



# **Interacción de la radiación electromagnética con la materia**

L.C.Damonte 2017

# Interacción de la radiación electromagnética con la materia

- Los fotones se clasifican de acuerdo a su origen:
  - Rayos  $\gamma$  (0.1MeV-5MeV)  transiciones nucleares.
  - Bremsstrahlung o rayos X continuos: aceleración de  $e^-$  libres u otra partícula cargada.
  - Rayos X característicos (1keV-0.5MeV)  transiciones atómicas.
  - Radiación de aniquilación: combinación de un  $e^+$  y  $e^-$ .
- La energía de estas radiaciones se expresa en la forma:  
 **$E = \hbar\nu$**
- Las interacciones de fotones con la materia no depende nde su origen sino de su energía.

A diferencia de partículas cargadas, un haz bien colimado de rayos  $\gamma$  sigue una ley exponencial para su absorción en la materia:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

- Los fotones son absorbidos o dispersados en un solo evento.

# Interacción de la radiación electromagnética

## ➤ Atenuación de un haz de fotones (radiación electromagnética)

### *Tipos de interacción*

- Electrones atómicos
- Nucleones
- Campo eléctrico entorno del núcleo o electrones
- Campo entorno de los nucleones



### *Efectos de la interacción*

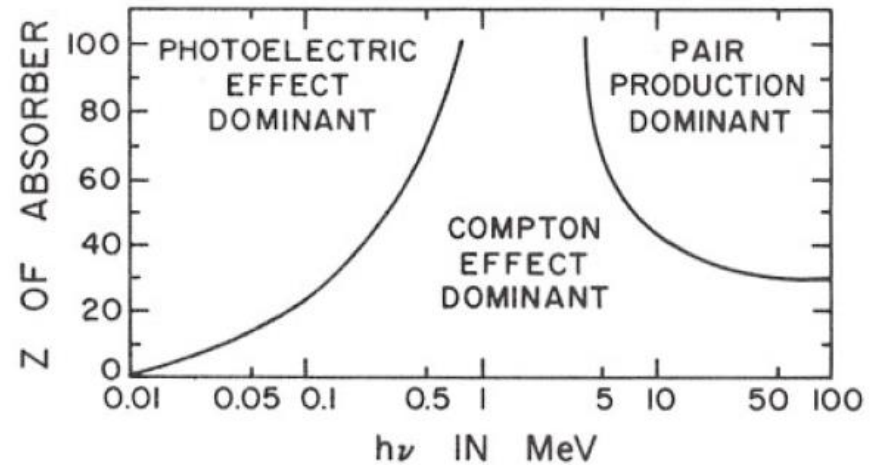
- Absorción completa
- Dispersión elástica
- Dispersión inelástica

Existen 12 posibles procesos en los cuales los rayos gamma pueden ser absorbidos o dispersados.

En el rango de energías de 0.01 a 10 MeV, sólo tres procesos son los más importantes:

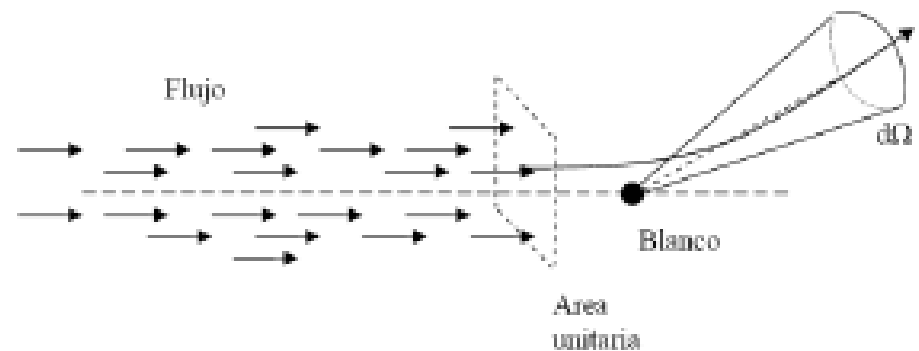
- Efecto Compton
- Efecto fotoeléctrico
- Producción de pares

➤ **Cada proceso domina en una dada región de energías del fotón incidente.**



# Interacción de la radiación electromagnética

- Cada proceso domina en una dada región de energías del fotón incidente.
- Cada proceso tendrá una probabilidad de ocurrencia, la cual viene dada por las leyes de la mecánica cuántica.
- La sección eficaz,  $\sigma$ , es una medida de la probabilidad de que un determinado proceso ocurra y puede ser calculada si el proceso de interacción es conocido.





# Dispersión Compton

- La energía cinética del  $e^-$ :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

- Es la longitud de onda Compton del electrón:

$$\frac{h}{m_0 c} = 2,426 \text{ F}$$

- Su valor máximo, para  $\theta = \pi$ :

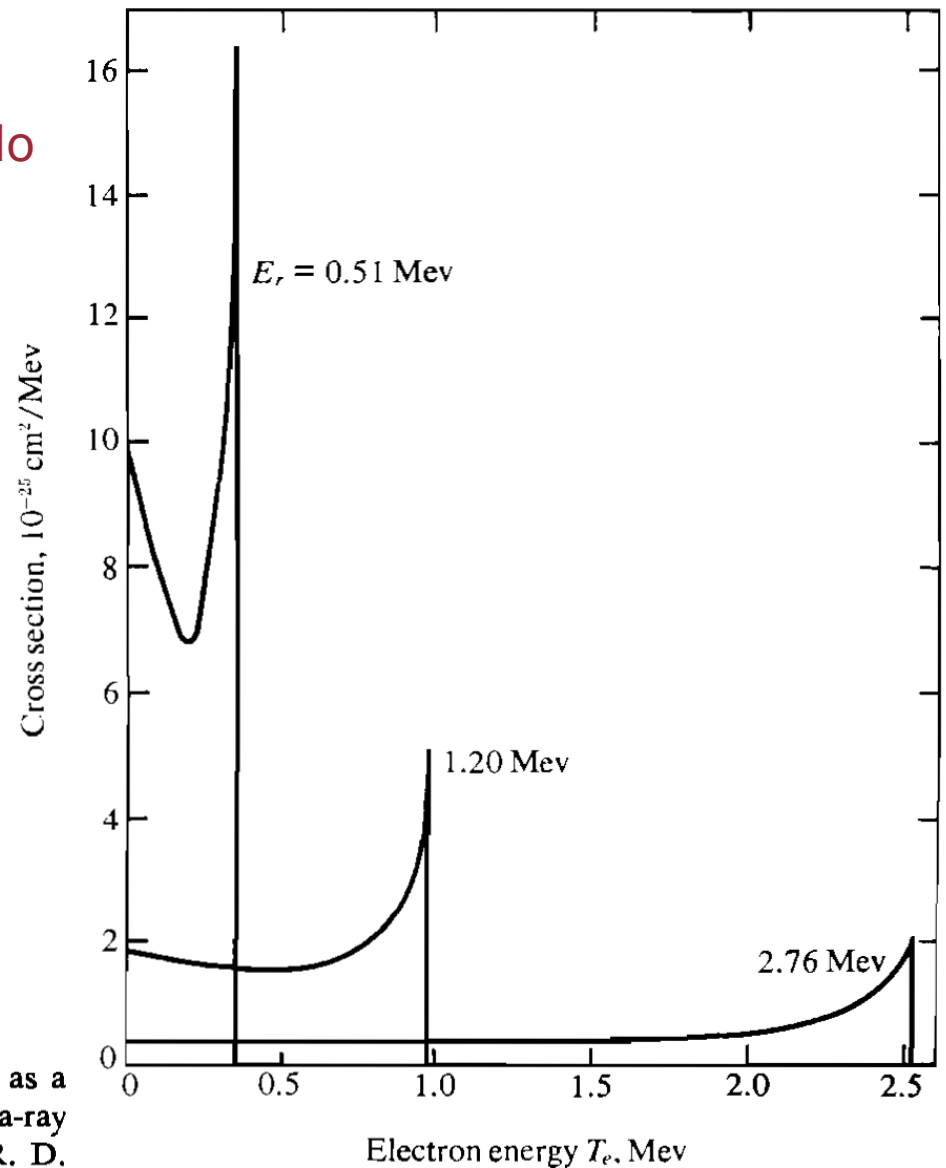
$$T_e(\text{max}) = E_\gamma - E'_\gamma(\theta = 180^\circ)$$

$$\begin{aligned} T_e(\text{max}) &\approx E_\gamma - \frac{1}{2} m_0 c^2 \\ &\approx E_\gamma - 0.255 \text{ Mev} \end{aligned}$$

$$E_{\gamma', \text{min}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} \rightarrow T_{e, \text{max}} = \frac{\frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} E_\gamma$$

- Si  $h\nu \sim m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , se deben incluir correcciones relativistas.

## Distribución de energías del electrón Compton retrodispersado



**FIGURE 3-19** Energy distribution of Compton electrons as a function of electron energy for various incident gamma-ray energies  $E_\gamma$ . [By permission from C. M. Davison and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, **24**: 79 (1952).]

➤ Si  $E_r = h\nu \gg m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ , se deben incluir correcciones relativistas.

$$E'_r \approx \frac{m_0c^2}{1 - \cos \theta}$$

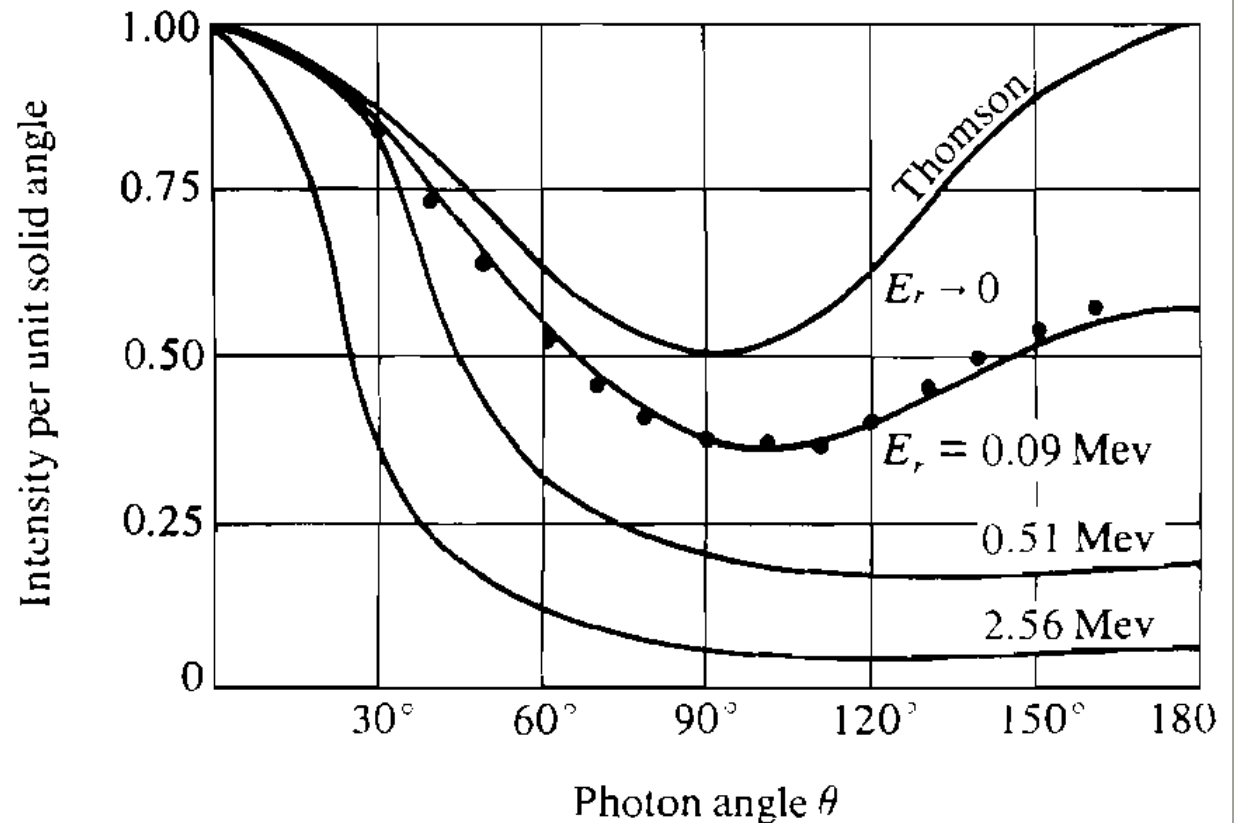
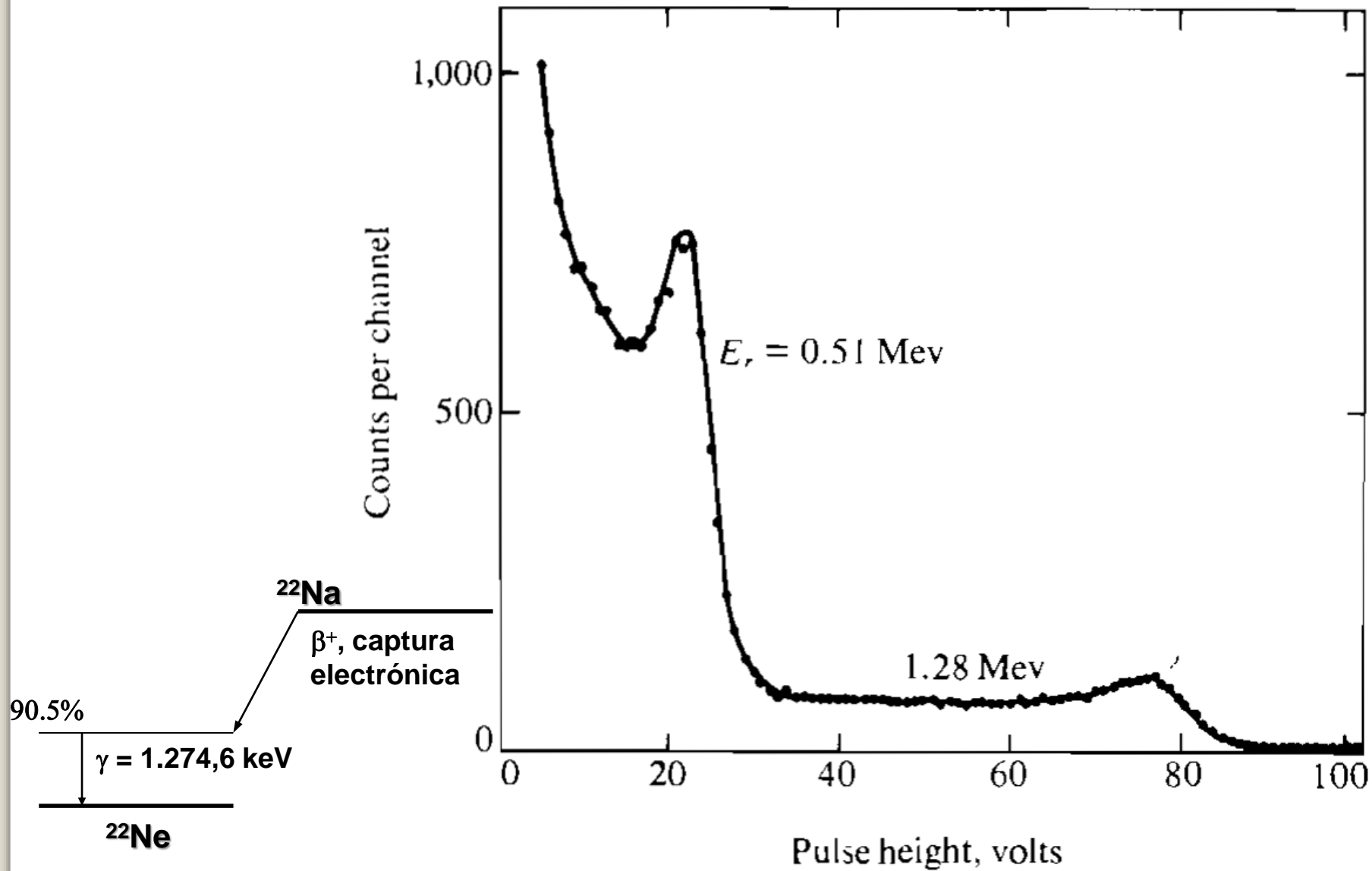


FIGURE 3-18 Angular distribution (intensity per unit solid angle) of Compton-scattered gamma rays as a function of the scattering angle for various incident gamma-ray energies  $E_r$ . All curves have been normalized at  $0^\circ$ . (By permission from Heitler, 1954.)



# Espectro gama simple del $^{22}\text{Na}$



Para energías de fotones mayores otros efectos tienen influencia:

- A las fuerzas electrostáticas deben agregarse fuerzas magnéticas
- Interacción momento dipolar magnético del  $e^-$  con el vector magnético de las ondas incidentes y dispersadas.
- Dado que el  $e^-$  es un elemento de corriente, experimenta una fuerza de Lorentz perpendicular al campo magnético incidente.

Para energías moderadas, correcciones debidas a Compton, Breit y otros.

*Klein y Nishina* (1928) aplicaron la teoría relativista de Dirac obteniendo una solución general con buen acuerdo con experimentos.

El momento lineal  $p$  de un  $e^-$  libre no está completamente determinado: cada valor de  $p$  tiene dos estados de energía

$$T + m_0c^2 = \pm \sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2}$$

Sección transversal de colisión promedio, fórmula de Klein-Nishina:

$$\sigma_e = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{ cm}^2/\text{electrón}$$

$$\text{con} \quad \alpha = h\nu_0 / m_0c^2$$

Coeficiente de atenuación lineal Compton:

Sea un absorbente delgado con  $N$  átomos/cm<sup>3</sup>,  $Z$  electrones/átomo y espesor  $dx$ , el número de fotones primarios que son removidos

del haz incidente con  $n$  fotones de energía  $h\nu_0$  está dado por:

$$-dn/n = (NZdx)\sigma_e$$

$\sigma_e$  es función de la energía incidente y disminuye monotonamente a medida que aumenta  $h\nu_0$ .

Para calcular la fracción de fotones transmitidos, se define el *coeficiente de atenuación lineal total* como:

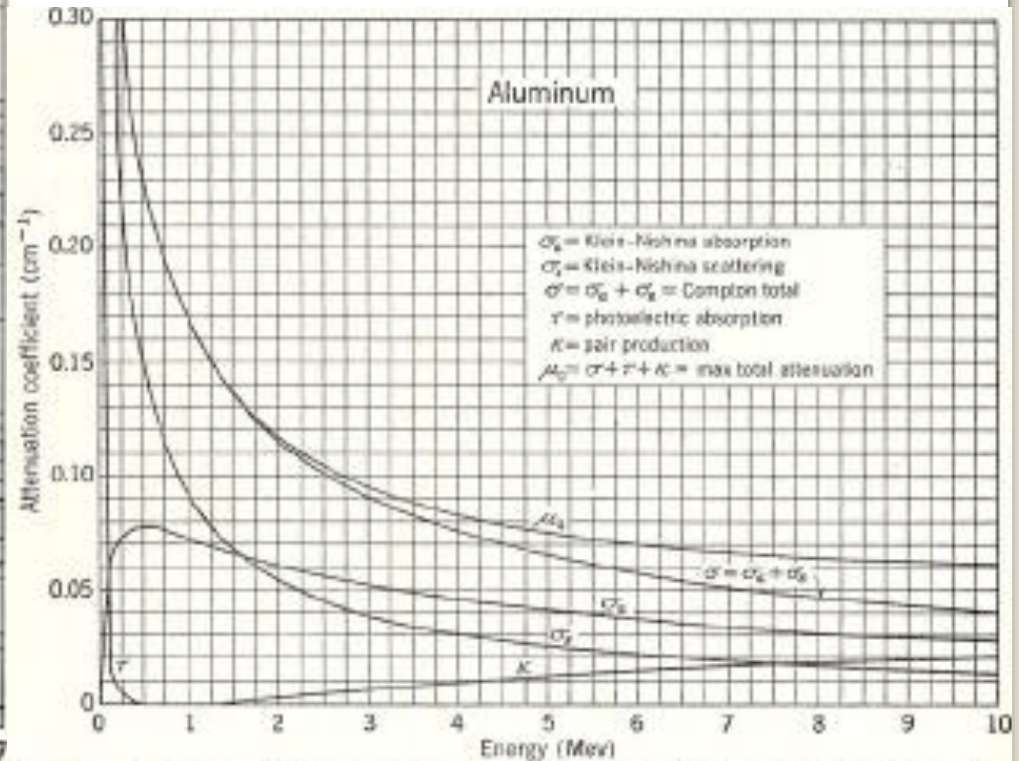
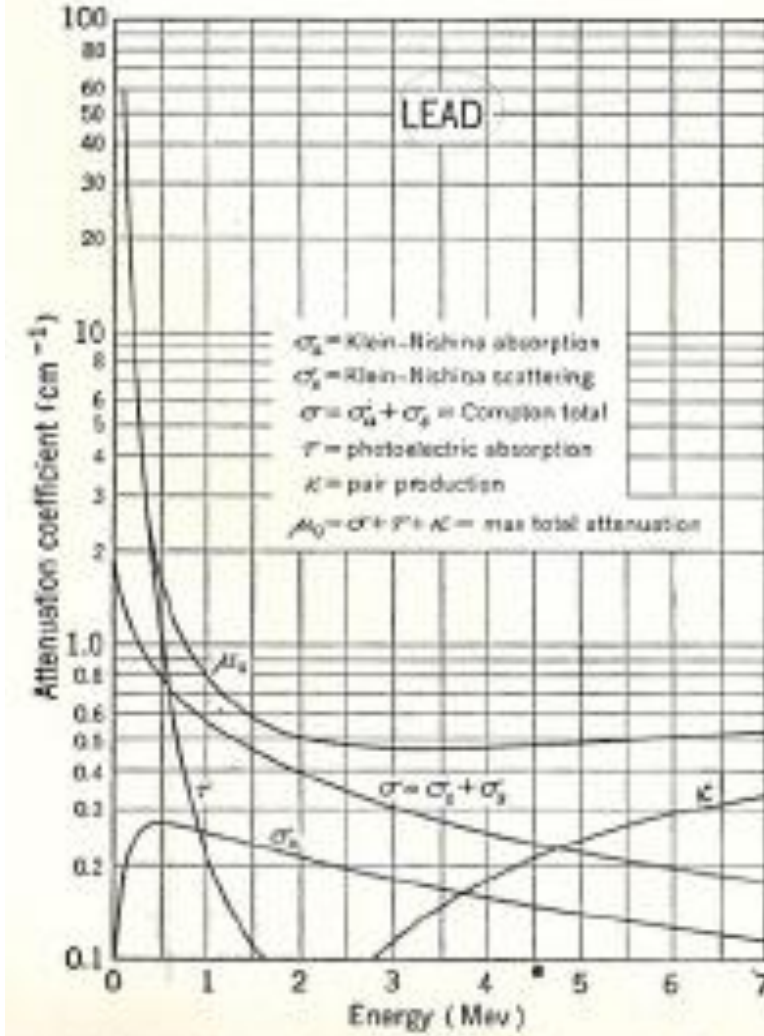
$$\sigma = NZ \sigma_e \quad \text{cm}^{-1}$$

Luego, la fracción transmitida de fotones será:

$$n/n_0 = \exp(-\sigma x)$$

Valores del coeficiente para un material desconocido se pueden obtener:

$$\sigma_1 = \sigma_2 \rho_1/\rho_2 A_2/A_1 Z_1/Z_2$$



Al:  $\rho=2.70 \text{ g/cm}^3$ ,  $NZ=0,786 \times 10^{24} \text{ e/cm}^3$

Pb:  $\rho=11.35 \text{ g/cm}^3$ ,  $NZ=2,71 \times 10^{24} \text{ e/cm}^3$

Se utiliza el coeficiente de absorción másico:  $n/n_0 = \exp(-(\sigma/\rho)(\rho x))$  con  $[\sigma/\rho] = \text{cm}^2/\text{g}$ . Es independiente de la naturaleza del absorbente debido a que  $A/Z$  es aprox. constante para todos los elementos.

Sección transversal de absorción promedio,  $\sigma_a$ :  $\sigma_a = \sigma_e - \sigma_s$

$$\sigma_a = 2\pi r_0^2 \left[ \frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} + \left( \frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3} \right) \ln(1+2\alpha) \right]$$

$\text{cm}^2/\text{electrón}$

$\sigma_e$ : probabilidad de cualquier tipo de colisión

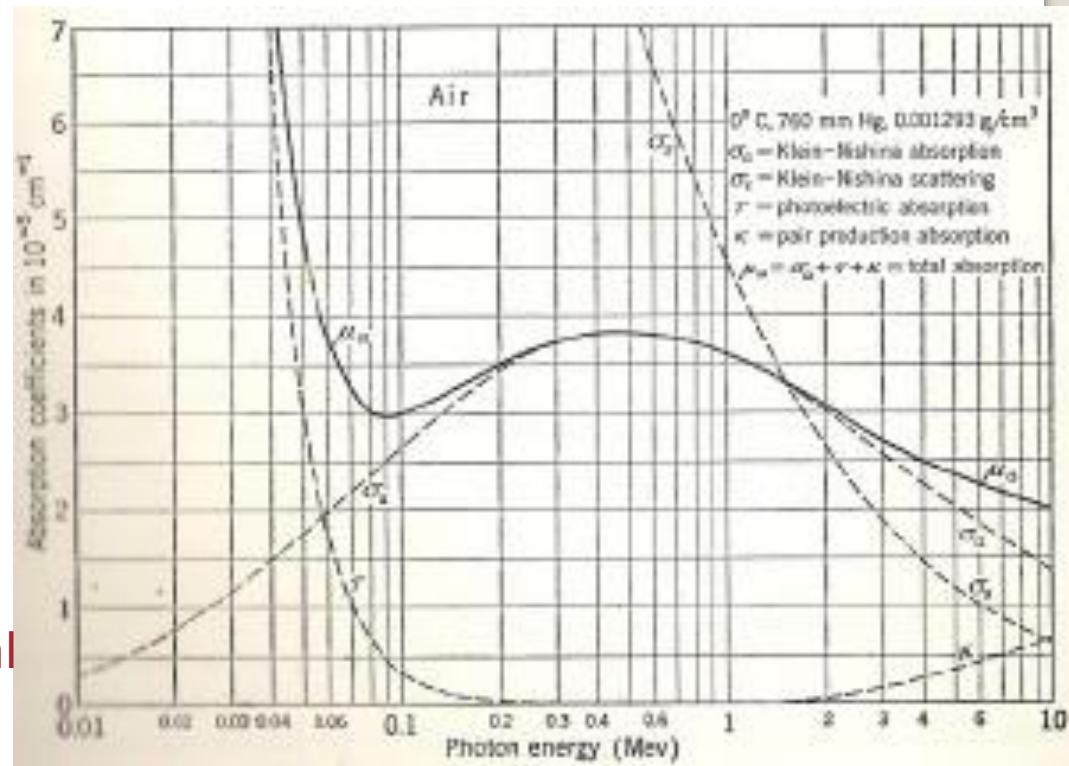
$\sigma_s$ : dispersión de la radiación

$\sigma_a$ : absorción de la radiación

Al multiplicar por  $NZ$  ( $\text{e}/\text{cm}^3$ ):

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s$$

Coeficiente de absorción lineal total en  $\text{cm}^{-1}$ .

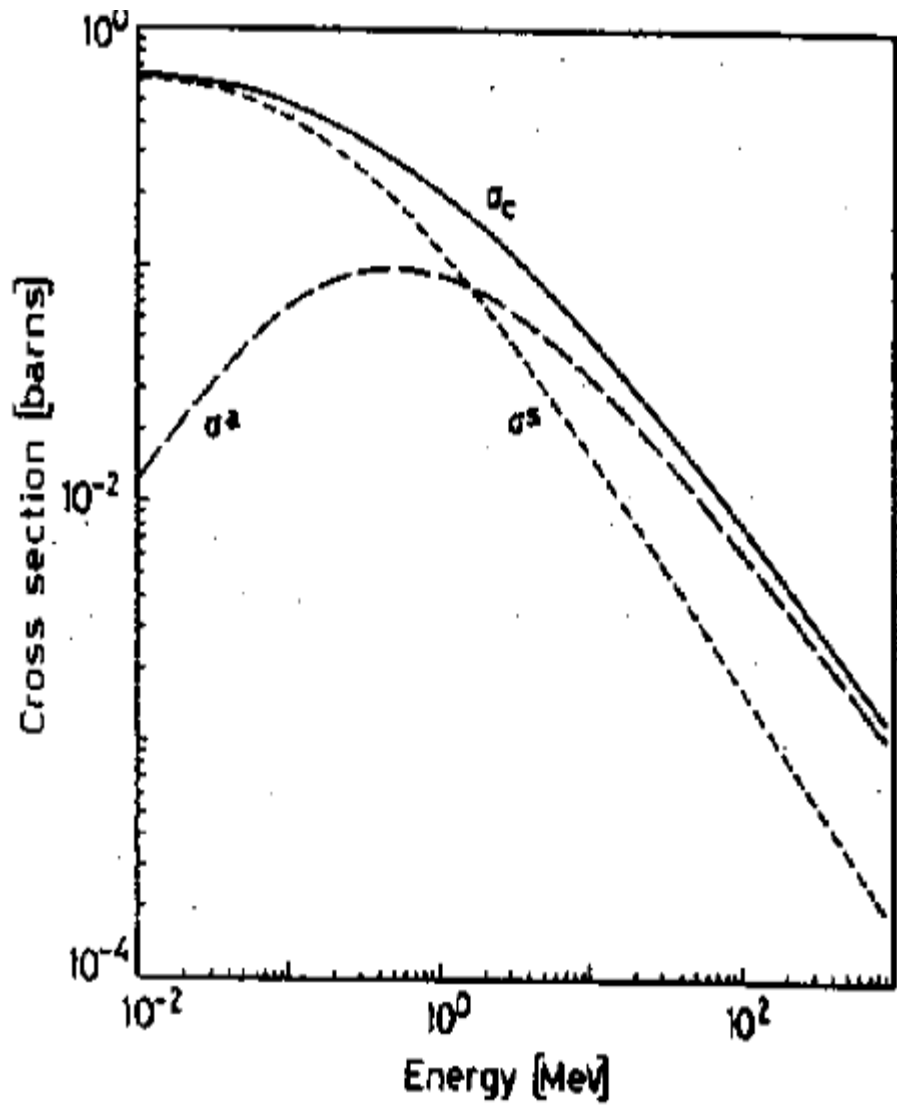


$\sigma_e$ : probabilidad de cualquier tipo de colisión

$\sigma_s$ : fracción promedio de la energía total en el fotón dispersado.

$\sigma_a$ : la energía promedio transferida al electrón de retroceso.

$$T_{\max} = h\nu \left( \frac{2\gamma}{1+2\gamma} \right)$$



## ***Dispersión Thomson y Rayleigh***

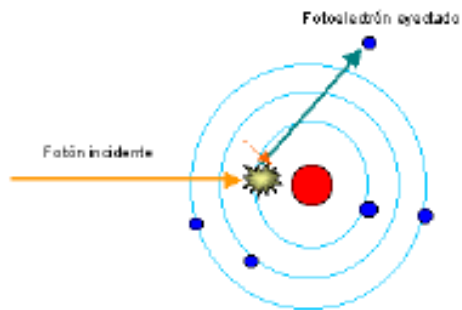
- ✓ Procesos clásicos asociados a la dispersión Compton
- ✓ La dispersión de fotones de muy baja energía ( $h\nu \ll m_0c^2$ ) por electrones libres (Thomson):

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 .$$

- ✓ La dispersión de fotones por átomos como un todo. Todos los electrones del átomo participan en el proceso de manera coherente. (Rayleigh)
- ✓ En ambos procesos no hay transferencia de energía al medio. Los átomos no se excitan ni se ionizan. A altas energías son muy poco probables.

# Efecto fotoeléctrico

➤ Por debajo de 0.1 MeV el modo predominante de interacción en absorbentes de Z alto es el efecto fotoeléctrico.



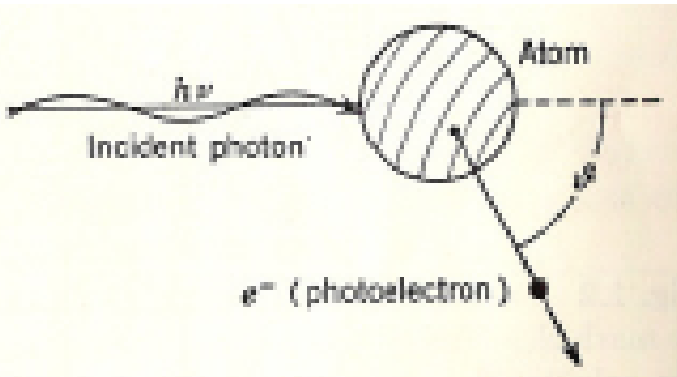
➤ Un fotón incidente no puede ser absorbido totalmente por un e- libre, pero sí si está ligado a un átomo.

➤ El 80% de las absorciones ocurren en la capa K.

➤ Conservación de la energía y de la cantidad de movimiento:

$$E_r = T_e + T_a + E_B$$

$$\vec{p}_r = \vec{p}_e + \vec{p}_a$$



➤ La energía de retroceso del átomo  $T_a \approx m_0/M_0 T_e$ , es despreciable, luego la energía del electrón eyectado:

$$T_e = h\nu - E_B$$

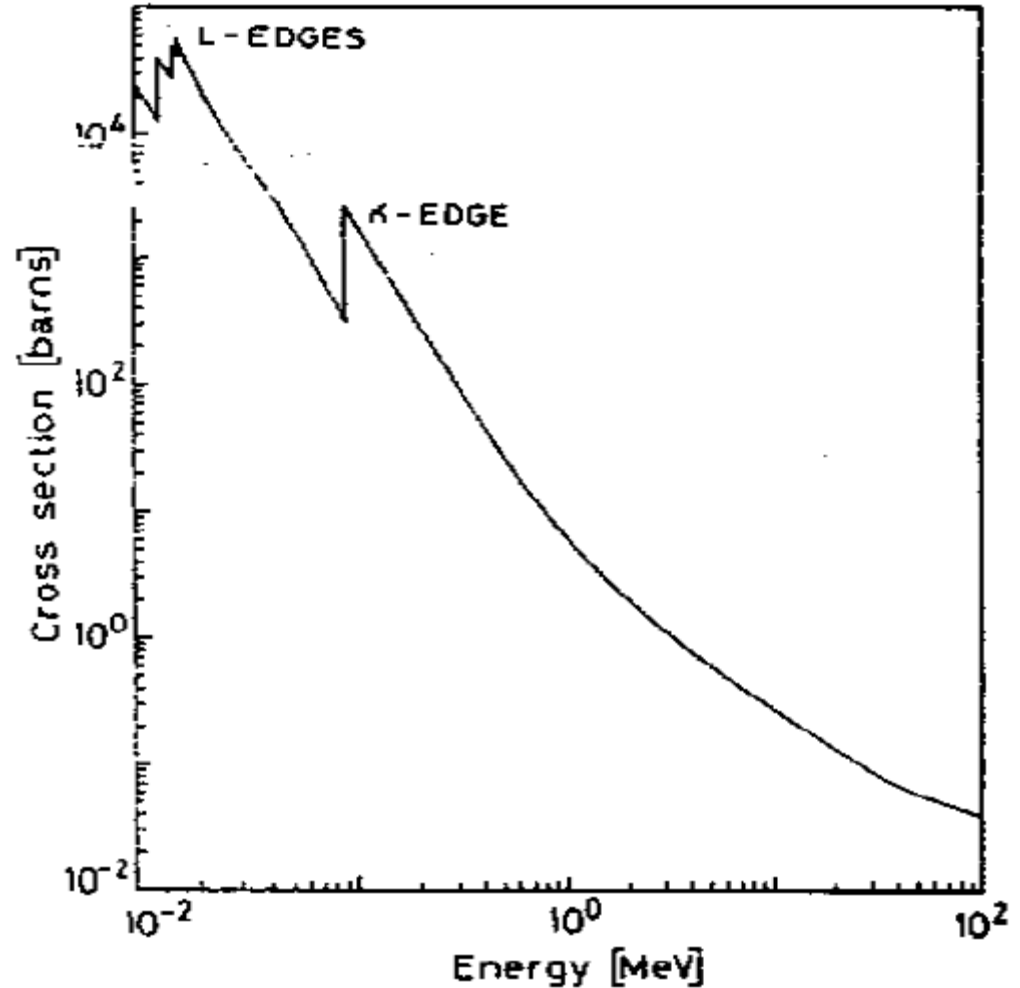


# Efecto fotoeléctrico

➤ El efecto fotoeléctrico es siempre acompañado por efectos secundarios, electrones Auger.

➤ Para electrones de la capa K:

$$E_B \approx 13.6 (Z - 1)^2 \text{ ev.}$$



## ***Efecto fotoeléctrico***

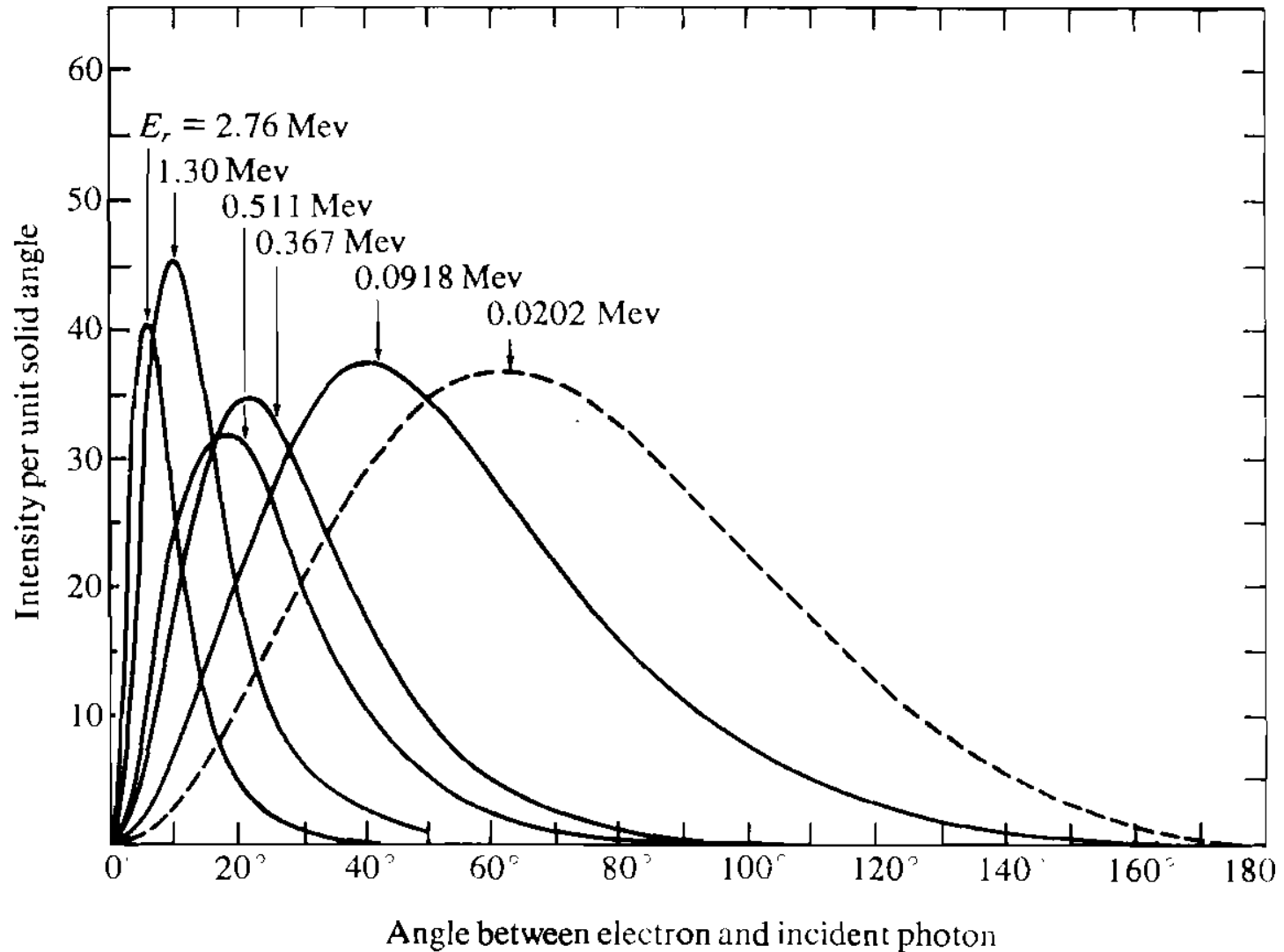
- Tratamiento teórico no es sencillo. Para soluciones exactas se debe utilizar la ecuación de Dirac para un  $e^-$  ligado. Los aspectos cuantitativos son empíricos, siendo las teorías útiles por interpolación y extrapolación.

$$\tau \sim \text{cte. } Z^4 / (h\nu)^3$$

- Materiales con  $Z$  alto poseen mayor probabilidad de absorción por efecto fotoeléctrico
- Para un elemento desconocido:

$$\tau_1 = \tau_2 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^n$$

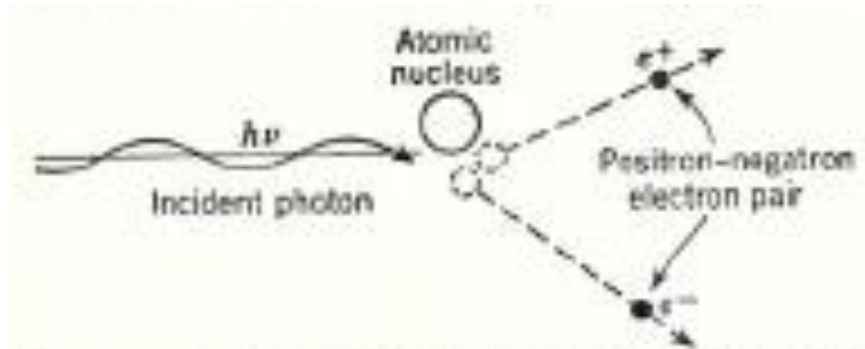
- En piel,  $\overline{E}_{tr} = \overline{E}_{ab} \approx h\nu$



**FIGURE 3-22** Angular distribution (intensity per unit solid angle) of photoelectrons as a function of the angle between the electrons and the incident gamma rays. The energy of the incident gamma radiation is given for each curve. [By permission from C. M. Davisson and R. D. Evans, *Rev. Mod. Phys.*, 24: 79 (1952).]

# Producción de pares

- Para energías superiores a 1.02 MeV ( $2m_0c^2$ ) comienza a ser importante.

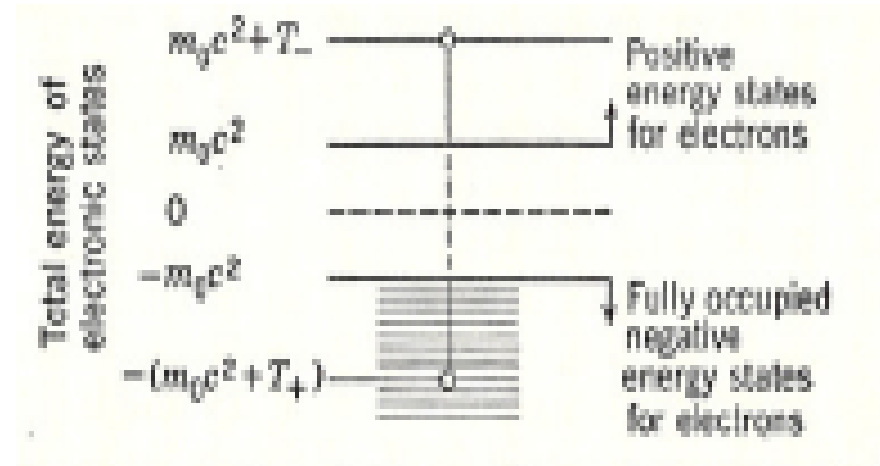
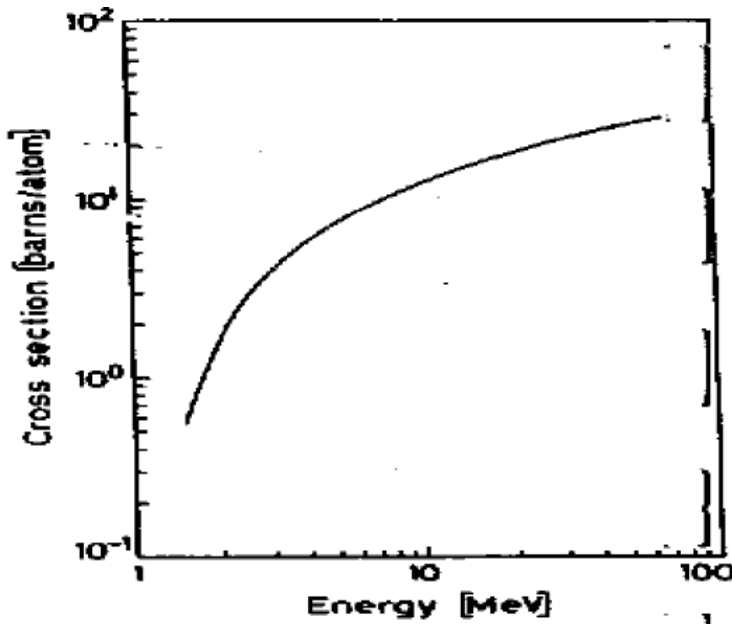


$$h\nu - 1.022 = E_+ + E_-$$

$$\kappa \sim Z^2/137 (e^2/m_0c^2)^2$$

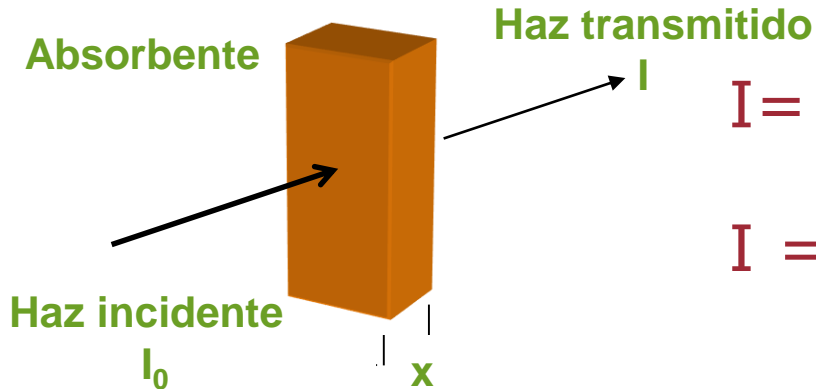
$$\kappa = \kappa_a N \quad \text{cm}^{-1}$$

- Para un elemento desconocido, vale:  $\kappa = \kappa_{pb} \rho / 11.35 \cdot 207.2/A (Z/82)^2$



# Absorción y atenuación de la radiación electromagnética

La intensidad residual:



$$I = I_0 \exp(-\sigma x) \exp(-\tau x) \exp(-\kappa x)$$

$$I = I_0 \exp(-\mu_0 x)$$

$$\mu_0 = \sigma_a + \sigma_s + \tau + \kappa$$

el coeficiente de atenuación lineal total, es una medida del número de fotones primarios que han sufrido interacción.

$\mu$ , el coeficiente de absorción es algo menor, mide la energía absorbida por el medio.

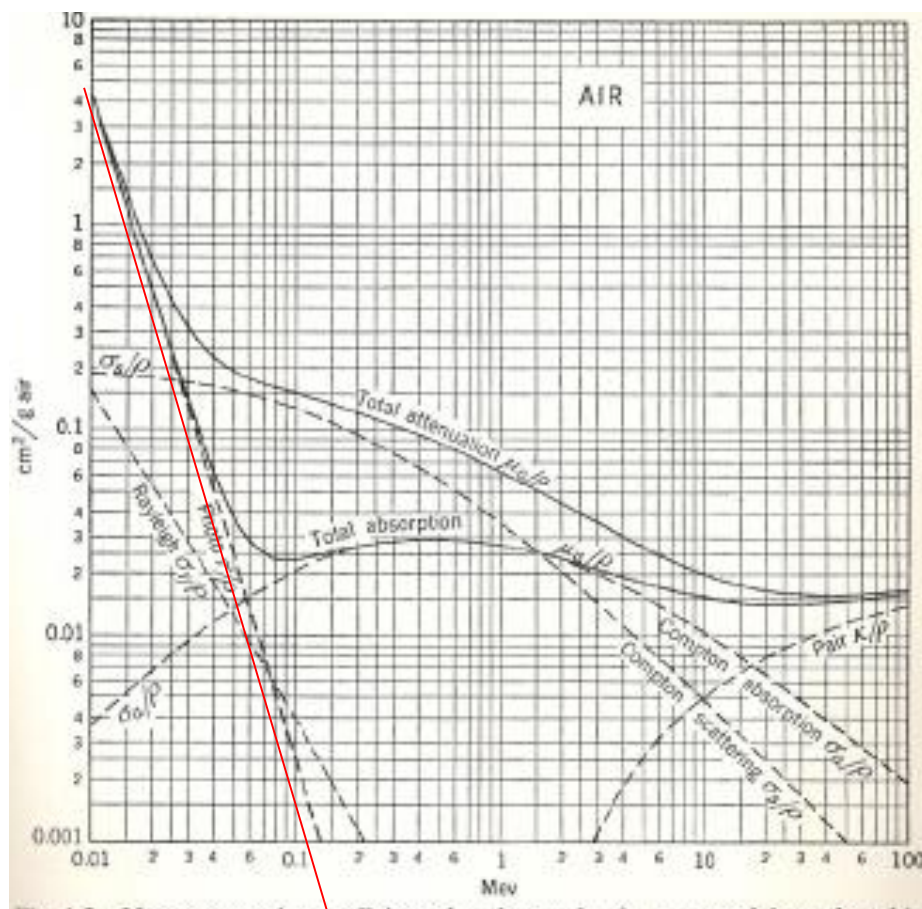
En cualquier tipo de interacción, el coeficiente de atenuación másico

es el coeficiente de atenuación lineal dividido por la densidad

$$\tau \text{ (cm}^{-1}\text{)} = \tau_e \text{ (cm}^2\text{/átomo)} N \text{ (átomos/cm}^3\text{)}$$

$$N \text{ (átomos/cm}^3\text{)} = \frac{N \text{ (átomos/mol)} \rho \text{ (g/cm}^3\text{)}}{A \text{ (g/mol)}}$$

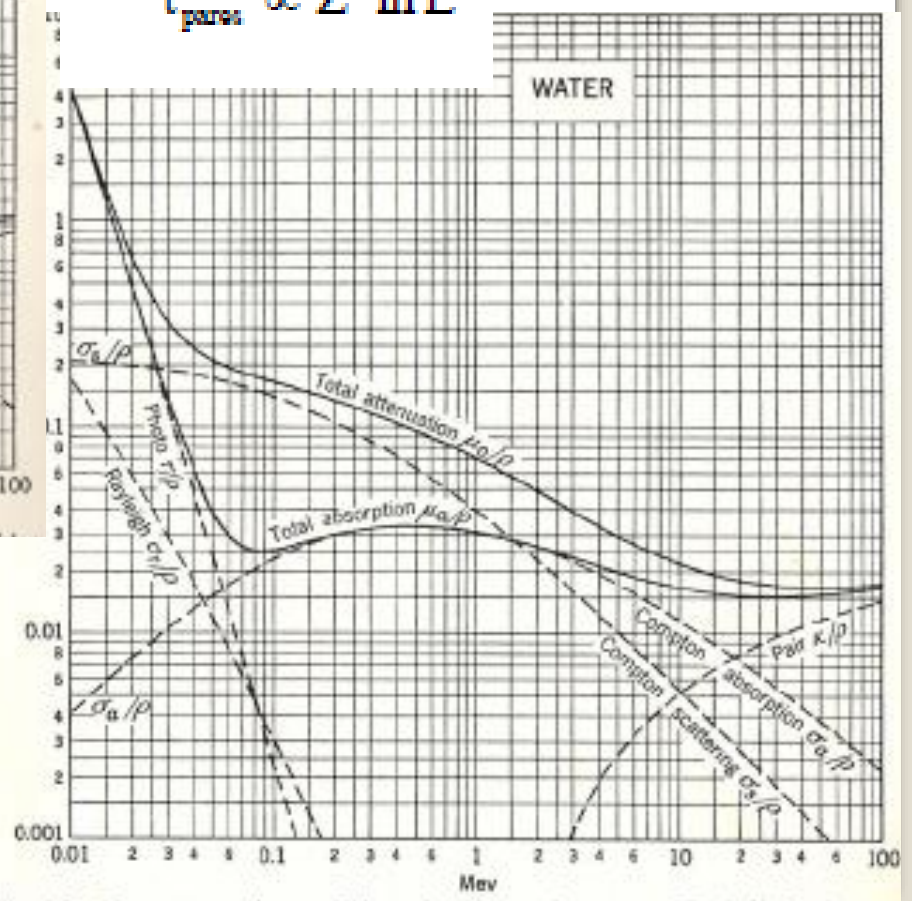
$$\tau/\rho = \tau_e N/A \text{ (cm}^2\text{/g)}$$

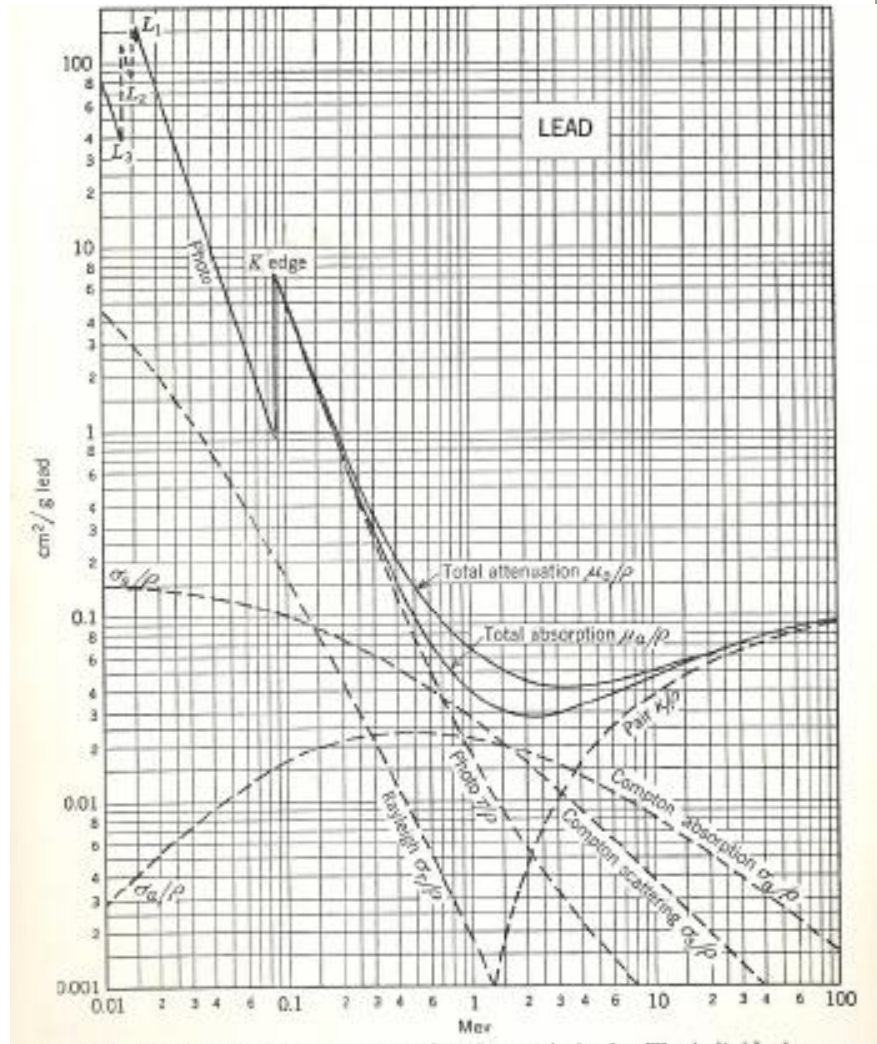
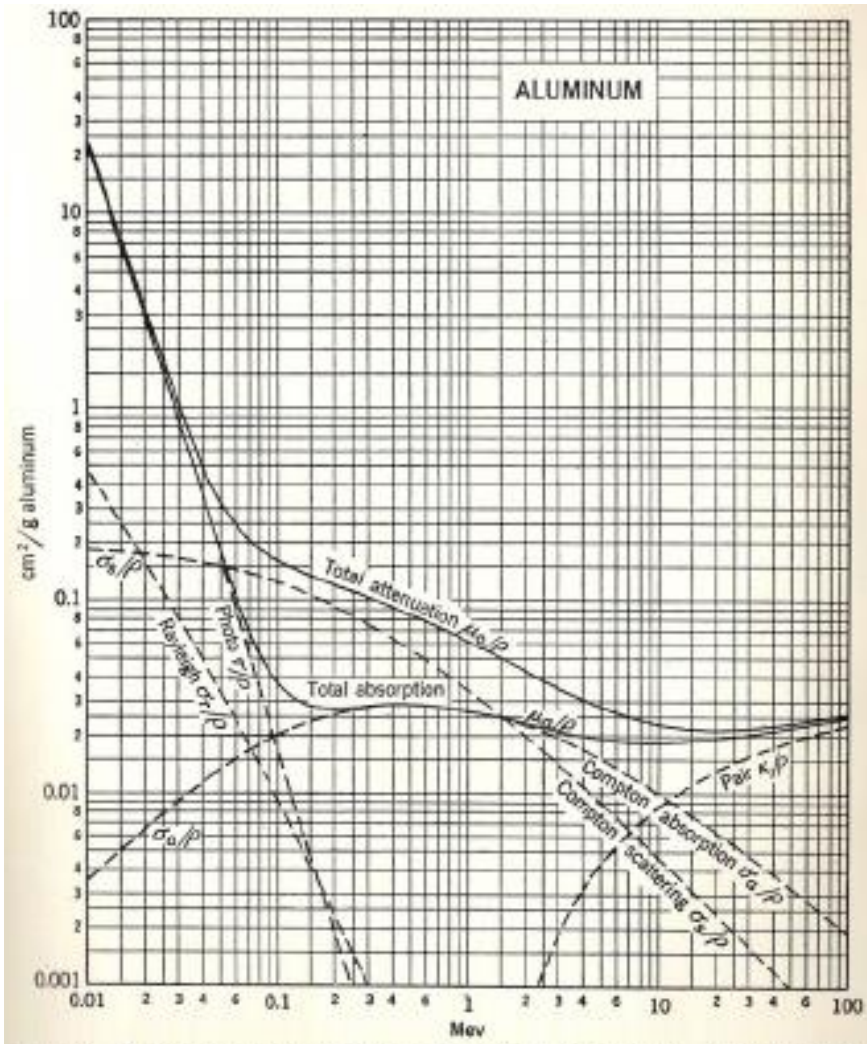


$$\Phi_{\text{foto}} \propto \frac{Z^5}{E^3}$$

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto \frac{Z}{E}$$

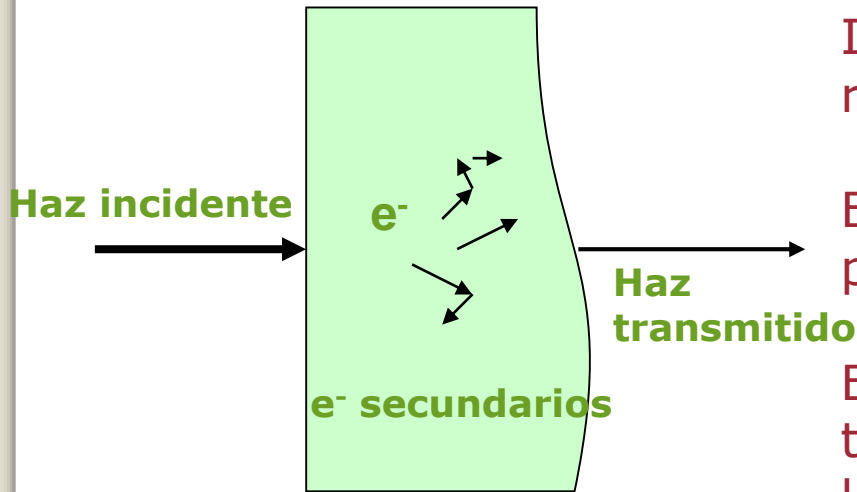
$$\tau_{\text{pares}} \propto Z^2 \ln E$$





## Absorción de energía

Los efectos que los fotones producen en la materia son mayormente, debidos a los electrones secundarios:



Ionización primaria: EF o Compton al remover un  $e^-$  de un átomo.

El  $e^-$  tiene tanta energía como el fotón primario.

El  $e^-$  disipa su energía en el medio a través de ionizaciones y excitaciones de los átomos y moléculas del absorbente.

Para  $e^-$  de 1MeV:

el 1%  $\rightarrow$  bremsstrahlung

Si en promedio, se pierde 32 eV por par iónico producido



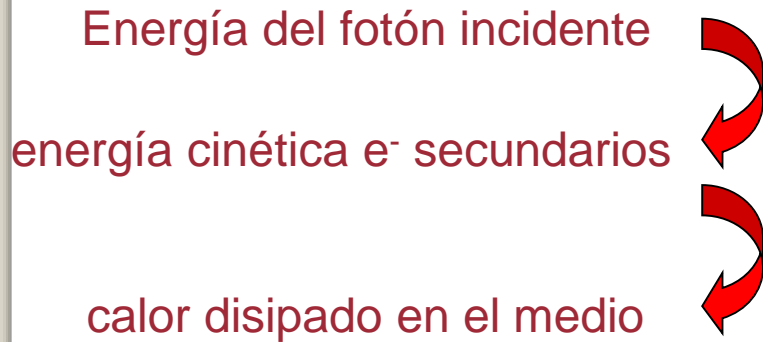
Se producen 30000 pares antes que el  $e^-$  sea frenado.



**Los efectos de los fotones se consideran como debidos a los efectos producidos por los  $e^-$  en el absorbente**



# ¿Qué entendemos por absorción de energía?



Sea un haz colimado:

$n$  fotones/(cm<sup>2</sup>)s, con  $h\nu$  MeV

incidente sobre un absorbente con coeficientes de atenuación lineales:  $\sigma, \tau$  y  $\kappa$  cm<sup>-1</sup>

La intensidad del haz incidente:  $I = nh\nu$  MeV/(cm<sup>2</sup> s)

Al atravesar un absorbente de espesor  $dx$ , los fotones primarios que sufren una colisión:  $dn = n(\sigma + \tau + \kappa)dx = n\mu_0 dx$  fotones/(cm<sup>2</sup> s)

La energía total removida del haz incidente es:  $dn h\nu$  MeV/(cm<sup>2</sup> s)

La energía cinética promedio para e<sup>-</sup> Compton:  $h\nu (\sigma_a / \sigma)$

En colisiones por Efecto fotoeléctrico:  $h\nu - B_e$

La energía cinética de un par e<sup>-</sup>e<sup>+</sup>:  $h\nu - 2m_0c^2$

Luego, la energía absorbida:

$$dI = n[\sigma h\nu (\sigma_a / \sigma) + \tau (h\nu - B_e) + \kappa (h\nu - 2m_0c^2)] dx \text{ MeV}/(\text{cm}^2 \text{ s})$$

Dado que  $B_e$  y  $2m_0c^2$  son despreciables, sobre todo en átomos livianos:

$$dI = I (\sigma_a + \tau + \kappa) dx = I \mu_a dx \quad \text{MeV}/(\text{cm}^2 \text{ s})$$

$\sigma_a + \tau + \kappa = \mu_a$ : es el coeficiente de absorción lineal total

Es menor que el coeficiente de atenuación lineal total en el término de dispersión:

$$\mu_0 = \mu_a + \mu_s \quad \text{siendo} \quad \mu_s = \sigma_s \quad \text{cm}^{-1}$$

***Por tanto, la expresión para la energía absorbida por unidad de volumen y tiempo:***

$$dI/dx = I \mu_a \quad \text{MeV}/(\text{cm}^3 \text{ s})$$

$$I_1 = I_0 \exp(-\mu_a x) \quad \Rightarrow \quad \mu_a = (1/x) \ln I_1/I_0$$

# Esquema de dispositivo experimental

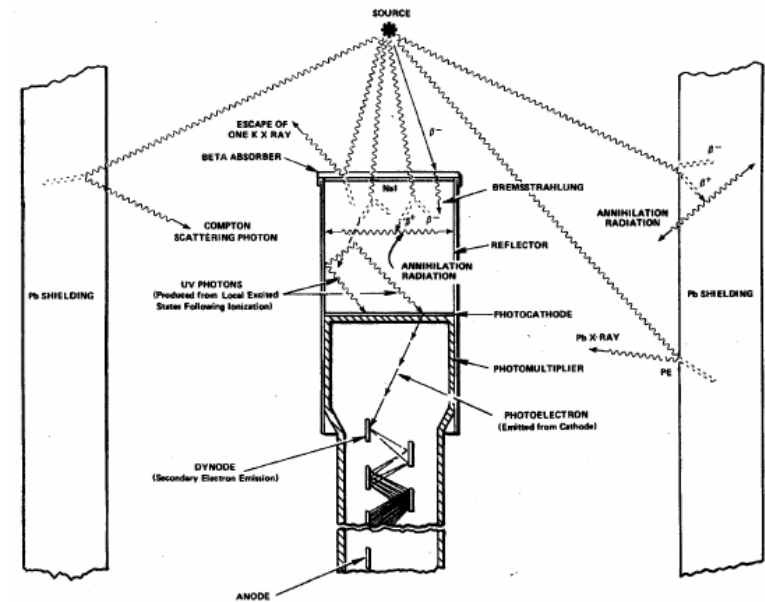
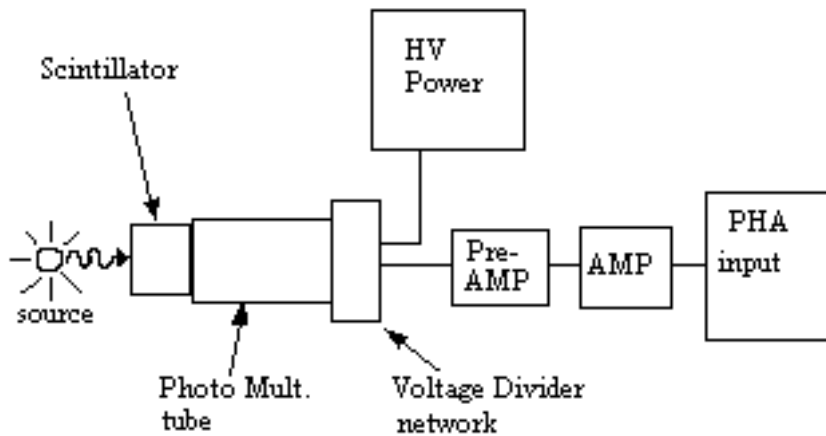
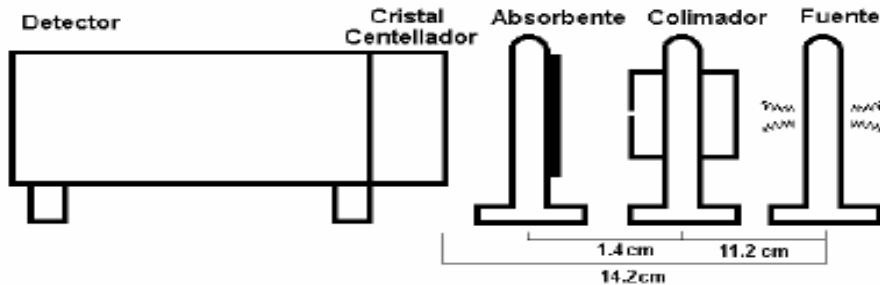


Figura 1.1- Fuente radiactiva, detector NaI(Tl), PMT, y blindaje de plomo, mostrando varios tipos de interacción (Douggan 1988)

Corte esquemático del módulo detector: cristal semiconductor (INa(Tl)), fotomultiplicador (PM), placas de apantallamiento (Pb), fuente radiactiva e interacciones diversas.

# Espectro gamma simple del $^{137}\text{Cs}$ .

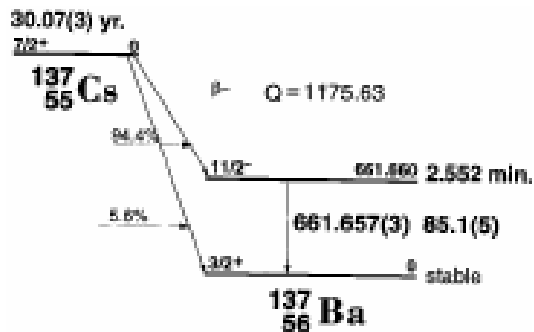
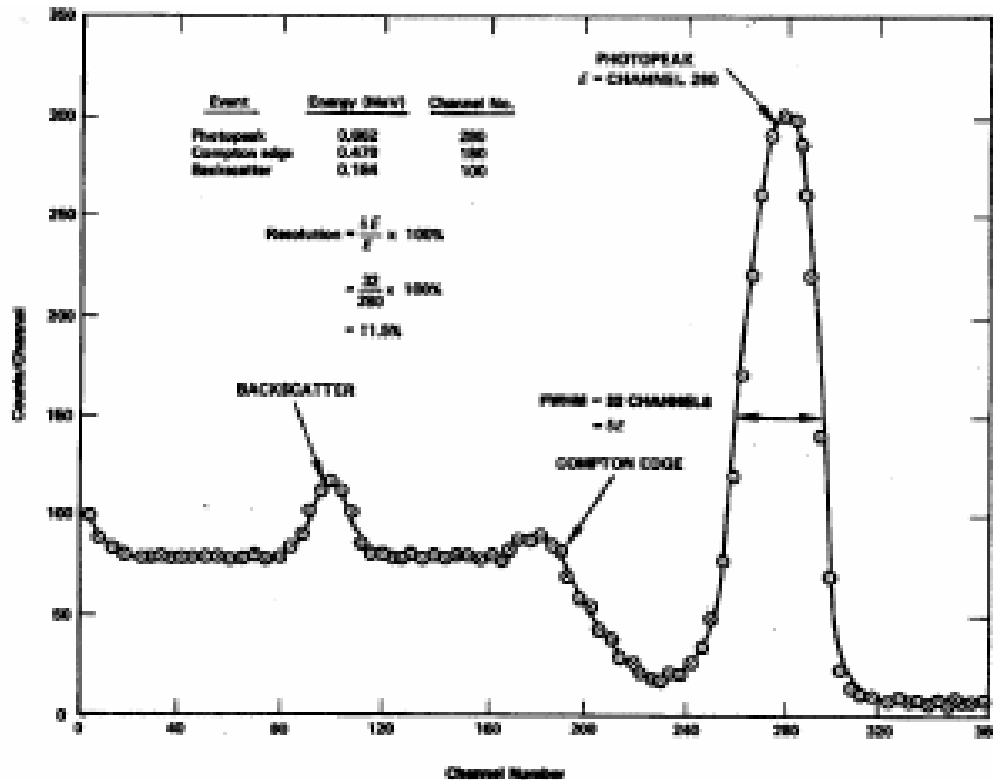
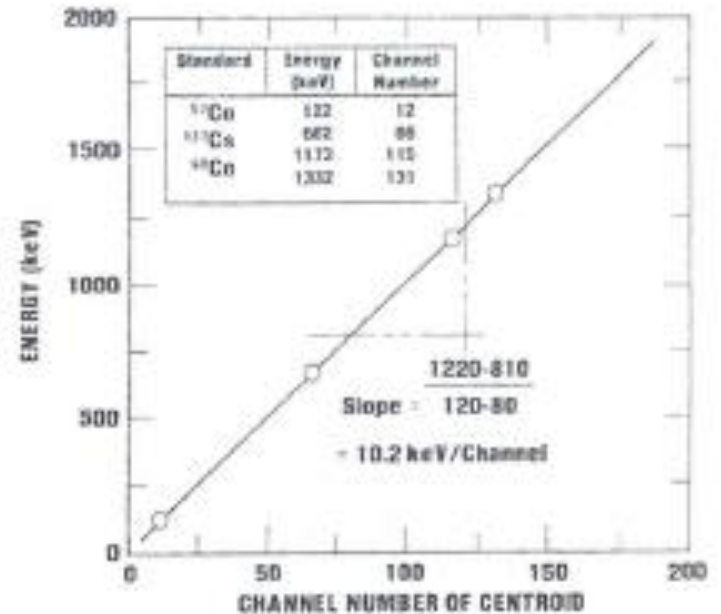


Figura 9.1.- Esquema de desintegración del  $^{137}\text{Cs}$

Recta de calibración en energías



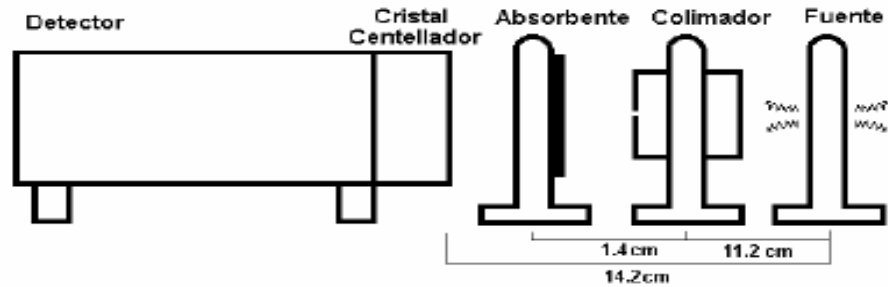
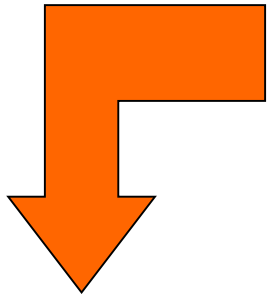
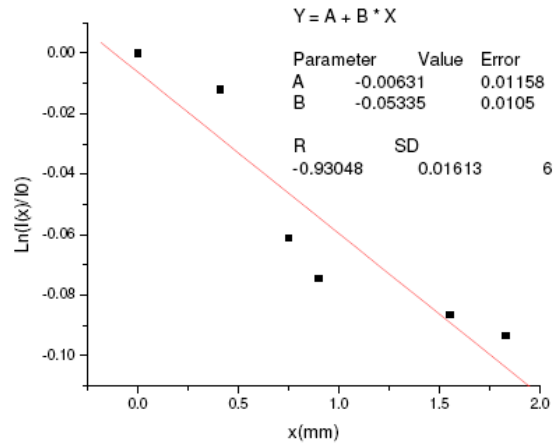
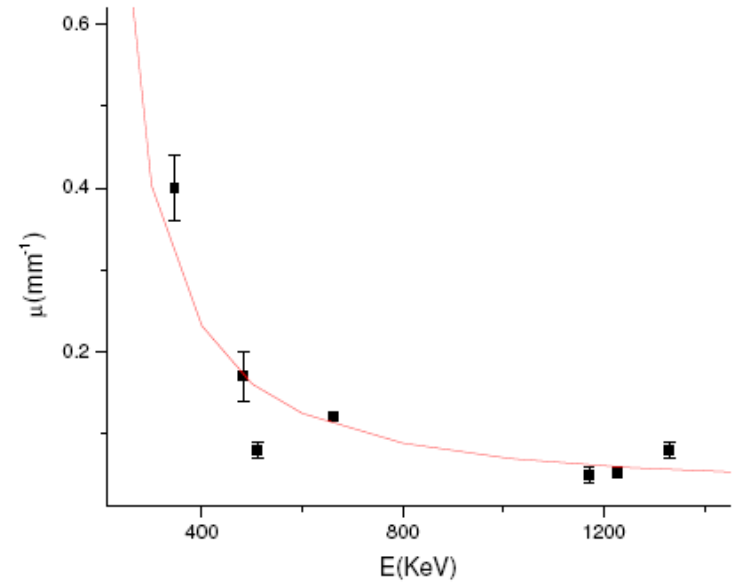
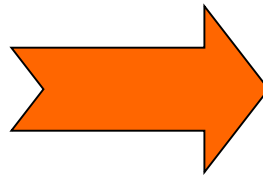


Figura 2.- Esquema del dispositivo utilizado



$\mu_a$  VS X



$\mu_a$  VS  $E_i$