



Istituto di Fisica “Wataghin”
Torino

Corso di RADIOBIOLOGIA

Modulo 1

Silvia GERARDI
INFN-Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro-Padova

11 novembre 2010

Programma - Modulo 1

- Interazione delle radiazioni ionizzanti con la materia:
Fotoni: effetto fotoelettrico, effetto Compton, produzione di coppia.
Neutroni: diffusione elastica, inelastica, cattura neutronica.
Particelle cariche: ioni leggeri, ioni pesanti, elettroni; potere di frenamento (stopping power), trasferimento lineare di energia (LET), percorso residuo (range) della particella. Struttura di traccia.
- Parametri caratterizzanti la deposizione di energia: flusso, fluenza, esposizione, kerma, dose e rateo di dose, fattore di qualità, fattori di ponderazione delle radiazioni, fattori di ponderazione di organi e tessuti irradiati.
- Approcci sperimentali per induzione e studio del danno da esposizione a radiazioni ionizzanti: apparati di irraggiamento per radiobiologia.

L'attenuazione di una radiazione nell'attraversamento della materia deriva da effetti di interazione tra radiazione e materia che nella materia conduce essenzialmente alla formazione di coppie ione-elettrone.

Radiazioni indirettamente ionizzanti:

- Radiazione elettromagnetica
- Neutroni

Radiazioni direttamente ionizzanti:

- Particelle cariche

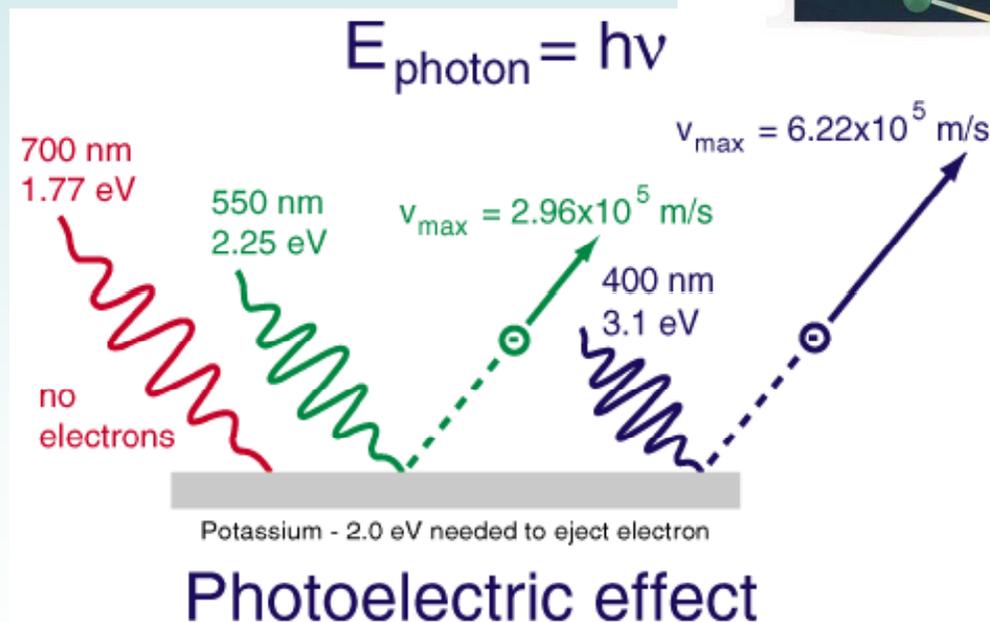
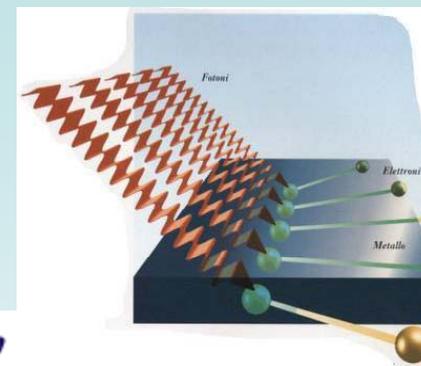
Effetto fotoelettrico

Interazione di un fotone con un elettrone atomico legato (e^- delle orbite più interne)

Il fotone di energia $h\nu$ è assorbito e l'elettrone è emesso quando l'energia $h\nu$ del fotone è superiore all'energia di legame W dell'elettrone. L'elettrone viene emesso con energia:

$$E_e^{\max} = h\nu - W$$

L'energia cinetica degli elettroni uscenti dipende solo dalla frequenza (energia) della radiazione e.m. (processo a soglia) e non dalla sua intensità.



Effetto fotoelettrico

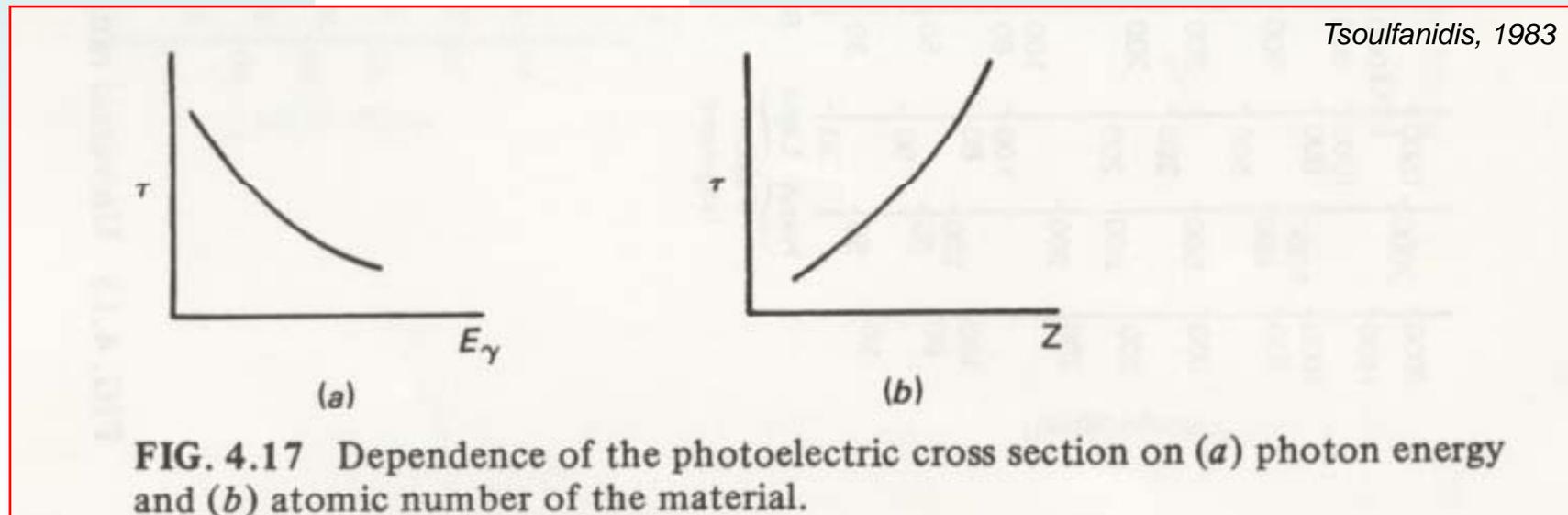
La sezione d'urto fotoelettrica dipende fortemente da Z e dall'energia del fotone E_γ



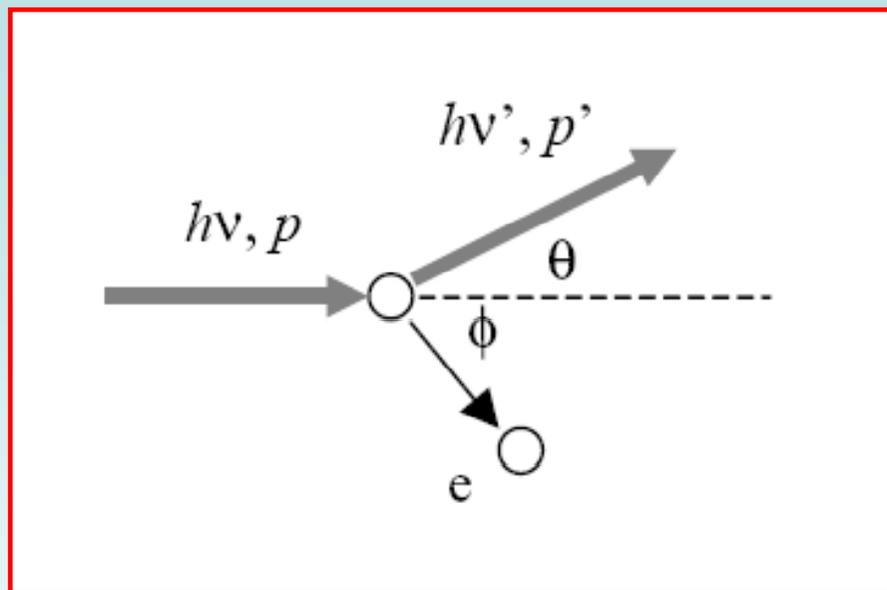
Il processo è tanto più probabile quanto maggiore è Z e quanto minore è E_γ .

$$\sigma_f \propto Z^n \cdot E^{-m}$$

dove $n = 4 \div 4.5$ e $m = 3 \div 3.5$



Effetto Compton



Processo di diffusione elastica di un fotone di energia $h\nu$ su elettroni "liberi" (= debolmente legati ad atomi; e^- delle orbite più esterne).

Si considera l'interazione fotone-elettrone come un urto tra "particelle" (corpuscoli):

il fotone viene diffuso con energia $h\nu'$ ($< h\nu$) ad angolo θ rispetto alla direzione di incidenza e un elettrone viene messo in moto, ad angolo Φ , con energia E_e .

Effetto Compton

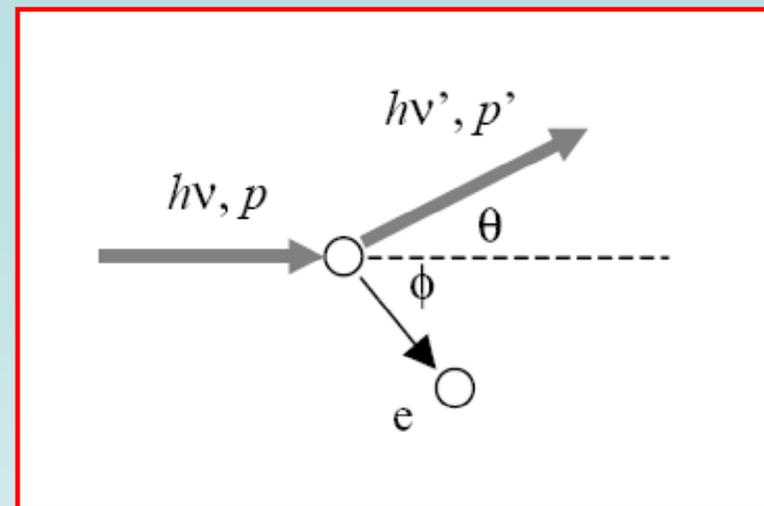
Per le regole di conservazione:

$$E + mc^2 = E' + E_e$$

dove E , E' sono le energie cinetiche del fotone prima e dopo l'urto ($E = h\nu = hc/\lambda$ ed $E' = h\nu' = hc/\lambda'$), mc^2 è l'energia (a riposo) dell'elettrone prima dell'urto ed E_e la sua energia (relativistica) dopo l'urto

$$p = p' \cos\theta + p_e \cos\phi \quad (\text{lungo } x)$$
$$0 = p' \sin\theta - p_e \sin\phi \quad (\text{lungo } y)$$

dove p , p' sono le quantità di moto del fotone prima e dopo l'urto ($p = h/\lambda$, $p' = h/\lambda'$) e p_e è il momento dell'elettrone dopo l'urto.



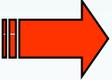
Effetto Compton


$$E_e^2 = p_e^2 c^2 + m^2 c^4$$

$$\lambda - \lambda' = \lambda_C (1 - \cos \theta)$$

dove: $\lambda_C = h/(mc) = 0.00243$ nm è detta *lunghezza d'onda Compton*


$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos \vartheta)}$$


$$\begin{array}{ll} \text{per } \vartheta = 0: & E'_\gamma{}^{\max} = E_\gamma & e & E_e^{\min} = 0 \\ \text{per } \vartheta = \pi: & E'_\gamma{}^{\min} = \frac{m_e c^2}{2 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma}} & e & E_e^{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \end{array}$$

Effetto Compton

La dipendenza della sezione d'urto Compton da Z e da E_γ è del tipo:

$$\sigma_C = NZ E_\gamma^{-1}$$

dove N è la densità atomica del mezzo ($N = \rho N_A / A$)

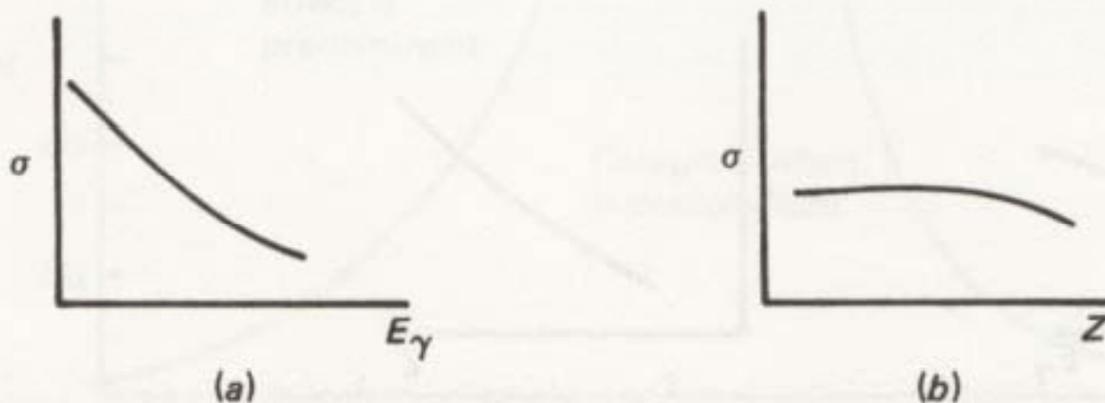
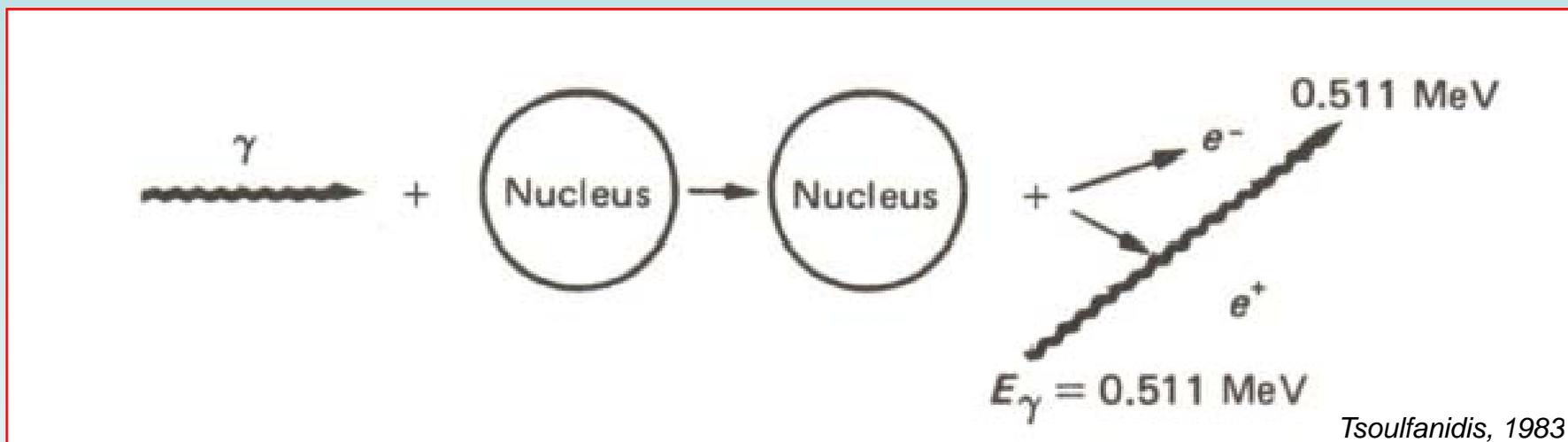


FIG. 4.19 Dependence of the Compton cross section on (a) photon energy and (b) atomic number of the material.

Tsoufanidis, 1983

Produzione di Coppie



In presenza di campo elettrico di un nucleo atomico, un gamma di alta energia viene assorbito e genera una coppia e^+e^-

processo a soglia

energia del fotone \geq alla somma delle masse delle particelle create

$$E_\gamma > 2m_e = 1.02 \text{ MeV}$$

Produzione di Coppie

Per la conservazione dell'energia si ha:

$$E(e^-) + E(e^+) = h\nu - 2mc^2$$

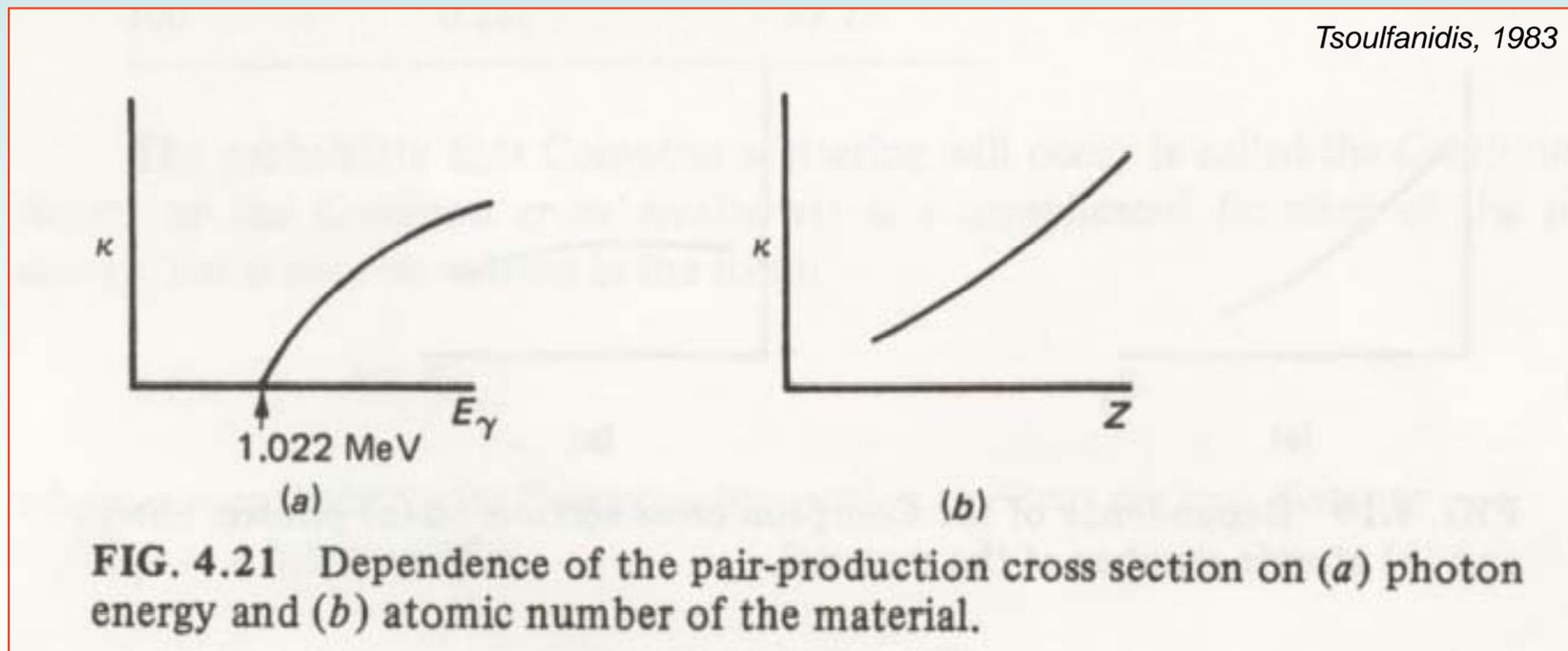
dove $h\nu$ è l'energia del fotone incidente.

n.b.: Quando l'energia cinetica del positrone diventa bassa (confrontabile con l'energia termica degli elettroni nel mezzo) esso si ricombina con un elettrone dando luogo a due fotoni che sono emessi in direzioni opposte, ciascuno con energia pari a 0.511MeV.

Produzione di Coppie

La probabilità che avvenga produzione di coppie è una funzione complicata di E_γ e di Z :

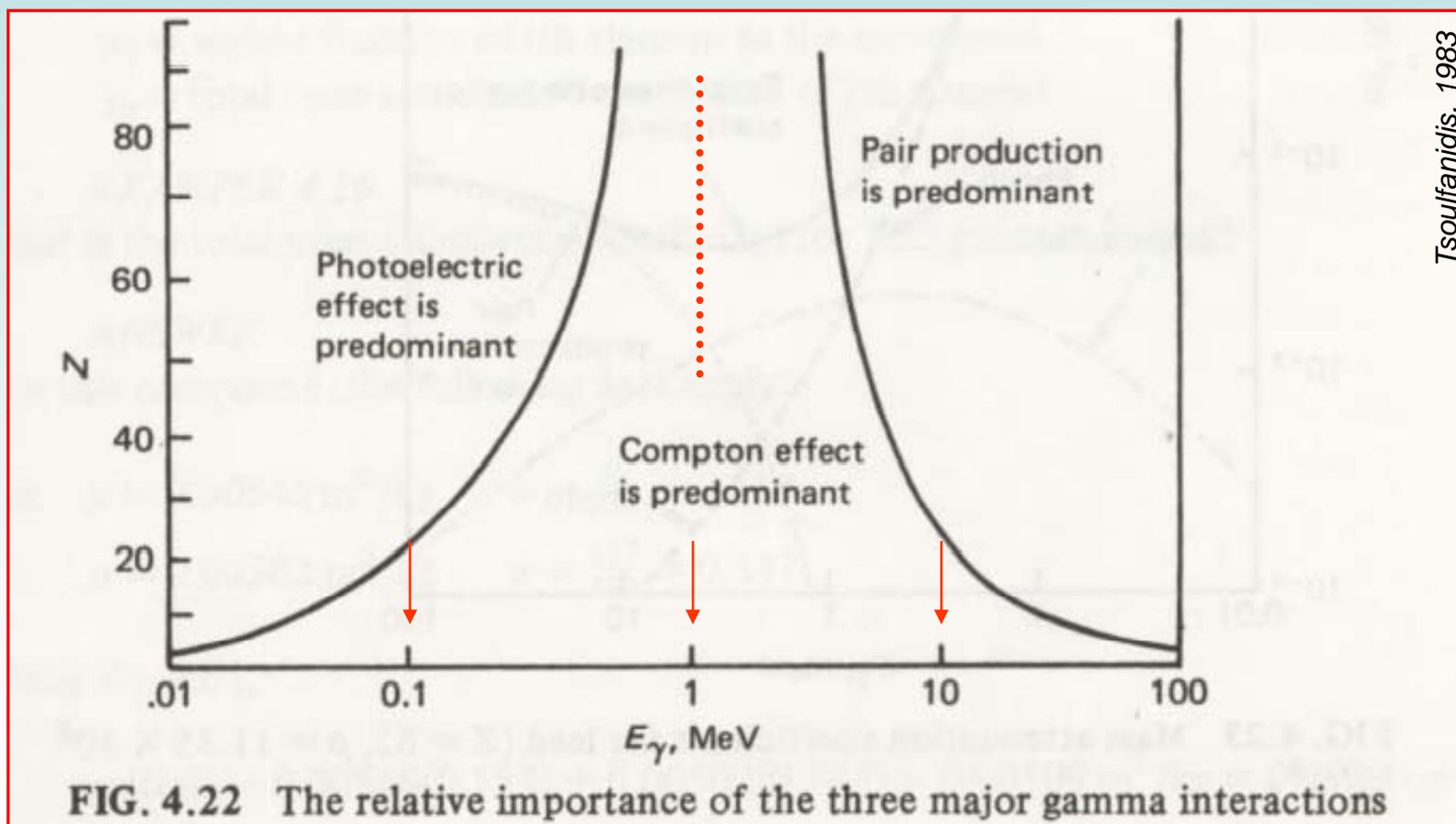
$$\sigma_{pc} = N Z^2 f(E_\gamma, Z)$$



...Contributi relativi...

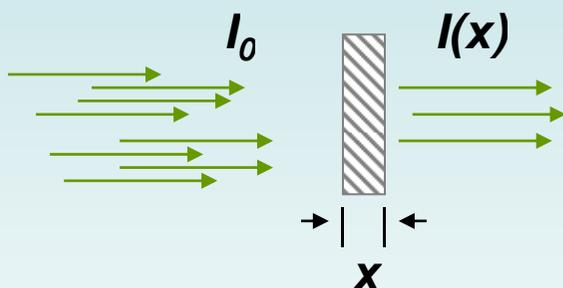
Nella materia biologica (basso Z):

- $E < 50$ keV: effetto fotoelettrico
- 200 keV $< E < 2$ MeV: effetto Compton
- $E > 50$ MeV: produzione di coppia



Coefficiente di Attenuazione Totale

Quando un fascio di fotoni penetra in un mezzo, a causa delle interazioni con il mezzo stesso l'intensità del fascio decresce esponenzialmente.



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

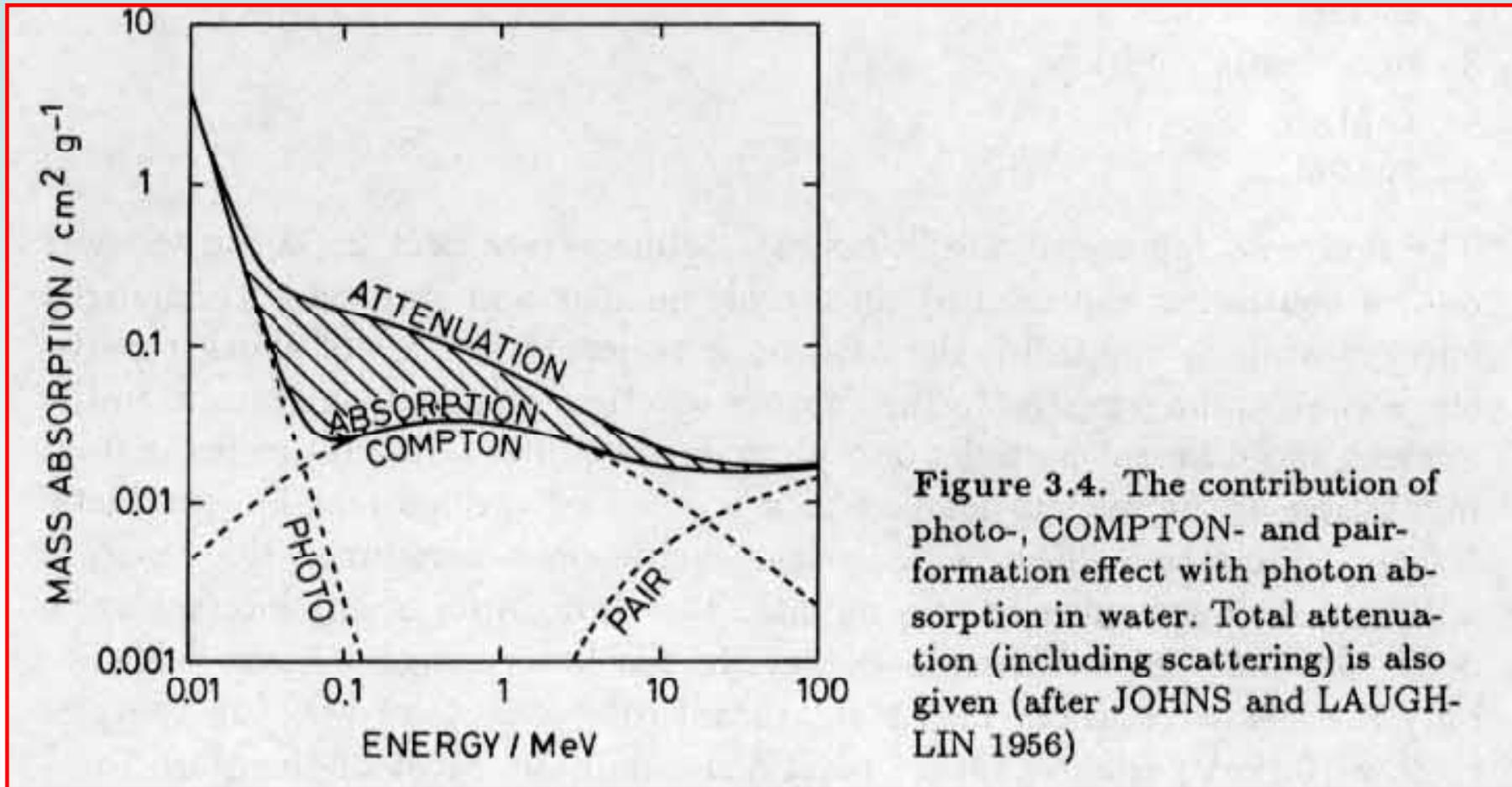
$$\mu = N (\sigma_f + \sigma_c + \sigma_{pc})$$



$$\mu \text{ (m}^{-1}\text{)} / \rho \text{ (kg m}^{-3}\text{)} = \mu/\rho \text{ (m}^2\text{/kg)}$$

Coefficiente massico

Coefficiente Massico di Attenuazione Totale



Coefficienti di Assorbimento d'energia

...Qual è l'energia che i fotoni, nelle loro interazioni con il mezzo, depositano in esso?....

In tutti e tre i processi il fotone incidente cede energia ad un elettrone, il quale a sua volta la depositerà nel mezzo attraverso i processi di ionizzazione e/o bremsstrahlung.

Nel caso dell'effetto Compton però, parte dell'energia primaria è ceduta al fotone diffuso e quindi non "depositata" localmente nel mezzo!...



Coefficienti di Assorbimento d'energia

Neutroni

I **neutroni** sono particelle prive di carica, non soggette ad **interazioni di tipo coulombiano** con gli elettroni e i nuclei del mezzo assorbitore.

I processi di interazione avvengono per mezzo della **forza nucleare**, (raggio di azione molto piccolo: circa 10^{-13} cm).

I tipi di interazione sono diversi e dipendono dall'energia iniziale (E_0) del neutrone.

Si considerano diverse classi di neutroni, in funzione dell'energia:

- *neutroni termici*, $E_0 < 0.10 \text{ eV}$
- *neutroni lenti*, $0.10 \text{ eV} < E_0 < 100 \text{ keV}$
- *neutroni veloci*, $100 \text{ keV} < E_0 < \text{alcune decine di MeV}$
- *neutroni ad alta energia*, $E_0 > 100 \text{ MeV}$

Un neutrone interagendo con la materia può dar luogo ad una serie di processi nucleari dipendenti dalla sua energia iniziale:

❖ **diffusione elastica, del tipo $A(n,n)A$**

È il principale meccanismo per neutroni nella regione dei MeV.

❖ **diffusione inelastica, del tipo $A(n,n')A^*$.**

Per tali processi in cui il neutrone deve avere sufficiente energia per eccitare il nucleo bersaglio, occorrono neutroni con energie superiori al MeV.

❖ **cattura radiativa di neutroni, del tipo $n+(Z,A) \rightarrow \gamma+(Z,A+1)$.**

Risulta generalmente più probabile per neutroni di basse energie.

❖ reazioni del tipo (n,p) , (n,d) , (n,α) ecc,
Più probabile nel range dei neutroni lenti, con picchi di risonanza che dipendono dall'elemento con cui sta avvenendo l'interazione.

❖ fissione

Nella quale un nucleo pesante si scinde in due nuclei, emette neutroni e sviluppa un grosso quantitativo di energia. Questo processo può avvenire con qualsiasi tipo di neutrone. Più probabile per neutroni termici.

❖ spallazione, produzione di una valanga di adroni di alta energia.

Processo possibile solo per neutroni di alta energia.

Formazione di nucleo composto

- Le risonanze di diffusione elastica (n,n), la diffusione inelastica (n,n'), la cattura radiativa neutronica (n, γ), le reazioni (n,p) (n,d) (n, α) etc., la fissione (n,f) avvengono attraverso la formazione di un **nucleo composto**
- Il neutrone incidente è assorbito dal nucleo bersaglio (A_ZX) e si forma un nucleo composto (${}^{A+1}_ZX$)*, solitamente **in stato eccitato**.
- Per ogni dato nucleo composto in stato eccitato, diverse reazioni nucleari sono energeticamente possibili. La probabilità che avvenga l'una o l'altra dipende dall'energia di eccitazione, dal nucleo composto e da quello prodotto
→ dipende dall'energia del neutrone e dalla natura del bersaglio
- Se il nucleo composto emette un neutrone e il nucleo finale è nel suo stato fondamentale avviene la risonanza di diffusione elastica

Diffusione elastica, del tipo $A(n,n)A$

Diffusione elastica di potenziale

In questo processo il neutrone urta il nucleo e viene diffuso secondo le leggi della dinamica dell'urto.

Nella trattazione non relativistica dell'urto tra neutrone e nucleo, considerati un sistema isolato, si conservano quantità di moto ed energia cinetica.

A bassa energia la sezione d'urto è **costante** e vale:

$$\sigma_s = 4\pi R^2$$

Risonanze di diffusione elastica

In questo processo il neutrone "penetra" nel nucleo, portando alla formazione di un nucleo composto in stato eccitato, e viene poi riemesso lasciando il nucleo nel suo stato fondamentale.

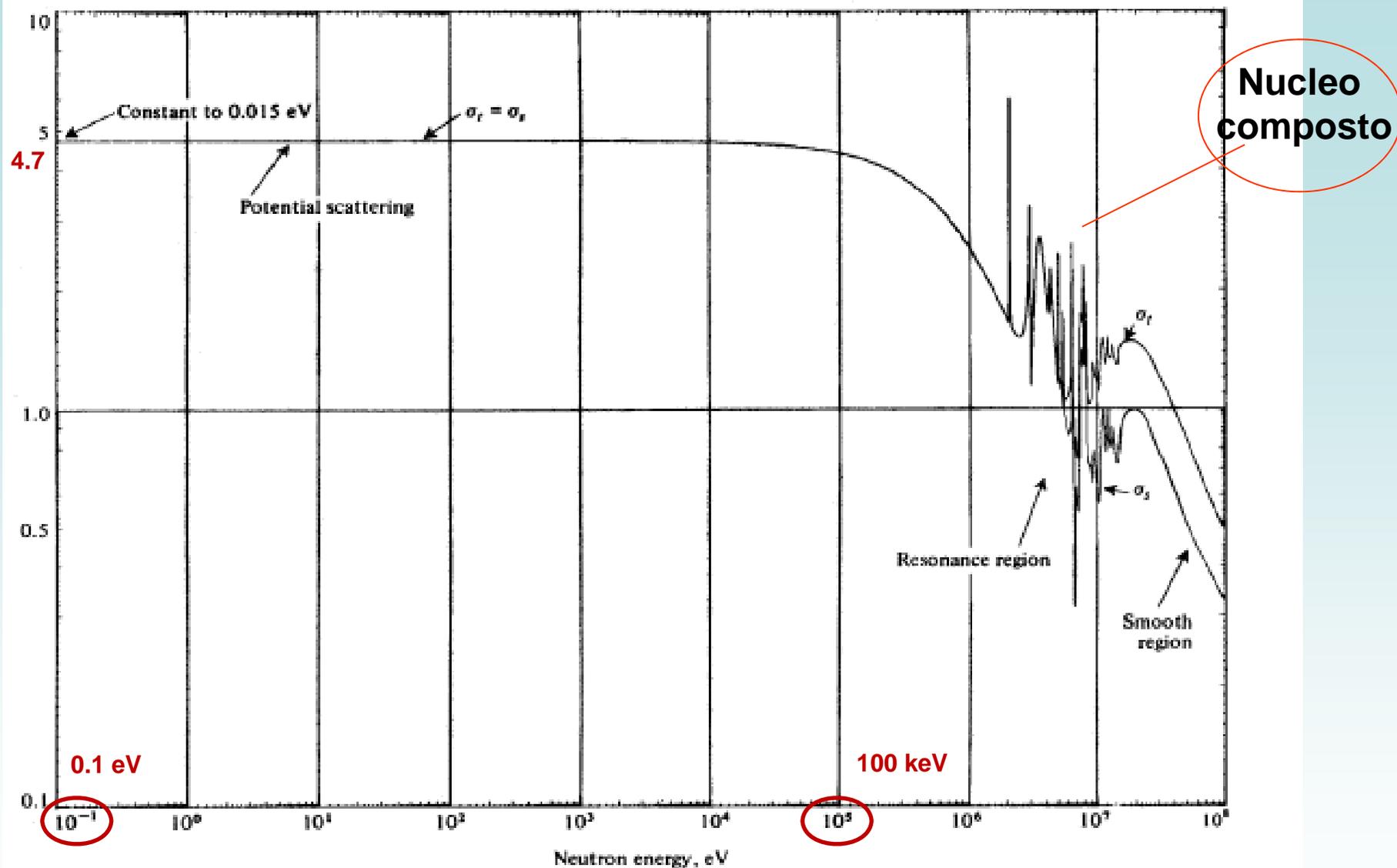
Il neutrone non eccita il nucleo, che rimane nel suo stato fondamentale.

Sezione d'urto di diffusione elastica di potenziale

A bassa energia la sezione d'urto di diffusione elastica di potenziale è approssimativamente costante in un ampio intervallo di energie per la maggior parte degli elementi

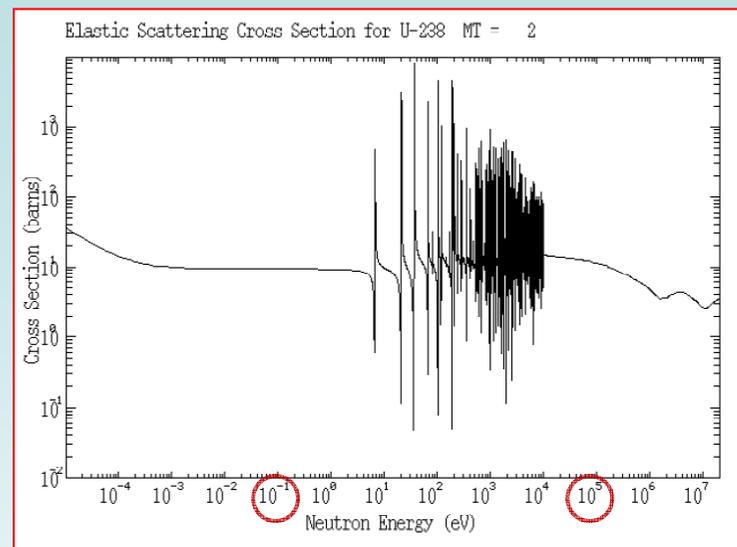
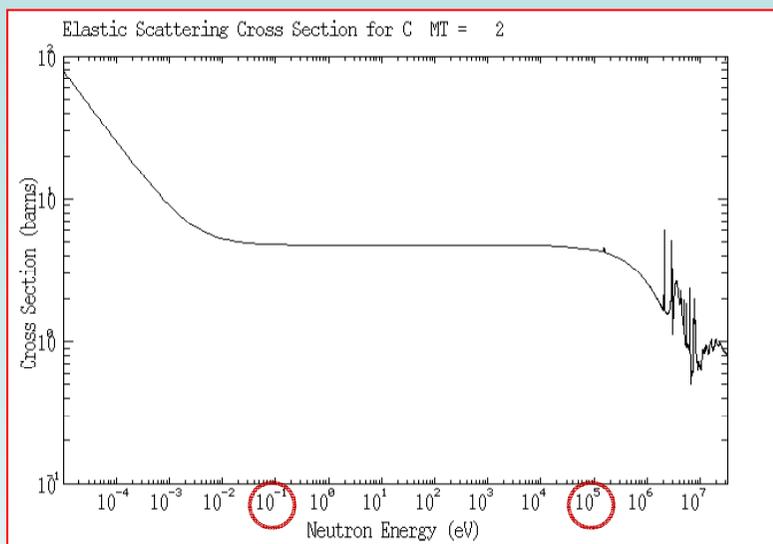
TABLE II.8. Examples of Potential Scattering Cross Sections

| Nucleus | σ_p [b] | Energy Range |
|----------------|----------------|---------------------|
| Hydrogen | 20 | 1 eV to 10 keV |
| Deuterium | 3.3 | 1 eV to 600 keV |
| Beryllium | 6.0 | 0.1 eV to 100 keV |
| Carbon | 4.7 | 0.1 eV to 100 keV |
| Oxygen | 3.8 | 0.1 eV to 100 keV |



Sezione d'urto di interazione neutroni - ^{12}C

Sezione d'urto di diffusione elastica



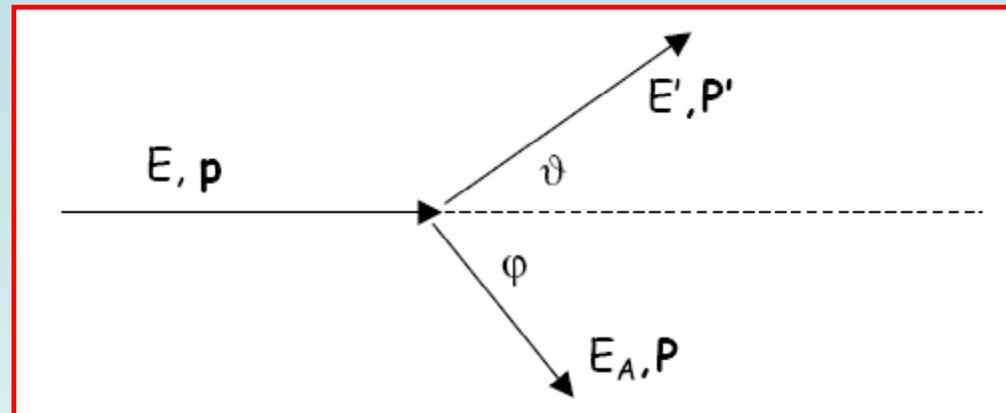
- La sezione d'urto di diffusione elastica dipende dall'energia del neutrone e dal nucleo bersaglio
- Per il carbonio la sezione d'urto di diffusione elastica è costante in un ampio intervallo di energie del neutrone
- Nel caso di nuclei pesanti si hanno risonanze nella sezione d'urto di diffusione elastica anche a basse energie

Diffusione elastica

- E' il principale meccanismo con cui i neutroni cedono energia ed è particolarmente importante per i nuclei leggeri
- Il massimo trasferimento di energia dal neutrone incidente al nucleo urtato si verifica quando la massa del nucleo è prossima a quella del neutrone
Nel caso dell'idrogeno l'energia trasferita è la massima possibile e vale in media per ogni collisione:
$$\Delta E = 0.37E_0$$
- Per i nuclei più pesanti l'energia trasferita per collisione è: $\sim 2/(A+2/3)$
→ diventa poco importante al crescere di A

→ *l'idrogeno è il miglior elemento per il rallentamento di neutroni veloci ("moderatore")*

Cessione d'energia dei neutroni nell'urto elastico



Dalla conservazione della quantità di moto e dell'energia:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}' + \mathbf{P}$$

ovvero: $p^2 = p'^2 + P^2 - 2 \cdot p \cdot p' \cdot \cos\theta$

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{p'^2}{2m} + \frac{P^2}{2M}$$

$$A = M/m$$

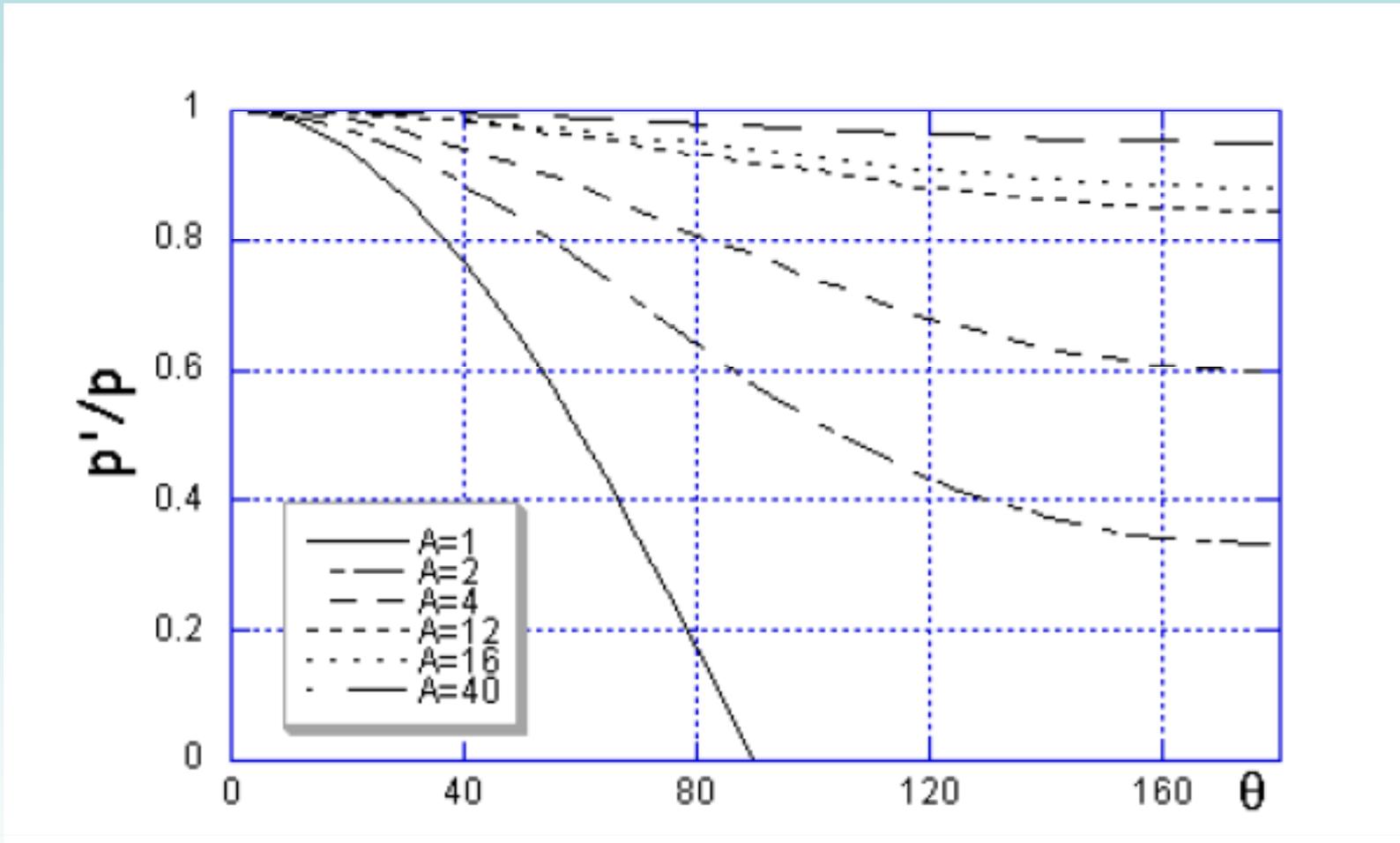
$$p^2 = A \cdot (p^2 - p'^2)$$



$$\frac{p'}{p} = \frac{\left(\cos \vartheta + \sqrt{A^2 - \sin^2 \vartheta} \right)}{A + 1}$$

....se indichiamo con T e T' le energie del neutrone prima e dopo l'urto:

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



Andamento del rapporto p'/p in funzione dell'angolo di scattering per vari valori di A

In termini di energia cinetica, per $\vartheta = \pi$ abbiamo:

$$T'(\pi) = T'_{\min} = T \cdot \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 = \alpha \cdot T$$

dove α è detto *parametro di collisione*.

L'energia del neutrone dopo la collisione diminuisce al diminuire della massa del nucleo bersaglio.

In un'interazione con un atomo di idrogeno ($A=1$) il trasferimento di energia dal neutrone al nucleo bersaglio è massimo

Parametro di collisione vs A

| 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 |

...I nuclei più leggeri sono i più efficaci nel rallentamento dei neutroni ...

Diffusione inelastica, del tipo $A(n,n')A^*$

Questo processo è identico al precedente eccetto che il nucleo è lasciato in uno stato eccitato e quindi decadrà successivamente emettendo in genere un fotone.

Ha una soglia, che coincide con l'energia del primo stato eccitato del nucleo e che diminuisce all'aumentare di A .

Per il ^{12}C questa soglia è pari a 4.43 MeV, mentre nello ^{238}U essa scende a soli 44 keV.

Al di sopra della soglia, l'andamento della sezione d'urto è simile a quello della diffusione elastica.

Diffusione inelastica, del tipo $A(n,n')A^*$

- L'energia di soglia per la diffusione inelastica diminuisce all'aumentare del numero di massa del nucleo bersaglio
- Nel caso di nuclei leggeri la diffusione inelastica è rilevante solo per neutroni altamente energetici mentre per i nuclei pesanti è rilevante in un ampio intervallo di energie

TABLE II.5. First Excited Levels in Some Nuclides

| Nuclide | E* [keV] | Inelastic Threshold Energy [keV] |
|-------------------|----------|----------------------------------|
| Carbon | 4430 | 4800 |
| Oxygen | 6070 | 6440 |
| Sodium | 44 | 46 |
| ^{56}Fe | 84 | 86 |
| ^{235}U | 13 | 13 |
| ^{238}U | 45 | 45 |
| ^{239}Pu | 8 | 8 |

Cattura radiativa di neutroni

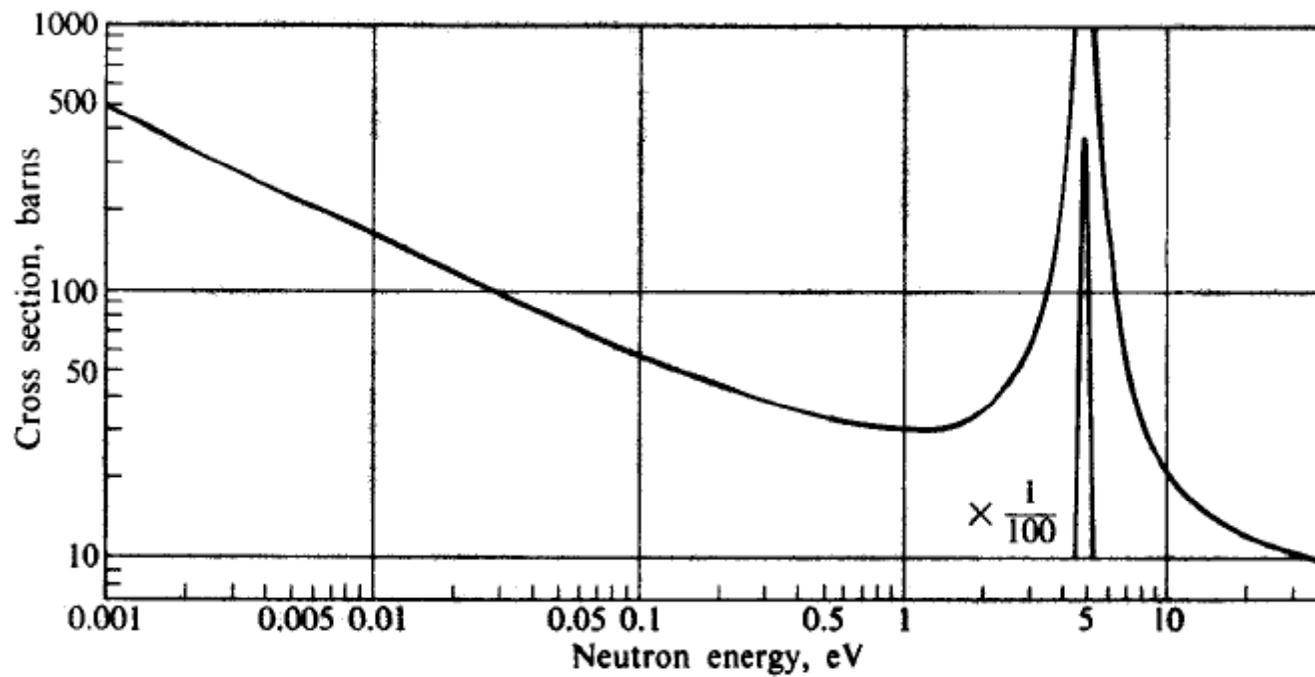
In questo processo il neutrone è catturato dal nucleo.

Il nucleo si trova in uno stato eccitato e decadrà emettendo uno o più fotoni.

Molto spesso il nucleo ottenuto, anche dopo essere decaduto al suo stato fondamentale, è instabile per decadimento beta.

A bassa energia la **sezione d'urto** di questo processo ha il tipico andamento $1/v$ (ossia $1/E^{1/2}$, dove v e E sono la velocità e l'energia del neutrone) e si presenta quindi come una retta di pendenza $-\frac{1}{2}$ in scala bilogarithmica.

Presenta risonanze nello stesso intervallo energetico delle risonanze della diffusione elastica (e anche ad energie maggiori) poi, al di sopra della zona delle risonanze decade velocemente e con continuità.



Sezione d'urto di cattura (n, γ) su ^{197}Au

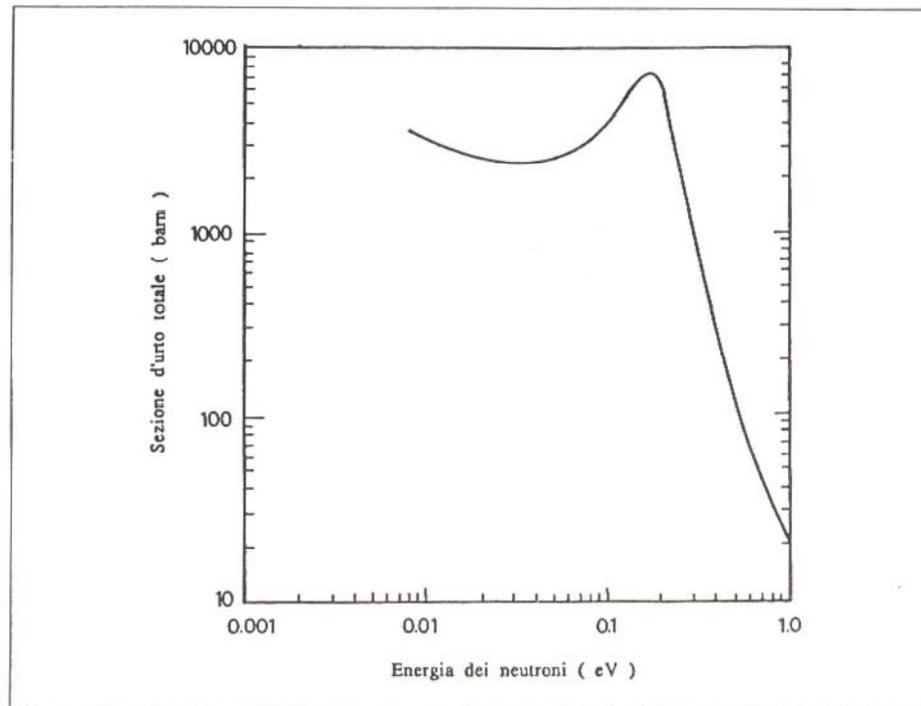


Figura 3.7. Sezione d'urto totale del cadmio in funzione dell'energia dei neutroni. Si noti la risonanza ($\sigma = 7200$ barn) in corrispondenza dell'energia di 0.176 eV (dai dati di Ra47).

Sezione d'urto totale del cadmio

Reazioni con emissione di particelle cariche

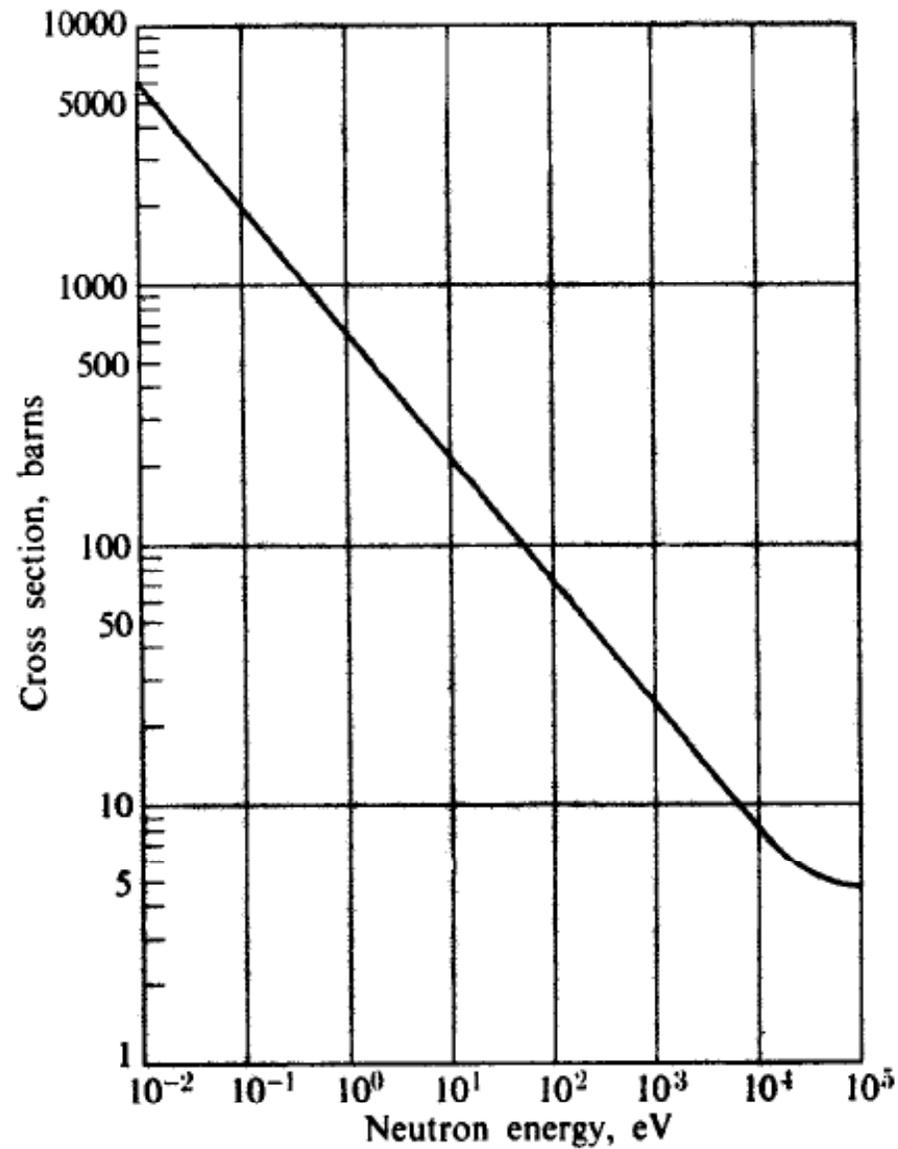
Il neutrone viene assorbito e come risultato possono essere emessi protoni, particelle alfa, ecc.

In questo caso la sezione d'urto dipende molto da reazione a reazione.

L'andamento più tipico si ha per le reazioni (n, α) , quale ad esempio



dove si ha un vasto intervallo energetico di andamento $1/v$ (lineare in carta logaritmica).



Sezione d'urto della reazione $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$

Reazioni con emissione di neutroni

A seguito dell'assorbimento del neutrone, il nucleo può emettere due o più neutroni.

Si parla allora di reazioni $(n,2n)$, $(n,3n)$.
Esempi tipico sono:



In entrambi i casi il neutrone appartenente al nucleo era già di per sé poco legato.

Interazione dei neutroni con la materia

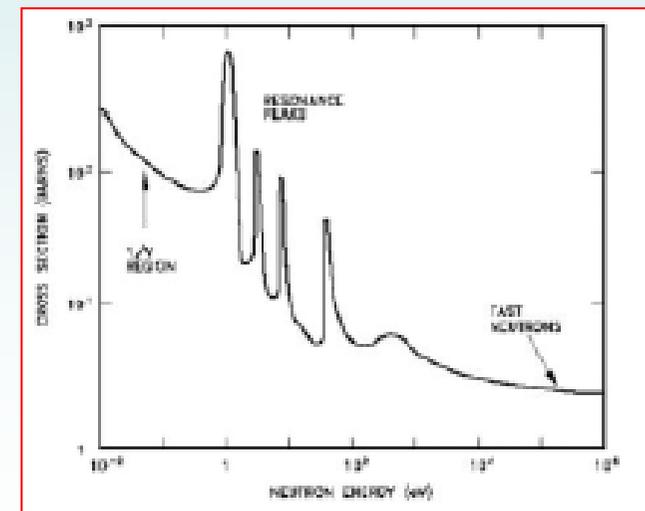
Sezione d'urto totale

La sezione d'urto totale (cioè la somma delle diverse sezioni d'urto dei vari processi di interazione) per **basse energie** del neutrone si può esprimere con la formula approssimata:

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi R^2 + \frac{C}{\sqrt{E}}$$

Ad energie superiori si incontra la zona delle risonanze dovute ai processi di scattering elastico e inelastico e alla cattura radiativa.

Ad energie ancora più alte la sezione d'urto torna ad avere un andamento più regolare e velocemente decrescente con l'energia.



Attenuazione dei neutroni

Sia N_0 il numero di neutroni che incidono su un materiale e $N(x)$ il numero di neutroni che non hanno interagito dopo aver attraversato uno *spessore* x .

La variazione infinitesima $dN(x)$ nel tratto compreso tra x e $x+dx$ risulta data dall'espressione:

$$dN = - \Sigma_{\dagger} \cdot N(x) \cdot dx$$

dove il fattore di proporzionalità Σ_{\dagger} (*coefficiente di attenuazione*) rappresenta come nel caso dei fotoni la probabilità di interazione per unità di percorso e si chiama **sezione d'urto macroscopica**.

Anche in questo caso si definisce un **libero cammino medio** dato da:

$$\lambda = 1/\Sigma_{\dagger}.$$

..e integrando:

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\Sigma_t \cdot x)$$

I neutroni che non subiscono interazioni si attenuano esponenzialmente attraverso la materia

La *sezione d'urto macroscopica* è legata alle *sezioni d'urto microscopiche* σ_j relative ai vari processi di interazione dalla seguente espressione:

$$\Sigma_t = N \cdot \sum_j \sigma_j$$

dove N è il numero di atomi su cm^3

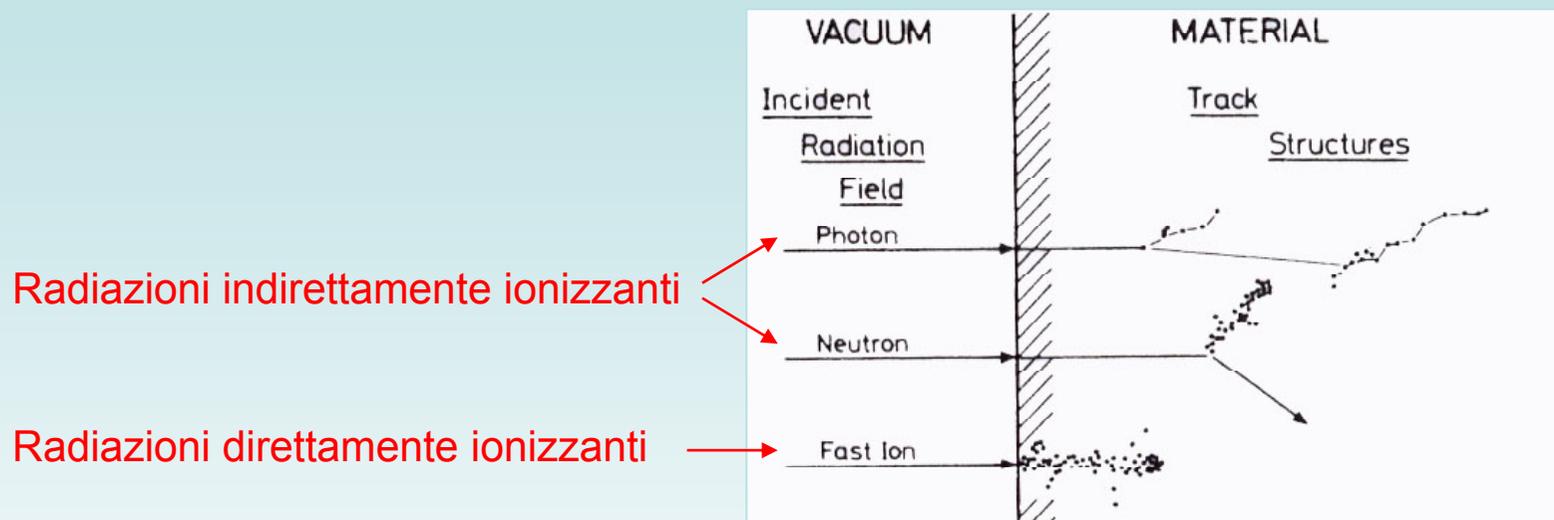
La sezione d'urto macroscopica si esprime in cm^{-1}

Interazione neutroni - materia biologica

- L'interazione di *neutroni termici* con la materia biologica (ricca di idrogeno) è dominata dal processo di cattura nell'idrogeno, che dà luogo a raggi gamma da 2.2 MeV ed è responsabile dell'80% dell'energia totale assorbita per unità di massa (a $E=0.025$ eV)
- L'interazione di *neutroni veloci* (con energia maggiore di 0.5 MeV) con la materia biologica (ricca di idrogeno) è dominata dalla **diffusione elastica neutrone-protone**
- Altre collisioni elastiche meno importanti avvengono con ossigeno, carbonio, azoto
- I *neutroni veloci* interagiscono per diffusione inelastica con nuclei di ossigeno, carbonio, azoto. Un tipico processo inelastico è $^{14}\text{N}(n,n)^{14}\text{N}$ con $E_\gamma=10$ MeV. Parte del trasferimento di energia alla materia nella diffusione inelastica avviene attraverso l'interazione dei raggi γ di diseccitazione. Data l'alta energia di questi fotoni di diseccitazione la quantità di energia trasferita è minima.

Nella materia biologica circa **80-95% dell'energia dei neutroni** è trasferita a **protoni di rinculo**, che sono a loro volta causa di eccitazioni e ionizzazioni degli atomi e delle molecole del mezzo

Interazione particelle cariche – materia:



- Stopping power e radiazione di frenamento: ioni leggeri, ioni pesanti e elettroni/positroni
- Percorso residuo (*range*) di particelle cariche
- Linear Energy Transfer
- Struttura di traccia

Frenamento nucleare e elettronico

Una particella carica in un mezzo può interagire con gli **elettroni atomici** o con i **nuclei** degli atomi del mezzo

$$\sigma_{AT} / \sigma_{NUCL} = R_{AT}^2 / R_{NUCL}^2 \approx 10^8 \Rightarrow \text{Frenamento nucleare trascurabile}$$

$v_p > v_{e,m}$ → ionizzazioni ed eccitazioni degli atomi del mezzo
(frenamento elettronico)

→ $E > 10 \text{ keV/n}$ (rilevante per energie $\sim \text{MeV/n}$)

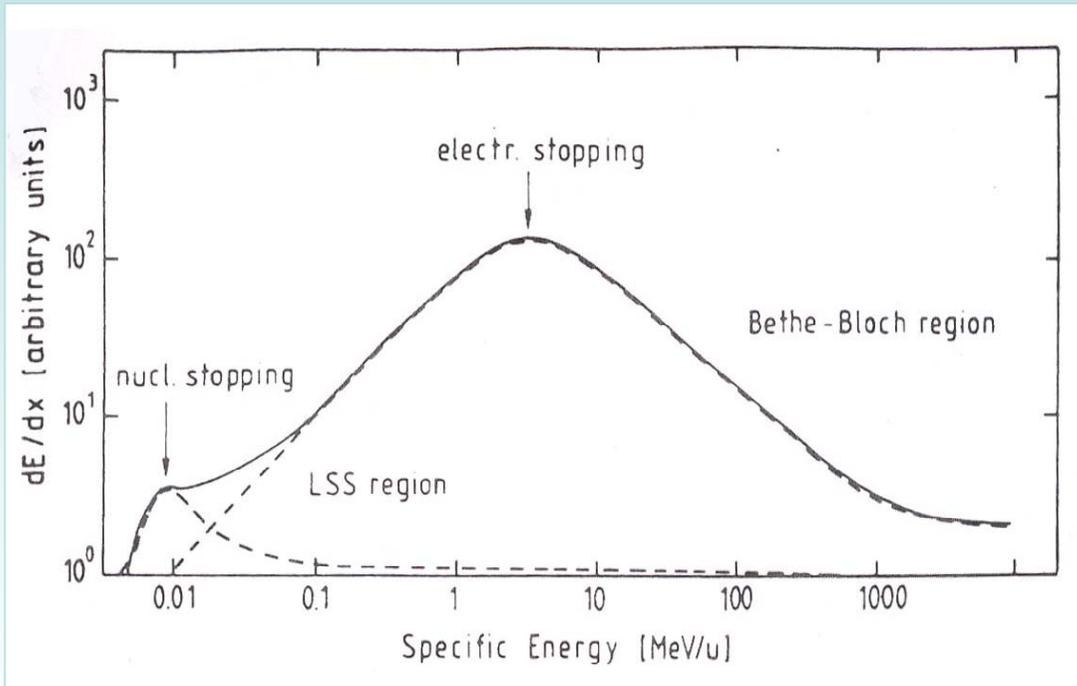
$v_p < v_{e,m}$ → diffusione sul potenziale coulombiano degli atomi del mezzo
processo caratterizzato da un alto trasferimento di energia e momento ang.
(frenamento nucleare)

→ $E < 10 \text{ keV/n}$

dove v_p è la velocità della particella e $v_{e,m}$ è la velocità degli e^- delle orbite esterne degli atomi del mezzo

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{TOT} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{NUCL} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ION}$$

Frenamento nucleare e elettronico



Kraft e Kramer, 1993

Per energie intermedie (\sim MeV/n) il frenamento nucleare è trascurabile e prevale quello elettronico

Al diminuire dell'energia della particella ($E < 100$ keV/n) l'energia persa per frenamento elettronico diminuisce e quella persa per frenamento nucleare diventa importante

Per $E < 10$ keV/n l'energia persa per frenamento nucleare cresce al diminuire della velocità, raggiunge un massimo e decresce di nuovo

dE/dx in funzione dell'energia

SP nucl. $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{NUCL} \approx \frac{1}{2E} \ln(1.3E)$

per particelle di bassissima energia

$\frac{dE}{dx} \approx k\sqrt{E}$

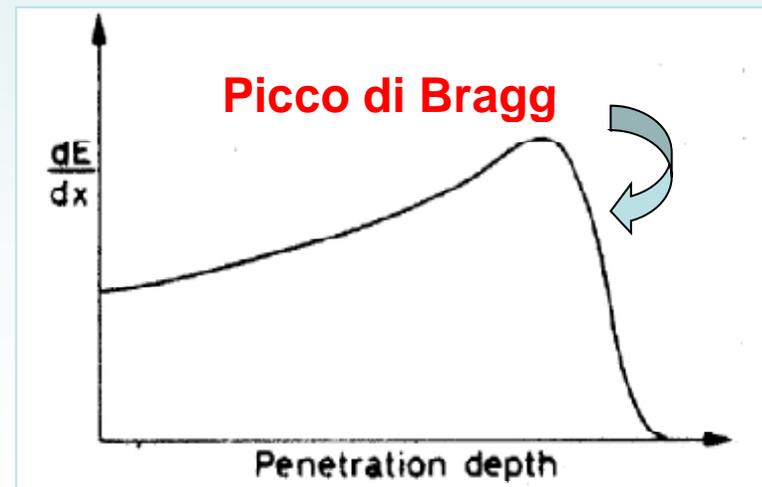
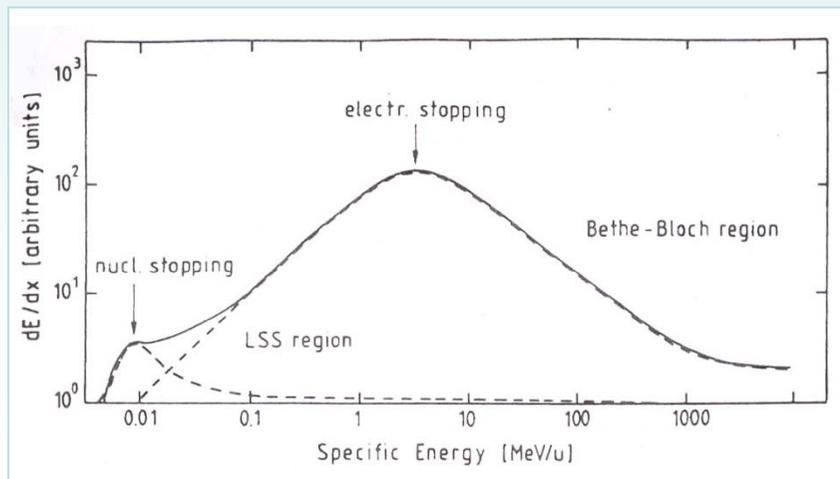
per particelle di bassa energia

SP elettr. $\frac{dE}{dx} \approx \frac{1}{E}$

per particelle di energia intermedia

$\frac{dE}{dx}$ cresce con E

per particelle di energia relativistica $E > Mc^2$



Formula di Bethe-Bloch per particelle cariche

Per energie intermedie
($E \sim 1 \text{ MeV/n}$)

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{TOT} \cong \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB} = \frac{4\pi e^4 Z_p^2 N Z_m}{m v_p^2} \ln \left(\frac{2m v_p^2}{I} + \textit{term. relativistici} \right)$$

Z_p = n.ro atomico della particella (o Z_{eff} per ioni pesanti)

Z_m = n.ro atomico del mezzo

v_p = velocità della particella

m = massa dell'elettrone

N = n.ro di atomi per cm^3 del mezzo

I = potenziale di ionizzazione del mezzo (funzione di Z_m)

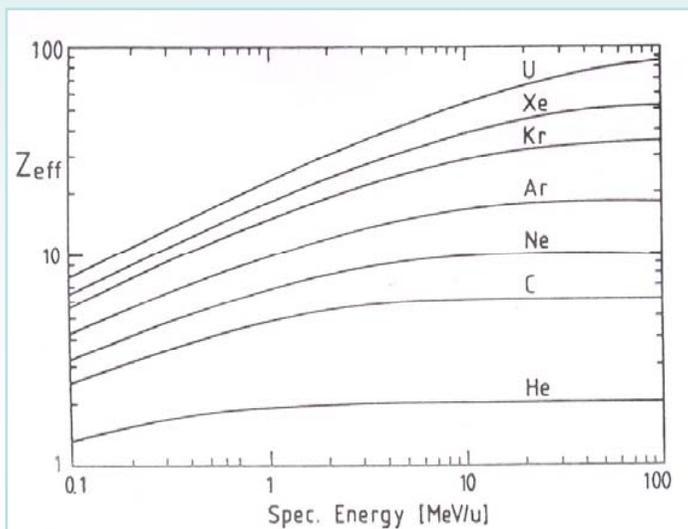
Note sulla formula di Bethe-Bloch

- Carica efficace

nel caso di **ioni leggeri** ($A \leq 4$) la carica Z_p della particella non cambia mentre questa interagisce con la materia

nel caso di **ioni pesanti** ($A > 4$), nella formula di BB, Z_p va sostituita con la carica efficace Z_{eff} :

se v_p supera la velocità orbitale dei suoi stessi e- questi sono strappati nelle prime collisioni con gli atomi del mezzo; quando il proiettile rallenta, cattura e- degli atomi del mezzo e il suo stato di carica si riduce fino a neutralizzarsi (quando si ferma).



Kraft e Kramer, 1993

la dipendenza di Z_{eff} da v_p è espressa attraverso la formula semi-empirica di Barkas:

$$Z_{\text{eff}} = Z_p (1 - \exp(-125\beta Z_p^{-2/3})) \quad \beta = v_p/c$$

N.B.: Z_{eff} è il valore medio di un'ampia distribuzione di stati di carica

Il valore medio e la larghezza della distribuzione sono diversi in gas e solidi a parità di v_p

Note sulla formula di Bethe-Bloch

- **Mezzo composto**

mezzo composto di peso molecolare M , contenente N_i atomi di n.ro di massa A_i

regola di Bragg-Kleemann:

$$dE/dx = (1/M) \sum_i N_i A_i (dE/dx)_i$$

$(dE/dx)_i = SP$ nell'elemento di n.ro di massa A_i

- **Stato fisico del mezzo**

parametri correttivi relativi alla densità del mezzo

Interazione di elettroni e positroni con la materia

Essenzialmente 3 effetti intervengono nell'interazione di elettroni e positroni con la materia:

- **Diffusione elastica degli e^-/e^+ incidenti sugli atomi del mezzo**
→ no perdita di energia ma deflessione angolare della traiettoria primaria
- **Diffusione inelastica degli e^-/e^+ incidenti sugli elettroni degli atomi del mezzo** (collisioni tra particelle della stessa massa)
→ formula di BB per e^-/e^+
- **Diffusione nucleare inelastica con emissione di radiazione di frenamento**

Formula di Bethe – Bloch per elettroni e positroni

Diffusione inelastica sugli elettroni degli atomi del mezzo

Nel caso la particella carica incidente sia un e^- o un e^+ si deve considerare che:

- la trattazione è necessariamente relativistica;
- si tratta di collisioni tra particelle della stessa massa;
- la deflessione dell' e^-/e^+ incidente non è trascurabile;

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB} = \frac{4\pi e^4 NZ_m}{mv_e^2} \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}}{I} mc^2 + F(\gamma)\right)$$

Dove $\beta = v_e/c$ e $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ e $F(\gamma)$ è diversa a seconda che si tratti di un e^- o di un e^+ :

$$F(\gamma) = \frac{1}{2\gamma^2} \left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln 2 \right] \quad \text{per elettroni relativistici}$$
$$F(\gamma) = -\frac{\beta^2}{24} \left[23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right] \quad \text{per positroni relativistici}$$

Formula di BB per elettroni di bassa energia

Per e^- di bassa energia si può considerare $\gamma \approx 1$ e quindi la formula di BB diventa:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB} = \frac{4\pi e^4 NZ_m}{mv_e^2} \ln\left(\frac{2mv_e^2}{I} - \frac{5}{2} \ln 2 + \frac{1}{2}\right)$$

Che differisce dalla formula di BB per particelle cariche più pesanti di bassa energia per il solo termine numerico -1.2329

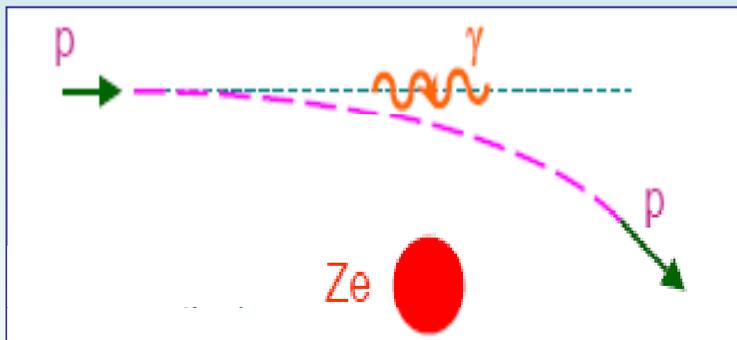
Bremsstrahlung - Radiazione di frenamento

Particella p di carica Z_p e massa M in accelerazione (decelerazione) nel mezzo di numero atomico Z_m :

→ Deflessione della traiettoria

+

→ Emissione di radiazione e.m. (fotoni) di intensità I (fotoni non monoenergetici: $0 \leq E_\gamma \leq T_p$)



$$I \propto a^2 = \left(\frac{e^2 Z_p Z_m}{M} \right)^2$$

- Bremsstrahlung maggiore per particelle leggere (a parità di mezzo)
- Bremsstrahlung maggiore in mezzi ad alto Z_m (a parità di particella, Z_p e M)
- ✓ Trascurabile nel caso dell'interazione di particelle cariche con la materia biologica (basso Z_m)
- ✓ Rilevante per e^+/e^- di alta energia

Bremsstrahlung per elettroni e positroni

Per e^+/e^- con energia cinetica E_k in moto in un mezzo con numero atomico Z_m , l'energia persa per emissione di radiazione di frenamento può essere data in funzione dell'energia persa per ionizzazioni e eccitazioni (espressa dalla BB):

$$\begin{aligned}\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} &= \frac{Z_m E_k (\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{BB} \\ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{TOT} &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION} \\ &= \left(1 + \frac{Z_m E_k}{750}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION}\end{aligned}$$

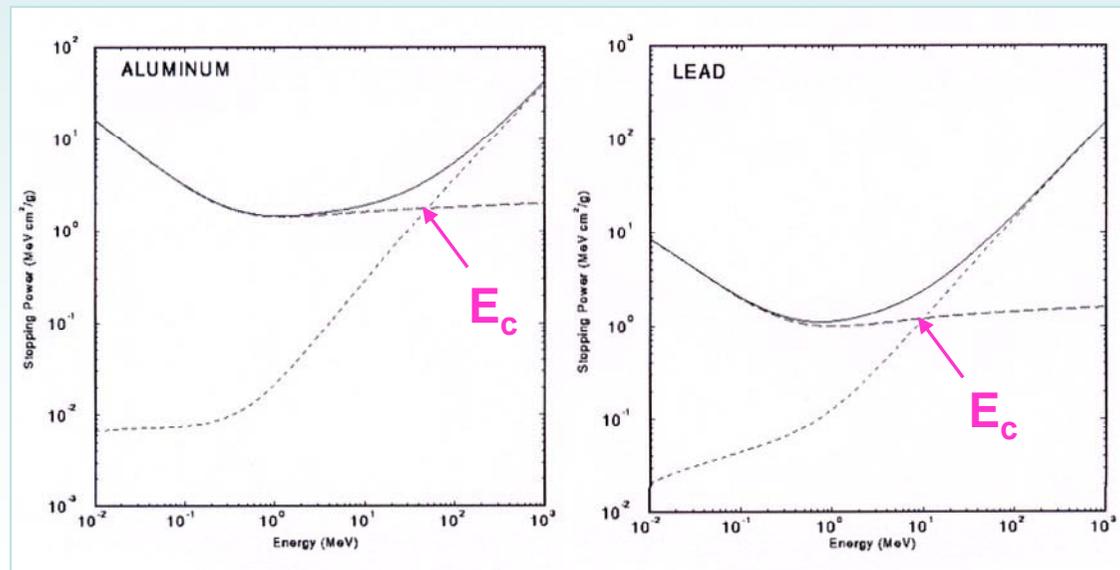


Energia critica E_c

$E_c \rightarrow$ energia per la quale risulta: $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ION} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem}$

$E > E_c \rightarrow$ domina bremsstrahlung

Per elettroni e positroni: $E_c \approx \frac{750}{Z_m} MeV \Rightarrow$ Bremsstrahlung rilevante
per $E > 10 MeV$ in Pb
per $E > 100 MeV$ in H_2O



Range di particelle cariche

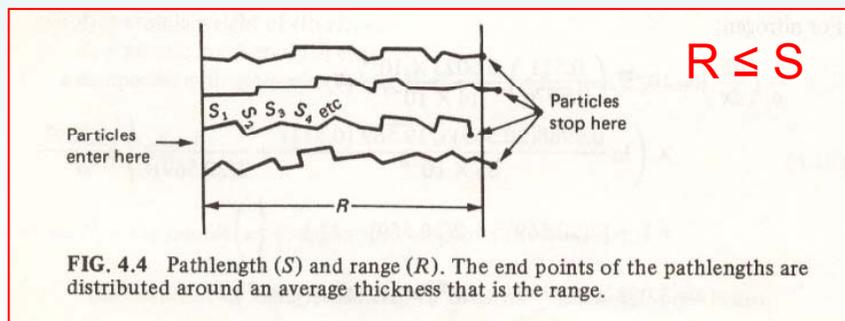
Pathlength S: cammino totale di una particella carica nel mezzo

$$S = \sum_i S_i$$

Range R: spessore di materiale in cui una particella cede tutta la sua energia cinetica

$$R = \int_{E_0}^0 dE / (dE/dx)$$

La perdita di energia non è un processo continuo ma statistico: particelle identiche con la stessa energia iniziale in moto nello stesso mezzo e dallo stesso punto di partenza avranno **2 diverse distribuzioni spaziali ed energetiche** degli eventi di deposito; quindi compieranno **percorsi diversi** nel mezzo (*pathlength S diversi*) e si fermeranno dopo aver attraversato spessori diversi (*range individuali R_i diversi*)



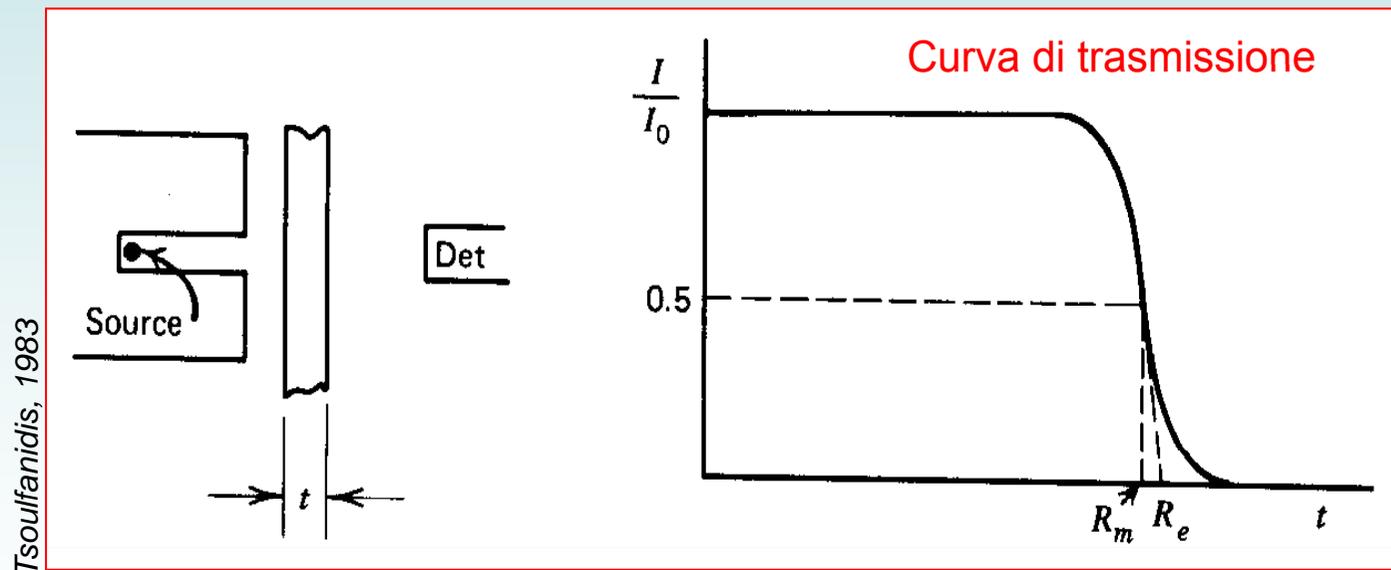
Tsoufanidis, 1983

→ Distribuzione statistica dei *range* individuali R_i (*straggling*) attorno ad uno spessore medio R

→ Si definisce *range* R lo spessore medio che ferma uno ione di energia cinetica iniziale E , massa M e carica Z

Range di particelle cariche

- **Range medio R_m** : spessore che dimezza il numero di particelle trasmesse
- **Range estrapolato R_e** : spessore che azzerava il numero di particelle trasmesse



→ La differenza tra R_m e R_e è del circa 5% o meno

→ A meno che non diversamente specificato per *range* R si usa il *range* R_m

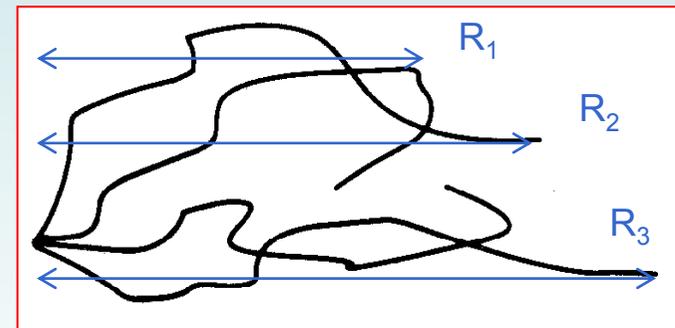
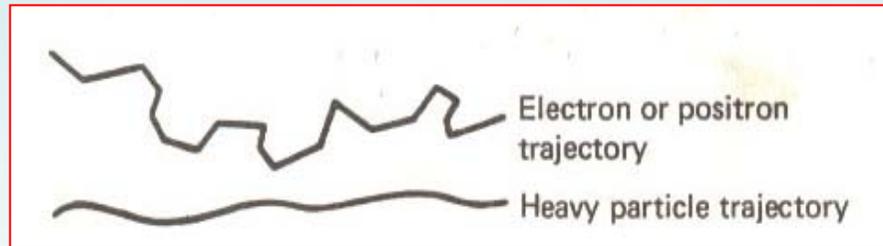
Range di elettroni

Una definizione precisa di *range medio* per gli elettroni non è possibile:

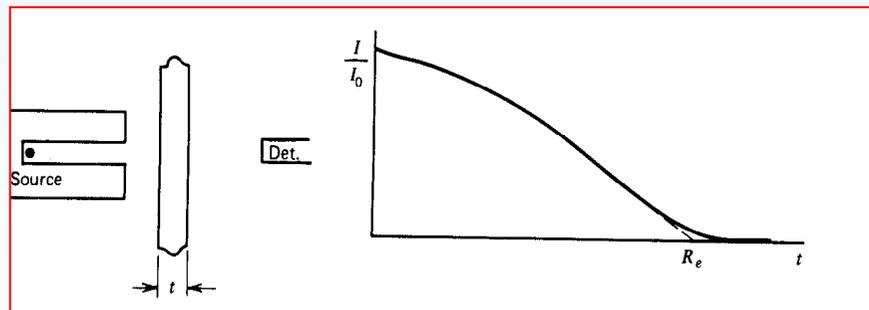
A differenza delle particelle cariche più pesanti (traiettoria quasi lineare), essendo particelle leggere subiscono deflessioni angolari notevoli (traiettoria a zig-zag)

→ Il *pathlength* S differisce molto di più dal *range* ($R < S$) rispetto alle particelle cariche più pesanti (per cui $R \sim S$)

→ Le variazioni dei *range* individuali dei singoli e^- con la stessa energia iniziale sono molto più elevate



Tsoufanidis, 1983



- ✓ La curva di trasmissione per gli e^- non ha un plateau come per le particelle cariche
- ✓ Non si può definire un range medio ma solo quello estrapolato

Stopping Power (SP) e Linear Energy Transfer (LET)

- SP: energia totale trasferita dalla particella senza specificare dove è stata depositata
- LET: energia assorbita **localmente** dal mezzo

Def.: rapporto tra l'energia media dE trasferita localmente dalla radiazione al mezzo, in un tratto dx del suo percorso, e la lunghezza dx del tratto stesso

$LET_{\Delta r} = LET$ ristretto in *range* (Δr : particolare range degli e- emessi)

$LET_{\Delta E} = LET$ ristretto in energia (ΔE : determinato intervallo di energia dello spettro degli e- emessi)

→ $SP \equiv LET_{\infty}$

(senza limitazioni sul *range* e sull'energia degli e- prodotti)

→ LET più utile dello SP per descrivere **come** viene depositata l'energia

→ LET usato per definire la qualità di una radiazione per quanto riguarda la descrizione degli effetti radiobiologici indotti da RI

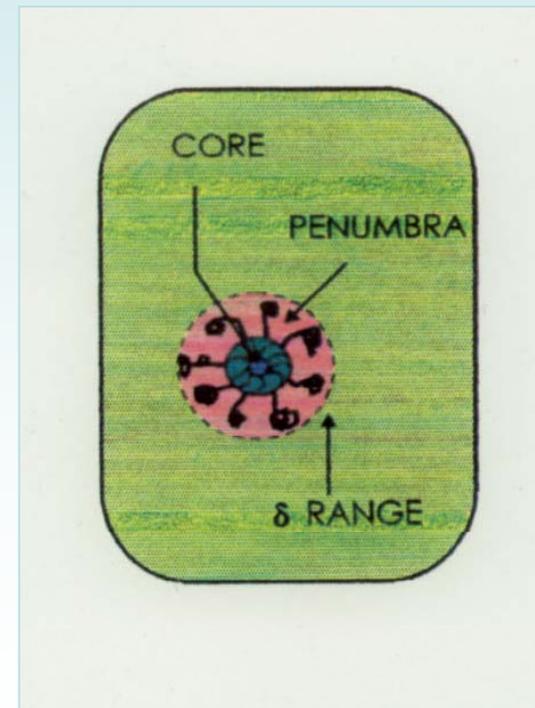
Struttura di traccia

- **Approssimazione del rallentamento continuo**
→ il LET indica solo l'energia media trasferita per unità di percorso
- Distribuzione casuale degli eventi di deposito energetico lungo la traiettoria della particella: l'energia dello ione primario è convertita in energia cinetica degli e^- prodotti

→ struttura di traccia

core: eventi di eccitazione e e^- di bassa energia

penumbra: e^- di alta energia (raggi δ)



Parametri caratterizzanti la traccia

- **Diametro**

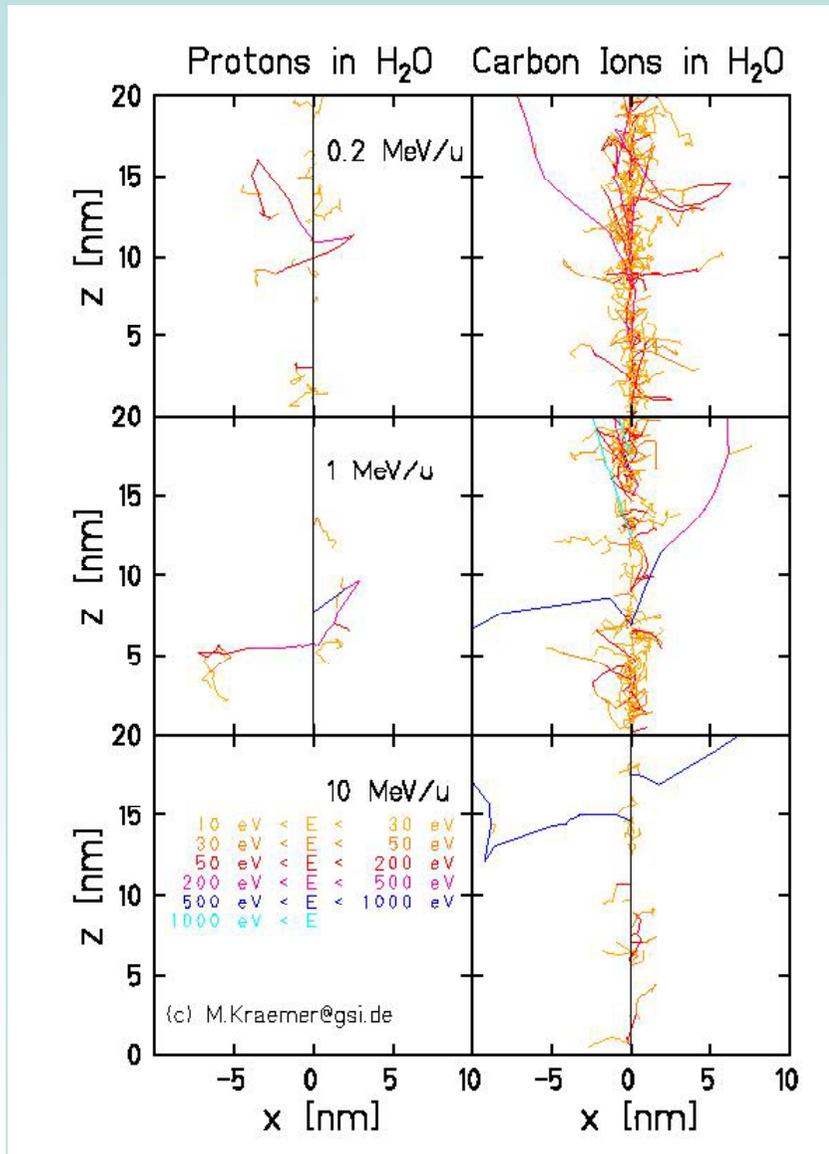
range massimo degli e⁻ prodotti nell'interazione con il mezzo, dipende dalla velocità dello ione primario

- **Densità di ionizzazione**

inversamente proporzionale alla velocità dello ione primario

$$dn = C \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} \left(\frac{dE}{E^2} \right) \quad \text{dove} \quad C = \frac{2\pi e^4 N Z_m}{mc^2}$$

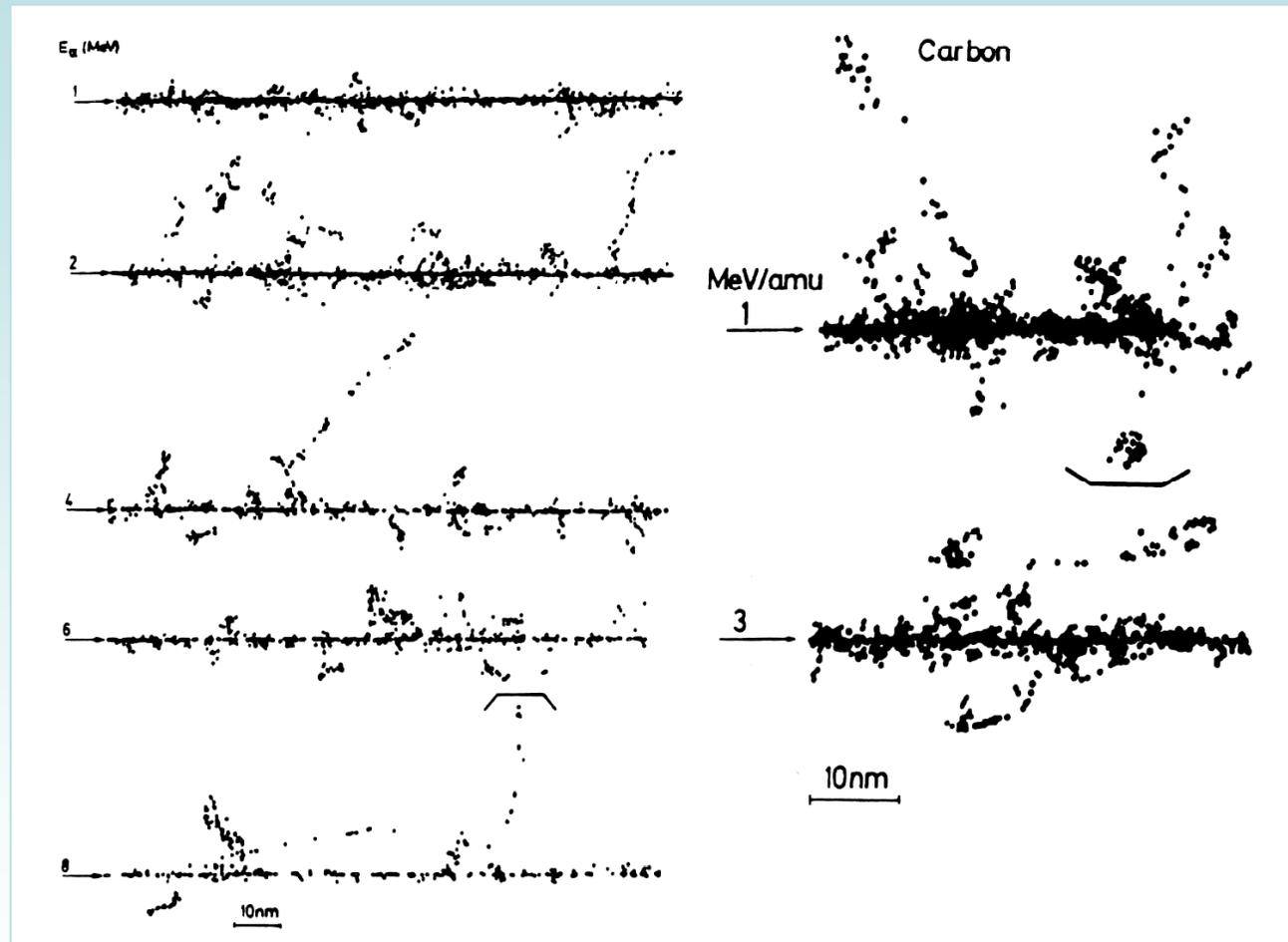
Struttura di traccia



Al variare del **tipo** di particella (p.e. protoni e ioni carbonio) e della sua **energia**:

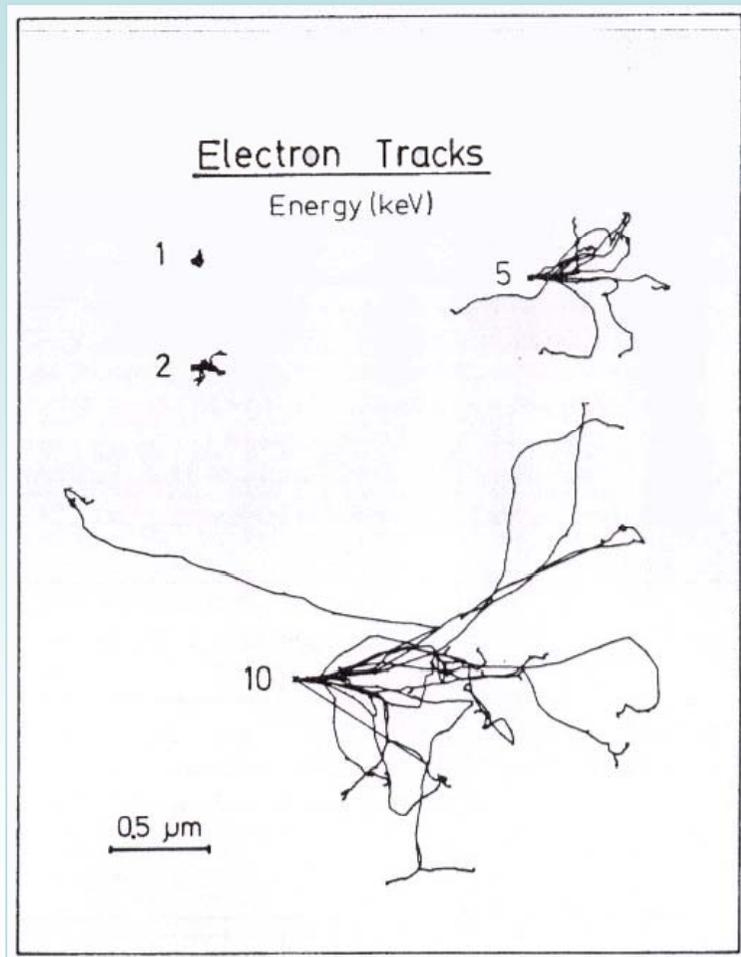
- Diversa **distribuzione spaziale** degli elettroni prodotti lungo la traccia dello ione primario
- Diversa **densità di ionizzazione** lungo la traccia dello ione primario

Esempi di struttura di traccia di particelle cariche



Tracce di particelle alfa ($1 < E < 8 \text{ MeV}$) e ioni carbonio ($E = 12$ e 36 MeV) in acqua. Simulazione ottenuta tramite Codice Monte Carlo (tratto da Paretzke, 1991)

Esempi di struttura di traccia di elettroni



10 tracce di e^- al variare di E :

- Il n.ro di eventi cresce con l'energia dell' e^- ;
- La distanza media tra collisioni inelastiche cresce con l'energia dell' e^- ;
- Gli e^- subiscono notevoli diffusioni angolari;
- La densità di eventi è particolarmente elevata alla fine della traccia di e^- primari e secondari

Spettro degli elettroni δ emessi

- **Parte continua:**

ionizzazioni prodotte dallo ione sugli atomi del mezzo; l'energia dell' $e^- \delta$ dipende dal parametro d'impatto tra il proiettile e l' e^- bersaglio stesso

piccolo parametro d'impatto \rightarrow energia trasferita è maggiore dell'energia di legame dell' e^- bersaglio \rightarrow collisione binaria

$$E_e = 4(m_e/m_p)E_p \cos^2 \theta$$

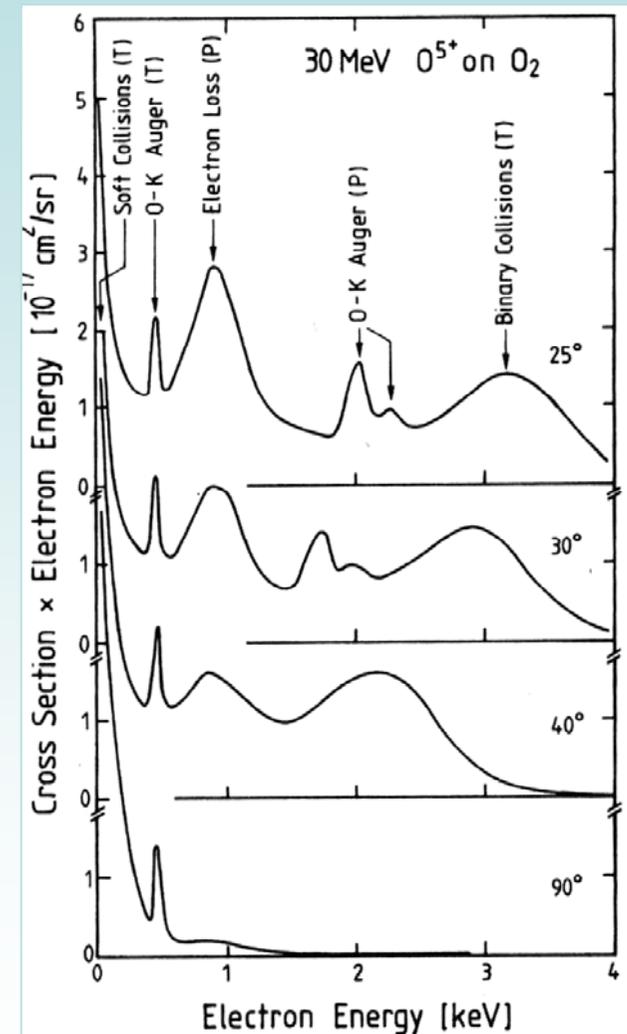
grande parametro d'impatto \rightarrow trasferimento di energia trascurabile all' e^- bersaglio \rightarrow interazione a 3 corpi

e^- emessi a tutti gli angoli tra 0 e 180° con distribuzione angolare isotropa

- **Linee discrete:**

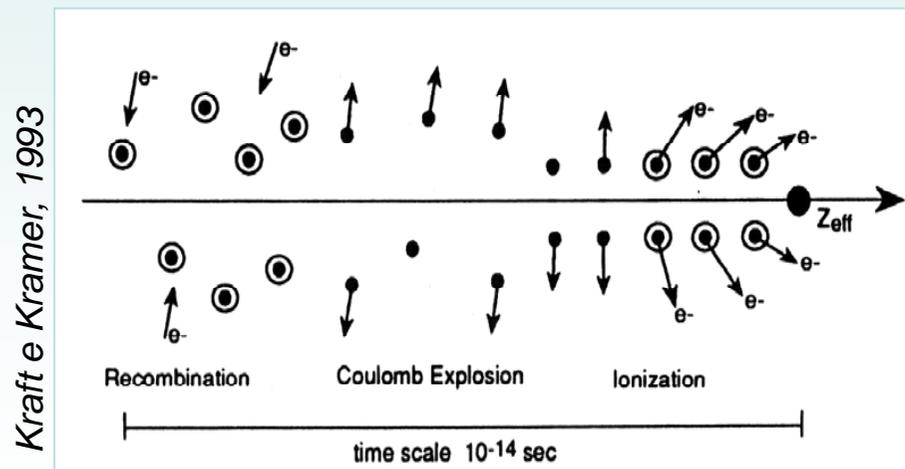
auto-ionizzazione dello ione e degli atomi del mezzo (e^- Auger di energia definita)

Tipico spettro di elettroni δ prodotti dall'interazione di uno ione pesante (tratto da Kraft e Kramer, 1993)



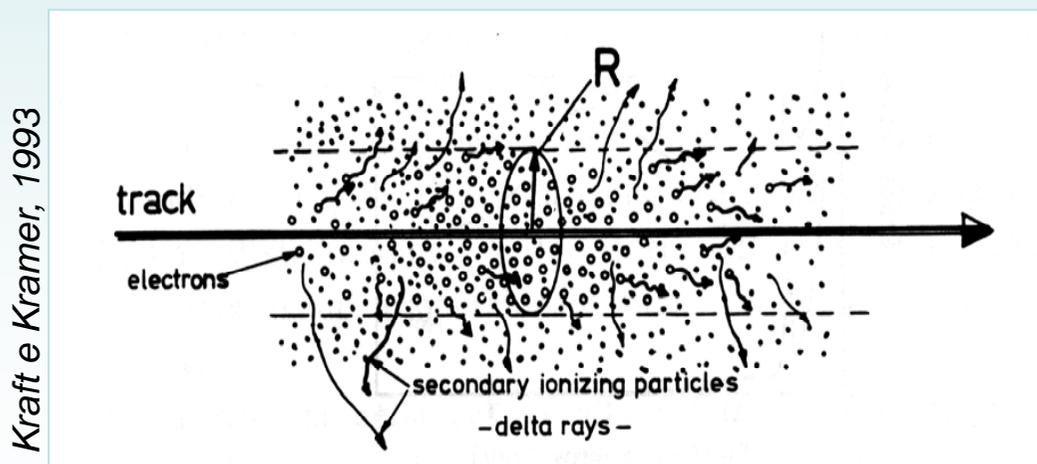
“Core” della traccia

- **Effetto onda:** polarizzazione degli atomi neutri del mezzo dovuta al passaggio dello ione
- **Esplosione coulombiana:** elevata concentrazione di cariche positive al centro della traccia dovuta alla liberazione di molti e^- ; allontanamento degli ioni positivi dalle loro posizioni nella molecola



“Alone o penumbra” della traccia

- 5-15% dell'energia dello ione spesa per l'eccitazione degli atomi neutri
 - 15-25% per vincere l'energia di legame degli e⁻ prodotti
 - 75% trasformata in energia cinetica degli e⁻ prodotti
- La maggior parte del deposito energetico avviene nell'alone della traccia



Distribuzione radiale di dose nell'alone della traccia

$$D(r) \approx 1/r^2 \quad \text{per } r > r_{\text{core}}$$

in accordo con simulazioni Monte Carlo, metodi analitici e dati sperimentali

r_{max} dell'alone è dato dal range massimo degli $e^- \delta$ prodotti

→ dipende dall'energia massima degli e^- prodotti e quindi dall'energia dello ione primario

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

... Qualità delle radiazioni: tipo e energia

- Indirettamente ionizzanti
- Direttamente ionizzanti

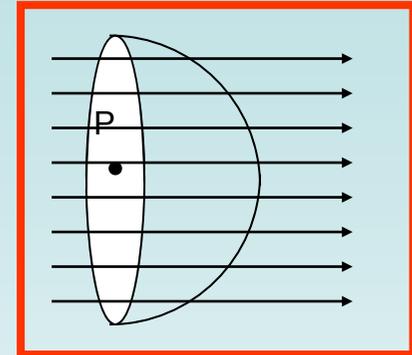
- Sparsamente ionizzanti
- Densamente ionizzanti



→ Parametri caratterizzanti il campo di radiazione
→ Grandezze fisiche (dosimetriche) per descrivere quantitativamente le fasi dei processi di trasferimento e assorbimento di energia

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Fluenza



The **fluence**, Φ , is the quotient of dN by da , where dN is the number of particles incident on a sphere of cross-sectional area da , thus

$$\Phi = \frac{dN}{da} .$$

Unit: m^{-2}

ICRU Report 51, 1993

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Flusso

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2 N}{dadt} (m^{-2} s^{-1})$$

... o intensità di fluenza

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Energia ceduta

The **energy imparted**, ϵ , by ionizing radiation to matter in a volume, is

$$\epsilon = R_{\text{in}} - R_{\text{out}} + \Sigma Q,$$

where

R_{in} is the radiant energy incident on the volume, i.e., the sum of the energies (excluding rest energies) of all those charged and uncharged ionizing particles which enter the volume,

R_{out} is the radiant energy emerging from the volume, i.e., the sum of the energies (excluding rest energies) of all those charged and uncharged ionizing particles which leave the volume,

and ΣQ is the sum of all changes (decreases: positive sign; increases: negative sign) of the rest mass energy of nuclei and elementary particles in any interactions which occur in the volume.

Unit: J

ICRU Report 51, 1993

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Dose

The **absorbed dose**, D , is the quotient of $d\bar{\epsilon}$ by dm , where $d\bar{\epsilon}$ is the mean energy imparted by ionizing radiation to matter of mass dm , thus

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}.$$

Unit: J kg^{-1}

The special name for the unit of absorbed dose is gray (Gy).

ICRU Report 51, 1993

ancora molto diffuso il rad: $\text{Rad} = 100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} = 10^{-2} \frac{\text{J}}{\text{Kg}}$

$$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$$



Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Rateo di dose

The **absorbed dose rate**, \dot{D} , is the quotient of dD by dt , where dD is the increment of absorbed dose in the time interval dt , thus

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} .$$

Unit: $\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$

The special name for the unit of absorbed dose rate is gray per second (Gy s^{-1}).

ICRU Report 51, 1993

...o anche in $\text{Rad} \times \text{sec}^{-1}$

Parametri caratterizzanti la deposizione d'energia

Cessione di Energia: LET

The **linear energy transfer** or **linear collision stopping power**, L , of a material, for a charged particle, is the quotient of dE by dl , where dE is the mean energy lost by the particle, due to collisions with electrons, in traversing a distance dl , thus

$$L = \frac{dE}{dl} .$$

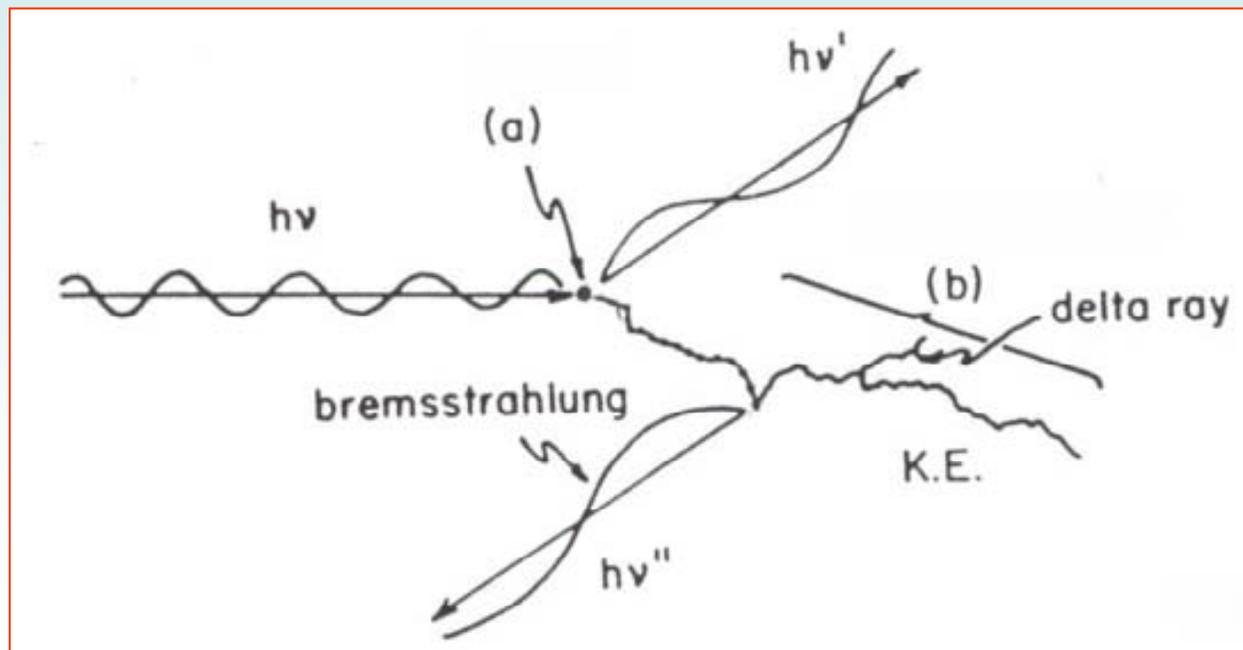
Unit: J m^{-1}

ICRU Report 51, 1993

... più largamente usato: $\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$

Nel caso di radiazioni **non direttamente ionizzanti**, l'interazione radiazione-materia avviene in due fasi:

1. Produzione di secondari da parte dei primari (trasferimento E)
2. Collisioni dei secondari con cessione di energia (assorbimento E)



Kerma = Kinetic Energy Relaxed in Matter

$$Kerma = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

dove dE_{tr} è la *somma delle energie cinetiche iniziali* di tutte le particelle cariche *prodotte* dalle radiazioni indirettamente ionizzanti in un elemento di volume del mezzo di massa dm .

Per un fascio Φ_γ di fotoni di energia E_γ , si puo' scrivere:

$$Kerma = \Phi_\gamma E_\gamma \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)$$

*Energy transfer coefficient:
 $\mu \cdot E_{tr}/h\nu$*

Mass Energy transfer coefficient

Si misura in : $J kg^{-1}$ → Gy

Esposizione

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

dove dQ = valore assoluto della *carica totale* degli ioni prodotti in aria quando *tutti gli elettroni* (positivi e negativi) prodotti dai fotoni nell'elemento di volume di massa dm sono completamente fermati in aria (anche fuori dall'elemento di volume)

si misura in: $\frac{C}{Kg}$..ma anche in Roentgen : $1 R = 2.58 \cdot 10^{-4} C / kg$

N.B.: l'Esposizione, X , è definita per fotoni in aria

..e Dose Assorbita

$$D = \Phi_{\gamma} E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

trasferimento di energia dalle particelle direttamente ionizzanti al mezzo (assorbimento)

Relazione tra Dose assorbita, Kerma, Esposizione

A) In assenza di attenuazione del fascio

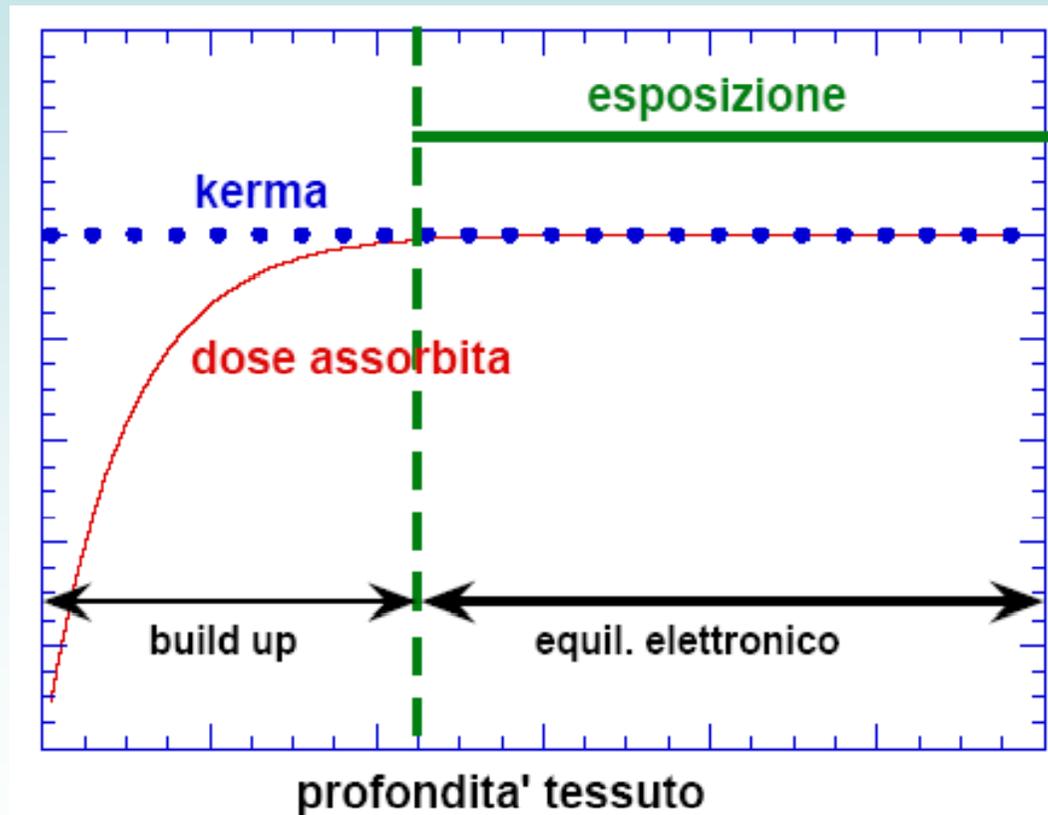


$$D = \Phi_{\gamma} E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

$$\text{Kerma} = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

$$\text{Kerma} = \Phi_{\gamma} E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)$$

$$X = \frac{dQ}{dm}$$



N.B.: nella zona dell'equilibrio elettronico si ha $D = \text{Kerma}$ e l'Esposizione e' proporzionale alla dose assorbita

Relazione tra Dose assorbita, Kerma, Esposizione

B) Con attenuazione del fascio

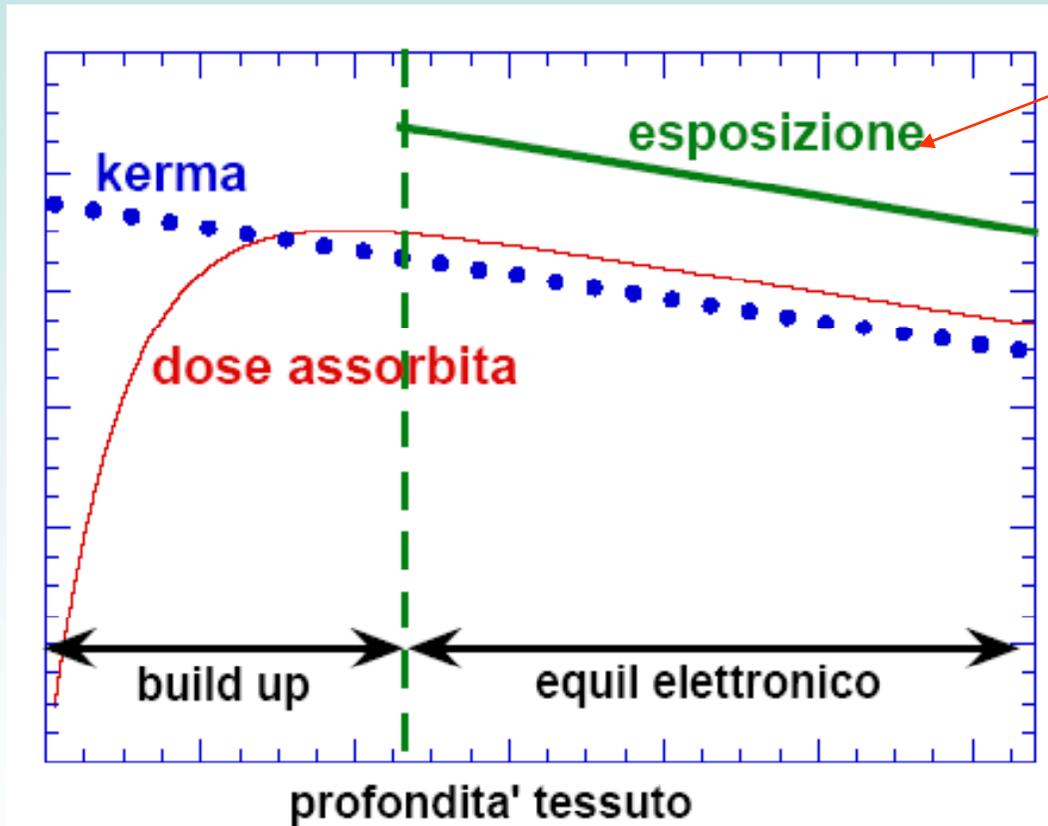


$$D = \Phi_{\gamma} E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

$$Kerma = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

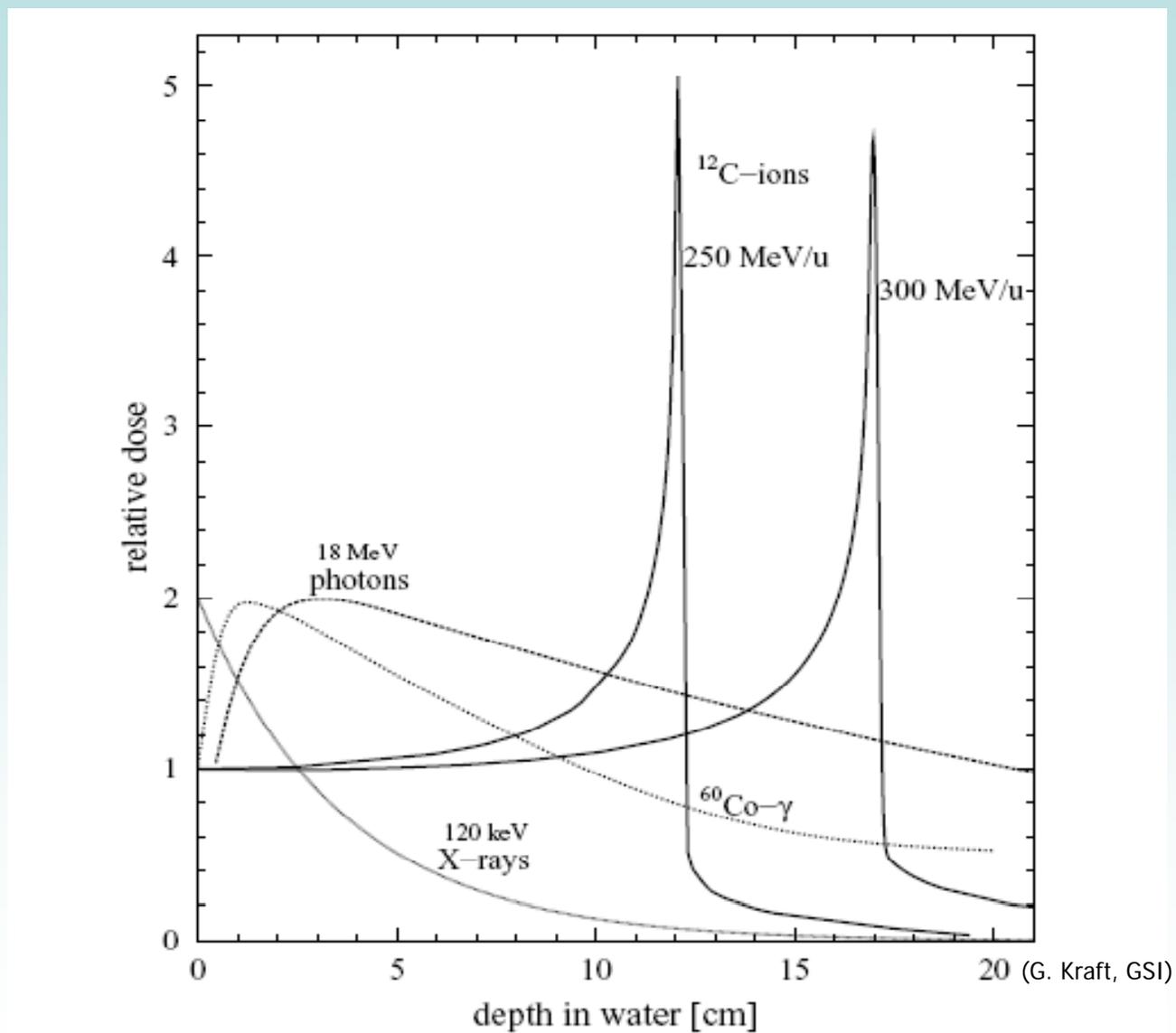
$$Kerma = \Phi_{\gamma} E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)$$

$$X = \frac{dQ}{dm}$$



Solo se l'attenuazione è piccola... Altrimenti "non-equilibrio elettronico"

...depth dose profiles



...Da studi epidemiologici e radiobiologici si è visto che radiazioni di diversa qualità, a parità di dose, inducono effetti biologici diversi

→ Grandezze per esprimere la probabilità di manifestazione di un effetto biologico e quindi per quantificare i rischi da esposizione a radiazioni di diverso tipo

$Q(L)$ Relationship

The ICRP (ICRP, 1991) has specified a dependence of the quality factor, Q , as a function of the unrestricted linear energy transfer, L , in water at the point of interest, as follows.

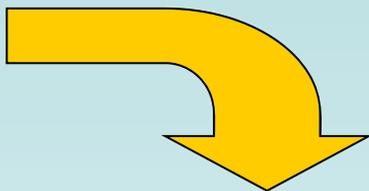
$$Q(L) \begin{cases} 1 & \text{for } L \leq 10 \\ 0.32 L - 2.2 & \text{for } 10 < L < 100 \\ 300/\sqrt{L} & \text{for } L \geq 100, \end{cases}$$

where L is expressed in keV/ μm .

The $Q(L)$ relationship previously specified by the ICRP (ICRP, 1977; see also Appendix A in ICRU Report 43 (ICRU, 1988)) has been used in former determinations of dose equivalents from external radiation sources which led to the definitions of operational quantities. A joint ICRU-ICRP Report Committee is currently examining the influence on those quantities of the new $Q(L)$ relationship, as well as their pertinence to the new limitation quantities defined in the 1990 Recommendations of the ICRP (ICRP, 1991).

ICRU Report 51, 1993

Equivalente di dose



The **dose equivalent**, H , is the product of Q and D at a point in tissue, where D is the absorbed dose and Q is the quality factor at that point, thus

$$H = Q D.$$

Unit: J kg^{-1}

The special name for the unit of dose equivalent is sievert (Sv).

ICRU Report 51, 1993

The *mean quality factor*, Q_T , in a specified tissue or organ, T, is given by

$$Q_T = \frac{1}{m_T D_T} \int_{m_T} QD \, dm, \quad (\text{II.2})$$

where D_T is the mean absorbed dose to the tissue or organ, m_T is its mass, and Q and D are the quality factor and the absorbed dose in the mass element dm , respectively.

ICRU Report 51, 1993

Radiation Weighting Factors w_R

In most instances, however, the energy spectrum of the radiation in the regions of interest is not well known; the Q_T 's in any organ can then be approximated by a *conventional mean quality factor*, \bar{Q} , (see Table 1, ICRU Report 40 (ICRU, 1986)).

In the new recommendations of the ICRP (ICRP, 1991), radiation weighting factors, w_R , are introduced which play a role analogous to \bar{Q} . The ICRP specifies their numerical values in terms of particle type and energy. These specifications apply to the radiations emitted by the source in the case of internal irradiation; for external irradiation, they refer to the radiation incident on the body and do not depend on location in, or orientation of, the body.

The radiation weighting factor for a radiation with different components is the sum of the radiation weighting factors, w_R , of the component radiations, R , weighted according to their relative contributions $D_{T,R}/D_T$ to the organ dose, D_T . The resulting factor thus depends on the angular distribution of the radiation, on the size and orientation of the body, and on the organ.

Internal

External

..geometry..

ICRU Report 51, 1993

Dose equivalente H_T

Equivalent Dose, H_T : The radiation-weighted dose, H_T , in a tissue or organ T is given by:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}$$

where $D_{T,R}$ is the mean absorbed dose from radiation R in a tissue or organ T and w_R is the radiation weighting factor. Since w_R is dimensionless, the unit for the equivalent dose is the same as for absorbed dose, $J\ kg^{-1}$, and its special name is sievert (Sv).

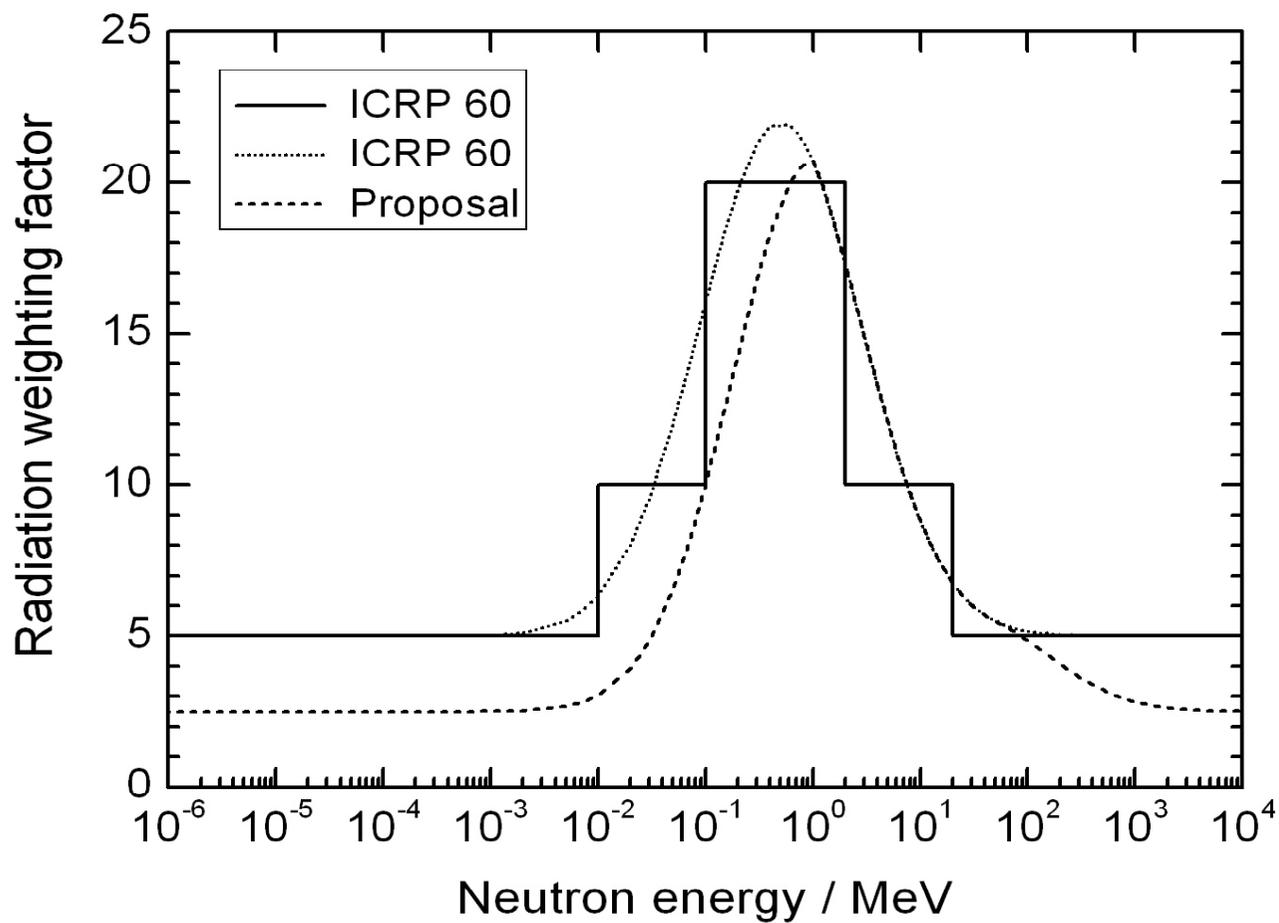
ICRP 60 (1991)

Radiation weighting factors, w_R

ICRP 60 (1991) → ICRP 103 (2007)

| Radiation type | Publication 60 | Publication 103 |
|------------------------|---|----------------------------------|
| Photons | 1 | 1 |
| Electrons & Muons | 1 | 1 |
| Protons | 5 | 2 |
| Charged pions | - | 2 |
| Alpha, FF & Heavy Ions | 20 | 20 |
| Neutrons | 5 to 22 Stepwise function <10 keV : 5 10-100 keV : 10 100 - 2 MeV : 20 2-20 MeV : 10 >20 MeV : 5 Continuous function | 2.5 to 21 Continuous function |

Radiation weighting factor for neutrons - ICRP 60



Radiation weighting factor for neutrons - ICRP 103

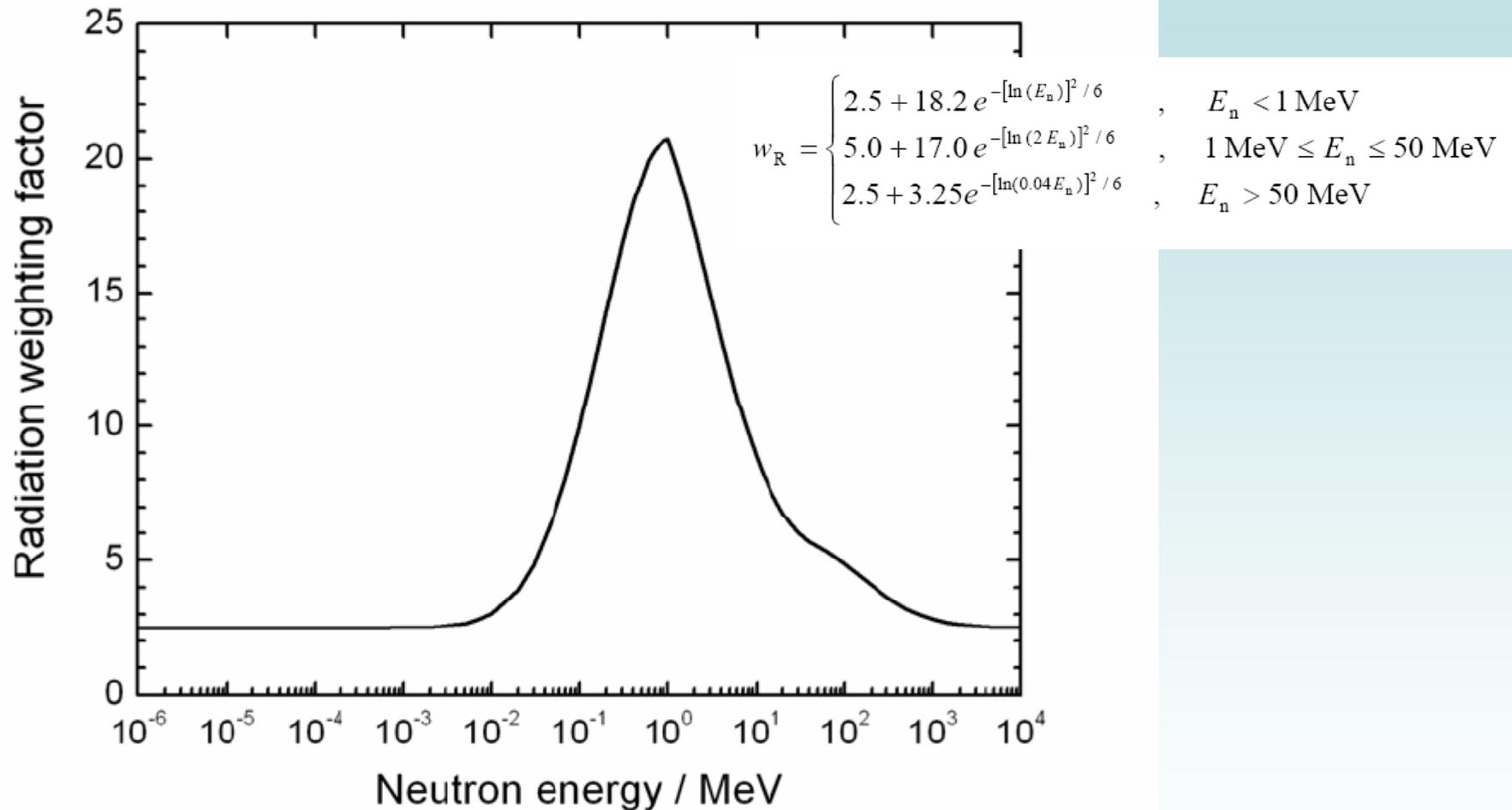
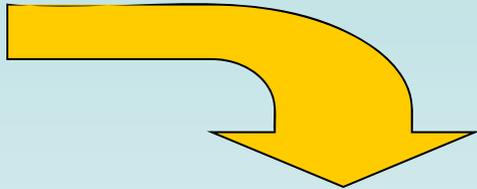


Fig. 1. Radiation weighting factor, w_R , for neutrons versus neutron energy.

Dose efficace



The effective dose, E , is given by

$$E = \sum_T w_T H_T,$$

ICRU Report 51, 1993

Attenzione: sino al 2007!!!!

Tissue Weighting Factors

The ICRP (ICRP, 1991) has specified the following values of the tissue weighting factors together with some information concerning the "Remainder."

Tissue Weighting Factors

| Tissue or organ | Tissue weighting factor, w_T |
|-------------------|--------------------------------|
| Gonads | 0.20 |
| Bone marrow (red) | 0.12 |
| Colon | 0.12 |
| Lung | 0.12 |
| Stomach | 0.12 |
| Bladder | 0.05 |
| Breast | 0.05 |
| Liver | 0.05 |
| Oesophagus | 0.05 |
| Thyroid | 0.05 |
| Skin | 0.01 |
| Bone surface | 0.01 |
| Remainder | 0.05 |

For purposes of calculation, the remainder is composed of the following additional tissues and organs: adrenals, brain, upper large intestine, small intestine, kidney, muscle, pancreas, spleen, thymus and uterus.

The list includes organs which are likely to be selectively irradiated. Some organs in the list are known to be susceptible to cancer induction. If other tissues and organs subsequently become identified as having a significant risk of induced cancer, they will then be included either with a specific w_T or in this additional list constituting the remainder. The latter may also include other tissues or organs selectively irradiated.

In those exceptional cases in which a single one of the remainder tissues or organs receives an equivalent dose in excess of the highest dose in any of the twelve organs for which a weighting factor is specified, a weighting factor of 0.025 should be applied to that tissue or organ and a weighting factor of 0.025 to the average dose in the rest of the remainder as defined above.

The w_T 's previously specified by the ICRP (ICRP, 1977; see also Appendix A in ICRU Report 43 (ICRU, 1988)) have been used in former determinations of dose equivalents from external radiation sources which led to the definitions of operational quantities. A joint ICRU-ICRP Report Committee is currently examining the influence on those quantities of the new w_T 's as well as their pertinence to the new limitation quantities defined in the 1990 Recommendations of the ICRP (ICRP, 1991).

Recommended Tissue Weighting Factors ICRP 103 (2007)

| Tissue | W_T |
|---|-------|
| Bone marrow, colon, lung, Stomach, Breast, Remainders* (13 organs/tissues) | 0.12 |
| Gonads | 0.08 |
| Bladder, Oesophagus, Liver, Thyroid | 0.04 |
| Bone surface, Brain, Salivary glands, Skin | 0.01 |

©Pushparaja

* Adrenals, Extrathoracic region, Gall bladder, Heart wall, Kidneys, Lymphatic nodes, Muscle, Oral mucosa, Pancreas, Prostate, Small intestine, Spleen, Thymus, Uterus/cervix.

* Ghiandole Surrenali, Regione extratoracica, Cistifellea, Pareti cardiache, Reni, Nodi linfatici, Muscoli, Mucosa orale, Pancreas, Prostata, Intestino tenue, Milza, Timo, Utero/cervice.

Nominal Risk Coefficients (% per Sv)

Publication 60

Whole population

| | |
|-----------|-----|
| Cancer | 6.0 |
| Heritable | 1.3 |
| Total | 7.3 |

Adult workers

| | |
|-----------|-----|
| Cancer | 4.8 |
| Heritable | 0.8 |
| Total | 5.6 |

Publication 103

Whole population

| | |
|-----------|------|
| Cancer | 5.5 |
| Heritable | 0.2* |
| Total | 6.0 |

Adult workers

| | |
|-----------|------|
| Cancer | 4.1 |
| Heritable | 0.1* |
| Total | 4.0 |

* Risks of hereditary effects restricted up to the second generation

©Pushparaja

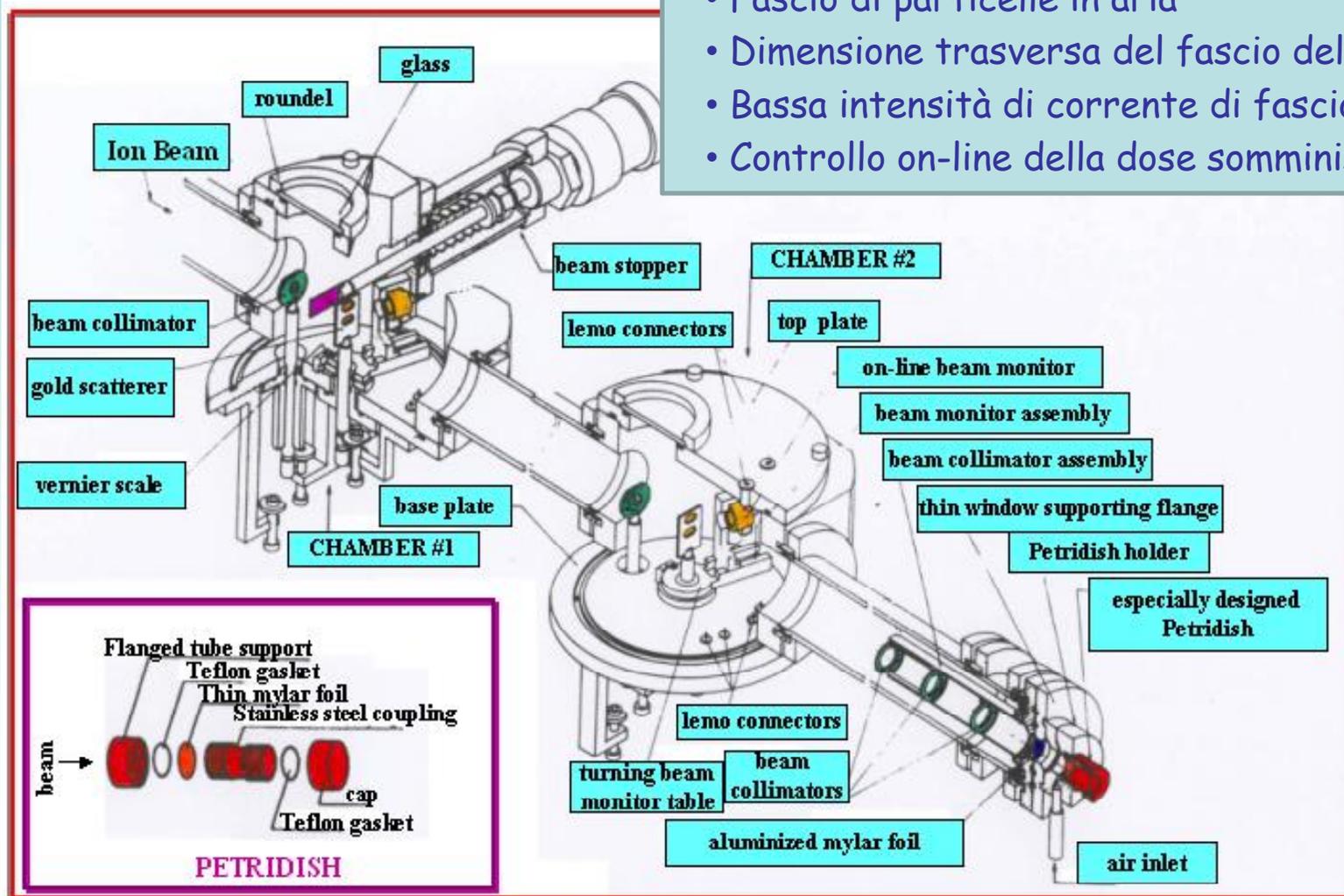
Approcci sperimentali per induzione e studio del danno da esposizione a R.I.

Apparati di irraggiamento

- Fascio di particelle in aria
- Dimensione trasversa del fascio dell'ordine dei cm^2
- Bassa intensità di corrente di fascio
- Controllo on-line della dose somministrata
- Fascio monoenergetico
- Distribuzione omogenea/uniforme delle particelle su un'ampia superficie
- Opportuni portacampioni (geometria del fascio; condizioni di sterilità;...)
- Sistemi di posizionamento (geometria del fascio; controllo temperatura;...)
- ...

INFN-LNL Light and Heavy Ions Radiobiological facility

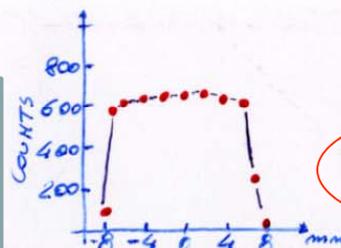
- Fascio di particelle in aria
- Dimensione trasversa del fascio dell'ordine dei cm²
- Bassa intensità di corrente di fascio
- Controllo on-line della dose somministrata



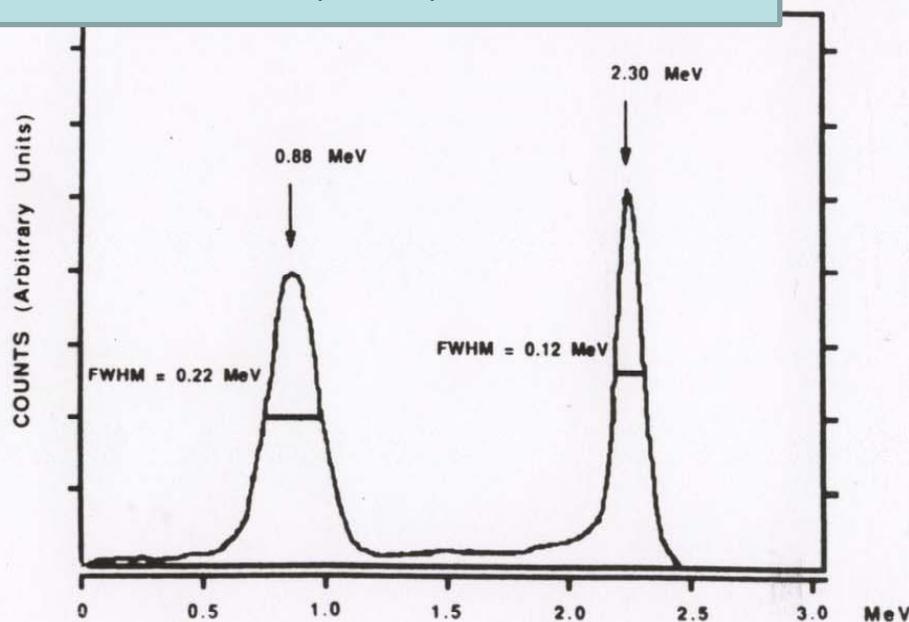
(Belli, Cherubini et al, NIM A256(1987)576-580)

Proton beam in air

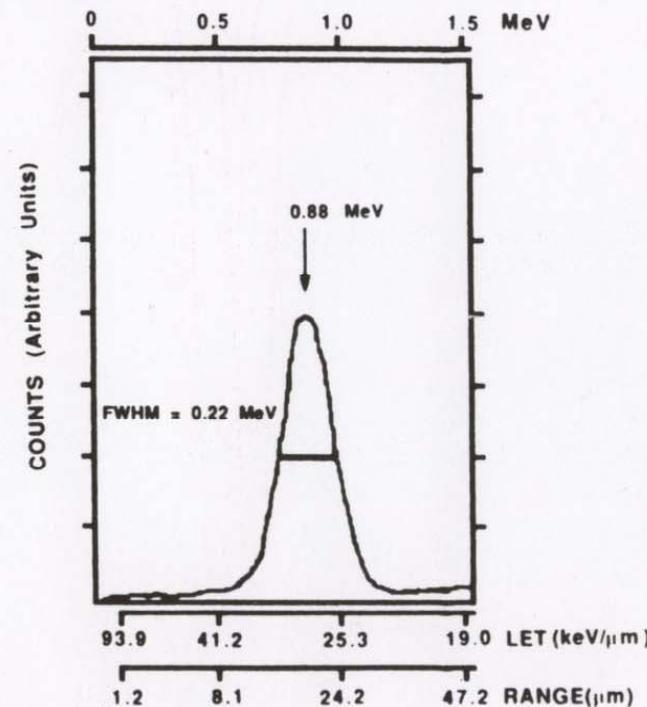
- Fascio monoenergetico
- Distribuzione omogenea/uniforme delle particelle su un'ampia superficie



Beam Profile for 3 MeV protons



(a)



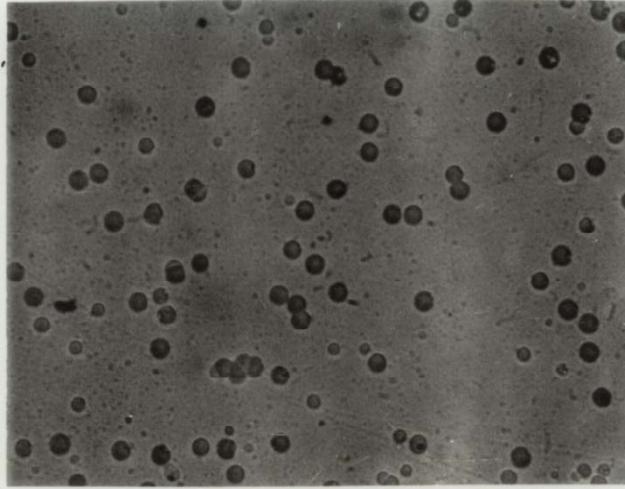
(b)

Figure 1. (a) Proton energy spectra in air before ($E=2.26$ MeV) and after ($E=0.88$ MeV) the $52 \mu\text{m}$ thick Petri dish mylar foil for a 3.0 MeV energy beam. (b) Proton spectrum in air after ($E=0.88$ MeV) the $52 \mu\text{m}$ thick Petri dish mylar foil for a 3.0 MeV energy beam versus energy, LET and range in muscle tissue.

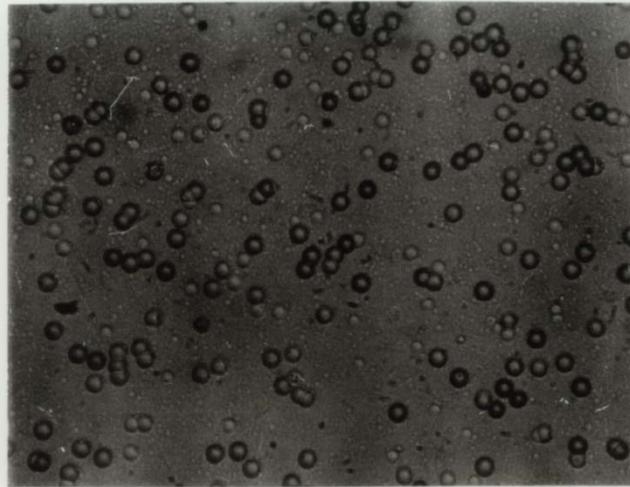
$$\text{Dose [Gy]} = F[\text{cm}^{-2}] \times \text{LET} [\text{keV}/\mu\text{m}] \times 1.6 \cdot 10^{-9}$$

(Belli, Cherubini et al, NIM A256(1987)576-580)

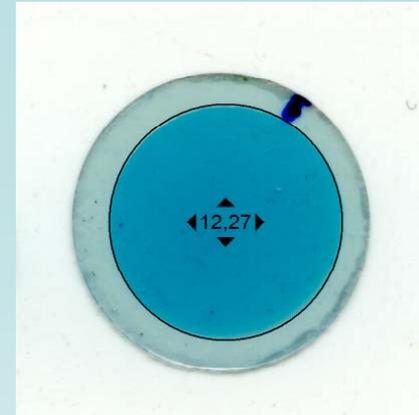
...Particle distribution...
Detector: CR39
Particles: Protons; 0.620 MeV
Radiobiology Facility at INFN-LNL VdG CN accelerator



1200 particles/cm²



1830 particles/cm²

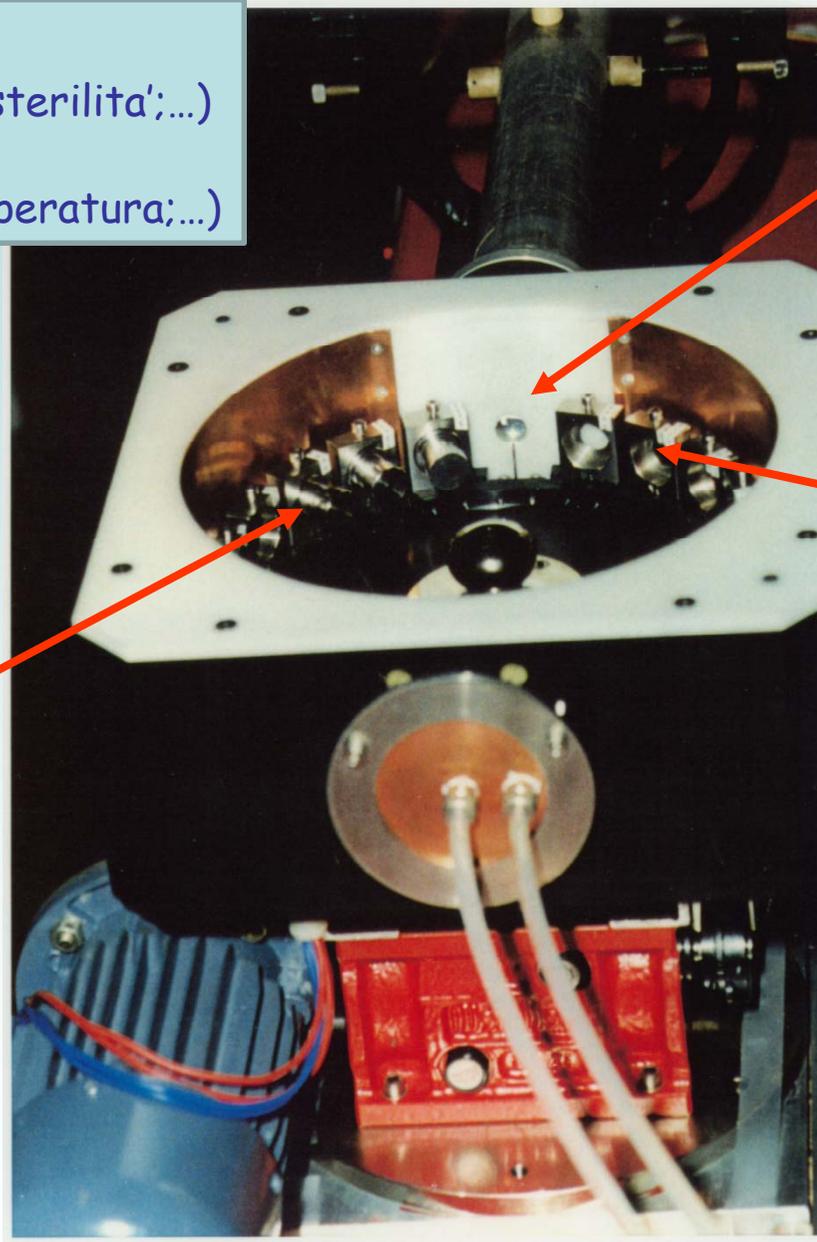


Film Gafchromico
Protons: 2.1 MeV;
D = 60 Gy

- Opportuni portacampioni (geometria del fascio; condizioni di sterilita';...)
- Sistemi di posizionamento (geometria del fascio; controllo temperatura;...)

Portacampioni multiplo
a controllo remoto,
con controllo della temperatura

Especially Designed
Sample Holder



Beam
Extraction Window

Sample
Housing

Testi di riferimento consigliati (*in ordine alfabetico*):

E.L. Alpen: *Radiation Biophysics*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1990.

J.E. Coggle: *Biological Effects of Radiation*. Taylor Francis Ltd, London, 1983.

o, in edizione italiana:

J.E. Coggle: *Effetti biologici delle radiazioni*. edizione a cura di L. Bussi, Edizioni Minerva Medica, 1991

E.J. Hall and A.J. Giaccia: *Radiobiology for the Radiologist*. Lippincott Williams and Wilkins, 6th ed., 2006.

ICRP Publication 60: *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, 1990

ICRP Publication 103: *Recommendations of the ICRP, 2007* (Feb. 2008)

ICRU Report 51: *Quantities and Units in Radiation Protection*, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1993

N. Tsoulfanidis: *Measurement and Detection of Radiation*, Hemisphere Publisher Comp., 1983