(nbeta)
3	U*	7	(0, 100)	BETA	betapattern(nbeta)
4	R*			BETA	beta(nbeta)
5	R*			BETA	betac(nbeta)
6	R*			BETA	betaerror(nbeta)
7	R*			BETA	betaerror(nbeta)
8	R*			BETA	betachi2(nbeta)
9	R*			BETA	betachi2(nbeta)
10	U*	3	(0, 4)	BETA	betanof(nbeta)
11	I*	11	(-1, 10000)	BETA	betanof(nbeta)
12	I*	11	(-1, 10000)	BETA	betanof(nbeta)
1	I*		(0, 150)	CHARGE	ncharge
2	I*			CHARGE	chargestatus(ncharge)
3	I*	16	(-1, 100000)	CHARGE	chargebetanof(ncharge)
4	U*	7	(0, 100)	CHARGE	chargeof(ncharge)
5	U*	7	(0, 100)	CHARGE	chargeptracker(ncharge)
6	R*			CHARGE	pointof(ncharge)
7	R*	7	(0, 100)	CHARGE	pointof(ncharge)
8	R*			CHARGE	ptracker(ncharge)
9	U*	7	(0, 100)	CHARGE	ptracker(ncharge)
10	R*			CHARGE	ptracker(ncharge)
11	R*			CHARGE	trantof(ncharge)
12	R*			CHARGE	trantof(ncharge)

13	R*			CHARGE	trantof(ncharge)
1	I*		(0, 100)	PARTICLE	npart
2	U*	15	(0, 10000)	PARTICLE	jobclap(npart)
3	I*	16	(-1, 10000)	PARTICLE	ncharge(npart)
4	I*	16	(-1, 10000)	PARTICLE	ntrack(npart)
5	U*	10	(0, 1000)	PARTICLE	part(npart)
6	U*	10	(0, 1000)	PARTICLE	part(npart)
7	R*			PARTICLE	ptrackid2(npart)
8	R*			PARTICLE	trump(npart)
9	R*			PARTICLE	track(npart)
10	R*			PARTICLE	track(npart)
11	R*			PARTICLE	track(npart)
12	R*			PARTICLE	track(npart)
13	R*			PARTICLE	track(npart)
14	R*			PARTICLE	track(npart)
15	R*			PARTICLE	track(npart)
16	R*			PARTICLE	track(npart)
17	R*			PARTICLE	track(npart)
18	R*			PARTICLE	track(npart)
19	R*			PARTICLE	track(npart)
20	R*			PARTICLE	track(npart)
21	I*			PARTICLE	track(npart)
22	I*			PARTICLE	track(npart)
23	I*			PARTICLE	track(npart)
24	I*			PARTICLE	track(npart)
25	R*			PARTICLE	track(npart)
26	R*			PARTICLE	track(npart)
27	R*			PARTICLE	track(npart)
28	R*			PARTICLE	track(npart)
29	R*			PARTICLE	track(npart)
1	I*		(0, 20)	TOFCUST	ntof
2	I*			TOFCUST	planeintof
3	U*	4	(0, 10)	TOFCUST	lowintof
4	U*	4	(0, 15)	TOFCUST	numintof
5	U*	4	(0, 15)	TOFCUST	numintof
6	R*			TOFCUST	TOFbetanof
7	R*			TOFCUST	TOFbetanof
8	R*			TOFCUST	TOFbetanof
9	R*			TOFCUST	TOFbetanof
10	R*			TOFCUST	TOFbetanof
11	R*			TOFCUST	TOFbetanof
1	I*		(0, 200)	TOFMCLU	nfmcl
2	I*			TOFMCLU	TOFMclidof(intofmc)
3	I*			TOFMCLU	TOFMclidof(intofmc)
4	I*			TOFMCLU	TOFMclidof(intofmc)
5	R*			TOFMCLU	TOFMclidof(intofmc)
1	I*		(0, 200)	TRCLUSTE	ntrcl
2	I*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
3	I*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
4	I*	8	(-100, 100)	TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
5	U*	7	(0, 100)	TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
6	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
7	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
8	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
9	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
10	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
11	R*			TRCLUSTE	trclustof(ntrcl)
1	I*		(0, 200)	TRMCCCLU	ntrmccl
2	I*			TRMCCCLU	trmcclidof(intofmc)
3	I*			TRMCCCLU	trmcclidof(intofmc)
4	I*			TRMCCCLU	trmcclidof(intofmc)

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

131

Apr 26, 99 16:06 ntu.help Page 5/5

```

*      8 * K^4 *      *      *      * TOFRANCL * tofreda(intofraw)
*      9 * K^4 *      *      *      * TOFRANCL * tofredi(intofraw)
*     10 * K^4 *      *      *      * TOFRANCL * tofrin(intofraw)
*     11 * K^4 *      *      *      * TOFRANCL * tofroi(intofraw)

```

```

*-----*
* Block * Entries * Unpacked * Packed * Packing Factor *
*-----*
* DYNTH * 38527 * 128 * 91 * 1.407 *
* HETA * 38527 * 8404 * Var. * Variable *
* HIRAGE * 38527 * 14494 * Var. * Variable *
* PARTICLE * 38527 * 30004 * Var. * Variable *
* TOPCLUST * 38527 * 1124 * Var. * Variable *
* TOPMCLL1 * 38527 * 4094 * Var. * Variable *
* TOPMCLL2 * 38527 * 11294 * Var. * Variable *
* THRECLL1 * 38527 * 22404 * Var. * Variable *
* THRECLL2 * 38527 * 28004 * Var. * Variable *
* THTRACK * 38527 * 41604 * Var. * Variable *
* MCEVERTG * 38527 * 884 * Var. * Variable *
* CIVCLL1ST * 38527 * 804 * Var. * Variable *
* CIVMCLL1 * 38527 * 8004 * Var. * Variable *
* ANTICL1S * 38527 * 580 * Var. * Variable *
* ANTIMCCL * 38527 * 4804 * Var. * Variable *
* LVL1 * 38527 * 92 * Var. * Variable *
* LVL1 * 38527 * 92 * Var. * Variable *
* CIVCLL1 * 38527 * 1004 * Var. * Variable *
* THFRANCL * 38527 * 1604 * Var. * Variable *
* ANTIIRANCL * 38527 * 516 * Var. * Variable *
* TOFRANCL * 38527 * 1044 * Var. * Variable *
* Total * --- * 104192 * Var. * Variable *
*-----*
* Blocks = 21 Variables = 245 Max. Columns = 46098 *

```

132

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

APÉNDICE D

PROGRAMA EN FORTRAN EMPLEADO

```

program bananas
c Program to generate particle-ID conditions on TOFedep
c Set to work for E=0.1-10 GeV Z=1-22 nuclei
    implicit double precision
    implicit integer(i-n)
    implicit double precision(o-z)
    double precision m1
    dimension avg_mass(21),banana(21,100,2)
c Average element masses based on Simpson's abundances (Ann. Rev. Part.Sci. 33
(1983) 323)
    data avg_mass/1.054,3.89,6.48,7.87,10.59,12.07,
1 14.53,16.102,19.,20.698,23.,24.608,26.977,28.209,
2 31.,32.,35.,40.,45./
    ove_par=1.5
    do ie=1,100
    do iz=1,20
    z1=float(iz)
    m1=avg_mass(iz)
    e1=float(ie)*0.1*m1
    call EDSE(z1, m1, e1, dldx, dlbdx, dedx)
    avg_dldx=dldx
    z1=z1+1.
    m1=avg_mass(iz+1)
    e1=float(ie)*0.1*m1
    call EDSE(z1, m1, e1, dldx, dlbdx, dedx)
    upper=(dldx+avg_dldx)/2.
    if(iz.eq.1)then
    flower= avg_dldx*0.5
    else
    z1=z1-1.
    m1=avg_mass(iz-1)
    e1=float(ie)*0.1*m1 !kinetic energy in GeV
    call EDSE(z1, m1, e1, dldx, dlbdx, dedx)
    flower=(dldx+avg_dldx)/2.
    endif
    banana(iz,ie,1)=flower*ove_par
    banana(iz,ie,2)=upper*ove_par
    enddo
    enddo
    do i=1,20
    do k=1,2
    do j=1,100
    write(*,*)banana(1,j,k)
    enddo
    read(*,*)dummy

```

enddo
enddo
stop
end

SUBROUTINE EDSE(z1, m1, e1, dldx, dlbdx, dedx)

c Subroutine to calculate the specific luminescence dl/dx of plastic scintillators
c according to the EDSE (Energy Deposition by secondary Electrons) model
c (NIM A433 (1999) 172)
c and the Birks formula (Phys. Rev. 86(1952)569).
c Also calculates dE/dx (Eur. Phys. J. C3(1988)1)
c Authors: A. Menchaca-Rocha and K. Michaelian, IFUNAM-Mexico
c Contact:amen@servidor.unam.mx

c INPUT:
c z1,m1,e1 = incident particle's atomic #, mass (amu), and kinetic energy (GeV)

c OUTPUT:
c dldx = dl/dx (EDSE model)
c dlbdx = dlb/dx (Birks formula)
c dEdx = stopping power (Eur. Phys. J. C3(1998)1), in MeV/cm

c NOTE:
c The specific luminescence units are "calibrated" as "energy deposition" (edep)
c by setting dx=1 cm and dl/dx=dlb/dx=de/dx for 1 GeV protons.

implicit double precision(a-h)
implicit integer(i-n)
implicit double precision(o-z)
double precision m1
dimension amass(5), zmed(5), rrho(5), pow(5), roergpg(5), Erho(5), fracs(5)
common/constants/pi,velc,ee,rme,gpamu,fnec2
common/calculate1/fmrat/fmrat2,beta,beta2,gamma,gamma2,vel
common/calculate2/al,rmu,zefT,paren

c Birk's constants
common/birk/c11,c22

c
c

c -----
c General constants:

data pi /3.141592/
data velc /2.997e10/ !velocity of light cm/s
data velb /2.18769e8/ !Bohr vel. Cm/s.
data ee /4.803242e-10/ !electron charge in esu

```

data fmec2 /0.51099906/      !electron mass (MeV)
data rme /9.109534e-28/     !mass of electron in g
data rmp /931.501/         !atomic mass unit in MeV
data gpamu /1.660566e-24/   !grams per amu

```

c

c Scintillator constants:

```

data ima/1/                  !material id (1 for CHn)
Other possibilities are: ima=2 (NaI), ima=3 (CsI), ima=4 (baF2), ima=5
(BGC)

```

```

data amass/6.552, 74.9471, 129.9, 137.33, 65.63/ !mean mass #
data zmed/3.552, 32.0000, 54.0, 24.6667, 27.58/ !mean mean atomic #
data rho/1.032, 3.67, 4.51, 4.88, 7.13/         !mean density

```

c

c EDSE model constants:

```

data pow/0.75, 2., 3., 1.667, 1.833/           !power d+1/n
data roergpg/1.0e3, 2.3e6, 8.9e6, 1.7e4, 5.0e7/ !quenching density in erg/g
data Erho/0.7, 3*0.5, 0.7/                   !transport quenching efficiency
data fracs/5.5e-5, 3*9.0e-4, 6.9e-5/         !mean density

```

```

c Birk's constants                               !NIM 80(1970)245
data c11/1.31e-3/
data c22/9.59e-6/

```

c

c Calculated constants:

```

c1=e1*1000.          ! GeV -> MeV
fmrat=fmec2/(mi*rmp)
fmrat2=fmrat**2
beta = sqrt(1. - (rmp*m1/(c1 + rmp*m1))**2.)
beta2=beta**2
gamma2=1./(1.-beta2)
gamma=sqrt(gamma2)
paren=(1.+2.*gamma*fmrat+fmrat2)
vel = beta*velc
al = z1**(-2./3.)
rmu = vel/velb
ro_c_a = roergpg(ima)*rho(ima)
Erhoa = Erho(ima)

```

```
frac = fracs(ima)
```

```
c Incident particle's effective charge (Montenegro et al. Phys. Lett. A92 (1982)195)
```

```
if(z1. eq. 1.) then
  zeff = 1.
else
  zeff = z1*(1.-exp(-al*rmu) - 1./6.*al*rmu*exp(-2.*al*rmu)
+      /((1.-exp(-rmu) - 1./6.*rmu*exp(-2.*rmu))
endif
bmin = zeff * ce**2 / (rme * vel**2 * gamma)
```

```
c -----
c General solution for the roots of the cubic equation to determine
c the quenching radius r-quen.
```

```
  j=ima                                !material type
  rmc=1./gpamu*zmed(j)/amass(j) *rrho(j) !# of free electrons/cm**3
  aaa = rmc * ce**4/(2.*rme)*(zeff/vel)**2
  r_max = (5.025e-12*(1./1.602189e-12**2. *rme/paren)**(5./3.)
+      *amass(j)*vel**(10./3.))/(.182* rrho(j)* zmed(j)**(8./9.))
  alpha = r_max*(ro_c_a/aaa)**(1./pow(j))
  rtest = 1.e-6
  jjii = 0
2222  do i = 1,20
      fr = alpha*rtest**(2./pow(j)) + rtest- r_max
      fpr = 2./pow(j)*alpha*rtest**(2./pow(j) - 1.) + 1.
      rtestn = rtest - fr/fpr          !Newton method
      if(abs((rtestn - rtest)/rtestn) .lt. (1.e-4) then
          r_quen = rtestn
          goto 9999
      endif
      rtest = rtestn
  enddo
9999  continue
```

```
c Convergence test
```

```
if(i. eq. 11 .and. jjii .le. 6)then      !no convergence
  jjii = jjii + 1
  rtest = r_max/(10.**float(jjii))
  goto 2222
endif
rr = 1. - r_quen/r_max
ddd = pi*rmfe*6./5. * ce**4/rme*( zeff/vel)**2
```

```

if(rrho(j).eq.1.032)then          !for CH
  dldx=ddd*
1      (-5./6.*rr**(3./4.) + log((1. + rr**(25))/ (1. - rr**(25))))
2      - 2.*atan(rr**(25)))
  dldx = dldx*(1. - frac*dldx/(dldx + Erhoa))
endif

```

```

if(rrho(j).eq.3.67)then          !for NaI
  dldx=ddd*(-rr - log(1. -rr))
endif

```

```

if(rrho(j).eq.4.51)then          !for CsI
  dldx=ddd*(1./6.*rr**3 - 1./2.*rr**2 - rr - log(1. -rr))
  dldx = dldx*(1. - frac*dldx/(dldx + Erhoa))
endif

```

```

if(rrho(j).eq.4.88)then          !for BaF2
  dldx=ddd*(-log((1.-rr**(1./3.))/
+      (1. + rr**(1./3.) + rr**(2./3.)))
+      - 1./sqrt(3.)*atan((sqrt(3.)*rr**(1./3.))/(2.+rr**(1./3.)))
+      - 3./2.*rr**(2./3.) - 1./10.*rr**(5./3.))
endif

```

```

if(rrho(j).eq.7.13)then          !for BGO
  dldx=ddd*(-log((1.-rr**(1./6.))/ (1. + rr**(1./6.)))
+      - 50* log((1.-rr**(1./6.) + rr**(1./3.))/
+      (1. + rr**(1./6.) + rr**(1./3.)))
+      - sqrt(3.)*atan((sqrt(3.)*rr**(1./6.))/(1.-rr**(1./3.)))
+      - 6./5.*rr**(5./6.) - 1./22.*rr**(11./6.))
endif

```

```

call bethebloch(e1, z1, m1, ro_c_a, Erhoa, frac, ima, dedx)
call birks(z1,dedx,dldbxdx)
iff(z1.eq.1).and.(e1.eq.1000.))write(*,*)'aqui',dedx

```

- c Calibration (scintillator dependent!)
- c 1.2061070142384D-06 is the dl/dx corresponding to 1 GeV protons
- c 2.0797629120892 a.u. is the dlb/dx corresponding to 1 GeV protons
- c 2.085531670356 a.u. is the dlb/dx corresponding to 1 GeV protons
- c 2.085531670356 MeV is the de/dx corresponding to 1 GeV protons

```

dldx = (dldx/1.2061070142384D-06)*2.0855316703566
dlbx = (dlbxdx/2.0797629120892)*2.0855316703566

```

```

return
end
SUBROUTINE bethebloch(e1, z1, m1, ro_c_a, Erhoa, frac, ima, dedx)
implicit double precision(a-h)
implicit integer(i-n)
implicit double precision(o-z)
double precision m1
dimension amass(6), zmed(6), rrho(6), fl(6)
common/constants/pi,velc,velb,ee,rme,rmp,gpamu,fmec2
common/calculate1/fmrat,fmrat2,beta,beta2,gamma,gamma2,vel
common/calculate2/al,rmu,zeff,paren
c Materials:Palstic Scintillator,Al,Fe,polyethylene,BGO,air
data amass/11.15d0,26.98d0,55.845d0,11.15d0,65.63d0,14.5d0/
data zmed/5.62d0,13.d0,26.d0,6.36d0,27.58d0,7.1323d0/
data rrho/1.032d0,2.7d0,7.87d0,0.94d0,7.13d0,1.2d-3/
data fl/64.7d0,166.0d0,286.d0,57.4d0,534.1d0,85.7d0/
m1=fm1
c Bethe-Bloch constants
if((dint(z1).eq.1).and.(dint(m1).eq.1))rmp=938.272d0      !it's a proton
fl=fl(imat)*1.0d-6                                         !! in MeV
fk=0.307075d0
zsa=zmed(imat)/amass(imat)
fac1=fk*(zeff**2)*zsa
fac2=2.d0*fmc2
call density_effect(delta,imat)
tmax1=fac2*beta2*gamma2
tmaxh=fac2*beta2*gamma2/paren
dedx=(fac1*rrho(imat)/beta2)*
+ ((0.5d0*log(tmax1*tmaxh/fl**2))-(beta2)-delta/2.d0)
return
end

```

```

SUBROUTINE birks(z1,dedx,dldx)
implicit double precision(a-h)
implicit integer(i-n)
implicit double precision(o-z)
common/birk/c11,c22
c Birk's constants
c1=c11
if(z1.gt.1)c1=c11*.5714
c2=c22
dldx=dedx/(1.+c1*dedx+c2*dedx**2)
return
end

```

```

subroutine density_effect(delta,imat)
implicit double precision(a-h)
implicit integer(i-n)
implicit double precision(o-z)
dimension a(5),m(5),c(5),x0(5),x1(5)
double precision m
common/calculate 1/fmrat,fmrat2,beta,beta2,gamma,gamma2,vel
c Density effect parameters from At. Nucl. Data Tables 30(1984)261.
data a/0.16101d0,0.12516d0,0.25381d0,0.15991d0,0.09569d0/
data m/3.2393d0,3.0398d0,2.6657d0,2.8867d0,3.0781d0/
data c/3.1997d0,6.0572d0,6.2807d0,5.4122d0,5.7409d0/
data x0/0.1464d0,0.1203d0,0.0395d0,-0.0098d0,0.0456d0/
data x1/2.4855d0,3.5920d0,3.3553d0,3.3871d0,3.7816d0/
c Density effect calculation
x=dlog10(beta*gamma)
if(x.lt.x0(imat))then
delta=0.d0
go to 10
endif
delfac=x1(imat)-x
if(delfac.gt.0)then
delta=4.6052d0*x+a(imat)*(delfac**m(imat))-c(imat)
else
delta=4.6052d0*x-c(imat)
endif
10 continue
return
end

```

APÉNDICE E

**GRÁFICAS DE TOFEDEP vs E_{in} PARA LOS PLANOS
CENTELLADORES DEL TOF 2, 3 Y 4**

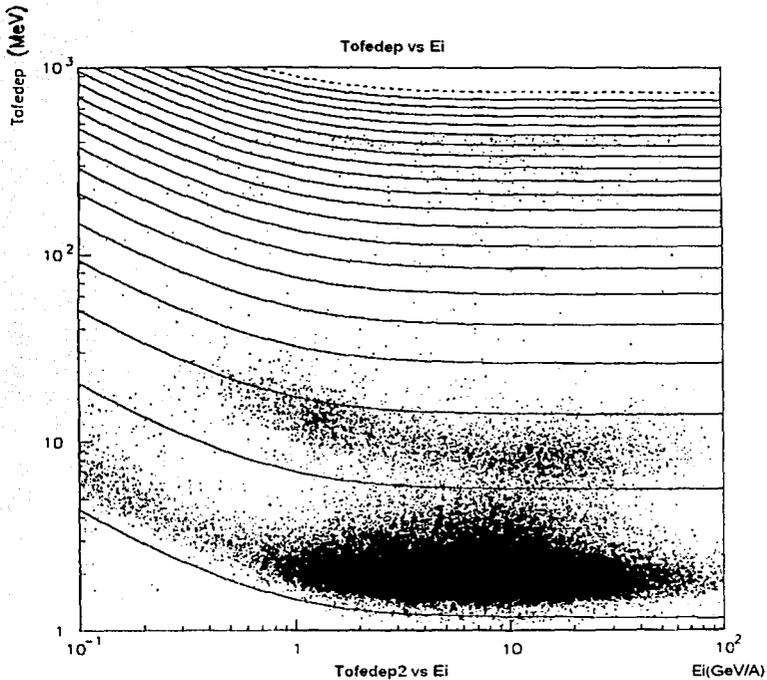


Figura E.1. Comparación entre la energía depositada en el segundo plano del TOF (tofedep2n) y la energía de la partícula, sin restricción en valores de Z (pcharge). Las líneas que se muestran corresponden a cuts (cortes) definidos por el modelo EDSE.

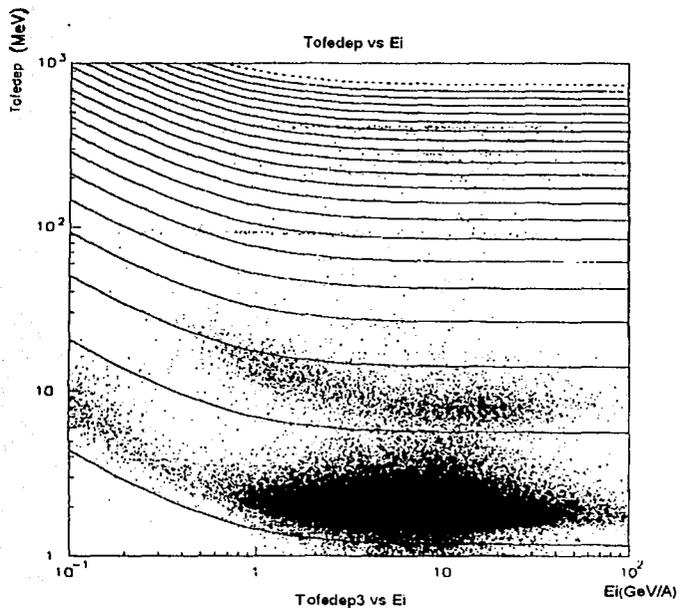


Figura E.2. Comparación entre la energía depositada en el tercer plano del TOF (tofedep3n) y la energía de la partícula, sin restricción en valores de Z (pcharge). Las líneas que se muestran corresponden a cuts (cortes) definidos por el modelo EDSE.

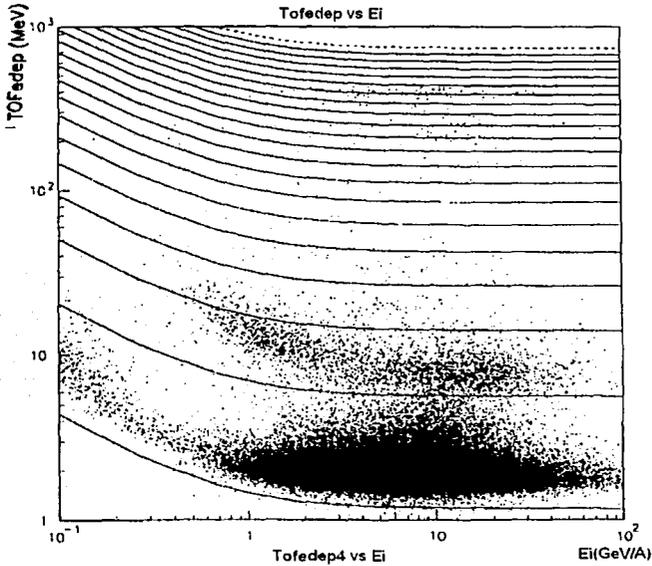


Figura E.3. Comparación entre la energía depositada en el cuarto plano del TOF (tofedep4n) y la energía de la partícula, sin restricción en valores de Z (pcharge). Las líneas que se muestran corresponden a cuts (cortes) definidos por el modelo EDSE.

APÉNDICE F

HISTOGRAMAS

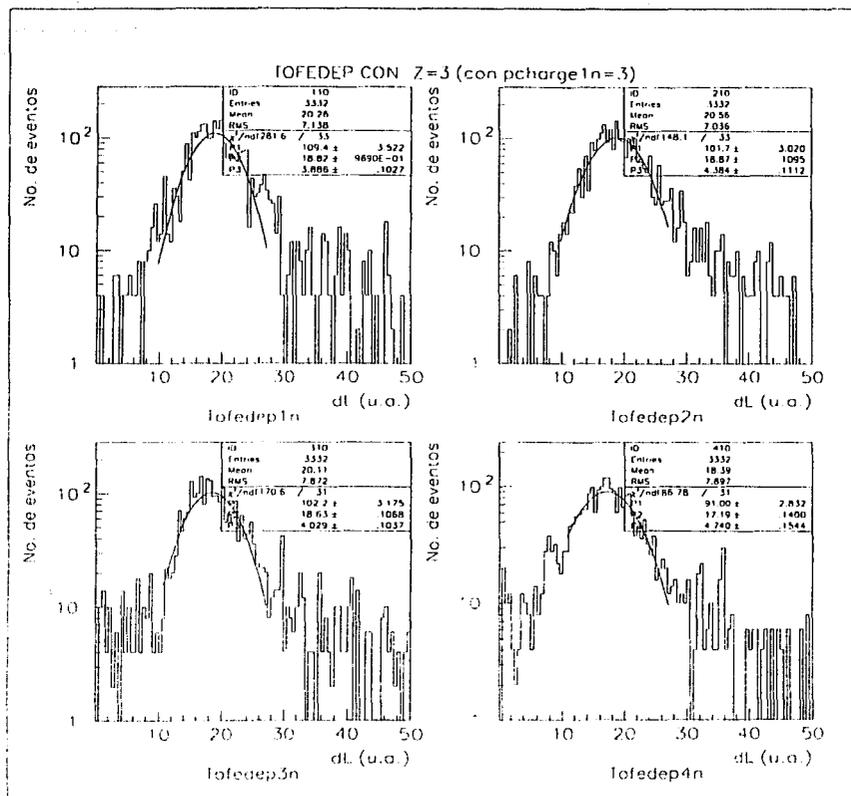


Figura F.1. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 3.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

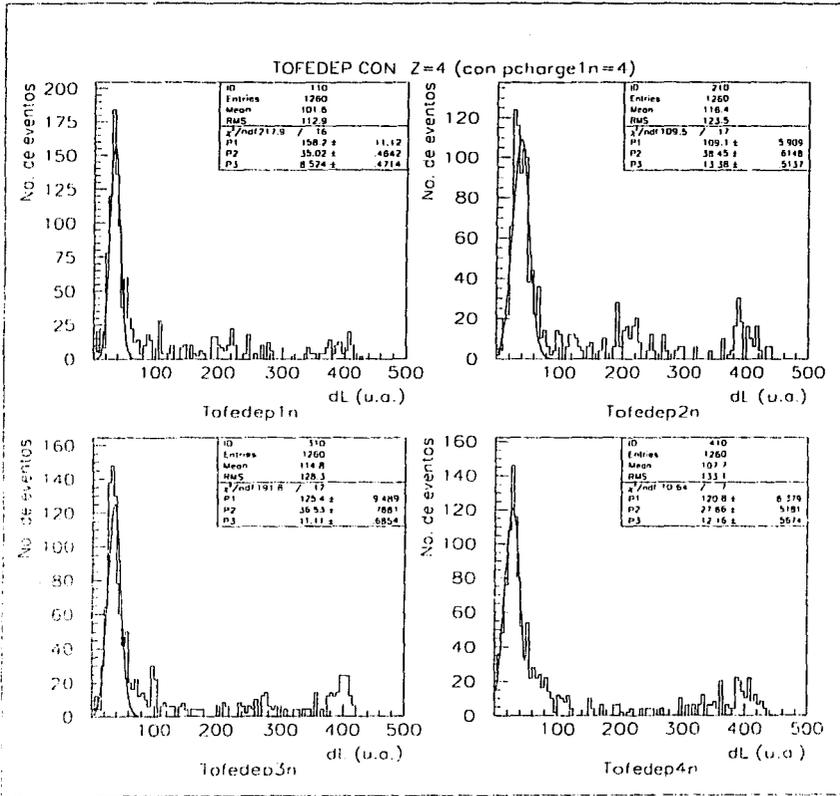


Figura F.2. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 4.

FALLA DE ORIGEN

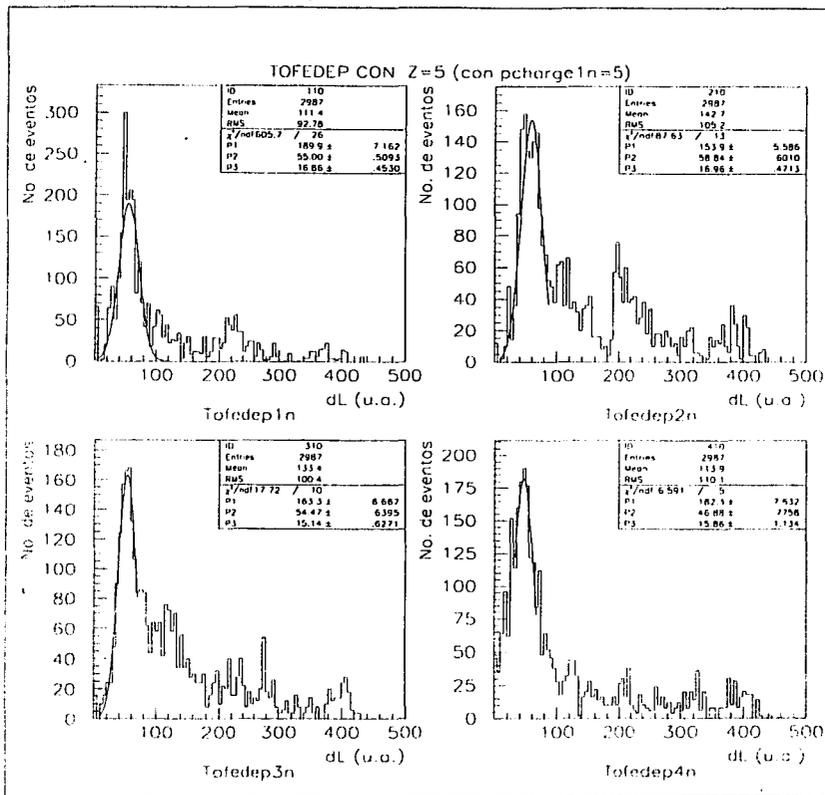


Figura F.3. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 5.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

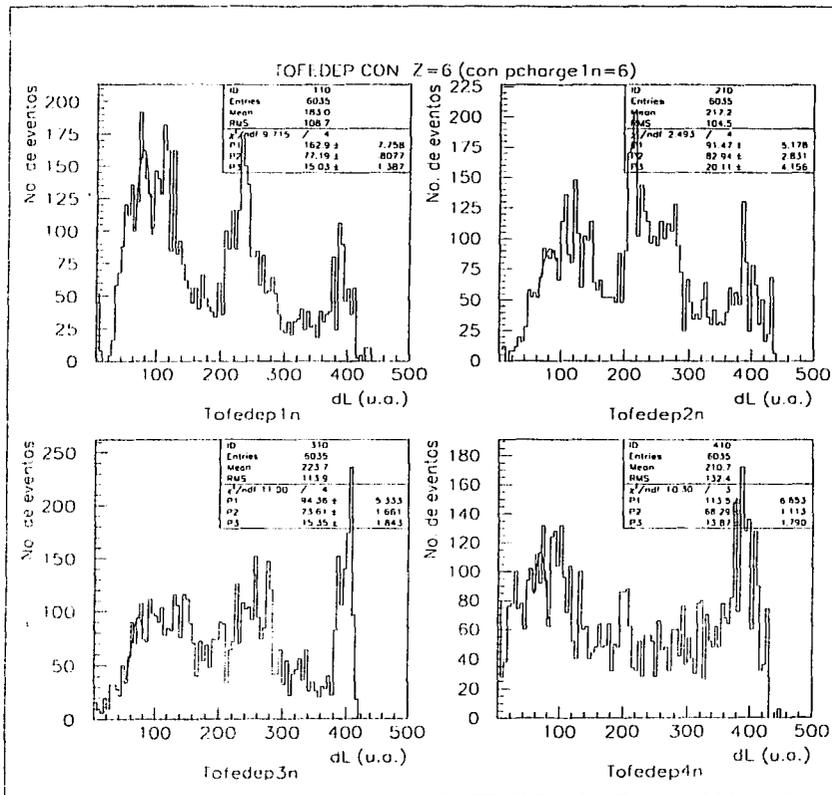


Figura F.4. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 6.

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

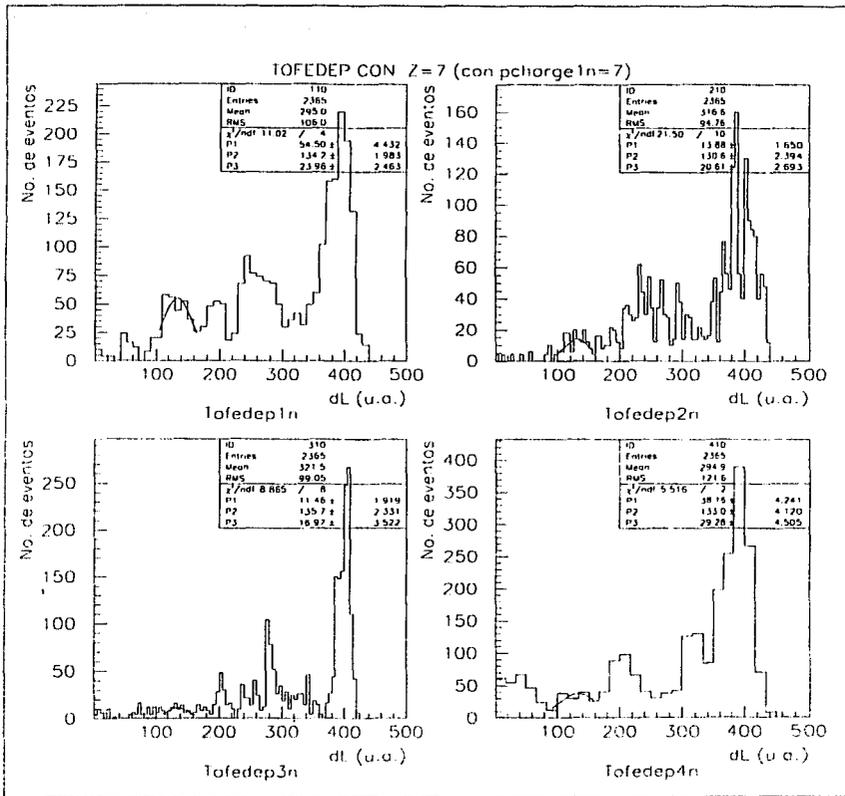


Figura F.5. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 7.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

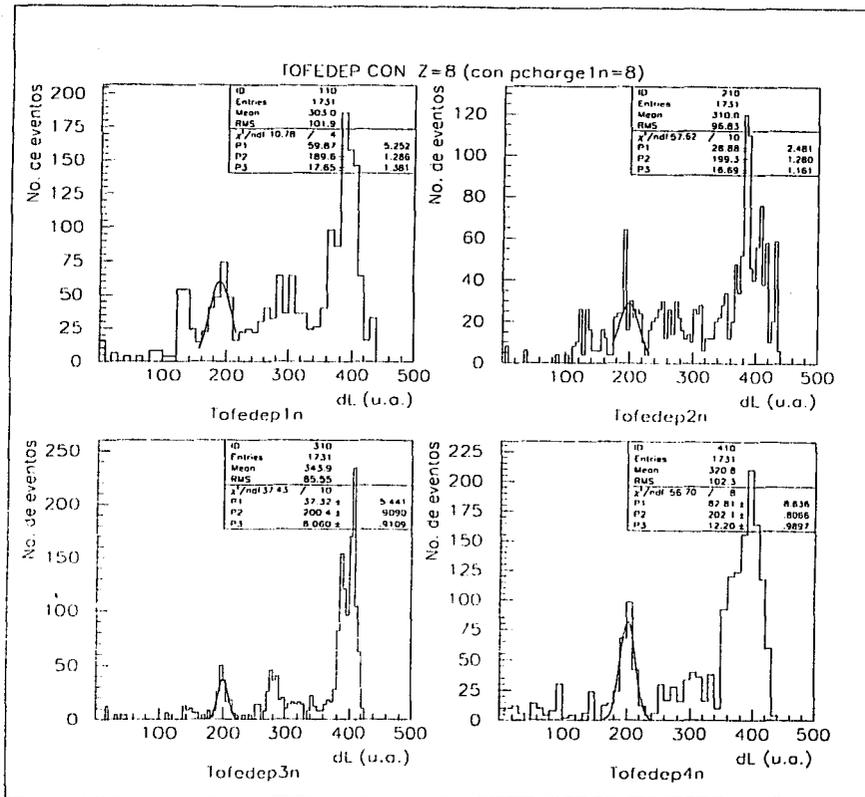


Figura F.6. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 8.

LABORATORIO DE FISICA

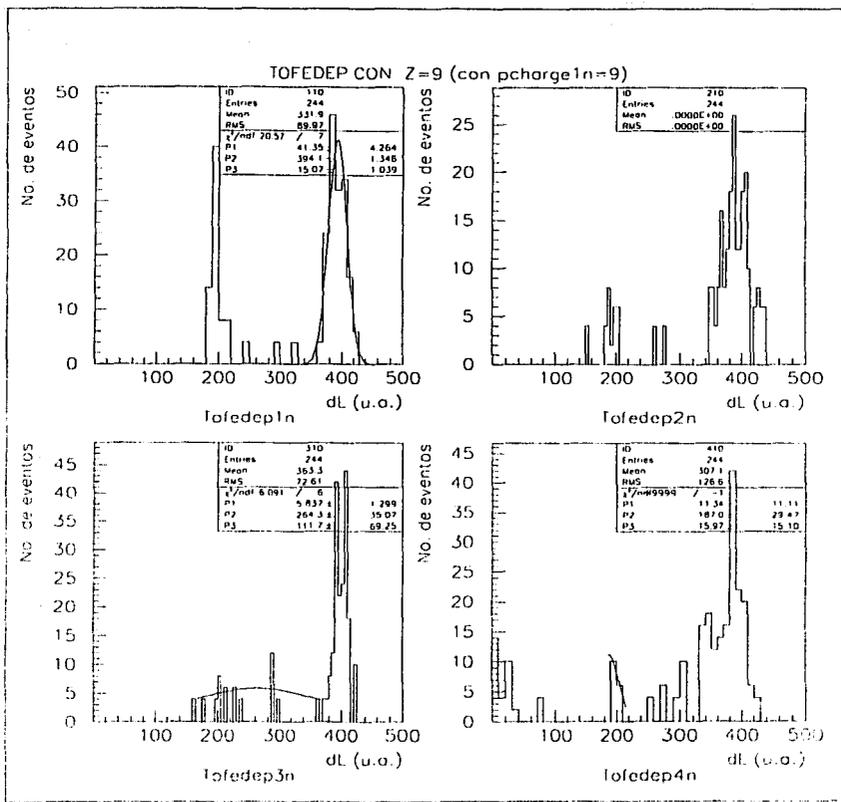


Figura F.7. Gráficas para cada uno de los planos del sistema TOF del número de partículas registradas en función de la cantidad de luz emitida dL, con la variable pcharge igual a 9.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

BIBLIOGRAFÍA

BIBLIOGRAFIA

1. F. Close, M. Marten, and C. Sutton, *The particle explosion*, Oxford University Press.,New York, 1987.
2. J.A. Otaola y J.F. Valdés, *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. Colección: La ciencia desde México. Núm. 108. Fondo de Cultura Económica. México,DF, 1992.
3. V Acosta y otros, *Curso de física moderna*, Harla, México, 1975.
4. A. Fernández, E. García, H. Salazar, J. Valdés, L. Villaseñor y A. Zepeda, *El Observatorio Pierre Auger de rayos cósmicos*, Documento Web.
5. Colegio Nacional. "Manuel Sandoval Vallarta". (Documento Web).
<http://www.colegio nacional.org.mx/Sandoval.htm>
(20 de agosto de 2002)
6. J. Tonda y M. acosta. "Don Manuel Sandoval Vallarta: pionero de la física en México". Ciencia y Desarrollo. Marzo-Abril. Publicación bimestral. Num. 79. Año XIV. 1988. p.22-34.
7. M.S. Longair, *High energy astrophysics. Volume 1: Particles, photons and their detections*. Second edition. Cambridge University Press, New York, 1992.
8. J.W. Cronin, T. K. Gaisser, and S.P. Swordy,. "Cosmic Rays at the Energy Frontier". Scientific American Presents. May. Published quarterly. Volume 9. Number 1. New York. 1998, p. 62-67.

9. J.A. Combi y G.E. Romero, "Los rayos cósmicos galácticos". Ciencia Hoy. Septiembre-Octubre. Volumen 8. Num. 48. Revista de Divulgación Científica y Tecnológica de la Asociación Ciencia Hoy. Argentina. 1998.
10. J.A. Combi, G.E. Romero, and P. Benaglia, 1998. Astronomy and Astrophysics Letters. Vol. {333} (1998) L91-L94.
11. R. G. Lerner y G.L. Trigg, Enciclopedia de la Física, Alianza Editorial, Barcelona, 1987.
12. H. Couper y N. Henbest, Agujeros Negros, CITEM, México, D.F., 1997
13. E.C. Linares, "El fascinante estudio de los rayos cósmicos. El Proyecto Pierre Auger". La Jornada. 6 de agosto. Lunes en la ciencia. DF, México. 2001.
14. J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 323-81.
15. J.G. Wilson, Cosmic Rays. The Wykeham Science Series. Springer-Verlag. New York, 1976.
16. S. Hawking, "The edge of spacetime", The New Physics, edited by Paul Davies, Cambridge University Press, Great Britain, 1989, p. 61-69.
17. S. Hacyan, El descubrimiento del universo. Colección: La ciencia desde México. Núm. 6. Fondo de Cultura Económica. México, DF, 1986.
18. P.J.E. Peebles, D.N. Schramm, E.L. Turner and R.G. Kron., "The evolution of the universe". Scientific American Presents. May. Published quarterly. Volume 9. Number 1. New York. 1998, p. 87-91.

19. W. L. Freedman, "The expansion rate and size of the universe". Scientific American Presents. May. Published quarterly. Volume 9. Number 1. New York. 1998, p.92-97.
20. A. Linde, "The self-reproducing inflationary universe". Scientific American Presents. May. Published quarterly. Volume 9. Number 1. New York. 1998, p.98-104.
21. H. Couper y N. Henbest, *Big Bang*, CITEM, México, D.F., 1998.
22. A. Guth and P. Steinhardt, "The inflationary universe", The New Physics, edited by Paul Davies, Cambridge University Press, Great Britain, 1989, p. 34-60.
23. S. Hacyan, "El origen del universo según la física moderna". ICYT (Información científica y tecnológica). Marzo. Revista mensual. Vol. 12. Número 162. 1990, p. 17-24.
24. M. S. Turner and D. Schramm, "The origin of baryons in the universe". Nature. Vol. 279, 24, May 1979, p. 303-304.
25. P. Kalmus, "Particles and the universe" Phys. Educ. 34 (2) March 1999, 59-67.
26. R. Battiston, "The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS): search for antimatter and dark matter on the International Space Station", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 65 (1998) 19-26.
27. B. Alpat, "AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) experiment for antimatter, dark matter search on International Space Station Alpha", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 54B (1997) 335-343.
28. J. Alcaraz et al. "The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 478 (2002) 119-122

29. S.C.C. Ting, "Experimental results and future opportunities in particle physics", *Physics Reports* 279 (1997) 203-250.
30. R. Battiston, "The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 409 (1998) 458-463
31. W. Wallraff, "The ALPHA Magnetic Spectrometer for the search of cosmic antimatter in space", *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 272-278.
32. Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for extraterrestrial Study of Antimatter, Matter and Missing Matter on The International Space Station Alpha, AMS collaboration, Proposal, 1994.
33. J. Rickards, *Las radiaciones: reto y realidades*, Colección: La ciencia desde México. Núm. 8. Fondo de Cultura Económica. México, DF, 1986.
34. E. Segré, *Núcleos y partículas*, Editorial Reverté, España, 1972.
35. V. V. Balashov, *Interaction of particles and radiation with matter*, Springer-Verlag, Germany, 1993.
36. A. Green, *Nuclear Physics*, Mc-Graw-Hill Book Company, New York, 1955.
37. J. Orear (compilador), *Nuclear Physics. A course given by Enrico Fermi*. The University of Chicago Press, 1950.
38. M. Longair, "The new astrophysics", The New Physics, edited by Paul Davies, Cambridge University Press, Great Britain, 1989, p. 94-208.
39. W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, Germany, 1994.

40. J.B. Birks, *The theory and practice of scintillation counting*, Macmillan, New York, 1964.
41. G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, New York.
42. K. Michaelian and A. Menchaca-Rocha, *Phys. Rev. B* 49 (1994) 15550-15562.
43. A. Menchaca-Rocha et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 438 (1999) 322-332.
44. K. Michaelian et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 356 (1995) 297-303.
45. W.R. Webber, J.A. Lezniak, J. Kish, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 111 (1973) 301.
46. J. Alcaraz et al., *The AMS silicon tracker: performance results from STS-91*, in *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC99)*, Salt Lake City, USA, 17-25 August, 1999, Vol. 5, pp. 88-91.