

UNA MEDICION DE LA RADIACION COSMICA SECUNDARIA
NEUTRA Y CARGADA DE ALTA ENERGIA

Vicente J. Mugherli, Ismael N. Azcárate⁴ y Horacio S. Ghielmetti⁴

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

Se describe un experimento realizado con un centelleador plástico de gran volumen que fué transportado por un globo estratosférico lanzado desde Reconquista, prov. de Santa Fe, el 24 de febrero de 1978. Se midieron alternativamente espectros de pérdidas de energía de la radiación gamma atmosférica (para $E_\gamma > 4.15$ MeV) y de la componente cargada de la radiación cósmica secundaria, a diferentes alturas durante el ascenso del globo y en nivelación.

El espectro de radiación gamma atmosférica determinado confirma el obtenido en una medición anterior (Azcárate y otros, 1976). La forma del espectro de pérdidas de energía producido por la radiación cargada se justifica, en sus rasgos más prominentes, teniendo en cuenta la distribución de caminos en el detector de partículas relativísticas de ionización mínima. Se concluye que, en altura de nivelación, el pico observado en el espectro se debe fundamentalmente a mesones μ relativísticos incidentes en dirección horizontal. También se obtiene la curva de crecimiento para el conteo bajo ese pico y la intensidad horizontal de los mesones μ .

ABSTRACT

An experiment carried out with a balloon borne large plastic scintillator is described. It was launched from Reconquista, prov. Santa Fe, on February 24th., 1978. Energy loss spectra of both atmospheric gamma radiation (for $E_\gamma > 4.15$ MeV) and the charged component of the secondary cosmic radiation, were alternatively measured at different altitudes, during the ascent of the balloon and at ceiling altitude.

The determination of the atmospheric gamma radiation spectrum is in good agreement with an earlier measurement (Azcárate et al, 1976). The shape of the energy loss spectrum due to charged radiation is justified, in its more characteristic features, when the path length distribution in the detector of minimum ionization relativistic particles is taken into account. It is concluded that, at ceiling altitude, the observed peak in the spectrum is due mainly to relativistic μ mesons incident from the horizontal direction. The growth curve for the counting rate below the peak and the horizontal intensity of relativistic μ mesons are also obtained.

⁴ Miembro de la Carrera del Investigador Científico, CONICET.

INTRODUCCION

La radiación cósmica secundaria, generada en la atmósfera por la interacción de los rayos cósmicos primarios con los núcleos de aire, está constituida principalmente por protones, electrones, mesones μ , rayos X, rayos γ y neutrones de baja y alta energía. La interpretación de los procesos físicos que generan estas distintas componentes y su propagación en la atmósfera exige un conocimiento detallado de la intensidad y distribución en energía (espectro) en función del ángulo cenital y de la altura de la observación. Existe además una dependencia con el corte geomagnético del lugar de la medición que determina la energía mínima de las partículas primarias que inciden sobre el tope de la atmósfera. A pesar de que, utilizando detectores transportados por globos, se han efectuado numerosas observaciones de la radiación total y de algunas de sus componentes, la mayoría de ellas consiste en determinación de la intensidad en la dirección vertical y se carece, en particular para la radiación cargada, de información completa sobre la distribución angular de sus espectros a intensidad en función de la altura y del corte geomagnético.

En la experiencia que se describe en este trabajo, se ha efectuado una nueva determinación del espectro de la radiación γ atmosférica para $E_{\gamma} > 4.15$ MeV, a dos profundidades atmosféricas (aprox. 110 y 9.5 g.cm⁻²), y además se han obtenido espectros de pérdidas de energía de la radiación cargada a distintas alturas, para un lugar de alto corte geomagnético.

La interpretación de la forma de esos espectros motivó un estudio de la respuesta del detector frente a las distintas componentes de la radiación cargada.

LA EXPERIENCIA

El equipo detector de radiación neutra y cargada fue transportado por un globo estratosférico de unos 30000 m³, lanzado desde Reconquista, prov. de Santa Fe (corte geomagnético 11.5 GV), que alcanzó una altura máxima correspondiente a una profundidad atmosférica de 9.5 g.cm⁻², manteniéndose nivelado durante unas 5 horas. El sistema detector, descrito con mayor detalle en una publicación anterior (Duro y otros, 1976), consta de un centelleador plástico paralelepípedo de 16 x 16 x 24 cm³, sensible a radiación neutra (γ 's o neutrones) y partículas cargadas, rodeado por una pared de centelleador plástico de 1 cm de espesor, que sirve para vetar el análisis de los pulsos producidos en el detector central por las partículas cargadas que atraviesan ambos centelleadores simultáneamente. Este espectro se obtiene por medio de un conversor altura-tiempo que produce pulsos de duración proporcional a la amplitud del pulso original, la que es proporcional a la energía depositada en el centelleador. Este detector había sido utilizado en vuelos anteriores, pero en esta ocasión se empleó una electrónica totalmente renovada, en particular en el diseño del conversor altura-tiempo.

Por otra parte, se incorporó la posibilidad de seleccionar por telecomando uno de dos modos de análisis espectral: a) modo veto-sí: se analizan solamente los pulsos del detector central no acompañados por un pulso simultáneo en el centelleador externo.

b) modo veto-no: se incluyen en el análisis los pulsos acompañados por una señal del centelleador externo.

Dado que un pulso simultáneo en ambos centelleadores es producido por una partícula cargada que penetra en ambos, en el modo veto-no se analizan pulsos producidos por radiación neutra y radiación cargada, mientras que en modo veto-sí la radiación cargada es excluida con una eficiencia prácticamente unitaria.

Se transmitían por telemetría, además del espectro de pulsos, los contajes integrados del detector central vetado, del centelleador externo, la temperatura en algunos puntos del instrumento, y la presión atmosférica correspondiente a la altura instantánea del sistema.

El ascenso se hizo casi totalmente en el modo veto-no, mientras que durante el período de flotación se obtuvieron espectros alternativamente en ambos modos de funcionamiento (aproximadamente 1 hora 30 minutos en el modo veto-no y 2 horas 30 minutos en el modo veto-sí).

La información total se registró en cinta magnética para su reproducción y análisis posterior. Los espectros de alturas de pulsos se obtienen reconvirtiendo la salida grabada del conversor altura-tiempo y utilizando un analizador multi-canal.

Dado que la duración de los pulsos del conversor altura-tiempo es del orden de algunos milisegundos, lo que implica un tiempo muerto considerable en la detección, los espectros observados han sido corregidos por este efecto. Esta corrección no cambia la forma del espectro, pero sí la intensidad. En lo que sigue se muestran y discuten los espectros observados en ambos modos.

ESPECTROS DE LA RADIACION NEUTRA

Los espectros de pérdidas de energía en el centelleador central medidos con el modo veto-sí corresponden a radiación neutra y de ésta, fundamentalmente a radiación γ y atmosférica, dado que los neutrones de alta energía son relativamente escasos. En la Figura 1 se muestra un espectro obtenido en nivelación durante un tiempo total acumulado de 81 minutos. En la misma figura se representa el espectro obtenido con el mismo detector durante el vuelo de 1973 (Azcarate y otros, 1976), normalizado en 10 MeV. Como se puede observar, el acuerdo entre ambas mediciones es excelente.

Utilizando la función respuesta del centelleador frente a radiación γ de alta energía, calculada teniendo en cuenta los procesos físicos de detección (Azcarate y otros, 1975) se concluye que el espectro incidente está dado por:

$$\frac{dJ_\gamma}{dE} = 0.4 E^{-1.2} \left[\frac{\text{Fot}}{\text{cm}^2 \text{ seg MeV}} \right]$$

donde E está expresado en MeV. Por lo tanto el espectro diferencial de la radiación gamma deducido para este vuelo coincide prácticamente con el de la medición de 1973, realizada desde Paraná donde el corte geomagnético es de 11.1 GV. Por otra parte, la forma del espectro observado a una profundidad atmosférica de aproximadamente 110 g. cm^{-2} donde se registra el máximo de la intensidad (máximo de Pfozter), es prácticamente similar a la del obtenido en nivelación (Figura 1), lo que confirma que la misma ley potencial describe el espectro de la radiación γ atmosférica de alta energía en el rango de alturas comprendido entre ese máximo y el tope de la atmósfera.

ESPECTROS DE LA RADIACION CARGADA

Los espectros obtenidos con el modo veto-no incluyen los pulsos producidos por las partículas cargadas que penetran al centelleador central. Restando de este espectro total el de la radiación neutra observada en el modo veto-sí se obtiene el espectro de pérdidas de energía originado por la radiación cargada exclusivamente. Teniendo en cuenta la dependencia entre la señal luminosa y la energía depositada por partículas de distinto tipo, el umbral de detección hace que la energía mínima de los electrones, mesones μ y protones detectados sea de 4.15, 6.0 y 10.0 MeV, respectivamente. En la Figura 2 se muestra la forma de uno de los espectros de pérdidas de energía de la radiación cargada obtenido en nivelación durante un registro de casi 84 minutos. El rasgo más notable es la presencia de un pico que, según la calibración del detector, corresponde a una energía depositada en el centelleador de aproximadamente 32 MeV.

Al nivel del mar, donde se sabe que la radiación cargada de alta energía (esencialmente mesones μ) depende del ángulo cenital θ según la ley $f(\theta) \propto \cos^2 \theta$, el espectro de pérdidas de energía medido con este detector muestra dos máximos netos (Duro y otros, 1976). Estos dos máximos han sido explicados calculando la distribución de la energía depositada en el centelleador central por partículas relativísticas de ionización mínima que lo atraviesan totalmente, incidiendo con esa distribución angular y teniendo en cuenta la distribución de caminos en el detector paralelepípedo.

La presencia de un único pico, evidente ya en los espectros observados durante el ascenso por encima de la altura correspondiente al máximo de Pfozter, indica claramente un cambio en la distribución angular de la radiación secundaria cargada.

El cálculo de la distribución de caminos en el detector, dada por el factor geométrico diferencial $\frac{dG}{dI}$ (Gandolfi, 1970), para incidencia isotrópica

($f(\theta)=1$), da, cuando se tiene en cuenta la resolución del detector, un único pico. Esto ocurre también para distribuciones en que la intensidad aumenta con el ángulo cenital (por ej., $f(\theta)=1+\text{sen}\theta$) (ver Figura 3). Para ambos casos la posición del pico es casi coincidente, dentro de la resolución del sistema, y corresponde a un recorrido $l=16$ cm, que es el de una partícula que incide perpendicularmente sobre las caras laterales del centelleador. Dado que el detector es utilizado con su dimensión mayor en posición vertical, ese recorrido implica incidencia horizontal. En la Figura 4 se compara con el pico observado, el espectro calculado de pérdidas de energía producido por mesones μ de ionización mínima ($E_{\mu}=320$ MeV) al atravesar 16 cm de poliestirene (que es el material básico del detector), teniendo en cuenta las fluctuaciones en la ionización por colisión (Rossi, 1952) y la fluctuación estadística en el proceso de detección del centelleo. El pico observado fué obtenido restando el fondo extrapolado gráficamente suponiendo continuidad en el espectro de energías por debajo y por encima de los 32 MeV. El muy buen acuerdo entre ambas curvas apoya la conclusión de que las partículas que producen el pico son mesones μ horizontales de alta energía (centenares de MeV). Un cálculo similar para protones da resultados equivalentes pero otros razonamientos los excluyen, así como también a los electrones, como principales contribuyentes a esta región del espectro (Ver apéndice).

Al espectro total, comprendido entre la energía umbral y los mayores valores observados, contribuyen en distinto modo los tres tipos de partículas, electrones, mesones μ y protones, tanto de baja como de alta energía. La naturaleza del detector y la escasa información disponible sobre la variación angular y los espectros de esas partículas hace difícil decidir cuál predomina en las distintas direcciones. En el Apéndice se muestran resultados del cálculo de la respuesta del detector ante los tres tipos de partículas efectuado con la hipótesis de trabajo de una distribución angular isotrópica y el empleo de espectros medidos o calculados en la dirección vertical.

De los espectros de la radiación cargada obtenidos en el modo veto-no durante el ascenso del globo, se han extraído los contajes "bajo el pico" en función de la profundidad atmosférica. Esta curva de crecimiento (Figura 5) tiene un máximo alrededor de los 55 g. cm^{-2} , mientras que la variación del flujo omnidireccional observado por el centelleador central, y también el externo, tiene su máximo un poco por encima de los 100 g. cm^{-2} . En una medición de la distribución cenital de la intensidad de la radiación cósmica secundaria cargada (sin separación de componentes) efectuada con telescopios unidireccionales para un lugar de corte geomagnético 10.6 GV, Aragón y otros (1977) observan que la intensidad horizontal es máxima alrededor de una profundidad atmosférica de 42 g. cm^{-2} . La forma similar de ambas curvas de crecimiento, reafirma la conclusión de que el pico observado en el espectro de radiación cargada es debido a

partículas que inciden horizontalmente sobre el detector.

Finalmente, calculando el factor geométrico del detector para partículas con trayectorias que corresponden al máximo de la distribución de caminos y suponiendo eficiencia unitaria para la detección de partículas cargadas, se puede estimar la intensidad horizontal de los mesones μ relativísticos, ($E_{\mu} \gtrsim 300$ MeV) resultando ser $\sim 4 \times 10^{-2}$ mesones/cm² seg ster.

APENDICE: RESPUESTA DEL DETECTOR FRENTE A LA RADIACION CARGADA

Las partículas cargadas incidentes sobre el detector en nivelación son principalmente electrones, protones y mesones μ . El espectro de pulsos producido en el detector por cada una de estas componentes depende de su espectro diferencial unidireccional, es decir de la distribución en energías y su variación con el ángulo cenital. Además, para cada punto P y dirección de incidencia (θ, ϕ), hay un camino máximo $l(P, \theta, \phi)$ a recorrer en el detector y ese camino puede ser mayor o menor que el rango de la partícula, por lo que ésta puede depositar en ese trayecto toda o parte de su energía inicial. La relación entre la energía depositada T y la energía incidente E es función de la distancia recorrida en el material del centelleador (esencialmente poliestireno) e ignorando las pérdidas por radiación (prácticamente nulas para protones y mesones μ) será:

$$T(E, \rho l) = \begin{cases} \int_0^{\rho l} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} dx & \text{si } l < R(E) \\ 0 & \\ E & \text{si } l \geq R(E) \end{cases}$$

donde $x = \rho l$ y ρ es la densidad del material, $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{col}$ es la pérdida media de energía debida a colisiones por unidad de camino (MeV/g.cm⁻²) que sufre la partícula en el material y $R(E)$ es el rango correspondiente a la energía inicial E. Para protones y mesones μ $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{col}$ tiene, en poliestireno, un mínimo plano en el rango de energía de algunos GeV y algunos centenares de MeV, respectivamente, mientras que para los electrones ese mínimo se da cerca del MeV (Berger y Seltzer, 1964a; 1964b). El espectro de pulsos calculado $\frac{dN}{dT}$, para cada componente, debe considerar además la distribución de los caminos posibles en el detector. Para cada una de las tres componentes se ha calculado numéricamente la expresión:

$$\frac{dN}{dT} dT = \int_{E_1}^{E_2} \frac{dj_i}{dE} dE \int_{R(E)}^{l_M} \frac{dG}{dl} dl + \int_{R(E)}^{l_m(T)} \left[\int_{E_3}^{E_4} \frac{dj_i}{dE} dE + \int_{E_5}^{E_6} \frac{dj_i}{dE} dE \right] \frac{dG}{dl} dl$$

donde $\frac{dN}{dT} dT$ es el número de pulsos con energías entre T y T+dT, $\frac{dj_i}{dE}$ es el espectro diferencial de las partículas incidentes y l_M es la diagonal mayor del paralelepípedo. El primer término del segundo miembro incluye la contribución a ese rango de las partículas que se detienen en el centelleador (partículas de baja

energía), mientras que el segundo término corresponde a aquellas que lo atraviesan totalmente (partículas de relativamente alta energía) con recorridos en el detector comprendidos entre $l=R(E)$ y $l=l_m(T)$ (este último valor de l depende del rango T , $T+dT$, que se considere).

La relación entre T y E , para valores de ρl variando por pasos de 1 g. cm^{-2} , ha sido calculada para las tres componentes, obteniéndose curvas del tipo mostrado en la Figura 6, correspondiente a mesones μ . Dado un intervalo T , $T+dT$, las curvas $T(E, \rho l)$ permiten estimar los límites E_1 a E_2 de las integrales que aparecen en el segundo miembro.

Lamentablemente, la información disponible en la literatura sobre los espectros diferenciales de energía $\frac{dN}{dE}$ y su dependencia con el ángulo cenital es escasa, ya que la mayoría de las mediciones espectrales se han hecho para radiación incidente en la dirección vertical. Por ello la estimación de los espectros de pulsos se ha hecho suponiendo distribución angular isotrópica y las siguientes formas espectrales: protones: espectro medido en la dirección vertical a 4.5 GV de corte geomagnético y una profundidad atmosférica de 5 g. cm^{-2} (Pennypacker y otros, 1973); electrones: espectro calculado en la dirección vertical, a 10 GV y 10 g. cm^{-2} (Daniel y Stephens, 1974); mesones μ : espectro calculado para la dirección vertical, 5 GV y 5 g. cm^{-2} (Okuda y Yamamoto, 1965).

Los resultados del cálculo para las tres componentes (Ver Figura 7) muestran algunas diferencias en la forma del espectro total aunque en los tres casos aparecen un pico entre 30 y 40 MeV, determinado por el predominio del segundo término en el cálculo de $\frac{dN}{dT}$, que corresponde a partículas de alta energía. En el caso de los mesones μ el pico es muy destacado y semejante al observado, pero como con excepción del espectro utilizado para los electrones, los otros dos corresponden a lugares de corte geomagnético considerablemente menor, a la comparación de la forma general de los espectros resultantes, no se le puede asignar significado absoluto. Sin embargo se pueden hacer algunas consideraciones acerca de las contribuciones relativas de cada una de las componentes al pico observado que, como se ha dicho anteriormente, se puede aceptar que es producido por partículas incidentes en la dirección horizontal.

Por un lado, debido a la rapidez con que la intensidad de los protones decae con el espesor de la capa de aire atravesada, (Poggi, 1952), es de esperar una apreciablemente menor intensidad en la dirección horizontal con respecto a la intensidad vertical ya que los protones que inciden horizontalmente sobre el detector deben atravesar unos 300 g. cm^{-2} para la altura de nivelación de 9.5 g. cm^{-2} . Por otro lado, la intensidad calculada de los mesones μ para ángulos cenitales próximos a 90° (incidencia horizontal) es varias veces mayor que la correspondiente a la dirección vertical (Okuda y Yamamoto, 1965). Los cálculos de estos mismos autores muestran que también para electrones es válida

una distribución cenital con un máximo en la dirección horizontal. Esto indicaría que se puede descartar a los protones como responsables de la aparición del pico.

Otros argumentos permiten descartar también a los electrones. El cálculo de las curvas $T(E, \rho l)$ para electrones, se ha hecho en este trabajo utilizando el $(\frac{dE}{dx})_{col}$ e ignorando las pérdidas de energía por radiación $(\frac{dE}{dx})_{rad}$, que para estas partículas llegan a ser importantes a partir de algunas decenas de MeV, y predominantes para mayores energías ($E > 100$ MeV aproximadamente). Esto significa que la pérdida media de energía por unidad de camino, y por lo tanto la energía depositada T para un camino recorrido l dado, serán apreciablemente mayores que las tenidas en cuenta en el cálculo. Por ejemplo, teniendo en cuenta sólo las pérdidas de energía por colisiones, como se hizo en el cálculo, electrones de 50 y 80 MeV depositarían en el centelleador, al atravesar 16 cm, muy aproximadamente 32 MeV, contribuyendo a la formación del pico. Pero si se tiene en cuenta las pérdidas por radiación las energías depositadas serían de aproximadamente 46 y 61 MeV, respectivamente. La consideración de las pérdidas por radiación exige un cálculo mucho más complicado, pero un razonamiento cualitativo indica que su inclusión llevaría a la desaparición del pico, por el rápido crecimiento de la energía entregada al medio en función de la energía del electrón incidente. Se concluye entonces, como ya se adelantó anteriormente en el texto, que la presencia del pico en el espectro de la radiación cargada se debe esencialmente a mesones μ de alta energía incidiendo en la dirección horizontal.

Agradecimientos: Se agradece a la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales el haber organizado y apoyado económicamente la campaña realizada en Reconquista y a su Grupo de Lanzamientos de Globos Estratosféricos por la eficiente labor realizada.

BIBLIOGRAFIA

- Aragón, G., Gagliardini, A. y Ghielmetti, H.S., 1977: Cosmic ray zenith angle distribution at low geomagnetic latitude; *SBARNO Bulletin*, 6, 243.
- Azcárate, I.N., Ghielmetti, H.S. y Mugherli, V.J., 1975: Eficiencia y función respuesta de un centelleador plástico; *IAFE-PI-1975*.
- Azcárate, I.N., Duro, J.C., Ghielmetti, H.S. y Mugherli, V.J., 1975: Radiación atmosférica de alta energía, a bajas latitudes; *GEOACTA*, 8, 117.
- Berger, M.J. y Seltzer, S.M., 1964a : Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons; *NASA SP-3012*.
- Berger, M.J. y Seltzer, S.M., 1964b : Tables of energy losses and ranges of heavy charged particles; *NASA SP-3113*.
- Daniel, R.R. y Stephens, S.A., 1974: Cosmic-ray-produced electrons and gamma rays in the atmosphere; *Review of Geophysics and Space Physics* 12, 233.
- Duro, J.C., Ghielmetti, H.S. y Azcárate, I.N., 1976 : Características de un centelleador plástico paralelepédico ; *IAFE, PC-1-76*.
- Gandolfi, E., 1970 : Cálculo de la distribución de caminos en un detector cilíndrico; *CNRC-PI*.
- Okuda, H. y Yamamoto, Y., 1965 : Cosmic rays in the upper atmosphere; *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*, 19, 322.
- Pennypacker, C.R., Smoot, G.F., Buffington, A., Muller, R.A. y Smith, L.M., 1973: Measurements of geomagnetic cut-off rigidities and particle-fluxes below geomagnetic cut-off near Palestine, Texas; *Journal of Geophysical Research*, 78, 1515.
- Rossi, B., 1952 : High energy particles; *Prentice-Hall Inc., New York*.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Figura 1. Espectros de pérdidas de energía de la radiación y atmosférica observados a 9.5 y alrededor de 100 g. cm^{-2} de profundidad atmosférica. También se muestra el espectro obtenido en nivelación durante la experiencia de 1973.
- Figura 2. Espectro de pérdidas de energía de la radiación cargada observado a 9.5 g. cm^{-2} .
- Figura 3. Distribuciones de caminos en el detector central para partículas que lo atraviesan totalmente, calculadas para dos distribuciones angulares $f(\theta)=1$ y $f(\theta)=1+\text{sen}\theta$, en función de $u= l/\sqrt{2} A$ donde l es el camino recorrido y $A=16 \text{ cm}$ es la longitud de la arista menor del detector. Ambas distribuciones han sido corregidas por la resolución del detector.
- Figura 4. Forma del pico obtenido a 9.5 g. cm^{-2} cuando se le resta al espectro observado de radiación cargada el fondo continuo. Se lo compara con la distribución teórica de pérdidas de energía para mesones μ de ionización mínima que atraviesan 16 cm de poliestirene.
- Figura 5. Curva de crecimiento del conteo bajo el pico en función de la profundidad atmosférica.
- Figura 6. Forma típica de las curvas que representan $T(E, \rho l)$ para mesones μ en poliestirene.
- Figura 7. Espectros de pérdidas de energía en el detector calculados para electrones, mesones μ y protones, con incidencia isotrópica y las distribuciones espectrales indicadas en el texto.

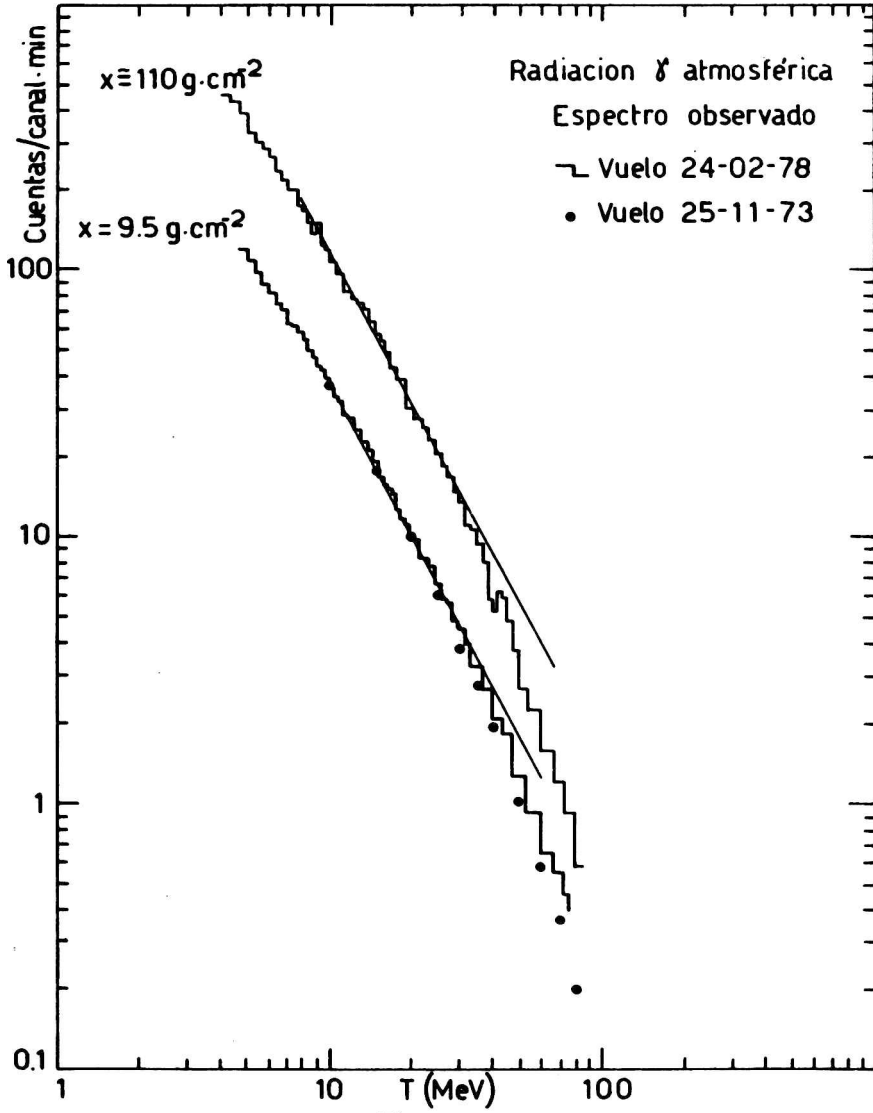


Fig.1

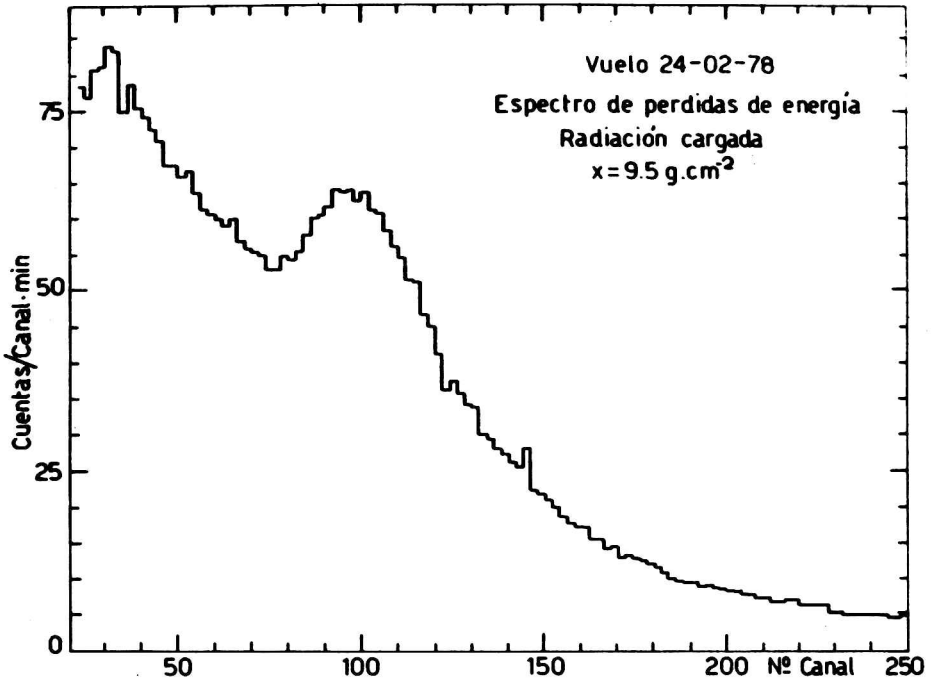


Fig. 2

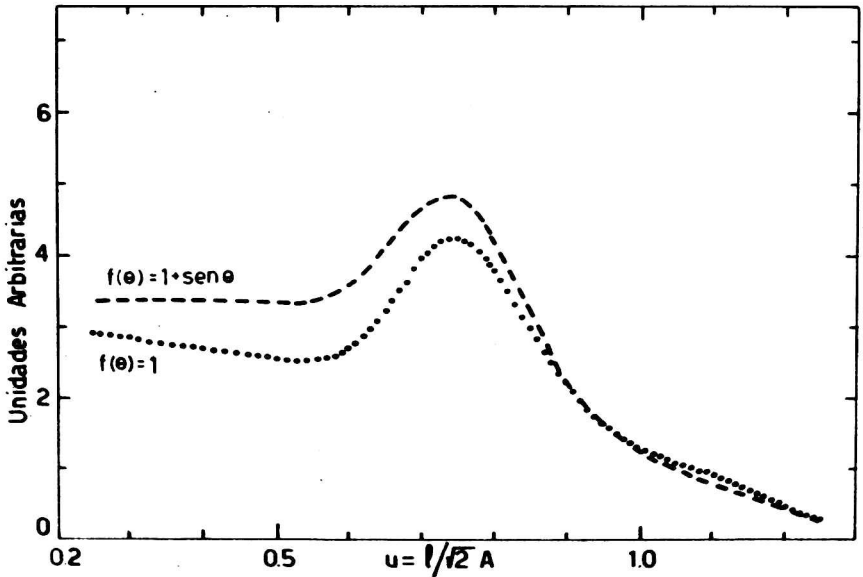


Fig. 3

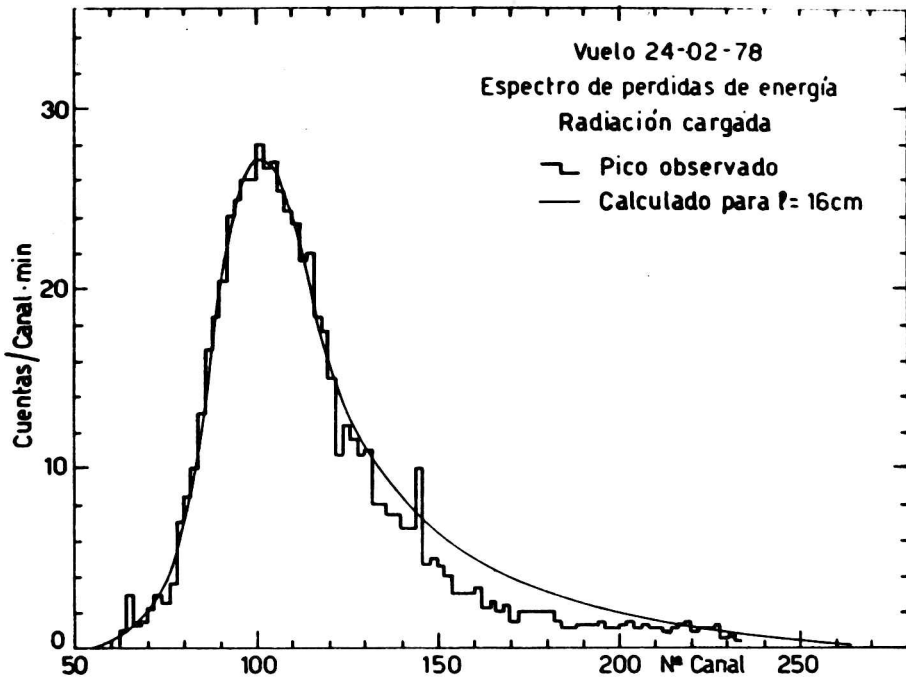


Fig. 4

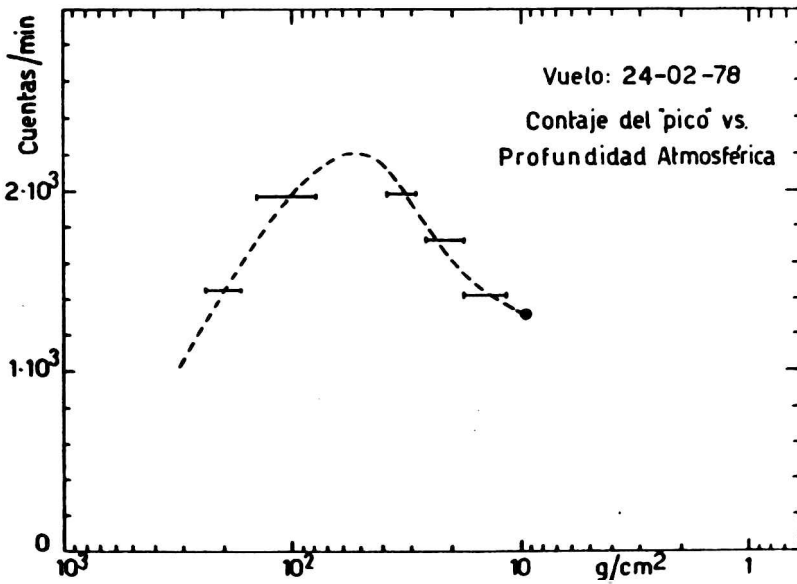


Fig 5

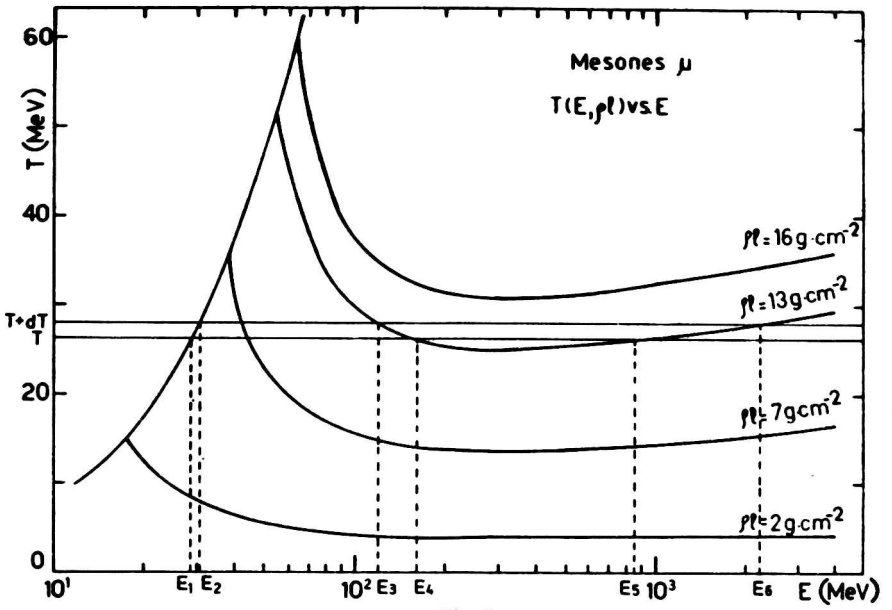


Fig. 6

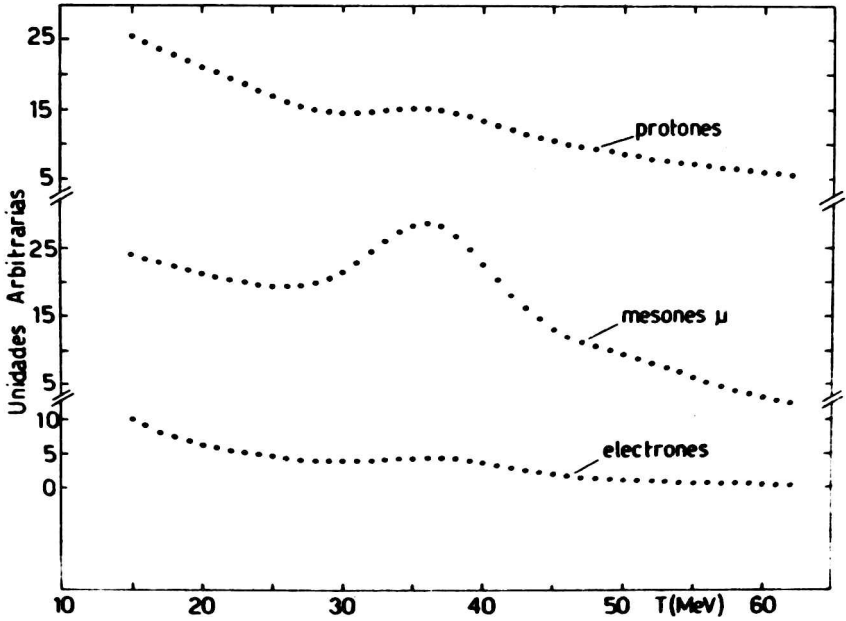


Fig 7