

Fisica applicata

Laurea in Scienza e Tecnologia dei Materiali

Interazione radiazione-materia
Effetti biologici delle radiazioni
Grandezze dosimetriche

<http://www.ge.infn.it/~prati>

Interazione radiazione - materia

Le particelle emesse nei decadimenti radioattivi appartengono alla categoria delle radiazioni ionizzanti termine con cui vengono comprese tutte le particelle, gli ioni e le radiazioni elettromagnetiche (X e γ) in grado di ionizzare un atomo. Anche i neutroni, se pur indirettamente, sono in grado di provocare la ionizzazione dei materiali attraversati.

Le radiazioni ionizzanti sono raggruppabili in tre categorie:

Particelle con carica elettrica (elettroni, protoni, ioni in genere)

Radiazione elettromagnetica (raggi X, raggi gamma)

Particelle senza carica elettrica (neutroni)

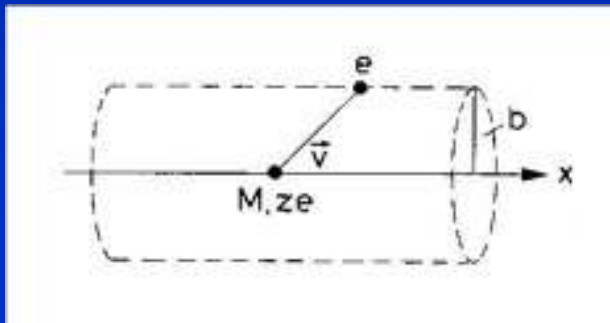
Per ciascuna categoria vanno studiati i diversi meccanismi di interazione con la materia

Particelle cariche "pesanti"

(protoni, particelle α , ioni)

Le particelle cariche pesanti interagiscono con la materia principalmente attraverso **interazioni coulombiane** con la nuvola elettronica degli atomi. Interazioni con i nuclei atomici sono naturalmente possibili (*ad es. lo scattering Rutherford*) ma rappresentano un meccanismo di perdita di energia assolutamente minoritario (le σ sono OdG inferiori...)

Quando una particella carica passa sufficientemente vicino ad un elettrone atomico trasferisce ad esso una frazione della sua energia cinetica: ***l'elettrone può essere ionizzato*** (cioè sfuggire al legame con il nucleo) o anche portato ad un livello energetico superiore (***eccitazione***). La particella incidente subisce invece una equivalente riduzione della sua energia cinetica...



$$I = \Delta p = \int F dt = e \int E_n dt = e \int_{-\infty}^{+\infty} E_n \frac{dt}{dx} dx = e \int_{-\infty}^{+\infty} E_n \frac{dx}{v}$$

$$\text{Teo. di Gauss} \Rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} E_n 2\pi b dx = 4\pi z e \rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} E_n dx = \frac{2ze}{b}$$

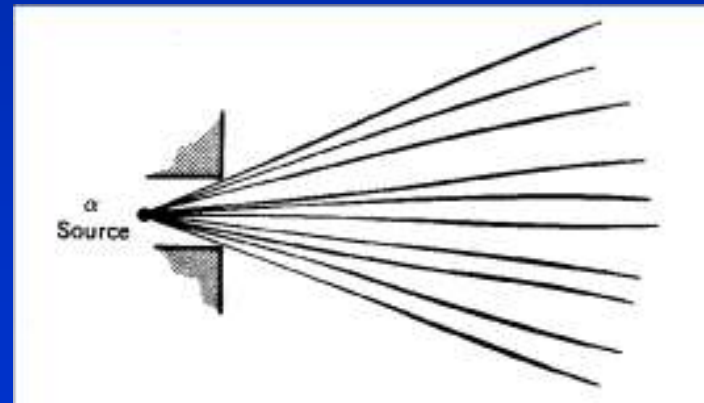
$$I = \frac{2ze^2}{bv} \rightarrow \Delta E(b) = \frac{I^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e b^2 v^2}$$

Stopping power e range 1

In ogni singola interazione particella-elettrone il trasferimento di energia può variare ma il suo valore massimo è:

$$(\Delta E)_{\max} = 4(m_e/m_p) E = \begin{cases} (1/500) E & \text{per protoni} \\ (1/2000) E & \text{per particelle } \alpha \end{cases}$$

La particella "cede" la sua energia cinetica iniziale con una lunga sequenza di interazioni: in ogni singola interazione, dato il rapporto di masse con l'elettrone, il proiettile mantiene sostanzialmente invariata la sua traiettoria.



Stopping power e range 2

Ha quindi senso definire la "perdita lineare di energia" (*energy loss* o *linear stopping power*) come:

$$S = -\frac{dE}{dx}$$

L'espressione di S non relativistica é data dalla formula di Bethe (che si ottiene integrando su tutte le distanze proiettile-elettrone e sulla densità degli elettroni):

$$S = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} NB$$

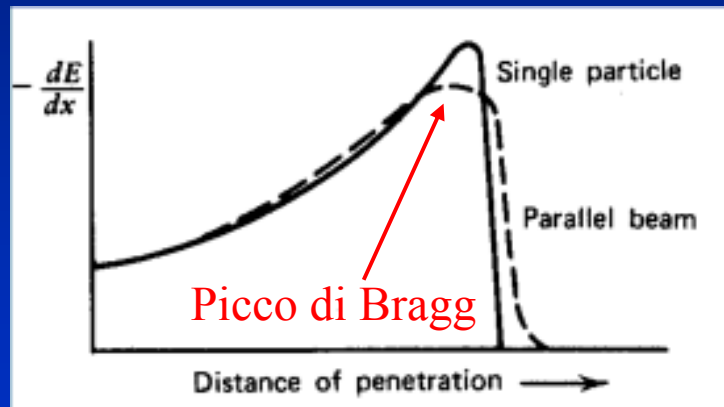
$$B = Z \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

dove:

e : z e v sono quelle del proiettile, Z e N sono il numero atomico e la densità atomica del materiale attraversato, I è l'energia media di eccitazione/ionizzazione del materiale, m_e è la massa dell'elettrone

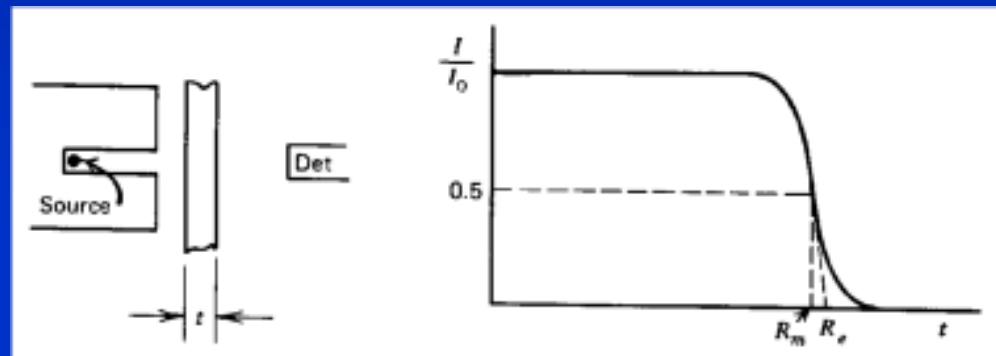
Stopping power e range 3

$$S \propto (z/v)^2 ZN = (z/v)^2 Z/A \rho \rightarrow (S/\rho) \propto \approx (z/v)^2$$

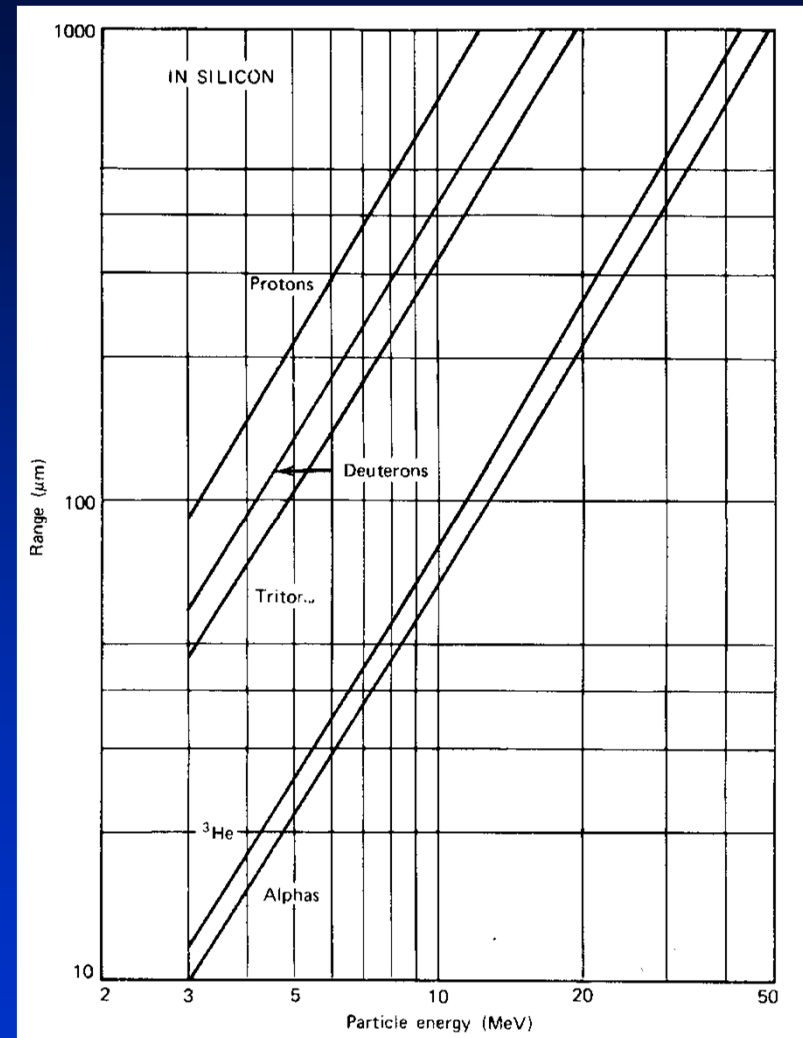
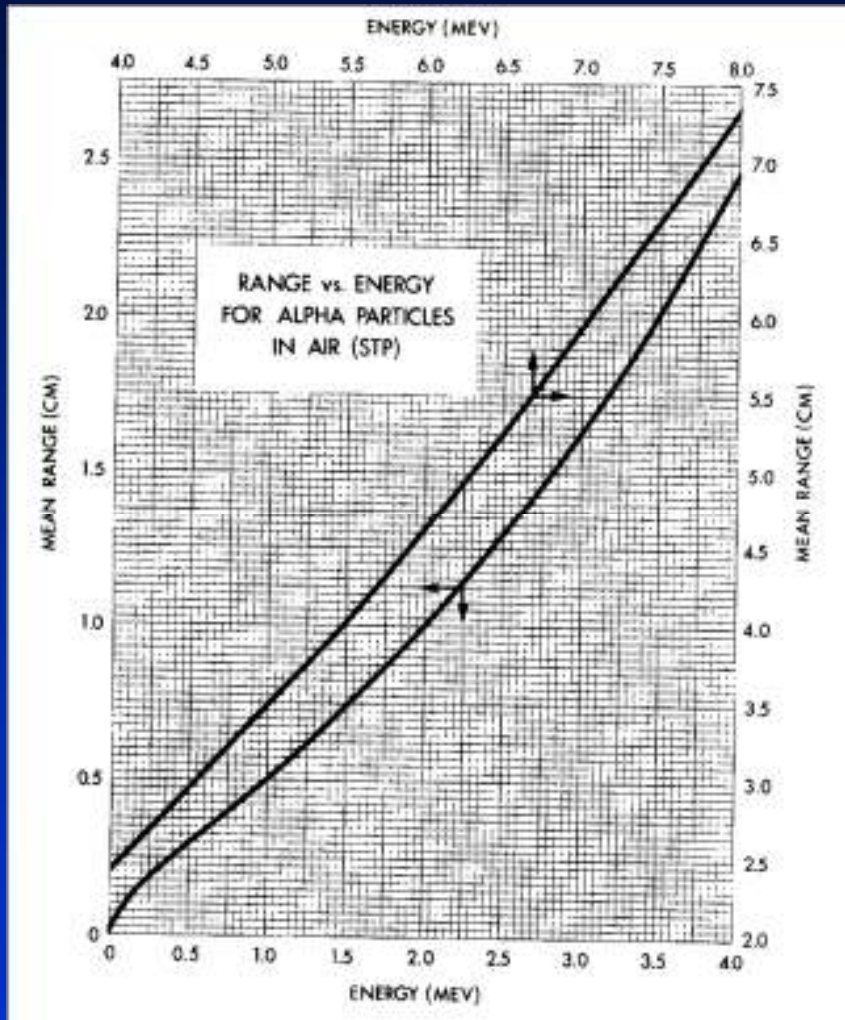


La perdita di energia é massima quando il proiettile e quasi fermo

E' ben definito lo spessore massimo di penetrazione nel materiale prima che la particella si arresti, detto **RANGE**



Stopping power e range 4



I ranges delle particelle cariche pesanti sono comunque cortissimi (a fini pratici...)

Stopping power e range 5

In termini matematici il Range è definito dalla:

$$R = \int_0^{x_{\max}} dx \propto \int_{E_0}^0 \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \propto \left(\frac{v}{z} \right)^2 \frac{1}{NZ} = \frac{E}{z^2 m} \frac{1}{NZ}$$

$$\rho R \propto \frac{E}{z^2 m} \frac{A}{Z}$$

Trascuriamo
la dipendenza
da I

Noto il valore per una particella
di una certa energia in un certo
mezzo si può facilmente
ricavare quello per altre
particelle o energie o mezzi

Particelle cariche "leggere"

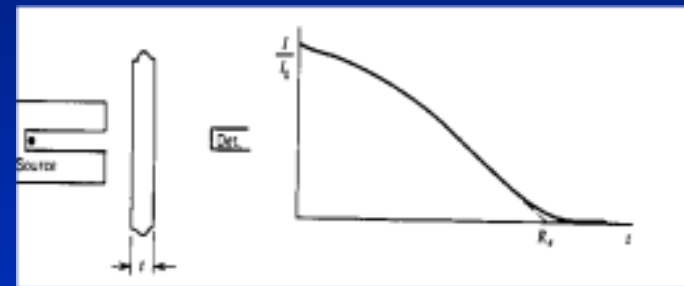
(elettroni e positroni)

Anche in questo caso la perdita di energia avviene per interazione elettromagnetica con gli atomi del mezzo in cui la particella si muove, la piccola massa (511 keV) provoca però due importanti conseguenze:

1. L'interazione coulombiana avviene con altri elettroni (quelli atomici) → ogni urto provoca significative variazioni della traiettoria della particella.
1. L'accelerazione (negativa) subita dalla particella in movimento produce radiazione elettromagnetica di frenamento (bremsstrahlung)

Elettroni/positroni: Perdita di energia per ionizzazione

Diversamente a quanto avviene per le particelle pesanti la perdita di energia per ogni singolo urto può essere rilevante, le interazioni con i nuclei atomici provocano forti variazioni della traiettoria. Anche la definizione di RANGE è meno chiara anche se dopo un certo percorso, tutti gli elettroni di una certa energia sono stati bloccati. In ogni caso la perdita di energia per collisione per unità di lunghezza è descritta dalla:



$$\beta = v/c$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right)$$

Elettroni/positroni: Bremsstrahlung 1

L'elettromagnetismo classico mostra come ogni carica elettrica la cui velocità cambi (anche solo in direzione) emette radiazione elettromagnetica, cioè fotoni (raggi X e γ , in questo caso). La perdita lineare di energia associata a questo processo è data dalla:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right)$$

1. Quindi vale sempre:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r$$

2. $(dE/dx)_r \propto E, Z^2 \rightarrow$

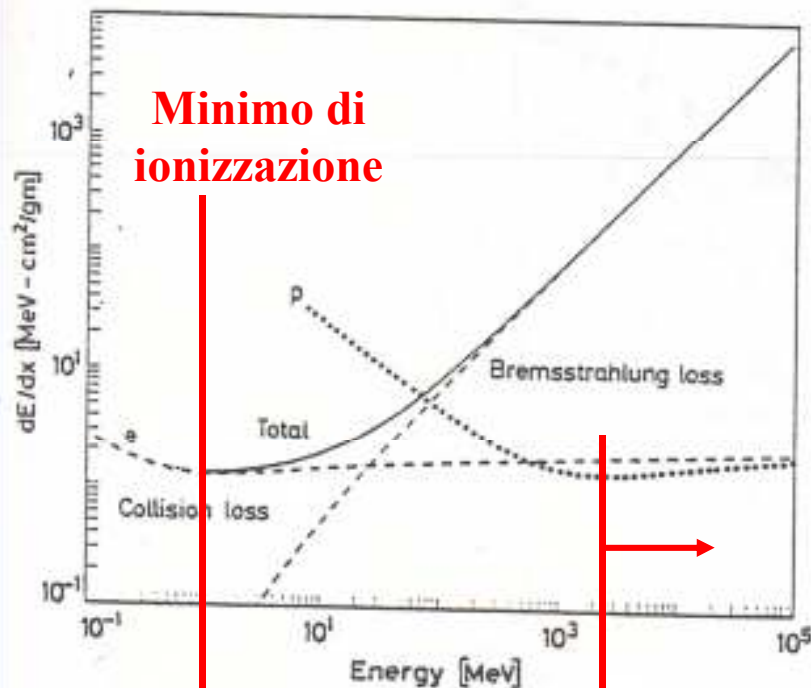
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_r}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_c} \cong \frac{EZ}{700} \quad E \text{ in MeV}$$

Fissato Z
si definisce
 $E_c / S_r = S_c$

Elettroni/positroni: Bremsstrahlung 2

$$(dE/dx)_r / (dE/dx)_c \cong EZ/700$$

(E in MeV)



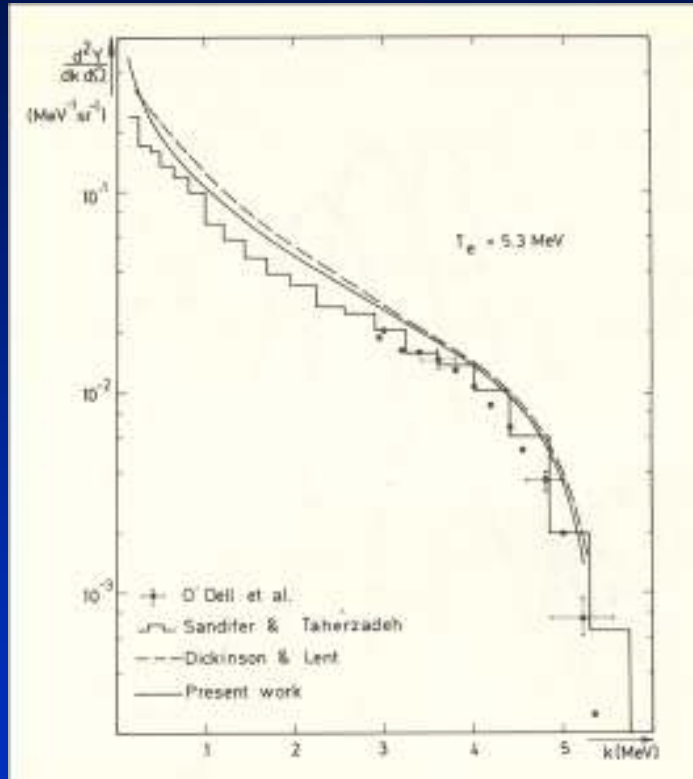
Minimo di ionizzazione

Table 2.2. Critical energies of some materials

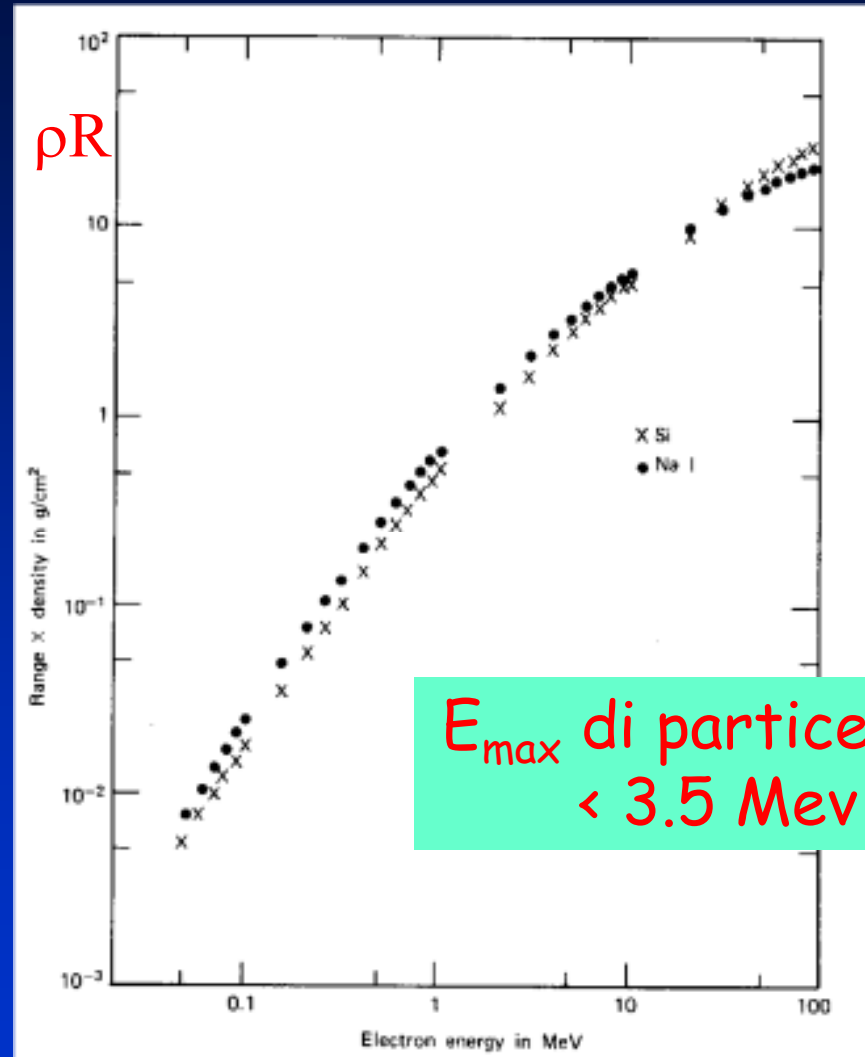
Material	Critical energy [MeV]
Pb	9.51
Al	51.0
Fe	27.4
Cu	24.8
Air (STP)	102
Lucite	100
Polystyrene	109
NaI	17.4
Anthracene	105
H ₂ O	92

Superata un'energia pari a circa 3 me² la perdita di energia per collisione è praticamente costante (vero per tutte le particelle cariche)

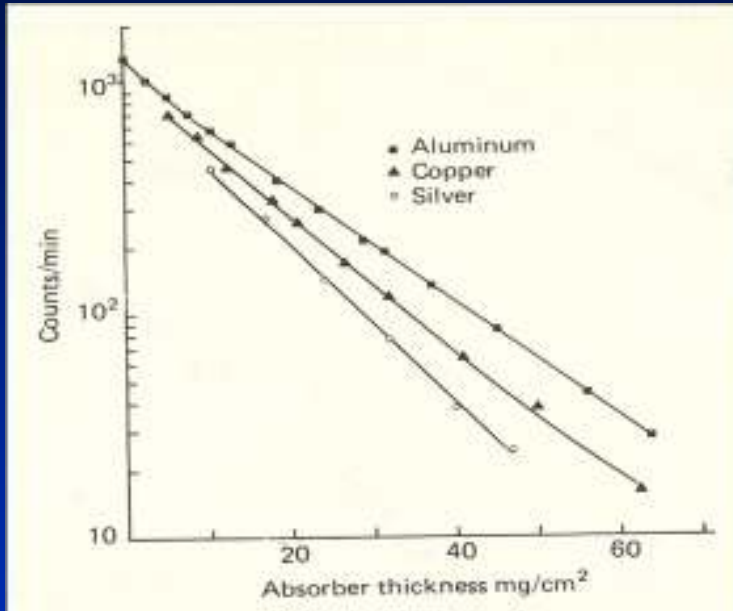
Electron/positron: Range



Electroni monocromatici
($E = 5.3 \text{ MeV}$)
spettro di Bremsstrahlung



Attenuazione particelle β

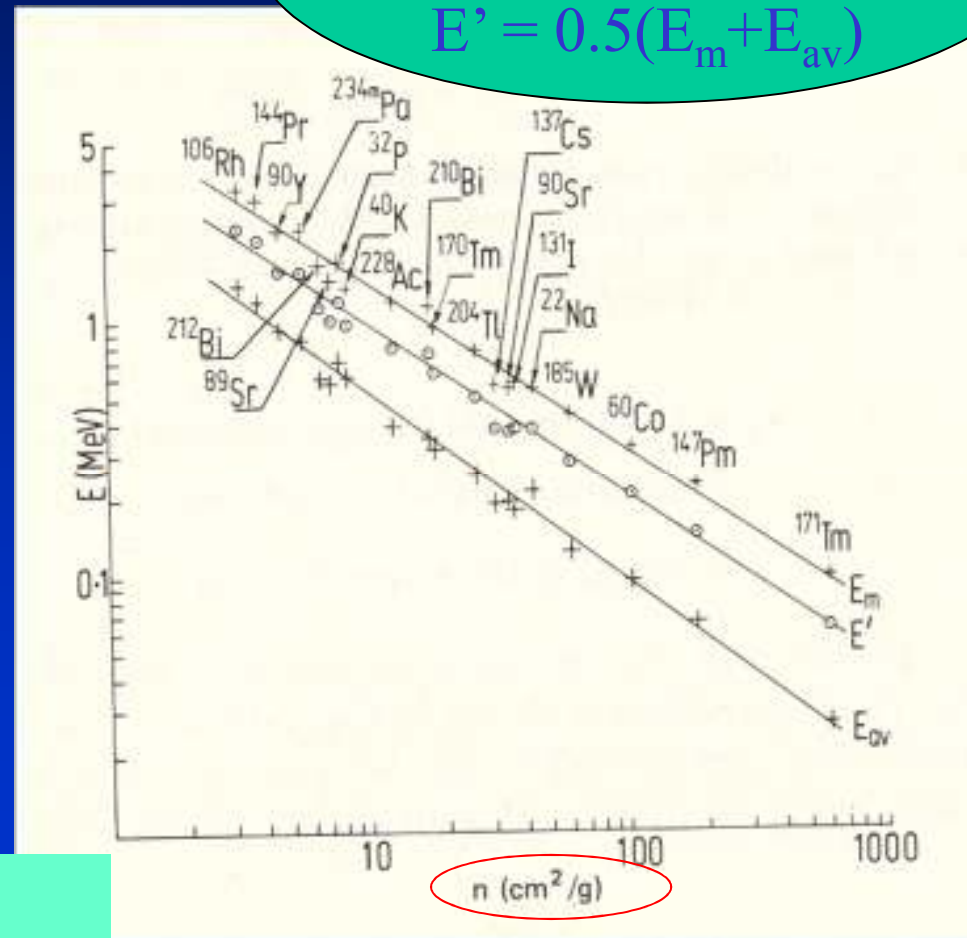


Particelle β da ^{185}W
 $(E_{\text{max}} = 430 \text{ keV})$

In generale: $I = I_0 e^{-nt}$

con t spessore di un assorbitore

$E_m = \text{end-point}$
 $E_{av} = \text{En. media spettro}$
 $E' = 0.5(E_m + E_{av})$



Interazione fotoni - materia

I fotoni (raggi x e γ) hanno diversi meccanismi di interazione con la materia: i principali sono però tre in cui l'energia del fotone viene trasferita, completamente o parzialmente, ad elettroni. In tutti e tre i casi l'interazione non è un processo quasi-continuo (come quelli discussi per le particelle cariche) ma essenzialmente discreto. Il movimento del fotone della materia segue quindi una traiettoria spezzata con frequenti cambi di direzione.

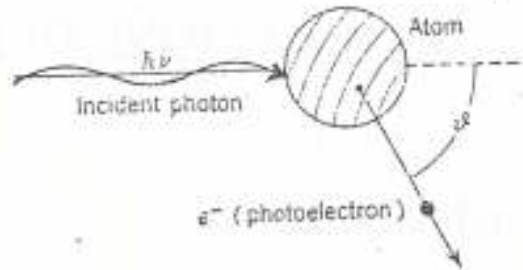
I tre processi principali sono:

Assorbimento fotoelettrico

Diffusione (o scattering) Compton

Produzione di coppie

Assorbimento fotoelettrico



$$E_{e^-} = h\nu - E_b \cong h\nu$$

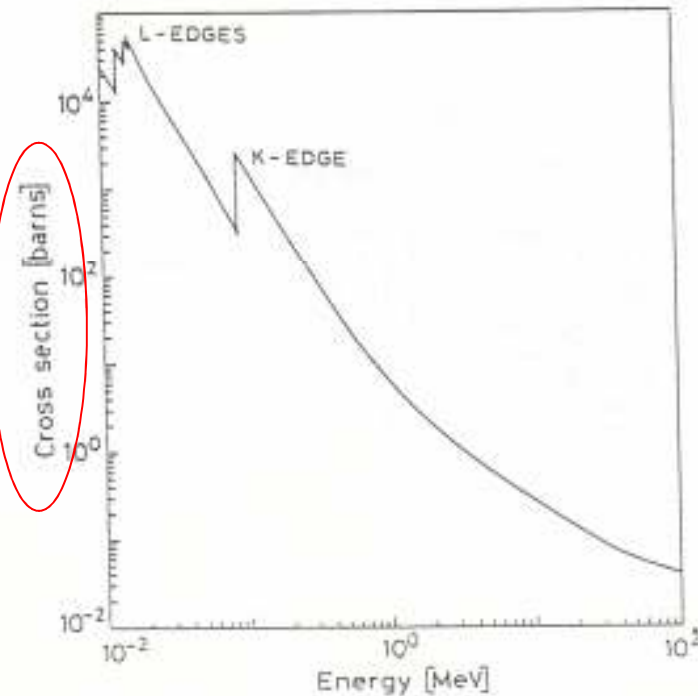
$$\tau \propto Z^n / E_\gamma^3$$

n= 4-5 in funzione dell'energia del γ

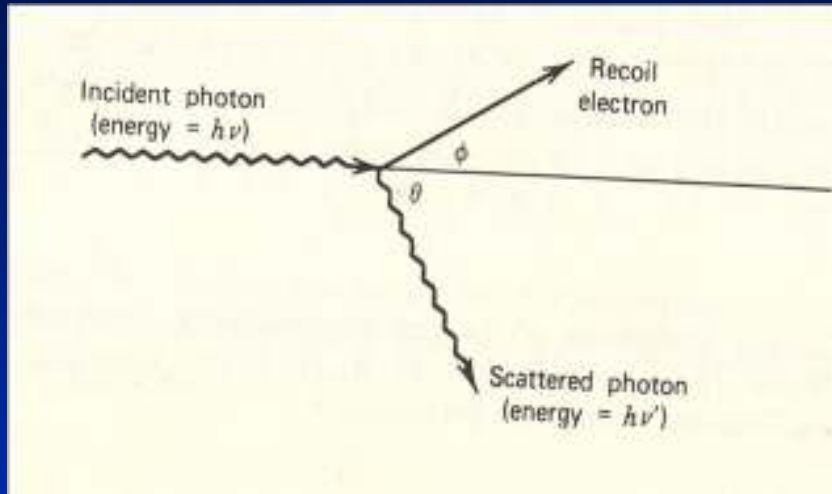
Del materiale in cui si muove il fotone

Domina per :

- gamma di bassa energia
- assorbitori con alto Z



Diffusione Compton 1



Energia del fotone e dell'elettrone atomico diffuso si ottengono semplicemente imponendo la conservazione dell'impulso e dell'energia.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad \gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}$$

Il cambiamento di energia dipende molto dall' $h\nu$ iniziale: se $\theta = 90^\circ$

$$h\nu = 10 \text{ keV} \rightarrow h\nu' = 9.8 \text{ keV}$$

$$h\nu = 10 \text{ MeV} \rightarrow h\nu' = 0.49 \text{ MeV}$$

Diffusione Compton 2

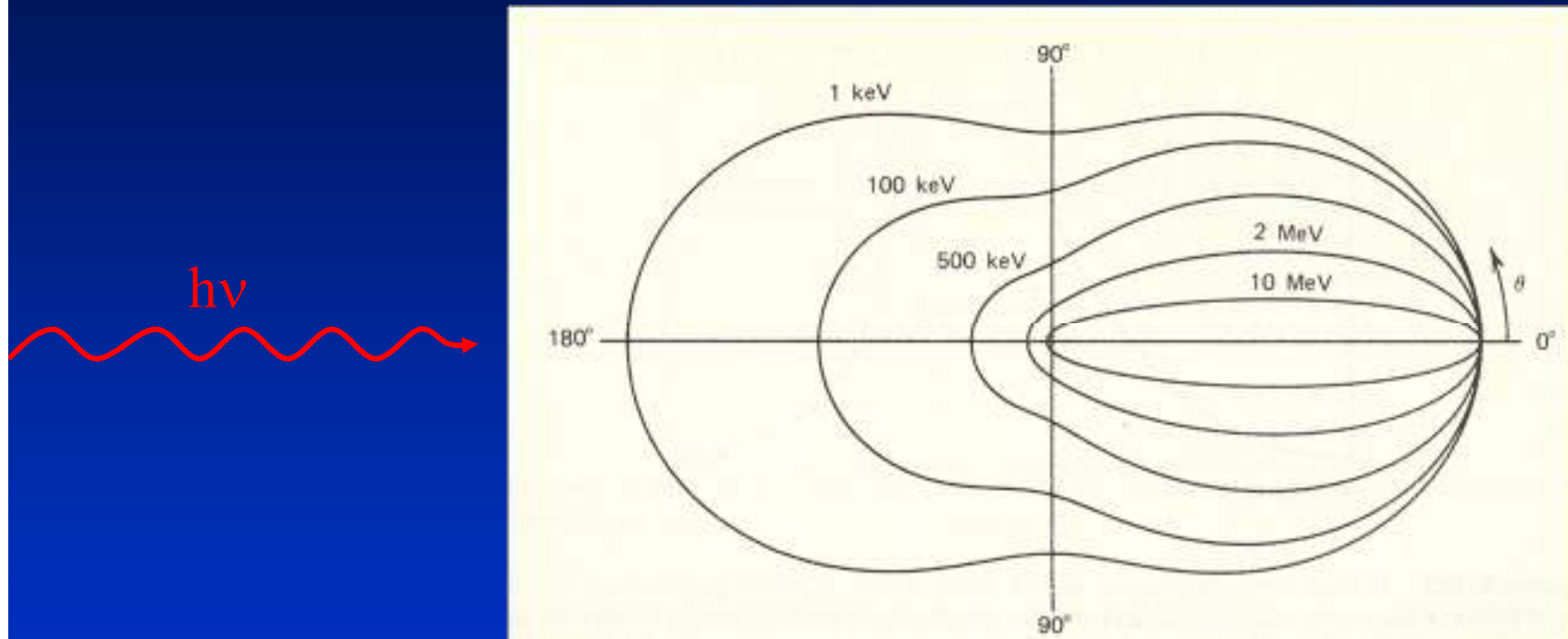
La distribuzione angolare dei γ diffusi è data dalla formula di Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right)$$

$$\alpha \equiv \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

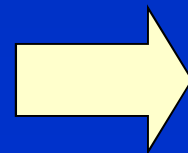
La sez. d'urto è proporzionale allo Z del materiale in cui si muove il γ ,
I piccoli angoli sono favoriti quando cresce l'energia del γ incidente...

Diffusione Compton 3



Angolo di diffusione di $h\nu'$

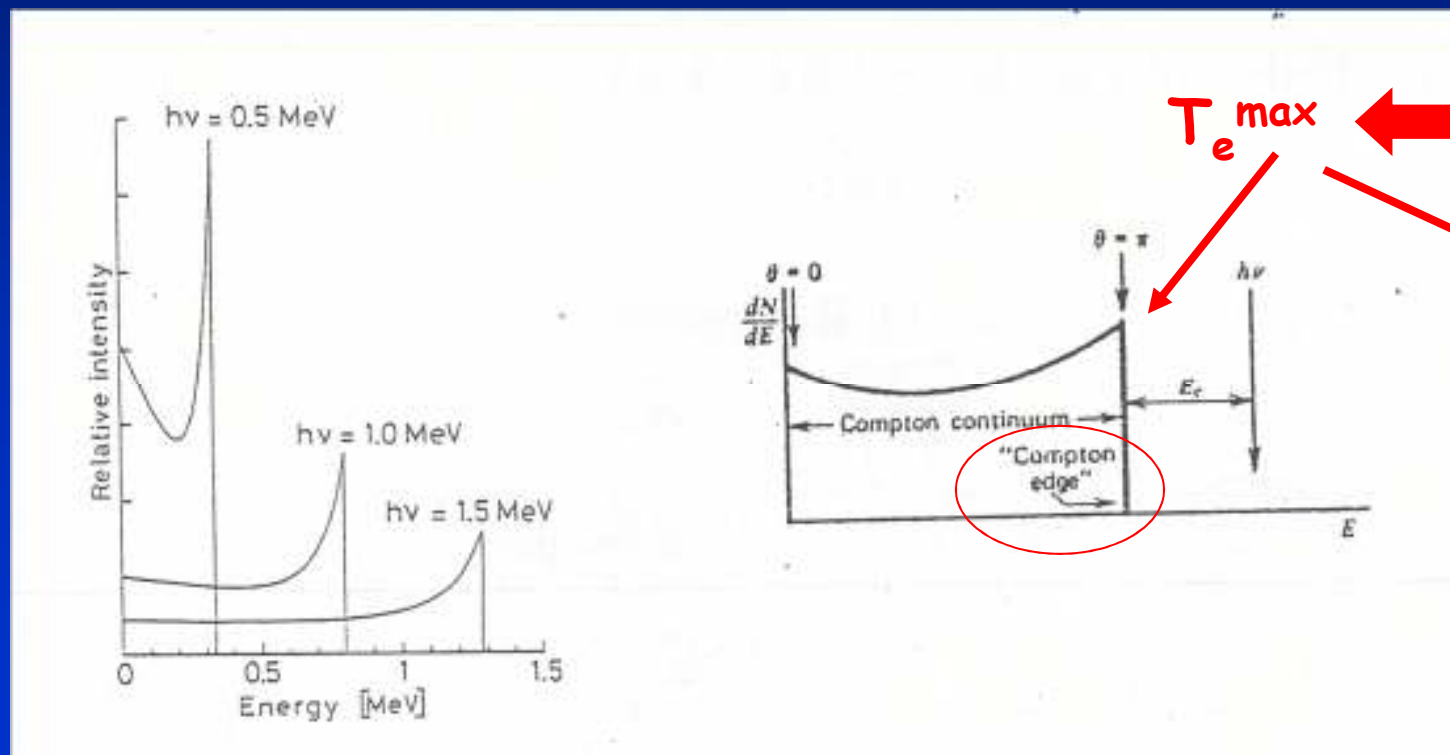
Naturalmente, l'angolo di diffusione del γ e dell'elettrone sono legati cinematicamente



$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(1 + \gamma)^2 \tan^2 \varphi + 1}$$

Diffusione Compton 4

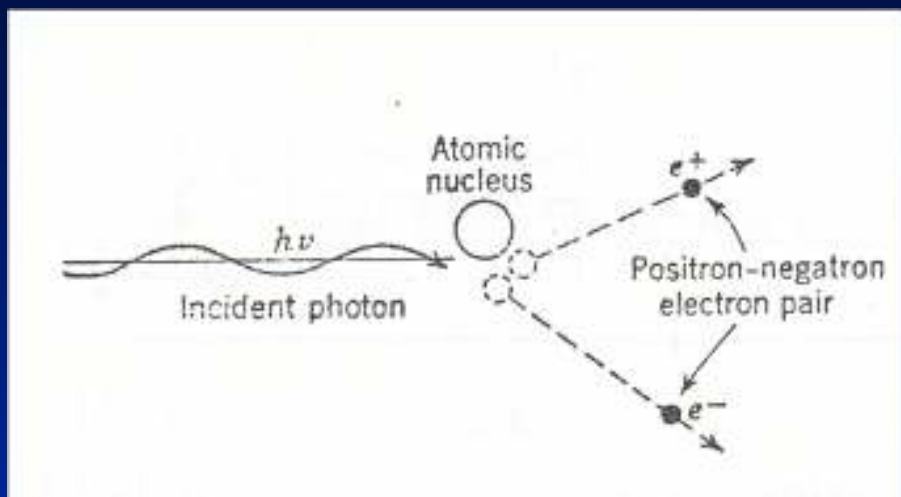
Gli elettroni diffusi (che cedono energia al mezzo in cui si trovano secondo i meccanismi già discussi) hanno quindi spettro energetico continuo con una forma che dipende da $h\nu$:



$T_e \text{ max}$ \longleftrightarrow $h\nu'_{\text{min}}$

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

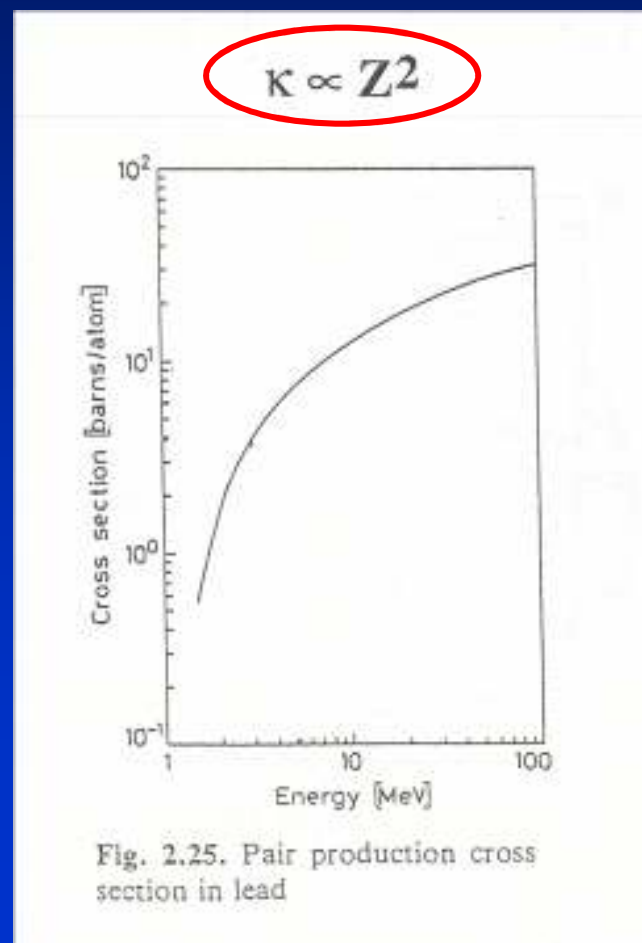
Produzione di coppie



Quando l'energia di un γ supera 1.02 MeV ($=2 m_e$) allora, in prossimità del campo coulombiano di un nucleo) il γ può produrre una coppia elettrone-positrone con energia cinetica: $T_{e^-} = T_{e^+} = 0.5(h\nu - 1.02) \text{ MeV}$

Nota: quando ha perso la sua energia cinetica, il positrone si annichila in due γ con $h\nu = 511 \text{ keV}$

Il processo diventa importante quando $h\nu \geq 10 \text{ MeV}$



Confronto tra i 3 processi

Fotoelettrico

$$\sigma_f \propto Z^n / (h\nu)^3$$

Il γ scompare

Compton

$$\sigma_c \propto Z \quad e$$

diminuisce con $h\nu$

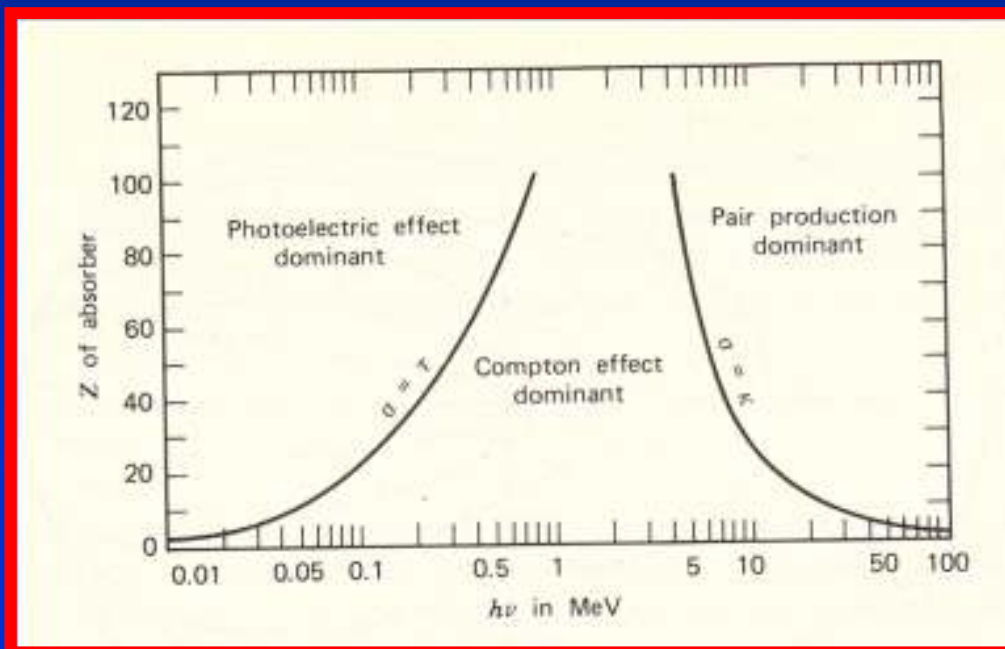
Il γ non scompare

Coppie

$$\sigma_p \propto Z^2 \quad e$$

Aumenta molto con $h\nu$

Il γ scompare



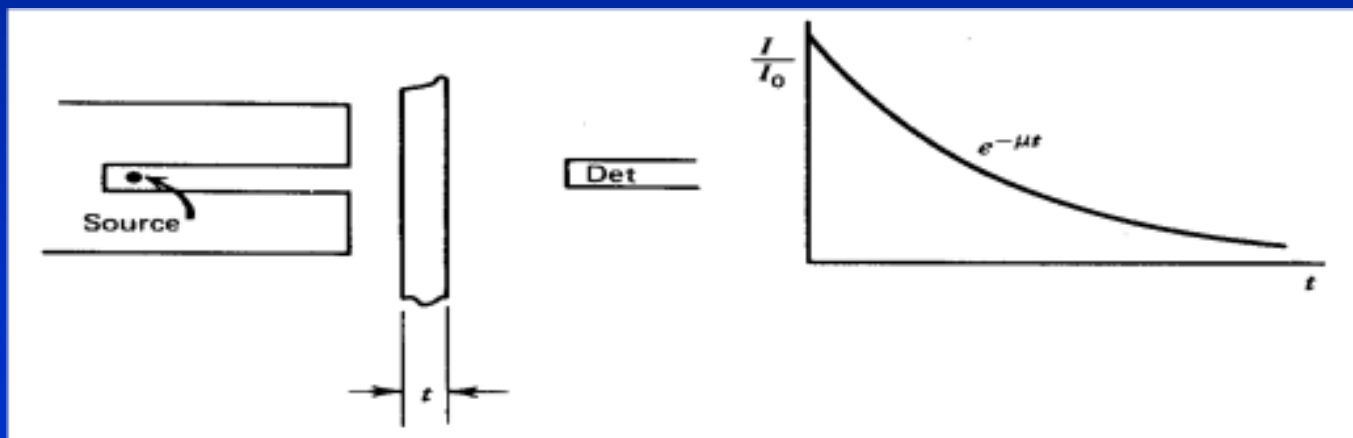
Con γ prodotti da decadimenti radioattivi il processo più probabile è solitamente la diffusione Compton

Attenuazione dei fotoni

Quando un γ attraversa un materiale ha, in ogni punto una probabilità di interazione che è data dal prodotto della sezione d'urto somma dei 3 processi per la densità atomica del materiale (cioè dalla Σ):

$$P = \mu = \sigma_T N = (\sigma_f + \sigma_c + \sigma_p) N_0 \rho / A \quad [\text{cm}^2][\text{cm}^{-3}] = [\text{cm}^{-1}]$$

Poiché μ è costante $dN_\gamma/dx = -N_\gamma\mu \rightarrow I = I_0 e^{-\mu x}$

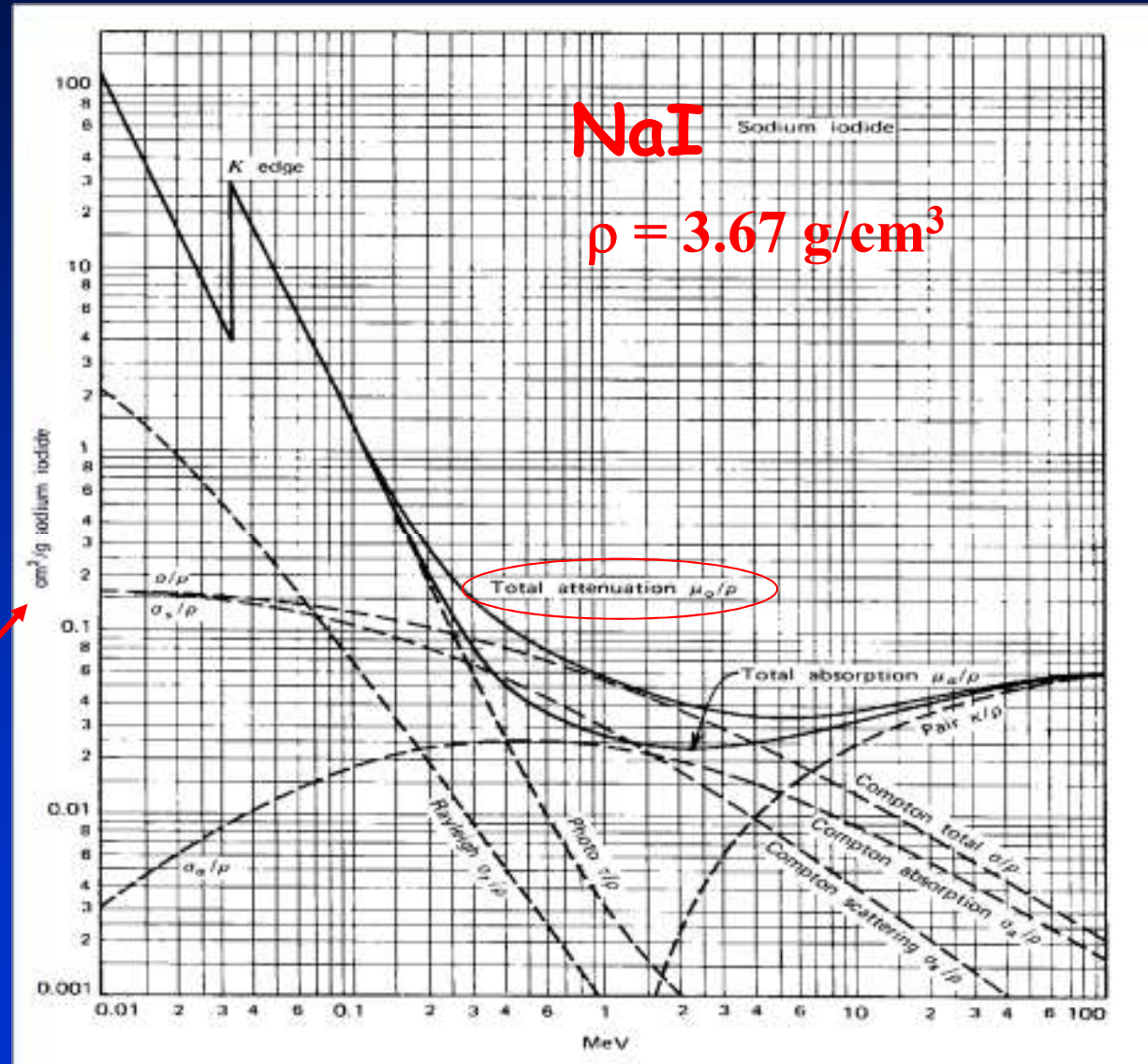


μ si chiama: Coefficiente lineare di attenuazione ed è l'inverso del cammino libero medio (λ)

Un caso importante

Si trovano normalmente tabelle e grafici che riportano, per diversi materiali, l'andamento con l'energia di μ . Più frequentemente i valori tabulati sono $\mu/\rho \rightarrow [\text{cm}^2/\text{g}]$ (vedi file sul sito)

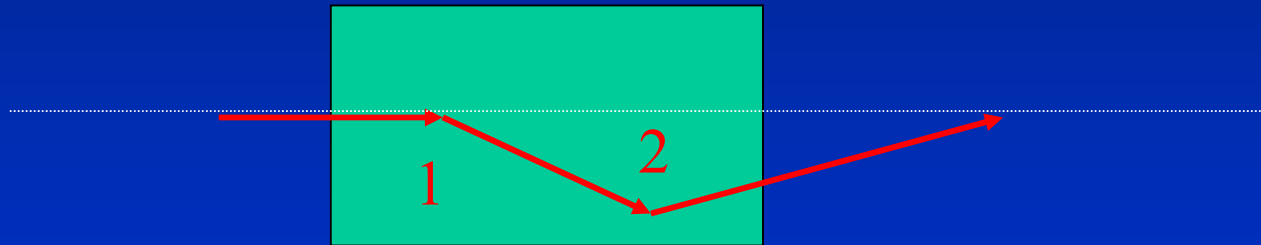
μ/ρ



Attenzione !

La conoscenza di μ consente di calcolare la probabilità di interazione e, solo in prima approssimazione e sovrastimando, l'attenuazione di un fascio di fotoni. Infatti:

1. Non tutti i processi di interazione causano la "scomparsa" del γ
2. γ deflessi dalla loro traiettoria originaria possono "ri-convergere" a seguito di diffusioni multiple

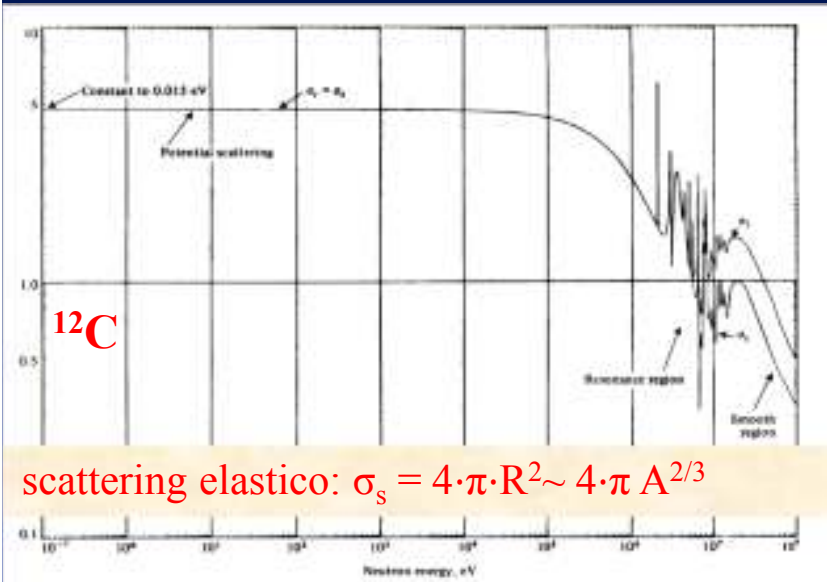


Per calcolare correttamente l'attenuazione di un fascio γ bisogna introdurre i coefficienti di Build-up (tabulati) e la notazione più generale per l'attenuazione è:

$$I = I_0 B(x, E_\gamma) e^{-\mu x}$$

Interazione neutroni-materia

Poiché il neutrone ha carica nulla esso non interagisce elettricamente con gli elettroni dell'atomo, ma subisce solo interazioni nucleari con i nuclei del materiale attraversato.



scattering elastico: $\sigma_s = 4 \cdot \pi \cdot R^2 \sim 4 \cdot \pi A^{2/3}$

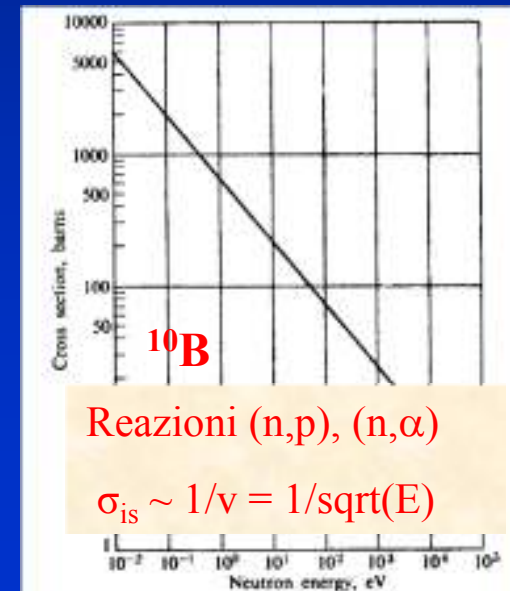
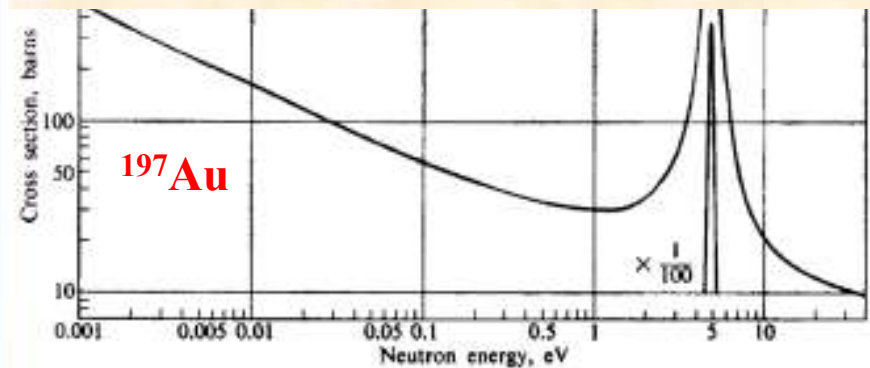
Inoltre bisogna considerare lo scattering inelastico (che va come quello elastico ma ha una E_{th} pari all'energia del primo livello eccitato del nucleo bersaglio; e.g. 4.4 MeV per ^{12}C ma 0.44 MeV per ^{238}U) le reazioni (n, γ) e la fissione.

Complessivamente:

$$\sigma_{tot}(E_n) = 4\pi R^2 + \frac{C}{\sqrt{E_n}}$$

fino alla regione delle risonanze

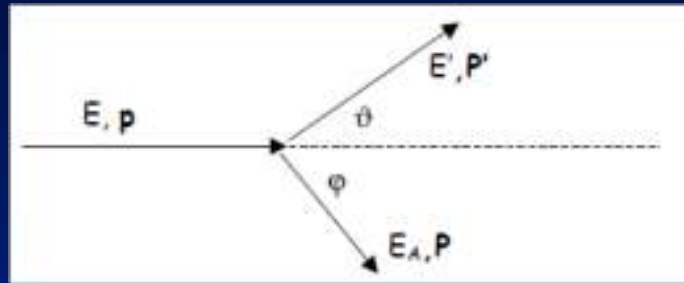
Cattura radiativa: $\sigma_{is} \rightarrow 1/v = 1/\sqrt{E}$ se $E \rightarrow 0$



Reazioni (n, p) , (n, α)

$\sigma_{is} \sim 1/v = 1/\sqrt{E}$

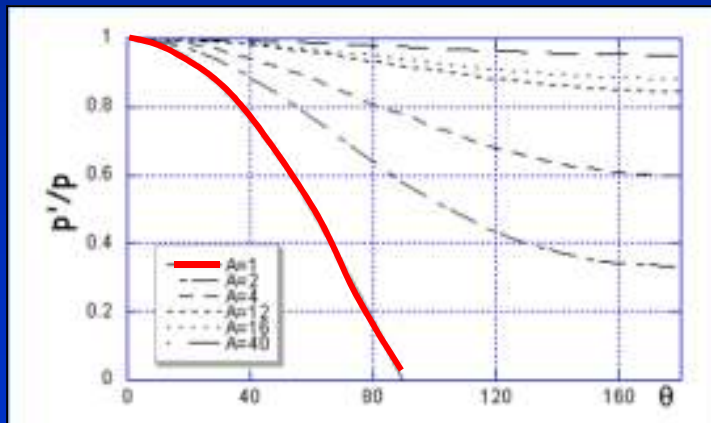
Neutroni: perdita di energia per urto elastico



dove con l'apice sono indicate E ed p del neutrone dopo l'urto con il nucleo di peso atomico = A

Applicando, al solito, la conservazione di E e p, si ottiene (provare!):

$$T' = \frac{T}{(A+1)^2} \left(\cos \theta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta} \right)^2$$



I materiali leggeri sono più efficienti per rallentare i neutroni, almeno dove alle energie per le quali prevale lo scattering elastico

per $\theta = \pi \rightarrow T'(\pi) = T_{\min} = T \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \equiv \alpha T$

nuclide	A	$\alpha = (A-1)^2 / (A+1)^2$
H	1	0
² H	2	0.111
⁹ Be	9	0.640
¹² C	12	0.716
¹⁶ O	16	0.779
²³ Na	23	0.840
⁵⁶ Fe	56	0.931
²³⁸ U	238	0.983

Schermature 1

α : nessun problema \longleftrightarrow Range alfa: $\begin{cases} \nearrow \text{qualche cm aria} \\ \searrow \text{un foglio di carta} \end{cases}$

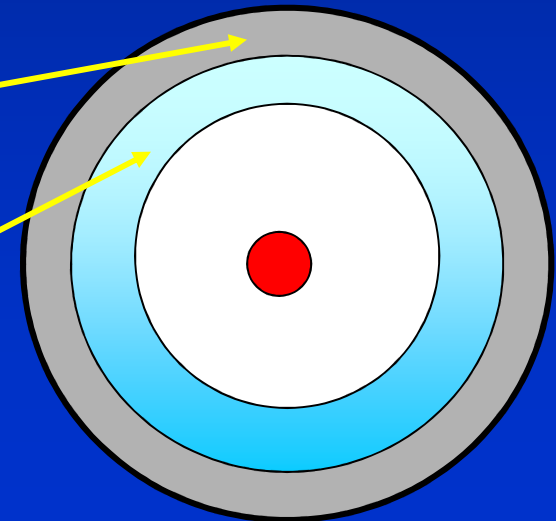
β : conviene usare materiali leggeri
in questo modo si riduce la produzione di fotoni

$$\frac{S_r}{S_c} = \frac{ZE}{700}$$

Range elettroni: $\begin{cases} \approx \text{m aria} \\ \approx \text{cm plastica} \\ \leq 1 \text{ mm Piombo} \end{cases}$

piombo, ferro, rame ...

plexiglass



Schermature 2

Nel caso di fotoni, γ e X, invece:

probab. interazione $\propto \begin{cases} Z^5 \text{ (fotoelettrico)} \\ Z \text{ (Compton)} \\ Z^2 \text{ (prod. coppie)} \end{cases} \rightarrow \begin{matrix} \text{Piombo} \\ \text{Calcestruzzo} \end{matrix}$

Il Piombo è il materiale ideale ma se servono spessori molto elevati si ricorre al cemento

Lo stesso criterio si applica ai rivelatori di γ : i migliori sono quelli con Z (e ρ) elevato!

Schermature 3

Per i neutroni la situazione è più complessa: la strategia è comunque quella di rallentare i n fino alle energie termiche dove sono elevate le σ di cattura (n,γ), (n,p), (n,α).

Nel caso di $T_n \sim \text{MeV}$, come quella dei n da fissione, conviene di solito progettare schermature multistrato con la parte più interna costruita con materiali ad A relativamente elevato (ad esempio Ferro) per sfruttare la zona delle risonanze dello scattering inelastico ed uno strato esterno in cui si usano invece materiali a basso A (polietilene, paraffina, acqua) per sfruttare la perdita di energia per scattering elastico. Normalmente i materiali leggeri sono "drogati" con elementi (^{10}B , ^6Li) che presentano elevate s di cattura (n,α) e (n,γ).

L'attenuazione di un flusso di n segue comunque la solita legge esponenziale

$$I_n = I(0) e^{-\Sigma x}$$

dove Σ è la sezione d'urto macroscopica totale (somma di tutti i processi possibili).

I n sono comunque molto penetranti: per rallentare/assorbire un flusso di n di alcuni OdG sono necessari schermi di spessore nell'ordine del metro.

Esercizi

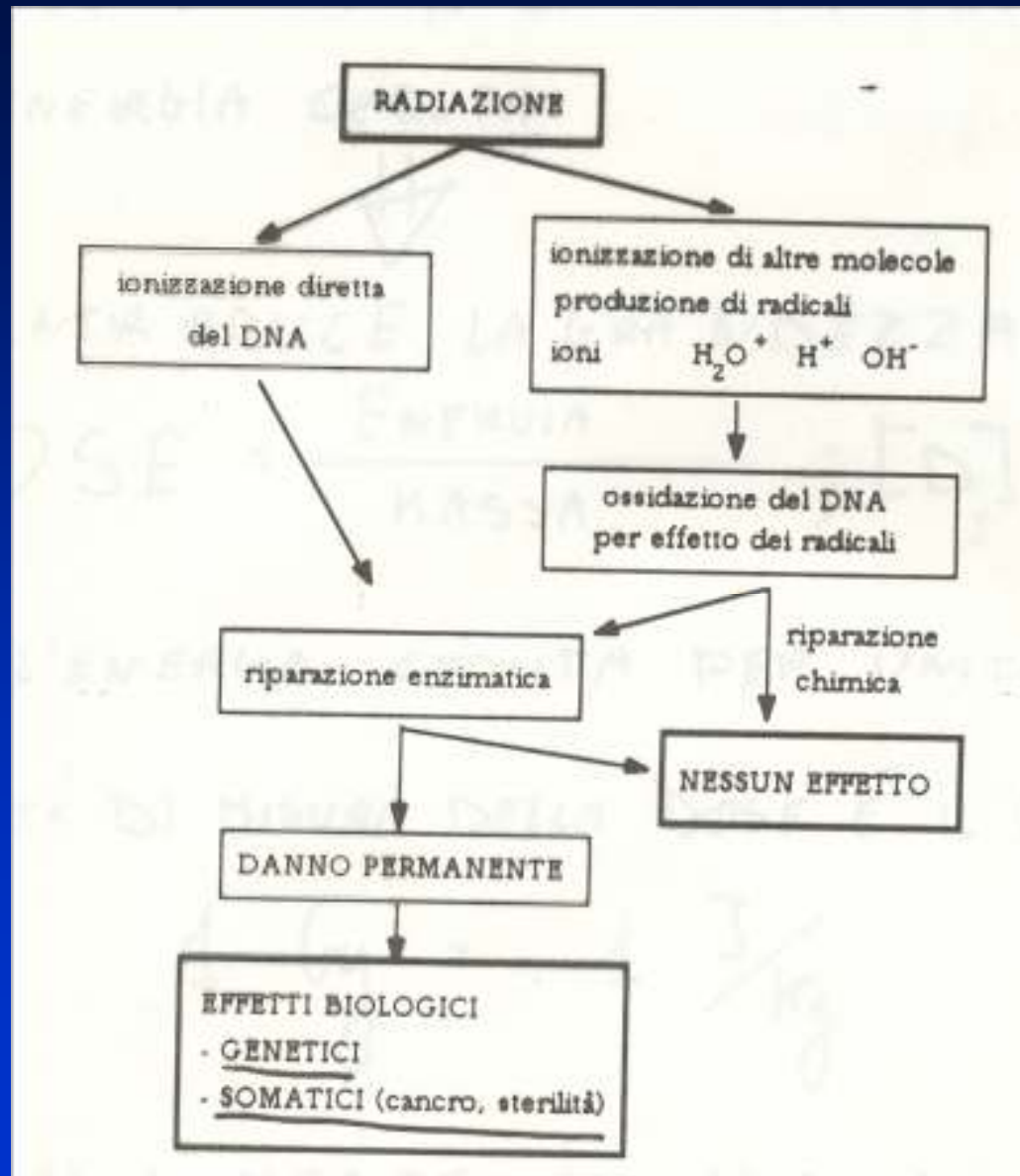
1. Stimare l'energia residua di un protone con energia iniziale 8 MeV dopo l'attraversamento di 100 μm di Silicio.
2. Calcolare l'energia del fotone diffuso e dell'elettrone dopo uno scattering Compton a 90° ($h\nu = 1 \text{ MeV}$).
3. Valutare quale dei 3 processi di interazione γ -materia è dominante nelle seguenti situazioni:
 γ da 3 MeV in Al, γ da 200 keV in H, γ da 1 MeV in Fe, γ da 25 MeV in C.
4. Qual è la probabilità che un γ da 800 keV sia assorbito per effetto fotoelettrico in 2 cm di NaI ?
5. Le sezioni d'urto di assorbimento per neutroni termici in ^{235}U e ^{238}U valgono rispettivamente 681 e 2.7 barn, Calcolare Σ_a ed il libero cammino medio per U naturale.
6. Un fascio di neutroni mono-energetici con un flusso $\phi = 10^{12} \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ s})$ incide su un bersaglio di grafite di superficie $S = 10^{-2} \text{ m}^2$ e spessore $\Delta x = 1 \text{ cm}$. Se la σ_{tot} di interazione vale 5 barn calcolare il numero di neutroni che, ogni secondo, fuoriescono dal bersaglio.

Effetti biologici delle radiazioni

In tutti i casi discussi (e anche per i neutroni) l'interazione della radiazione (corpuscolare o elettromagnetica) provoca la ionizzazione di elettroni atomici che vengono "strappati" dagli atomi: a loro volta, dissipando la loro energia cinetica iniziale, questi ionizzano altri elettroni (detti secondari). Il passaggio della radiazione nella materia produce quindi un certo numero di ioni che, con un comportamento chimico alterato, modificano la struttura del materiale in cui si trovano. **Se il "materiale" è una cellula il suo funzionamento può essere compromesso fino alla sua eventuale distruzione.** Il danno subito dal materiale (biologico e non) a livello macroscopico dipende sostanzialmente da due fattori: **il numero di ioni prodotti e la loro densità spaziale.** Questi, a loro volta, dipendono dall'energia ceduta dalla radiazione incidente al materiale e dal meccanismo di interazione che concentra l'energia dissipata in volumi più o meno grandi.

In sostanza il danno è funzione del tipo di particella/radiazione e della sua energia cinetica  in un controllo di radioattività ambientale queste sono le informazioni da ottenere.

Meccanismo del danno



La DOSE

Il danno biologico si identifica (in prima approssimazione) con una grandezza che si chiama

DOSE = D = energia dissipata da radiazioni ionizzanti per unità di massa

e si misura in Gray:

1Gray = 1 Gy = 1 Joule per chilogrammo.

In passato si usava un'unità di misura diversa (che molto spesso ancora compare su tabelle e strumenti) e cioè il rad: **1 rad = 0.01 Gy**

La Dose Equivalente

L'effetto dei diversi meccanismi di perdita di energia di radiazione diverse viene tenuto conto introducendo un fattore peso adimensionale, **il fattore di qualità(Q)** che moltiplica la dose e definisce una nuova grandezza:

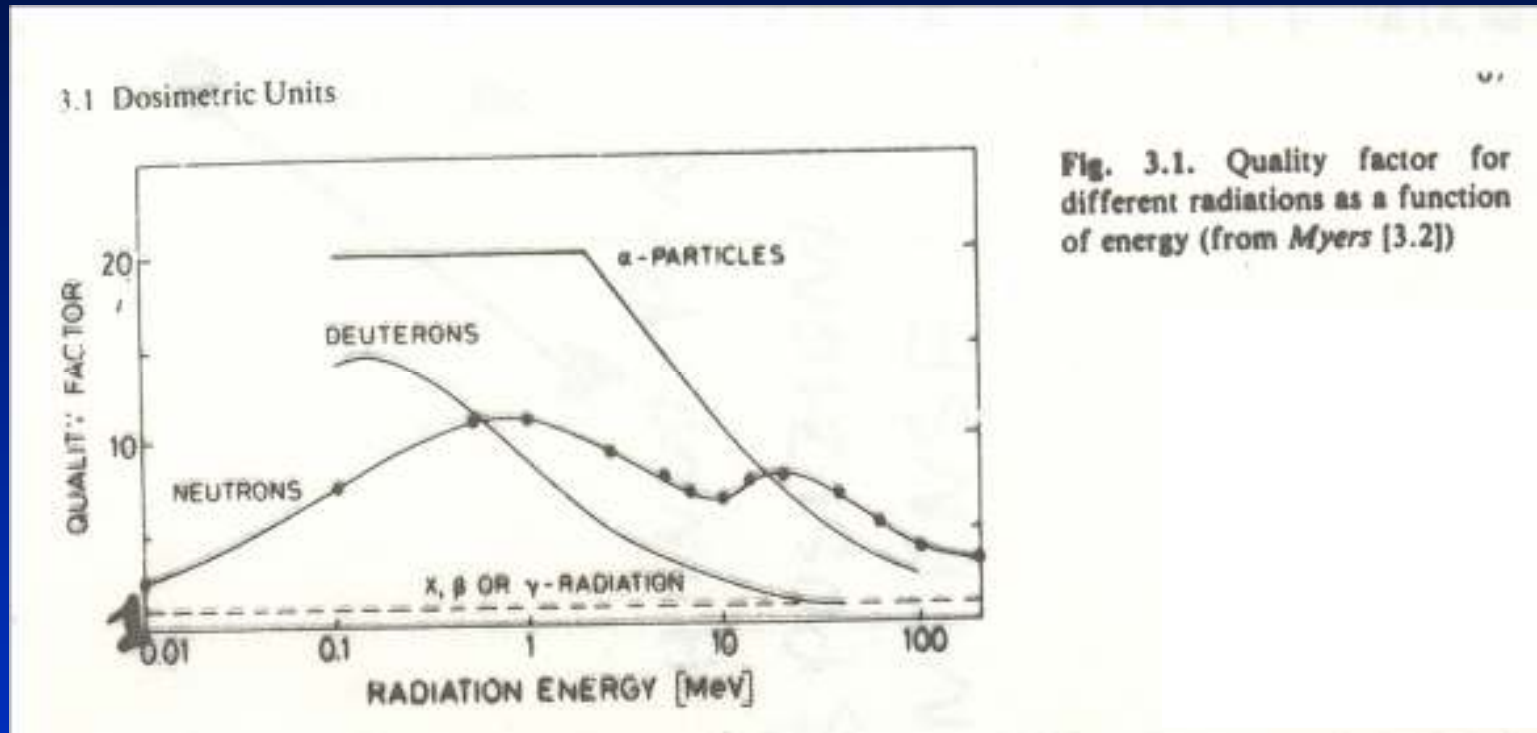
$$\text{Dose Equivalente} = DE = D \times Q$$

e si misura in **Sievert**

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$$

Prima si usava, per misurare DE, il rem: **1 rem = 0.01 Sv.**

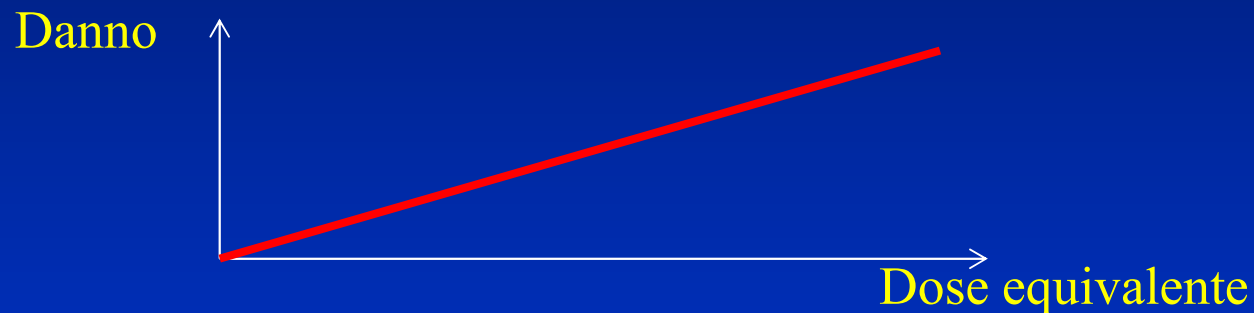
Il fattore di Qualità



Attenzione: per raggi X, raggi gamma ed elettroni $Q=1$ quindi $DE=D$: Dose e Dose Equivalente coincidono. Invece Q è maggiore di 1 per neutroni (fino a 20), alfa, protoni e altri ioni

La dosimetria

Le conoscenze attuali portano a ritenere che il danno aumenti linearmente con l'intensità della radiazione che investe un organismo senza alcuna soglia minima:



Sono inoltre (abbastanza) noti i livelli di DE letali (> 2 Sv) e, nel caso di esposizioni prolungate a piccole dosi, le DE che consentono di mantenere il rischio di patologie gravi entro limiti ritenuti accettabili (sostanzialmente una probabilità di 10^{-4} e 10^{-6} eventi gravi per Sv rispettivamente per la popolazione e l'esposizione professionale)

Legislazione

La legge italiana (DLgs 230/95 modificato dal Dlgs 241/01), tra le varie cose, fissa i limiti di DE che non devono essere superati:

Limiti di dose

Lavoratori esposti



Popolazione: $DE < 1 \text{ mSv/anno}$

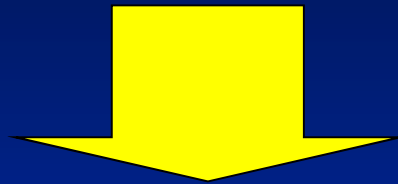
Categoria B: $DE < 6 \text{ mSv/anno}$

Categoria A: $DE < 100 \text{ mSv in 5 anni}$
 $DE < 20 \text{ mSv/anno}$

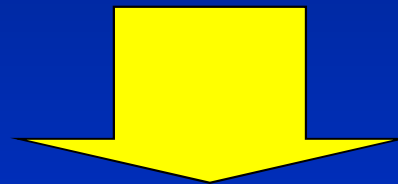
Per garantire il rispetto dei limiti, l'attività dei singoli isotopi nelle matrici ambientali (aria, acqua, piante, suolo) ed alimentari deve a sua volta essere contenuta entro valori (**limiti secondari e derivati**) calcolabili a partire dai limiti di dose e dalle specifiche condizioni di esposizione.

Misure di contaminazione radioattiva

Danno \propto DE = f(tipo di radiazione, energia)



I limiti di dose si traducono in limiti di attività
(Bq/g, Bq/m³) per ogni singolo isotopo



Una misura di radioattività ambientale deve consentire di individuare gli isotopi presenti in un campione valutandone l'attività con sensibilità sufficiente a verificare i limiti di legge

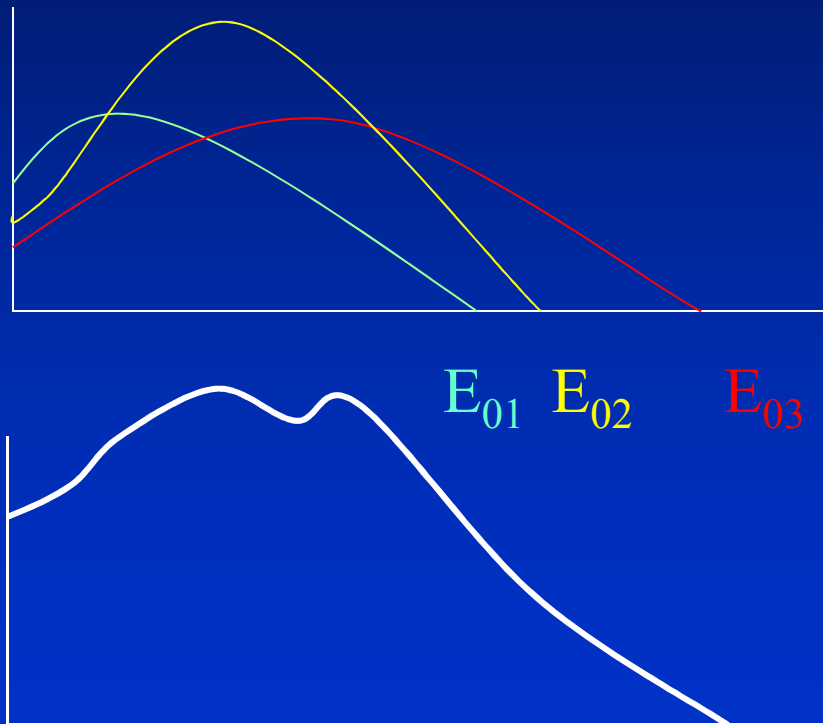
Strategia di misura 1

Ci sono alcuni punti fermi:

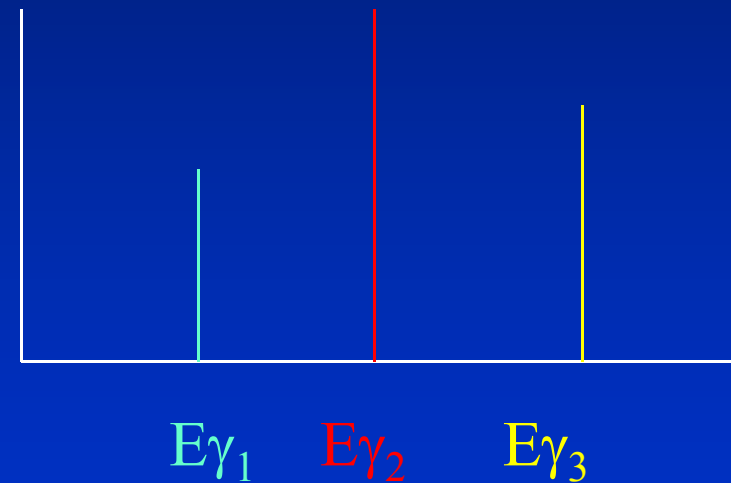
1. La grande maggioranza dei decadimenti α e β sono accompagnati da emissione di radiazione γ (monocromatica e caratteristica del nucleo figlio prodotto)
2. La radiazione γ è molto penetrante quindi, anche in presenza di campioni di grosso volume, riesce a raggiungere il rivelatore senza eccessive attenuazioni
3. Anche le particelle α sono monocromatiche ma hanno ranges talmente brevi nella materia che la loro spettroscopia è possibile solo sotto vuoto
4. Le particelle β hanno ranges più lunghi ma il loro spettro energetico continuo ne rende difficile l'identificazione

Strategia di misura 2

In un campione ambientale sono sempre presenti più isotopi...



Nello spettro “somma” distinguere gli endpoint dei tre spettri è quasi impossibile...



...ma se i decadimenti β sono accompagnati da emissioni γ queste restano, solitamente, separate e distinguibili

Strategia di misura 3

Quindi:

Tutte le volte in cui è possibile (quasi sempre) si cerca di misurare la radiazione γ emessa dai nuclei "figli" del decadimento utilizzando gli schemi di decadimento per risalire al nucleo radioattivo originario.

La misura diretta della radiazione α e/o β si utilizza solo nei pochi casi di decadimenti senza emissione di radiazione con opportuni accorgimenti per ridurre la perdita di energia delle particelle nel percorso campione-rivelatore (camere da vuoto, campioni sottili, etc.)