

Laboratorio di Spettroscopia Gamma

≈ 16 Ore di Lezione

- **Sorgenti di Radiazione**
- **Interazione Radiazione materia**
- **Rivelatori di Radiazione gamma**

≈ 60 ore di attività di Laboratorio

- **Oscilloscopio**
- **Catena elettronica**
- **Caratterizzazione di un rivelatore**
- **Misure in Coincidenza**
- **Misure di Spettroscopia gamma**

Libro Consigliato:

**G.F. Knoll Radiation Detector and Measurement
John Wiley and sons**

- **Sorgenti di Radiazione ionizzante**

- **Sorgenti alpha**
- **Sorgenti beta**
- **Sorgenti gamma**

- **Interazione Radiazione Materia**

- **Particelle cariche pesanti (p, α ,ioni pesanti)**
- **Particelle cariche leggere (elettroni)**
- **Radiazione gamma**

Sorgenti di radiazione ionizzante

La radiazione ionizzante ha origine da processi atomici o nucleari

- **Radiazione elettricamente carica**

- Elettroni, protoni, particelle alpha, ioni pesanti (^{12}C , ^{16}O , etc etc)

- **Radiazione neutra**

- Radiazione Elettromagnetica (x e γ), Neutroni

Esiste ovviamente una energia minima per cui questa radiazione possa essere definita ionizzante e quindi tale da poter essere rivelata mediante i rivelatori che vedremo nel corso.

La radiazione elettricamente carica e la radiazione neutra hanno caratteristiche molto differenti nelle modalità di interazione con la materia

I diversi tipi di radiazione hanno diverse capacità di penetrazione,

Gli ioni pesanti, le particelle alpha o i raggi X sono poco penetranti (sorgenti molto sottili μm)

La radiazione gamma, i neutroni o gli elettroni sono invece molto più penetranti

Sogenti ottenute da isotopi radioattivi

L'attività di una sorgente è definita attraverso la sua velocità di decadimento. È data dalla legge fondamentale del decadimento radioattivo:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

N è il numero di nuclei radioattivi e
 λ è la costante di decadimento

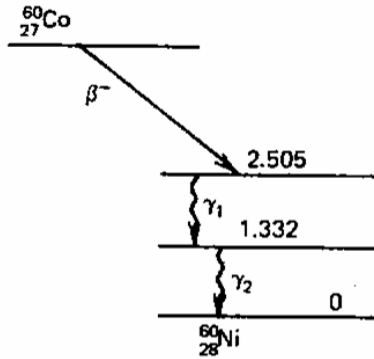
Unità di Misura per l'attività di sorgenti radioattive

- Curie (Ci) = $3.7 \cdot 10^{10}$ disintegrazioni al secondo (è l'attività di un grammo di ^{226}Ra)
- Becquerel (Bq) = 1 disintegrazione al secondo

$$1 \text{ Bq} = 2.7 \cdot 10^{-11} \text{ Ci}$$

Sorgenti di elettroni – raggi gamma

Decadimento β^-



γ_1 : 1.173 MeV γ (100%)
 γ_2 : 1.332 MeV γ (100%)

Sorgente di elettroni (non monocromatici) ed, eventualmente, radiazione γ (monocromatica)

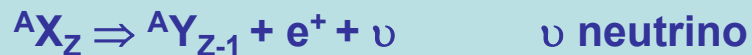


Poiché l'energia a disposizione (Q value) e' divisa tra elettrone e antineutrino si ha, per le due particelle, uno spettro energetico continuo.

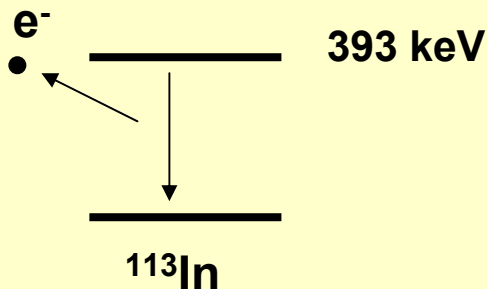
$$E(\text{elettrone}) + E(\text{antineutrino}) = Q \text{ value}$$

L'emissione o meno di radiazione gamma dipende dalla configurazione finale del nucleo figlio dopo il decadimento

Lo stesso vale per il decadimento β^+



Conversione Interna



Sorgente di elettroni (monocromatici)

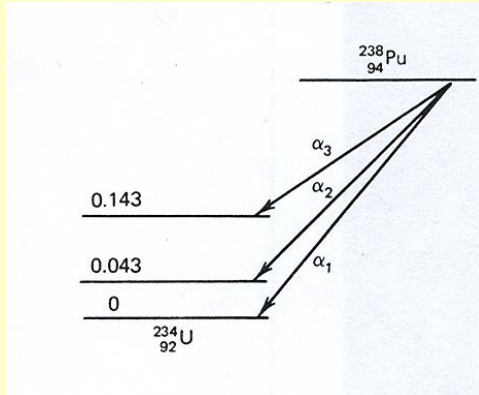
In certe situazioni l'emissione γ può essere inibita e di conseguenza il nucleo si diseccita con l'emissione di elettroni di conversione (monocromatici) provenienti da una shell atomica interna

$$E_{e^-} = E_{ex} - E_b \quad \text{dove } E_b \text{ e' l'energia di legame dell'elettrone nella shell}$$

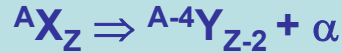
In una medesima sorgente posso avere elettroni monocromatici di energia differente in quanto possono provenire da shell differenti (e quindi avere E_b differenti)

Sorgenti di alpha – elettroni - raggi gamma

Decadimento α



Sorgente di particelle alpha (monocromatiche) ed, eventualmente, radiazione γ (monocromatica)



L'energia a disposizione (Q value) e' divisa tra la particella alpha ed il nucleo che rincula. Quindi l'energia della alpha risulta essere fissata

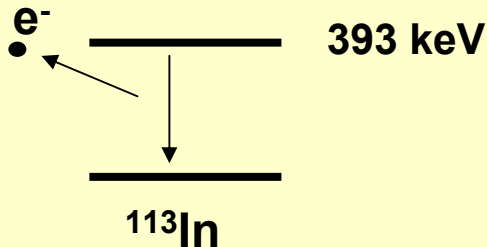
Poichè il nucleo finale puo essere popolato in diverse configurazioni è possibile avere più alpha monocromatiche da una medesima sorgente

L'emissione o meno di radiazione gamma dipende dalla configurazione finale del nucleo figlio dopo il decadimento

L'energia tipica delle sorgenti alpha varia tra 4 e 6.5 MeV (c'e' una relazione tra vita media ed energia, per energie maggiori di 6.5 MeV la vita media diventa di pochi giorni e quindi le sorgenti sono poco pratiche)

Una sorgente molto utilizzata e' l' ${}^{241}\text{Am}$ che da una particella alfa di 5.4 MeV ed un gamma da 60 keV.

Conversione Interna



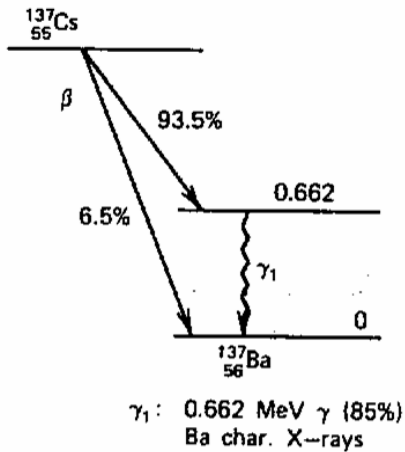
Sorgente di elettroni (monocromatici)

In certe situazioni l'emissione γ può essere inibita e di conseguenza il nucleo si diseccita con l'emissione di elettroni di conversione (monocromatici) di una shell atomica interna

$$E_{e^-} = E_{ex} - E_b \quad \text{dove } E_b \text{ e' l'energia di legame dell'elettrone nella shell}$$

In una medesima sorgente posso avere elettroni monocromatici di energia differente in quanto possono provenire da shell differenti (e quindi avere E_b differenti)

Esempio di sorgenti di radiazione gamma



In una sorgente di 1 μCi di ^{137}Cs avvengono
 $N = 10^{-6} * 3.7 \cdot 10^{10} = 3.7 \cdot 10^4$ decadimenti β /s .

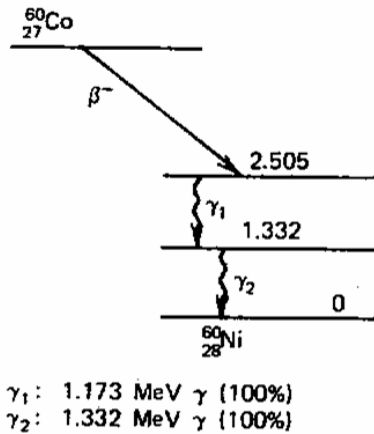
Nel 93.5 % dei casi vengono emessi:

- un elettrone,
- un antineutrino
- un γ monocromatico da 0.662 MeV

Nel 6.5 % dei casi vengono emessi:

- un elettrone
- un antineutrino

Half Life	1600.00	Anni
Tau	2308.31	Anni
	7.28E+10	s
Attività	1	μCi
	37000	Bq
Misurata il	07/06/88	
Oggi	07/02/07	
Attività	0.992	μCi
	36702	Bq



In una sorgente di 10 μCi di ^{60}Co avvengono
 $N = 10^{-5} * 3.7 \cdot 10^{10} = 37 \cdot 10^5$ decadimenti β /s .

Nel 100 % dei casi vengono emessi

- un elettrone
- un antineutrino
- due γ monocromatici:
 - uno da 1.332 MeV
 - uno da 1.173 MeV

Half Life	5.27	Anni
Tau	7.61	Anni
	2.4E+08	
Attività	11.78	μCi
	435860	Bq
Misurata il	07/06/88	
Oggi	07/02/07	
Attività	1.010	μCi
	37366	Bq

Interazione radiazione materia

Il principio di funzionamento di un rivelatore di radiazione dipende dalle modalità con cui la radiazione da rivelare interagisce nel materiale che costituisce il rivelatore

I meccanismi di interazione sono diversi e per questo bisogna dividere la radiazione ionizzante in 4 categorie:

- 1. Particelle cariche leggere** \Rightarrow la caratteristica distanza di penetrazione è $\sim 10^{-3}$ m
- 2. Neutroni** \Rightarrow la caratteristica distanza di penetrazione è $\sim 10^{-1}$ m
- 3. Raggi X e γ** \Rightarrow la caratteristica distanza di penetrazione è $\sim 10^{-1}$ m
- 4. Particelle cariche pesanti** \Rightarrow la caratteristica distanza di penetrazione è $\sim 10^{-5}$ m

Le particelle cariche sono caratterizzate dal fatto di interagire in modo continuo con gli elettroni degli atomi del materiale mediante la forza Coulombiana

La radiazione neutra interagisce in specifici punti del materiale attraverso meccanismi che cambiano in modo radicale le proprietà della radiazione incidente

Interazione delle particelle cariche pesanti (protoni, alpha, ...)

Il contributo più significativo viene dall'interazione Coulombiana con gli elettroni del materiale. L'interazione con il nucleo (p.es. lo scattering Rutherford) ha una sezione d'urto molto più piccola e quindi una importanza trascurabile in termini di rivelazione.

Quando una particella carica pesante entra in un mezzo materiale interagisce attraverso la forza di Coulomb con tutti gli elettroni vicini, in ciascuna di queste interazioni la particella incidente cede parte della sua energia all'elettrone che può:

- Passare in una shell più esterna (eccitazione)
- Rimuovere l'elettrone dall'atomo/molecola (ionizzazione)

La massima energia trasferita da una particella carica in una singola collisione è $4Em_0/m$ dove m_0 è la massa dell'elettrone e m la della particella ionizzante (p.es. Ne caso del protone circa 1/500 dell'energia viene trasferita in un singolo urto)

Dalla legge dell'urto elastico (elettrone fermo e particella carica con velocità $V_{i,1}$):

$$\frac{1}{2}m_1v_{i,1}^2 = \frac{1}{2}m_1v_{f,1}^2 + \frac{1}{2}m_e v_{f,e}^2 \quad \Rightarrow m_1(v_{i,1} - v_{f,1})(v_{i,1} + v_{f,1}) = m_e v_{f,e}^2$$

$$m_1v_{i,1} = m_1v_{f,1} + m_e v_{f,e} \quad \Rightarrow m_1(v_{i,1} - v_{f,1}) = m_e v_{f,e}$$

$$v_{f,1} = \left(\frac{m_1 - m_e}{m_1 + m_e} \right) v_{i,1} \quad v_{f,e} = \left(\frac{2m_1}{m_1 + m_e} \right) v_{i,1} \quad \text{se } m_1 \gg m_e \quad v_{f,e} \cong 2v_{i,1}$$

$$E_{cin}(2) = \frac{1}{2}m_e v_{f,e}^2 = 4 \frac{1}{2}m_e v_{i,1}^2 = 4 \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_1} m_1 v_{i,1}^2 = 4 \frac{m_e}{m_1} E_{cin}(1)$$

Quindi

- Ad una particella carica pesante sono necessarie molte interazioni per trasferire tutta la propria energia al materiale assorbente
 - La velocità e l'energia diminuiscono in modo graduale/continuo
 - Le traiettorie sono rettilinee (ad eccezione di quando l'energia diventa molto bassa)
 - Si crea una scia 'rettilinea' di atomi ionizzati/eccitati

Video camera a nebbie



- Gli elettroni accelerati da una particella carica pesante hanno abbastanza energia per ionizzare a loro volta gli atomi del materiale (delta-rays)

una particella alpha da 5 MeV può cedere ad un elettrone in un urto fino a circa 5 keV

$$E_{cin}(2) = 4 \frac{m_e}{m_1} E_{cin}(1) = 4 \frac{0.5}{2000} 5 = \frac{10}{2000} = 5 \text{ keV}$$

Stopping power (S)

La capacità di un dato materiale di frenare una particella carica (stopping power) e' definito come la perdita di energia differenziale della particella nel materiale divisa per la lunghezza percorsa in corrispondenza ad essa:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \left(\frac{z^2}{v^2} \right) \rho Z \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (\text{Bethe formula})$$

Proprietà della particella

Proprietà del materiale

v e **ze** sono la velocità e la carica delle particelle carica pesante incidente

N e **Z** sono la densità e il numero atomico degli atomi dell'assorbitore

I indica un parametro sperimentale legato all'eccitazione media e al potenziale di ionizzazione

Nota:

- In primissima approssimazione lo stopping power è proporzionale all'inverso dell'energia della particella carica incidente ($S \propto 1/E$), direttamente proporzionale alla sua carica al quadrato ($S \propto z^2$) e direttamente proporzionale al numero atomico del materiale ($S \propto Z$)
- Quando più la velocità della particella carica pesante è piccola tanto più è lungo il tempo trascorso nelle vicinanze di un atomo e tanto maggiore sarà l'impulso e l'energia trasferita
- Nel termine in parentesi quadra solo il primo termine e' significativo in regime non relativistico ($v \ll c$)
- A bassa energia la particella carica pesante cattura elettroni dagli atomi e quindi si riduce il termine Ze

Nota:

L'effetto di charge pick-up entra in gioco quando la curva devia dall'andamento di $1/E$

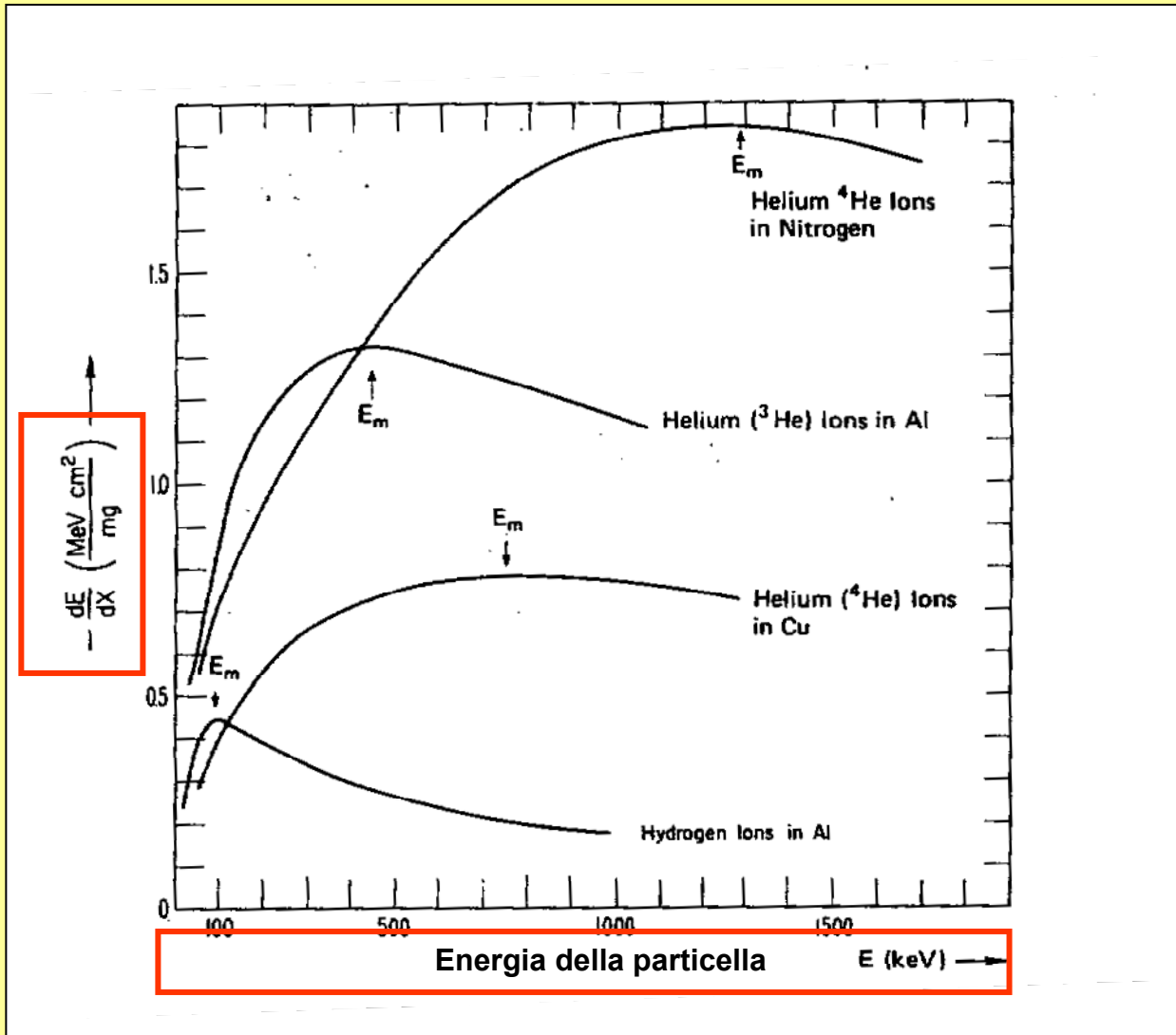
Lo stopping power qui plottato è in $(\text{MeV cm}^2)/\text{mg}$ cioè al netto della densità del materiale

$$\rho(\text{N}) = 0.0012 \text{ g/cm}^3$$

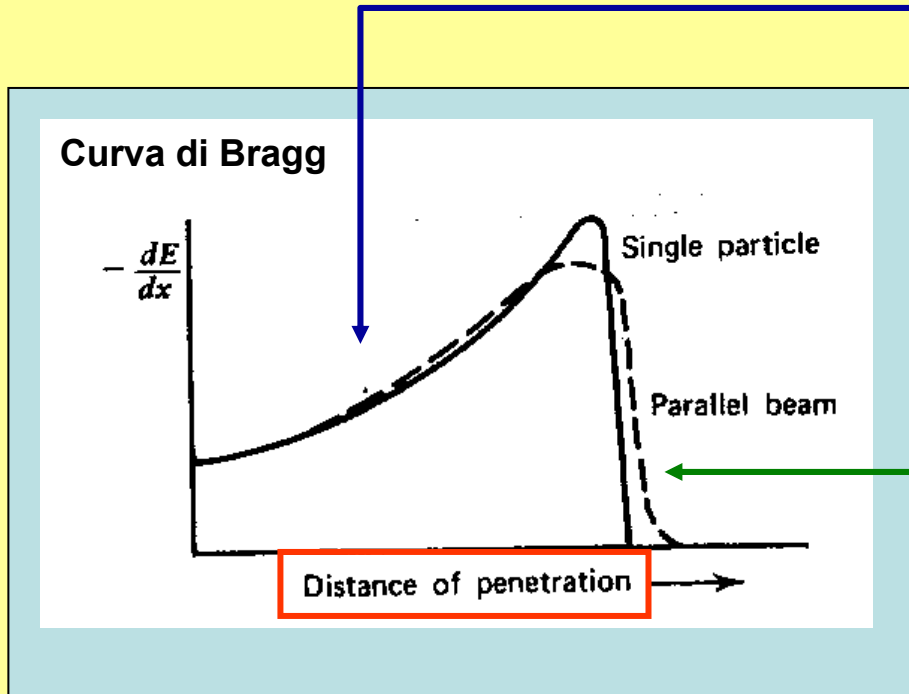
$$\rho(\text{Al}) = 2.7 \text{ g/cm}^3$$

$$\rho(\text{Cu}) = 8.96 \text{ g/cm}^3$$

Tenendo conto della densità lo stopping power del rame ($Z=29$) è circa due volte superiore a quello dell'alluminio ($Z=13$) e tremila volte superiore a quello dell'azoto



Caratteristiche della perdita di energia di una particella carica pesante



La perdita specifica di energia aumenta approssimativamente come $1/E$, quindi alla fine della traiettoria la particella deposita molta della sua energia

E' il principio su cui si basa l'adroterapia

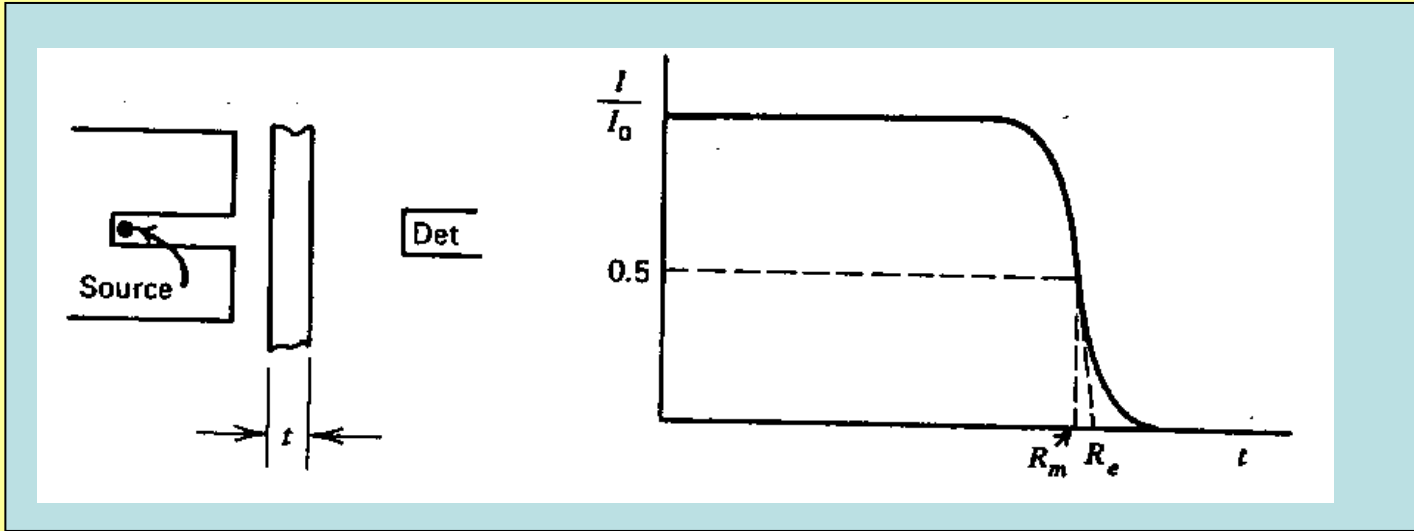
Alla fine della traccia la carica si e' ridotta a causa della cattura elettronica, quindi la perdita di energia per unità di lunghezza diminuisce

Poichè i dettagli delle interazioni microscopiche variano in modo casuale la perdita di energia e' descrivibile come un processo stocastico. In presenza di un fascio di particelle cariche pesanti la curva di Bragg alla fine della traiettoria si allarga.

Range:

Intuitivamente indica quanto una particella carica pesante riesce a penetrare un dato materiale.

Sperimentalmente, per definire il range usiamo l'esperimento concettuale illustrato sotto



Nell'assorbitore la particella perde energia e non viene praticamente deviata, quindi:

- Se l'assorbitore ha uno spessore inferiore al range tutte le particelle passano oltre
- Se l'assorbitore ha uno spessore superiore al range tutte le particelle sono fermate

Quando l'assorbitore ha uno spessore prossimo al range della particella all'aumentare dello spessore il numero di particelle diminuisce fino a sparire (questa gradualità è indotta dallo straggling in energia)

Range medio (R_m) = spessore che riduce i conteggi del 50%

Range estrapolato (R_e) = punto di intersezione sull'asse delle ascisse della retta tangente alla curva nel punto di flesso (vedi figura)

Stopping time

Particelle cariche pesanti con energia non relativistica p.es. 1-20 MeV

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2E}{m}} = c \sqrt{\frac{2E}{mc^2}} = 3 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{2E}{931A}}$$

$$\langle v \rangle = 0.6 v_{\max}$$

$$T = \frac{\text{Range}}{\langle v \rangle} = \frac{\text{Range}}{0.6 v_{\max}} = \frac{\text{Range}}{0.6 \cdot 3 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{2E}{931A}}} = 1.2 \cdot 10^{-7} \cdot \text{Range} \sqrt{\frac{A}{E}} \approx 10^{-9} - 10^{-10} \text{ s}$$

R in m

T in sec

E in MeV A in amu

Una particella carica pesante è arrestata in qualche picosecondo nei solidi e liquidi qualche nanosecondo nei gas

Perdita di energia in assorbitori sottili

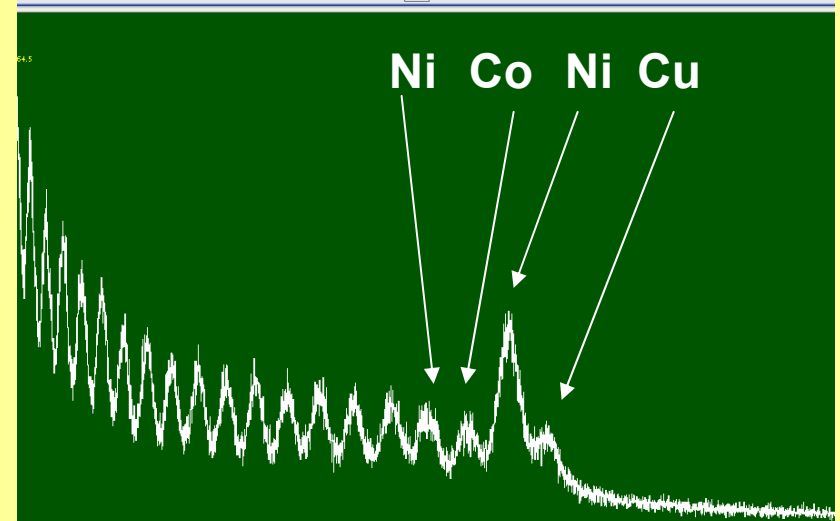
$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{v^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

$$\Delta E \approx -S(E_{\text{incidente}}) \Delta x \quad \Delta x = \text{spessore assorbitore}$$

$$\Delta E \approx \frac{dE}{dx}(E_{\text{incidente}}) \Delta x \propto \frac{z_{\text{particella}}^2}{E_{\text{particella}}} \Delta x$$

In un assorbitore sottile, particelle di energia simile ma carica differente depositano una diversa quantità di energia.

Misurando l'energia depositata in un assorbitore sottile è possibile identificare la carica della particella incidente



**Energia depositata
In un rivelatore di Silicio 300 μ**

Codici

Ovviamente sono disponibili alla comunità scientifica codici in grado di calcolare con estrema cura, range, stopping power, etc. etc.

Questi codici sono disponibili gratuitamente in rete

p.es.

Trim

[Lise++](#)

Interazione delle particelle cariche leggere (elettroni/positroni)

Anche nel caso degli elettroni il contributo più significativo viene dall'interazione Coulombiana con gli elettroni del materiale.

Quando un elettrone entra in un mezzo materiale interagisce attraverso la forza di Coulomb con tutti gli elettroni vicini del materiale stesso, in ciascuna di queste interazioni l'elettrone incidente cede parte della sua energia ad un elettrone del materiale che può:

- Passare in una shell più esterna (eccitazione)
- Rimuovere l'elettrone dall'atomo/molecola (ionizzazione)

In un singolo urto un elettrone può trasferire una percentuale significativa della sua energia



Le traiettorie sono molto tortuose, infatti la collisione avviene tra masse Uguali.

Ogni urto può cambiare drasticamente la direzione di moto degli elettroni

Quindi

- Ad un elettrone sono necessarie poche interazioni per trasferire tutta la propria energia al materiale assorbente
 - La velocità e l'energia diminuiscono in modo graduale ma discontinuo
 - Le traiettorie NON sono rettilinee ma estremamente tortuose
 - Si crea una scia di atomi ionizzati/eccitati
- Gli elettroni accelerati da un elettrone possono avere abbastanza energia per ionizzare a loro volta gli atomi del materiale (delta-rays)

Stopping power (S)

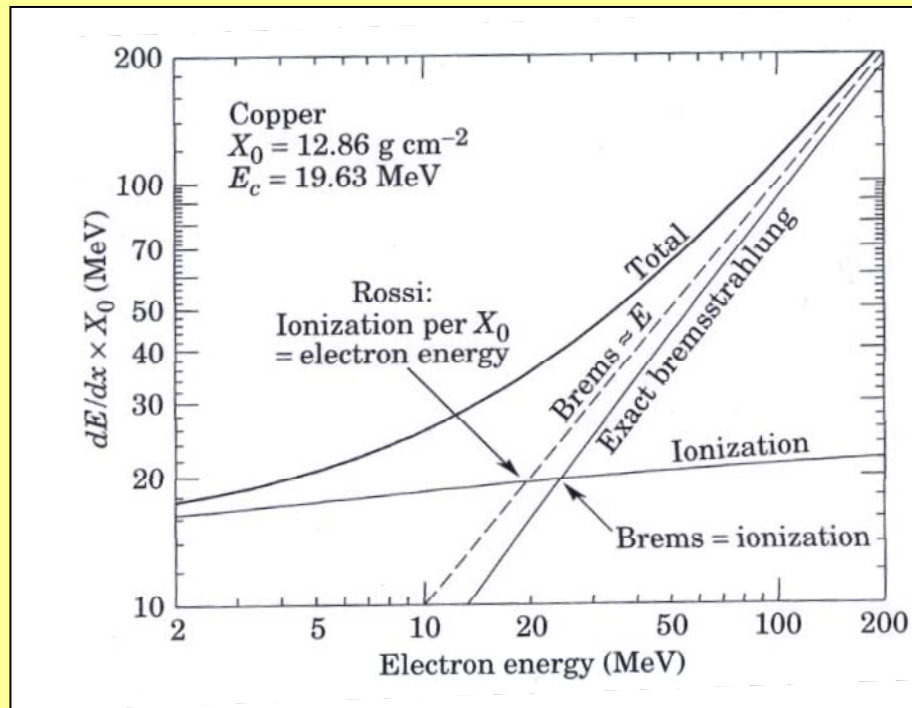
La capacità di un dato materiale di frenare una particella carica (stopping power) e' definito come la perdita di energia differenziale della particella nel materiale divisa per la lunghezza percorsa in corrispondenza ad essa:

Gli elettroni, in quanto particelle leggere posso perdere energia in due modi differenti:

- Mediante collisioni con gli elettroni del materiale (termine collisionale)
- Per emissione radiativa, bremsstrahlung (termine radiativo)

$$S = -\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$
$$Ratio = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}} = \frac{EZ}{700}$$

Nel rapporto tra il termine radiativo e quello collisionale E è espresso in MeV mentre Z è il numero atomico dell'assorbitore.



Per materiali con Z basso o elettroni di bassa energia domina la perdita di energia per Collisione

Per materiali ad alto Z o nel caso di elettroni di alta energia domina la perdita di energia per irraggiamento

Attenzione:

Queste curve valgono in generale solo per gli elettroni e non sono valide per i positroni. Infatti nel caso dei positroni, sebbene i meccanismi fisici coinvolti siano gli stessi, entra in gioco il meccanismo di annichilazione.

Termine Collisionale

E' sempre derivato dalla relazione di Bethe, e sostanzialmente ha lo stesso andamento. Assumono più importanza i termini relativistici, associati alla contrazione delle lunghezze.

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_e} \frac{1}{v^2} \rho Z \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2 E}{2I^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} \right) - \ln \left[2\sqrt{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} - 1 - \frac{v^2}{c^2} \right] + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right)^2 \right]$$

proprietà dell'elettrone incidente

Proprietà del materiale

Termini relativistici

Dove:

v è la velocità dell'elettrone incidente

N e Z sono la densità e il numero atomico degli atomi dell'assorbitore

I indica un parametro sperimentale legato all'eccitazione media e al potenziale di ionizzazione

Nota:

- In primissima approssimazione lo stopping power è direttamente proporzionale al numero atomico del materiale ($S \propto Z$)
- Quanto più la velocità dell'elettrone è piccola tanto più è lungo il tempo trascorso nelle vicinanze di un atomo e tanto maggiore sarà l'impulso e l'energia trasferita
- Nel termine in parentesi quadra solo il primo termine e' significativo in regime non relativistico ($v \ll c$)

Termine Radiativo

$$S = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{e^4}{137m_e^2c^4} E \rho Z(Z+1) \left[4 \ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) - \frac{4}{3} \right]$$

Diagram illustrating the components of the radiative stopping power equation:

- Proprietà del materiale** (Material Properties): Indicated by a green box, it encompasses the terms $\rho Z(Z+1)$ in the equation.
- Proprietà dell'elettrone incidente** (Properties of the Incident Electron): Indicated by a blue box, it encompasses the terms E and $\frac{2E}{m_e c^2}$ in the equation.

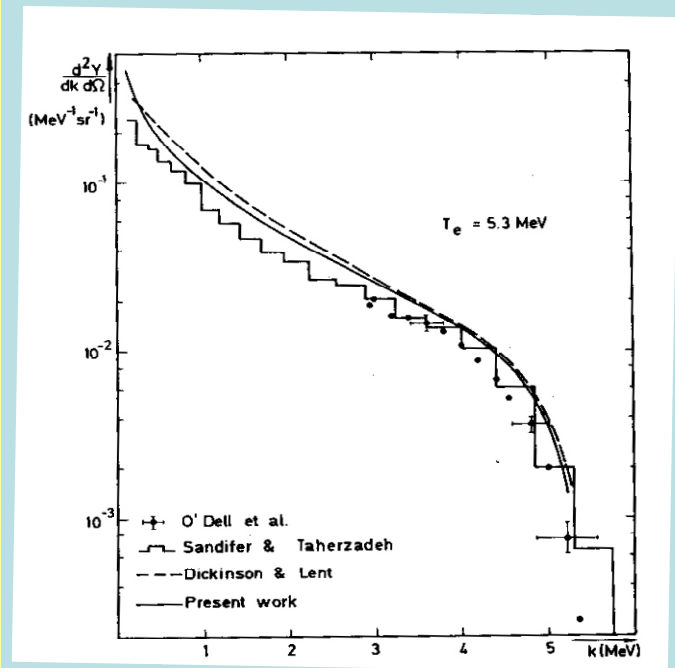
Dove:

E è l'energia dell'elettrone incidente

N e **Z** sono la densità e il numero atomico degli atomi dell'assorbitore

Nota:

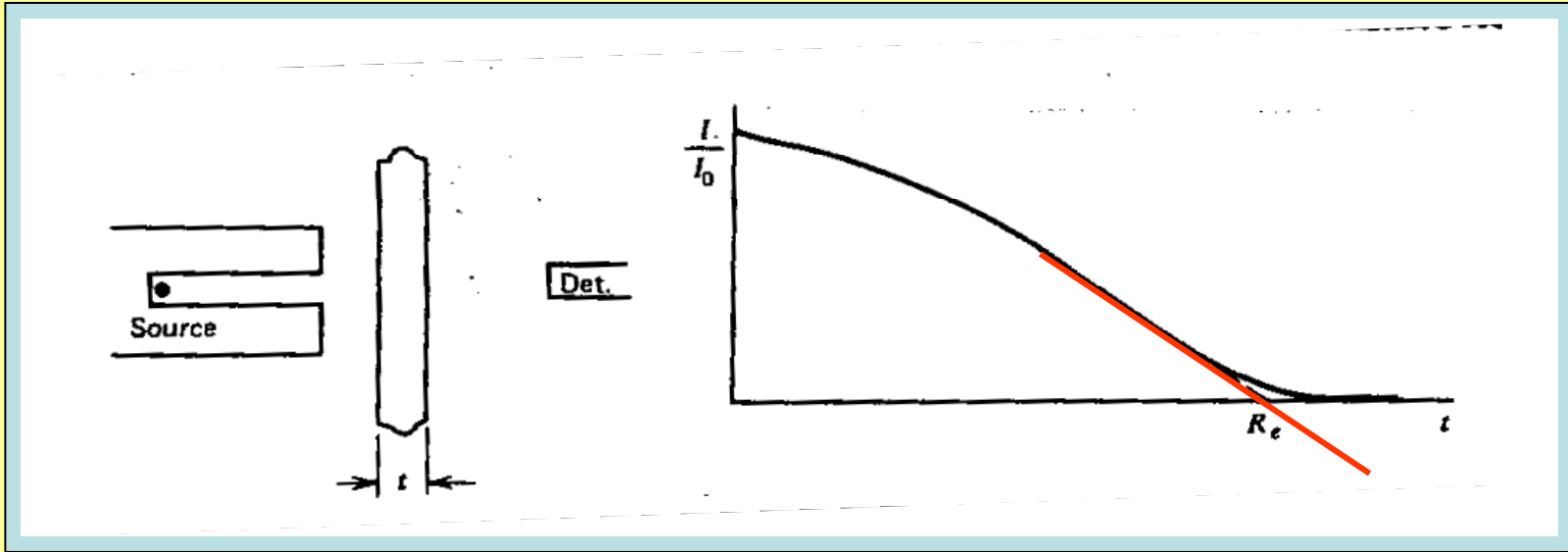
- L'emissione per bremsstrahlung è tanto più intensa tanto è maggiore il numero atomico del materiale assorbitore
- Diversamente dal termine collisionale in questo caso la perdita di energia aumenta con l'aumentare dell'energia incidente
- L'energia dei fotoni di bremsstrahlung, per elettroni di energia dell'ordine del MeV e molto piccola, il più delle volte questi fotoni vengono subito riassorbiti dal materiale



Range:

Intuitivamente indica quanto l'elettrone riesce a penetrare un dato materiale.

Sperimentalmente, per definire il range usiamo l'esperimento concettuale illustrato sotto



Nel caso di elettroni si definisce range l'estrapolazione della parte lineare curva mostrata sopra e rappresenta lo spessore di assorbitore necessario per affinché "quasi" nessun elettrone riesca a penetrare lo spessore

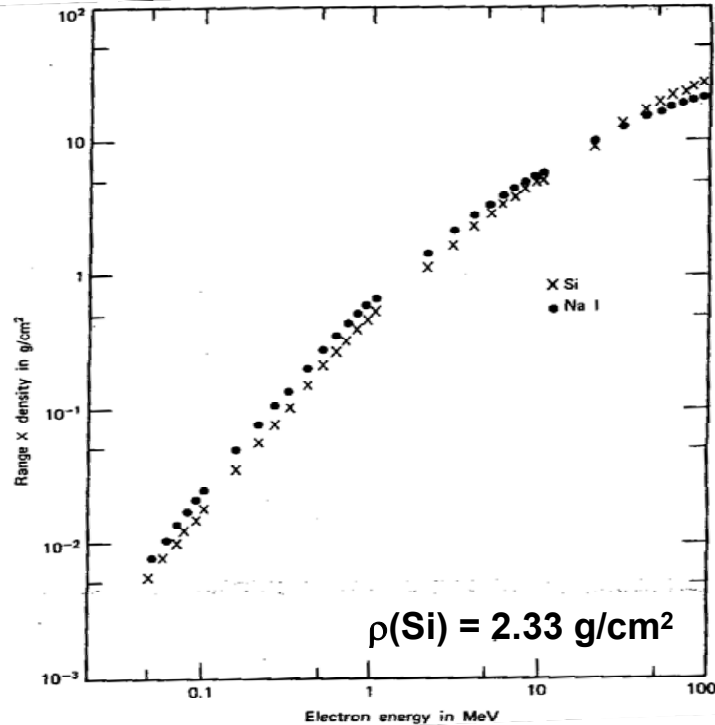
A parità di energia il range di un elettrone è molto maggiore (circa due ordini di grandezza) rispetto ad una particella carica pesante

Range in funzione dell'energia per elettroni in Silicio e NaI

In prima approssimazione il prodotto tra il range dell'elettrone e la densità dell'assorbitore è costante a parità di energia iniziale

$$\text{Range}(E) \cdot \rho = \text{costante}$$

Materiale	Energia	Range
Silicio	0.1 MeV	~ 0.4 mm
Silicio	1 MeV	~ 1.2 cm
Silicio	10 MeV	~ 12 cm
Silicio	100 MeV	~ 70 cm

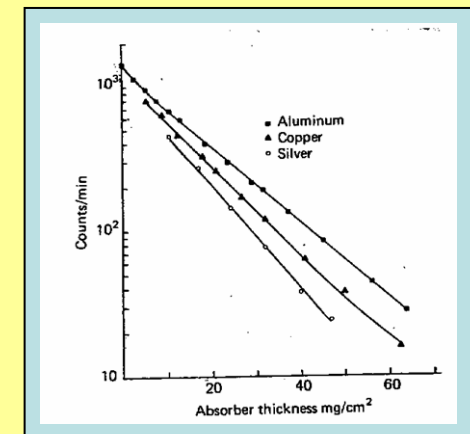


Assorbimento di elettroni

La percentuale di elettroni I/I_0 che superano uno spessore x (in g/cm²) è data dalla relazione:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-nx}$$

dove n è un parametro



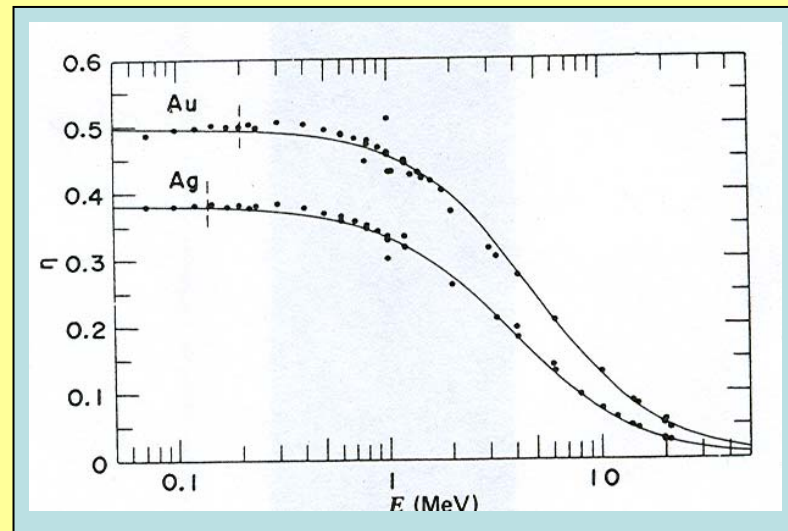
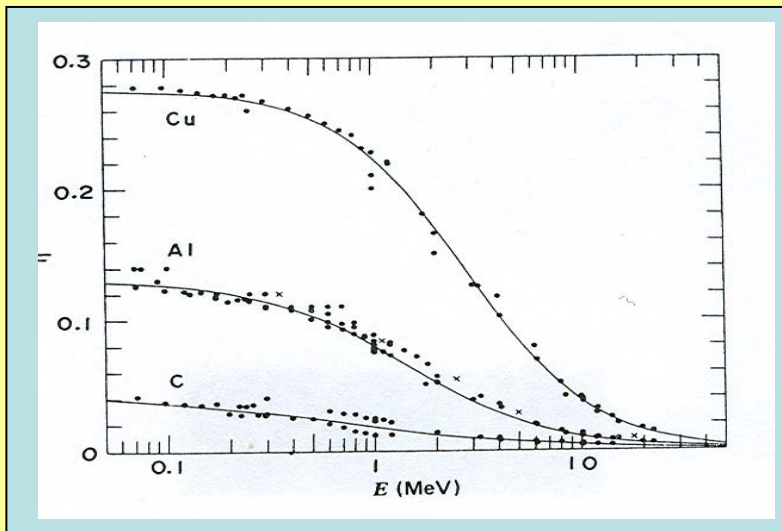
Backscattering

Le traiettorie degli elettroni sono estremamente contorte in quanto in ogni urto possono subire una grande deflessione.

Può quindi capitare che qualche elettrone sia riflesso indietro dal materiale assorbitore (backscattering)

Il fenomeno del backscattering è molto importante nella rivelazione delle particelle cariche poiché gli elettroni riflessi rilasciano solo parte della loro energia nell'assorbitore (in questo caso il rivelatore)

Uno strato superficiale non sensibile può riflettere un certo numero di elettroni che, di conseguenza, non saranno mai misurati dal rivelatore. Ciò implica una riduzione dell'efficienza del mio apparato di misura



Interazione della Radiazione X o gamma (γ)

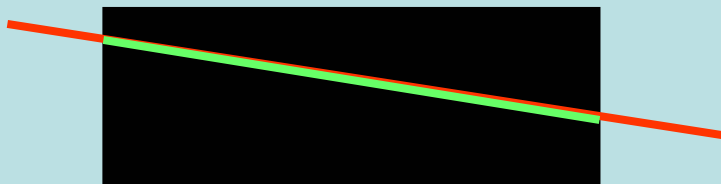
Esistono molti processi con cui una fotone X o γ può interagire nella materia, sostanzialmente però esistono solo tre processi con i quali il fotone cede energia al materiale assorbitore, in particolare

- Effetto fotoelettrico
- Effetto Compton
- Produzione di coppie

Ciascuno di questi processi comporta il parziale o completo trasferimento dell'energia della radiazione a uno o più elettroni del materiale assorbitore. Questi elettroni a loro volta depositano la loro energia nel materiale

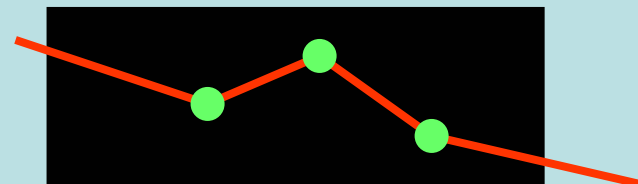
Attenzione:

Mentre nel caso delle particelle cariche, sia ha una scia di ionizzazione all'interno del materiale (vedi filmato camera a nebbie), nel caso di radiazione X o gamma la ionizzazione viene rilasciata in regioni spazialmente limitate dell'assorbitor. In altre parole non viene prodotta alcuna scia



Particella carica in assorbitor

Traiettoria
Ionizzazione



Gamma o X in assorbitor

Traiettoria
Ionizzazione

EFFETTO FOTOELETRICO

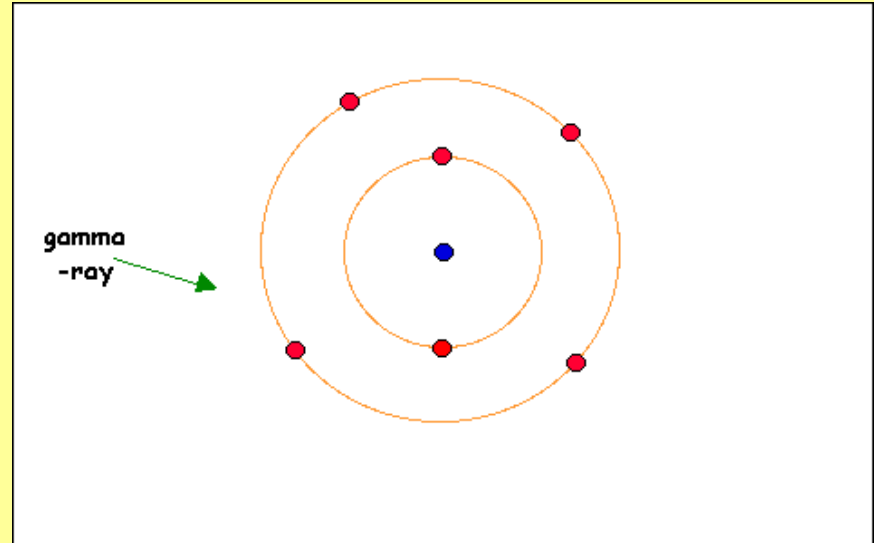
- E' un 'urto' con tutto un atomo dell'assorbitore:
- A seguito di una interazione fotoelettrica:
 - Il gamma è completamente assorbito
 - Un elettrone di una shell interna (p.es. K) ha ricevuto energia pari a

$$E_e = \hbar \nu - E_k$$

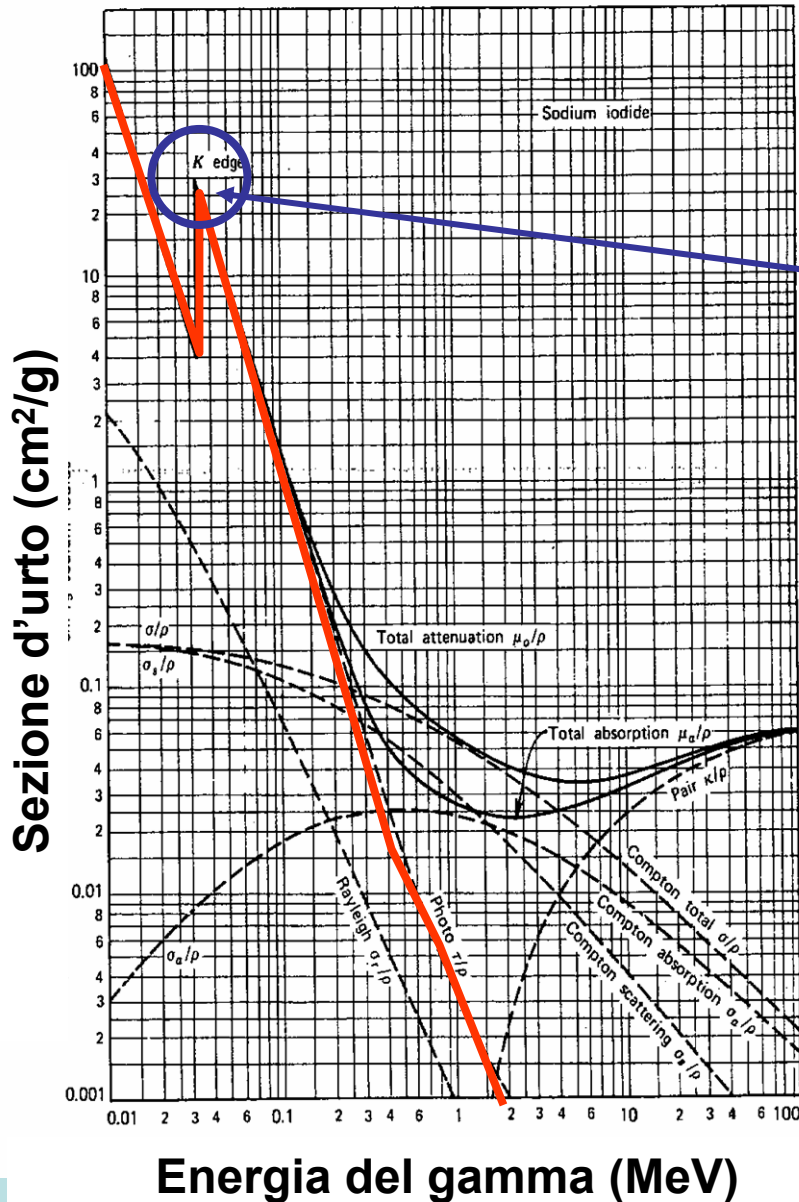
- $E_k \Rightarrow$ energia della shell K
- L'atomo si ionizza
- L'elettone cederà la sua energia all'assorbitore con le modalità viste prima
- L'atomo di disecciterà mediante emissione X (il più delle volte però subito assorbita)

La probabilità τ di avere un effetto fotoelettrico nel caso di un gamma di energia E all'interno di un materiale di numero atomico Z è data da

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \quad n = 4 - 5$$

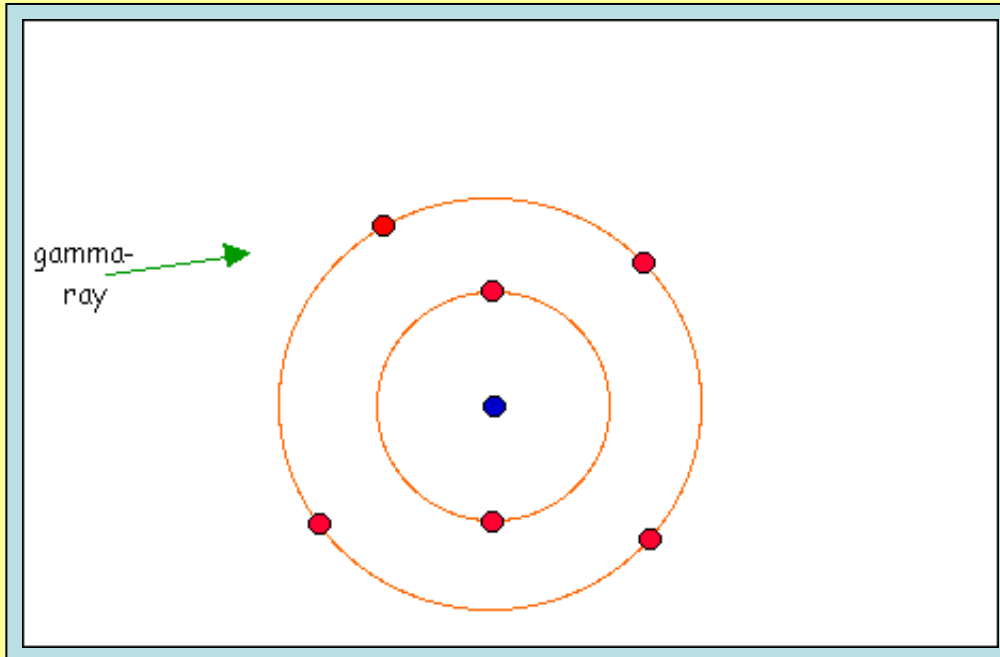


Andamento della probabilità di interazione fotoelettrica in un NaI in funzione dell' energia della radiazione X o gamma



Notare la risonanza per il valore dei raggi X dello Iodio

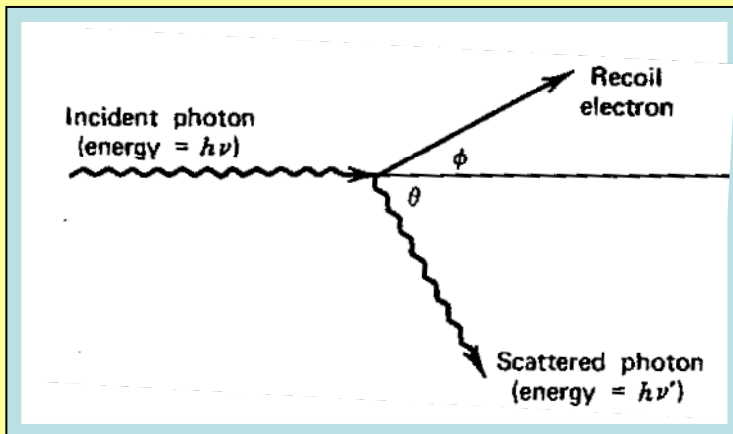
EFFETTO COMPTON



E' una interazione del raggio γ con un elettrone del rivelatore

Assumendo l'elettrone libero e applicando la conservazione dell'energia totale e della quantita' di moto (relativistica)

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos(\theta))}$$



$\theta \approx 0^\circ$ il γ cede poca energia all'elettrone

$\theta \approx 180^\circ$ il γ rimbalza indietro, viene ceduta la quantita' massima di energia all'elettrone

$$E(\theta = 180^\circ) = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_0 c^2}} \approx \frac{m_0 c^2}{2} \approx 256 \text{ keV}$$

$$E(\theta = 180^\circ) = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_0c^2}} \approx \frac{m_0c^2}{2} \approx 256 \text{ keV}$$

$$E_e^{\max} \approx E_\gamma - 256$$

Quando l'angolo di scattering è di circa 180 gradi allora il γ scatterato torna indietro con una energia di circa 256 keV

Se l'energia del gamma interagente è superiore a 511 keV:

- **non è possibile depositare più di $\approx E_\gamma - 256 \text{ keV}$**
- **Poiché l'elettrone prodotto da una interazione Compton deposita sempre tutta la sua energia all'interno del rivelatore, l'energia massima misurabile è $E_\gamma - 256 \text{ keV}$**

E' sempre presente, indipendentemente dalla sorgente usata, radiazione gamma di circa 256 keV di energia dovuto allo scattering Compton di $\approx 180^\circ$ con il materiale del laboratorio

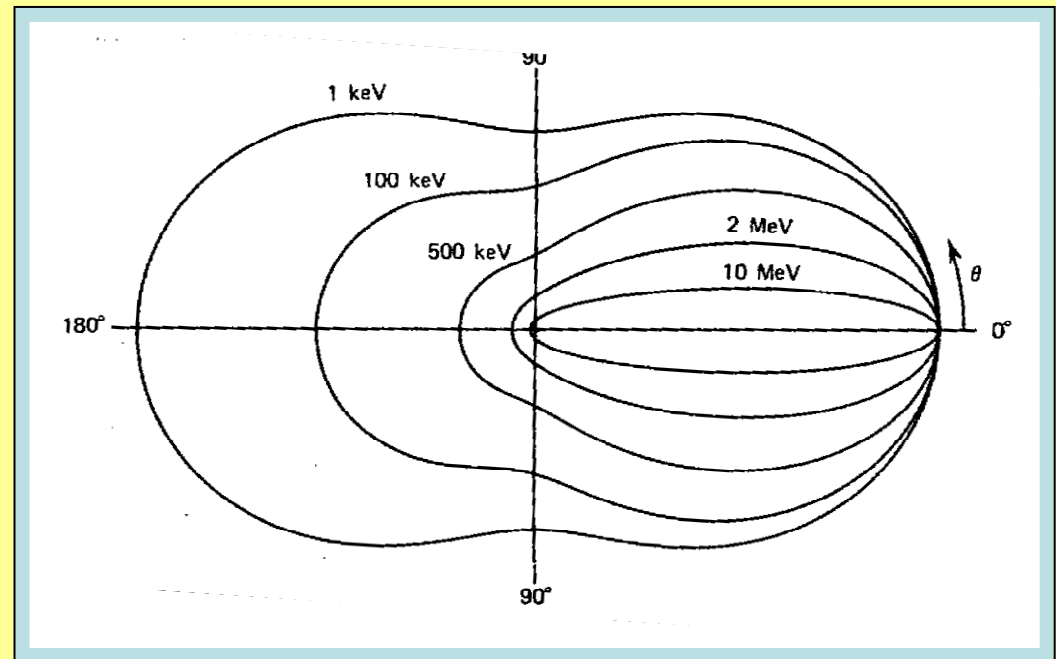
EFFETTO COMPTON

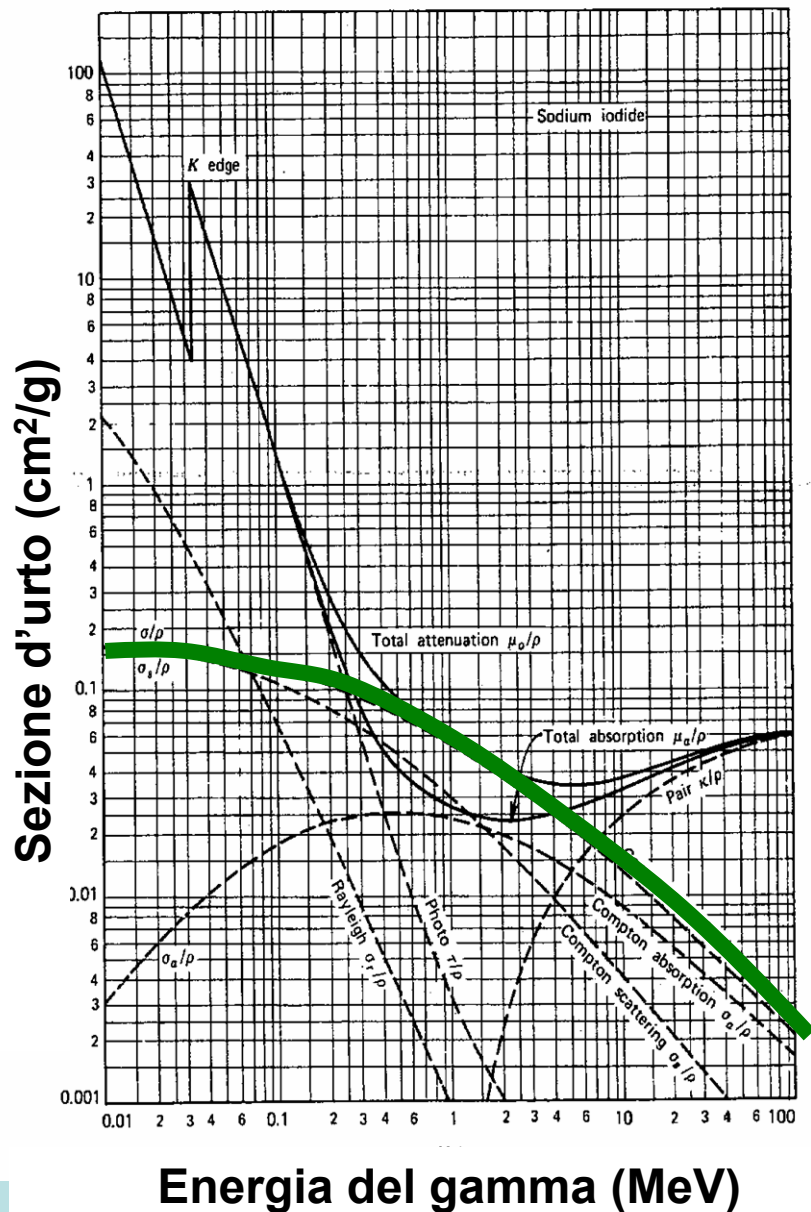
La probabilità τ di avere un effetto Compton nel caso di un gamma di energia E all'interno di un materiale di numero atomico Z è data da

$$\tau \propto Z \frac{\log(E)}{E_\gamma}$$

L'andamento della sezione d'urto Compton in funzione dell'angolo $d\sigma/d\Omega$ è dato dalla relazione di Klein-Nishina

Per radiazione γ di origine nucleare ($E_\gamma > 300$ keV) l'urto Compton è il più delle volte focalizzato in avanti



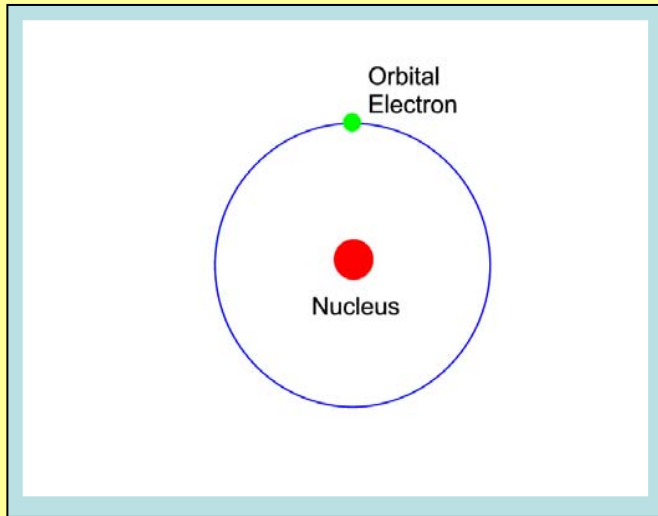


Andamento della probabilità di interazione Compton in un NaI in funzione dell' energia della radiazione X o gamma

Nota:

L'interazione Compton è dominante nell'intervallo di energia 0.3-3 MeV che sono le energie tipiche delle sorgenti gamma o che entrano in gioco nella spettroscopia nucleare

Produzione di Coppie



E' una interazione del raggio γ con il campo coulombiano del nucleo. Il fotone γ scoppia e genera un elettrone ed un positrone.

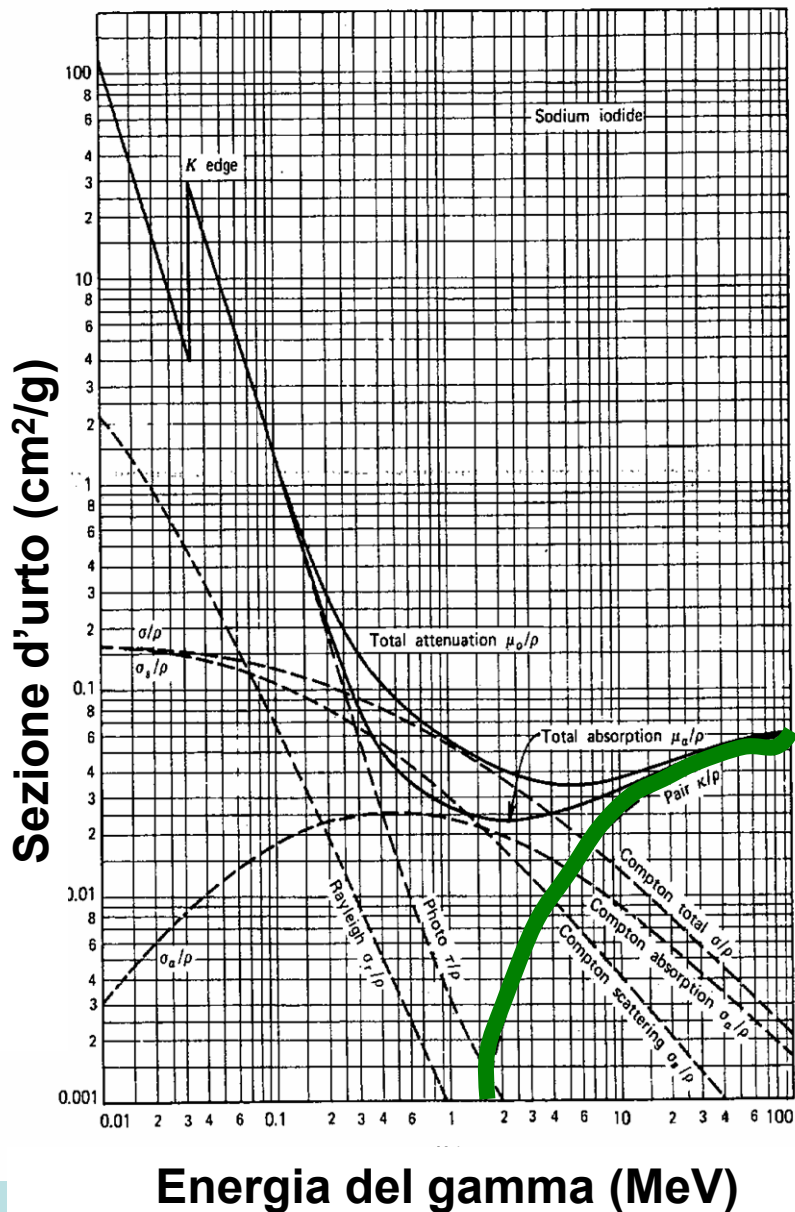
$$\gamma + N = e^+ + e^- + N$$

Chiaramente il fotone γ deve avere una energia superiore alla somma dell'energia di massa dell'elettrone e del positrone e di quella ceduta al nucleo che rincula

L'energia in eccesso è divisa tra l'elettrone ed il positrone. A loro volta cederanno l'energia all'assorbitore. Il positrone, una volta rallentato si annichila con un elettrone del materiale assorbitore generando due γ da 511 keV, che, a loro volta, interagiranno con il materiale via effetto Compton o fotoelettrico.

La probabilità τ di avere un effetto Compton nel caso di un gamma di energia E all'interno di un materiale di numero atomico Z è data da

$$\tau \propto \sqrt{Z} \cdot f(E)$$



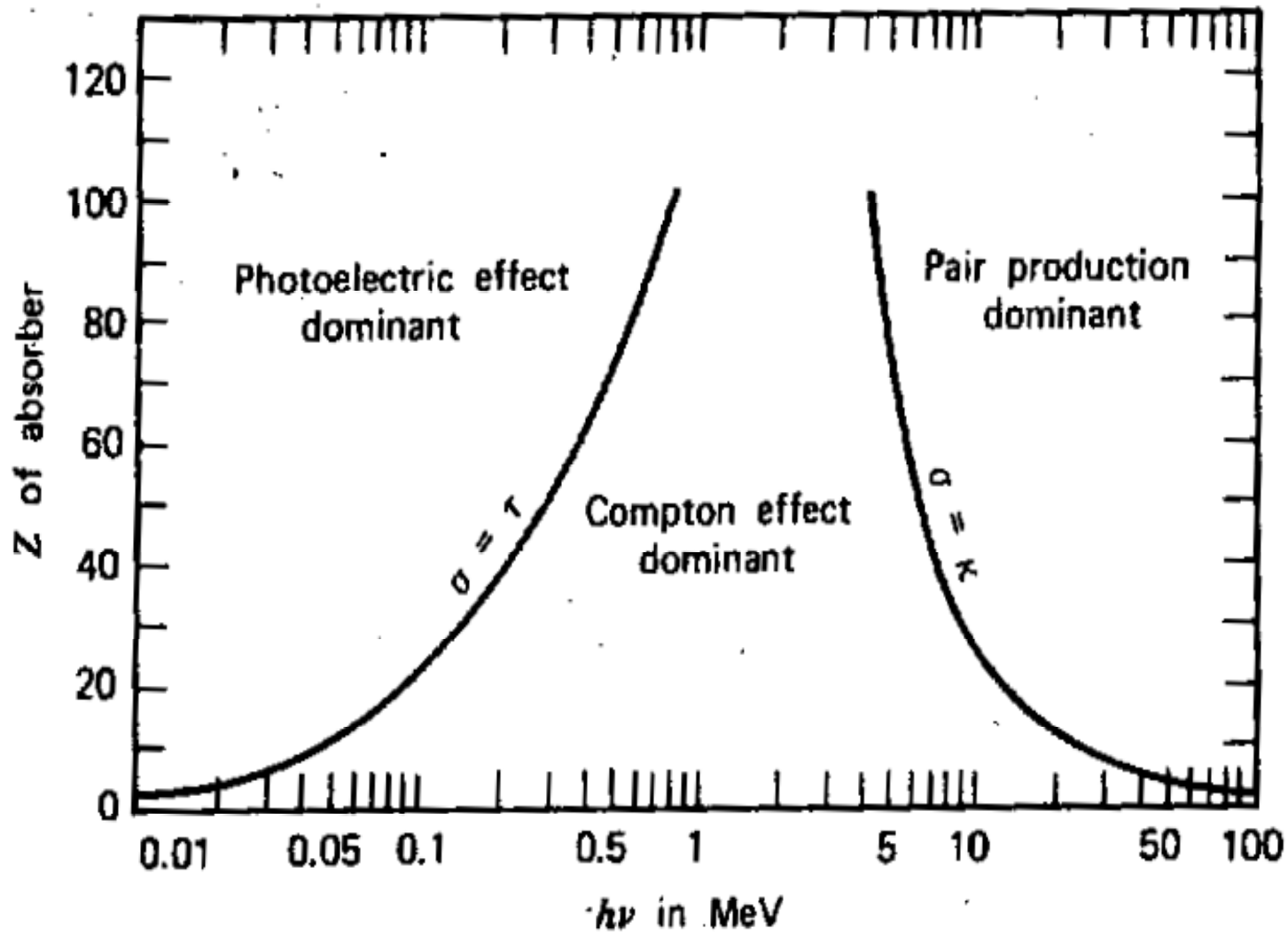
Andamento della probabilità di interazione di produzione di coppie in un NaI in funzione dell' energia della radiazione X o gamma

Nota:

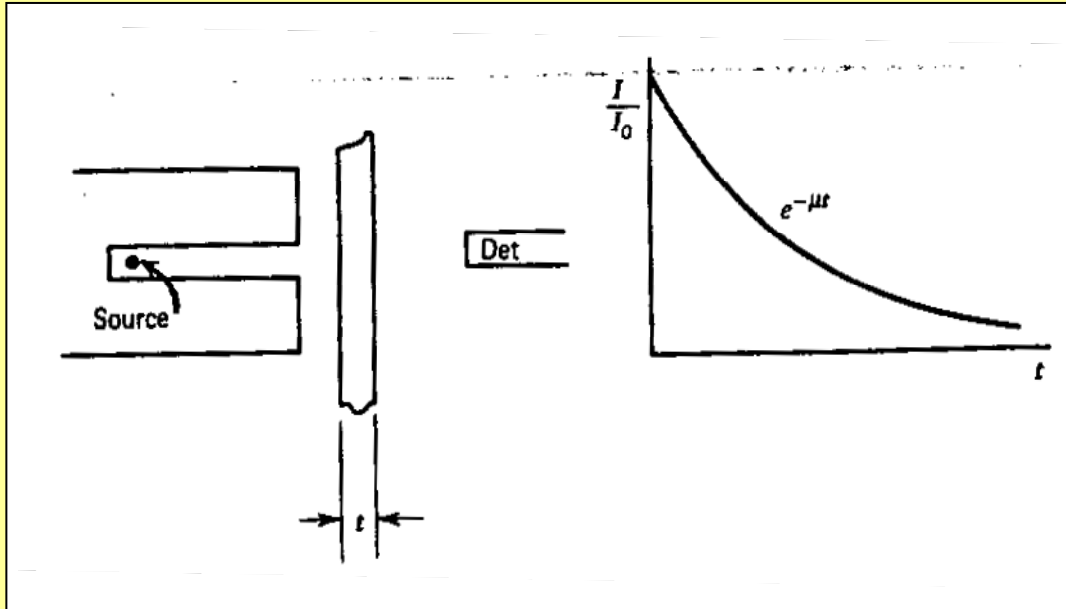
La sezione d'urto di interazione aumenta con l'energia e diventa il termine dominante a partire da 5-10 MeV.

Questo significa che un gamma sopra qualche MeV di energia maggiore è la sua energia maggiore è la probabilità che interagisca con la materia.

Questo ovviamente non significa che tutta l'energia è poi depositata in un rivelatore.



Coefficiente di attenuazione



Per valutare la capacità penetrante della radiazione γ o semplicemente la dimensioni di un rivelatore necessario per poterla rivelare si definisce un ‘coefficiente di attenuazione lineare’ μ definito come la somma della probabilità di interazione Fotoelettrico, Compton e produzione di coppie

$$\mu = \tau_{Phot.} + \tau_{Comp.} + \tau_{Pair}$$

Il numero di fotoni che passano uno spessore x senza interagire è dato dalla relazione:

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