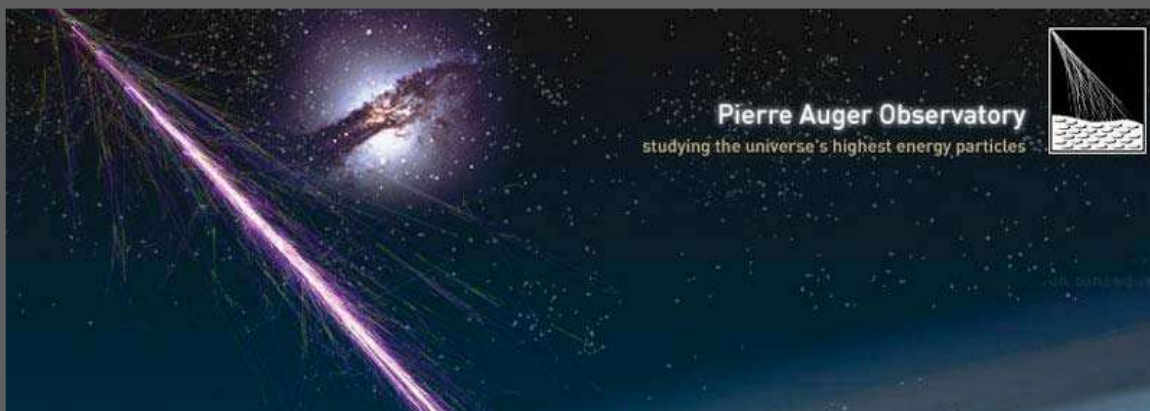


UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN
NICOLÁS DE HIDALGO

INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS



TESIS

SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS PARA LA
EXTENSIÓN “AMIGA” DEL OBSERVATORIO PIERRE
AUGER



PARA OBTENER EL TÍTULO DE
MAESTRO EN CIENCIAS EN EL AREA DE LA FÍSICA

PRESENTA
Hugo Raymundo Márquez Falcón

ASESOR
Dr. Luis Manuel Villaseñor Cendejas

Morelia Mich. | Febrero del 2008

AGRADECIMEINTOS

A las instituciones CONACYT y COECYT por haberme otorgado beca.

A el Instituto de Física y Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo por haberme aceptado en el programa de posgrado.

A los doctores Humberto Cotti, Víctor Villanueva, Alfredo Herrera y Luis Manuel Villaseñor por haberme brindado su apoyo y conocimiento.

INDICE

1. INTRODUCCIÓN	4
2. RAYOS COSMICOS ULTRAENERGETICOS	9
2.1 Implicaciones de la CMBR	10
2.2 Aceleración y propagación de los rayos cósmicos	11
2.2.1 Aceleración	12
2.2.1.1 Aceleración de Fermi	12
2.2.1.2 Objetos compactos	15
2.2.2 Aceleradores exóticos	16
2.3 Propagación y el corte GZK	16
2.4 Resultados del Observatorio Auger	21
3. OBSERVATORIO PIERRE AUGER	23
4. EXTENSION AMIGA-AUGER	28
4.1 Descripción de AMIGA-Augur	29
4.2 Prototipo BATATA para AMIGA-Augur	30
4.2.1 Descripción general	30
4.2.2 Sistema de adquisición de datos para BATATA	32
4.2.3 Electrónica frontal para el detector de muones de BATATA	33
4.3 Sistema de lectura con FPGA's	34
4.4 Descripción del programa de adquisición en las FPGA's	37
4.5 Formato de cada evento	38
5. SIMULACIÓN DE UN TANQUE CHERENKOV CON GEANT4	40
5.1 Introducción a Geant4	41
5.2 Procesos físicos del muón involucrados en la simulación	42
5.3 Detectores Cherenkov	42
5.4 Implementación del detector Cherenkov en la simulación	43
5.5 Resultados de la simulación	46
6. CONCLUSIONES	50
APENDICE A	52
APENDICE B	54
APENDICE C	58
REFERENCIAS	70

1. INTRODUCCION

El 15 de Octubre de 1991 fue detectado en Utah un rayo cósmico con una energía de 3.2×10^{20} eV y moviéndose a una velocidad de 99.999 999 999 999 999 por ciento de la velocidad de la luz [i]. Esta observación fue sorprendente para los físicos ya que no existían y aún siguen sin existir modelos de aceleración que expliquen cómo se alcanza tal descomunal cantidad de energía. Desde entonces los rayos cósmicos ultra energéticos se han vuelto un misterio que ha inspirado a muchos físicos de todo el mundo.

Uno de los más importantes temas en Astrofísica en la actualidad es el origen de los rayos cósmicos más energéticos. Hace 90 años en una serie de vuelos pioneros con globos Victor Hess descubrió que la Tierra es bañada en un mar de ionización de radiación cósmica. Tres décadas después Pierre Auger observó cascadas de partículas secundarias a nivel del suelo producidas por rayos cósmicos interactuantes a altas alturas en la atmósfera [ii]. Basados en el tamaño de estas “cascadas extendidas de partículas secundarias” Auger concluyó que el espectro de las energías de las partículas primarias se extendía hasta 10^{15} eV y tal vez hasta energías aún mayores. Más recientemente, en 1962, un evento de una cascada extendida de partículas fue observado con una energía aproximada de 10^{20} eV, cien millones de veces mas energético que la más alta energía alcanzada por aceleradores terrestres [iii]. Desde entonces un puñado de eventos energéticos similares han sido detectados por los observatorios AGASA, Fly's Eye, HiRes, etc. [iv v vi vii].

Actualmente se ha logrado un progreso sustancial en el entendimiento de la naturaleza de los rayos cósmicos de energía intermedia (con energía alrededor de 10^{15} eV). De hecho, nuestro entendimiento es ahora tal que estamos forzados a considerar la posibilidad de que las partículas primarias más energéticas, con energía arriba de 10^{19} eV, tienen un origen enteramente diferente que los rayos cósmicos de baja energía. Desafortunadamente, la naturaleza de los más energéticos es tan enigmática actualmente como cuando fueron por primera vez observados. El fracaso para resolver este rompecabezas a pesar de más de cuatro décadas de esfuerzo radica en dificultades tanto prácticas como teóricas.

El flujo de rayos cósmicos arriba de 10^{19} eV es extraordinariamente bajo [viii]: en el orden de uno por kilómetro cuadrado por año y uno por km^2 por siglo arriba de 10^{20} eV. Solamente detectores de excepcional tamaño, con miles de kilómetros cuadrados, pueden adquirir un número significativo de eventos. La naturaleza de las partículas primarias debe ser inferida de las propiedades de las cascadas extendidas de partículas secundarias asociadas. Dos técnicas son usadas: arreglos de superficie muestrean el perfil de la densidad lateral de los muones y los componentes electromagnéticos en el frente de la cascada; detectores de fluorescencia atmosférica observan la evolución de las cascadas extendidas de partículas secundarias –su crecimiento y atenuación subsecuente– mientras estas se desarrollan.

Anexando los asuntos teóricos que circundan la aceleración y propagación de partículas primarias de 10^{20} eV, se vuelven todavía más problemáticos. En estas energías, los rayos cósmicos típicamente tienen un camino promedio menor que 50 Mpc (aproximadamente 150 millones de años luz), una distancia corta a escala cosmológica. Rayos cósmicos, sin importar su naturaleza, pierden energía con su interacción con los 2.7K de radiación de fondo de microondas cósmicas: los protones foto-producen piones, núcleos se fotodesintegran vía giant resonancia de dipolo, fotones producen $e^+ e^-$ pares. Solamente neutrinos se propagan libremente. Entonces, la fuente o las fuentes deben estar relativamente cerca, dentro de 150-100 Mpc. Pero modelos de aceleración de protones o núcleos a estas energías extremas han probado tener mucha dificultad para construirse. Pocos ambientes astrofísicos lo suficientemente energéticos caen dentro del requisito de la distancia. La existencia de estos rayos cósmicos extraordinariamente energéticos es un rompecabezas, la solución del mismo debe liderar los nuevos descubrimientos en astrofísica, física fundamental, o ambos [ix].

La evidencia observacional indica que los rayos cósmicos con energías hasta 3×10^{18} eV se originan en el interior de la Vía Láctea. Arriba de esta energía, la mayoría de los rayos cósmicos provienen fuera de nuestra galaxia, esto es sabido ya que los rayos cósmicos ultra energéticos son desviados muy poco por los débiles campos magnéticos de nuestra galaxia por lo que podemos fijar con gran precisión su origen, lo que se ha observado hasta ahora es que estos no provienen preferentemente del disco de la Vía Láctea o del lado del cielo que corresponde hacia el centro de la galaxia, lo que sugiere un origen extragaláctico.

Cuando un rayo cósmico impacta en la atmosfera de la Tierra ocurre algo fenomenal, el rayo cósmico primario colisiona con un núcleo atmosférico, ya sea de nitrógeno, oxígeno, etc. provocándose en ello una reacción nuclear en la que parte de la energía se transforma en materia, lo que desemboca en la creación de nuevas partículas, sobre todo piones. El núcleo incidente o las partículas resultantes después de esas colisiones siguen viajando a gran velocidad en dirección a la superficie, en cuyo trayecto de nuevo tiene lugar otra reacción nuclear en la que se generan nuevas partículas y, así, sucesivamente. Los piones neutros p^0 que se han creado se desintegran casi instantáneamente, convirtiéndose en dos rayos gamma. Mientras que los piones cargados p^+ p^- pueden colisionar con otros núcleos atmosféricos produciendo nuevas partículas o desintegrándose en un muón y un neutrino. El muón posee una vida media de dos millonésimas de segundo tras lo cual se desintegra convirtiéndose en un par $e^+ e^-$ y dos neutrinos. Aproximadamente 200 de estas partículas atraviesan nuestros cuerpos cada minuto. Son tan penetrantes, que muchos de ellos traspasan el suelo terrestre llegando a profundidades de cientos de metros.

La presente tesis se centra alrededor del diseño e implementación del sistema de adquisición de datos de un prototipo de detector de muones llamado BATATA [x] (Buried Array Telescope at Auger) que se instalará como parte de la extensión denominada AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [xi]. AMIGA está actualmente en etapa de construcción para el Observatorio Pierre Auger Sur. Este sistema de adquisición de datos se basa en el uso de electrónica programable del tipo FPGA (Field Programmable Gate Array).

Las partículas secundarias resultantes en la cascada se pueden catalogar en tres componentes: electromagnética, hadrónica y muónica. Con este detector se pretende medir la componente muónica de las cascadas extendidas, esta información mejorará la determinación de la energía de la partícula subatómica primaria proveniente del espacio exterior y jugará un papel determinante en la medición de la composición de las partículas primarias.

El detector BATATA constará de 3 planos X-Y paralelos colocados a diferentes profundidades del suelo, cada uno con 100 tiras centelladoras cuyas señales de luz se convertirán en pulsos eléctricos mediante fotomultiplicadores de multiánodo de 8×8 canales, Hamamatsu M64 [xii]. La cualidad sobresaliente de este detector es su velocidad de procesamiento ya que su sistema de adquisición será capaz de leer el estado de todos los 300 canales en intervalos de muestreo de 5 nanosegundos.

El sistema de adquisición de batata consta fundamentalmente de tres fases: la primera es la electrónica frontal del detector, la cual tiene como función convertir los pulsos eléctricos provenientes de los fotomultiplicadores a pulsos digitales. la segunda fase esta conformada por el grupo de tarjetas FPGA's y la computadora que realizan la lectura y procesamiento de todos los pulsos digitales. la primera fase así como la construcción de los planos de detección del prototipo esta actualmente en progreso y se efectuara en el Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Autónoma de México. la segunda fase fue desarrollada en su totalidad en el Laboratorio de Rayos Cósmicos del Instituto de Física y Matemáticas de la UMSNH y es por consiguiente la parte medular de la presente tesis en presentar su diseño e implementación.

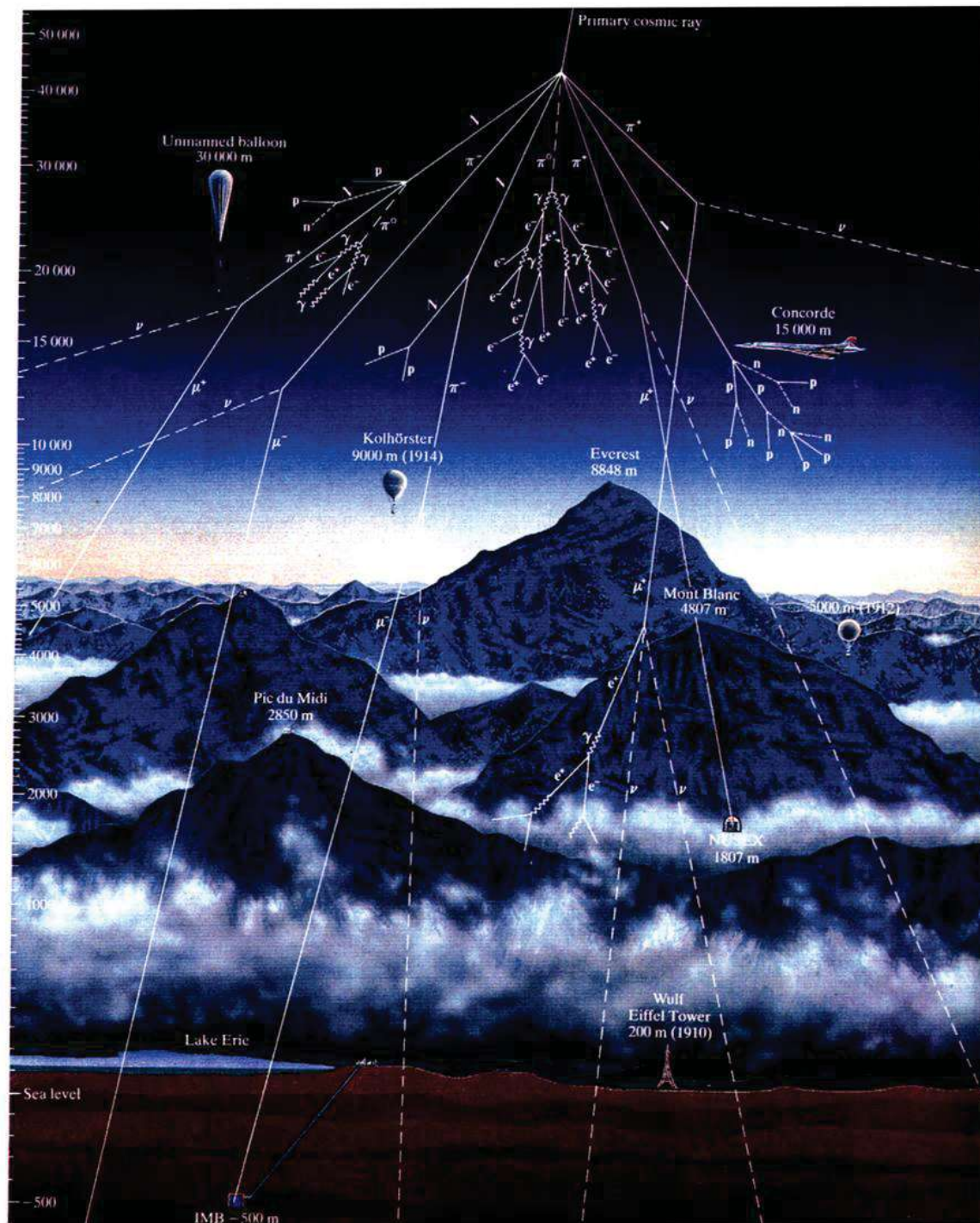


Fig. 1.1 [8]

Adicionalmente la tesis abordará la simulación de un detector Cherenkov usando Geant4 [^{xiii}] que es un paquete de cómputo desarrollado por el CERN especializado en la simulación de interacciones cuánticas entre partículas libres y materia.

Actualmente Geant4 es ampliamente usado en el área de física de altas energías ya que es una herramienta poderosa fundamentada en una vasta variedad de modelos físicos de interacciones de partículas en rangos amplios de energía. Además cada día se extiende su uso a otras áreas como la física médica y la física espacial.

El trabajo realizado tuvo como propósito calcular con los datos generados producto de la simulación la vida media del muon que es un dato bien sabido experimentalmente que corresponde a 2.19 microsegundos. Esto involucró la construcción virtual del detector en Geant4, recrear la física involucrada añadiendo los respectivos algoritmos computacionales y adaptando una interfaz de análisis de datos. Fue interesante poder poner al descubierto en la simulación las interacciones entre partículas y el detector, así como reproducir un resultado experimental con bastante precisión.

2. RAYOS COSMICOS ULTRAENERGETICOS

2.1 Implicaciones de la CMBR

Después del descubrimiento de Penzias y Wilson [^{xiv}] de la radiación de fondo de microondas cósmicas (CMBR), Greisen [^{xv}], Zatsepin y Kuz'min [^{xvi}] independientemente apuntaron que esta radiación podría hacer que el universo opacara suficientemente los rayos cósmicos de alta energía. Esto ocurre, por ejemplo, para los protones cuando su energía excede el umbral para fotoproducción de pion (vía la resonancia Δ^+) en un encuentro con un fotón de la CMBR. La reacción $p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$ efectivamente degrada la energía del protón. La característica longitud de atenuación es menor que 50 Mpc cuando la energía del protón es mayor que 10^{20} eV. Un fenómeno similar de degradación de energía ocurre para núcleos debido a procesos de fotodesintegración. 50 Mpc es una pequeña fracción del tamaño del universo y tiene las siguientes implicaciones:

- Si los rayos cósmicos más energéticos son universales en origen, entonces el espectro de energía observado no debe extenderse, excepto en una extremadamente reducida intensidad, mas allá de alrededor de 5×10^{19} eV, fenómeno conocido como corte GZK.
- Partículas con energía por arriba del corte GZK deben venir de un lugar cercano cosmológicamente hablando. En distancias modestas las partículas cargadas de tal elevada cantidad de energía podrían atravesar los campos magnéticos cósmicos con muy poca desviación. Sus trayectorias observadas podrían indicar la dirección de sus fuentes. Sería posible identificar las fuentes de estas partículas con objetos astrofísicos previamente conocidos o en caso contrario poder establecer nuevas fuentes que no son visibles a bajas energías. La identificación de tales fuentes requiere que muchos eventos de rayos cósmicos que sean detectados para cada fuente.

Debido a su extremado bajo flujo, el estudio de rayos cósmicos arriba de 10^{19} requiere detectores extremadamente grandes. Esto se ilustra en la Fig. 2.1, la cual muestra una reciente compilación [^{xvii}] de mediciones del espectro de energía diferencial de los rayos cósmicos. Las líneas punteadas representan un E^{-3} espectro de comparación. Además están indicados aproximados flujos integrales (en estereorradianes) arriba de ciertas energías donde el espectro muestra cambios en su comportamiento en ley de potencias. El ritmo observado en eventos arriba de 10^{19} eV es alrededor de 0.5 eventos/km²/año/estereorradián; por encima de 10^{20} eV, el ritmo se disminuye severamente por un factor de 100.

Tan grandes áreas de detección son en un futuro inmediato, posiblemente sólo cubiertas como hasta hoy con detectores superficiales de cascadas extendidas de partículas secundarias. Experimentos en progreso, con áreas cubiertas del orden de 100 km² están limitados en el número de eventos que pueden coleccionar en la región crucial arriba de 10^{19} eV. Mientras que hay insuficientes datos para resolver las cuestiones fundamentales, los resultados presentados muestran interesantes e importantes fenómenos. Por ejemplo, un análisis reciente del subconjunto de los datos disponibles [^{xviii}] indica que hay 7 eventos observados con energías que exceden 10^{20} eV, mientras que una simple interpolación de ley de potencias del espectro observado a bajas energías predice mas de 20. Ya que hay la sugerencia de un ligero aplanamiento del espectro arriba de 10^{19} , estas observaciones están indicando la necesidad de estudiar la interesante estructura espectral. ¿Podría ser esto la evidencia del corte GZK? Por otro lado, hay definitivamente algunos eventos con $E > 10^{20}$ eV, los cuales tuvieron que haberse originado relativamente cerca. ¿Cuales son sus fuentes?

Bastante del nuevo trabajo teórico ya ha sido estimado por las recientes observaciones de dos eventos con energías estimadas $E \geq 2 \times 10^{20}$ eV [^{xix xx}] y también por una serie de workshops del Proyecto Auger. Ninguna de las teorías propuestas hasta la hoy cumple todos los hechos de manera

satisfactoria. Los datos actuales dan origen a cuestiones de gran importancia para la astrofísica, cosmología y física fundamental.

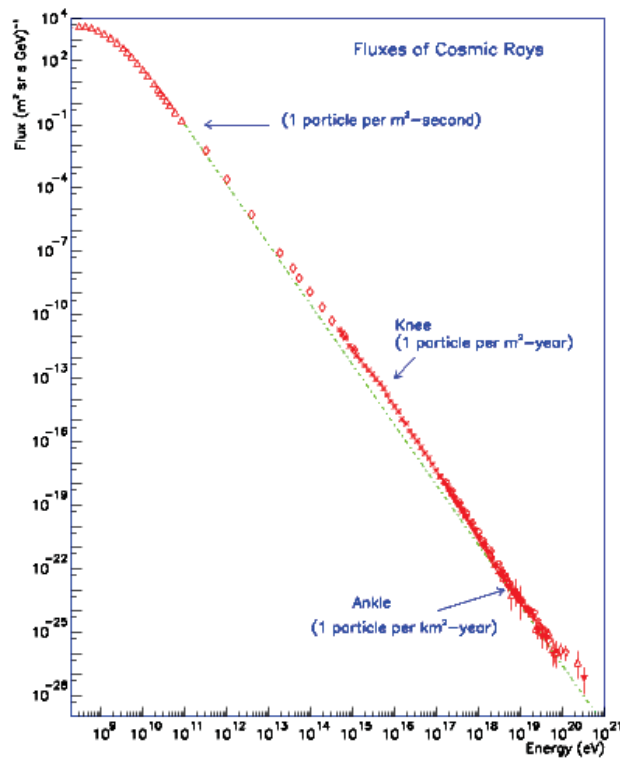


Fig. 2.1

2.2 Aceleración y propagación de los rayos cósmicos

Las dos cuestiones centrales acerca de los rayos cósmicos de más elevada energía son como y donde son acelerados. La más energética partícula detectada, presumiblemente un simple protón o un núcleo, tuvo una energía macroscópica de 50 joules, ¡aproximadamente la energía cinética de una bola de tenis a 100 mph! Su energía de 3×10^{20} eV, es más de ocho ordenes de magnitud mas que lo que alcanzan los más poderosos aceleradores hechos por el hombre. A través de los años pocos eventos con energías cercanas a 10^{20} eV han sido registrados, sin embargo si se han observado eventos con energías por encima del corte GZK y como consecuencia tienen significativa atención y escrutinio.

2.2.1 Aceleración

Aceleración en el dominio de la astrofísica ocurre cuando movimiento macroscópico a gran escala es transferido a partículas individuales [xxi]. El movimiento macroscópico puede por ejemplo ser asociado con turbulencia u ondas de choque en plasmas. Otro escenario es el ambiente cerca de un objeto magnetizado compacto rápidamente girando. Hay además otros modelos especulativos que invocan exóticos mecanismos, tales como los defectos topológicos.

2.2.1.1 Aceleración de Fermi

En 1949, Fermi [xxii] desarrolló un modelo donde las partículas podían alcanzar energías a través de repetidos encuentros con plasmas magnetizados en movimiento. Este proceso (“aceleración de Fermi”) es seguido referido como una aceleración estocástica o difusiva, ya que altas energías resultan de las partículas que aleatoriamente se dispersan muchas veces en una región confinada, con la misma posibilidad de escapar prematuramente de la región confinada. El campo magnético B , embebido dentro del plasma juega un rol crucial.

Fermi demostró que la geometría de las nubes de plasma en movimiento es tal que el promedio de energía intercambiada por encuentro es positiva y proporcional a la energía de la partícula: $\Delta E = \alpha E$. Después de k encuentros, una partícula inicialmente con energía E_α podrá alcanzar una energía $E = E_\alpha(1+\alpha)^k$. Suponiendo P_{esc} es la probabilidad por encuentro que la partícula escape de la región de contención y no más ser acelerada. El número de partículas que sobreviven el tiempo necesario para alcanzar una energía E se obtiene al sumar sobre k , para ser $N(>E)$ proporcional a $E^{-\gamma}$, donde $\gamma \approx P_{esc}/\alpha$, si P_{esc} y α son cada uno de ellos muy pequeños. Entonces, la aceleración de Fermi naturalmente produce un espectro de energía de partículas en ley de potencias.

La aceleración de Fermi por ondas de choque astrofísicas es un paradigma atractivo para construir modelos para rayos cósmicos. Como se mostro en la anterior Fig. 2.1 los rayos cósmicos exhiben un espectro de energía no termal en ley de potencias. Esto puede ser mostrado ya que el Índice γ del espectro integral de energía de Fermi, en el límite de fuertes ondas de choque, tiene un valor ligeramente más grande que $\gamma \approx 1$, y no es muy dependiente de los detalles del ambiente. Puesto que las partículas van a estar sometidas a procesos dependientes de la energía durante su transporte hacia la Tierra, el espectro observado se espera que sea más escalonado que al correspondiente de producción. El espectro integral experimental observado varía de $E^{-1.1}$ a $E^{-2.1}$ en varios regímenes de energía, así que las predicciones de la aceleración de Fermi son razonablemente concordantes con los datos. En situaciones donde la aceleración de Fermi pudiera ocurrir para movimientos de plasma los cuales no sean fuertes ondas de choque, el índice espectral es muy sensible a detalles geométricos y puede ser bastante grande.

Probablemente lo más importante de la aceleración de Fermi es que ha sido observada que ocurre en la heliosfera (aunque a un nivel de energía menor). Un ejemplo de la observación directa por el satélite ISEE es la aceleración de protones de entre más o menos 10-100 keV por las ondas de choque del viento solar. Los datos están de acuerdo en detalle con las predicciones de la teoría de aceleración de Fermi [xxiii].

En general el máximo posible de energía es determinado por la longitud o tiempo en el cual las partículas son capaces de interactuar con el plasma. En algunos casos, la región de aceleración por si misma solo existe para un tiempo limitado, como es el caso de las ondas de choque de las supernovas

las cuales se disipan después de alrededor de 10^3 años. De otro modo, si los disturbios del plasma persisten por lapsos de tiempo más largos, el máximo de energía pudiera estar limitada por una creciente probabilidad de escape de la región. Este último caso es relevante para las extremas energías observadas en los rayos cósmicos. Cuando partículas alcanzan energías extremas, se vuelve muy difícil de confinarlas magnéticamente a la región de aceleración.

El modelo más simple ^[xxiv xxv] de aceleración de Fermi por ondas de choque proporciona la máxima energía adquirida por una partícula de carga Ze :

$$E_{max} \approx \beta c \times Ze \times B \times L,$$

Donde L es el tamaño característico de la región de aceleración y βc es la velocidad de choque ($\beta \approx 0.01$ para supernovas). Sin embargo, bajo ciertas configuraciones de la onda de choque y el campo magnético embebido, β es remplazado por un factor mucho más grande, del orden de 1-3 ^[xxvi]. La anterior ecuación esencialmente nos dice que el radio de giro de la partícula acelerada debe estar contenido dentro de la región de aceleración, como en los aceleradores terrestres. En forma realista, no es razonable asumir que los aceleradores astrofísicos tengan cerca del 100% de eficiencia requerida para alcanzar energías como E_{max} , es probable que el valor superior de E_{max} debiera ser reducido por tal vez por un factor de 10, dependiendo de los detalles de las ondas de choque y su ambiente.

La Fig. 2.2 muestra donde algunos aceleradores potenciales astrofísicos se ubican en el plano B-L ^[xxvii]. Objetos por debajo de las líneas diagonales derivadas de la ecuación planteada anteriormente no pueden acelerar partículas hasta 10^{20} eV por aceleración de onda de choque. La línea entrecortada es para núcleos de hierro y la línea continua para protones, en cada caso $\beta=1$. Un valor de $\beta=1$ es realísticamente extremo. La parte alta de la región entrecortada es para protones asumiendo $\beta=1/300$, un valor más típico para muchas ondas de choque astrofísicas.

Es deslumbrante que los más energéticos aceleradores que aparecen en la Fig. 2.2 parecen tener un máximo de energía justo en el rango donde el corte GZK entra en juego. Adicionalmente, ya que para cualquier configuración dada de campos magnéticos y plasma en movimiento su máximo total de energía para núcleos es aproximadamente Z veces más alta que para protones, esperamos que el espectro de masa observado tenga una estructura interesante y reveladora en el rango de energía por arriba de 10^{19} eV.

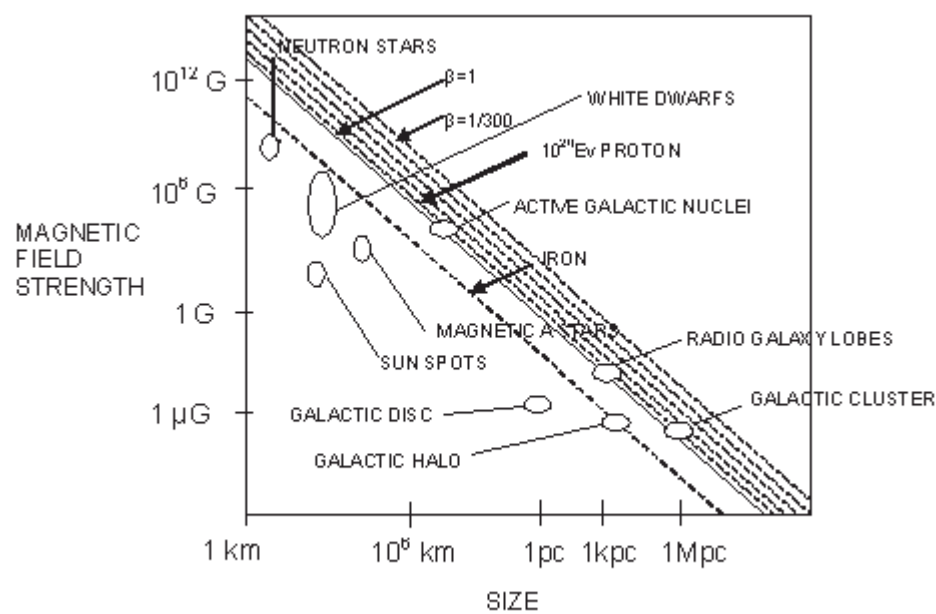


Fig. 2.2

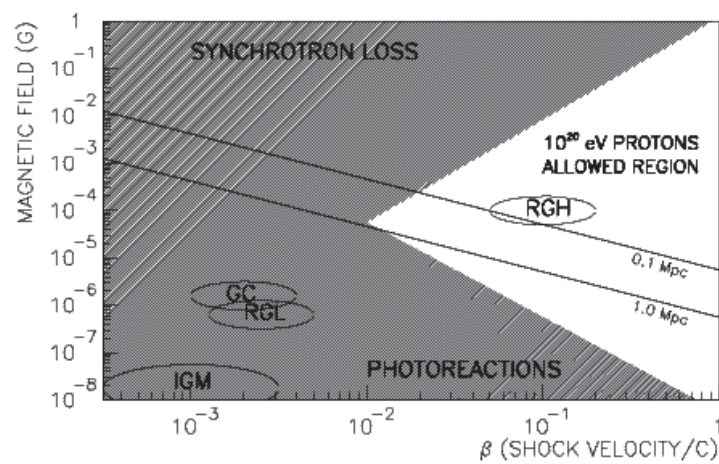


Fig. 2.3

Buena resolución de energía y sensibilidad hacia la masa de la partícula primaria iniciadora serán necesarios para, por ejemplo, distinguir entre un corte GZK de una fuente de un protón y la máxima energía de un acelerador para la cual $E_{\max}$ sea proporcional a Ze .

Solo unos cuantos de los objetos en la Fig. 2.2 parecen ser capaces de generar partículas con energías por encima de 10^{20} eV. Generalmente, grandes estructuras asociadas con galaxias o grupos de galaxias parecen tener el suficiente tamaño y magnitud de campo para merecer consideración como lugares de aceleración para partículas ultraenergéticas. No mostrada en esta figura existe una reciente sugerencia de Cesarsky [xxviii xxix] acerca de que los alrededores de galaxias en colisión podrían tener las apropiadas condiciones para acelerar partículas más allá de 10^{20} eV a través de difusivos procesos de onda de choque. Los campos magnéticos se amplificarían durante la colisión muy por encima de los valores que pudieran existir al interior de las galaxias.

Es comúnmente imposible alcanzar el máximo de energía sugerido por el modelo de Fermi. Esto ocurre cuando las condiciones son tal que el ritmo de pérdida de energía excede el ritmo de aceleración. Una fuente de pérdidas es la radiación synchrotron, la cual puede volverse importante hasta para protones a muy altas energías en regiones de campos magnéticos extremos. Otros procesos de pérdidas incluyen interacciones de fotoproducción (por ejemplo $p\gamma \rightarrow \pi^+n$). Estos ritmos de pérdidas pueden dominar a los demás en volúmenes compactos con intensa radiación termal. Esto puede además ser importante en grandes regiones del espacio si la aceleración ocurre sobre grandes escalas de tiempo. Este último caso, es el mismo mecanismo de corte GZK mencionado anteriormente en el cual la radiación de fondo de microondas cósmicas es la que provee el campo de fotones.

El proceso de aceleración termina cuando el ritmo de tales pérdidas excede el ritmo al cual la energía es ganada a través de los encuentros con las ondas de choque. En la Fig. 2.3 se ilustra un estimado de este efecto [xxx], mostrando que ciertas combinaciones de velocidad de las ondas de choque y magnitud de campo magnético pueden impedir procesos de aceleración para energías tan altas de 10^{20} eV. Un estimado de la región permitida del espacio B - β fue hecha de la siguiente manera. El ritmo de energía ganada respecto a la aceleración de las ondas de choque esta paramentrizada como dE/dt proporcional a $\beta^2 B$, remplazando L en la ecuación de $E_{\max}$ por βcT (con T que sea un tiempo característico sobre el cual el proceso de aceleración de las ondas de choque funciona) y diferenciando. Igualando esta razón de cambio con la correspondiente de las pérdidas de la radiación synchrotron (dE/dt proporcional a B^2) o fotoreacciones ($dE/de \approx \text{constante}$) uno obtiene los bordes diagonales de las regiones no permitidas en la figura 2.3 Nótese que estos cálculos se hicieron para fotoreacciones de la radiación de fondo; aun más espacio B - β podría ser excluido si el campo de radiación fuera tan intenso y con la energía del ambiente cercano de un AGN. Puede parecer que el ritmo en la que la energía es ganada respecto a la mayoría de los potenciales aceleradores en la Fig. 2.2 es muy lento para superar las pérdidas debido a las fotoreacciones.

2.2.1.2 Objetos compactos.

Objetos compactos con muy grandes campos magnéticos, tales como estrellas de neutrones o Núcleos Galácticos Activos (AGN's), también aparecen en la Fig. 2.2 cerca de las líneas diagonales, lo cual indica los requerimientos para aceleración de onda de choque a 10^{20} eV. Sin embargo, para estos sistemas compactos la aceleración de onda de choque (tal vez en flujos de acreción) no es el único medio para acelerar partículas. Las rápidas rotaciones de pequeños y altamente magnetizados objetos generan enormes campos eléctricos. Estos campos podrían acelerar partículas en los llamados mecanismos "one-shot". Resulta que el límite superior en la energía de tal modelo esta dado por una

fórmula muy similar al caso de la de aceleración por ondas de choque. Por ejemplo, el máximo de la energía disponible para una estrella de neutrones puede ser obtenido por análisis dimensional como $E_{\max} = eZ\omega B_s R_s^2/c$ donde ω es la velocidad angular pulsar, B_s es un campo magnético superficial y R_s es el radio de la estrella de neutrones. Representativos valores de $B=B_s$ y $L=R_s$ para estrellas de neutrones se muestran en la Fig. 2.2 y las combinaciones requeridas para alcanzar energías del orden de 10^{20} eV recaen en una línea muy similar a la del caso para ondas de choque.

Cuando modelos realistas de aceleración son construidos, este límite ideal dimensional para estrellas de neutrones no es realizable [xxx]. Por ejemplo, en un rotor alineado, el máximo potencial disponible es la integral del campo magnético desde el polo hasta la última línea de campo la cual se extiende más allá del cilindro de luz. En este caso el estimado dimensional de $E_{\max}$ es reducido por un factor adicional de $\omega R_s/c \leq 0.1$. Más aún, es generalmente verdad que partículas energéticas las cuales pueden ser producidas podrían sufrir significativa degradación de su energía en los intensos campos locales de radiación. Ejemplos incluyen curvatura de radiación cerca de estrellas de neutrones o fotodesintegración de núcleos y producción de fotopiones por protones cerca de los núcleos de AGN's.

Aunque podría ser posible tener geometrías de campo asociadas con objetos compactos los cuales son capaces de acelerar partículas a extrema energía. Colgate ha descrito un escenario donde los campos electrostáticos son alineados con superficies de flujo magnético [xxxii]. Esta configuración surge durante la reconexión de campos magnéticos en plasmas. Pulsares o AGN's en los núcleos de los quásares pudieran ser ejemplos.

2.2.2 Aceleradores exóticos

Una inspección de las Fig. 2.2 y 2.3 sugiere que pocos de los aceleradores astrofísicos propuestos pueden ser considerados para alcanzar energías tan altas como 10^{20} eV. De hecho, la posibilidad existe que las partículas más energéticas no vengan de estos convencionales objetos sino que sean producidas directamente por un mecanismo exótico (por ejemplo los llamados defectos topológicos). Tales fuentes pudieran producir jets de hadrones y fotones con energías muy por encima de 10^{20} eV. Este particular escenario tiene sus propias dificultades potenciales. Sin embargo es claro que los rayos cósmicos en este rango de energía tienen el potencial de enseñarnos acerca de física de partículas más allá del alcance que podríamos soñar con los aceleradores.

2.3 Propagación y el corte GZK.

Los rayos cósmicos no viajan sin obstáculos a través del espacio. Son sujetos a varias interacciones y sus trayectorias se pueden curvar por los campos magnéticos. El resultado de estos efectos alterará el espectro de energía observado y las direcciones de arribo en la Tierra.

Para un núcleo de rayo cósmico de carga Ze y en un campo magnético $B_{\mu G}$ en μ Gauss, el radio de Larmor en kiloparsecs (kpc) es:

$$R_{kpc} \approx E_{18} / (Z B_{\mu G}),$$

Donde E_{18} es la energía total de la partícula en unidades de 10^{18} eV. Ya que el disco de nuestra galaxia es significativamente mas delgado que 1 kpc, y los campos magnéticos están en el orden de unos cuantos μ Gauss, si todos los rayos cósmicos vienen de fuentes en el disco, estos deberían exhibir una tendencia de venir del plano galáctico a más altas energías. Hasta ahora no hay significativa evidencia estadística para direcciones de llegada de rayos cósmicos que se agrupen a lo largo del plano de la galaxia. Es entonces razonable asumir que las partículas con $E > 10^{19}$ eV son extra galácticos en origen, hasta para partículas pesadas como núcleos de hierro ($Z=26$). (De hecho ha sido propuesto que si los núcleos atómicos puedan ser identificados con una específica dirección de sus fuentes, entonces sería posible usar el campo magnético a gran escala de nuestra galaxia como un analizador magnético, correlacionando deflexiones con energía y carga).

Si los rayos cósmicos tienen un origen extra galáctico entonces tienen que haber sobrevivido mucho tiempo. Hay algunos procesos que pueden degradar la energía de partículas como si estas se propagaran a través del cosmos. Se ha mencionado un mecanismo por el cual protones producen hadrones secundarios en interacciones con la radiación de fondo. Ellos pudieran perder energía a través de la producción de pares electrón-positrón con la radiación de fondo. Después de la fotoproducción de piones, el protón (o en su lugar un neutrón) emerge con una reducida pero todavía muy grande energía. Mas interacciones ocurren hasta que su energía esta por debajo del corte GZK [xxxiii].

Los núcleos atómicos sufren foto-desintegración con la CMBR y radiaciones infrared [xxxiv], perdiéndose alrededor de 3-4 nucleones por Mpc recorrido cuando su energía excede alrededor de 2×10^{19} [xxxv]. Aunque este último proceso ocurre a bajas energías por nucleón que fotoproduccion de piones por protones, los umbrales para los dos procesos son casi lo mismo cuando se expresa en términos de energía total de los núcleos atómicos. Así que, no núcleos pueden ser observados en tierra con tal energía si la fuente es más distante que alrededor de 20 Mpc.

Las longitudes de atenuación para estos procesos se muestran en la Fig. 2.4. Además se muestra la longitud de interacción de fotones de alta energía los cuales interactúan con radiación de fondo y produce pares electrón-positrón. En este caso se mostrará de manera separada la atenuación de fotones en radiación difusa infra-red, el radio de fondo y el CMBR. El radio de fondo y el fondo de infra-red son, sin embargo no tan bien determinados como la radiación de fondo de microondas cósmicas.

Nótese en la Fig.2.4 marcado el límite “red shift limit”. Todas las partículas pierden energía a través del tiempo debido a la expansión del universo. La escala de tiempo sobre la cual una partícula pudiera sufrir completa pérdida de energía por este efecto es del orden:

$$\tau_H = \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)^{-1} \approx H^{-1},$$

Donde H es la constante de Hubble. La constante c_{TH} que esta en esta figura, representa un límite absoluto en la distancia de la partícula que puede viajar antes de expirar.

Como consecuencia de los varios campos de radiación de fondo, hay límites de cómo muy vagamente estas fuentes de partículas extremadamente energéticas pudieran ser, sin importar su energía inicial. Esto se ilustra para protones en la Fig. 2.5 [xxxvi]. Esta figura muestra, como se había descrito anteriormente, que la energía de un fotón efectivamente se degrada debido a las sucesivas interacciones fotopion con la CMBR. El límite GZK es evidente, por ejemplo el flujo de protones

observado con energías que exceden 10^{20} eV, sin importar su energía inicial, se reducen a la parte puntiaguda de la grafica si tienen que viajar más de 100 Mpc.

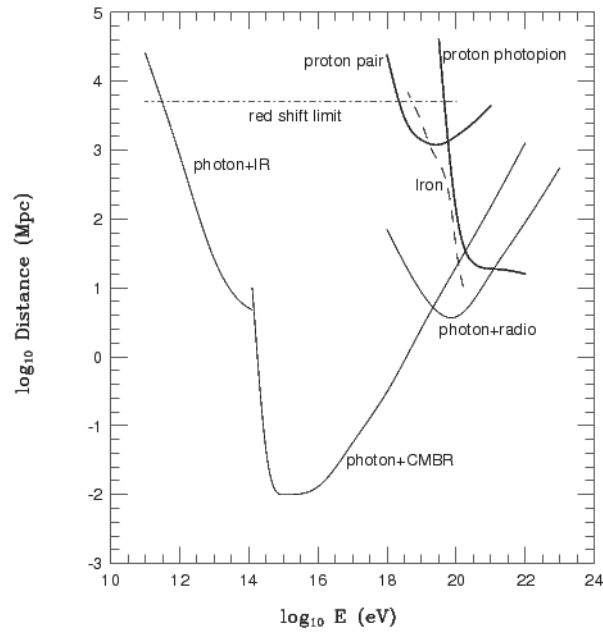


Fig 2.4

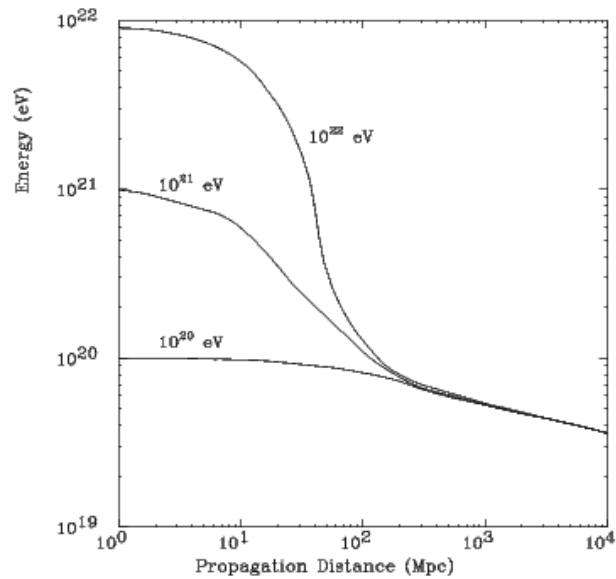


Fig. 2.5

En una posición más general, la longitud de atenuación de protones y núcleos en la radiación de fondo depende fuertemente de la energía, especialmente en la región del umbral para producción de fotopiones. Como resultado, la forma observada del espectro dependerá fuertemente de la distribución en tiempo y espacio de las fuentes, así como también del espectro de energía inicial de las partículas. Algunos ejemplos se ilustran en las Fig. 2.6 y 2.7 [xxxvii]. La Fig. 2.6 muestra el espectro de energía observado en la Tierra si los protones se originan desde una única fuente con un espectro de energía inicial diferencial proporcional a E^{-3} . El espectro observado es muy sensible a la distancia de la fuente, mostrando un afilado corte GZK cuando la fuente excede una distancia correspondiente a un redshift de $z=0.01$ (≈ 50 Mpc).

La Fig. 2.7 muestra el espectro observado para una situación diferente, donde hay muchas fuentes de rayos cósmicos, distribuidas uniformemente en el espacio ("cosmológicamente"). Otra vez, el espectro es complejo y sensible a detalles del proceso de producción. Las cinco curvas corresponden a modelos en los cuales la producción de rayos cósmicos se incrementa en importancia en el pasado y para el cual el efecto del corte es por lo tanto más severa. Por ejemplo, la curva con 1 corresponde a una distribución de fuentes arriba a un redshift de $z=2$ pero sin evolución cosmológica. La curva 5 es un modelo en el cual las fuentes se extienden hacia atrás a un redshift $z=4$ y las fuentes se asumen ser significativamente mas activas en el pasado que en el presente.

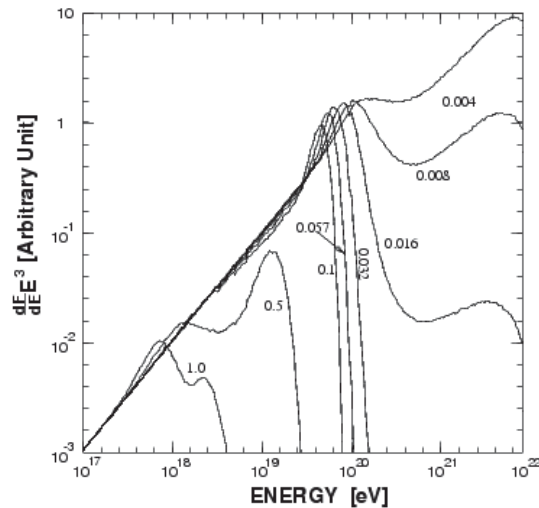


Fig. 2.6

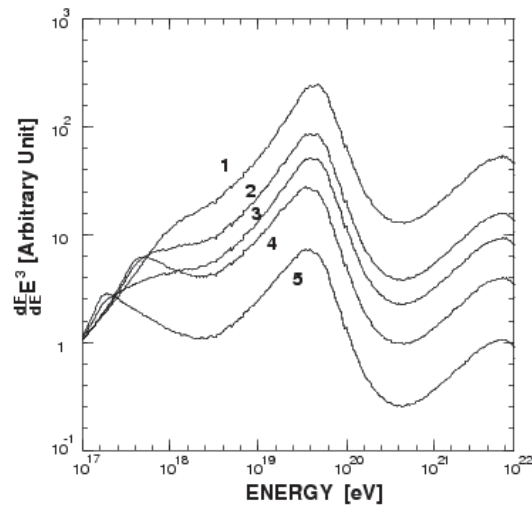


Fig. 2.7

La Fig. 2.7 además indica otra característica general del efecto GZK, una ligera recuperación del espectro si se extiende a energías de 10^{21} - 10^{22} eV o más alto. Las interacciones las cuales causan pérdidas son primariamente fenómenos de resonancia (por ejemplo producción Δ^+). El “dip” en el espectro visto en la Fig. 2.7 cerca de 10^{21} eV refleja esto. La mayoría de los modelos de aceleración descritos anteriormente no son capaces de generar partículas a tales extremos de energía, pero algunos exóticos escenarios predicen flujos posiblemente observables usando muy grandes detectores tal como el Observatorio Auger. Ha habido trabajo reciente el cual apunta a que la energía del corte GZK podría ser significativamente más alta si los rayos cósmicos son ligeras (aproximadamente 1 GeV) SUSY partículas [xxxviii], porque el umbral de interacción es más alto. Tal especulación es interesante por el hecho de que los rayos cósmicos es ahora sabido que existen con energía superior 10^{20} eV.

No es fácil hacer coincidir las observaciones experimentales con combinaciones del espectro de la Fig. 2.6. Por ejemplo note que una fuente lo suficientemente cercana puede contar para dos eventos observados arriba de 2×10^{20} eV tendiendo a ceder más partículas que lo realmente observado justo por debajo de esta energía. Los datos pudieran indicar una bajo flujo anómalo o “gap” en el espectro alrededor de 10^{20} eV, posiblemente indicando una transición donde el espectro de una fuente se adelanta a otra. Desafortunadamente, los detectores existentes tienen insuficiente exposición para esta característica alrededor de 10^{20} eV para ser considerado estadísticamente significativo.

En conclusión, partículas con $E > 10^{20}$ eV deben venir relativamente de un lugar cercano. Puesto que los campos extra galácticos se esperan que sean débiles (probablemente $< 10^{-9}$ G), las trayectorias de las partículas se desviarán sutilmente. Podemos esperar hacer astronomía de partículas con estas partículas. La mayor meta del Proyecto Auger es acumular suficientes partículas arriba de 10^{20} para identificar las ubicaciones de las fuentes basados en sus direcciones de arribo.

La observación de fuentes extra galácticas de ultra energía por el Observatorio Pierre Auger establecerá importantes restricciones en la pobre estructura conocida y la magnitud de los campos magnéticos extra galácticos. El estudio del espectro, composición y distribución direccional de los rayos cósmicos con energías arriba de 10^{19} eV probará que hay campos magnéticos extra galácticos por debajo del presente límite superior observacional de 10^{-9} G [xxxix]. La distribución angular de las

direcciones de arribo de rayos cósmicos cargados con respecto a su fuente(s) conlleva información acerca de los campos extra galácticos. Adicionalmente, fotones de ultra energía interactúan con los campos magnéticos y del mismo modo exhibirán una alteración en su espectro observado alrededor de 10^{19} eV por campos magnéticos extra galácticos en el rango de 10^{-9} - 10^{-11} G [xi]. Probandos los campos extra galácticos ayudará a resolver la cuestión de cómo fueron originados y si el campo magnético galáctico es puramente una primordial reliquia o fue dinámicamente generado por una más pequeña semilla de campo cosmológica. Cualquier caso tendrá importantes consecuencias las cuales se extienden desde el entendimiento de la formación de la galaxia hasta el estudio de procesos en el universo temprano (por ejemplo transiciones de fase) los cuales generaron los campos magnéticos [xii].

2.4 Resultados del Observatorio Auger

Un rayo cósmico para que este en la privilegiada categoría de ultra energético básicamente debe tener una energía mínima del orden de los exaelectronvolts ó 10^{18} electronvolts. Todavía no hay explicación en la Física teórica de cómo estas partículas son aceleradas con tal descomunal cantidad de energía, sin embargo ya se identificó con resultados del observatorio Pierre Auger que las fuentes de origen en el universo de rayos cósmicos ultra energéticos no están distribuidas uniformemente en el cielo sino que se vinculan con galaxias cercanas que contienen en su interior AGN's (Núcleos Galácticos Activos). Los resultados fueron publicados recientemente en la edición del 9 de Noviembre de la revista Science Magazine [xiii].

Se cree que los AGN's son alimentados por agujeros negros súper masivos que devoran grandes cantidades de materia. A pesar de que la mayoría de las galaxias poseen en su interior agujeros negros, sólo una pequeña fracción de todas ellas posee un AGN. Estos objetos han sido considerados desde hace mucho tiempo como sitios probables para la producción de partículas de muy alta energía. Los AGN's se tragan el gas, el polvo y otras formas de materia que se halla en las galaxias que los hospedan y emiten a cambio grandes cantidades de energía en forma de radiación y de partículas. Las partículas así producidas pueden alcanzar energías que superan 100 millones de veces las que se pueden lograr con el acelerador más poderoso de la Tierra. El mecanismo exacto por el cual el AGN otorga tan alta energía a las partículas permanece aún en el misterio.

Los rayos cósmicos son protones y núcleos atómicos que viajan a través del universo a velocidades cercanas a la de la luz. Cuando estas partículas atraviesan la atmósfera superior de nuestro planeta colisionan con ella produciendo una cascada de partículas secundarias. Cuando esta cascada llega a la superficie de la Tierra alcanza extensiones de un área de hasta 40 kilómetros cuadrados o más.

De los cerca de un millón de cascadas de partículas secundarias provocadas por rayos cósmicos que el observatorio ha registrado, sólo en un pequeño grupo, el formado por los eventos de más alta energía, se puede determinar la fuente con gran precisión. Hasta ahora, los científicos del observatorio Pierre Auger han observado 81 rayos cósmicos ultra energéticos con energía superior a los 4×10^{19} electronvolts o 40 EeV. Este es el número más grande de rayos cósmicos con energías por encima de 40 EeV detectados hasta el momento por un observatorio. A estas energías, la incertidumbre en la determinación de la dirección de llegada del rayo cósmico es tan sólo de unos cuantos grados, lo que permite a los científicos localizar la fuente de la partícula cósmica.

La Colaboración Auger encontró que las direcciones de llegada de los 27 eventos más energéticos, con energías arriba de 57 EeV, no se encuentran igualmente distribuidas en el cielo. Comparando la dirección de llegada con las posiciones conocidas de 318 Núcleos Activos de Galaxias, la Colaboración

Auger encontró que el origen de la mayor parte de estos eventos de muy alta energía está correlacionado con AGN's en galaxias cercanas, como Centaurus A.

En general, los rayos cósmicos con energía superior a los 60 EeV pierden energía en colisiones con la radiación de fondo de microondas cósmicas, radiación cósmica que quedó después de la gran explosión y que llena todo el espacio. Arriba de esta energía, sólo los rayos cósmicos de fuentes próximas tienen menos probabilidad de perder energía en colisiones con este fondo cósmico durante su viaje, relativamente corto, hacia nuestro planeta. Los científicos del Observatorio Auger encontraron que la mayoría de los 27 eventos con energía por encima de 57 EeV provienen de regiones del cielo donde se hallan AGN's muy cercanos a la Tierra, los cuales se encuentran a distancias menores a algunos cientos de millones de años luz de nuestro planeta.

Los científicos piensan que la mayoría de las galaxias tienen hoyos negros en sus centros, con masas que van de millones a miles de millones de veces la masa de nuestro Sol. El hoyo negro en el centro de nuestra propia galaxia, la Vía Láctea, pesa cerca de 3 millones de masas solares, pero no es un AGN. Las galaxias que tienen un AGN parece que son aquellas que sufrieron colisiones con otra galaxia en algún tiempo dentro de los últimos cientos de millones de años. El AGN devora la masa que cae en ella y emite prodigiosas cantidades de radiación. El resultado reciente del Observatorio Pierre Auger indica que los AGN's podrían producir las partículas de más alta energía del universo.

La astronomía de rayos cósmicos es un gran reto porque a bajas energías, los rayos cósmicos no proporcionan información confiable que ayude a localizar sus fuentes: durante su viaje a través del cosmos, son desviadas por los campos magnéticos galácticos e intergalácticos lo que origina imágenes muy borrosas. Por el contrario las partículas más energéticas viajan casi en línea recta desde la fuente hacia la Tierra, pues apenas son afectadas por los campos magnéticos. Lamentablemente, estas partículas llegan a la Tierra con una frecuencia muy baja: cerca de una partícula por kilómetro cuadrado por siglo, lo que exige un observatorio muy grande para realizar esta clase de estudios.

Por su extensión, el Observatorio Auger puede registrar cerca de 30 eventos de ultra alta energía por año. La Colaboración Auger está desarrollando planes para construir un observatorio más grande en Colorado lo que ampliará la cobertura del cielo e incrementará sustancialmente el número de rayos cósmicos detectados de gran energía [xliii].

3. OBSERVATORIO PIERRE AUGER

La observación directa de rayos cósmicos es posible solamente fuera de la atmósfera de la Tierra. Los rayos cósmicos ultra energéticos son muy raros por lo que sería imposible con los recursos actuales poner en el espacio un detector lo suficientemente grande para capturar un número significativo de ellos, así que es por esto que tenemos que encontrar maneras para detectarlos en la superficie terrestre. Como ya se ha mencionado cuando un rayo cósmico entra en la atmósfera terrestre este se abre camino colisionando con las moléculas que conforman el aire lo cual da como origen una cascada de partículas secundarias que puede estar conformada por millones de estas, por ejemplo la cascada generada por un rayo cósmico de 10^{20} eV puede cubrir un área de 16 km^2 [xlv].

La atmósfera absorbe la mayor parte de la energía de las partículas cósmicas en la producción de cascadas de partículas secundarias y son estas las que son detectadas y medidas por los detectores que conforman el Observatorio Pierre Auger, ¡la naturaleza misma nos proporciona parte del aparato experimental de detección a través de la atmósfera!

El observatorio Pierre Auger Sur Fig. 3.1 ubicado en Malargüe Argentina es el más grande en el mundo y actualmente esta siendo desarrollado en una colaboración internacional que involucra más de 370 científicos en 17 países.

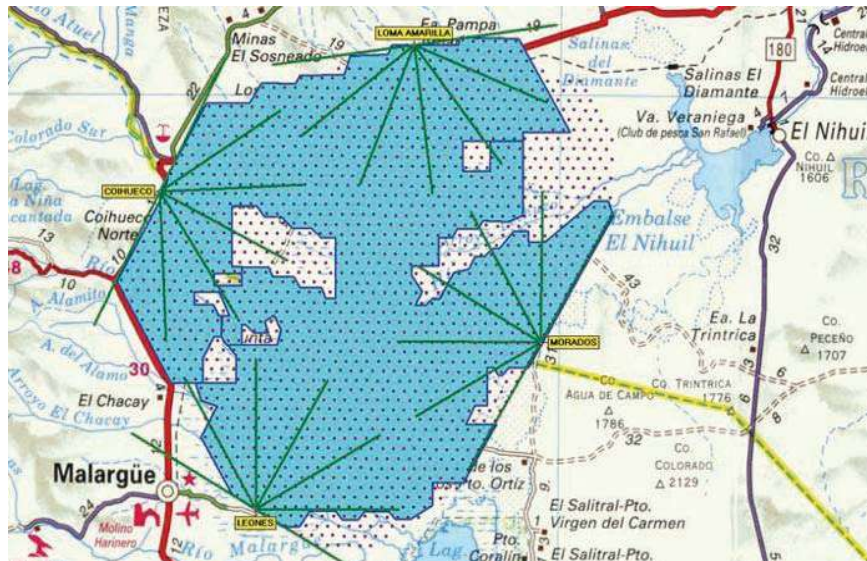


Fig. 3.1

El observatorio es de tipo híbrido ya que emplea dos técnicas complementarias de detección para observar las cascadas extendidas de partículas secundarias. Un arreglo gigantesco de contadores de partículas mide la distribución temporal y lateral de las cascadas de partículas secundarias a nivel del suelo. Detectores ópticos de fluorescencia miden el desarrollo de las cascadas en la atmósfera por encima del arreglo de detectores de superficie. Operando de manera conjunta, los detectores de superficie y de fluorescencia caracterizan las cascadas a un grado más allá que por si solos. Ambos métodos están bien establecidos por experimentos previos. El arreglo superficial se parece al arreglo usado con éxito por el grupo Haverah Park durante más de 20 años [xlv], aunque a escala mucho más

grande. Los detectores ópticos usan la técnica de fluorescencia Fly's Eye pionera en la universidad de Utah ^[xv]. Medir la fluorescencia atmosférica es solo posible en noches de total oscuridad.

La decisión de usar dos técnicas juntas fue basada bajo las siguientes consideraciones:

- **Intercalibración:** Los dos métodos miden la energía, dirección y el tipo de partícula primaria en formas independientes y complementarias, proveyendo invaluable redundancia y cross checks. Los dos tipos de detectores no habían sido operados en coincidencia a gran escala. Un detector híbrido revelará cualquier efecto sistemático que pudiera ser inherente a cualquier método por si solo.
- **Sensibilidad realzada:** Ambos tipos de detectores tienen la sensibilidad para reconocer el tipo de la partícula primaria, pero las dos técnicas conjuntas proveen un cuadro mucho mas claro. Cada método obtiene información sobre el tipo nuclear de rayo cósmico primario midiendo ciertas cantidades de las cascadas de partículas secundarias las cuales se correlacionan con este. Juntos, estos datos son mucho menos susceptibles a fluctuaciones que conduzcan a mal identificación.
- **Interacciones hadrónicas:** La medición de las densidades de los muones y partículas electromagnéticas juntas con el desarrollo del perfil longitudinal de la cascada impone restricciones más fuertes sobre los modelos hadrónicos de interacción que cualquier otra técnica pudiera imponer por si misma en forma separada. Las energías de interacción de los eventos en Auger están mucho mas allá del alcance de los aceleradores basados en experimentos.
- **Exposición uniforme.** Los patrones de las direcciones de arribo, isotrópicas o no, proveen la mas fuerte evidencia de sus fuentes. Los arreglos superficiales en ambos hemisferios, operando las 24 horas del día, todo el año completo, preverán datos con una casi uniforme exposición celestial. Esto permitirá una búsqueda directa de excesos para fuentes discretas e inclusive un sensible análisis anisotrópico a gran escala
- **Costo.** El costo por evento del arreglo superficial de Auger, operando continuamente, es substancialmente menor que un estéreo detector de fluorescencia con su pequeño ciclo de trabajo. Un experimento de rayos cósmicos basado solamente en detectores de fluorescencia de estéreo detección (la cascada es registrada simultáneamente por al menos dos instalaciones separadas o "Eye's") es usado para una reconstrucción precisa de la dirección de la cascada. En contraste, datos de uno solo de los Eye's (detección monocular) cuando se combinan con los datos del arreglo superficial se obtiene equivalentemente una buena dirección de resolución. Para una dada aceptación, el diseño de fluorescente basado en una reconstrucción monocular es menos costoso que el estéreo porque cada uno de los Eye's no es requerido para ver simultáneamente.

La configuración híbrida de Auger es la más económica y la manera más robusta para obtener los datos necesarios, incluyendo un subconjunto con una elevada reconstrucción de resolución e independientes cross checks.

Cada uno de los arreglos superficiales del observatorio de Auger (norte y sur) consistirá en 1600 detectores espaciados en un grid con 1.5 km de separación entre detectores individuales. Cada arreglo cubrirá una superficie de 3000 km². La resolución angular y energética del arreglo en tierra (sin

coincidencia con datos de fluorescencia) son típicamente menores que 15% y 20% respectivamente. Si un evento dispara el trigger se asume que se requirió 5 detectores por arriba del umbral de energía. El arreglo de detectores es totalmente eficiente a 10^{19} eV. Nuevas tecnologías fueron empleadas, haciéndolo práctico para operar miles de detectores dispersos en un área tan grande. Cada detector se autosustenta con energía solar (consumiendo menos de 10 watts) y se comunica con técnicas wireless. El relativo timing entre detectores es logrado usando receptores GPS.

Un número de opciones para los detectores superficiales fue explorado durante seis meses de estudio de diseño llevado a cabo en el Fermi National Accelerator Laboratory. Sus desempeños fueron investigados usando técnicas Monte Carlo, prototipos fueron construidos en varios laboratorios alrededor del mundo. Se tuvo cuidado para asegurar que estos resultados fueran concordantes con los datos experimentales existentes y disponibles de detectores de rayos cósmicos. Basado en una combinación de costo, simplicidad y desempeño el detector de agua Cherenkov (Water Cherenkov Detector WCD) fue seleccionado. Tal detector es relativamente simple, consiste de un tanque de 10 m^2 de superficie y 1.2 m de altura con un eficiente, difuso y reflectivo lining en su interior. La luz Cherenkov producida por los chubascos de partículas es vista por tres fotomultiplicadores colocados en la parte superior del tanque. WCD en comparación con detectores de centelleo o cámaras de gas, son simples, estables, baratos y posiblemente lo mas importante tienen mejor sensibilidad hacia las cascadas a grandes ángulos de zenith. Veinte años de experiencia en WCD del experimento Haverah Park proporcionó una importante revisión para el trabajo de diseño.

Cascadas de partículas secundarias con 10^{19} eV podrían contener 10^{10} partículas cargadas y extenderse sobre un área de 20 kilómetros cuadrados. Debido a la separación de 1.5 kilómetros entre detectores en Auger, las propiedades de las cascadas a la distancia de un kilómetro o más del centro son las más relevantes para el diseño del detector. A esta distancia, la densidad de partículas ha caído a una cuantas por metro cuadrado. El “espesor” del frente de la cascada —el tiempo que le toma pasar por el detector— es de unos cuantos microsegundos. La componente electromagnética (electrones, positrones y fotones) es unas cien veces más numerosa que la componente muonica. Sin embargo su energía media es de unos 10 MeV mientras que la de los muones es de alrededor de 1 GeV. Las partículas de la componente electromagnética producen un gran número de relativamente pequeños pulsos Cherenkov mientras que los muones producen un pequeño número de grandes pulsos. Dándole la suficiente distribución de tiempo para el arribo, es factible, usando moderadamente rápidos flash-ADCs estimar las componentes electromagnética y muonica de manera independiente. Similarmente el rise-time del frente de la cascada se relaciona con la relativa proporción de muones en el chubasco. La razón entre la componente muonica y electromagnética es sensible al tipo nuclear de partícula primaria.

Los detectores de fluorescencia de Auger consisten de muchos espejos dimensionados, cada uno de los cuales esta equipado con un closter de cien o más fotomultiplicadores. Cada espejo y el closter asociado verán su propio segmento en el cielo. El sistema de espejos observa casi todo el cielo arriba del arreglo de detectores superficiales. La magnitud de la señales de los fotomultiplicadores dan el número de partículas electromagnéticas en la cascada y en consecuencia la energía. El rápido timing de la secuencia de señales proporciona la trayectoria de las cascadas que pasan en el campo de visión del detector. En el modo híbrido de operación, los detectores de fluorescencia y superficiales juntos tienen una resolución de la reconstrucción direccional de cerca de 0.3° para eventos de cerca de 10^{20} eV.

Eventos que son observados por ambos detectores de fluorescencia y superficiales pueden ser efectivamente reconstruidos aun si solo dos detectores de superficie los registran. Por lo que el trigger del evento para una configuración híbrida permitirá un “sub-umbral” de triggers superficiales (menos de 5 estaciones) solamente si el detector de fluorescencia también proporciona su propio trigger del evento. Entonces el umbral híbrido del detector Auger se extiende por debajo de alrededor de 10^{18} eV.

Estos eventos de más baja energía del rango que se tiene como objetivo, proveen un valioso conjunto de datos el cual es continuamente comparado con datos previos y actuales de experimentos en rayos cósmicos.

La más significativa incertidumbre en las simulaciones de cascadas de partículas secundarias usados para guiar el diseño surge de las variaciones en los modelos para las primeras pocas interacciones en el desarrollo de la cascada. Esto ocurre a energías mucho más allá del rango de las mediciones en aceleradores. Las incertidumbres no afectan significativamente las propiedades de la cascada relevantes al diseño en conjunto del detector. Por ejemplo, variaciones razonables en la física de las pocas primeras interacciones conducen a un 60% de variación en el radio medido de la deposición energética muonica contra la electromagnética. El valor absoluto de este radio puede que no identifique con unicidad una particular partícula primaria con certeza. Sin embargo, la diferencia entre partículas pesadas y las ligeras, el ancho de la distribución y su correlación con la profundidad máxima de la cascada son menos sensibles a suposiciones físicas ya que estos factores revelarán si el flujo es compuesto de un único o múltiples especies con muy poca dependencia del modelo físico.

Los sitios para el Observatorio Auger requerían una gran accesibilidad pero también un territorio ligeramente poblado. La altitud por arriba del nivel del mar no es un parámetro de importancia en el estudio de cascadas de partículas secundarias para tales niveles tan altos de energía, pero los cielos sí debían ser astronómicamente limpios. Un equipo de revisión revisó 20 lugares candidatos en todo el mundo, de los cuales una docena de lugares fueron visitados y estudiados con detalle. Mas allá de los atributos físicos de los sitios, el criterio de selección incluyó el anticipado soporte científico y de infraestructura.

El equipo de revisión identificó tres países finalistas en cada hemisferio: en el hemisferio sur, excelentes candidatos fueron nominados en Argentina, Sudáfrica y Australia; en el hemisferio norte los Estados Unidos, México y España fueron presentados a la colaboración internacional con aceptables posibilidades. Un lugar en la Provincia de Mendoza Argentina fue seleccionado para la locación del Observatorio Auger en el hemisferio sur en noviembre de 1995. La colaboración votó en septiembre de 1996 para seleccionar la locación del correspondiente al hemisferio norte siendo este en Millard Country, Utah, en los Estados Unidos.

La colocación de la primera piedra en el lugar seleccionado para la instalación del Observatorio Pierre Auger del hemisferio sur se llevó a cabo el 17 de marzo de 1999, en la provincia de Mendoza, Argentina. Después de un período de instalación y de pruebas, la recolección científica de datos comenzó en enero de 2004 [xlvii].

Al observatorio se le puso el nombre en honor al científico francés Pierre Victor Auger (1899-1993), quien observó por primera vez, en 1938, las cascadas de partículas secundarias que producen los rayos cósmicos de alta energía en la atmósfera terrestre al colisionar con ella.

De México participan científicos y estudiantes de cuatro instituciones: la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, la Universidad Michoacana de San Nicolás Hidalgo y la Universidad Nacional Autónoma de México. Su contribución principal ha sido en el diseño de la óptica del detector de fluorescencia (que permitió ampliar el campo de visión de los telescopios 4 veces más que su antecesor sin pérdida de calidad), en la electrónica analógica del detector de fluorescencia, en el diseño del detector de partículas, en la instalación de detectores de partículas, en el método de calibración y monitoreo del detector de partículas, en el sistema global de análisis de datos, en el método de análisis de datos para estudios de composición, en el estudio de cascadas horizontales y candidatos a neutrinos, en el diseño del software, en la propuesta para candidatos a ser el origen de los rayos cósmicos de la más alta energía, y en la propuesta de ampliación del observatorio para energías ligeramente menores [xlviii].

4. EXTENSIÓN AMIGA- AUGER

4.1 Descripción de AMIGA-Auger

El arreglo de detectores llamado AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) está embebido en el interior del arreglo gigantesco, centrado a 6 kilómetros de distancia respecto del detector de fluorescencia colocado en la cima de la colina Coihueco y está conformado por 85 pares de detectores de superficie tipo Cherenkov dispuestos en un arreglo de dos hexágonos sobrepuestos en los cuales las distancias de separación entre detectores son de 433 y 750 metros, cubriendo superficies de 5.9 y 23.5 km² respectivamente.

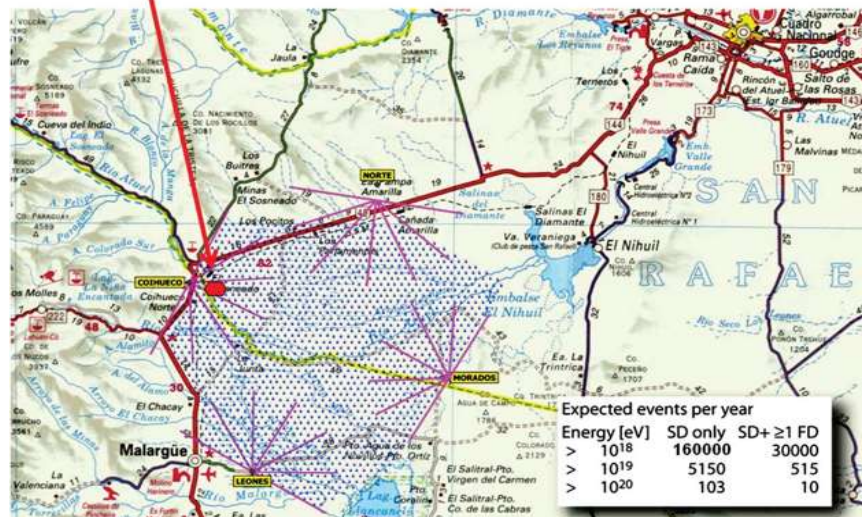
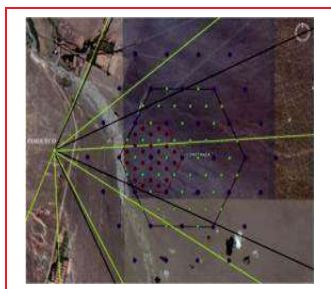


Fig. 4.1

El espectro de rayos cósmicos muestra tres características a altas energías: la segunda rodilla, el tobillo y el corte GZK, para estudiar con más detalle esta región [xlix] Auger será actualizado con HEAT (High Elevation Auger Telescopes, [l]) y AMIGA (Auger Muons for the Ground Array). Estos dos nuevos sistemas se concentrarán en la región entre la segunda rodilla y el tobillo donde se sabe que ocurre la transición entre rayos cósmicos galácticos a extra galácticos.

Los dos principales requerimientos experimentales son buena resolución energética para poder obtener el espectro e identificación del tipo de partícula primaria incluyendo desde las galácticas (primarias pesadas) hasta las extra galácticas (primarias ligeras) ya que la transición entre fuentes esta directamente relacionada con la composición de las partículas primarias.

En relación con la medición del espectro con buena resolución energética, el sistema híbrido de Auger fue concebido para realizar verificaciones cruzadas de los errores sistematicos entre los detectores de superficie y de fluorescencia, los cuales están actualmente ya implementadas y se usan con exito en los diversos analisis que se han hecho [i]. Estos eventualmente permitirán consolidar un espectro de energía con una precisión sin precedentes. Las principales incertidumbres en la calibración energética son la calibración absoluta, la atenuación de luz atmosférica y el rendimiento de fluorescencia para el sistema de detectores de fluorescencia, así como la componente muonica en la simulación de la cascada de partículas secundarias para el sistema de detectores de superficie. Hay claros indicadores de que las simulaciones Monte Carlo sub-predicen sobre los contenidos muonicos [iii] así como la energía estimada unicamente por los detectores de superficie de Auger, este error se incrementaría con el ángulo zenital [iii]. Grandes contadores de muones ayudarán a resolver este problema midiendo directamente el número de muones con reducidas fluctuaciones de poisson.

En relación a los análisis de composición los dos parámetros relevantes de la cascada son profundidad atmosférica en la cascada máxima, $X_{\max}$, y los contenidos de muones de la cascada. Otros parámetros sensibles a la composición dependen de ellos. La discriminación Gamma-hadron es más fácil de realizar que la discriminación hadron-hadron ya que a $E \geq 0.1$ EeV, los valores $X_{\max}$ para cascadas inducidas por gammas están muy por arriba de aquellos de cascadas de hadrones primarios [iv]. Además los chubascos de gammas son esencialmente electromagnéticos con una mínima componente muonica. No se ha reportado detección de fotones hasta ahora y una detección directa a $E \geq 1.0$ EeV animara el desarrollo de modelos teóricos así como correlaciones con las partículas nucleares primarias [v] y con decaimientos de materia oscura súper pesada [6], en esta última suposición, un flujo gamma a $E \geq 0.1$ EeV, generado desde el centro de la galaxia podría ser detectado sin un homólogo a alta energía. Una ventaja de la detección de fotones es que sus fuentes son más fáciles de identificar ya que los fotones no son desviados por los campos electromagnéticos. La composición esta poco entendida en este rango de energías donde una amplia variedad de composiciones mezcladas son reportadas desde protones hasta núcleos de hierro [vi]. Todavía la composición hadrónica puede ser valorada solamente dentro de un modelo de interacción hadrónico y los resultados más robustos son atribuibles a la razón de variación de $X_{\max}$ (la razón de elongación) o a los contenidos de muones como función de la energía [vii]. Un cambio simultáneo detectado por los detectores de fluorescencia y los contadores de muones será la más fuerte evidencia de un cambio de composición poniendo al descubierto la transición de las fuentes de rayos cósmicos de origen galáctico y extragaláctico [lviii lix].

4.2 Prototipo BATATA para AMIGA-Auger

4.2.1 Descripción general

El arreglo de BATATA (Buried Array Telescope at Auger) es un instrumento para medir la contaminación electromagnética de la componente muonica. Fue proyectado para operar como un primer prototipo de AMIGA y estará formado por tres planos de barras centelladoras y fibras ópticas de corrimiento. Cada plano mide 2 m de lado y contendrá 100 tiras centelladoras en ambos sentidos X-Y (50 en X y 50 en Y). Estos planos serán colocados a diferentes profundidades 0.3, 0.6 y 2.5 m respecto al nivel del suelo. Cada plano contará con dos fotomultiplicadores de 64 canales, uno para las fibras con

orientación X y otro para las fibras con orientación Y. Estos fotomultiplicadores recolectaran los pulsos de luz generados por la desexcitación de los átomos de las barras centelladoras después de haber sido excitados por el paso de los muones y electrones [18].

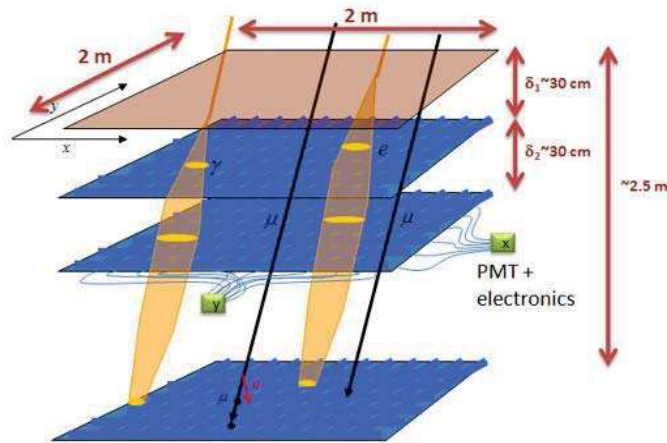


Fig. 4.2

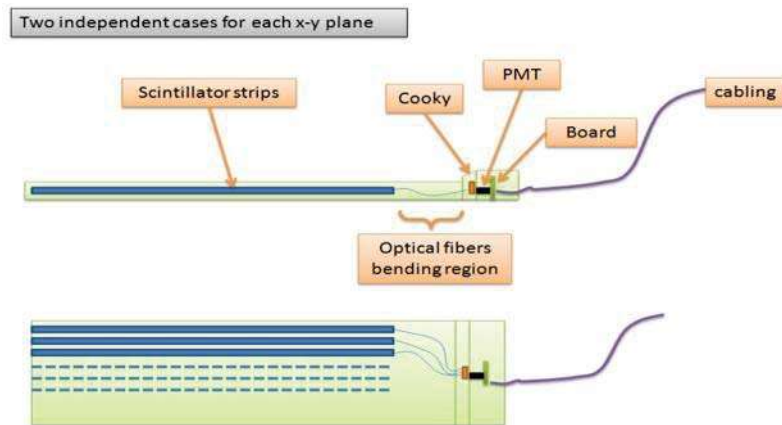


Fig. 4.3

La señal de disparo para la adquisición de datos provendrá de un detector superficial Cherenkov-Augur. El total de canales digitales a leer cada vez que ocurra el disparo externo será de 300. El estado 0 o 1 de las tiras centelladoras será leído con intervalos de muestreo de 5 nanosegundos, además cada vez que ocurra la señal de disparo externa o interna se registraran y grabarán los datos adquiridos en la memoria de una computadora.

El análisis de datos se hará fuera de línea conjuntando los datos de BATATA y de los demás detectores del Observatorio Auger que contengan señales en sincronía, la cual se logrará a través de la incorporación de una etiqueta de tiempo en los datos de BATATA mediante un receptor GPS.

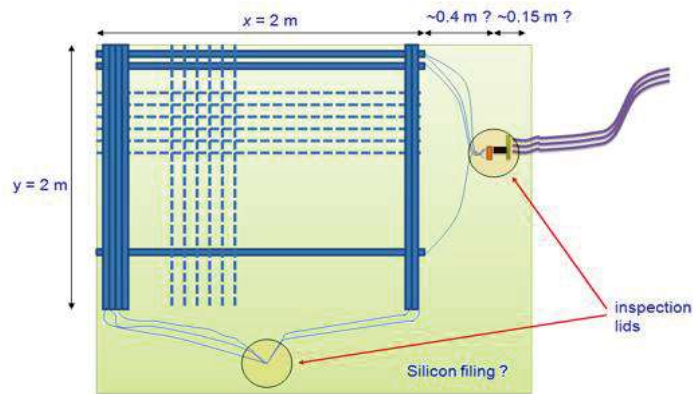


Fig. 4.4



Fig. 4.5

4.2.2 Sistema de adquisición de datos para BATATA

El sistema de adquisición de BATATA consta fundamentalmente de tres fases: la primera es la electrónica frontal del detector, la cual tiene como función convertir los pulsos eléctricos provenientes de los fotomultiplicadores a pulsos digitales. La segunda fase esta conformada por el grupo de tarjetas FPGA's y la computadora que realizan la lectura y procesamiento de todos los pulsos digitales. La primera fase así como la construcción de los planos de detección del prototipo esta actualmente en progreso y se efectuara en el Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Autónoma de México. La segunda fase fue desarrollada en su totalidad en el laboratorio de Rayos Cósmicos del Instituto de Física y Matemáticas de la UMSNH y es por consiguiente la parte medular de la presente tesis en presentar su diseño e implementación.

4.2.3 Electrónica frontal para el detector de muones de BATATA

La tarjeta con la electrónica frontal (Front End) será conectada directamente a 50 canales del fotomultiplicador, por un extremo, y al grupo de tarjetas FPGA's ubicadas en la superficie que realizarán la lectura de datos, por el otro. La conexión a las tarjetas FPGA's se hará a través de señales de tipo diferencial LVDS que deberán mantener su integridad a lo largo de hasta 4 metros de cables que se requieren debido a que la electrónica frontal estará enterrada junto a su plano respectivo, mientras que la electrónica de adquisición (FPGA's y computadora) estarán en la superficie.

Para el diseño de las tarjetas de la electrónica frontal se propusieron dispositivos electrónicos de superficie y de muy baja potencia. Otro de los propósitos de diseño de esta tarjeta fue reducir lo más posible su tamaño, por lo que se utilizó dos capas para la colocación de rutas donde se interconectan los diferentes dispositivos electrónicos unos con otros. A esta tarjeta se le suman dos semicapas más en su interior, una usada para los diferentes voltajes que alimentan a los diferentes dispositivos electrónicos y la otra usada para tierra general.

Como podemos observar en la Fig. 4.6 la señal que sale de cada uno de los pines del PMT se amplifica con una ganancia diez para posteriormente ser discriminada y ser convertida en una señal diferencial LVDS.

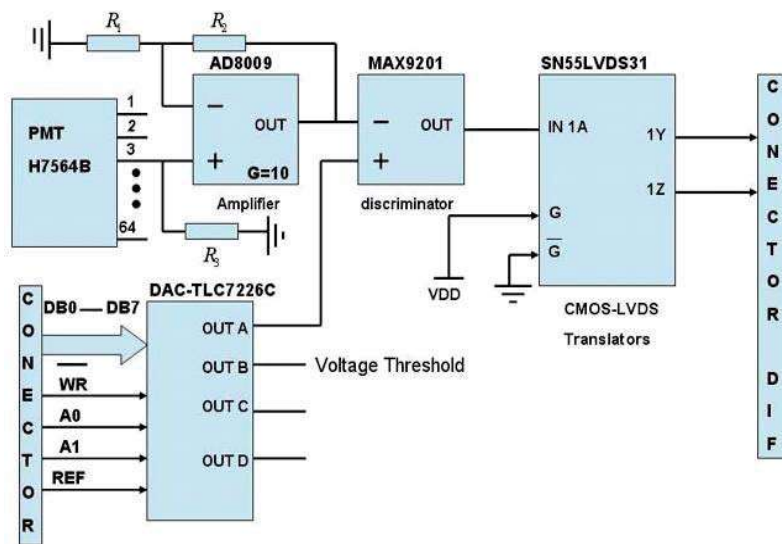


Fig.4.6

En la Fig. 4.9 se muestra un diagrama esquemático de la electrónica frontal con la ubicación de los diferentes componentes electrónicos, PMT, fuente de alto voltaje, etapa de amplificación y lo más importante la ubicación de los conectores de salida LVDS y las entradas de los convertidores de digital a analógico (DAC's) que se usan para fijar los umbrales de discriminación.

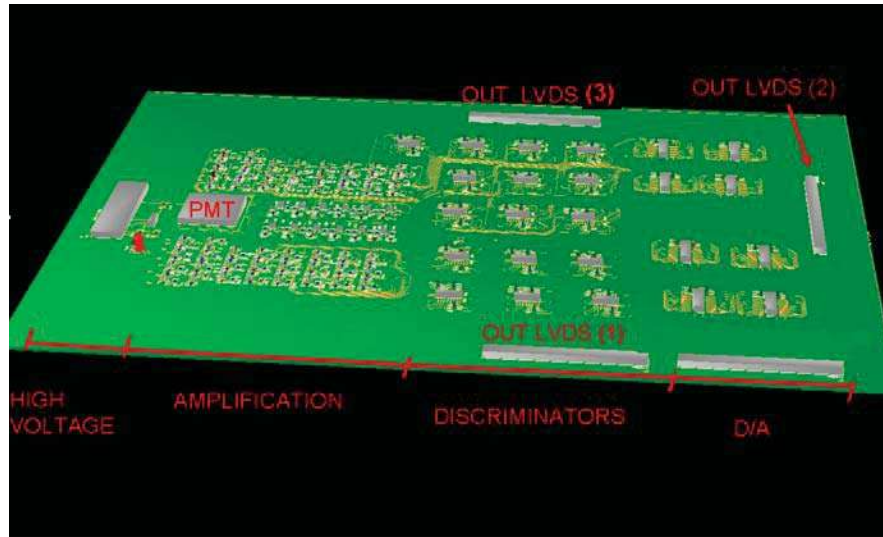


Fig. 4.7 [12]

4.3 Sistema de lectura con FPGA's

El sistema de lectura de BATATA consiste de tres tarjetas FPGA's Spartan 2E de Xilinx (fig. 4.9) y una computadora SBC Linux (fig. 4.10). La computadora es el cerebro de operación del sistema puesto que mediante el envío de comandos puede configurar las FPGA's y además recolectar los datos de detección recibidos y procesados por estas.

El comienzo del procesamiento de datos comienza con la entrada en lapsos de cada cinco nanosegundos de tres líneas paralelas de 100 canales cada una con señales digitales provenientes de los tres planos del detector: 1XY, 2XY y 3XY. Cada línea alimenta de manera independiente a una tarjeta FPGA Spartan 2E, cada una de las cuales contiene una memoria RAM interna circular que registra y almacena el estado 0 o 1 de cada uno de los 100 canales en periodos de tiempo de 5 nanosegundos.

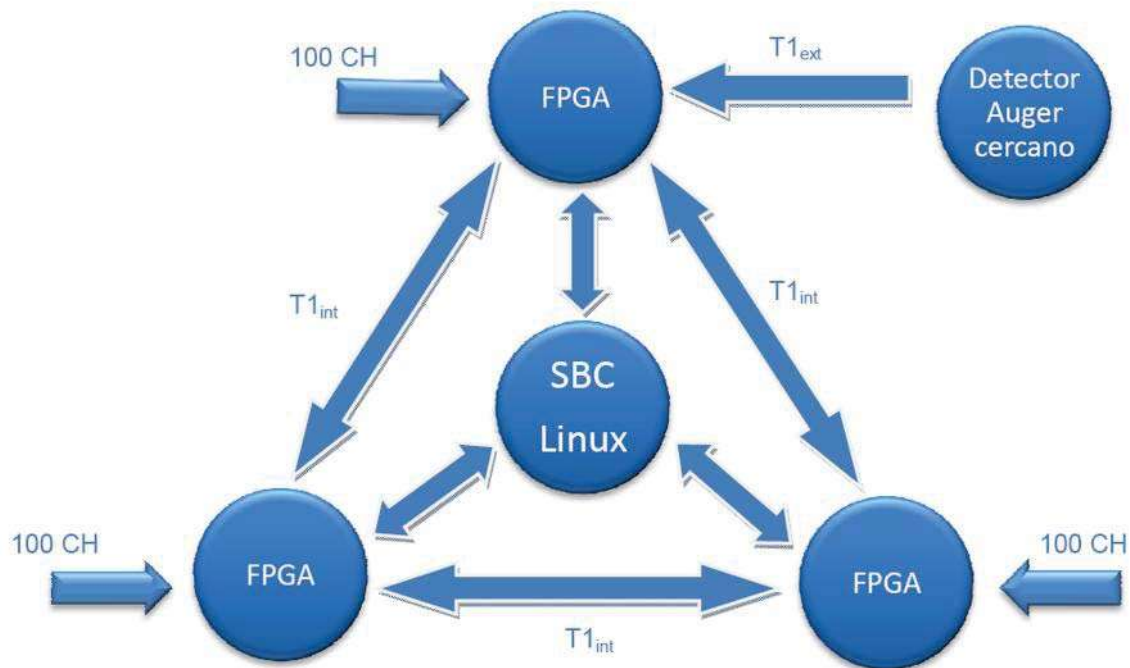


Fig. 4.8

Los modos de disparo para recolección de datos son de dos formas. Primeramente esta el modo 0 de disparo T1 externo generado por un tanque Auger superficial, el cual determinará cuando se inicia una cascada extendida de partículas secundarias. Los otros modos de disparo son internos y se generaran por coincidencias de señales en los planos de detección. A continuación se muestra la lógica de los diferentes modos de disparo que pueden generar un T1 interno:

- Modo 1. $(X1 \text{ AND } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ AND } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ AND } Y3)$
- Modo 2. $(X1 \text{ AND } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ AND } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ OR } Y3)$
- Modo 3. $(X1 \text{ AND } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ OR } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ AND } Y3)$
- Modo 4. $(X1 \text{ AND } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ OR } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ OR } Y3)$
- Modo 5. $(X1 \text{ OR } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ AND } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ AND } Y3)$
- Modo 6. $(X1 \text{ OR } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ AND } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ OR } Y3)$
- Modo 7. $(X1 \text{ OR } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ OR } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ AND } Y3)$
- Modo 8. $(X1 \text{ OR } Y1) \text{ AND } (X2 \text{ OR } Y2) \text{ AND } (X3 \text{ OR } Y3)$

X_i y Y_i ($i=1, 2, 3$) es una señal de disparo interna preliminar de comparación entre las FPGA's que se activa cuando $X_i > NX_i$ o $Y_i > NY_i$, donde NX y NY son números enteros fijos que la computadora comunica al inicio a cada una de las tarjetas FPGA's y que representan los umbrales de los números de tiras centelladoras que registraron actividad en cada uno de los 6 semiplanos.

Por ejemplo sea $NY_i = NX_i = 8$ y sea que se escoge el modo de disparo número 1 que es el más estricto. Entonces para que exista disparo T1 interno se tiene que cumplir que los seis semi-planos hayan registrado actividad simultáneamente en al menos ocho tiras centelladoras. Por el contrario, un

ejemplo para el modo de disparo número ocho, que es el menos exigente, para un caso específico donde $NY=NX=4$, para que se activara el T1 interno simplemente sería necesario que en cualquiera de los 6 semiplanos se registrara actividad en al menos 4 tiras.

Cuando se genera la señal de disparo T1 externa o interna se inicia la transmisión de datos de las respectivas memorias RAM circulares usando el protocolo RS232 por una línea TXD en forma de bytes (8 bits más los bits de parada e inicio) a una velocidad de 115200 bps, anexándosele además una etiqueta de tiempo proporcionada por un reloj interno en cada Spartan 2E.

Los datos enviados por cada línea TXD serán recibidos de manera paralela por 3 entradas RXD dispuestas en la computadora SBC Linux, la cual almacenara la información progresivamente para su posterior análisis fuera de línea.



Fig. 4.9 tarjeta de desarrollo con una FPGA Spartan 2E de 400 K compuertas, modelos D2FT de Digilent INC

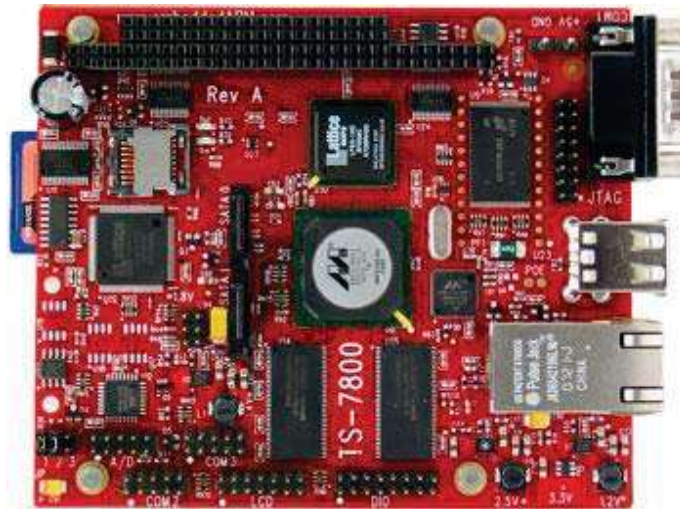


Fig. 4.10 SBC Linux, modelo TS-7800 de Technologic Systems

En el apéndice A se muestra en detalle la descripción de las características electrónicas de las FPGA's Spartan2E y la computadora SBC Linux.

4.4 Descripción del programa de adquisición en las FPGA's

Para que las tarjetas Spartan 2E manipularan la entrada y salida de datos se requirió del diseño de un programa de operación que realizara tal función. Esto se realizó mediante un lenguaje de programación específico para electrónica programable llamado VHDL.

Un programa en VHDL consta de dos partes. La primera, la entidad, nos sirve para relacionar nuestro diseño con el mundo exterior, como si fuera una "caja negra", de la que sólo conocemos sus entradas, sus salidas y la disposición de las mismas. La segunda parte, la arquitectura, describe como trata el circuito la información correspondiente a las entradas para obtener las salidas.

La característica más notoria de VHDL es que es un lenguaje de programación con una filosofía de ejecución concurrente a diferencia de casi todos los lenguajes de programación secuenciales en los que la programación tiene un flujo natural secuenciado.

El concepto de concurrencia, se asocia más a los circuitos electrónicos donde los componentes se encuentran siempre activos, existiendo una asociación intrínseca entre todos los eventos del circuito, ello hace posible el hecho de que si se da algún cambio en una parte del mismo, se produce una variación (en algunos casos casi instantánea) de otras señales.

A continuación se describe el programa de ejecución de operación de las tres FPGA's Spartan 2E las cuales reciben las señales digitales provenientes de los planos del detector. A continuación se describe su funcionamiento:

- Contiene una memoria RAM llamada ram_A formada por un arreglo con entradas de 100 bits y con una profundidad variable fijada por la computadora.
 - Para asignar la dirección de llenado en las memorias se declaró un vector de 10 bits llamado addressA.
 - El tiempo esta dado por un reloj interno de un bit llamado clk_A el cual sirve para marcar los tiempos de lectura de los 100 canales de entrada cada 5 nanosegundos. Para este fin fue necesario multiplicar por 4 el reloj interno de 50 MHz de las tarjetas D2FT usando una herramienta llamada "Wizard" contenida dentro del mismo paquete ISE Webpack que proporciona la compañía Xilinx en forma gratuita.
 - Cuando se genera un pulso del reloj de lectura clk_A la memoria llena un arreglo de 100 bits seguido por el aumento en una unidad del vector addressA cambiando automáticamente la dirección de llenado en preparación para cuando llegue el siguiente pulso de lectura clk_A. El proceso de llenado de la memoria es cíclico comenzando desde que addressA es cero hasta que alcanza el valor asignado por la computadora, cuando se termina el contador de llenado simplemente se reinicia el contador reescribiendo los datos que estaban anteriormente.
 - La acción de transmisión de datos se realiza a través de un vector de 8 bits DATA_OUT, el cual es llenado por un mecanismo de carga que extrae de la memoria RAM los datos generados desde un tiempo llamado TIEMPO_ANTES_DISPARO anterior de la señal T1 externa o interna hasta un tiempo total TIEMPO_TOT.
 - Los parámetros TIEMPO_ANTES_DISPARO y TIEMPO_TOT se determinan para cada uno de los modos de disparo mediante el envío de comandos por la computadora hacia las FPGA's.
 - Los NX's y NY's son fijados también por el envío de comandos y esto se realiza para cada uno de los planos y en los dos sentidos: NX1, NY1, NX2, NY2, NX3 y NY3. Recordemos que estos factores servirán como valores de comparación del número mínimo de tiras que registren actividad.
 - Las FPGA's tienen un proceso latente el cual continuamente esta leyendo el arreglo de un byte proveniente de la computadora SBC Linux y es a través del cual que se mandan de manera codificada los comandos de configuración que pueden cambiar las siguientes características:
- 3 Encabezados para cada FPGA o la asignación de un nombre de reconocimiento.
 - 4 Los NX's y NY's.
 - 5 El modo de disparo.
 - 6 Los tiempos totales de registro de datos para cada modo de disparo.
 - 7 Los tiempos de registro de datos antes del disparo.

El sistema de lectura de BATATA ya funciona según los objetivos planeados puesto que ha sido probado usando señales artificiales. Se pretende que en el siguiente mes sea acoplado con el detector para ver el funcionamiento en general y ponerlo a prueba con flujo de datos reales de detección.

4.6 Formato de cada evento

El formato del evento para los datos de cada uno de los tres planos sera como se indica a continuacion:

Encabezado: 8 bytes con el numero de plano 11111111 o 22222222 o 33333333

No. tot. bytes/plano:	2 bytes
NX:	1 byte
NY:	1 byte
Modo de disparo:	1 byte
No. total de muestras:	2 bytes
No. muestras antes T1:	1 byte
Datos:	1 byte muestra 1 ch. 1-8
	1 byte muestra 1 ch. 9-16
.....	1 byte muestra 1 ch. 97-104
	1 byte muestra 2 ch 1-8
.....	1 byte muestra NM ch 97-108

El numero de bytes por plano es el total de bytes por cada plano incluyendo encabezado

NX y NY son los numeros de canales en coincidencia en el plano X y plano Y, respectivamente, para que ocurra un pre-disparo interno T1i_int.

El numero total de muestras es la profundidad total de la memoria RAM circular, cada muestra corresponde a el estado de los 100 canales de cada plano en un intervalo de 5 ns.

El numero de muestras antes del disparo ($< T1$) es la profundidad de la memoria RAM circular anterior al momento de disparo, cada muestra corresponde a el estado de los 100 canales de cada plano en un intervalo de 5 ns.

El numero total de bytes en los datos es de $14 \times$ el No. total de muestras.

Cada vez que ocurre un disparo, T1, se forma un evento con la union de los datos anteriores para cada uno de los tres planos. La computadora de control (TS 78000) agrega la etiqueta temporal GPS y guarda un evento con el nombre dado por la fecha y hora en que ocurrio.

El formato conjunto de cada evento es el siguiente:

Etiqueta GPS 9 bytes
 Evento Plano 1
 Evento Plano 2
 Evento Plano 3

La señal de disparo externa, T1_ext, asi como la etiqueta de GPS se obtienen del tanque Cherenkov cercano.

5. SIMULACIÓN DE UN TANQUE CHERENKOV CON GEANT4

5.1 Introducción a Geant4

Concepto:

Geant4 simula el paso de partículas a través de materia. Provee un completo conjunto de herramientas para todos los dominios en el transporte de radiación:

- Construcción de geometría y rastreo de partículas.
- Procesos y modelos físicos
- Deposición de radiación
- Graficas e interfaces de usuario
- Propagación en campos

Los procesos físicos en Geant4 describen interacciones nucleares y electromagnéticas de partículas con materia a energías desde eV hasta TeV. Una gran selección de modelos físicos existe para muchos procesos proveyendo opciones en aplicaciones con diferente precisión y requerimientos de tiempo.

El paquete de cómputo es desarrollado, mantenido e impulsado por Geant4, una colaboración a lo largo de todo el mundo con cerca de 100 científicos en varias instituciones, contribuyendo en su área de destreza. Los desarrolladores interactúan constantemente con los usuarios y combinan esfuerzos para validar los resultados físicos para aplicaciones en experimentos en el espacio, en física de altas energías y estudios en medicina.

Ventajas:

- Simula eficientemente las geometrías de complejos instrumentos de detección.
- Provee configuraciones de procesos físicos para áreas de aplicación
- Le permite al usuario modificar los componentes de la simulación y establecer el nivel de precisión.
- Es fácil de incrustar dentro de aplicaciones específicas.

Aplicaciones:

- Física nuclear y de altas energías: ATLAS, CMS, HARP y LHCb en el CERN y BaBar en SLAC.
- Linacs para uso medico.
- Radioterapia: Terapia braquial, beams de fotones, protones y iones ligeros.
- Simulación de scanners: PET y SPECT con GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission).
- Satélites: Efecto sobre componentes en el ambiente espacial (especialmente electrónicos), blindaje de instrumentos, efectos de carga, etc.
- Ambiente Espacial: Rayos cósmicos.
- Astronautas: Dosis estimadas de radiación.

En el apéndice B se presenta un conjunto de proyectos de élite en los que se ha usado Geant4 para simular complejos procesos físicos en aplicaciones de alto impacto en investigación científica.

5.2 Procesos físicos del muón involucrados en la simulación

Para correr una simulación en Geant4 es primordial escoger los procesos físicos que estén involucrados en la recreación de las interacciones entre partículas lanzadas y la geometría de interacción. Para el caso particular de la presente simulación en la que se pretende obtener la vida media del muon se presenta en el apéndice C la descripción que ofrece el manual de física de Geant4 sobre los procesos cuánticos más importantes concernientes al muon: ionización, bremsstrahlung y producción de pares positrón-electrón. ^[xi]

5.3 Detectores Cherenkov

El detector Cherenkov tiene por finalidad registrar la caída de rayos cósmicos. Se basa en el llamado efecto Cherenkov (en honor a Pavel Alexeievich Cherenkov, premio Nobel de física en 1958, por haberlo descubierto). Éste se produce cuando una partícula cargada se mueve en un medio transparente con velocidad mayor que la que tendría la luz en dicho medio. En esta situación se produce una perturbación electromagnética que origina una emisión de luz, análogamente a como un barco rápido crea una estela al navegar en aguas en reposo. La luz de la partícula resulta emitida dentro de los límites de una superficie de forma cónica, donde el vértice es el punto en que la partícula entró al detector y la directriz es la dirección de su movimiento. Un tanque de agua hermético y oscuro resulta un buen detector del rastro de la partícula si se le adicionan fotomultiplicadores.

Como ya se mencionó anteriormente el Observatorio Auger, hace uso de este tipo de detectores (fig. 5.1), los cuales se construyen como tanques cilíndricos cerrados que contienen una bolsa también cilíndrica de polietileno, fabricada en el lugar por estudiantes locales que siguen las directivas de la Universidad de Colorado. Esta bolsa, llamada técnicamente como liner se llena de 12.000 litros de agua ultra pura y será el medio en la que la partícula dejará su rastro. Los sensores envían la información a una estación central que procesa los datos. Los tanques en sí miden aproximadamente 3,5 m de diámetro y más de un metro y medio de alto. Cada detector posee fotomultiplicadores en su parte superior, un panel solar y tarjetas electrónicas de adquisición de datos y de comunicaciones, las cuales registran y transmiten la intensidad de la radiación producida por la lluvia al atravesar el detector constituido en su interior por agua pura.



Fig. 5.1

5.4 Implementación del detector Cherenkov en la simulación

Se construyó virtualmente en Geant4 la geometría de un detector Cherenkov que consto de un cilindro hueco de 1.2m de alto, 1.54m de diámetro y 2mm de espesor. El material de éste se determinó que fuera polietileno como en la realidad. Adicionalmente se creó un fotomultiplicador de 20cm de diámetro el cual fue colocado en la parte superior centrado del tanque para la detección de fotones.

Para implementar la simulación se comenzó tomando de base el ejemplo LXe de Geant4 que ya esta orientado y especializado en efectos ópticos incluyendo Cherenkov y centelleo. Los procesos físicos involucrados en la simulación fueron:

- Muon: Ionización, Bremsstrahlung, producción de pares e^+e^- y dispersión múltiple.
- Ópticos: Cherenkov, centelleo, dispersión de Rayleigh, procesos de frontera (boundary process) y absorción.
- Electrón: Ionización, Bremsstrahlung y dispersión múltiple.
- Positrón: Ionización, Bremsstrahlung, dispersión múltiple y aniquilación.
- Partículas Gamma: efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares e^+e^- .

Es importante mencionar que se utilizó la versión más nueva de Geant4 que corresponde a la 9.1 en la cual el efecto Cherenkov pasó de ser anteriormente un proceso continuo a ser discreto, esto favoreció enormemente en la precisión de los resultados obtenidos.

La forma que se efectuó la simulación del detector dentro de Geant4 consistió en disparar muones positivos en forma vertical y de manera distribuida en la superficie del tanque con energía de 100 MeV, recordemos que en el agua cualquier partícula pierde 2 MeV/cm, por lo que todos los muones eran frenados en el interior del detector lo que conllevaba a su decaimiento en un par de e^+e^- y sus respectivos neutrinos.

Cada vez que se disparaba un muon al interior del detector, este provocaba en su trayecto conos de luz por efecto Cherenkov lo que generaba fotones detectados en el fotomultiplicador, posteriormente cuando el muon perdía energía y decaía inmediatamente después se volvía a generar mas destellos de luz por efecto Cherenkov pero ahora generados por el electrón de decaimiento lo que nos generaba otra señal de fotones en el fotomultiplicador.

Todos los fotones que llegaban al fotomultiplicador se les registraba sus respectivos tiempos de llegada, estos datos se canalizaban inmediatamente para su procesamiento usando una interface de análisis entre Geant4 y AIDA para llenar de manera simultanea conforme corría la simulación un histograma con todos los tiempos de arribo de los fotones.

En la siguiente figura (fig. 5.2) se muestra un muon disparado con una energía de 1 GeV el cual generó una fuerte cantidad de radiación Cherenkov. Puesto que su energía es muy elevada se puede ver que atraviesa el detector sin ser desviado.

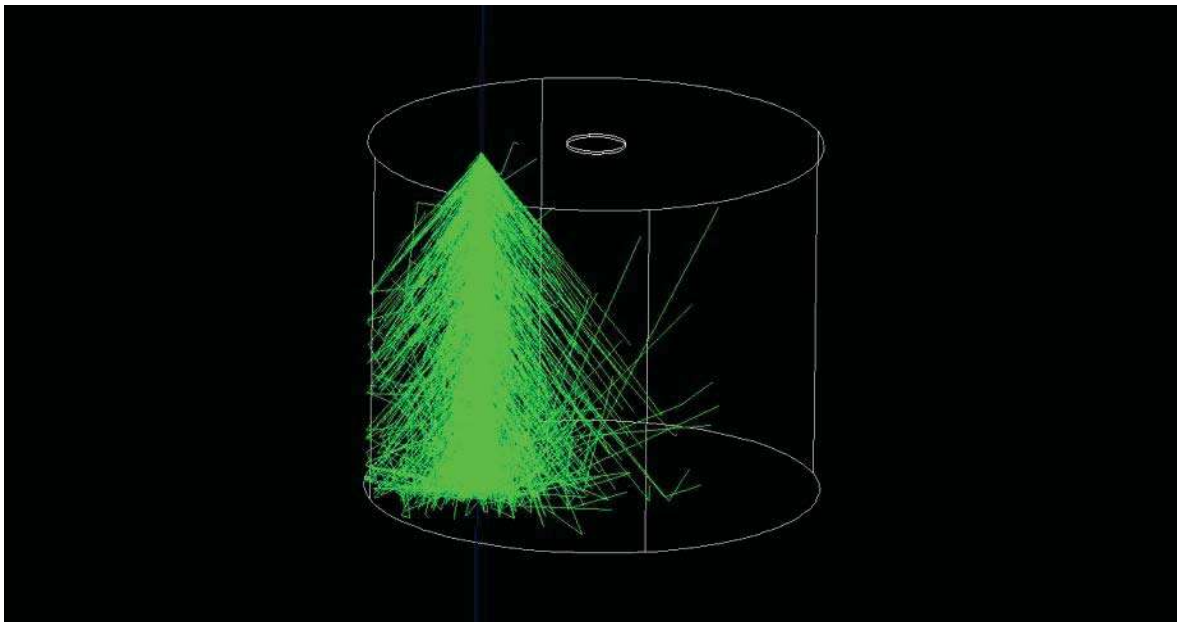


Fig. 5.2

Por el contrario al caso anterior en la siguiente figura (fig. 5.3) se muestra un muon frenado que fue disparado con una energía de 120 MeV. Se puede observar que antes de decaer se disperso varias veces y que junto con su electrón de decaimiento generaron pocos conos de luz por efecto Cherenkov. La partícula que sale del detector por el extremo superior derecho es el neutrino del positrón de decaimiento, la partícula que sale por el extremo inferior derecho es el neutrino del electrón y finalmente la partícula que sale por el extremo inferior izquierdo es un rayo gamma.

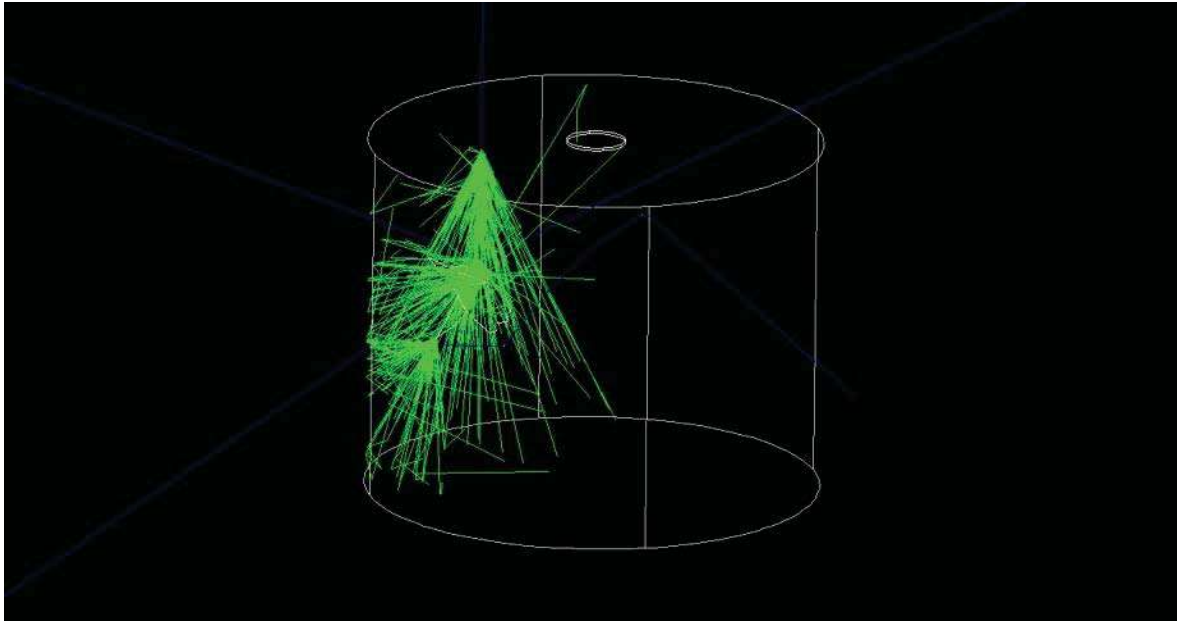


Fig.5.3

A continuación se muestra el primer muon lanzado en la simulación (fig.5.4) y como éste generaba los primeros 26 fotones detectados en el fotomultiplicador. Se puede notar que hay dos grupos de datos perfectamente separados, la explicación radica en que el primer grupo corresponde a la señal del muon y el segundo corresponde a la señal del electrón de decaimiento. Es interesante que la señal del muon nunca sobrepasaba los 300 nanosegundos mientras que la señal del electrón de decaimiento podía aparecer en un rango entre 500 hasta 30,000 nanosegundos, mostrándose la naturaleza cuántica de las partículas.

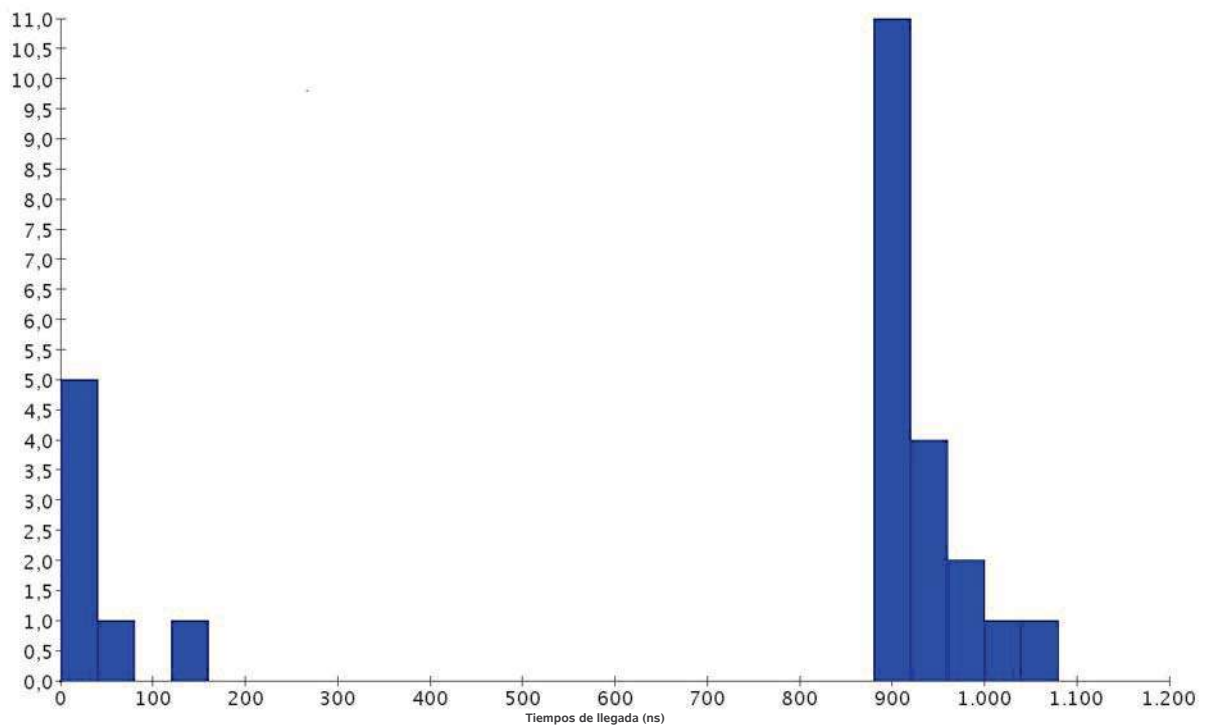


Fig. 5.4

5.5 Resultados de la simulación

Al finalizar la simulación se obtuvo como producto final el histograma de los tiempos de llegada de los fotones en nanosegundos, el cual se muestra en la fig. 5.5. Es notable la forma de la curva de decaimiento meramente exponencial como se esperaba. El número total de muones lanzados fue de 50,000 y el número de fotones detectados en el fotomultiplicador fue de 1,114,366. El histograma tiene un rango de 0 hasta 20,000 nanosegundos con 100 barras y hubo 96 eventos fuera de rango.

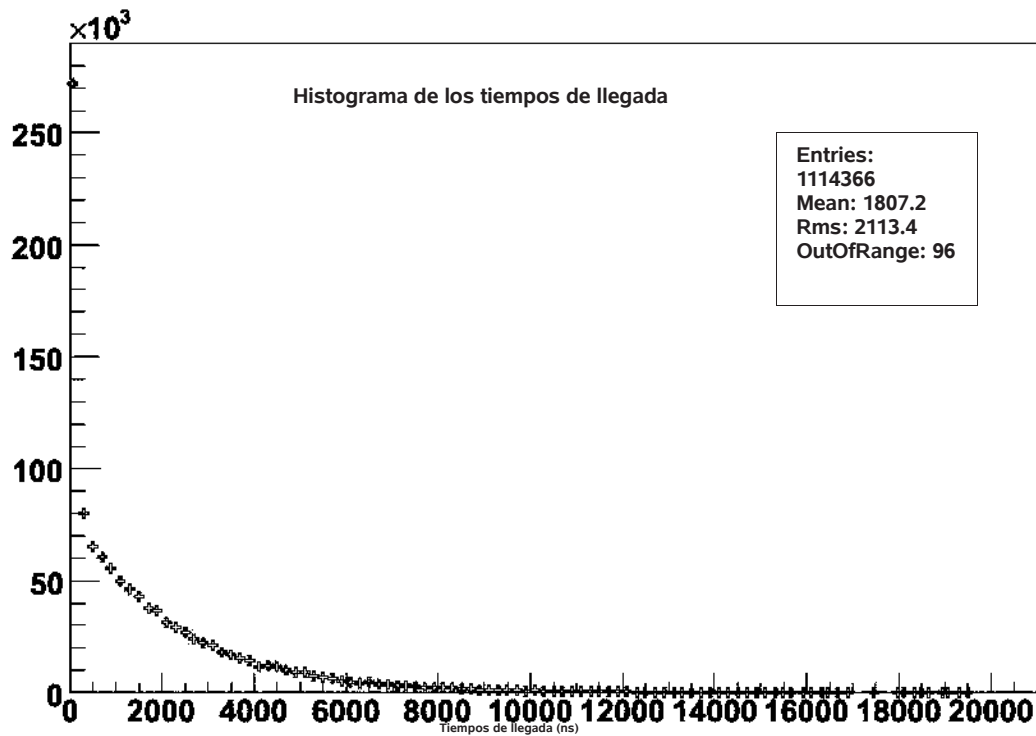


Fig. 5.5

Los datos del histograma se cargaron en Root que es un software libre para análisis y procesamiento de datos usado en Física de altas energías. Se hizo un ajuste de una exponencial con los datos del histograma.

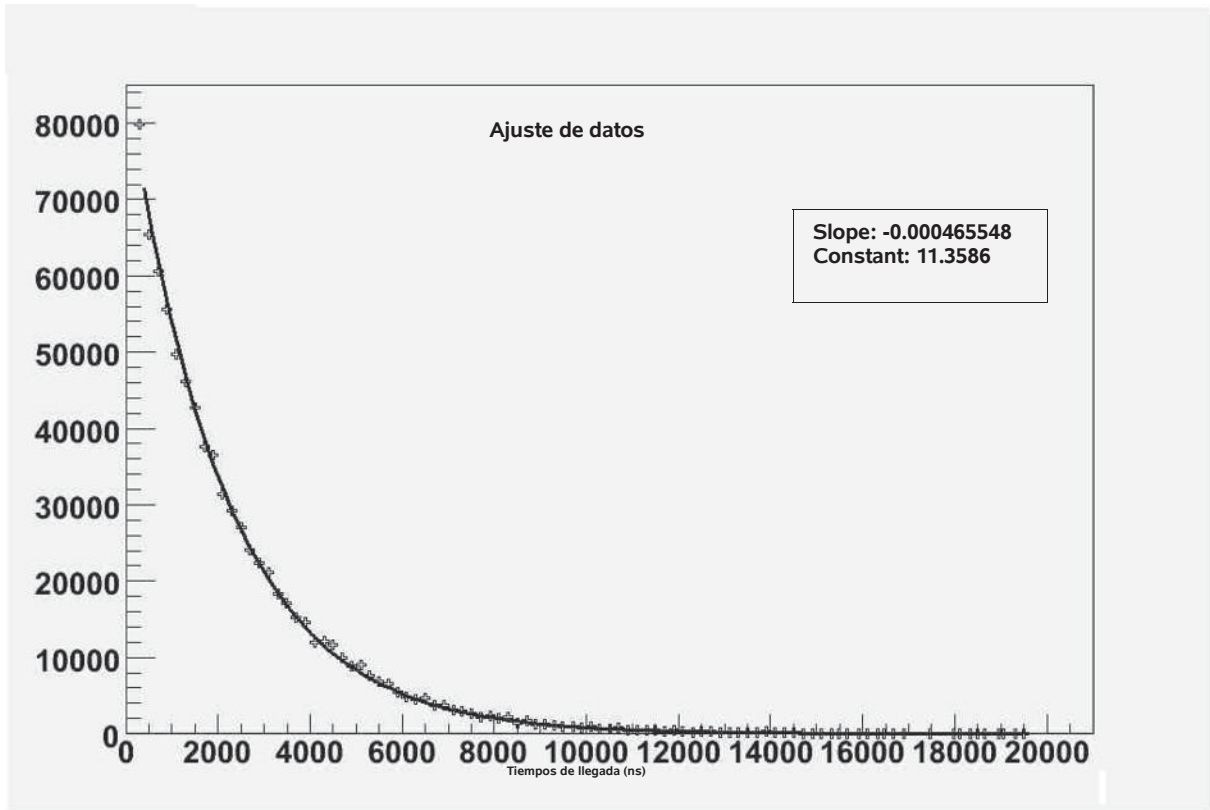


Fig. 5.6

Los factores del ajuste de la exponencial fueron:

$$y = ae^{-bx}$$

$$a = 11.3586$$

$$b = -0.000465548$$

O de otro modo:

$$y = ae^{-x/\tau}$$

$$a = 11.3586$$

$$\tau = -1/0.000465548 = 2148 \text{ nseg.} = 2.15 \mu\text{seg.}$$

El valor exacto experimental es de $2.19 \mu\text{seg}$ con lo que el error del resultado de la simulación es de 1.83% lo cual esta dentro de lo razonablemente aceptable para fines educativos.

Es muy natural intuir que entre más se aumente la base estadística de datos generados se mejorará la exactitud del resultado final de la simulación. Sin embargo independientemente de la precisión lo más importante fue poder adaptar todo un conglomerado de clases en C++, lo que es en esencia Geant4,

ensamblándolos en un enorme algoritmo computacional y con este recrear la interacción de muones con un tanque Cherenkov.

6. CONCLUSIONES

Primeramente es importante mencionar el valor educativo que la presente tesis tuvo para mi puesto que el trabajo que implicó me sirvió en mi iniciación dentro de la física experimental, lo cual pudo llevarse a cabo gracias a la existencia del Laboratorio de Rayos Cósmicos del Instituto de Física y Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.

Geant4 es actualmente de gran utilidad puesto que se puede recrear con una precisión increíble interacciones de partículas con materia, lo cual nos da una herramienta muy útil para simular y poner a prueba un detector antes de construirlo.

En lo referente a BATATA se tiene previsto instalarlo en el Observatorio Auger en el mes de Mayo. Después dará inicio una fase de pruebas para afinar la sensibilidad del detector, su flexibilidad para programar los parámetros de operación mencionados anteriormente radica en poder ajustar su funcionamiento de la mejor manera posible.

BATATA es un prototipo que siguió las directivas del experimento MINOS pero su sistema de adquisición es su principal ventaja ya que no tiene comparación tanto en velocidad de procesamiento como en la arquitectura de su diseño.

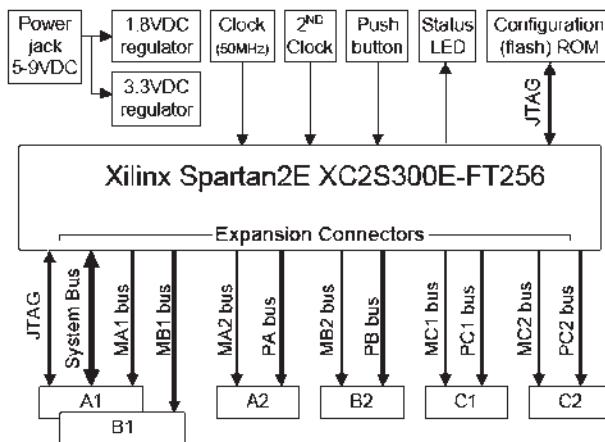
México alberga totalmente la construcción de BATATA y será la contribución más reciente de nuestro país para el esfuerzo internacional representado en el Observatorio Pierre Auger. Servirá para aportar datos experimentales de gran exactitud sobre la componente muónica los cuales serán de gran ayuda para AMIGA.

APENDICE A

Spartan 2E - D2FT FPGA

FEATURES AND BENEFITS

- A Xilinx XC2S300E FPGA with 300,000 gates and 350+MHz operation (also available with the XC2S400E FPGA)
- All 190 available user I/Os routed to six 40-pin expansion connectors
- A socket for a JTAG-programmable 18V02 Flash ROM
- Dual on-board 1.5A power regulators (1.8V core and 3.3V I/O)
- A surface-mount 50MHz oscillator and a socket for a second oscillator
- A JTAG programming port
- A status LED and pushbutton for basic I/O



SBC Linux

FEATURES AND BENEFITS

- Unbrickable design
- 3x faster and backward-compatible with TS-72xx boards
- 500Mhz ARM9 CPU
- Internal PCI bus, PC/104 connector
- 128MB DDR-RAM
- 512MB NAND Flash (17MB/s)
- 12,000 LUT user-programmable FPGA
- 1 micro-SD card slot

- 2 SATA ports
- 2 USB 2.0 480Mbit/s host/slave
- Gigabit Ethernet, 10/100/1000 speeds
- 5 10-bit ADC channels
- 10 serial ports, 2 optional RS-485
- 110 GPIO (86 as a PC/104 bus)
- Matrix Keypad and text LCD support
- Optional Temp Sensor, RTC and WiFi
- Low-power (4W @ 5V)
- Sleep mode uses 200 microamps
- Standard Fanless: -20° to +70°C
- Boots Linux in < 2 seconds
- Kernel 2.6 and Debian Linux
- Linux utility loads FPGA in 0.6s
- Eclipse IDE suited for TS-7800

APENDICE B

En el Instituto Nacional para la Investigación del Cáncer de Ginebra e INFN se desarrolla un aparato de terapia braquial y su resultante distribución de dosis en tejido humano, simulada con Geant4 (fig.A1) y analizada con la herramienta de análisis del CERN Anaphe.

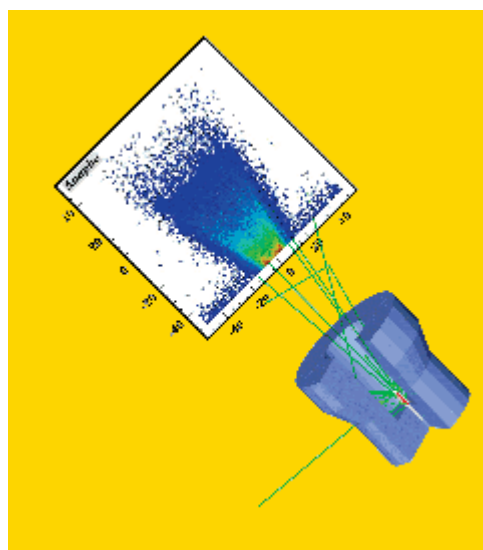


Fig. A1

ZEPLIN III (fig. A2) es un experimento de dos fases en xenón que esta siendo construido por la UK Colaboración en Materia Oscura la cual tratara de detectar materia oscura WIMP's de sus dispersiones elásticas en objetivos de líquido de xenón. ZEPLIN III medirá las señales de centelleo e ionización producidas por retrocesos nucleares potencialmente causados por los WIMP's. El modelo de Geant4 simulará interacciones de partículas en el detector, centelleo puntual como también la producción y emisión de carga de ionización en la superficie del líquido mediante un campo eléctrico aplicado. En el xenón gaseoso arriba del líquido, esta carga es convertida en fotones electro luminiscentes los cuales son contados y detectados por un arreglo de tubos fotomultiplicadores.

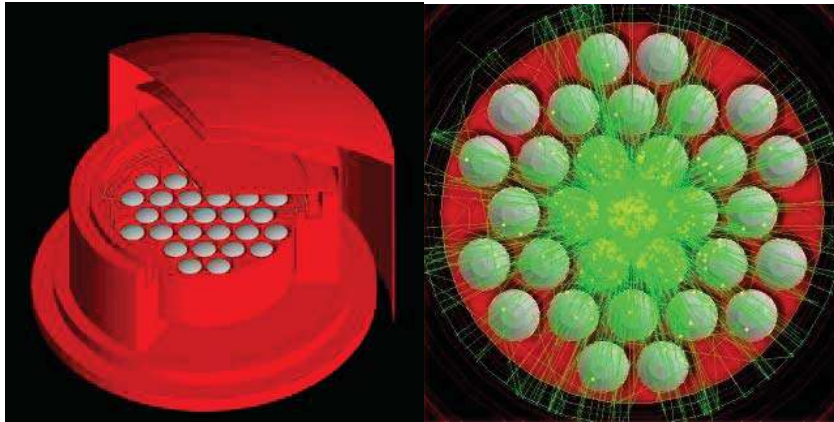


Fig. A2

En la fig. A3 se muestra la geometría del modelo en Geant4 de un Modulo para Ciencia de la nave espacial LISA. LISA es una misión conjunta ESA/NASA (que será lanzada en el 2013) diseñada para detectar ondas gravitacionales mediante mediciones interferométricas en el espacio. Estas serán realizadas entre tres naves espaciales volando a 5 millones de kilómetros de separación en una formación triangular. Expuesta a las partículas energéticas en el ambiente espacial, las masas de prueba a bordo de la nave espacial LISA acumularán carga electrostática, la cual afectará la sensibilidad hacia las ondas gravitacionales.

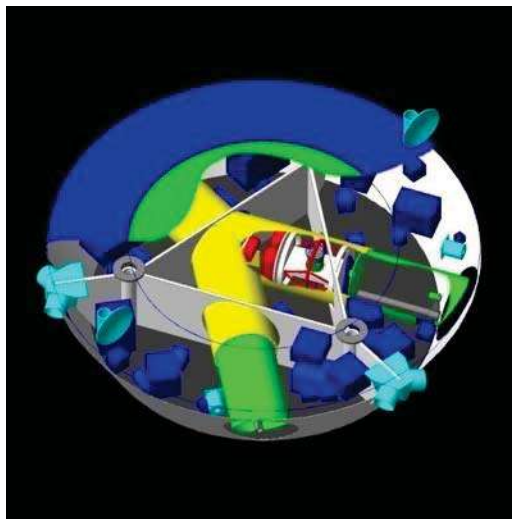


Fig. A3

En la fig. A4 se muestra la geometría en Geant4 de la nave espacial LISA Pathfinder, la cual es una misión de ESA (a lanzarse en el 2008) que tiene como intención probar tecnologías requeridas para el éxito de LISA. El modelo fue usado para simular la carga de la masa de prueba en los sensores inerciales de LISA Technology Package (LPT).

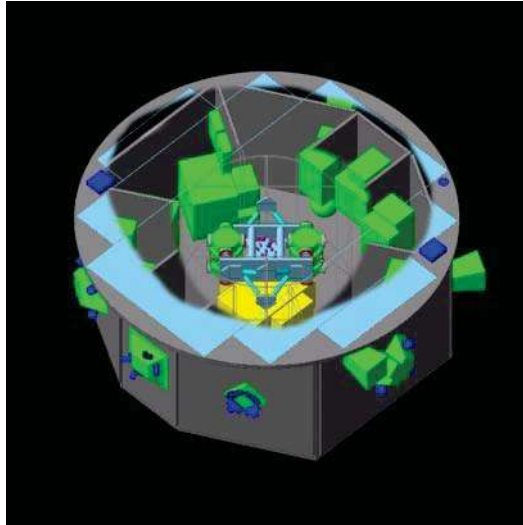
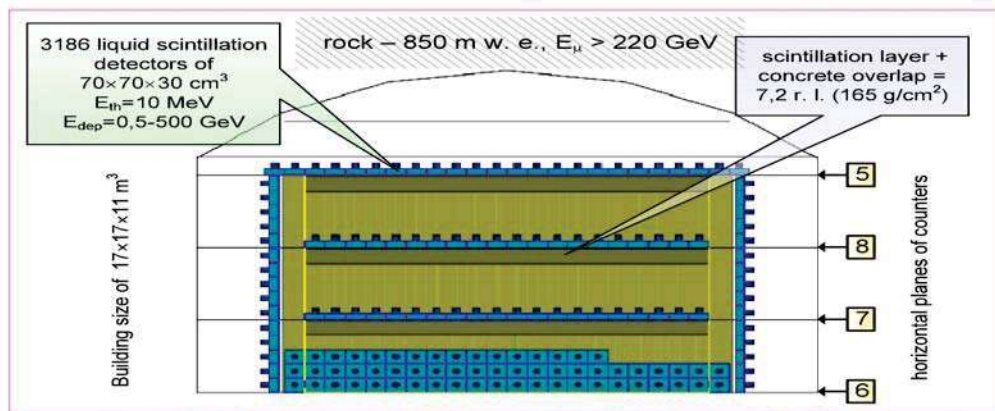


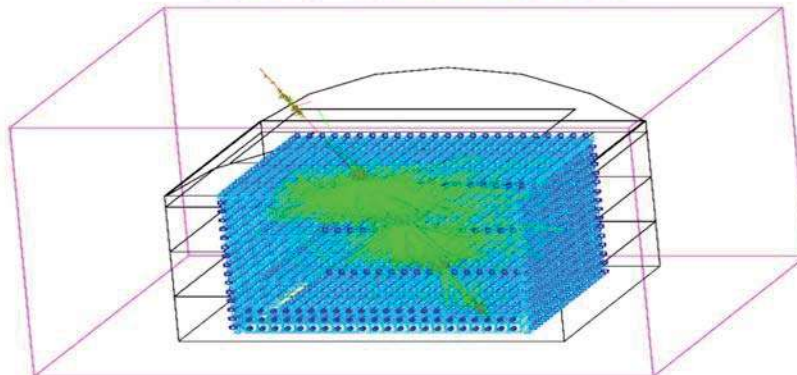
Fig. A4

Usando Geant4 se simula la respuesta del Telescopio de Centelleo Subterráneo Baksan (Baksan Underground Scintillation Telescope BUST) para muones producto de rayos cósmicos (Fig. A5). El objetivo de estos cálculos es checar una técnica para selección de muones de muy alta energía (Very High Energy VHE) a 100 TeV y comparar los resultados con datos experimentales. Exceso de VHE muones puede ser la evidencia de la existencia de nueva física en el orden de los PeV (que corresponde a TeV en el sistema de centro de masa).

Baksan Underground Scintillation Telescope



Simulation – GEANT4, visualization – DAWN
(MEPhI – INR collaboration)



Passage of high energy muon ($E_{\mu} = 10 \text{ TeV}$) through the telescope
(interactions of muon in the telescope layers
and cascades of secondary particles are seen)

Fig. A5

APENDICE C

Ionización

Metodología

La clase G4Mulonisation provee la pérdida continua de energía debido a ionización y simula la parte discreta de la ionización que son rayos delta producidos por los muones. El valor de la máxima energía transferible a un electrón libre $T_{\max}$ esta dada por la siguiente relación:

$$T_{\max} = \frac{2mc^2(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m/M) + (m/M)^2}$$

Aquí m es la masa del electrón y M es la masa del muon. La metodología de cálculo de la pérdida continua de energía y la sección total eficaz son explicadas a continuación.

Perdida continúa de energía

La integral a resolver que representa la derivada de la energía respecto a la distancia es la siguiente:

$$\frac{dE_{soft}(E, T_{cut})}{dx} = n_{el} \cdot \int_0^{T_{cut}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT$$

La integración conduce a la fórmula de Bethe-Bloch [xii]:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{cut}} = 2\pi r_e^2 mc^2 n_{el} \frac{(z_p)^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{up}}{I^2} \right) - \beta^2 \left(1 + \frac{T_{up}}{T_{max}} \right) - \delta - \frac{2C_e}{Z} \right]$$

Donde:

r_e	radio clásico del electrón: $e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2)$
mc^2	masa-energía del electrón
n_{el}	densidad de electrones en el material
I	la energía de excitación promedio en el material
γ	E / mc^2
β^2	$1 - (1/\gamma^2)$
T_{up}	$\min(T_{cut}, T_{max})$
δ	función de efecto de densidad
C_e	función de corrección de shell

Para un sólo elemento la densidad del electrón es:

$$n_{el} = Z n_{at} = Z \frac{\mathcal{N}_{av} \rho}{A}$$

($\mathcal{N}_{av}$: número de Avogadro, ρ : densidad del material, A : masa de un mol). En un material compuesto:

$$n_{el} = \sum_i Z_i n_{ati} = \sum_i Z_i \frac{\mathcal{N}_{av} w_i \rho}{A_i}.$$

w_i es la proporción de masa de el i th elemento, con masa molar A_i . La energía de excitación promedio I para todos los elementos es tabulada de acuerdo a los valores recomendados por la ICRU [xiii].

Corrección de densidad

δ es el termino de corrección el cual toma en cuenta la reducción en pérdida de energía debido al llamado efecto de densidad. Esto se vuelve importante a altas energías porque el medio tiene una tendencia a volverse polarizado cuando la partícula incidente incrementa su velocidad. Como consecuencia, los átomos en el medio no pueden considerarse como aislados. Para corregir este efecto la formulación de Sternheimer [xiv] es usada:

x es una variable cinética de la partícula: $x = \log_{10}(\gamma\beta) = \ln(\gamma^2\beta^2)/4.606$, y $\delta(x)$ se define como:

para $x < x_0$: $\delta(x) = 0$

para $x \in [x_0, x_1]$: $\delta(x) = 4.606x - C + a(x_1 - x)^m$

para $x > x_1$: $\delta(x) = 4.606x - C$

donde las constantes dependientes de masa son calculadas de la siguiente manera:

$$h\nu_p = \text{energía de plasma en el medio} = \sqrt{4\pi n_{el} r_e^3 m c^2 / \alpha} = \sqrt{4\pi n_{el} r_e \hbar c}$$

Para un medio condensado:

$$I < 100 \text{ eV} \quad \begin{cases} \text{for } C \leq 3.681 & x_0 = 0.2 & x_1 = 2 \\ \text{for } C > 3.681 & x_0 = 0.326C - 1.0 & x_1 = 2 \end{cases}$$

$$I \geq 100 \text{ eV} \quad \begin{cases} \text{for } C \leq 5.215 & x_0 = 0.2 & x_1 = 3 \\ \text{for } C > 5.215 & x_0 = 0.326C - 1.5 & x_1 = 3 \end{cases}$$

Y para un medio gaseoso:

for $C < 10.$	$x_0 = 1.6$	$x_1 = 4$
for $C \in [10.0, 10.5[$	$x_0 = 1.7$	$x_1 = 4$
for $C \in [10.5, 11.0[$	$x_0 = 1.8$	$x_1 = 4$
for $C \in [11.0, 11.5[$	$x_0 = 1.9$	$x_1 = 4$
for $C \in [11.5, 12.25[$	$x_0 = 2.$	$x_1 = 4$
for $C \in [12.25, 13.804[$	$x_0 = 2.$	$x_1 = 5$
for $C \geq 13.804$	$x_0 = 0.326C - 2.5$	$x_1 = 5.$

Corrección de shell

$2C_e/Z$ es el llamado término de corrección de shell el cual toma en cuenta el hecho de que a bajas energías para elementos ligeros y en todas las energías para elementos pesados, la probabilidad de colisión con electrones de las capas internas (K, L, etc.) es despreciable. La semi-fórmula empírica usada en Geant4, aplicable para todos los materiales, es debida a Barkas ^[bxv]:

$$C_e(I, \beta\gamma) = \frac{a(I)}{(\beta\gamma)^2} + \frac{b(I)}{(\beta\gamma)^4} + \frac{c(I)}{(\beta\gamma)^6}.$$

Las funciones $a(I)$, $b(I)$, $c(I)$ pueden ser encontradas en el código fuente. La fórmula se descompone a muy bajas energías, y solamente es válida para $\beta\gamma > 0.13$ ($T > 7.9$ MeV para un protón). Para $\beta\gamma \leq 0.13$ la corrección del termino de shell es calculada como:

$$C_e(I, \beta\gamma) \Big|_{\beta\gamma \leq 0.13} = C_e(I, \beta\gamma = 0.13) \frac{\ln(T/T_{2l})}{\ln(7.9 \text{ MeV}/T_{2l})}$$

La corrección cae logarítmicamente para $T = 7.9$ MeV a $T = T_{2l} = 2$ MeV.

Parametrización

La energía promedio puede ser descrita por la fórmula de Bethe-Bloch solamente si la velocidad del proyectil es mayor que la de los electrones en las órbitas. En la región de baja energía esto no es el caso, y la parametrización para el reporte ICRU'49 ^[bxvi] es usada en la clase G4BraggModel. El modelo Bethe-Bloch es aplicado a muones con altas energías cinéticas.

$$T > 2 * M_\mu / M_{proton} \text{ MeV}.$$

Sección total eficaz por átomo y promedio de camino libre.

Para $T \gg I$ la sección eficaz puede ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi r_e^2 m c^2 Z \frac{z_p^2}{\beta^2 T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{T^2}{2E^2} \right].$$

En Geant4 $T_{cut} \geq 1$ keV. Integrando desde T_{cut} hasta T_{max} se obtiene la sección total eficaz por átomo:

$$\sigma(Z, E, T_{cut}) = \frac{2\pi r_e^2 Z z_p^2 m c^2}{\beta^2} \times \left[\left(\frac{1}{T_{cut}} - \frac{1}{T_{max}} \right) - \frac{\beta^2}{T_{max}} \ln \frac{T_{max}}{T_{cut}} + \frac{T_{max} - T_{cut}}{2E^2} \right].$$

En un material dado el camino promedio libre es:

$$\lambda = (n_{at} \cdot \sigma)^{-1} \quad \text{or} \quad \lambda = (\sum_i n_{ati} \cdot \sigma_i)^{-1}.$$

El camino promedio libre es tabulado durante la inicialización como una función del material y de la energía del muon incidente.

Simulación de producción de rayos delta.

Aparte de la normalización, la sección eficaz puede ser factorizada:

$$\frac{d\sigma}{dT} = f(T)g(T) \quad \text{with} \quad T \in [T_{cut}, T_{max}]$$

Donde:

$$f(T) = \left(\frac{1}{T_{cut}} - \frac{1}{T_{max}} \right) \frac{1}{T^2}$$

$$g(T) = 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{T^2}{2E^2}.$$

La energía T es escogida por:

1. Formulando T de f(T)
2. Calculando la función de rechazo g(T) y aceptando la formulada T con una probabilidad g(T).

Después de una exitosa formulación de la energía, la dirección del electrón dispersado es generada con respecto a la dirección del muon incidente. El ángulo acimutal ϕ es generado isotrópicamente. El ángulo polar θ es calculado de la conservación de energía-momento. Esta información es usada para calcular la energía y momento de ambas partículas dispersadas y para transformarlas al sistema de coordenadas global.

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung domina otros procesos de interacción en muones en la región de colisiones catastróficas ($v \geq 0.1$), esto es a “moderadas” energías del muon arriba del límite cinemático para el knock en la producción de electrones. A altas energías ($E \geq 1$ TeV) este proceso contribuye con alrededor de un 40% del promedio de la energía perdida del muon.

Sección eficaz diferencial

La sección eficaz diferencial para bremsstrahlung en muones (in unidades de $\text{cm}^2/(\text{g GeV})$) puede ser escrita como:

$$\frac{d\sigma(E, \epsilon, Z, A)}{d\epsilon} = \frac{16}{3} \alpha N_A \left(\frac{m}{\mu} r_e \right)^2 \frac{1}{\epsilon A} Z(Z\Phi_n + \Phi_e) \left(1 - v + \frac{3}{4} v^2 \right)$$

$$= 0 \quad \text{if} \quad \epsilon \geq \epsilon_{\max} = E - \mu,$$

Donde μ y m son las masas del electrón y muon, Z y A son los números atómicos y masa atómica, y N_A es el número de Avogadro. Si E y T son la energía cinemática inicial y total del muon, y ϵ es la energía emitida del fotón, entonces $\epsilon = E - E'$ y la relativa energía de transferencia es $v = \epsilon/E$. Φ_n representa la contribución del núcleo y puede ser expresada como:

$$\Phi_n = \ln \frac{BZ^{-1/3}(\mu + \delta(D'_n \sqrt{\epsilon} - 2))}{D'_n(m + \delta\sqrt{\epsilon}BZ^{-1/3})};$$

$$= 0 \text{ if negative.}$$

Φ_e representa la contribución de los electrones y puede ser expresada como:

$$\Phi_e = \ln \frac{B'Z^{-2/3}\mu}{\left(1 + \frac{\delta\mu}{m^2\sqrt{\epsilon}}\right)(m + \delta\sqrt{\epsilon}B'Z^{-2/3})};$$

$$= 0 \text{ if } \epsilon \geq \epsilon'_{\max} = E/(1 + \mu^2/2mE);$$

$$= 0 \text{ if negative.}$$

En Φ_n y Φ_e para todos los núcleos excepto el hidrogeno

$$\delta = \mu^2\epsilon/2EE' - \mu^2v/2(E - \epsilon);$$

$$D'_n = D_n^{(1-1/Z)}, \quad D_n = 1.54A^{0.27};$$

$$B = 183, \quad B' = 1429, \quad \sqrt{\epsilon} = 1.648(721271).$$

Para el hidrógeno ($Z=1$) $B = 202.4$, $B' = 446$, $D'_n = D_n$.

Estas fórmulas fueron tomadas de las Refs. [lxvii] y [lxviii]. Estas incluyen mejoradas correcciones a los tamaños de las proporciones nucleares en comparación con la Ref. [lix] en la región $v \sim 1$ y bajo Z . Bremsstrahlung en electrones atómicos (tomando en cuenta el objetivo del retroceso y la unión atómica) es introducido a través de una sustitución ruda $Z(Z+1)$. Una corrección para procesos con excitación nuclear es también incluida [lxx].

Aplicabilidad y restricciones del método

La anterior formulación asume que:

1. $E \gg \mu$, por lo que la aproximación ultrarelativista es usada;
2. $E \leq 10^{20}$ eV, arriba de esta energía, se puede esperar LPM supresión;
3. $v \geq 10^{-6}$, por debajo 10^{-6} la supresión Ter-Mikaelyan toma lugar. Sin embargo en esta región la sección eficaz de bremsstrahlung muonico es algunos ordenes de magnitud menor que los otros procesos. La corrección por Coulomb (para Z alto) no esta incluida. Sin embargo, existen cálculos [lxxi] que muestran que para bremsstrahlung muonico esta corrección es pequeña.

Perdida continúa de energía

La restringida pérdida de energía para bremsstrahlung muonico $(dE/dx)_{rest}$ con transferencias relativas $v = \epsilon / (T + \mu) \leq v_{cut}$ puede ser calculada de la siguiente manera:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rest} = \int_0^{\epsilon_{cut}} \epsilon \sigma(E, \epsilon) d\epsilon - (T + \mu) \int_0^{v_{cut}} \epsilon \sigma(E, \epsilon) dv$$

Si $v_{cut} \geq v_{max} = T/(T + \mu)$, el total de energía promedio perdida es calculada. La integración es hecha usando quadraturas gaussianas,

Sección total eficaz.

La integración de la sección eficaz diferencial sobre $d\epsilon$ da la sección total eficaz para bremsstrahlung muonico:

$$\sigma_{tot}(E, \epsilon_{cut}) = \int_{\epsilon_{cut}}^{\epsilon_{max}} \sigma(E, \epsilon) d\epsilon = \int_{\ln v_{cut}}^{\ln v_{max}} \epsilon \sigma(E, \epsilon) d(\ln v),$$

Donde $v_{max} = T/(T + \mu)$. Si $v_{cut} \geq v_{max}$, $\sigma_{tot} = 0$.

Muestreo

La energía del fotón ϵ_p es encontrada resolviendo numéricamente la siguiente ecuación:

$$P = \int_{\epsilon_p}^{\epsilon_{max}} \sigma(E, \epsilon, Z, A) d\epsilon / \int_{\epsilon_{cut}}^{\epsilon_{max}} \sigma(E, \epsilon, Z, A) d\epsilon.$$

Aquí P es la probabilidad al azar uniforme, $\epsilon_{max} = T$, and $\epsilon_{cut} = (T + \mu) \cdot v_{cut} \cdot v_{min, cut} = 10^{-5}$ es la mínima energía relativa transferida adoptada en el algoritmo. Para rápido muestreo, la solución de la anterior ecuación es tabulada en tiempo de inicialización para Z , T y P seleccionados. Durante la simulación, esta tabla es interpolada para encontrar el valor de ϵ_p correspondiente a la probabilidad P .

La rutina de tabulación usa precisas funciones para la sección eficaz diferencial. La tabla contiene valores de:

$$x_p = \ln(v_p/v_{max}) / \ln(v_{max}/v_{cut}),$$

Donde $v_p = \epsilon_p / (T + \mu)$ and $v_{max} = T/(T + \mu)$. La tabulación es realizada en el rango $1 \leq Z \leq 128$, $1 \leq T \leq 1000$ PeV, $10^{-5} \leq P \leq 1$ con constantes pasos logarítmicos. Peso atómico (el cual es un parámetro requerido en la sección eficaz) es estimado aquí con una solución iterativa de la aproximada relación:

$$A = Z (2 + 0.015 A^{2/3}).$$

Para $Z = 1$, $A = 1$ es usado.

Para encontrar x_p (y en consecuencia ϵ_p) correspondiente a una dada probabilidad P , el método de sampling realiza una interpolación lineal en $\ln Z$ y $\ln T$, y una cubica, 4 puntos interpolación lagrangiana en P . Para $P \leq P_{\min}$, una interpolación lineal en coordenadas (P, x) es usada, con $x = 0$ en $P = 0$. Entonces la energía ϵ_p es obtenida de la inversa transformación de la ecuación para x_p , obteniéndose:

$$\epsilon_p = (T + \mu) v_{\max} (v_{\max} / v_{\text{cut}})^{x_p}$$

El algoritmo con los parámetros descritos arriba han sido probados para varios Z y T . Esto reproduce una sección eficaz diferencial dentro 0.2 – 0.7 % para $T \geq 10$ GeV. La perdida promedio de energía es precisa hasta 0.5%. Mientras la precisión se mejora incrementando T , satisfactorios resultados son incluso obtenidos para $1 \leq T \leq 10$ GeV.

Es importante notar que este esquema de muestreo permite la generación de ϵ_p para diferentes cortes en v , los cuales están por arriba de $v_{\min, \text{cut}}$. Para realizar tal simulación, es suficiente definir una probabilidad variable para usarla en el método de muestreo:

$$P' = P \sigma_{\text{tot}}(v_{\text{user.cut}}) / \sigma_{\text{tot}}(v_{\min, \text{cut}})$$

Consumir tiempo en re-calcular la 3-dimensional tabla es entonces no necesario porque solo la tabulación de $\sigma_{\text{tot}}(v_{\text{user.cut}})$ es necesaria.

El pequeño ángulo y una aproximación ultrarelativista es usado para la simulación (con alrededor de un 20% de precisión a $\theta \leq \theta^* \approx 1$) de la distribución angular del final estado del muon y fotón. Ya que el objetivo del retroceso es pequeño, el muon y el fotón son directamente simétricos (con igual momento transversal y coplanar con el muon inicial):

$$p_{\perp \mu} = p_{\perp \gamma}, \quad \text{where} \quad p_{\perp \mu} = E' \theta_{\mu}, \quad p_{\perp \gamma} = \epsilon \theta_{\gamma}.$$

θ_{μ} y θ_{γ} son los ángulos de emisión del fotón y del muon. La distribución en la variable $r = E \theta_{\gamma} / \mu$ esta dada por:

$$f(r) dr \sim r dr / (1 + r^2)^2.$$

Ángulos al azar son ejemplificados de la siguiente manera:

$$\theta_{\gamma} = \frac{\mu}{E} r \quad \theta_{\mu} = \frac{\epsilon}{E'} \theta_{\gamma},$$

Donde:

$$r = \sqrt{\frac{a}{1-a}}, \quad a = \xi \frac{r_{\max}^2}{1 + r_{\max}^2}, \quad r_{\max} = \min(1, E' / \epsilon) \cdot E \theta^* / \mu,$$

Y ξ es un número al azar uniformemente distribuido entre 0 y 1.

Producción de pares positrón-electrón por muones

La producción directa de positrón-electrón es uno de los más importantes procesos de interacción del muon. A energías de TeV del muon, la sección eficaz de la producción de pares excede aquellos procesos de interacción del muon sobre un rango de energía de transferencia entre 100 MeV y $0.1E_\mu$. El promedio de energía perdida por producción de pares se incrementa linealmente con la energía del muon, y en la región de TeV este proceso contribuye más de la mitad de la tasa de pérdidas de energía total.

Para describir adecuadamente el número de pares producidos, el promedio de energía perdida y la distribución estocástica de energía, el comportamiento de la sección eficaz diferencial sobre un rango de energía de transferencia de $5 \text{ MeV} \leq \epsilon \leq 0.1 \cdot E_\mu$ debe ser reproducido con precisión. Esto es porque la principal contribución a la total sección eficaz esta dada por energías de transferencia $5 \text{ MeV} \leq \epsilon \leq 0.01 \cdot E_\mu$, y porque la contribución a la perdida promedio del muon esta determinada en mayor parte en la región $0.001 \cdot E_\mu \leq \epsilon \leq 0.1 \cdot E_\mu$.

Para una descripción teórica de la sección eficaz, la formulación de la Ref. [boxii] puede ser usada, con una corrección para finito tamaño nuclear [boxiii]. Para tomar en cuenta la producción de pares electrón-positrón en el campo de electrones atómicos, se aplica un factor inelástico de forma atómica.

Sección eficaz diferencial.

Definiciones y aplicabilidad.

En la siguiente discusión, estas definiciones son usadas:

- m y μ son las masas del electrón and el muon respectivamente.
- $E \equiv E_\mu$ es la total energía del muon, $E = T + \mu$
- Z y A son el número atómico y peso del material.
- ϵ es la energía total del par o aproximadamente, la energía perdida del muon ($E - E'$).
- $v = \epsilon/E$
- $e = 2.718 \dots$
- $A^* = 183$.

La formula para la sección eficaz diferencial se aplica cuando:

- $E_\mu \gg \mu$ ($E \geq 2 - 5 \text{ GeV}$) and $E_\mu \leq 10^{15} - 10^{17} \text{ eV}$. Si las energías del muon exceden este límite, el LPM (Landau Pomeranchuk Migdal) efecto puede volverse importante, dependiendo del material.
- La energía del muon de transferencia ϵ se encuentra entre $\epsilon_{\min} = 4m$ and $\epsilon_{\max} = E_\mu - 3\sqrt{e \cdot \mu \cdot Z^{1/3}}/4$, aunque el límite formal inferior es $\epsilon \gg 2m$, y el límite superior requiere $E'_\mu \gg \mu$.
- $Z \leq 40 - 50$. Para Z más grande, la corrección de Coulomb es importante pero no ha sido lo suficientemente estudiada teóricamente.

Formulación.

La sección eficaz para la producción de pares electrón-positrón debido a muones $\sigma(Z, A, E, \epsilon)$ puede ser escrita como:

$$\sigma(Z, A, E, \epsilon) = \frac{4}{3\pi} \frac{Z(Z + \zeta)}{A} N_A (\alpha r_0)^2 \frac{1 - v}{\epsilon} \int_0^{\rho_{\max}} G(Z, E, v, \rho) d\rho.$$

Donde:

$$G(Z, E, v, \rho) = \Phi_e + (m/\mu)^2 \Phi_\mu,$$

$$\Phi_{e,\mu} = B_{e,\mu} L'_{e,\mu}$$

Y:

$$\Phi_{e,\mu} = 0 \quad \text{whenever} \quad \Phi_{e,\mu} < 0.$$

B_e y B_μ no dependen de Z , A y están dadas por:

$$B_e = [(2 + \rho^2)(1 + \beta) + \xi(3 + \rho^2)] \ln \left(1 - \frac{1}{\xi} \right) + \frac{1 - \rho^2 - \beta}{1 + \xi} - (3 - \rho^2);$$

$$B_e \approx \frac{1}{2\xi} [(3 - \rho^2) + 2\beta(1 - \rho^2)] \quad \text{for} \quad \xi \geq 10^3;$$

$$B_\mu = \left[(1 - \rho^2) \left(1 + \frac{3\beta}{2} \right) - \frac{1}{\xi} (1 + 2\beta)(1 - \rho^2) \right] \ln(1 - \xi) \\ + \frac{\xi(1 - \rho^2 - \beta)}{1 + \xi} + (1 - 2\beta)(1 - \rho^2);$$

$$B_\mu \approx \frac{\xi}{2} [(5 - \rho^2) + \beta(3 + \rho^2)] \quad \text{for} \quad \xi < 10^{-3};$$

Incluso:

$$\xi = \frac{\mu^2 v^2 (1 - \rho^2)}{4m^2 (1 - v)}; \quad \beta = \frac{v^2}{2(1 - v)};$$

$$L'_e = \ln \frac{A^* Z^{-1/3} \sqrt{(1 + \xi)(1 + Y_e)}}{1 + \frac{2m\sqrt{e} A^* Z^{-1/3} (1 + \xi)(1 + Y_e)}{Ev(1 - \rho^2)}} \\ - \frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{3mZ^{1/3}}{2\mu} \right)^2 (1 + \xi)(1 + Y_e) \right];$$

$$L'_\mu = \ln \frac{(\mu/m) A^* Z^{-1/3} \sqrt{(1 + 1/\xi)(1 + Y_\mu)}}{1 + \frac{2m\sqrt{e} A^* Z^{-1/3} (1 + \xi)(1 + Y_\mu)}{Ev(1 - \rho^2)}} \\ - \ln \left[\frac{3}{2} Z^{1/3} \sqrt{(1 + 1/\xi)(1 + Y_\mu)} \right].$$

Para un rápido cálculo, las expresiones para $L'_{e,\mu}$ son todavía más transformadas algebraicamente. Las funciones $L'_{e,\mu}$ incluyen la corrección de tamaño nuclear en comparación con la parametrización:

$$Y_e = \frac{5 - \rho^2 + 4\beta(1 + \rho^2)}{2(1 + 3\beta)\ln(3 + 1/\xi) - \rho^2 - 2\beta(2 - \rho^2)};$$

$$Y_\mu = \frac{4 + \rho^2 + 3\beta(1 + \rho^2)}{(1 + \rho^2)(\frac{3}{2} + 2\beta)\ln(3 + \xi) + 1 - \frac{3}{2}\rho^2};$$

$$\rho_{\max} = [1 - 6\mu^2/E^2(1 - v)]\sqrt{1 - 4m/Ev}.$$

La integral:

$$\int_0^{\rho_{\max}} G(Z, E, v, \rho) d\rho$$

Puede ser realizada con las siguientes sustituciones:

$$\begin{aligned} t &= \ln(1 - \rho), \\ 1 - \rho &= \exp(t), \\ 1 + \rho &= 2 - \exp(t), \\ 1 - \rho^2 &= e^t(2 - e^t). \end{aligned}$$

Obteniéndose:

$$\int_0^{\rho_{\max}} G(Z, E, v, \rho) d\rho = \int_{t_{\min}}^0 G(Z, E, v, \rho) e^t dt,$$

Donde:

$$t_{\min} = \ln \frac{\frac{4m}{\epsilon} + \frac{12\mu^2}{EE'} \left(1 - \frac{4m}{\epsilon}\right)}{1 + \left(1 - \frac{6\mu^2}{EE'}\right) \sqrt{1 - \frac{4m}{\epsilon}}}.$$

Para calcular la nueva integral con una precisión mejor que 0.5%, una cuadratura Gaussiana con $N = 8$ puntos es suficiente.

La función $\zeta(E, Z)$ sirve para tomar en cuenta el proceso sobre los electrones atómicos (contribución del factor inelástico de forma atómica). Para tratar el balance de la energía perdida correctamente, la siguiente aproximación, la cual es una transformación algebraica de una expresión en la Ref. [lxiv], es usada:

$$\zeta(E, Z) = \frac{0.073 \ln \frac{E/\mu}{1 + \gamma_1 Z^{2/3} E/\mu} - 0.26}{0.058 \ln \frac{E/\mu}{1 + \gamma_2 Z^{1/3} E/\mu} - 0.14};$$

$\zeta(E, Z) = 0$ si el numerador es negativo.

Para $E \leq 35\mu$, $\zeta(E, Z) = 0$. Además $\gamma_1 = 1.95 \cdot 10^{-5}$ and $\gamma_2 = 5.30 \cdot 10^{-5}$.

La anterior formulación hace uso del modelo de Thomas-Fermi el cual no es lo suficientemente bueno para elementos ligeros. Para el hidrógeno ($Z=1$) los siguientes parámetros deben ser cambiados:

$$A^* = 183 \Rightarrow 202.4;$$

$$\gamma_1 = 1.95 \cdot 10^{-5} \Rightarrow 4.4 \cdot 10^{-5};$$

$$\gamma_2 = 5.30 \cdot 10^{-5} \Rightarrow 4.8 \cdot 10^{-5}.$$

Sección eficaz total y restrictiva perdida de energía.

Si el corte para la energía transferida ϵ_{cut} es más grande que ϵ_{min} el proceso es representado por una perdida de restrictiva energía continua para interacciones con $\epsilon \leq \epsilon_{\text{cut}}$, y colisiones discretas con $\epsilon > \epsilon_{\text{cut}}$. Respectivos valores de la sección eficaz total restringidos a una tasa de perdida son definidos como:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_{\epsilon_{\text{cut}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \sigma(F, \epsilon) d\epsilon; \quad (dF/dx)_{\text{restr}} = \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{cut}}} \epsilon \sigma(F, \epsilon) d\epsilon.$$

Para un rápido cálculo, la substitución $\ln \epsilon$ y las cuadraturas gaussianas son usadas.

Muestreo de la producción de pares electrón-positrón

La energía ϵ_p de producción de pares $e^+ e^-$ puede ser encontrada resolviendo numéricamente cualquiera de las siguientes ecuaciones:

$$P = \int_{\epsilon_p}^{\epsilon_{\text{max}}} \sigma(Z, A, T, \epsilon) d\epsilon / \int_{\text{cut}}^{\epsilon_{\text{max}}} \sigma(Z, A, T, \epsilon) d\epsilon$$

$$1 - P = \int_{\text{cut}}^{\epsilon_p} \sigma(Z, A, T, \epsilon) d\epsilon / \int_{\text{cut}}^{\epsilon_{\text{max}}} \sigma(Z, A, T, \epsilon) d\epsilon$$

Para lograr alta velocidad de muestreo, las soluciones de las anteriores ecuaciones son tabuladas a tiempo de inicialización. Dos 3-dimensionales tablas (referidas aquí como A y B) de ϵ_p (P,T,Z) son creadas, y entonces la interpolación es usada para moldear ϵ_p . El número y espaciamento de las entradas en la tabla son escogidas de la siguiente manera:

- Un incremento constante en $\ln T$ es escogido así que hay cuatro puntos por década en el rango $T_{\text{min}} - T_{\text{max}}$. El rango por default de las energías cinéticas del muon en Geant4 es $T = 1 \text{ GeV} - 1000 \text{ PeV}$.
- Un incremento constante en $\ln Z$ es escogido. La forma de la distribución del muestreo depende de Z, pero débilmente, así que ocho puntos en el rango $1 \leq Z \leq 128$ es suficiente. Hay prácticamente no dependencia sobre el peso atómico A.
- Para probabilidades $P \leq 0.5$, la primer ecuación es usada y la tabla A es calculada con un incremento constante en $\ln P$ en el rango $10^{-7} \leq P \leq 0.5$. El numero de puntos en $\ln P$ para la tabla A es alrededor de 100.

- Para $P \geq 0.5$, la segunda ecuación es usada y la tabla B es calculada con un incremento constante en $\ln(1-P)$ en el rango $10^{-5} \leq (1 - P) \leq 0.5$. En este caso 50 puntos son suficientes.

Los valores de $\ln(\epsilon_p\text{-cut})$ son almacenados en ambas tablas A y B. Para crear las “tablas de probabilidad” para cada par (T,Z), el siguiente procedimiento es usado:

- Una temporal tabla de ~ 2000 valores de $\epsilon \cdot \sigma(Z, A, T, \epsilon)$ es construida con un incremento constante (~ 0.02) en $\ln \epsilon$ en el rango (cut, $\epsilon_{\max}$). ϵ es tomado en el medio del correspondiente bin en $\ln \epsilon$.
- Las secciones eficaces acumuladas

$$\sigma_1 = \int_{\ln \epsilon}^{\ln \epsilon_{\max}} \epsilon \sigma(Z, A, T, \epsilon) d(\ln \epsilon)$$

y

$$\sigma_2 = \int_{\ln(\text{cut})}^{\ln \epsilon} \epsilon \sigma(Z, A, T, \epsilon) d(\ln \epsilon)$$

son calculadas asumiendo la tabla temporal sobre valores arriba de $\ln \epsilon$ (para σ_1) y por debajo de $\ln \epsilon$ (para σ_2) y normalizando para obtener las funciones de probabilidades acumuladas.

- Finalmente, valores de $\ln(\epsilon_p\text{-cut})$ para correspondientes valores de $\ln P$ y $\ln(1-P)$ son calculadas por interpolación lineal de las anteriores probabilidades acumuladas para formar las tablas A y B. El monótono comportamiento de las acumuladas secciones eficaces es muy útil para acelerar el procedimiento de interpolación.

La energía transferida al azar correspondiente a la probabilidad P , es entonces encontrada por interpolación lineal en $\ln Z$ y $\ln T$, y una interpolación cúbica en $\ln P$ para la tabla A o en $\ln(1-P)$ para la tabla B. Para $P \leq 10^{-7}$ y $(1-P) \leq 10^{-5}$, extrapolación lineal usando las entradas en los bordes de las tablas puede ser usado. La energía del par esta relacionada a la variable auxiliar $= \ln(\epsilon_p - \text{cut})$ encontrada por la trivial interpolación $\epsilon_p = e_x + \text{cut}$.

Similar al bremsstrahlung muónico este algoritmo de sampling no re-inicia las tablas para cortes más grandes que $\text{cut}_{\min}$. En ves de esto, la variable de probabilidad es referida como:

$$P' = P \sigma_{\text{tot}}(\text{cut}_{\text{user}}) / \sigma_{\text{tot}}(\text{cut}_{\min}),$$

y P' es usada para el muestreo.

En la simulación del final estado, el ángulo de deflexión del muon (el cual es del orden de m/E) es despreciable.

REFERENCIAS

- ⁱ Roger Clay y Bruce Dawson, *Cosmic Bullets*, Addison Wesley, 1997.
- ⁱⁱ P. Auger et al., *Comptes Rendus* 206, 1721 (1938), Pierre Auger, *Rev. Mod. Phys.* 11, 288 (1939).
- ⁱⁱⁱ J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* 10, 146 (1963).
- ^{iv} D. J. Bird et al., *Astrophys. J.* 441, 144 (1995).
- ^v N. N. Efimov et al., *Proc. ICRR International Symposium on the Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays* (eds. M. Nagano, F. Takahara), p. 20 (1991).
- ^{vi} N. Nayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* 73, 3491 (1994).
- ^{vii} M. A. Lawrence, R. J. O. Reid and A. A. Watson, *J. Phys. G17*, 733 (1991).
- ^{viii} <http://www.auger.org/>
- ^{ix} The Pierre Auger Observatory Design Report, second edition, 1997.
- ^x F. Sanchez, G. A. Medina-Tanco, J. C. D’Olivo, G. Paic, M. E. Patiño Salazar, E. Nahmad-Achar, J. F. Valdes Galicia, A. Sandoval, R. Alfaro Molina, H. Salazar Ibarguen, M. A. Diozcora Vargas Treviño, S. Vergara Limon, L. M. Villaseñor, 30th. International Conference of Cosmic Rays, 2007.
- ^{xi} A. Etchegoyen, 30th. International Conference of Cosmic Rays, 2007.
- ^{xii} <http://sales.hamamatsu.com/en/search.php?requested=multianode>
- ^{xiii} <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- ^{xiv} A. A. Penzias and R. W. Wilson, *Ap. J.* 142, 419 (1965).
- ^{xv} K. Greisen, *Phys. Rev. Letters* 16, 748 (1966).
- ^{xvi} G. T. Zatsepin and V. A. Kuz’min, *JETP Letters* 4, 78 (1966).
- ^{xvii} S. Swordy, private communication. The points are from published results of the LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly’s Eye, Haverah Park, and Yakutsk experiments.
- ^{xviii} S. Yoshida et al., *Astroparticle Physics* 3, 105 (1995).
- ^{xix} D. J. Bird et al., *Astrophys. J.* 441, 144 (1995).
- ^{xx} N. Nayashida et al., *Phys. Rev. Lett.* 73, 3491 (1994).
- ^{xxi} An excellent recent overview of the acceleration and propagation of cosmic rays is that of R. J. Protheroe, preprint astro-ph/9612212, to appear in the *Proceedings of the 10th Course of Int’l School of Cosmic Ray Astrophysics*, Erice, Sicily (World Scientific, 1997).
- ^{xxii} E. Fermi, *Phys. Rev.* 75, 1169 (1949).
- ^{xxiii} C. F. Kennel et al., *J. Geophys. Res.* 91, 917 (1986). See also the discussion in M.S. Longair, “High Energy Astrophysics”, Vol. 2, p. 357 (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994).
- ^{xxiv} L.O’C. Drury, *Rep. Prog. Phys.* 46, 973 (1983); L.O’C. Drury, *Contemp. Phys.* 35, 231 (1994); see also the excellent discussion by T. K. Gaisser in “Cosmic Rays and Particle Physics”, (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990), Chapter 11, and references therein.
- ^{xxv} P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* 118, 223 (1983).

- ^{xxvi} J. R. Jokipii, *Ap. J.* 313, 842 (1987).
- ^{xxvii} A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22, 425 (1984).
- ^{xxviii} C. J. Cesarsky, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 28B, 51 (1992).
- ^{xxix} C. J. Cesarsky and V. Ptuskin, *Proc. 23 rd. ICRC (Calgary)* 2, 341, (1993).
- ^{xxx} R. W. Clay et al., *Proc. Adelaide Design Workshop on Techniques for the Study for Cosmic Rays above 10¹⁹ eV –Jan. 1993*, p. 1 (Adelaide: University of Adelaide, 1995).
- ^{xxxi} V. S. Berezhinsky et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, Chapter IV (North-Holland, 1990).
- ^{xxxii} Stirling Colgate, talk at the opening Workshop of the Auger Study, Fermilab, January 31, 1995. There is also a discussion of related mechanisms in Ref. [18] above, based in the work of R. V. E. Lovelace, *Nature*, 262, 649 (1976) and R. D. Blandford, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 176, 465 (1976) and 179, 433 (1977).
- ^{xxxiii} R. J. Protheroe and P. Johnson, *Astropart. Phys.* 4, 253 (1996).
- ^{xxxiv} J. W. Elbert and P. Sommers, *Astrophys. J.* 441, 151 (1995); J. L. Puget, F. W. Stecker and J. H. Bredekamp, *Astrophys. J.* 205, 638 (1976); W. Tkaczyk et al., *J. Phys. A* 8, 1518 (1975).
- ^{xxxv} J. W. Cronin, *Nucl. Phys.* 28B (Proc. Supp.), 213 (1992).
- ^{xxxvi} F. A. Aharonian and J. W. Cronin, *Phys. Rev. D* 50, 1892 (1994).
- ^{xxxvii} S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 833 (1993).
- ^{xxxviii} G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* 76, 4111 (1996).
- ^{xxxix} S. Lee, G. Sigl, and A. Olinto, *Astrophys. J.* 455, L21 (1995).
- ^{xl} P. P. Kroberg, *Rep. Prog. Phys.* 57, 325 (1994).
- ^{xli} The Pierre Auger Observatory Design Report, second edition, 1997.
- ^{xlii} Web page: <http://www.sciencemag.org/>
- ^{xliii} Communiqué for the Mexican media, November 2007.
- ^{xliv} <http://www.auger.org/>
- ^{xlv} M. A. Lawrence, R. J. O. Reid and A. A. Watson, *J. Phys. G* 17, 733 (1991).
- ^{xlvi} R. M. Baltrusaitis et al. *Nucl. Inst. Methods A* 240, 410 (1985).
- ^{xlvi} The Pierre Auger Observatory Design Report, second edition, 1997.
- ^{xlvi} Communiqué for the Mexican media, November 2007.
- ^{xlvi} G. Medina Tanco [Pierre Auger Collaboration], these proceedings # 991, 2007.
- ¹ H.O. Klages [Pierre Auger Collaboration], these proceedings # 65, 2007.
- ^{li} Pierre Auger Collaboration, Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory.

- ^{lii} R. Engels [Pierre Auger Collaboration], these proceedings # 605, 2007.
- ^{liii} P. Billoir, personal communication.
- ^{liv} M. Risse and P. Homola, astro-ph/0702632v1.
- ^{lv} A. Kusenko, J. Schissel, and F.W. Stecker, Astropart. Phys. 25, 242 (2006).
- ^{lvi} L. Anchordoqui et al. hep-ph/0407020.
- ^{lvii} T. Abuy-Zayyad et al., Phys. Rev. Letts. 84, 4276-4279 (2000).
- ^{lviii} A. Etchegoyen et al., Proc. VI SILAFAE, American Institute of Physics, 917 (2007) 210-219.
- ^{lix} A. Etchegoyen, 30th., Internacional Conference of Cosmic Rays, 2007.
- ^{lx} F. Sanchez, G. A. Medina-Tanco, J. C. D'Olivo, G. Paic, M. E. Patiño Salazar, E. Nahmad-Achar, J. F. Valdes Galicia, A. Sandoval, R. Alfaro Molina, H. Salazar Ibarguen, M. A. Diozcora Vargas Treviño, S. Vergara Limon, L. M. Villaseñor, 30th. International Conference of Cosmic Rays, 2007.
- ^{lxi} Geant4 Physics Reference Manual, December 6, 2006.
- ^{lxii} Particle Data Group. Rev. of Partide Properties. Eur. Phys. J. C15. (2000) 1. <http://pdg.lbl.gov>
- ^{lxiii} ICRU Report No. 37 (1984)
- ^{lxiv} R.M.Sternheimer. Phys.Rev. B3 (1971) 3681.
- ^{lxv} W. H. Barkas. Technical Report 10292,UCRL, August 1962.
- ^{lxvi} ICRU (A. Allisy et al), Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, ICRU Report 49, 1993.
- ^{lxvii} S.R.Kelner, R.P.Kokoulin, A.A.Petrukhin. Preprint MEPhI 024-95, Moscow, 1995; CERN SCAN-9510048.
- ^{lxviii} S.R.Kelner, R.P.Kokoulin, A.A.Petrukhin. Phys. Atomic Nuclei, 60 (1997) 576.
- ^{lxix} A.A.Petrukhin, V.V.Shestakov. Canad.J.Phys., 46 (1968) S377.
- ^{lxx} Yu.M.Andreyev, L.B.Bezrukov, E.V.Bugaev. Phys. Atomic Nuclei, 57 (1994) 2066.
- ^{lxxi} Yu.M.Andreev, E.V.Bugaev, Phys. Rev. D, 55 (1997) 1233.
- ^{lxxii} R.P.Kokoulin and A.A.Petrukhin, Proc. 11th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969 [Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 29, Suppl.4, p.277, 1970].
- ^{lxxiii} R.P.Kokoulin and A.A.Petrukhin, Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, 1971, vol.6, p.2436.
- ^{lxxiv} S.R.Kelner, Phys. Atomic Nuclei, 61 (1998) 448.