

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1975

09.75.01

EFICIENCIA Y FUNCION RESPUESTA DE UN CENTELLEADOR PLASTICO

Ismael Azcárate, Horacio S. Ghielmetti* y Vicente Mugerli

Instituto de Astronomía y Física del Espacio
Buenos Aires, Argentina

IAFE, Publicaciones Internas PI-1-75

Marzo, 1975

* Comisión Nacional de Energía Atómica

RESUMEN :

Se ha calculado la eficiencia de un centelleador plástico de gran volumen para la detección de radiación gama de alta energía. También se ha calculado su "función respuesta" para espectros de forma potencial con exponentes que varían entre -1.0 y -2.0. Las expresiones obtenidas, en su forma final incluyen el efecto de auto-borrado de pulsos genuinos, producido por la caja de centelleador que rodea al detector principal para eliminar las partículas cargadas que penetran ambos sistemas.

ABSTRACT:

The efficiency of a large volume plastic scintillator was computed for high energy gamma rays. Its response function was also computed for power law gamma ray spectra with exponents varying between -1.0 and 2.0. The computations include the vetoing of genuine pulses produced by a scintillator box surrounding the main detector to eliminate charged particles penetrating both systems.

I. INTRODUCCION

La relación entre el espectro diferencial de la radiación incidente y el correspondiente espectro de pérdidas de energías o amplitud de pulsos observado con un detector de centelleo es un problema de no fácil solución. Habitualmente, la detección de radiación X y γ , desde algunas decenas de keV hasta algunas pocas decenas de MeV, se efectúa con contenedores inorgánicos NaI(Tl) o CsI(Tl). En el extremo inferior de este rango, donde la mayoría de las interacciones son fotoeléctricas, la conversión es relativamente simple. Para energías más altas algunos métodos han sido sugeridos. En todos los casos la respuesta de un detector de centelleo ante un espectro incidente depende de las dimensiones del detector y también de la distribución espectral y angular de la radiación observada.

La respuesta de un detector dado puede calibrarse haciendo incidir radiación monocromática de energía conocida y obteniendo experimentalmente el espectro correspondiente. Disponiendo de una cantidad suficiente de espectros de referencia dentro del rango de interés se puede calcular la respuesta a un espectro incidente continuo mediante un método de interpolación adecuado (Puskin, 1970). Este procedimiento está limitado por la disponibilidad de fuentes radioactivas cuyas líneas de emisión cubren sólo un rango corto de energías. Además, los espectros de pulsos usados como referencias son válidos mientras las condiciones geométricas de la radiación incidente sean similares a las utilizadas en la calibración, normalmente hechas con la fuente ubicada a lo largo del eje del cristal o iluminación homogénea de una de sus caras frontales o laterales.

Una solución mejor es obviamente la utilización del método de Monte Carlo con el que se puede simular con todo detalle la respuesta de un cristal inorgánico para espectros incidentes de distintas formas funcionales y también incluir distintas distribuciones angu-

lares (Martin et al, 1971; Martin, 1974). La contra mayor que tiene este método es que exige una simulación para cada condición considerada: forma y dimensión del cristal, forma del espectro incidente y su distribución angular, lo que insu^{me} considerable tiempo de computación.

El método de Monte Carlo es esencial cuando la radiación sufre en el detector interacciones múltiples, es decir, la energía que aparece finalmente depositada en el cristal, es la suma de las energías resultantes de la interacción primaria y de los fotones secundarios que sufren interacciones sucesivas. En los casos en que las energías con sideradas y la composición y dimensiones del cristal permiten aceptar que el espectro de pérdidas de energía resulta de una única interacción, mostraremos que la respuesta puede calcularse con un método más directo.

En lo que sigue, estimaremos la eficiencia y forma de la respuesta de un centelleador plástico de gran volumen ($16 \times 16 \times 24 \text{ cm}^3$) para radiación γ de alta energía ($> \text{algunos MeV}$) hasta cerca de los 100 MeV.

Este tipo de detector es también sensible a la radiación cargada, y además a neutrones rápidos. En este último caso la naturaleza distinta de las interacciones que producen los pulsos observados, hace que su eficiencia y forma de la función respuesta difiera de la correspondiente a la radiación gamma. Por ello, si se provee de un medio para eliminar los pulsos originados en la radiación cargada incidente, el sistema detectará tanto neutrones rápidos como radiación electromagnética (X y γ). Sin embargo, si en la radiación neutra incidente predomina la radiación gamma de alta energía, la forma del espectro de pulsos dependerá esencialmente de su respuesta a este tipo de radiación. Este es el caso que nos interesa en este trabajo.

2. APROXIMACIONES

A diferencia de los centelleadores inorgánicos, un centelleador plástico está compuesto casi exclusivamente de átomos de bajo número atómico, H y C. Por lo tanto, en el rango de energía considerado el efecto fotoeléctrico no juega ningún papel. Hasta unos 30 MeV predominan las interacciones Compton y para energías más elevadas la mayoría de las interacciones son de creación de pares.

Para un centelleador cuya base es el poliestireno, como es nuestro caso, la composición es tal que $n_H \approx n_C$ (at.cm⁻³). Para energías mayores que 10 MeV el coeficiente de atenuación total es menor que 0.02 cm⁻¹, y la longitud de interacción es $\bar{S}$ que unos 50 cm. Por ello, a pesar de que la eficiencia calculada en forma simple es comparativamente alta, la contribución de los fotones secundarios resultantes de un primer proceso Compton es poco probable, por lo que en nuestro cálculo consideraremos que se produce una única interacción.

También en la región en que predomina la creación de pares, para γ 's de varias decenas de MeV, ignoramos la posible absorción de los dos fotones ($E = 0.511$ MeV) resultantes de la aniquilación de positrón y consideramos que la energía cinética T depositada es $T = T^+ + T^- = E - 1.02$ MeV, donde E es la energía del fotón.

Al considerar las interacciones Compton haremos uso de la sección eficaz diferencial de ese efecto $\frac{d\sigma_C}{dT}(E, T)$ ($\frac{\text{cm}^2}{\text{at. MeV}}$) para producir un electrón de retroceso con

energía cinética entre T y $T + dT$ y la correspondiente sección eficaz total

$$\sigma_C(E) = \int_0^{T_C} \frac{d\sigma_C}{dT} dT \quad (\text{cm}^2 \text{ at.}^{-2}) \quad \text{donde } T_C \text{ es la energía máxima de ese electrón.}$$

En ambos casos empleamos las expresiones correspondientes dadas por las fórmulas de Klein-Nishina (Heitler, 1950).

Dada la composición del poliestireno ($n_H \approx n_C$) y el hecho de que para el efecto Compton las secciones eficaces son proporcionales a Z , en las relaciones utilizadas se suman simplemente ambas contribuciones. Por ej. $\sigma_C = (1+6) \sigma_C^e$, donde σ_C^e es la sección eficaz por cada electrón.

En la creación de pares la sección eficaz diferencial $\frac{d\sigma_P}{dT^\pm}(E, T^\pm)$ para la producción de un electrón o positrón entre $T^\pm$ y $T^\pm + dT^\pm$ tiene una expresión compleja y difícil de manejar (Heitler, 1950). Para nuestros fines consideramos suficiente aproximarla por una función rectangular (entre $T^\pm = 0$ y $T^\pm = T$) obtenida considerando que

$$\int_0^T \frac{d\sigma_P}{dT^\pm} dT^\pm = \sigma_P(E)$$

y tomando como valor medio

$$\left\langle \frac{d\sigma_P}{dT^\pm} \right\rangle = \frac{1}{T} \sigma_P(E)$$

La distribución real, es simétrica alrededor de $T/2$, y casi idéntica para el electrón negativo y el positrón.

Como la creación de pares es proporcional a Z^2 , para el poliestireno utilizamos, $\sigma_P = (1+36)\sigma_P^H$, donde σ_P^H corresponde a un átomo de hidrógeno.

La sección eficaz total es, entonces:

$$\sigma_t(E) = \sigma_C(E) + \sigma_P(E) \quad (\text{cm}^2/\text{at})$$

y el valor correspondiente del coeficiente de atenuación total $\gamma \sigma_t$ (cm^{-1}) con $n = 4.861 \times 10^{22}$ (at. cm^{-3}).

A fin de visualizar la dependencia con E de las secciones eficaces de interés, en la Fig. 1 representamos σ_C , σ_P y σ_t calculadas para el poliestireno, utilizando los valores tabulados por Grodstein (1957). Dadas las altas energías que estamos considerando, y el hecho de que detector real impone un umbral inferior de varios MeV al electrón detectado, supondremos que tanto el electrón Compton como ambos miembros del par, según sea el caso, siguen la dirección del fotón incidente.

Finalmente, en nuestra aproximación ignoramos el hecho de que él o los electrones resultantes de una interacción pierden parte de su energía cinética por radiación (bremsstrahlung), considerando que para materiales de bajo Z y altas energías, toda la energía cinética se entrega al medio por procesos de excitación e ionización.

3. EFICIENCIA

Calculamos la eficiencia con tres grados de aproximación distintos. En todos suponemos que la radiación incide perpendicularmente a una placa de centelleador de espesor L y extensión infinita.

3.1. Expresión simple:

Para radiación monocromática de energía E la fracción que interactúa en el espesor L está dada simplemente por

$$\epsilon_1(E) = 1 - e^{-n\sigma_t(E)L}$$

3.2. Efecto del Umbral de Detección:

Normalmente se impone un umbral inferior a la energía que debe ser depositada en el medio. Si ese umbral corresponde a una energía cinética equivalente T_b , la eficiencia para detección de fotones de energía E está dado por

$$\epsilon_2(E) = \left[\frac{\int_{T_b}^E \frac{d\sigma_c}{dT}(E,T) dT}{\sigma_c(E)} \times \frac{\sigma_c(E)}{\sigma_t(E)} + f(T_b) \frac{\sigma_p(E)}{\sigma_t(E)} \right] (1 - e^{-n\sigma_t L})$$

El primer término dentro de los corchetes tiene en cuenta la fracción de interacciones Compton, $\frac{\sigma_c}{\sigma_t}$, y de esta, la fracción de casos en que la energía del electrón de retroceso supera el umbral inferior. Análogamente, el segundo término considera la contribución del proceso de creación de pares. El factor $f(T_b)$ es nulo si $T = E - 1,022 < T_b$ (MeV), e igual a 1 si $E - 1,022 \geq T_b$. Obviamente $\epsilon_2(E) = \epsilon_1(E)$ para $T_b = 0$.

3.3. Efecto del Autoveto:

El tercer caso considerado tiene en cuenta condiciones más reales, para aplicarlas al detector para que se efectúen los cálculos. El detector principal, de forma paralelepípedica, está rodeado de una caja de centelleador plástico, aislada ópticamente del principal. Su objeto es el de eliminar del análisis los pulsos originados en el central que han sido producidos por partículas cargadas que atraviesan ambos centelleadores. En este caso el sistema externo produce una señal de veto que impide el análisis del pulso generado en el central. Pero en estas condiciones también un pulso genuino originado en el detector central puede autovetarse si el rango del electrón resultante es tal que le permite alcanzar el centelleador externo. Si T' es la energía del electrón Compton de retroceso, o la mayor de los dos miembros del par, puede verse que este efecto reduce el espesor efectivo de la placa a $L - R(T')$.

En efecto, para una placa plana iluminada uniformemente, el número de interacciones que se producen entre x y $x + dx$ está dado por la variación de la intensidad $(\propto e^{-n\sigma_t x})$ que alcanza el nivel x .

$$dN \propto -n\sigma_t e^{-n\sigma_t x} dx$$

De ellas la fracción $\frac{\sigma_c}{\sigma_t}$ corresponde a interacciones Compton, y $\frac{\sigma_p}{\sigma_t}$

a creación de pares. Si el electrón resultante tiene energía T' , y por consiguiente rango $R(T')$, todos aquellos que se produzcan entre $x = L - R(T')$ y L alcanzarán el centelleador externo ($x > L$) dando lugar al auto borrado. Por consiguiente, para un T' dado, las interacciones efectivas resultan proporcionales a

$$\int_0^{L-R(T')} e^{-n\sigma_t x} d(-n\sigma_t x) = 1 - e^{-n\sigma_t [L-R(T')]}$$

Por ello, considerando en cada caso la distribución en energía del o los electrones que nacen en la interacción, resulta finalmente:

$$\begin{aligned} \epsilon_3(E) = & \frac{1}{\sigma_t(E)} \int_{T_b}^{T_1} \frac{dG_c}{dT}(E, T') \left\{ 1 - e^{-n\sigma_t(E)[L-R(T')]} \right\} dT' + \\ & \frac{G_p(E)}{\sigma_t(E)} \left\{ \left(\frac{2T_2}{T} - 1 \right) - \frac{2}{T} \int_{T/2}^{T_2} e^{-n\sigma_t(E)[L-R(T')]} dT' \right\} \end{aligned}$$

donde, en el primer término, que corresponde a las interacciones Compton, es

$$T_1 = T_c * \frac{2E^2}{0,511 + 2E} \quad \text{si } T_c \leq T^*, \quad T_1 = T^* \quad \text{si } T_c > T^*; \quad \text{y en el segundo término}$$

$$T_2 = T = E - 1.022 \text{ MeV si } T < T^* \text{ y } T_2 = T^*, \text{ si } T > T^*$$

en ambos casos es $R(T^*) = L$. Por creación de pares contribuyen a la eficiencia, fotones en el rango $T_b + 1.022 \leq E \leq 2T^* + 1.022 \text{ MeV}$.

En las Figs. 2a y 2b hemos representado separadamente, para $L = 16 \text{ cm}$ y $L = 24 \text{ cm}$, los valores de ϵ_1, ϵ_2 y ϵ_3 . De estas curvas surgen, en primer lugar los valores comparativamente altos de la eficiencia simple ϵ_1 . Finalmente, el efecto de autoatenuación incluido en ϵ_3 , disminuye enormemente la eficiencia del sistema para energías superiores

res a algunas decenas de MeV. De todos modos, la eficiencia supera el 1%, para $T_b \leq E \leq 60$ MeV y 100 MeV para $L = 16$ y 24 cm respectivamente, lo que implica un rango de energía considerable en el funcionamiento del detector.

4. FUNCION RESPUESTA

La respuesta del centelleador plástico puede calcularse, dentro de las mismas aproximaciones consideradas en el punto 2, con consideraciones análogas a las hechas para el cálculo de la eficiencia $\bar{\epsilon}_3$.

Supondremos que el espectro diferencial incidente $\frac{dN}{dE}$ es de la forma $AE^{-\alpha}$ (fot $\text{cm}^{-2}\text{MeV}^{-1}$). En este caso el conteo diferencial $\frac{dN}{dT}$ para pulsos cuya amplitud corresponde a una deposición de energía cinética entre T y $T + dT$, resulta de las interacciones Compton con $E \geq \frac{T}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1.022^2}{T}} \right)$ y de los pares creados por fotones con $E = T + 1.022 \text{ MeV}$. En la región de energía en que predomina la creación de pares $\sigma_p(E)$ crece lentamente y $\frac{\sigma_p}{\sigma_t} \approx 1$, de modo que la forma de la respuesta debería ser casi similar a la ley del espectro incidente. Sin embargo, el autovetado de pulsos genuinos reduce considerablemente el número de fotones detectados y además resulta en un corte superior en la energía de los fotones detectables. En el caso del centelleador real de forma paralelepípedica, éste corresponde a una energía $T_M \approx E_M$ tal que aún en el caso más favorable en que ambos miembros del par llevan energías iguales $T^- = T^+ \approx \frac{E_M}{2}$, el rango correspondiente iguala al máximo recorrido posible en el detector

$L_M = \sqrt{2(\text{lado})^2 + (\text{altura})^2}$. En nuestro caso esto corresponde a $E_M \approx 200 \text{ MeV}$.

La función respuesta, en la forma presentada más abajo, tiene en cuenta que si el fotón es detectado a través de una interacción Compton, los electrones de retroceso tienen energías comprendidas entre $T = 0$ y $T = T_c$, con una distribución relativamente chata cerca del extremo inferior y que crece rápidamente cerca de T_c (ver Fig. 3). Por ello al intervalo $T - (T + dT)$ contribuye, en la proporción $\frac{dN}{dT} / \sigma_c(E)$, las interacciones de fotones con $E \geq T$. En cambio, de los pares creados contribuyen sólo aquellos en que la energía total depositada $T = T^+ + T^- = E - 1.022 \text{ MeV}$ está en el intervalo considerado.

En este caso la distribución en energía del electrón y positrón interviene en la determinación del efecto de auto borrado.

La respuesta así calculada, para incidencia normal a una placa de espesor L , resulta

$$\frac{dN}{dT}(T) = \int_{E_0}^{\infty} \frac{\frac{d\sigma_e(E,T)}{dT}}{\sigma_e(E)} \times \frac{\sigma_e(E)}{\sigma_e(E)} \left\{ 1 - e^{-n\sigma_e(E)[L-R(T)]} \right\} A E^{-\alpha} dE$$

$$+ A (T+1.022)^{-\alpha} \frac{\sigma_p(E)}{\sigma_e(E)} \left[\left(\frac{2T_2}{T} - 1 \right) - \frac{2}{T} \int_{T/2}^{T_2} e^{-n\sigma_e(E)[L-R(T')]} dT' \right]$$

donde $E_0 = \frac{T}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1.022}{T}} \right)$, $T_2 = T$ si $T \leq T^*$ ó $T_2 = T^*$ si $T > T^*$

para $R(T^*) = L$

Para calcular el segundo término los valores de σ_p y σ_e , para el argumento $E = T + 1.022$, se obtienen directamente de tablas (Grondstein, 1957). En cambio, para facilitar la integración numérica en el primer término

se calcula utilizando para la sección eficaz total del efecto Compton la expresión de Klein-Nishina y para $\sigma_p(E)$ la aproximación (Heitler, 1950).

$$\sigma_p(E) = 5.8 \times 10^{-4} Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{2E}{0.511} - \frac{218}{27} \right]$$

El integrando del primer término cae rápidamente con E creciente por lo que la integración numérica, realizada utilizando la regla de Simpson, depende críticamente de la amplitud de los N intervalos en que se divide el rango total de integración. En nuestro caso hemos tomado el límite superior constante (= 100 MeV) y N tal que $\Delta E \approx 1$ MeV.

El rango de electrones en poliestireno se obtuvo de las tablas de Berger y Seltzer (1964), ajustando sus valores, para su utilización en el cálculo, por expresiones $R(T) = k_1 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0.7}$ (ver Fig. 4).

En las Figs. 5a y 5b se presentan los resultados del cálculo de la respuesta para α variando entre -1 y -2 y para $L = 16$ cm y $L = 24$ cm.

De estas curvas se deduce que, para un espectro incidente de la forma $AE^{-\alpha}$, el espectro de pérdidas de energías resulta, en su primer tramo, también de forma potencial $BT^{-\beta(\alpha)}$. Para energías mayores comienza a predominar el efecto de autoborrado.

Con la respuesta así calculada puede estimarse una eficiencia media del detector, definida por

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_{T_b}^{T^*(L)} \frac{dN}{dT} dT}{\int_{E_0(T_b)}^{\infty} A E^{-\alpha} dE}$$

En las determinaciones experimentales, cuyo objetivo último es la obtención del espectro incidente (fot/MeV) a partir del espectro observado (cuentas/MeV), el valor del exponente α resulta de la relación entre α y β , y de la determinación del valor β que mejor ajusta a los valores observados.

El valor de la constante A puede obtenerse de la relación

$$A = \frac{N_{med}}{\left[\int_{T_b}^{T^*} \frac{dN}{dT} dT \right]_{calc}} = \frac{N_{med}}{\bar{\epsilon} \int_{E_0}^{\infty} E^{-\alpha} dE}$$

donde N_{med} es el conteo total observado y el cálculo se ha hecho con $A \approx 1$, a lo que es equivalente, normalizando el espectro calculado con $A \approx 1$ al conteo diferencial observado, en $T - (T + dT)$

$$A = \frac{\left[\frac{dN(T)}{dT} dT \right]_{med}}{\left[\frac{dN(T)}{dT} dT \right]_{calc.}}$$

Los valores de A así obtenidos dependen fuertemente de α ($\approx$ como $\alpha^{-\frac{10}{3}}$) por lo que la exactitud de A está condicionada por la precisión con que se determina β , que, en último término, depende de la resolución del sistema y de la estadística de la observación.

El cálculo de la respuesta puede hacerse fácilmente, insumiendo en cada caso unos pocos minutos, en una calculadora de mesa del tipo H-P 9100 B.

Cálculo más exacto y Verificación

Manteniendo la aproximación principal efectuada más arriba esto es, considerar interacciones únicas, el cálculo de la respuesta del detector real puede mejorarse teniendo en cuenta la distribución angular de la radiación incidente $\frac{dI}{dE}$ (fot./cm²ster MeV), el área efectiva del detector que enfrenta cada dirección, y el recorrido posible para cada dirección y punto de incidencia: en efecto, la longitud de las trayectorias posibles es función del ángulo que el rayo forma respecto del eje y del punto de incidencia. Es decir, en principio el espesor constante L utilizado anteriormente debe reemplazarse por $L(\theta, \varphi)$

Para distintos cristales puede calcularse el factor geométrico diferencial (G andolfi, 1969) que representa su poder colector para partículas (o fotones) que recorran

en él un camino comprendido entre l y $l + dl$, y que resulta proporcional a la distribución de los recorridos.

El factor geométrico diferencial depende de la distribución angular de la radiación incidente. Para nuestro detector paralelepípedo y radiación isotrópica, la distribución de caminos tiene un valor medio próximo a su dimensión menor ($L = 16\text{cm}$). Por ello, la aproximación usada de placa plana y espesor constante no está demasiado apartada de la estimación más completa. Como ejemplo la Fig. 6, muestra una medición del espectro de la radiación gama atmosférica tomado a unos 36 km de altura. El espectro observado ajusta en forma excelente, en la región en que puede considerarse proporcional a $T^{-1/2}$, con una de nuestras funciones respuesta, correspondiente a un espectro incidente con $\alpha = 1.1 \pm 0.1$. El exceso observado en altas energías frente a lo calculado puede atribuirse a fotones incidentes aproximadamente en la dirección del eje ($L = 24\text{cm}$) ya que para $l = 16$ no deberían observarse eventos con $T > 76 \text{ MeV}$.

FIGURAS

Figura 1 - Sección eficaz para efecto Compton, producción de pares y total, calculada para el poliestireno utilizando los valores para H y C dados por Grodstein (1957).

Figura 2a y 2b - Eficiencia del centelleador plástico calculada con tres grados de

aproximación: ξ_1 : expresión simple...

ξ_2 : expresión simple incluye el efecto del umbral inferior .

ξ_3 : eficiencia calculada considerando el efecto del umbral inferior de energía T_b y del autoborrado, para 3 valores de T_b .

Figura 3 - Sección eficaz diferencial por electrón para efecto Compton calculada con la fórmula de Klein-Nishina para dos energías distintas del fotón incidente .

Figura 4 - Rango de electrones en poliestireno, ajustado por tramos con expresiones potenciales.

Figura 5a y 5b - Respuesta del centelleador plástico a la radiación gama. Curvas calculadas para un espectro incidente de la forma $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$ con distintos valores de α y para dos valores de L.

Figura 6 - Espectro medido del fondo gama atmosférico comparado con el calculado para un espectro incidente de la forma $\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.1}$

REFERENCIAS

- Berger, M.J., S.M.Seltzer, Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons, NASA SP-3012, 1964.
- Gandolfi, E.Z., Cálculo y aplicaciones de la distribución de caminos en un detector cilíndrico, Centro Nacional de Radiación Cósmica, Serie Publicaciones Internas, CNRC-PI-1, 1969.
- Grodstein, G.W., X-Ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV, National Bureau of Standards Circular 583, 1957.
- Martin, I.M., A.Bui Van, G. Vedrenne, Monte Carlo Simulation of an Organic Scintillator Response of Gamma-Ray Spectra, Nuclear Instruments and Methods, 95, 545, 1971.
- Martin, I.M., Determination des Flux de Photons Gamma de basse energie dans l'atmosphere, Tesis, Université de Toulouse, 1974.
- Puskin, J.S., Low Energy Gamma Rays in the Atmosphere, Smithsonian Astrophysical Observatory, Special Report 318, 1970.

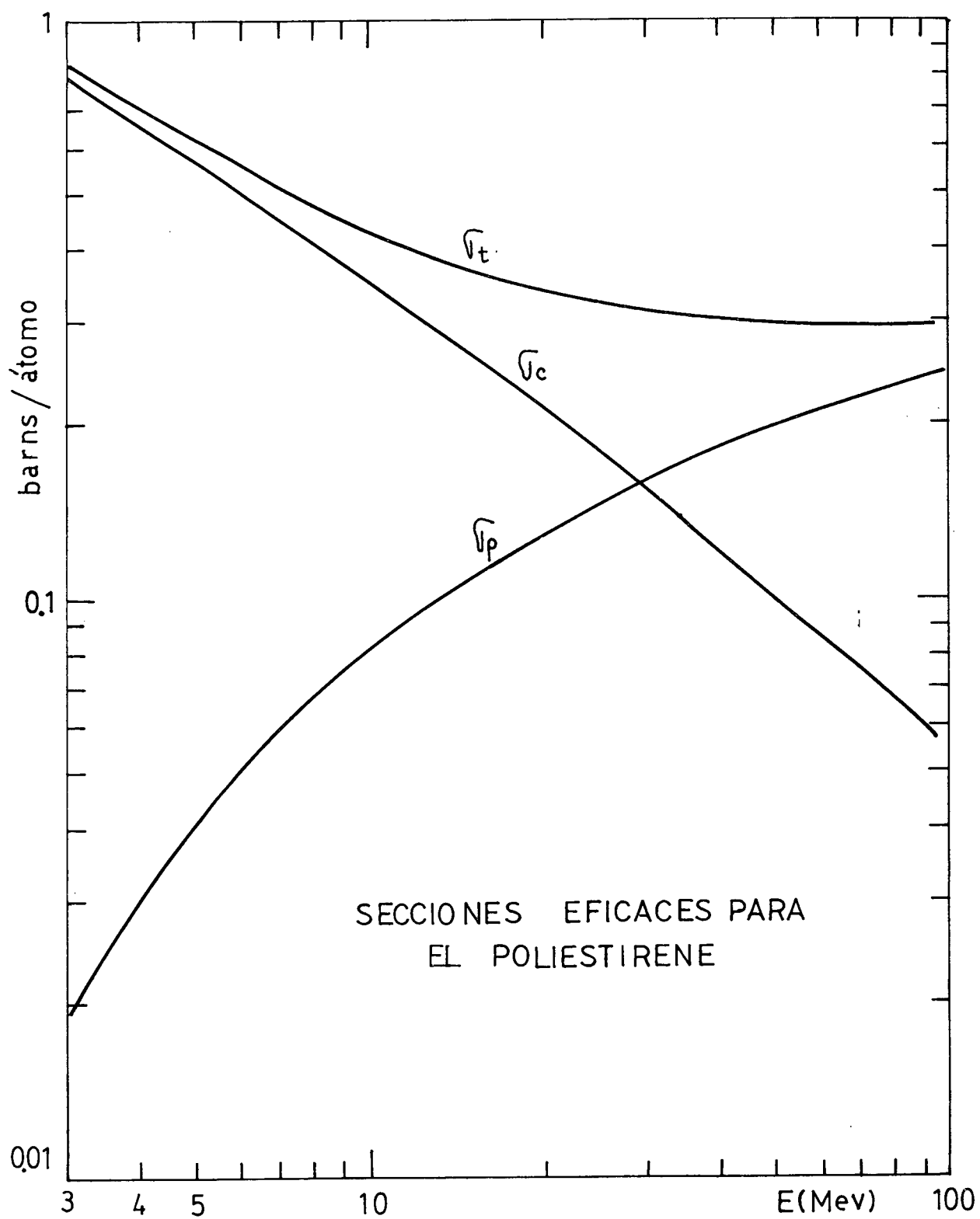
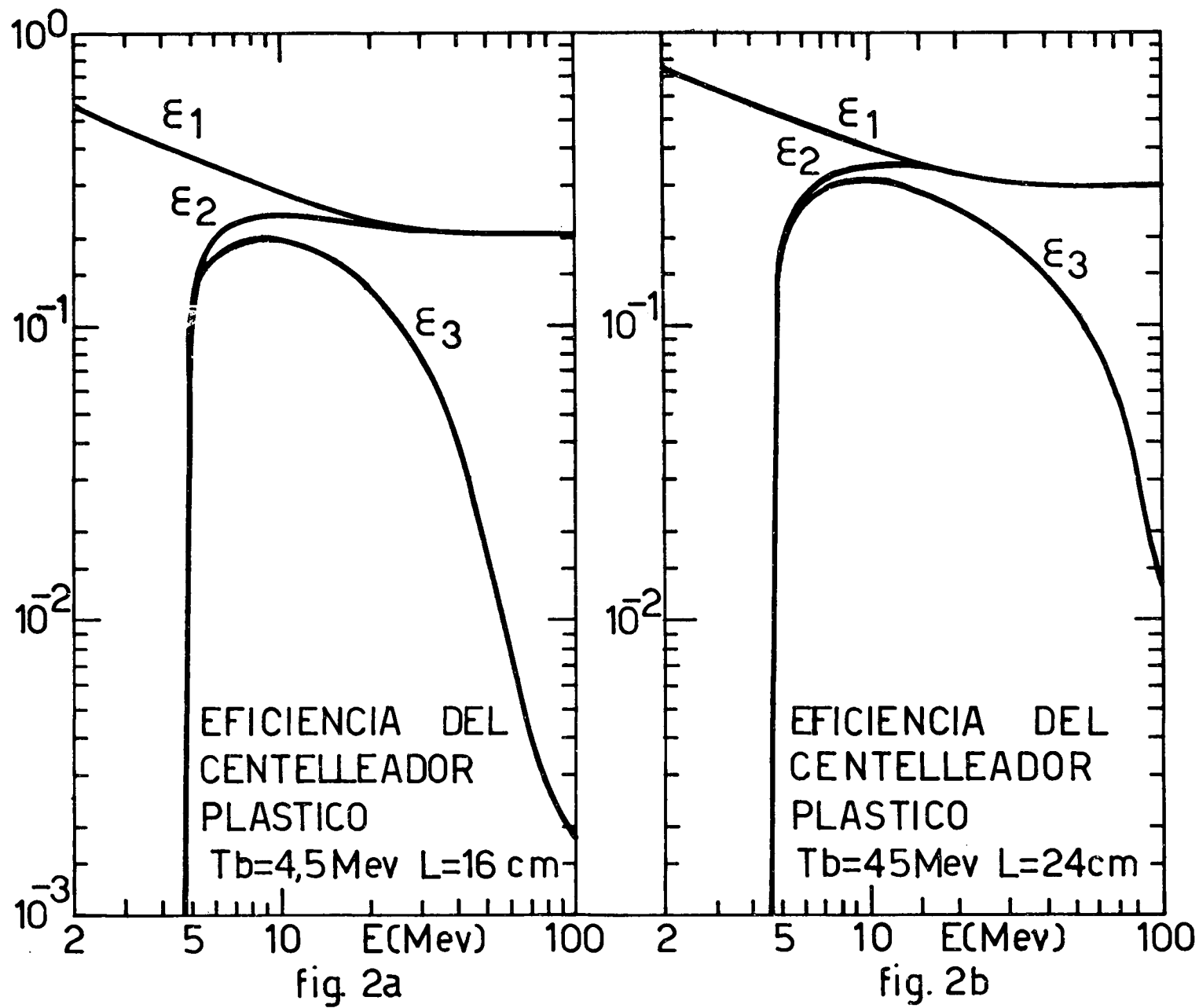


fig 1



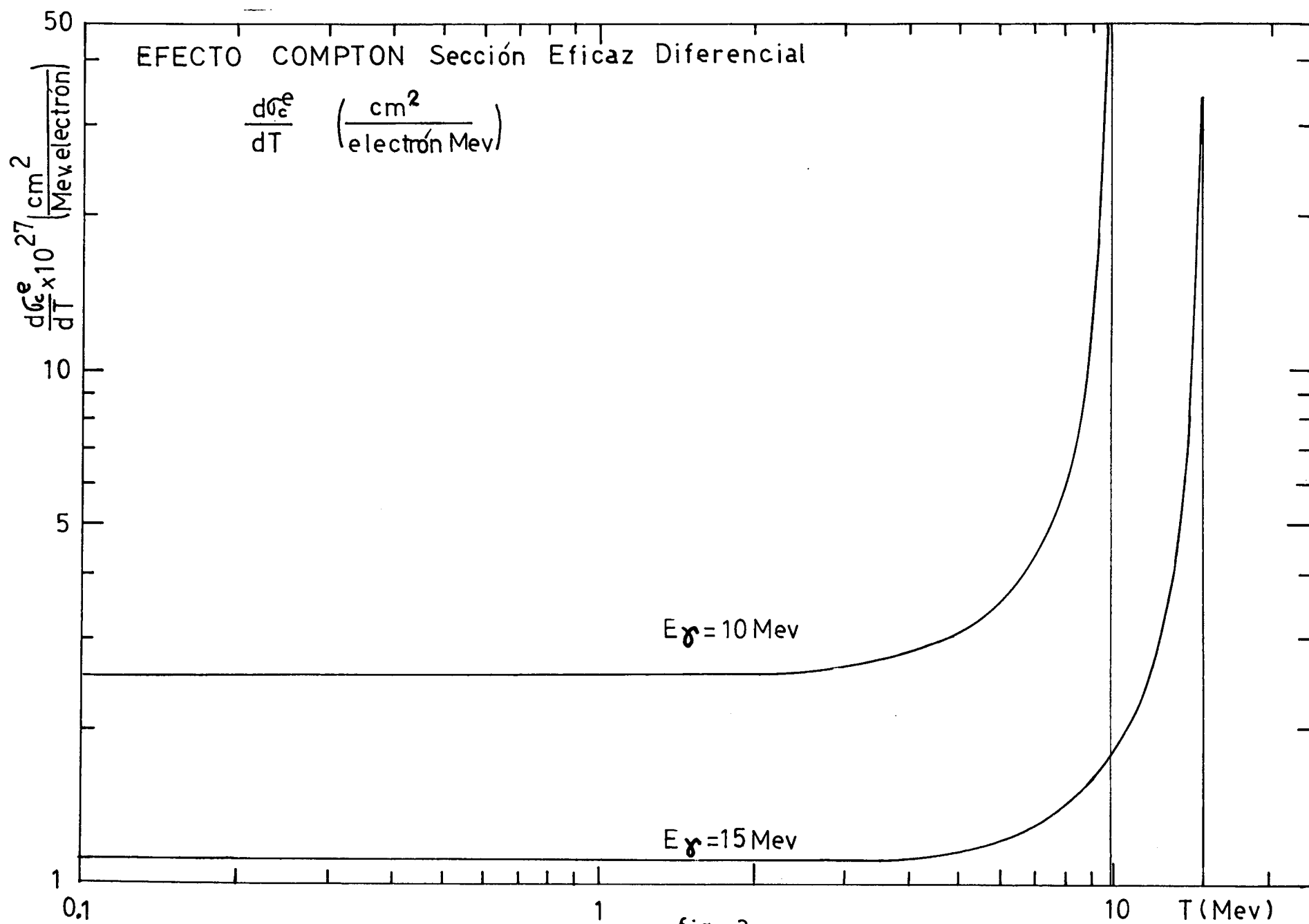


fig 3

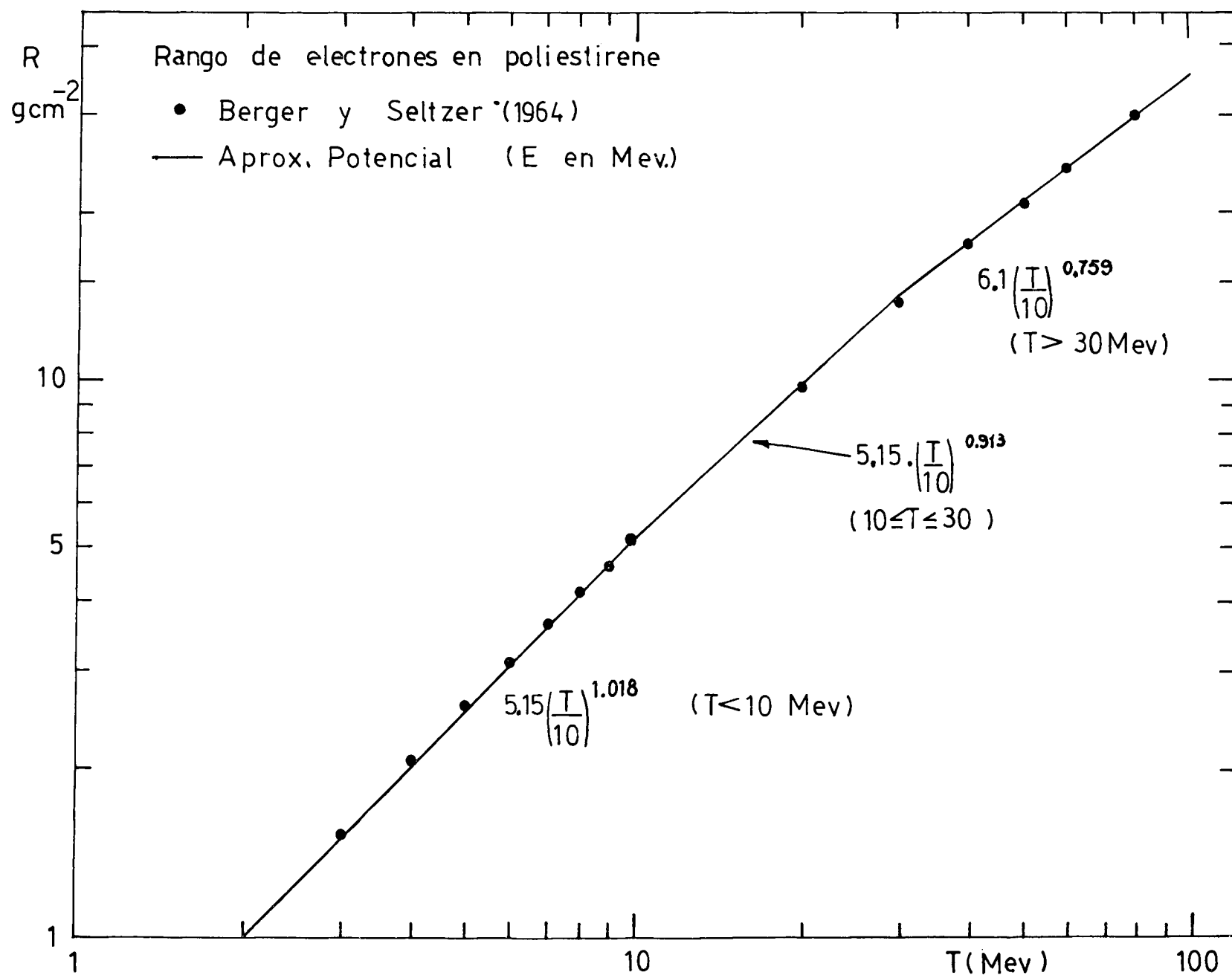


fig. 4

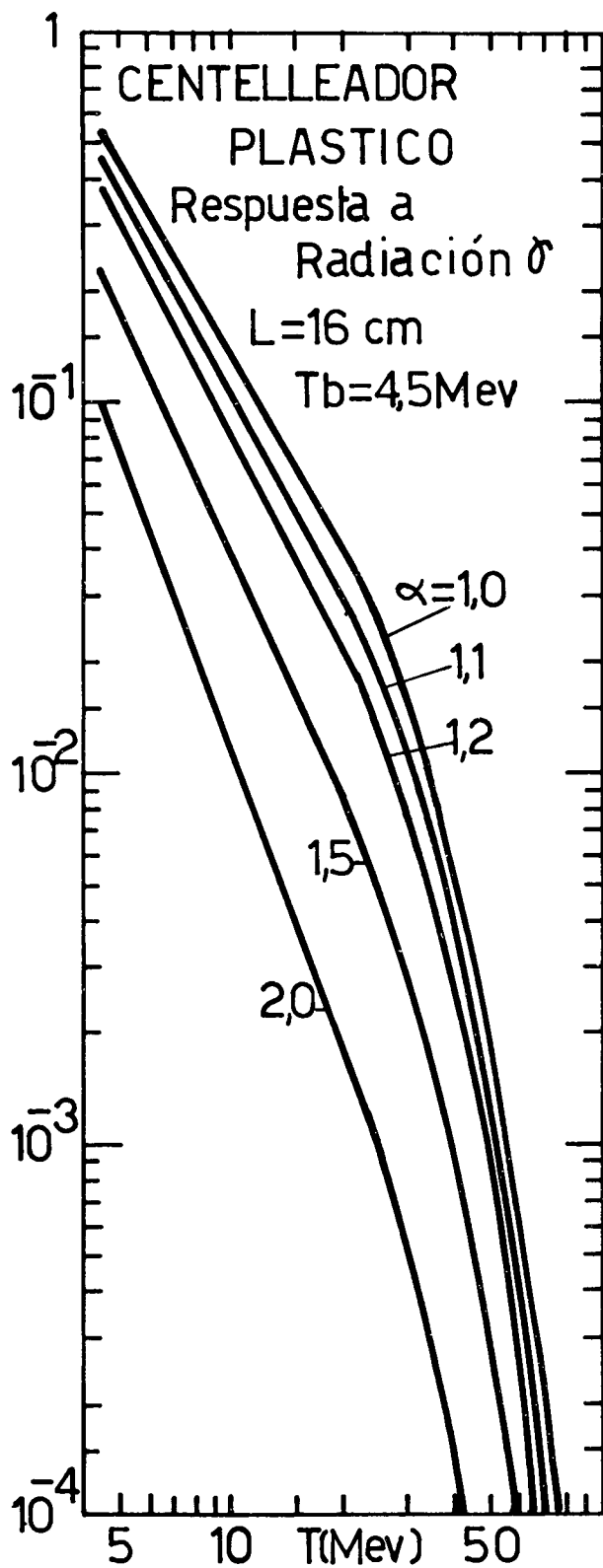


fig.5a

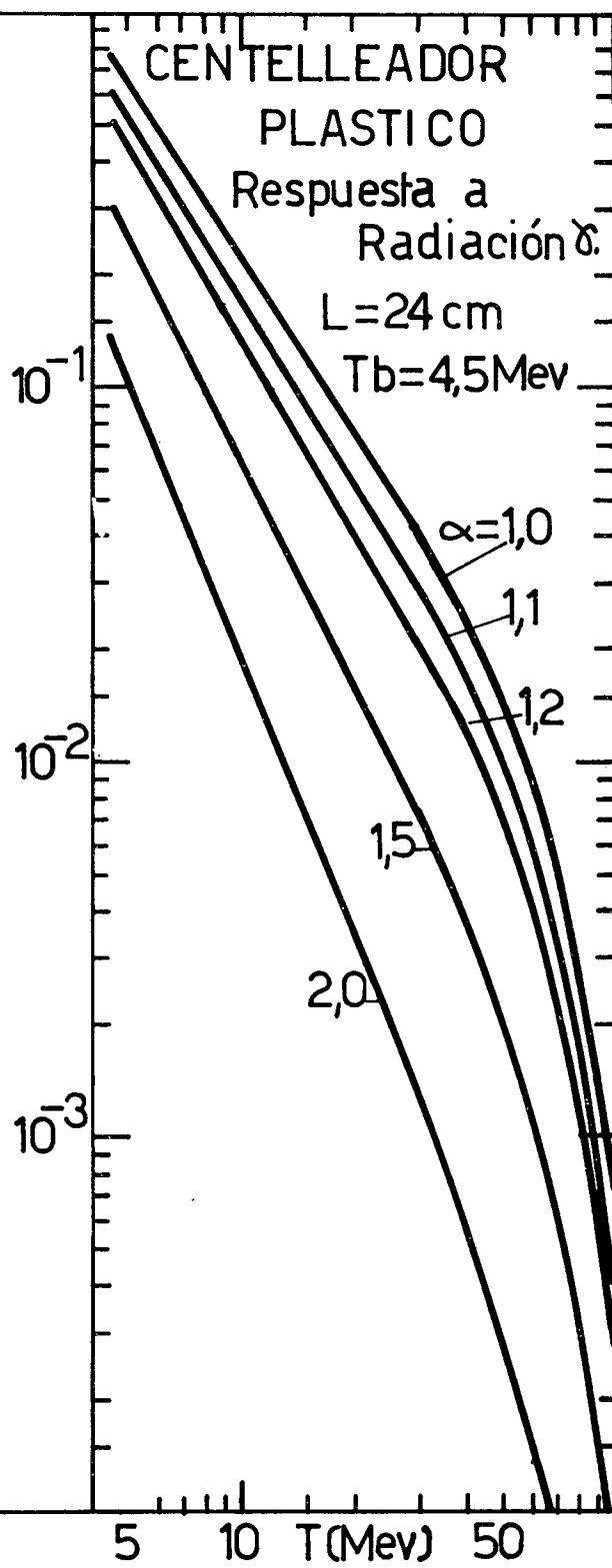


fig.5b

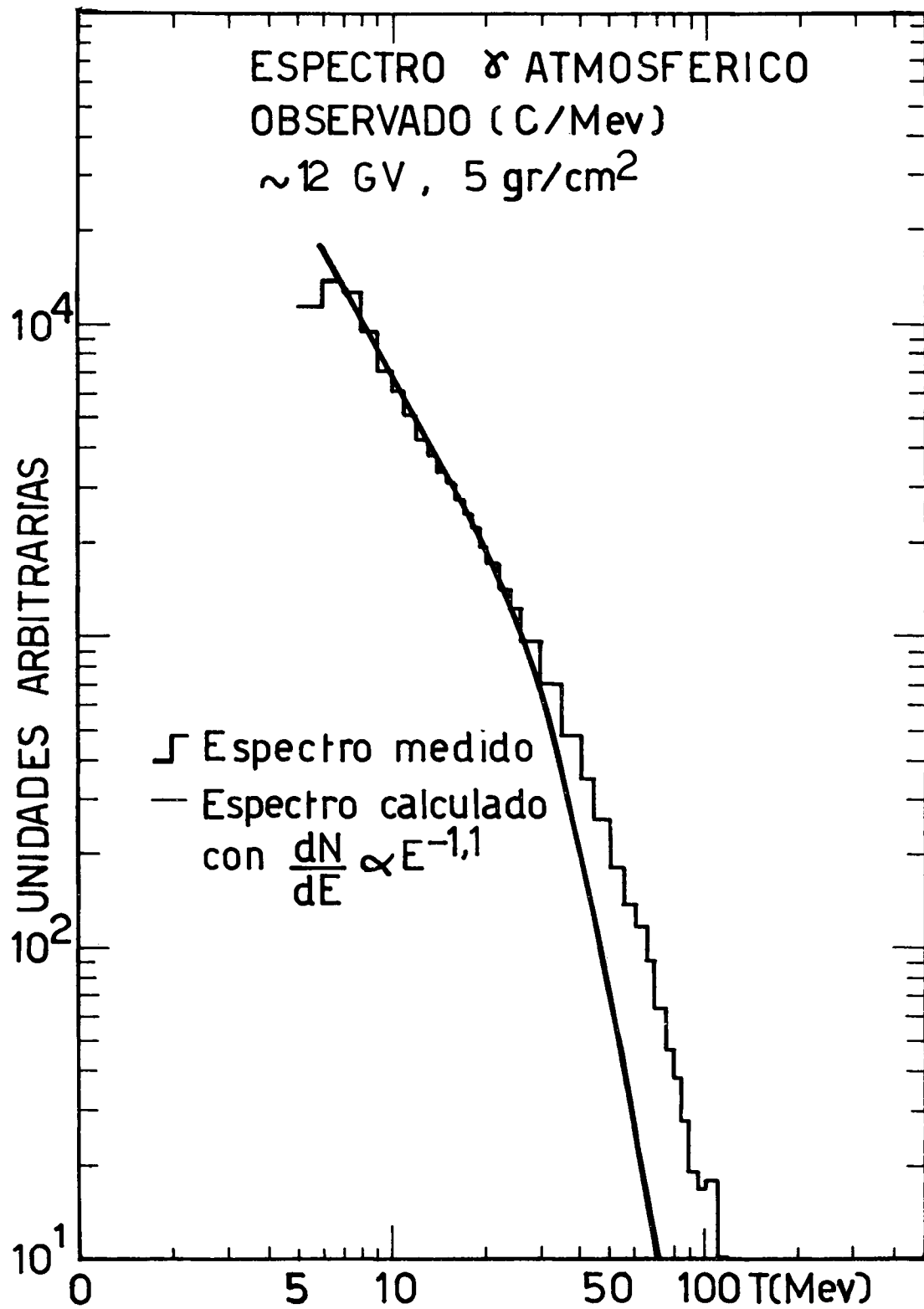


fig. 6