

TRANSMISION DE UN COLIMADOR DE PLOMO PARA RADIACION GAMA DE ALTA ENERGIA

VICENTE J. MUGHERLI, ISMAEL N. AZCARATE
y HORACIO S. GHIELMETTI*

Instituto de Astronomía y Física del Espacio
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Comisión Nacional de Estudios Geoheliofísicos
Universidad de Buenos Aires

Aplicando el método de Monte Carlo se estudian las características de la radiación transmitida por un colimador de plomo de 3 cm de espesor irradiado por rayos gama en el rango de energía 1-100 MeV. El método proporciona el espectro continuo y la intensidad de la línea de 511 keV emergente del plomo como resultado de las interacciones electromagnéticas múltiples que ocurren en su seno.

Se discute también el fondo producido por el decaimiento de los productos radioactivos generados en el plomo por las interacciones nucleares de los rayos cósmicos de alta energía y la captura de neutrones.

En conjunto los resultados indican: 1) se genera un pico, relativamente intenso, en 511 keV debido al aniquilamiento de los positrones, 2) la contribución debida a las interacciones nucleares y captura de neutrones afecta al espectro solamente debajo de los 2 MeV, y 3) la componente continua originada por las interacciones Compton decae rápidamente con la energía del fotón primario incidente. Sin embargo, esta producción adicional no disminuye apreciablemente la sensibilidad del detector comparada con la esperada de un colimador ideal.

Este análisis se efectúa para evaluar la contribución instrumental al espectro de los rayos gama atmosféricos medido con un detector de NaI (TI) colimado. Los resultados se confirman con una muestra del espectro observado a unos 36 km de altura en un vuelo con globo estratosférico.

The Monte Carlo method is applied to study the energy distribution of the radiation transmitted by a lead collimator, 3 cm thick, irradiated by high energy gamma rays in the 1-100 MeV range. The computation gives the continuous spectrum and the 511 keV line intensity emerging from the lead wall as the result of the electromagnetic interactions occurring inside it.

We also discuss the background resulting from the decay of the radioactive nuclei generated by the nuclear interactions (spallation) of cosmic rays, and neutron capture in lead.

The overall results show, 1) a relatively intense peak appears at 511 keV due to positron annihilation, 2) spallation and neutron capture products affect the spectrum only below 2 MeV, and 3) the average differential contribution due to Compton interactions decays rapidly with primary photon energy. The total additional production, however, does not reduce greatly the detector sensitivity compared with that expected of an ideally "clean" collimator.

This analysis is made to evaluate the instrumental background influence on the spectrum of the atmospheric gamma rays measured with a collimated NaI (TI) crystal. The results agree with a sample spectrum observed at about 36 km in a balloon flight.

* Comisión Nacional de Energía Atómica.

INTRODUCCION

Las observaciones de la intensidad y espectro de la radiación X y gama de fuentes astronómicas discretas o extensas, exigen la utilización de detectores de alta sensibilidad. En particular, en las mediciones que se efectúan dentro de la atmósfera, y aún cerca de su tope cuando el instrumento es transportado por un globo estratosférico, el fondo atmosférico es considerable y limita la sensibilidad con que se puede realizar la observación. Una colimación adecuada, al disminuir la abertura de aceptación del sistema detector reduce sin duda el fondo ambiental, pero a su vez puede, en principio, anular su efectividad, pues estando sometido al bombardeo de las distintas componentes de la radiación cósmica secundaria, es una fuente de radiación X y gama dentro del rango de energía de interés. Es lo que constituye el denominado fondo instrumental.

SISTEMA DE DETECTOR

En el Instituto se diseñó y construyó un detector destinado a la observación espectral de radiación gama de origen solar para energías entre aproximadamente 0,5 y 10 MeV.

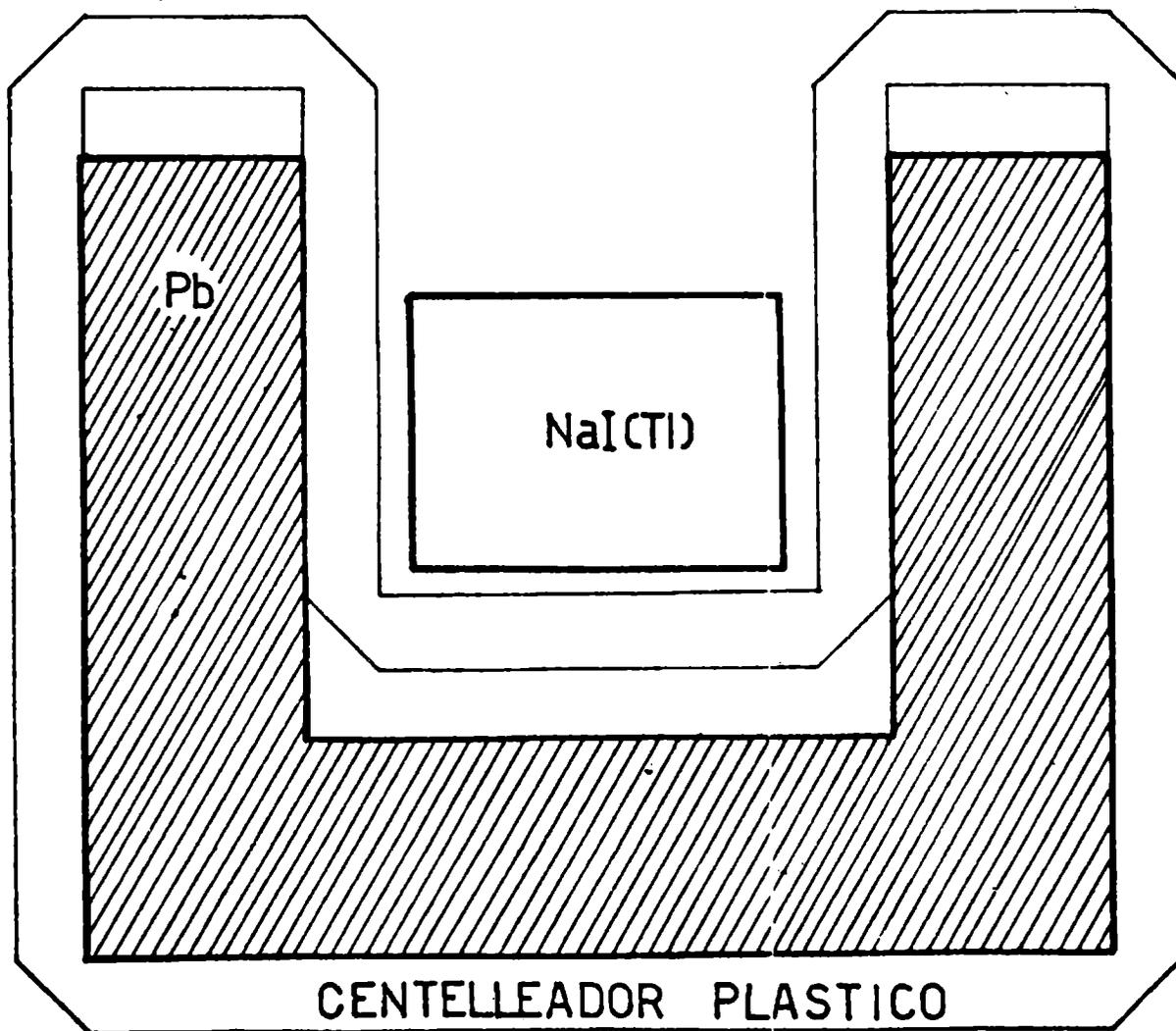


Figura 1: Esquema del detector. Consta de un centelleador central NaI(Tl), un centelleador plástico para vetar partículas cargadas y un colimador de plomo para reducir el fondo atmosférico. Se han omitido los dos fotomultiplicadores.

El detector principal es un centelleador de NaI (TI) de 5,1 cm. de diámetro y 3,8 cm. de altura, rodeado parcialmente por un colimador de plomo de 3 cm de pared. Además, para eliminar del análisis espectral los eventos producidos por la incidencia sobre el sistema de partículas cargadas, el detector principal está rodeado por un centelleador plástico que encierra totalmente al colimador, y cuyos pulsos de salida son puestos en anticoincidencia con los del cristal principal (Figura 1).

El espesor del plomo atenúa casi totalmente la radiación gama de hasta algunos centenares de keV, siendo su máxima transmisión directa, entre 3 y 4 MeV, del 25 % para incidencia normal.

En lo que sigue se hace estimación de las características espectrales de la radiación generada en el colimador y que emerge por su cara interior. De esta radiación, una parte incidirá sobre el centelleador central agregándose, y por lo tanto deformando, al espectro de la radiación gama externa incidente por la abertura del colimador. Aunque algunas de las estimaciones han sido puramente cualitativas, permiten conocer la región afectada del espectro. La observación directa en un experimento, al que se hará referencia muy brevemente, proporciona la magnitud de ese efecto.

RADIACION CREADA EN EL PLOMO

Interacciones de la Radiación Incidente

En su ascenso a través de la atmósfera y durante el tiempo de flotación, sobre el colimador inciden rayos X, gama, partículas cargadas y neutras, componentes de la radiación cósmica secundaria.

De la radiación gama incidente de energía E , la fracción $e^{-\mu(E)x}$ atraviesa el plomo sin interactuar. Esa fracción, que determina la transmisión directa del colimador, depende de su coeficiente de atenuación total $\mu(E)$ y del espesor x atravesado en la dirección de incidencia. Los fotones que interactúan lo hacen por efecto fotoeléctrico, Compton o creación de pares.

Los protones y neutrones de altas energías pueden producir interacciones nucleares, dando lugar a la formación de isótopos radioactivos (Dyer y Morfill, 1971) los cuales al decaer emiten radiación gama monocromática, electrones positivos y negativos y partículas alfa. Si bien cuando la interacción es provocada por un protón, el centelleador plástico elimina del análisis ese evento, la emisión a la que se hace referencia nace con posteridad, ya que se produce con el tiempo de decaimiento característico del isótopo, y por lo tanto no es eliminada.

Por último, los neutrones térmicos incidentes sobre el colimador, al ser capturados por los distintos isótopos del plomo, pueden producir la emisión de rayos gama y electrones, que también se agregan al fondo instrumental.

Se analizarán sucesivamente los tres casos mencionados. No se ha tenido en cuenta, sin embargo, la emisión continua por frenado de los electrones que se producen en el colimador, considerando que su contribución se reducirá esencialmente a la región de más baja energía.

Interacciones de la Radiación Gama

Debido al gran espesor del colimador empleado, los fotones emergentes por su cara interior, salvo los que se transmiten directamente, serán el resultado de una sucesión de interacciones y por lo tanto tendrán energías inferiores a la de los fotones incidentes que les dieron origen.

En una interacción fotoeléctrica el fotón desaparece del haz. En las interacciones Compton, las energías de los fotones resultantes tienen una distribución continua dada por la ley de Klein-Nishina (Heitler, 1954), mientras que en la creación de pares, la aniquilación del positrón genera dos fotones de 511 keV. Cada uno de los fotones resultantes de una interacción puede a su vez volver a interactuar y así sucesivamente. Esto hace prácticamente imposible realizar un tratamiento analítico del problema y obliga a recurrir al cálculo estadístico. Por ello, para atacar este aspecto parcial de nuestro problema, se ha recurrido al método de Monte Carlo, utilizado con éxito en situaciones similares (Alder y otros, 1963; Stanton, 1971; Martin y otros, 1971).

En este tipo de cálculo, lo que se hace fundamentalmente es muestrear las funciones distribución (normalizadas) que en forma probabilística describen los distintos procesos físicos que intervienen en el evento, mediante la elección al azar de números distribuidos uniformemente entre 0 y 1.

Los procedimientos por medio de los cuales ésto es logrado, se basan en los principios generales que fundamentan el cálculo (Cashwell y Everett, 1959). En el caso en consideración se aplica el método para decidir: **a)** dirección del fotón incidente; **b)** distancia que recorre hasta producir una interacción; **c)** tipo de interacción que produce y **d)** energía y dirección del fotón resultante.

En la Figura 2 se muestra el diagrama de flujo simplificado del cálculo de Monte Carlo, realizado para el caso particular de radiación monocromática con dirección de incidencia fija.

Se dan como datos: una tabla con los valores de las secciones eficaces $\sigma_f(E)$, $\sigma_c(E)$ y $\sigma_p(E)$ para cada una de las posibles interacciones; forma, dimensiones y densidad del colimador; energía E_i , dirección $C^\circ(I)$ y punto de incidencia $X^\circ(I)$ del fotón incidente y el número de historias N que se va a analizar.

Durante el cálculo se eligen números aleatorios R entre 0 y 1, los cuales relacionados adecuadamente con las funciones de distribución correspondientes permiten determinar: con R_D la distancia D a la próxima interacción y con D su posición $X(I)$; con R_σ el tipo de interacción que se producen en $X(I)$; con R_E la energía E del fotón resultante y con R_θ y R_φ los ángulos θ y φ que permiten fijar su dirección.

El juego de llaves $S1$ y $S2$ permite determinar si al reiniciar un ciclo (punto A) se toma una historia nueva ($S1=0$; $S2=0$), si sigue analizando el fotón producido en una interacción Compton o uno de los fotones resultantes en la creación de pares ($S1=1$) o si sigue analizando el segundo de esos fotones ($S1=0$; $S2=1$).

El programa utilizado para el cálculo fue preparado para entregar el espectro de los fotones emergentes por la cara interna del colimador en canales de ancho $\Delta E = 10$ keV, para $E_i \leq 10$ MeV y de ancho $\Delta E = 100$ keV para E_i mayores. Además el número total de interacciones Compton, fotoeléctricas y

creaciones de pares, el número de fotones reemergentes por la cara externa (reflejados) y otros resultados secundarios.

Se estudiaron, mediante este método, tres casos de complejidad creciente: a) Lámina plana infinita de 3 cm. de espesor. Radiación incidente monocromática. Dirección de incidencia normal; b) Cilindro hueco infinito con pared de 3 cm. Radiación incidente monocromática. Dirección de incidencia normal al eje del cilindro; y c) Cilindro hueco infinito con pared de 3 cm. Radiación incidente monocromática. Dirección de incidencia elegida al azar siguiendo una distribución isotrópica.

En los tres casos se analizaron ocho valores distintos de energía de la radiación incidente, tomados entre 1,25 y 95 MeV y para cada una de ellas se consideraron 20.000 historias.

Los resultados obtenidos para el caso c), que es el que más se aproxima a las condiciones reales de las observaciones, se resumen en la Tabla 1. De ella se hace evidente entre otras cosas, que el número promedio de interacciones que realiza cada fotón incidente es aproximadamente tres y que, de la gran cantidad de fotones de 511 keV que se producen debido a creaciones de pares, sólo una pequeña fracción logra emerger por la cara interna del colimador.

En la Figura 3, se muestran dos ejemplos de los espectros emergentes de la cara interna para los casos a) y c) para fotones incidentes con energías de 3,5 y 10 MeV. Se observa que además de la producción de un fondo continuo debido a los productos de las interacciones Compton, aparece un pico en $E = 511$ keV y naturalmente otro en $E = E_i$ debido a la transmisión directa.

Función producción.

Con los resultados del cálculo anterior, se puede estimar la contribución al conteo del detector principal debido al fondo instrumental generado en el colimador. Para ello se define una función $P(E_i, E) \frac{\text{fot./cm}^2 \text{ keV}}{\text{fot. incid./cm}^2}$ llamada comúnmente función producción, que da el número de fotones con energía E por cm^2 y keV que emergen de la superficie interior debido a cada fotón de energía E_i incidente por cm^2 de superficie exterior. Esta función se relaciona simplemente con los valores del cálculo mediante:

$$P(E_i, E) = \frac{A_e}{A_i} \cdot \frac{n(E_i, E)}{N(E_i)} \quad (1)$$

donde A_e y A_i son el área externa e interna del colimador, respectivamente, $n(E_i, E)$ en (fot./keV) es el número de fotones de energía E por unidad de energía, que emergen debido a la incidencia de $N(E_i)$ fotones de energía E_i ; $N(E_i)$ es el número de historias seguidas en la simulación.

De la misma manera, la función producción para la línea de 511 keV viene dada por

$$P(E_i, 511) = \frac{A_e}{A_i} \cdot \frac{n(E_i, 511)}{N(E_i)} \cdot \frac{\text{fot./cm}^2}{\text{fot. incid./cm}^2} \quad (2)$$

En la Figura 4 se muestra la relación n/N en función de E_i , para: 1) la producción de la línea de 511 keV, y 2) el fondo continuo. En este último caso se ha representado el valor medio de la producción de fotones por unidad de energía $[(1/E_i) \cdot (\sum_E n(E_i, E) \cdot \Delta E / N(E_i))]$. Se observa que, mientras la producción de fotones de 511 keV es aproximadamente constante para $E_i \geq 3$ MeV, la contribución media al fondo continuo cae rápidamente con E_i creciente.

Con la función producción se puede calcular la relación entre el número de fotones que inciden sobre el detector a través de la abertura del colimador y los del fondo creados en él. Esta relación debe ser superior a la unidad para afirmar que el fondo instrumental debido a la presencia del colimador no afecta mayormente la sensibilidad del detector. El cálculo exacto para la configuración del detector considerado es extenso e innecesario para el objetivo presente. Estimaciones efectuadas para un colimador de geometría esférica asimilable al real, muestran que esa relación es cercana a 10 alrededor de $E = 1$ MeV y mucho mayor para energías superiores, cuando se considera un espectro incidente proporcional a $E_i^{-1.1}$. La relación de contajes para la línea de 511 keV resulta algo mayor que la unidad.

Interacción de Protones y Neutrones Energéticos

El detector flotando en la atmósfera es bombardeado por protones primarios con energías, a baja latitud, superiores a los 10 GeV y nucleones secundarios de por lo menos algunos centenares de MeV. El cálculo de la producción en el plomo por este efecto, combina el espectro incidente con la sección eficaz de producción de cada isótopo radioactivo. En lo que sigue, no se ha pretendido obtener valores cuantitativos, sino analizar cualitativamente los distintos isótopos que pueden generarse en el plomo bombardeado por los rayos cósmicos y los productos de su decaimiento. Entre éstos, interesa la emisión de radiación gamma y los positrones que al aniquilarse contribuyen al pico de 511 keV.

El alto número de masa del plomo hace posible la generación de una larga serie de productos de número de masa menor. La sección eficaz de producción de cada uno de ellos se puede calcular con razonable aproximación con la fórmula dada por Rudstam (1966) que, escrita en forma simplificada, resulta:

$$\sigma(A, Z) = f_1(A_t) \cdot f_2(E) \cdot \frac{P \cdot e^{-P(A_t - A)}}{1 - 0,3(P \cdot A_t)} \cdot e^{-R \cdot |Z - Z_p|^{3/2}} \quad (3)$$

donde A_t es el número de masa del núcleo blanco, E la energía de la partícula incidente y A y Z el número de masa y el número atómico del núcleo producto respectivamente. Tanto el parámetro P , que depende del rango de energía considerado como las funciones f_1 y f_2 , son conocidos, lo mismo que el parámetro R que varía lentamente con A . Además $Z_p = SA - TA^2$ es el número atómico más probable de los productos con un mismo valor de A , siendo T y S parámetros constantes.

La expresión (3) muestra por una parte que, la sección eficaz de produc-

ción decae exponencialmente a medida que A se aparta de A_t y por otra parte que, para un producto de A dado, decae exponencialmente a medida que Z se aparta de Z_p .

De la Tabla de Isótopos (Lederer y otros, 1967), se han extraído los productos radioactivos, calculando con (3) sus secciones eficaces relativas a la del Po^{207} que es de aproximadamente 3200 mb.

En la Tabla 2 se dan los isótopos más importantes ordenados según sus secciones eficaces relativas decrecientes y con la condición adicional de que su vida media sea inferior a 9 hs. En las dos columnas de la derecha figuran las emisiones γ y β^+ . De la primera de ellas se deduce que salvo casos aislados, la energía de los rayos gama se mantiene por debajo de 1 MeV.

Interacción de Neutrones Térmicos

La captura radioactiva de neutrones térmicos por los núcleos de plomo (Siegbahn, 1968), da como resultado preponderante la emisión de fotones monoenergéticos. En la Tabla 3 se muestran para cada uno de los isótopos que componen el plomo natural, la sección eficaz de captura, la vida media de los productos y las radiaciones emitidas en su decaimiento (Lederer y otros, 1967). Del análisis de estos valores, es evidente que en principio, sólo la captura por el isótopo Pb^{206} puede ser relativamente importante como aporte al fondo instrumental, contribuyendo con fotones de energía no mucho mayor que un MeV.

También en la Tabla 3 se dan los valores correspondientes al mismo proceso en el Na^{23} y I^{127} que son los elementos componentes del centelleador principal. Además se agrega el número total de átomos de cada especie que aproximadamente contiene ese centelleador y el colimador. Se puede apreciar que la sección eficaz de captura del I^{127} es más de 200 veces mayor que la del Pb^{206} mientras que el número de átomos del Pb^{206} es solamente unas 10 veces mayor que la del I^{127} . Esto indica una mayor producción en el centelleador central que en el colimador, con el agregado que en el primer caso la probabilidad de detección es mayor. Por lo tanto el fondo instrumental no se verá sensiblemente incrementado por la presencia del colimador debido a este proceso.

Comprobación experimental

El detector aquí analizado fue probado en un vuelo realizado el 18 de noviembre de 1973 desde Paraná, provincia de Entre Ríos. El globo se mantuvo en nivel de flotación (alrededor de 36 km.) durante unas 8 horas. De ese vuelo, cuyo análisis detallado presentaremos oportunamente, se ha tomado una muestra del espectro observado (Figura 5) cubriendo un rango de energías entre 300 keV y alrededor de 8 MeV.

Los fotones detectados corresponden, en parte, al fondo atmosférico que penetra directamente por la abertura del colimador, o atravesándolo sin interactuar. A éstos se agregan, como se ha visto, los fotones degradados en energía que emergen de las paredes internas del plomo. Si bien la obtención del espectro

incidente verdadero exige el conocimiento de la función respuesta del centelleador central, aún así se pueden deducir algunos resultados sobre el comportamiento del colimador.

En la región comprendida aproximadamente entre 2 y 5 MeV, el espectro observado está de acuerdo con el fondo puramente atmosférico esperable en la región de medición (Azcárate y otros, 1975). Sin embargo, por debajo de los 2 MeV aparece una componente adicional respecto a la extrapolación de esa porción del espectro observado, cuando éste se corrige en una primera aproximación considerando el factor geométrico efectivo del sistema en función de la energía de los fotones incidentes. Este exceso, que por la corrección considerada es en realidad un límite superior, representaría por la zona en que aparece, la contribución del fondo instrumental generado esencialmente por las interacciones nucleares en el plomo y también en el propio centelleador de NaI (TI). Debe notarse que, aunque la radiación gama emitida por los productos radioactivos es monocromática, las interacciones sucesivas que éstos sufren en el plomo la transforman en un fondo continuo.

Se observa además claramente la presencia de una línea en 511 keV. Esta radiación monocromática forma parte del fondo puramente atmosférico (Peterson y otros, 1973) al que se agrega la originada en el propio detector y fundamentalmente en el colimador. Sin embargo, comparando la intensidad total observada en el pico con la contribución esperada en la radiación atmosférica, conocida aproximadamente para nuestra latitud, se deduce que la fracción generada en el plomo está por debajo del 50 % de la intensidad medida. Se puede concluir entonces que aún en este hecho particular del espectro, la presencia del colimador no altera fundamentalmente la sensibilidad del detector.

CONCLUSIONES

El sistema fue diseñado con el objetivo central de detectar la emisión de radiación gama monocromática originada en la atmósfera solar. Esta presenta un espectro de líneas entre las que predominan las de 0,51, 2,23, 4,43 y 6,13 MeV (Lingenfelter y Ramaty, 1967; Chupp y otros, 1973) sobrepuestas a la región de muy alta energía de la emisión continua, siendo ambas componentes generadas durante algunas explosiones solares. La baja intensidad esperada exige de los detectores una alta sensibilidad, de ahí el intento de mejorarla con el agregado del colimador. La bondad de éste surge de la comparación entre el conteo de fondo del detector central colimado y no colimado. Así, en la región de 500 keV la opacidad del colimador reduce a un quinto el factor geométrico ante un fondo atmosférico isotrópico, mientras que por lo observado la intensidad de la línea generada en el plomo es casi igual a la de origen atmosférico.

Para la observación de las otras líneas ($E > 2$ MeV) tanto el cálculo como la observación indican que el fondo instrumental es despreciable mientras que la opacidad del colimador reduce el factor geométrico a un tercio, por lo que también la situación es favorable.

Por ello, se puede concluir que la utilidad de un colimador pasivo de plomo con el espesor y el rango de energías aquí considerados, es por lo menos comparable a la de los colimadores activos de NaI (TI) o CsI (TI), con la ventaja

adicional de la facilidad de su construcción y la no menos despreciable, de una enorme diferencia de costo.

RECONOCIMIENTOS

A la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales que patrocinó el operativo Galaxia/73 durante el cual se efectuó el vuelo mencionado en el trabajo.

Al Lic. Carlos Falcón por su apoyo en la elaboración del programa de cálculo.

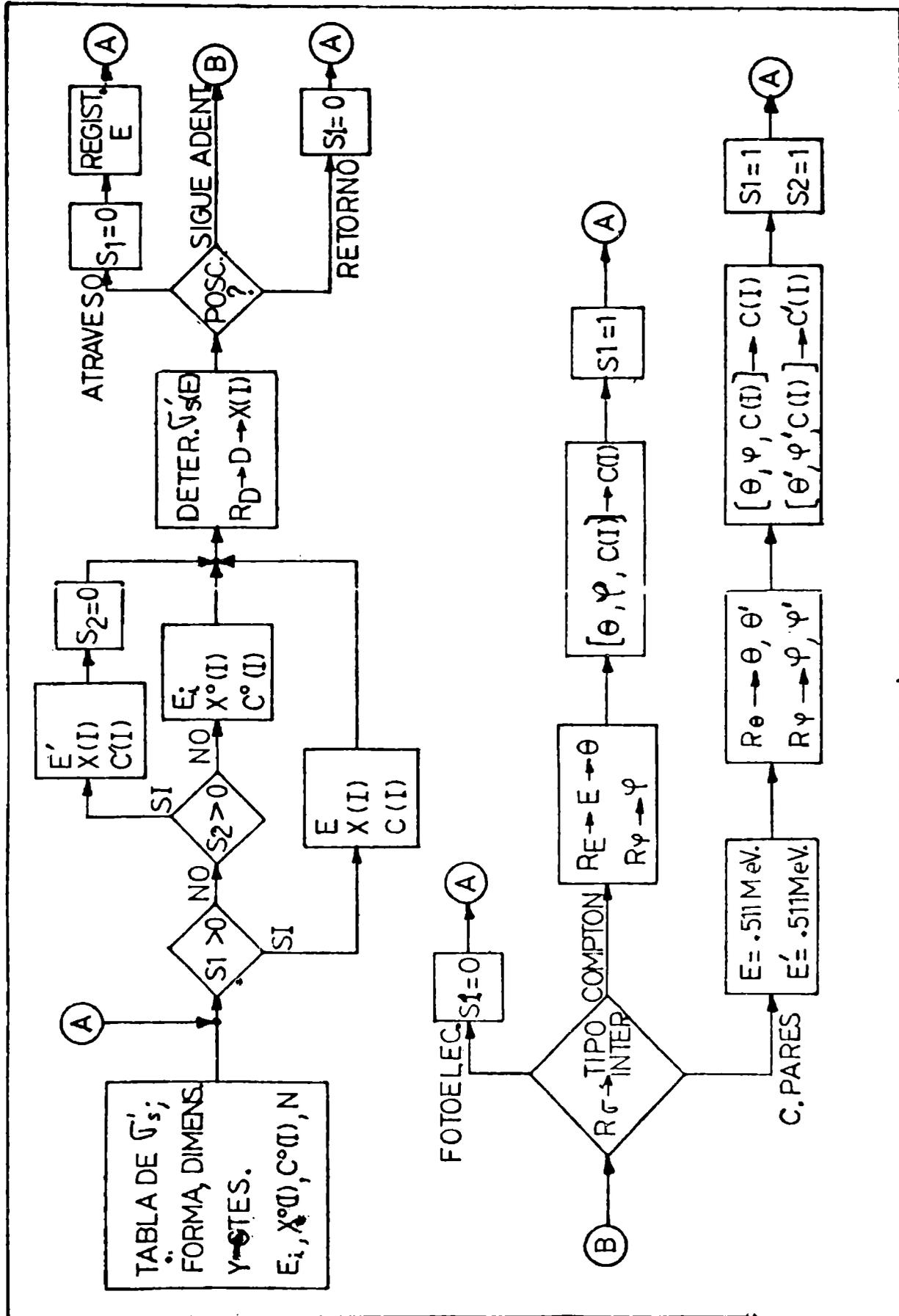


Figura 2: Diagrama de flujo simplificado del cálculo de Monte Carlo utilizado para obtener la transmisión del colimador en el caso de dirección de incidencia fija y radiación incidente monocromática.

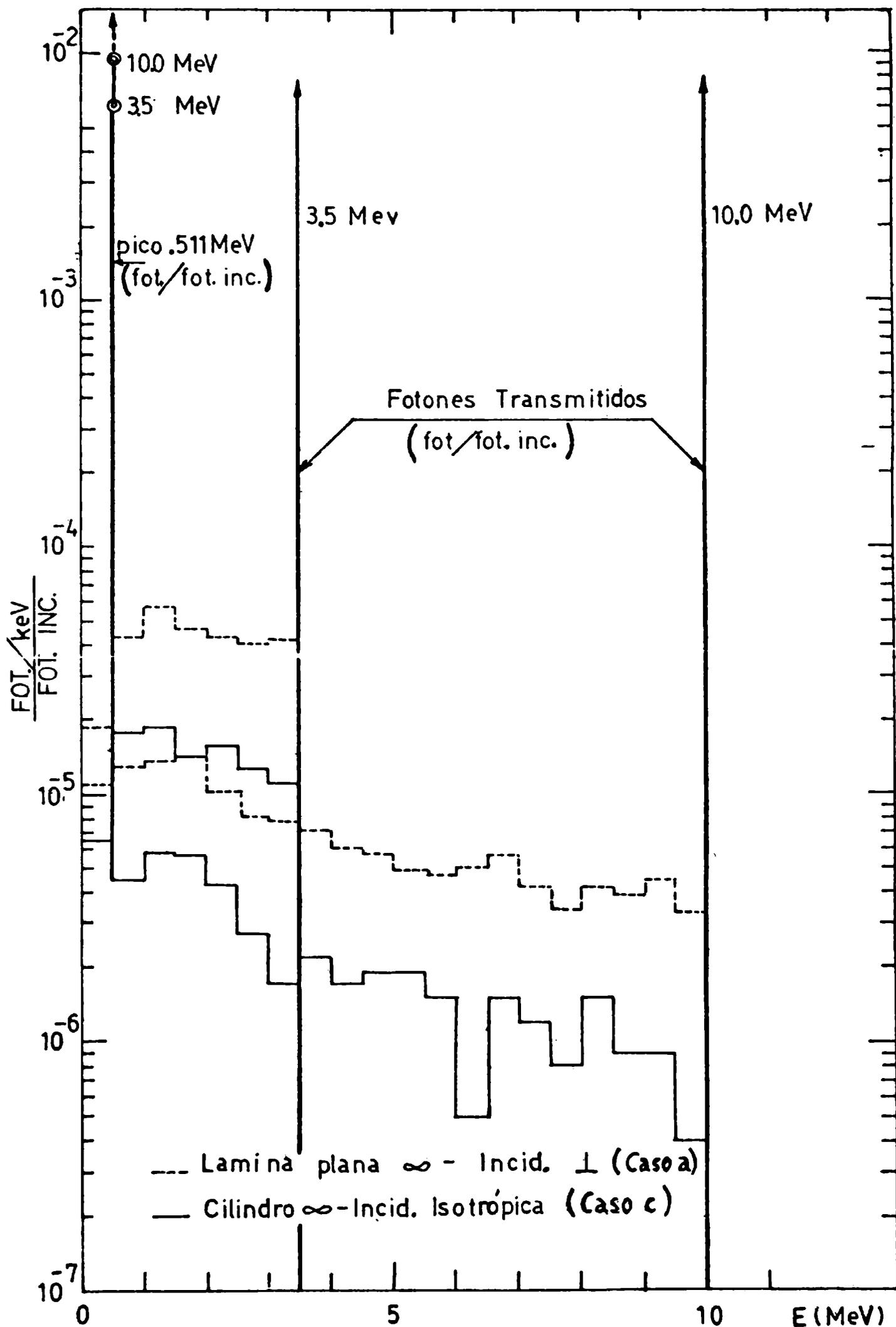


Figura 3: Espectros emergentes de la cara interna del colimador para fotones incidentes de 3.5 y 10 MeV obtenidos por Monte Carlo, correspondientes a los casos a) y c).

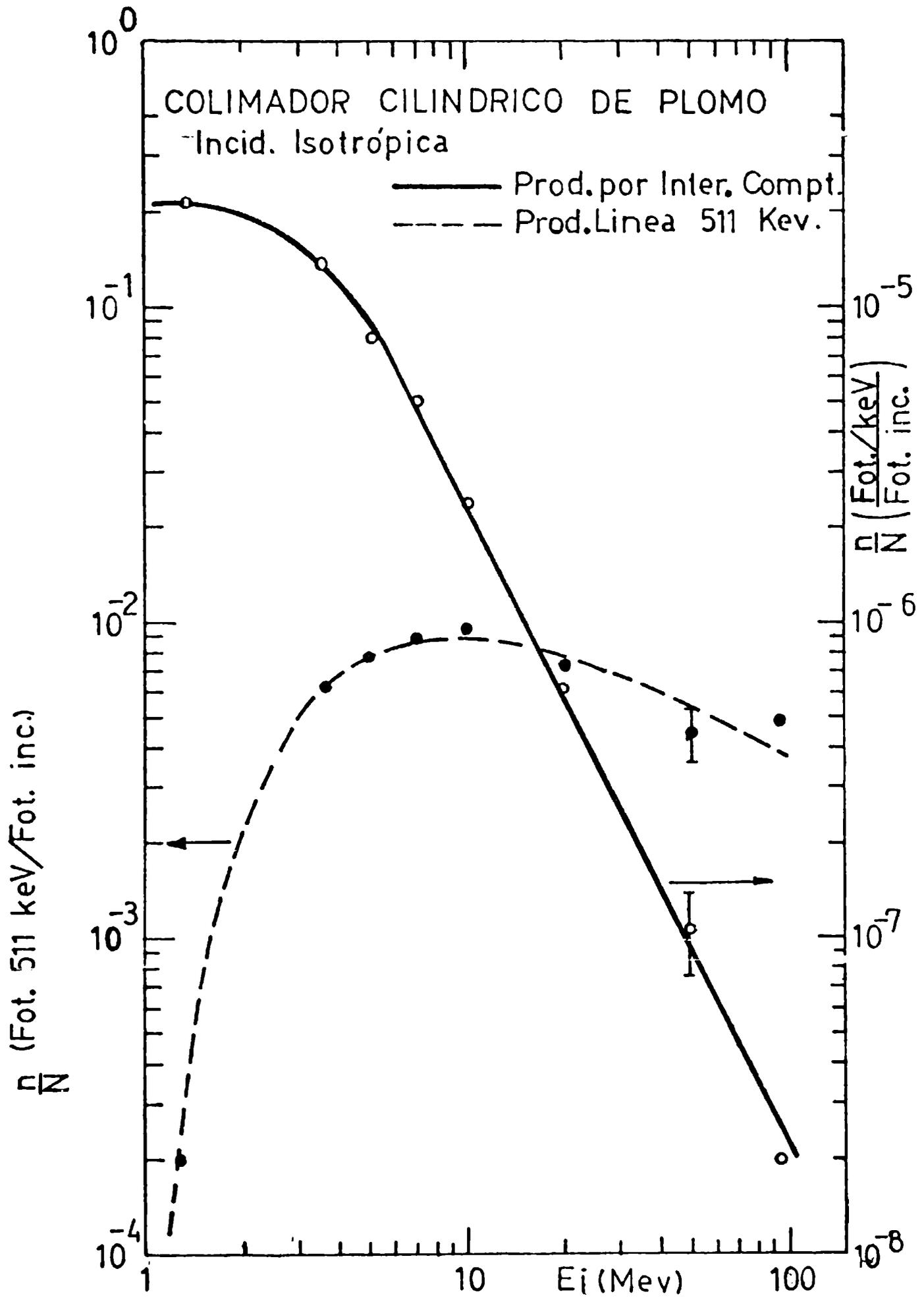


Figura 4: Curvas proporcionales a las funciones producción para el continuo y la línea de 511 keV, obtenidas mediante el cálculo de Monte Carlo, aplicado al caso c).

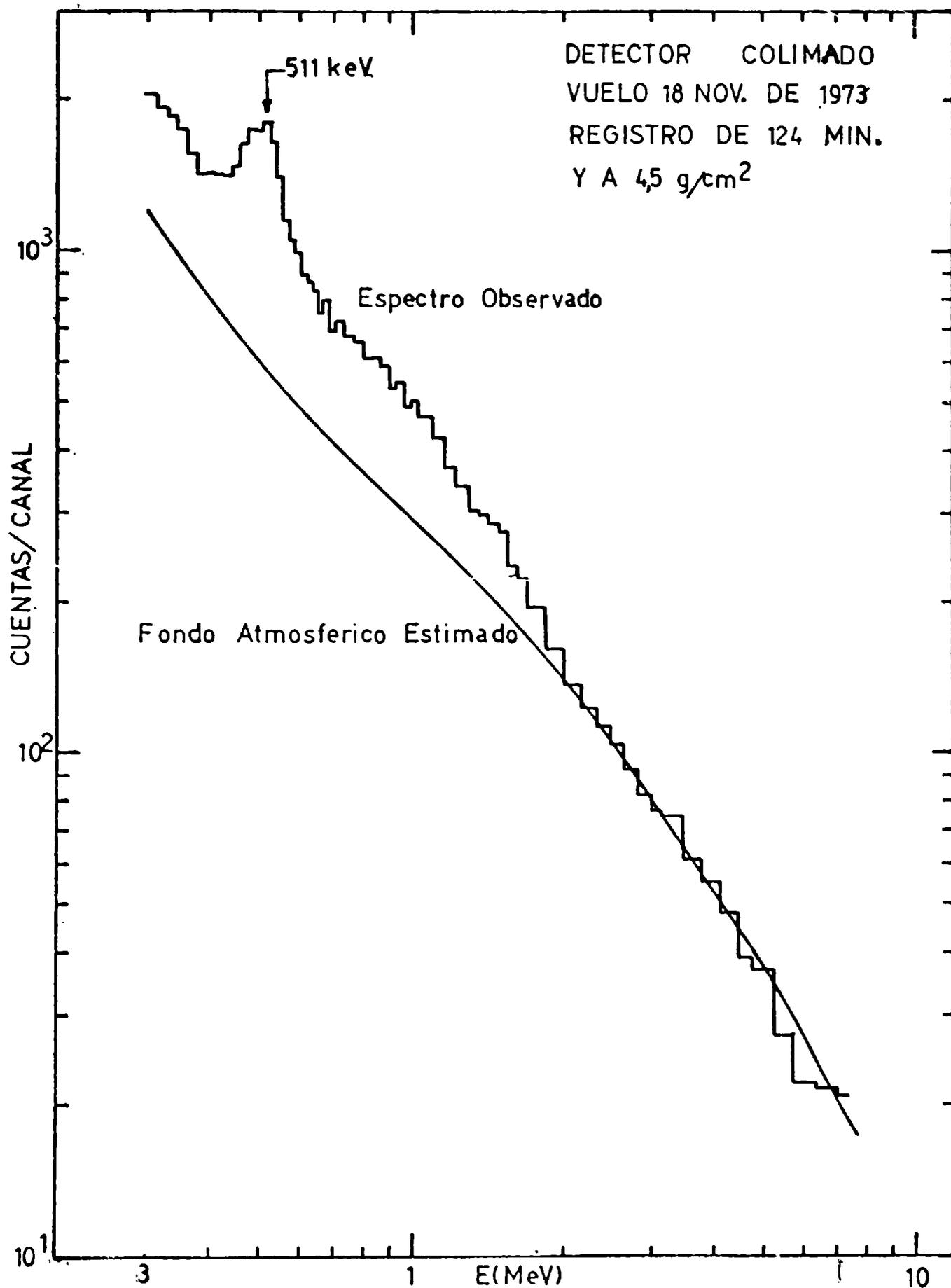


Figura 5: Espectro de pulsos observado en el centelleador central durante 124 minutos y a una profundidad atmosférica de 4.5 g.cm^{-2} . La línea continúa representa la estimación del fondo continuo de origen atmosférico.

ENERGIA FOTONES INCIDENTES E _i (MeV)	1.25	3.5	5.0	7.0	10.0	20.0	50.0	95.0
Nro. FOT. EMERGENTES CARA INTERNA COLIMADOR	1060	2122	1920	1746	1426	850	415	254
Nro. FOT. ATRAVESARON PARED COLIMADOR SIN INTERACTUAR	532	1046	960	866	760	460	217	118
Nro. FOT. REEMERGENTES CARA EXTERNA COLIMADOR	3304	6142	7004	7538	8392	9592	10934	11738
Nro. FOT. EMERGENTES CARA INTERNA COLIMADOR DE 511 keV	4	122	156	176	188	144	90	98
Nro. INTERACCIONES COMPTON	22740	24644	23090	22018	20656	18930	17905	16872
Nro. INTERACCIONES FOTOELECT.	15900	18366	21050	22716	24386	26344	27166	26926
Nro. INTERAC. CREAC. PARES	264	6632	9974	12000	14204	16784	18515	18918

PARA CADA ENERGIA E_i SE ANALIZARON 20000 HISTORIAS

Tabla 1

Resultados globales obtenidos por el método de Monte Carlo para el caso de un cilindro hueco infinito e incidencia isotrópica. Para cada energía incidente E_i se analizaron 20.000 historias.

A	Z	ISOT.	$\sqrt{\frac{v_{relat}}{\left(\frac{v_i}{v_{p_0}}\right)}}$	VIDA MEDIA	E_γ (MeV)	E_{β^+} (MeV)
207	84	Po ^m	1	2.8 s	0.26; 0.31 ; 0.82	-
207	84	Po	1	6 h	----- 2.06	-
202	83	Bi	0.75	95 m	0.42 ; 0.96	-
201	82	Pb	0.71	61 s	0.63	-
199	82	Pb ^m	0.64	12.2 m	0.42	-
199	82	Pb	0.64	85 m	0.35 ; 0.37 ; 0.72	2.8 Máx.
198	81	Tl ^m	0.60	1.9 h	0.28 ----- 0.64	-
198	81	Tl	0.60	5.3 h	----- 2.78	2.4 Máx.
197	81	Tl ^m	0.57	0.54 s	0.38	-
197	81	Tl	0.57	2.84 h	----- 0.426	-
196	81	Tl ^{'''}	0.53	1.41 h	----- 0.43	-
196	81	Tl	0.53	1.84 h	0.426	-
193	80	Hg	0.45	5 h	----- 1.08	-
192	79	Au	0.42	4.1 h	----- 1.2	2.2 Máx.
191	79	Au	0.40	3.2 h	----- 0.60	-
184	77	Ir	0.27	3.2 h	----- 4.3	-
203	82	Pb	0.27	6.1 s	0.82	-
202	82	Pb	0.25	3.62 h	----- 0.96	-
180	75	Re	0.22	2.4 m	0.511 ; 0.88	1.1 Máx.

Tabla 2

Principales isótopos producidos en el Pb debido a interacciones nucleares con protones y neutrones de altas energías, con vidas medias menores que 9 horas. En las dos columnas de la derecha figuran los principales productos de sus decaimientos.

ISOTOPO	%	σ_{captura} (Barns)	VIDA media	E_{γ} (MeV)	$E_{\text{electrones}}$ (MeV)	Núcleos en el detector
Pb ²⁰⁴	1.5	0.7	$3 \cdot 10^7$ a	Rayos X	-	$6.4 \cdot 10^{23}$
Pb ²⁰⁶	25.0	0.03	0.8 s	0.57 ; 1.06	0.48 ; 0.98 ; 1.05	$1.07 \cdot 10^{25}$
Pb ²⁰⁷	21.5	0.72	-	-	-	$9.2 \cdot 10^{24}$
Pb ²⁰⁸	52.0	$5 \cdot 10^{-4}$	3.3 h	No γ	0.64 Máx.	$2.2 \cdot 10^{25}$
Na ²³	100	$\frac{0.53}{0.40}$	$\frac{15 \text{ h}}{0.02 \text{ s}}$	$\frac{1.37 ; 2.75}{0.472}$	$\frac{4.17 \text{ Máx.}}{6.0 \text{ Máx.}}$	$1.15 \cdot 10^{24}$
I ¹²⁷	100	6.4	25 m	Rayos X 0.44 ----- 0.97	2.2 Máx.	$1.15 \cdot 10^{24}$

Tabla 3

Secciones eficaces de captura, vidas medias y radiaciones emitidas por el plomo, iodo y sodio debido a la captura de neutrones térmicos. Además se agrega el número aproximado de átomos de esos elementos que contiene el detector.

BIBLIOGRAFIA

- ALDER, B., FERNBACH, S., ROTENBERG, M. (Editores), 1963: *Methods in Computational Physics*, Vol. 1, Academic Press, New York.
- AZCARATE I.N., DURO J.C., GHIEMMETTI H.S. y MUGHERLI V.J., 1975: *Radiación Gama Atmosférica de Alta Energía a Bajas Latitudes*. GEOACTA, Vol. 8 n. 1 págs. 117 a 128.
- CASHWELL E.D. y EVERETT C.J., 1959: *A Manual of the Monte Carlo Method for Random Walk Problems*, Pergamon Press, New York.
- CHUPP, E.L., FORREST, D.J., HIGBIE, P.R., SURI, A.N., TSAI, C. y DUNPHY, P.P., 1973: *Solar Gamma Ray Lines observed during the Solar Activity of August 2 to August 11, 1972*. *Nature*, Vol. 241, p.333.
- DYER, C.S. y MORFILL, G.E., 1971: *Contribution to the Background Rate of a Satellite X-ray Detector by Spallation Products in a Caesium Iodide Crystal*, *Astrophysical and Space Science*, Vol. 14, n. 1, p. 243-258.
- EBEOGH, D.B., WAINIO, K.M., MORE, K. y TIFFANY, O.L., 1966: *Monte Carlo Calculations of Radionuclide Production in Iron Targets Bombarded with 400 MeV Protons*, *Journal of Geophys. Research*, Vol. 71, n. 5, p. 1445-1451.
- HEITLER, W., 1954: *The Quantum Theory of Radiation*; (3a. Ed.) Clarendon Press, Oxford.
- LEDERER, C.M., HOLLANDER, J.M. y PERLMAN, I., 1967: *Table of Isotopes* (6a. Ed.) John Willey and Sons Inc., New York.
- LINGENFELTER, R.E. y RAMATY, R., 1967: *High Energy Nuclear Reactions in Astrophysics*, W.A. Benjamin, New York, p. 99.
- MARTIN, I.M., BUI VAN, A. y VEDRENNE, G., 1971: *Monte Carlo Simulation of a organic Scintillator Response of Gamma-Ray Spectra*, *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 95, p. 545-550.
- PETERSON, L.E., SCHWARTZ, D. y LING, J.C., 1973: *Spectrum of Atmospheric Gamma Rays to 10 MeV at $\lambda = 40^\circ$* , *Journal of Geophys. Research*, Vol. 78, n. 34, p. 7942.
- RUDSTAM, G., 1966: *Systematics of Spallation Yields*, *Z. Naturforschg.*, 21a., p. 1027-1041.

SIEGBAHN, K., 1968: Alpha, Beta and Gamma-ray Spectroscopy, Vol. 1, p. 769, North-Holland Publishing Co., Amsterdam.

STANTON, N.R., 1971: A Monte Carlo Program for Calculating Neutron Detection Efficiencies in Plastic Scintillator, C00-1545-72, The Ohio State University.