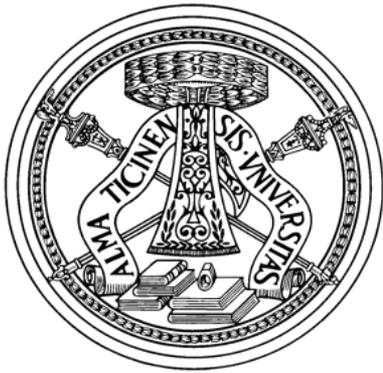


DIPARTIMENTO DI FISICA

STAGE 2017:

Interazione radiazione-materia



Stage 2017
Pavia 13 Giugno 2017



Paolo Vitulo, Paolo Montagna
Dipartimento di Fisica – Università di Pavia
INFN Sezione di Pavia
paolo.montagna@unipv.it, paolo.vitulo@unipv.it
<http://fisica.unipv.it/fisnucl/>

Particelle o radiazioni?

massa, carica, velocità, energia

Mai confondere

particelle cariche e neutre
 particelle con massa e senza massa

Interaz. coulombiana si o no
 En.cinetica o elettromagn.

massa	m	m	0	0
carica	e	0	e	0
tipo	Protone, Elettrone	Neutrone	nessuna	Fotone (luce, raggi X ...)
velocità	v (<<c)	v (<<c)	c	c
energia	Cinetica $T = \frac{1}{2}mv^2$	Cinetica $T = \frac{1}{2}mv^2$	Elettromagn $E = hv$	Elettromagn $E = hv$

Avvertenza: in Fisica Nucleare l'energia si misura sempre in **elettronVolt**:
 1 eV è l'energia acquisita da un elettrone quando viene accelerato
 tra due punti tra cui c'è una differenza di potenziale di 1 V. Cioè (da $L=qV$):
 $1 \text{ eV} = (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}) \cdot (1 \text{ V}) = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$



Radiazioni ionizzanti

Ogni radiazione, interagendo con la materia, **cede energia** alla struttura atomica/molecolare del materiale attraversato.

Se l'energia ceduta è sufficiente (**radiazioni ionizzanti: $E \geq 100 \text{ eV}$**), si verificano nel materiale effetti distruttivi (frammentazioni, rotture di legami, ionizzazione,...).

Radiazioni ionizzanti:

- **elettromagnetiche** ($m=0$, $E=h\nu$) → raggi X e γ
- **corpuscolari** ($m>0$, $E=\gamma mc^2$) → particelle α , β^\pm , p, n,...

Particelle cariche: α , β^\pm , p

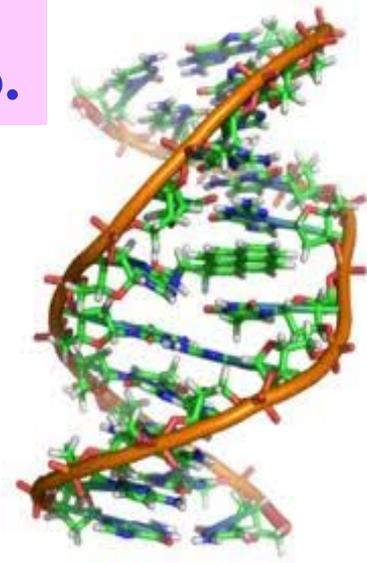
→ **ionizzazione diretta** degli atomi del mezzo materiale

Particelle neutre: n, γ

→ **ionizzazione indiretta** tramite produzione di particelle cariche secondarie

L'assorbimento delle radiazioni nella materia

è un processo molto vario e complesso. I parametri importanti sono:
tipo e energia della radiazione incidente, natura del materiale.

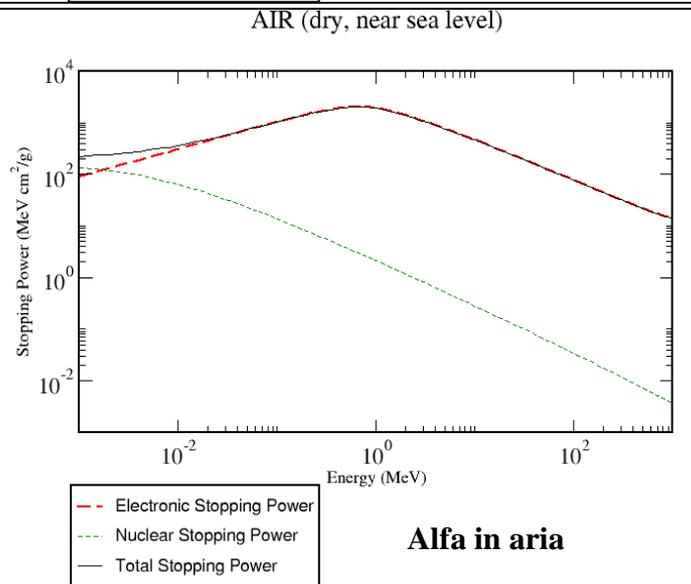
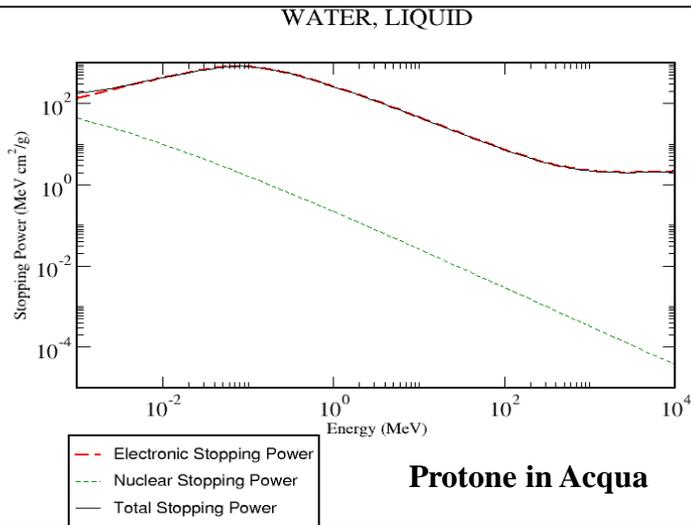


Interazione radiazione-materia: La perdita di Energia (Stopping Power)

Le particelle cariche (e^\pm , p , α , ...) interagiscono principalmente a causa delle **interazioni coulombiane** con gli elettroni atomici della materia, cedendo **continuamente parte** della loro energia cinetica e provocando la **ionizzazione o eccitazione** degli atomi del mezzo materiale attraversato.

Il processo di perdita di energia cinetica da parte di una particella carica nell'interazione coulombiana con gli atomi del mezzo avviene essenzialmente a favore degli elettroni del mezzo stesso

Esempi di andamenti della perdita di energia (in $\text{MeV cm}^2/\text{g}$) di particelle cariche in funzione della loro energia (in MeV). Come si vede, almeno ad alte energie, tutta la perdita di energia avviene a favore degli elettroni del mezzo (curva rossa). Solo a basse energie la cessione di energia al nucleo (curva verde) diventa importante



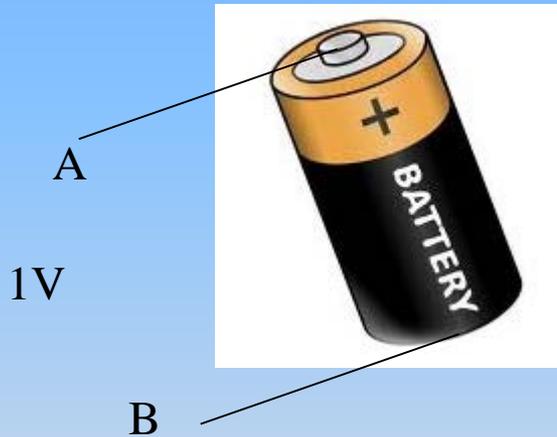
$$\frac{\Delta E_{\text{elettroni}}}{\Delta E_{\text{nuclei}}} = \frac{M_{\text{nucleo}}}{Zm_e} \approx \frac{AM_{\text{protone}}}{Zm_e} \approx 4000$$

$$S = \Delta E / \Delta x \quad [\text{MeV}/\text{cm}]$$

$$S = \Delta E / \rho \Delta x \quad [\text{MeV cm}^2/\text{g}]$$

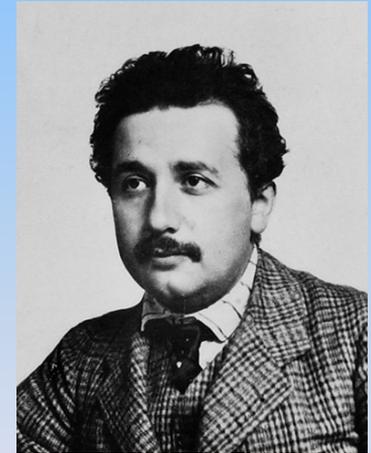
Partiamo dall'energia....In fisica Nucleare (e SubNucleare) si usa sempre l' "elettronVolt" o eV che corrisponde all'energia acquisita da un elettrone quando viene accelerato tra due punti A e B tra i quali esiste una differenza di potenziale di 1 V. E' tanto ? E' poco ?

$$1 eV = 1.6 \times 10^{-19} J$$



$$1 eV = 1.6 \times 10^{-19} CV = 1.6 \times 10^{-19} J$$

La formula di Einstein per l'energia a riposo ci permette di legare massa ed energia.....



$$E = mc^2$$

$$m = \frac{E}{c^2} \Rightarrow (c = 1) \rightarrow [m] = [E]$$

D: Insomma questi elettron-Volt sono tanti o pochi ???

*Per sollevare la penna caduta dal tavolo ci vogliono circa $50 \times 10^{-3} \text{ J}$,
cioè circa $50 \times 10^{-3} \text{ J} / 1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV} = 3.125 \times 10^{17} \text{ eV} !!!$*

R: l'energia di 1 eV è ben poca cosa !!!

*Uhm....ma allora anche l'energia di UN protone del collisionatore LHC
del CERN di Ginevra è poca cosa....*

$$\begin{aligned} 7 \text{ TeV} &= 7 \times 10^{12} \text{ eV} = 7 \times 10^{12} \text{ eV} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV} \\ &= 11.2 \times 10^{-7} \text{ J} \end{aligned}$$

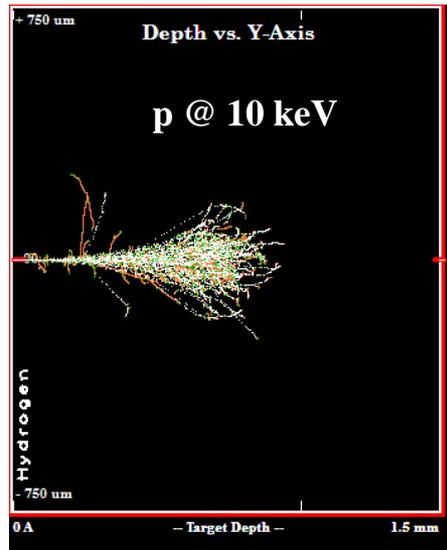
(è come sollevare la penna di prima di circa $23 \mu\text{m}$...)

Il problema è che questi oggetti piccoli sono tantissimi !

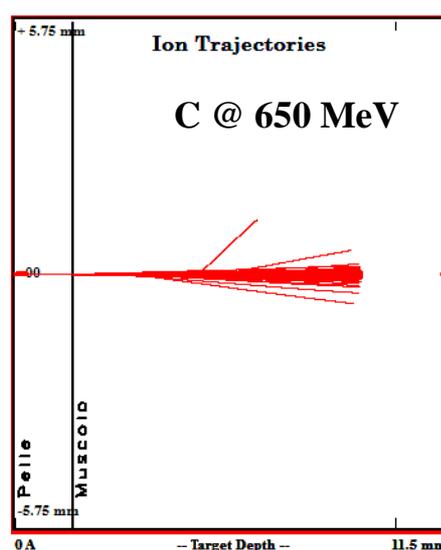
*Nel caso di LHC in ogni fascio ci sono 10^{11} protoni/pacchetto \times 2800
pacchetti \times $11.2 \times 10^{-7} \text{ J/protone} = 313.6 \times 10^6 \text{ J} = 313.6 \text{ MJ} !!$ (cioè
solleviamo la penna famosa di prima di 6.3 Milioni di km)*

Interazione radiazione-materia: Distanza Caratteristica (Range)

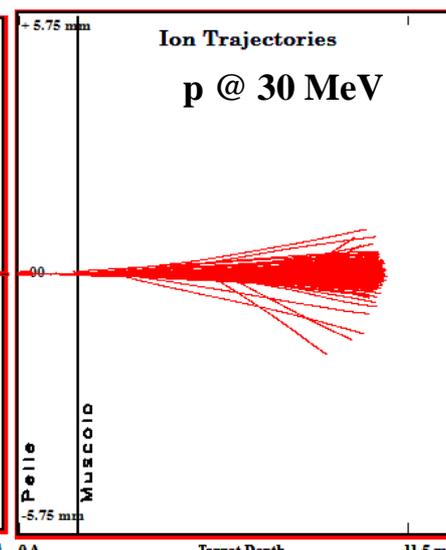
Un fascio di particelle cariche di data energia penetra nella materia fino a una distanza caratteristica (range), dipendente dal tipo e dall'energia delle particelle incidenti e dal tipo di materiale attraversato.



Protone in gas idrogeno



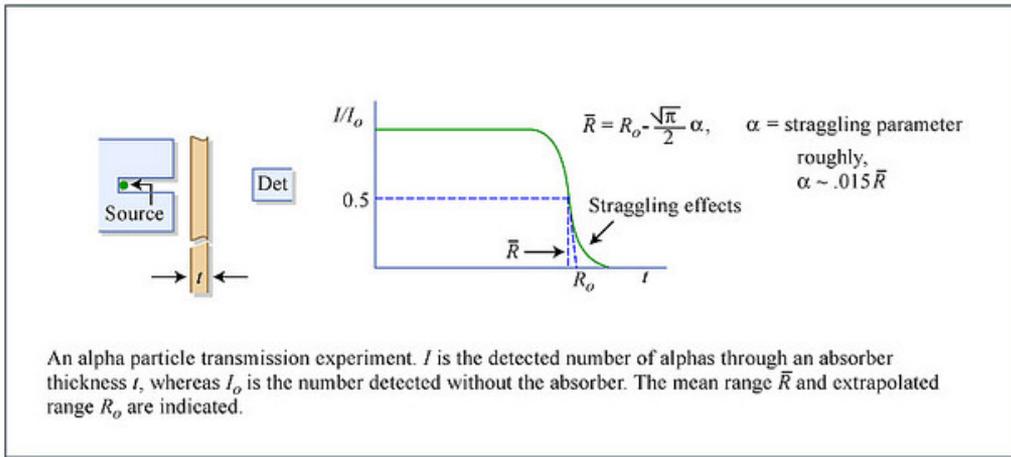
Carbonio in pelle e muscolo



Protone in pelle e muscolo



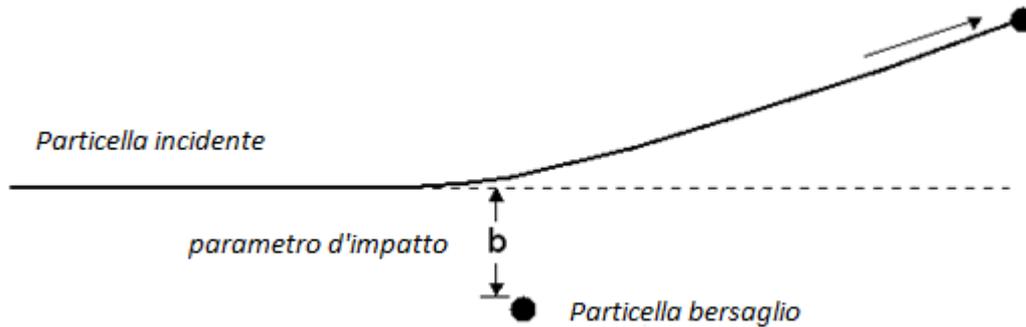
Alfa in aria



Definizione sperimentale del range medio associato ad un determinato fascio di particelle

Intermezzo con formule: Esercizio

Quanto vale l'energia trasferita ad un elettrone bersaglio da parte di una particella carica ?



Modificato da www.physics.rutgers.edu/~zrwan/physics/

Formula mnemonica per l'energia trasferita ad un elettrone bersaglio da parte di una particella carica di massa M e carica z

$$\frac{E}{m_e c^2} = \left(\frac{r_0}{b}\right)^2 \times \left(\frac{M c^2}{T}\right) \times z^2$$

Es: Qual è il valore del parametro di impatto b se 1 protone da 1 MeV trasferisce 1 eV ad un elettrone bersaglio appartenente ad un atomo ?

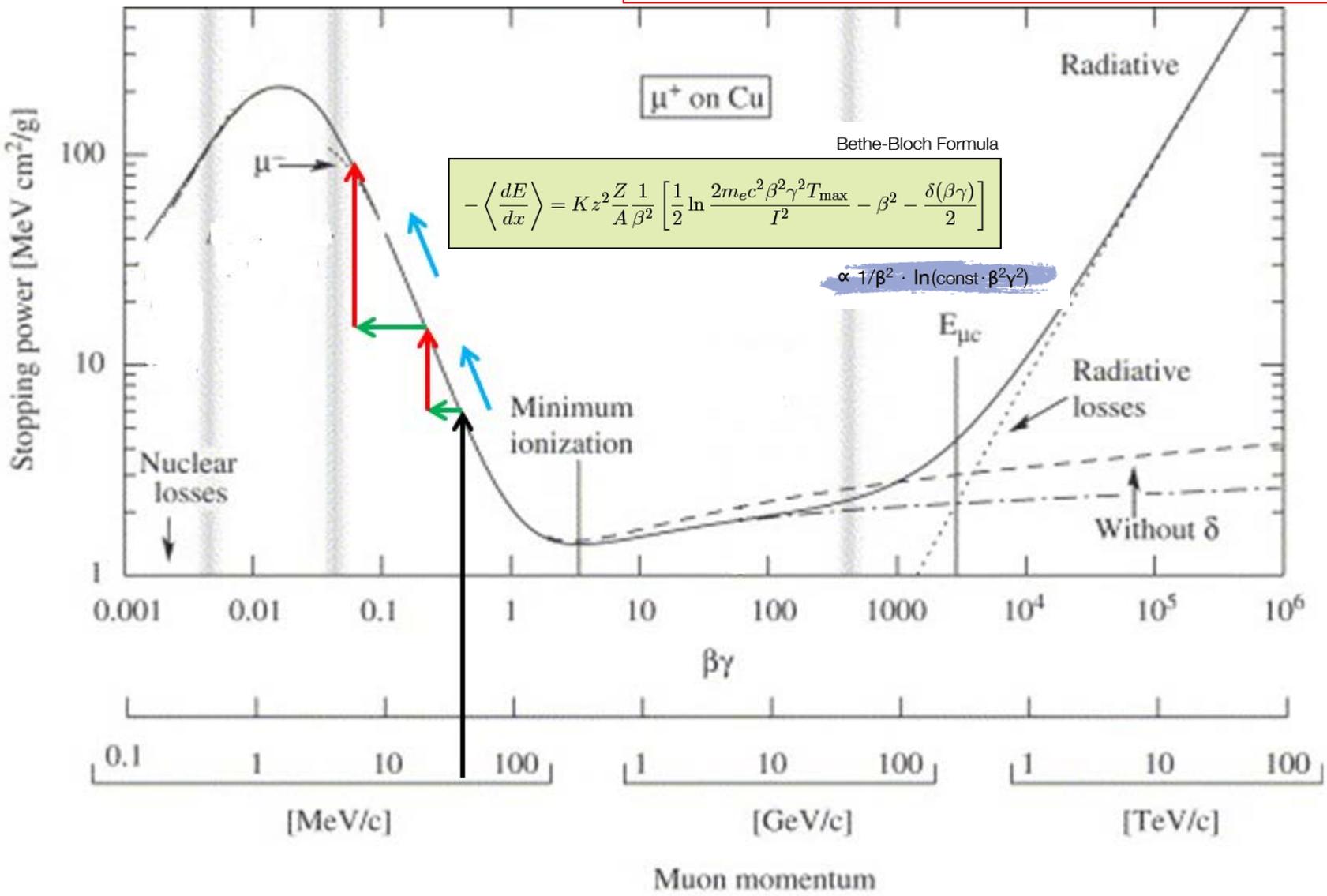
$$b = r_0 \left[\left(\frac{511 \times 10^3}{1} \right) \times \left(\frac{938}{1} \right) \right]^{1/2} = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm } 2.2 \times 10^4 \\ = 6.9 \times 10^{-9} \text{ cm } \sim \text{Bohr diam}$$

L'energia cinetica trasferita ad un elettrone (in termini della sua energia a riposo) è:

- 1) Inversamente proporzionale al quadrato del parametro d'impatto (in termini del raggio classico dell'elettrone)
- 2) Inversamente proporzionale all'energia cinetica della particella proiettile (in termini della sua energia a riposo)
- 3) Proporzionale al quadrato della carica della particella proiettile

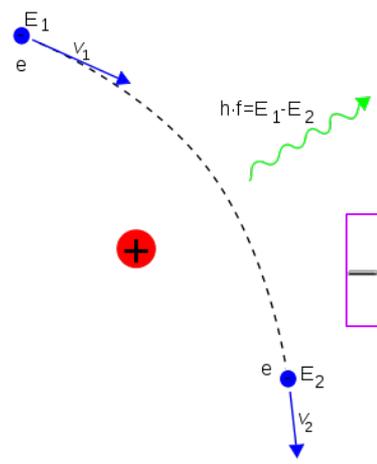
Interazione radiazione-materia

Una particella carica di una determinata energia (impulso) iniziale che - attraversando un mezzo - interagisce con gli elettroni del mezzo stesso, percorre la curva rappresentata verso ascisse minori perché ad ogni interazione rallenta. A seconda del punto raggiunto all'interno del materiale la quantità di energia persa può essere differente (massimi e minimi della curva)

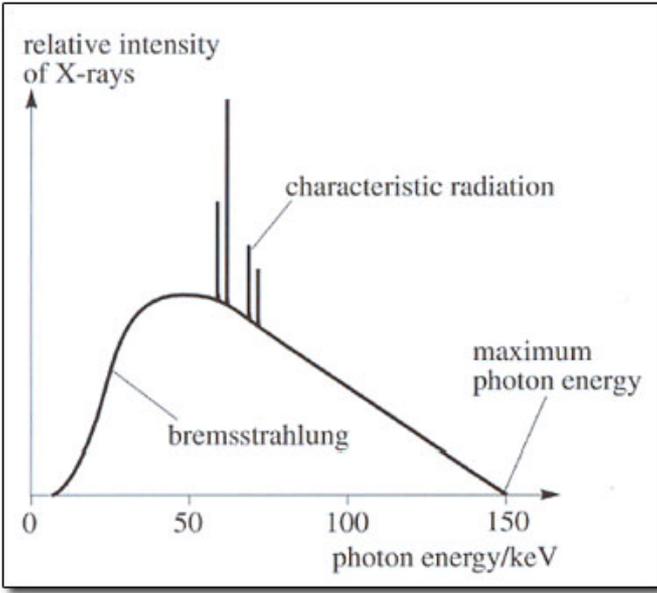
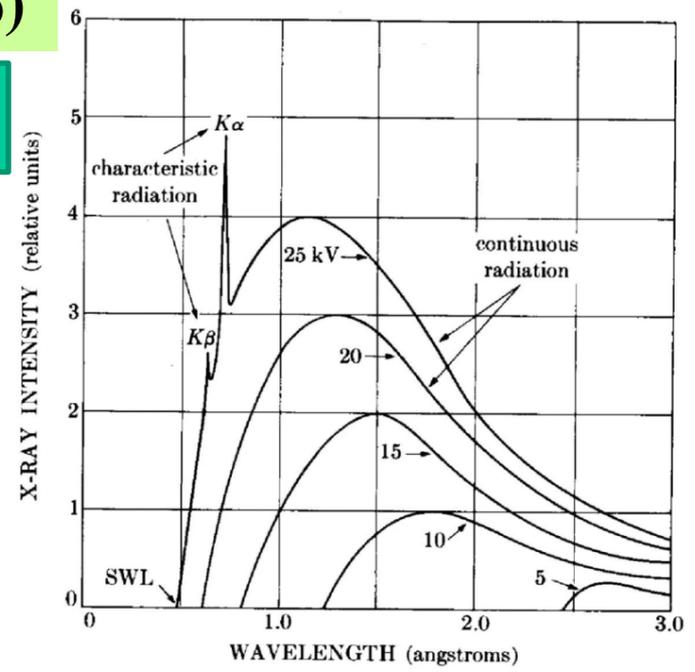


Bremsstrahlung (radiazione di frenamento)

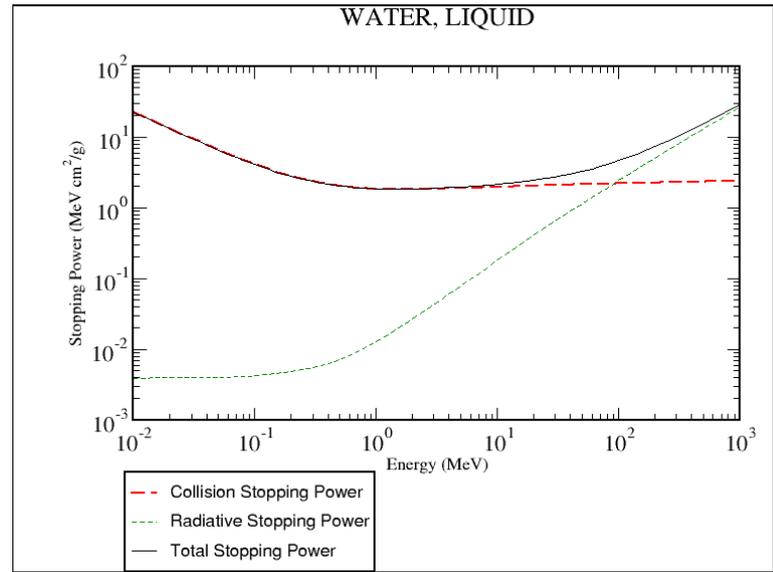
Radiazione emessa da particelle cariche quando subiscono un'accelerazione (o una decelerazione).



$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \approx \frac{4N_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4} E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

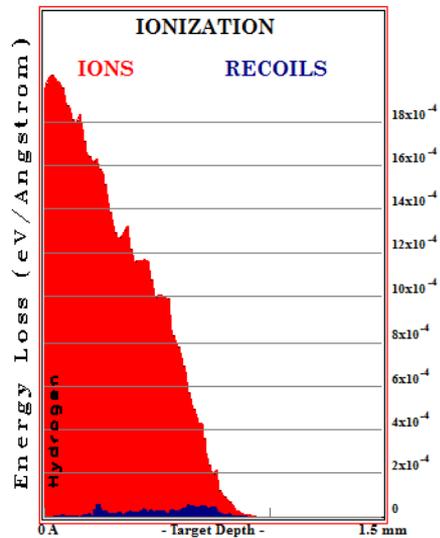


Elettrone in acqua



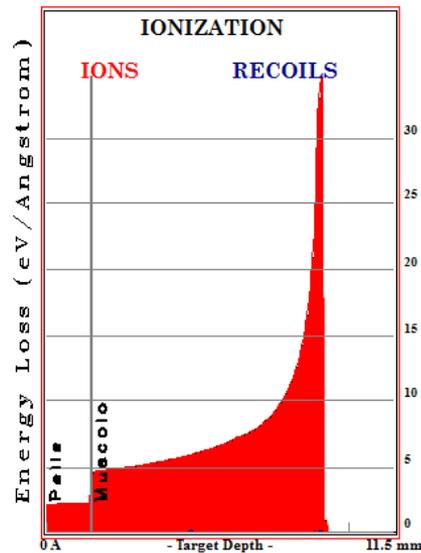
Interazione radiazione-materia (Energy loss vs profondità di interazione)

Una particella carica di una determinata energia (impulso) iniziale che - attraversando un mezzo - interagisce con gli elettroni del mezzo stesso, percorre la curva (dello stopping power vs impulso) verso ascisse (energie) minori perché ad ogni interazione rallenta. A seconda del punto raggiunto all'interno del materiale la quantità di energia persa può essere differente (massimi e minimi della curva precedente). Il risultato è rappresentato da grafici del tipo *Energia persa vs profondità di interazione*.



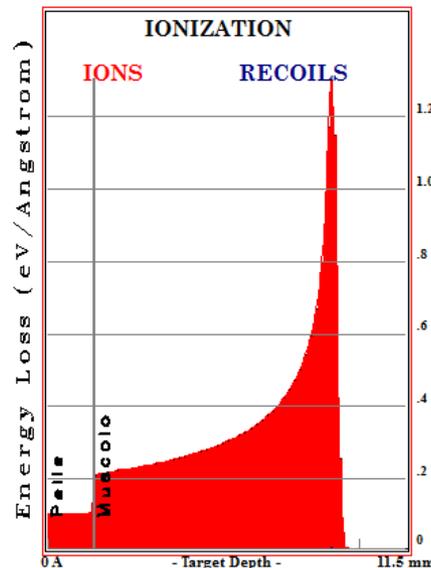
Profondità

Protone @ 10keV in
gas idrogeno



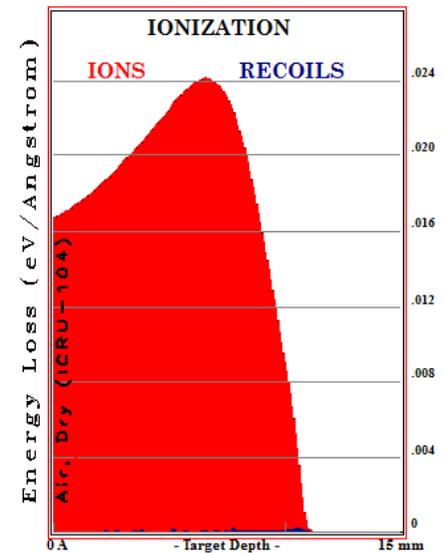
Profondità

Carbonio @ 650 MeV
in pelle e muscolo



Profondità

Protone @ 30 MeV in
pelle e muscolo



Profondità

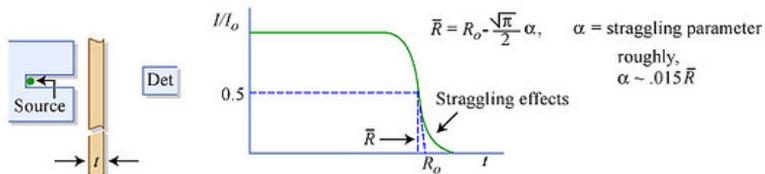
Alfa @ 2 MeV in aria

Interazione radiazione-materia

Le particelle neutre (n, γ) invece non “sentono” la forza di Coulomb, e interagiscono mediante una o più **collisioni** elastiche o anelastiche con nuclei o elettroni atomici con conseguente possibile assorbimento.

Un fascio di particelle neutre di data energia quindi viene gradualmente assorbito dalla materia, con una **probabilità** che dipende dal tipo e dall'energia delle particelle incidenti e dal tipo di materiale attraversato, e pertanto penetra nella materia fino a una **distanza teoricamente infinita**.

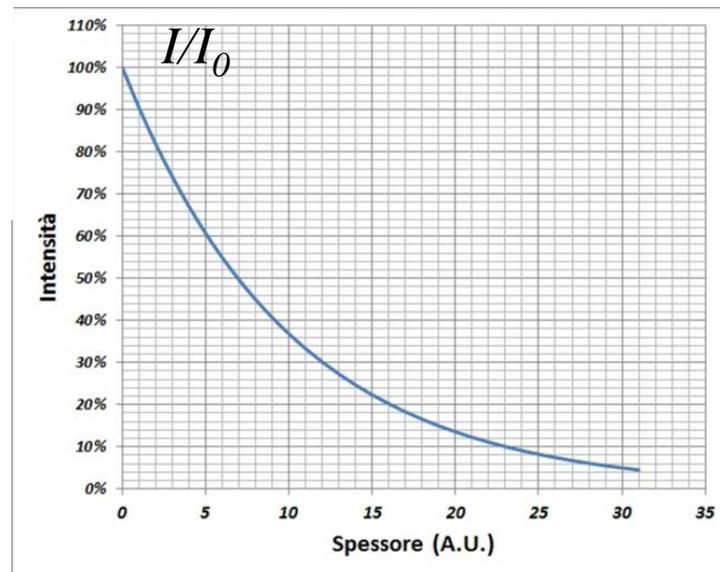
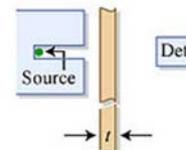
Particelle cariche



An alpha particle transmission experiment. I is the detected number of alphas through an absorber thickness t , whereas I_0 is the number detected without the absorber. The mean range \bar{R} and extrapolated range R_0 are indicated.

Figure by MIT OpenCourseWare. From Knoll.

Particelle neutre



Interazione neutroni-materia

Nella diffusione elastica il neutrone “colpisce” un nucleo, il neutrone riappare e il nucleo viene lasciato nel suo stato fondamentale (non eccitato).

Il processo di diffusione inelastica è sostanzialmente identico al primo, solo che il nucleo è lasciato in uno stato eccitato. Questo può diseccitarsi emettendo radiazione gamma.

Nella cattura radiativa il neutrone viene catturato dal nucleo e uno o più raggi gamma sono emessi. Poiché il neutrone originario è assorbito questo processo rappresenta un modo per attenuare i neutroni nella materia.

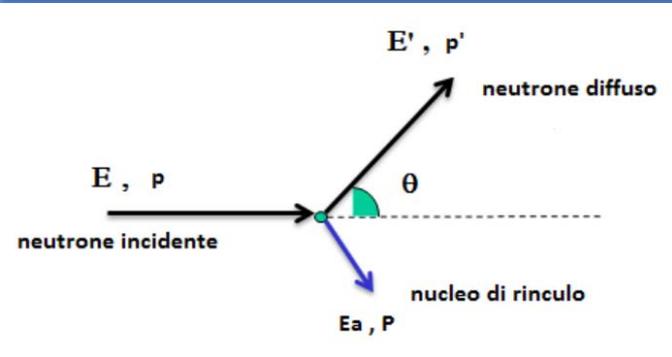
Nelle razioni di produzione di particelle cariche o neutroni il risultato della cattura neutronica porta invece alla emissione di particelle cariche o di altri neutroni.

Nella fissione i neutroni che interagiscono con particolari nuclei possono scindere (fissionare) il nucleo stesso in due nuclei residui con emissione di neutroni ed energia.

Ad ognuno dei processi appena descritti è associata una sezione d'urto cioè un numero che risulta proporzionale alla probabilità di accadimento della reazione

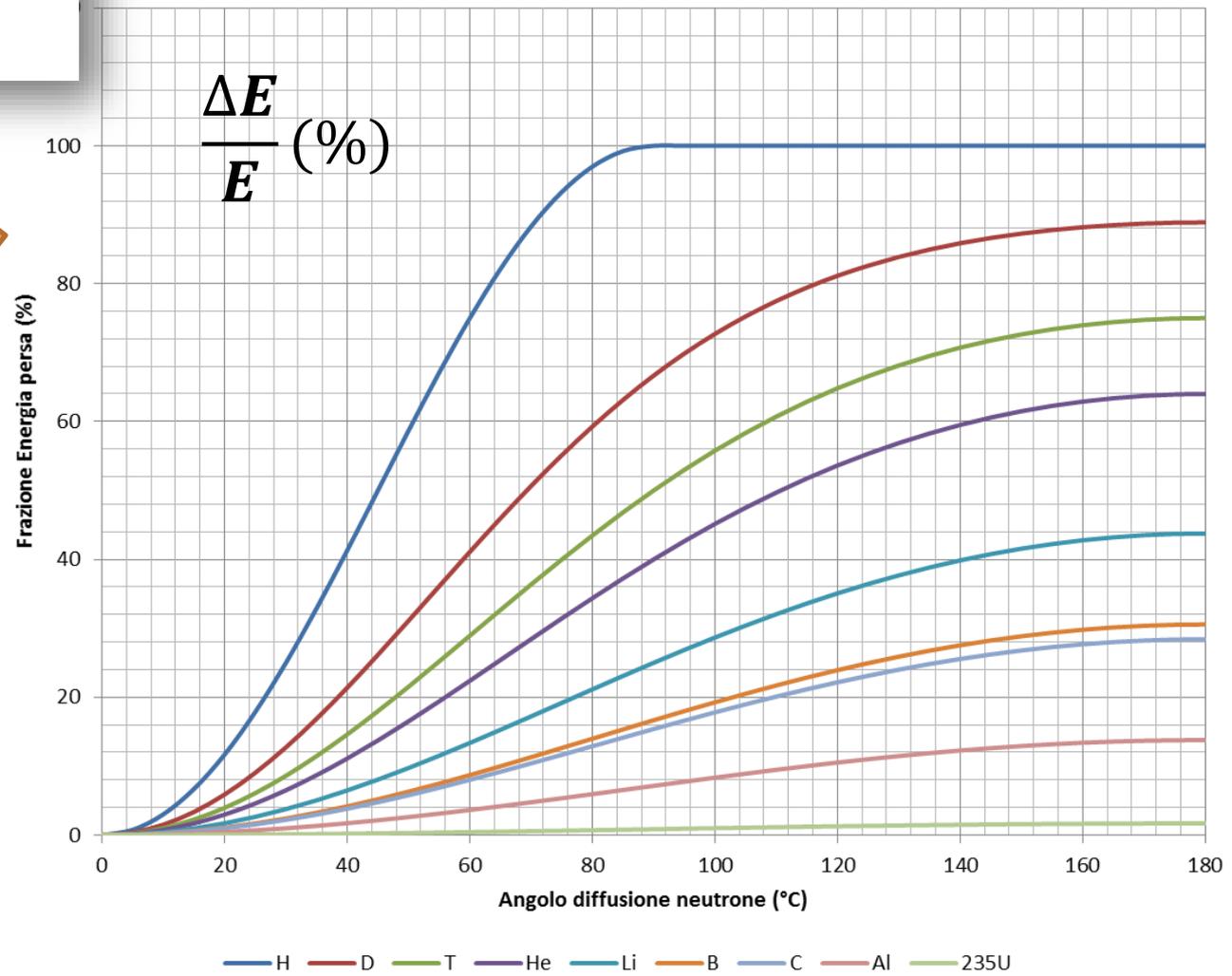
La somma di tutte le sezioni d'urto, cioè la sezione d'urto totale, è proporzionale quindi alla probabilità che qualunque di queste interazioni accada quando un neutrone interagisce con un nucleo

Perdita di energia da parte di neutroni in collisioni elastiche



$$E' = \frac{E}{(A + 1)^2} \left[\cos\theta + \sqrt{A^2 - \sin^2\theta} \right]^2$$

Frazione energia persa in funzione dell'angolo di diffusione per diversi materiali



Interazione fotoni-materia

I fotoni possono interagire nella materia in modi diversi a seconda dell' **energia** e del **tipo di materiale** attraversato.

❑ *Effetto fotoelettrico*

(bassa energia < 500 keV, alto Z)

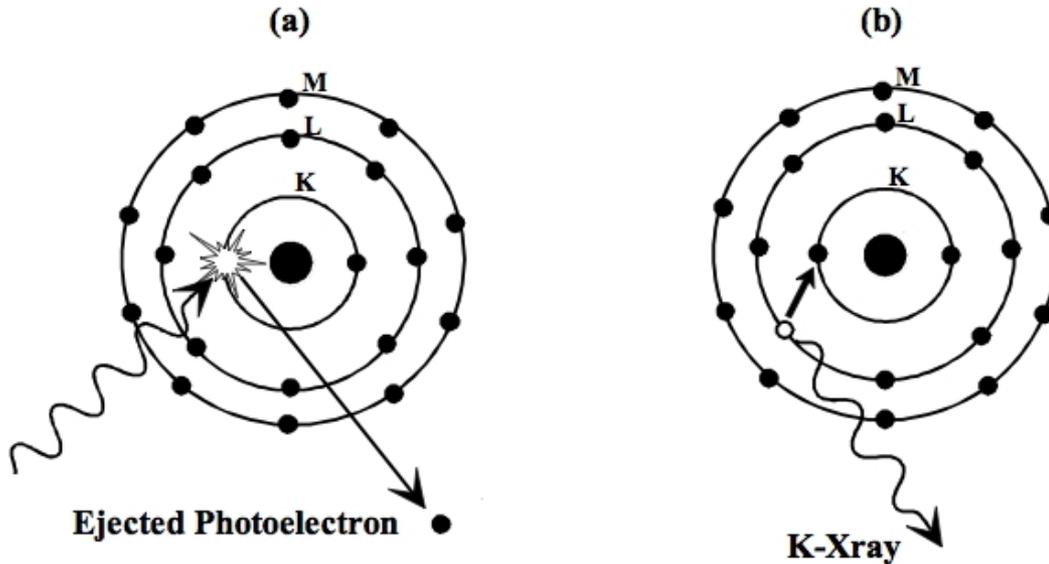
❑ *Effetto Compton*

(media energia : 500 keV \div 1 MeV)

❑ *Produzione di coppie*

(alta energia: > 1 MeV)

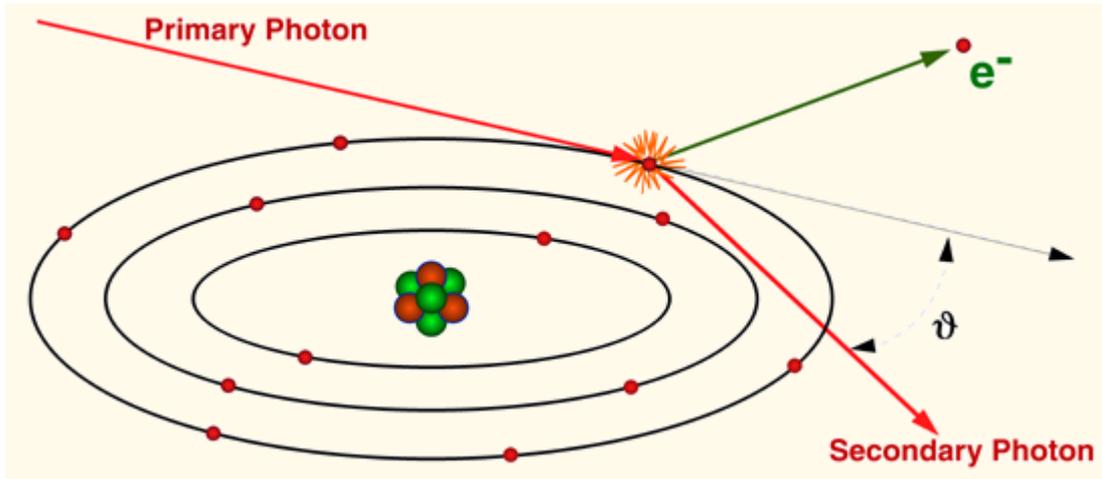
Fotoni: effetto fotoelettrico



$$E_K = h\nu - W$$

- Un fotone di bassa energia interagisce con un atomo intero: come esito di questa interazione un elettrone orbitale viene espulso (a) mentre il fotone viene totalmente assorbito;
- L'elettrone espulso possiede una energia uguale all'energia del fotone meno l'energia di legame dell'elettrone all'atomo.
- In genere vengono espulsi gli elettroni degli orbitali più interni
- Gli elettroni degli orbitali superiori si riassettano attraverso transizioni verso gli orbitali liberati. In seguito a queste transizioni vengono emessi raggi X (b)

Fotoni: effetto Compton



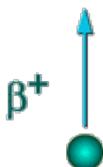
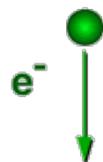
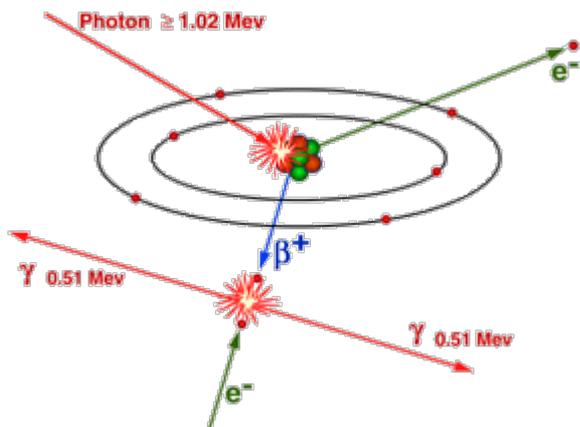
$$\Delta\lambda = \lambda_{sec} - \lambda_{inc} = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\vartheta)$$

oppure

$$E_{sec} = \frac{E_{inc}}{1 + \frac{E_{inc}}{m_e c^2} (1 - \cos\vartheta)}$$

- Consiste nella diffusione elastica di un fotone con un elettrone debolmente legato (esempio gli elettroni degli orbitali atomici più esterni)
- Dalla collisione emerge:
 - il fotone con energia inferiore e «traiettoria» diversa da quella originale
 - un elettrone con energia pari all'energia persa dal fotone incidente

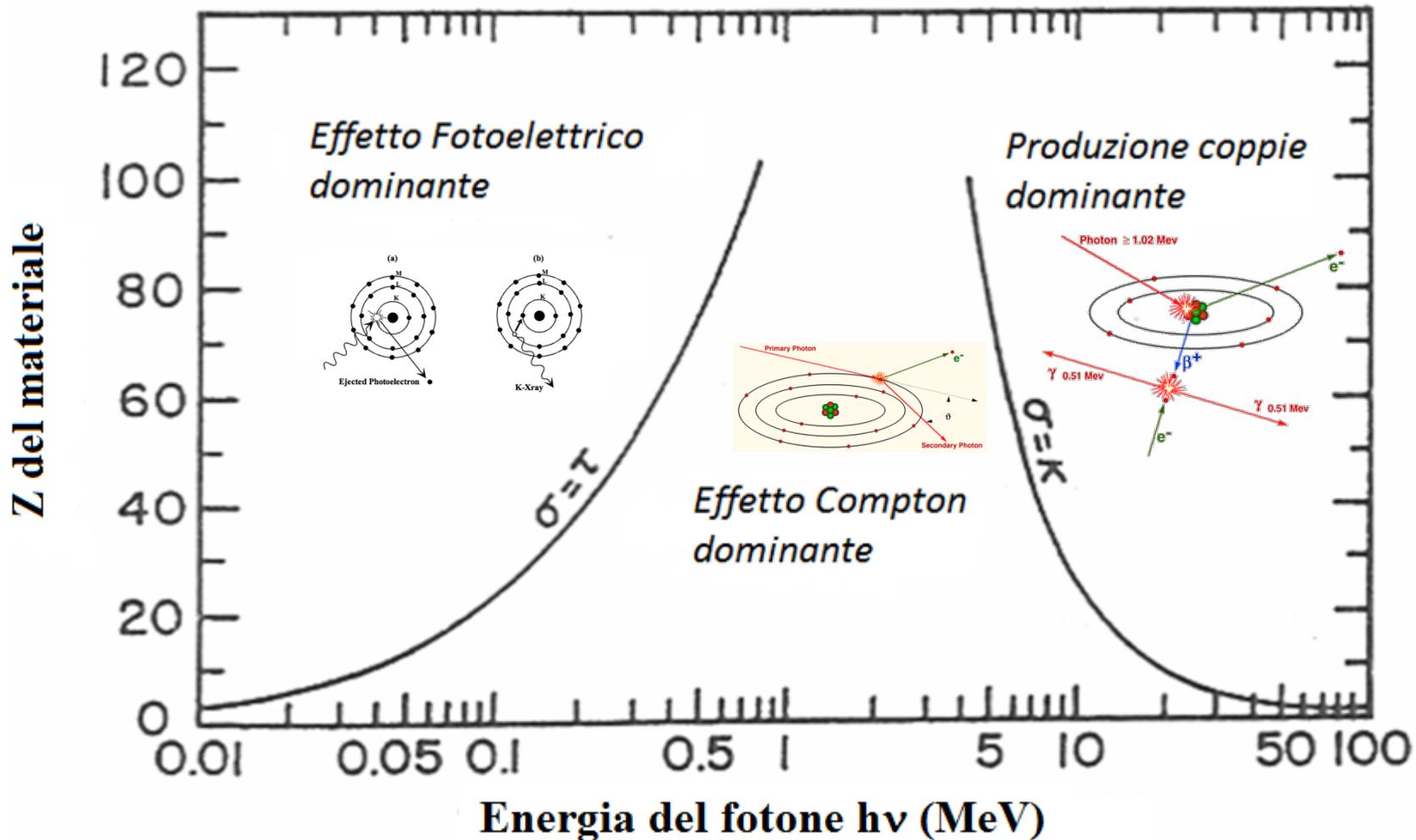
Fotoni: produzione di coppie



- Si verifica nelle vicinanze del nucleo a seguito della interazione tra fotone e il campo elettrico nucleare
- Viene creata una coppia elettrone-positrone
- Effetto a soglia, pertanto si verifica solo per fotoni con energie superiori a 1.022 MeV (cioè pari al doppio della massa elettronica)

- Dalla interazione emerge:
 - un elettrone
 - un positrone (elettrone positivo) che successivamente annichila in presenza di un elettrone del mezzo creando una coppia di fotoni ognuno di energia 511 keV

Importanza relativa dei processi di interazione dei fotoni nella materia (in funzione di Z del mezzo e Energia incidente)

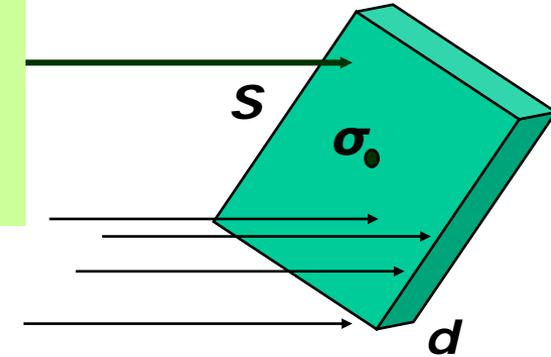


Sezione d'urto e coefficiente di assorbimento

Supponiamo di avere un nucleo/atomo bersaglio in uno strato di materiale di area S , spessore d , numero di massa A e densità ρ . Sia l'area del bersaglio σ e ipotizziamo di colpire il bersaglio con un proiettile in modo casuale su tutta l'area S .

Q1: Qual è la probabilità di interazione ?

Q2: Qual è il numero totale di interazioni ?



Probabilità di interazione (particella incidente e per bersaglio):

$$P = \sigma/S$$

Numero totale di interazioni:

(Numero part. Incidenti) x [prob.interaz./(part.incidente e per bersaglio)] x numero di bersagli

N. bersagli/cm³:

$$N_b = \rho \cdot (N_A/A), \text{ con } N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$(\text{es. } ^{238}\text{U: } N_b = (19.05 \text{ g/cm}^3) \cdot (6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}) / (238 \text{ g/mol}) = 4.82 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3})$$

N. bersagli totali:

$$N_V = N_b \cdot (S \cdot d)$$

Numero totale di interazioni:

σ = sezione d'urto (1 barn = 10^{-24} cm^2)

μ = coefficiente di assorbimento

$$N_{int} = N \cdot P \cdot N_V = N \cdot (\sigma/S) \cdot [\rho \cdot (N_A/A)] \cdot (S \cdot d) = N \cdot \sigma \cdot \rho \cdot (N_A/A) \cdot d = N \cdot \mu \cdot d$$

Un esempio numerico

Se siamo interessati al numero di interazioni nell'unità di tempo possiamo scrivere:

$R_i = R_p \times \sigma \times \left(\rho \frac{N_A}{A} \times d\right)$, avendo indicato con R_i, R_p rispettivamente il rateo di interazioni ed il rateo di particelle incidenti.

In fisica delle alte energie il valore $R_p \times \left(\rho \frac{N_A}{A} \times d\right)$, che ha dimensioni $[cm^{-2} s^{-1}]$

viene chiamato Luminosità (del fascio) e si può scrivere $R_i = \sigma \times L$.

Esempio:

al Large Hadron Collider (LHC), in collisioni p-p a 14 TeV, la luminosità di progetto è $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$; la sezione d'urto per collisioni protone-protone risulta, alle energie di 14 TeV (nel centro di massa), $\sigma = 100$ mbarn. Calcoliamo il rateo di interazioni aspettato in ogni collisione.

$$R_i = \sigma \times L = 100 \times 10^{-27} cm^2 \times 10^{34} cm^{-2} s^{-1} = 10^9 s^{-1} = 1 GHz !!$$

Perché l'assorbimento di fotoni nella materia è esponenziale?

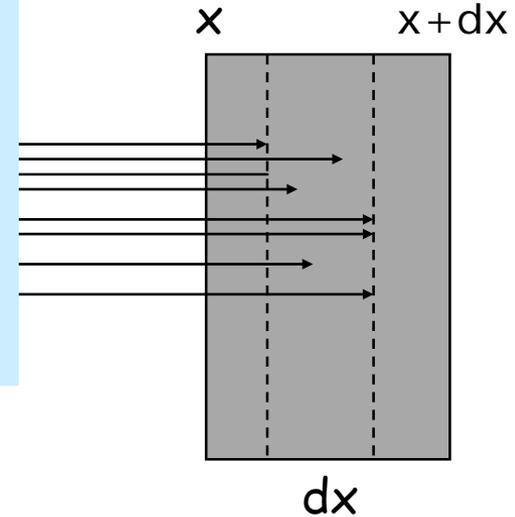
Se dopo uno spessore x ci sono $N(x)$ fotoni, dopo uno spessore $(x+dx)$ ne sopravvivono $N(x+dx)$, cioè **tutti tranne** quelli che hanno interagito nel tratto dx , che sono $dN = N \cdot \mu \cdot dx$

Quindi:

$$N(x) - N(x+dx) = -[N(x+dx) - N(x)] = N(x) \cdot \mu \cdot dx$$

$$\rightarrow dN(x) = -\mu N(x) dx$$

da cui:



$$\frac{dN}{dx} = -\mu \cdot N(x)$$

$$\Rightarrow \int \frac{dN(x)}{N(x)} = -\int \mu \cdot dx$$

$$\Rightarrow \ln \frac{N(x)}{N(0)} = -\mu x$$

$$\Rightarrow N(x) = N(0) e^{-\mu x}$$

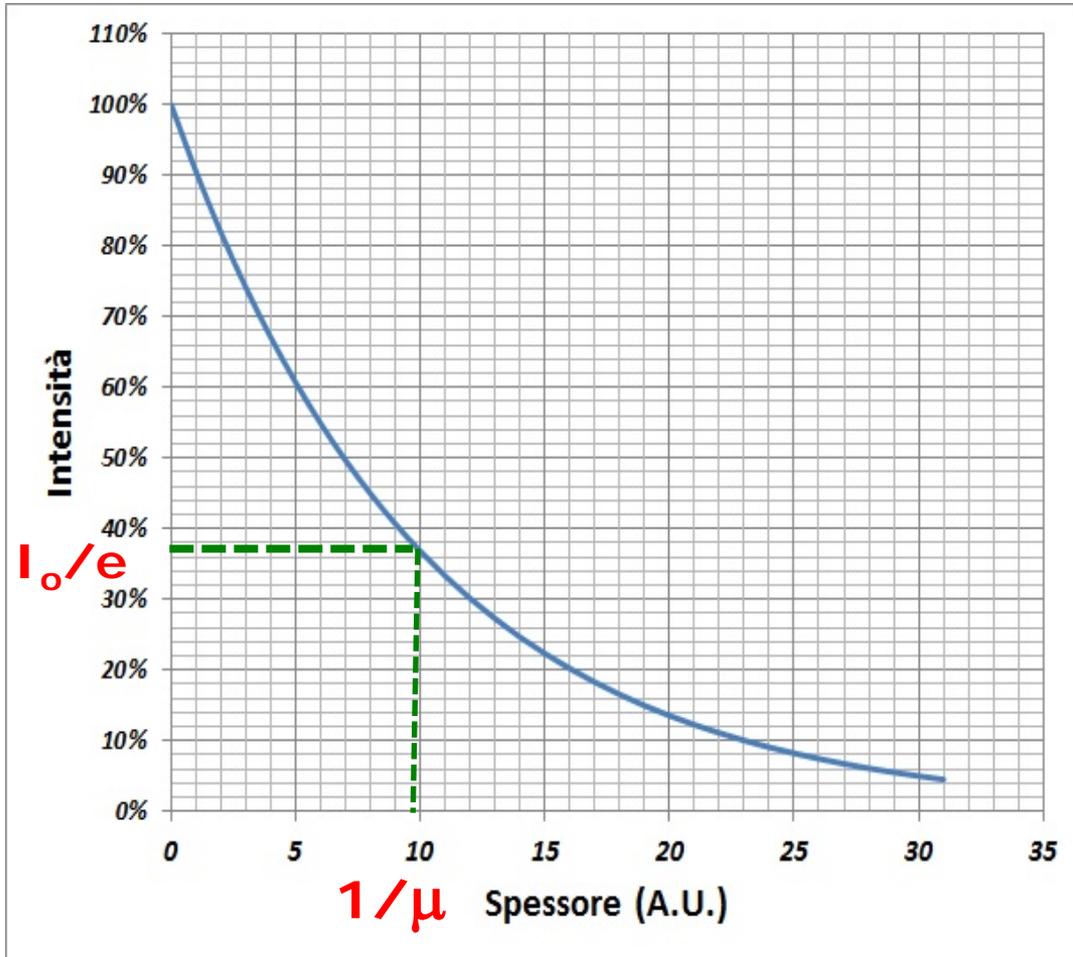
Le legge della Birra....
Beer-Lambert Law

Il numero di fotoni
ancora presenti nel fascio
alla profondità x è:

$$N(x) = N(0) e^{-\mu x}$$

Legge esponenziale dell'assorbimento

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$



μ = coefficiente di attenuazione lineare del materiale (cm^{-1})

$1/\mu$ = spessore dopo il quale il fascio si riduce a $I_0/e = 37\% I_0$ (cioè lo spessore medio)

Dipende dal materiale e dall'energia del fascio

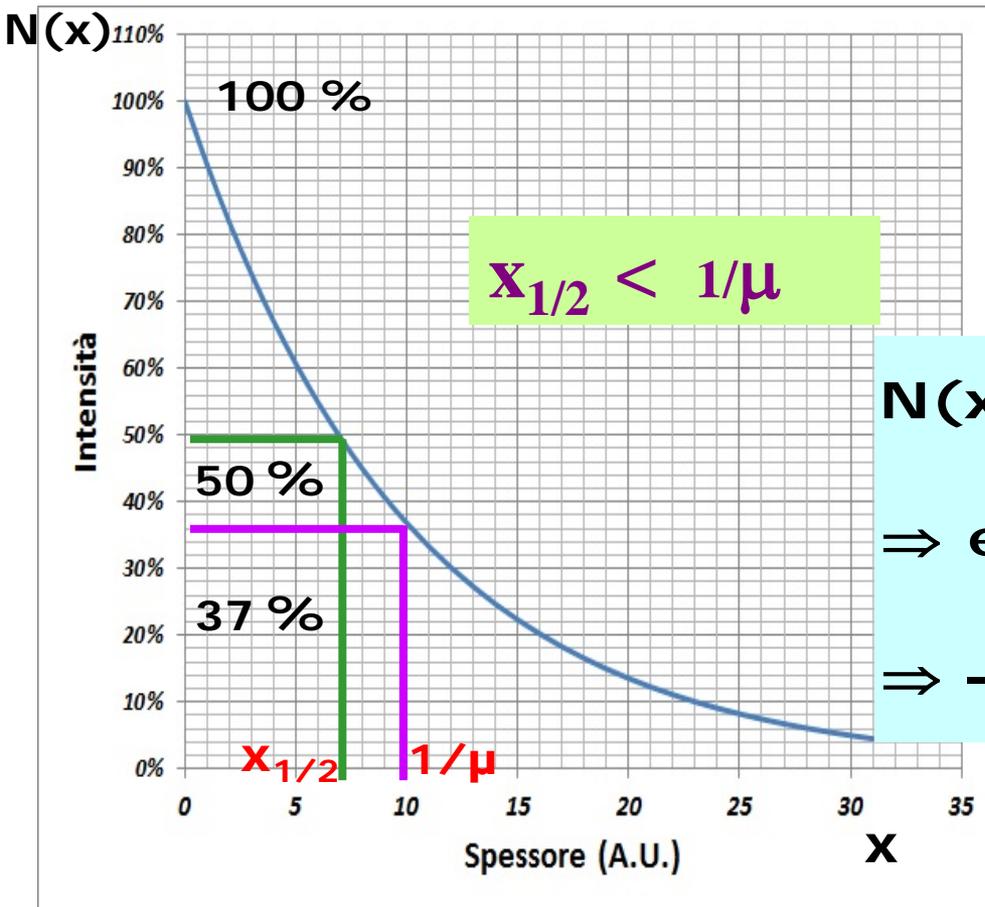
μ/ρ = coefficiente di attenuazione di massa del materiale (cm^2/g)

Dipende quasi soltanto dall'energia del fascio (entro un certo range di energie)

Spessore di dimezzamento

$1/\mu$ = spessore dopo il quale rimane il **37 %** dell'intensità del fascio (=1/e)

Spessore di dimezzamento $x_{1/2}$ = spessore dopo il quale rimane il **50 %** dell'intensità del fascio

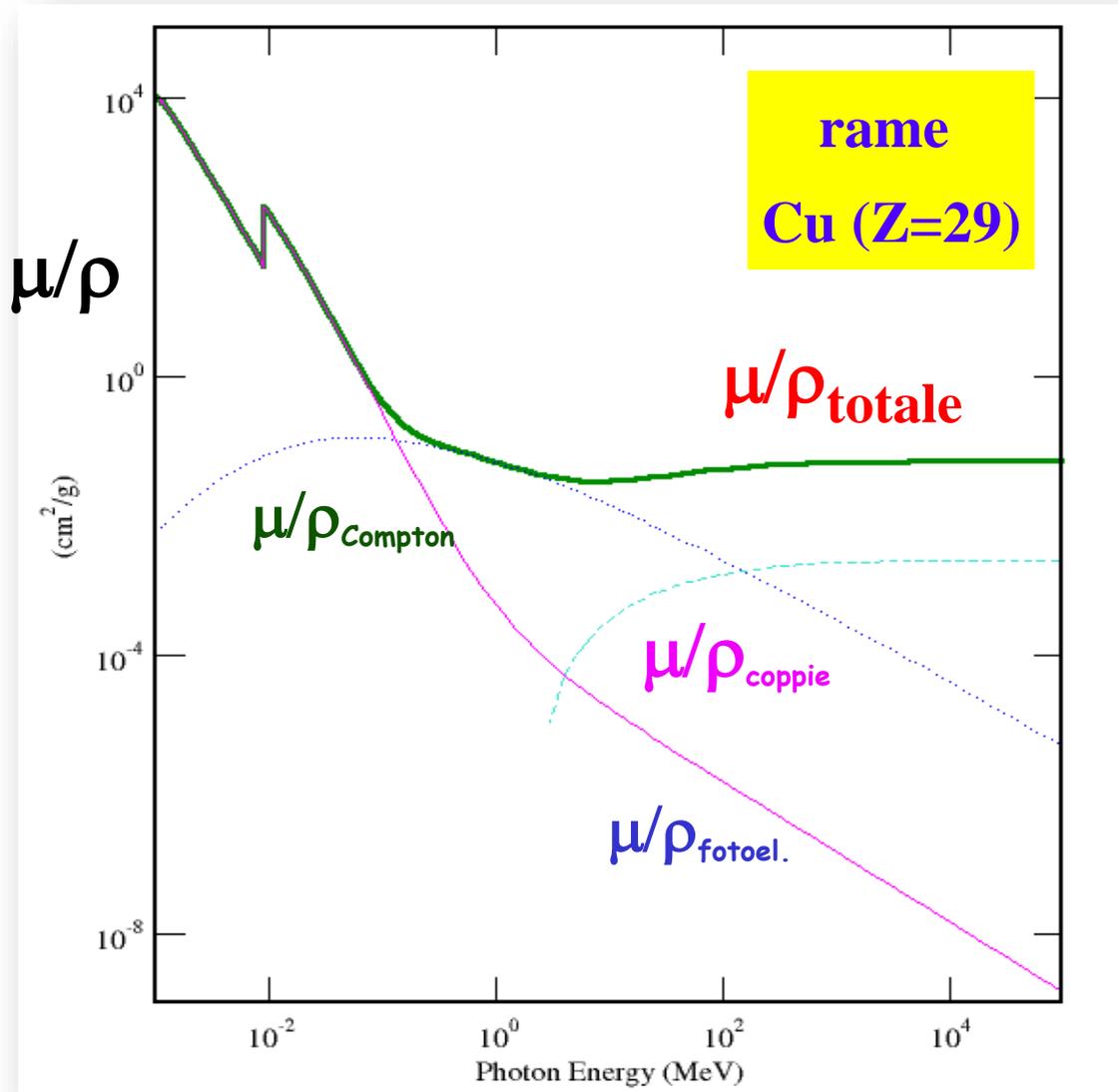


Relazione tra $1/\mu$ e $x_{1/2}$:

$$N(x_{1/2}) = \frac{N(0)}{2} = N(0) e^{-\mu x_{1/2}}$$
$$\Rightarrow e^{-\mu x_{1/2}} = \frac{1}{2}$$
$$\Rightarrow -\mu x_{1/2} = \ln \frac{1}{2} = -\ln 2 = -0.693$$

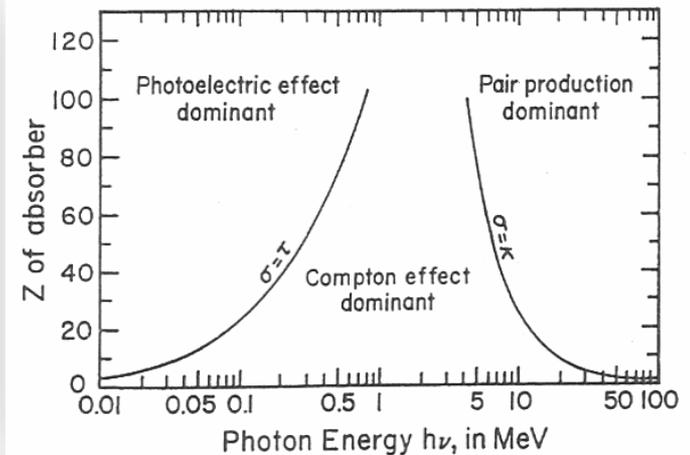
$$x_{1/2} = 0.693/\mu$$

Assorbimento complessivo



$$\mu/\rho = \mu/\rho_{\text{fotoel}} + \mu/\rho_{\text{Compton}} + \mu/\rho_{\text{coppie}}$$

μ/ρ_{fotoel}	$\propto Z^4/E^3$
$\mu/\rho_{\text{Compton}}$	$\propto Z/E$
μ/ρ_{coppie}	$\propto Z^2 \ln E$



Assorbimento in diversi materiali

$$\mu/\rho$$

(cm²/g)

μ/ρ = coefficiente di
attenuazione di massa
del materiale (cm²/g)

In un limitato range di energia
quasi indipendente
dal tipo di materiale

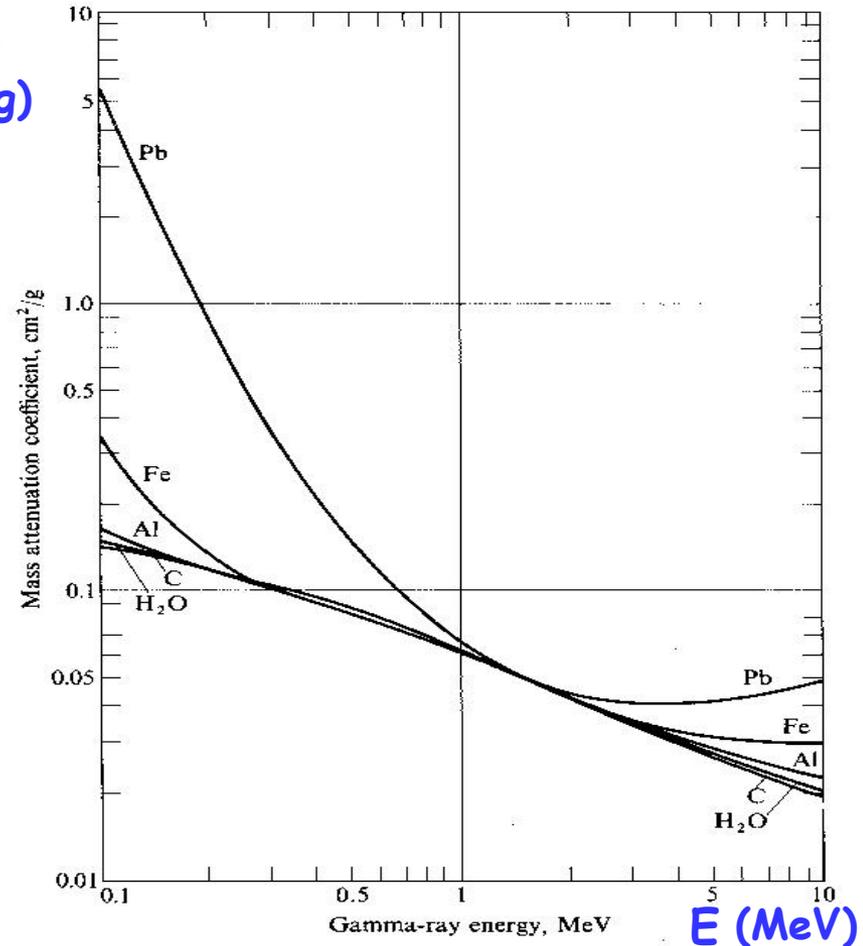
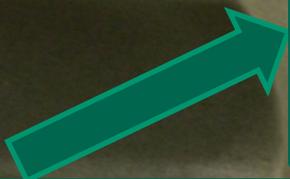


Fig. 3.19 The mass attenuation coefficients of several elements. (From S. Glasstone and A. Sesonske, *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand, 1967; by permission, USAEC.)

Strumentazione

Setup sperimentale «general purpose»
già disponibile grazie all'INFN per scopi di ricerca



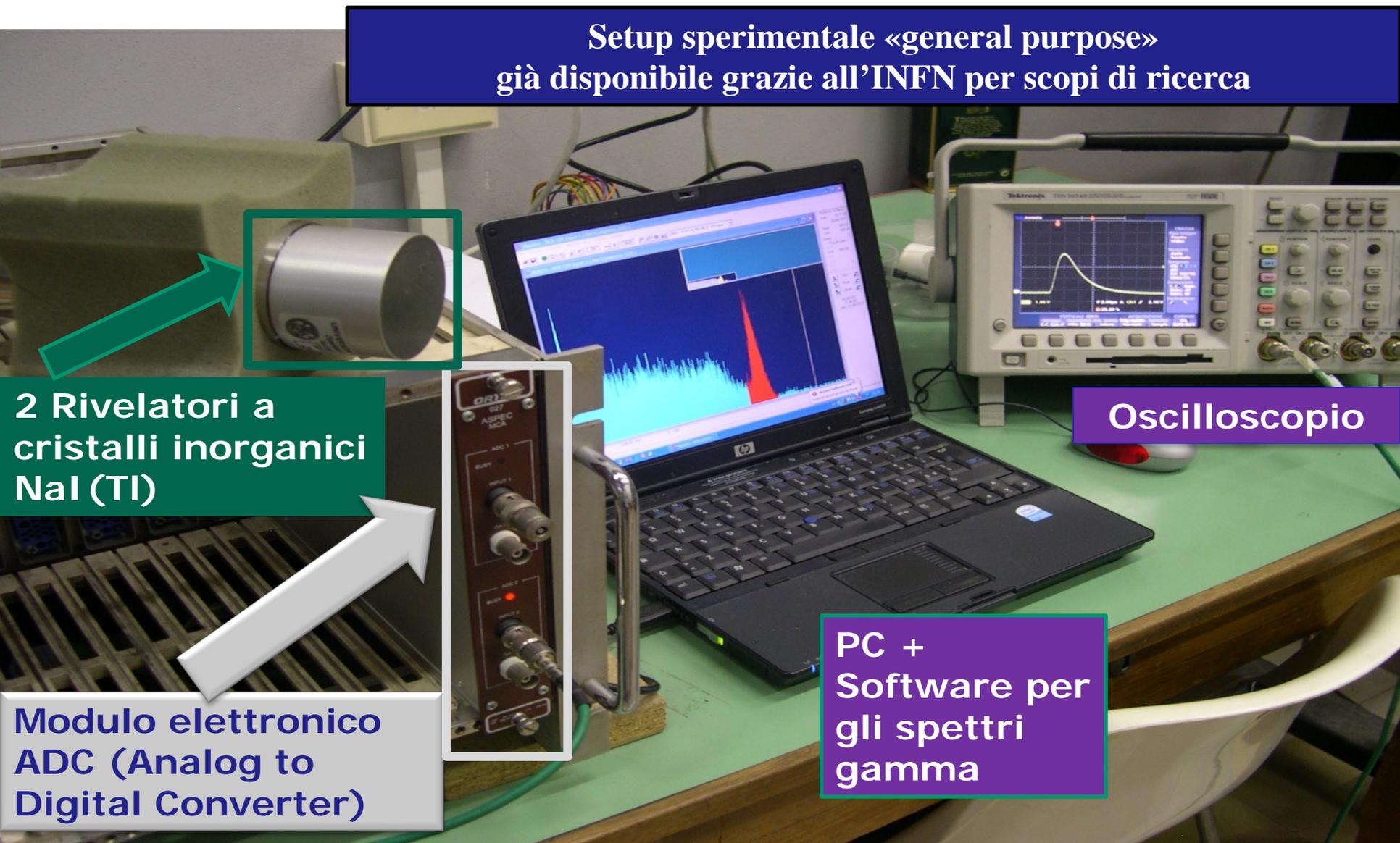
2 Rivelatori a
cristalli inorganici
NaI (TI)



Modulo elettronico
ADC (Analog to
Digital Converter)

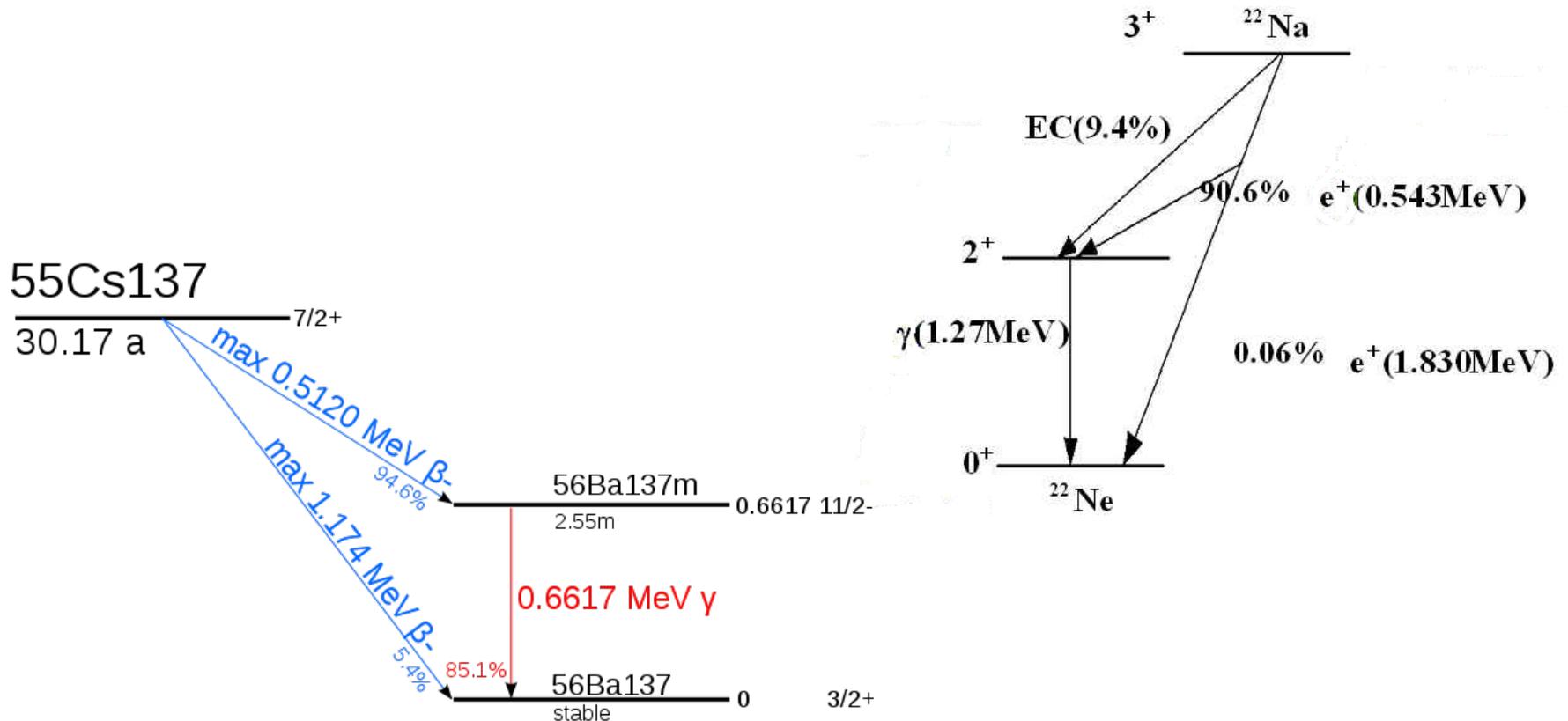
Oscilloscopio

PC +
Software per
gli spettri
gamma

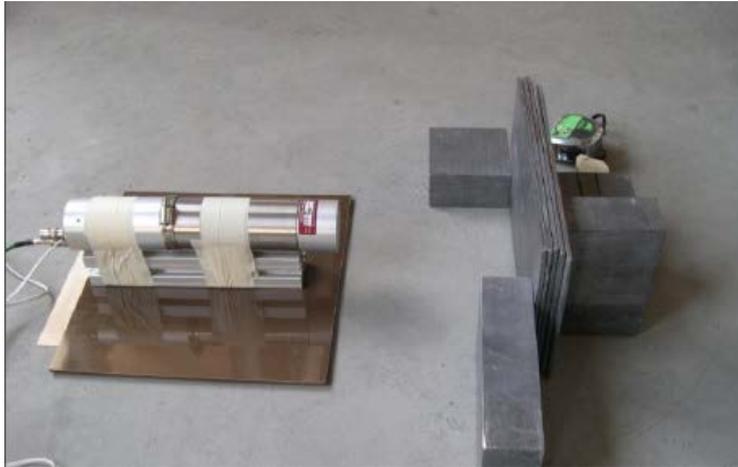


Decadimenti delle sorgenti radioattive

Misura del coefficiente di attenuazione lineare in piombo di gamma da 511 keV, 662 keV, 1274 keV da decadimenti di sorgenti radioattive di ^{137}Cs e ^{22}Na



Acquisizione dati



Misura del n.di fotoni **gamma da 662 keV** provenienti dal decadimento di una sorgente di ^{137}Cs , con inserimento di 0, 1, ... spessori da 0.5 cm di **piombo**



Spessore Pb (cm)	N(x)	errore	errore perc
0.0	187815	1171	0.62
0.5	103467	1200	1.16
1.0	55462	1155	2.08
1.5	31628	909	2.87
2.0	17349	755	4.35
2.5	10014	502	5.01
3.0	4375	534	12.21

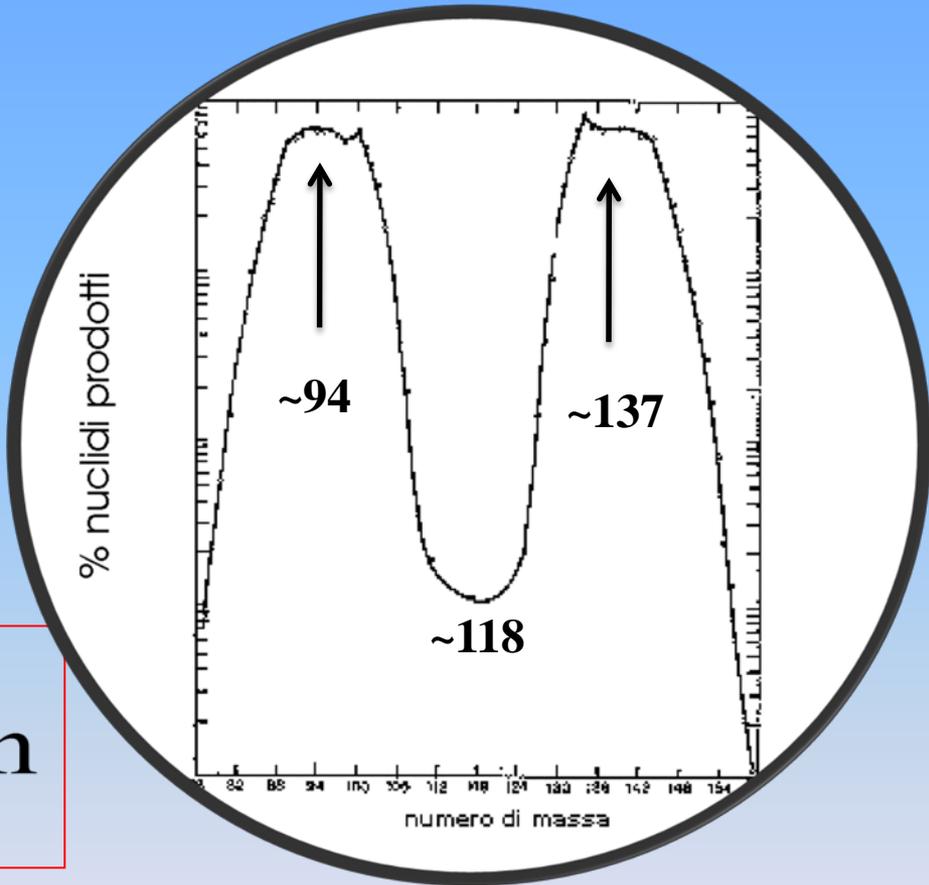
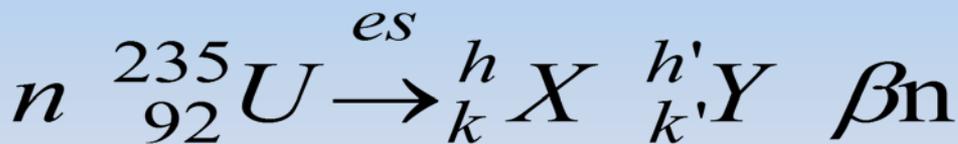
Dal coefficiente di attenuazione lineare alla sezione d'urto

$$\sigma = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \times \frac{A}{N_A}$$

BACKUP

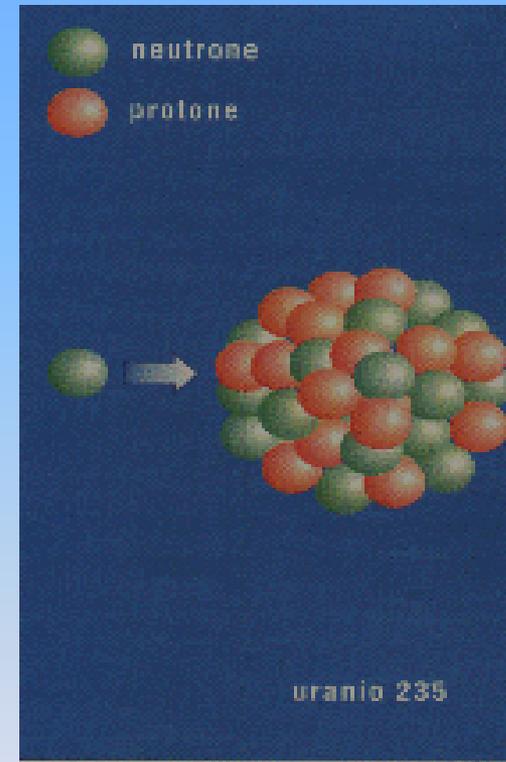
La fissione nucleare

I frammenti di fissione hanno numeri di massa che si distribuiscono secondo una curva a due picchi con valori più probabili vicino a 94 (Sr) e 137 (Cs)



La sezione d'urto...è proporzionale alla probabilità che avvenga una particolare interazione $\rightarrow [cm^2]$
Ha le dimensioni di una superficie.

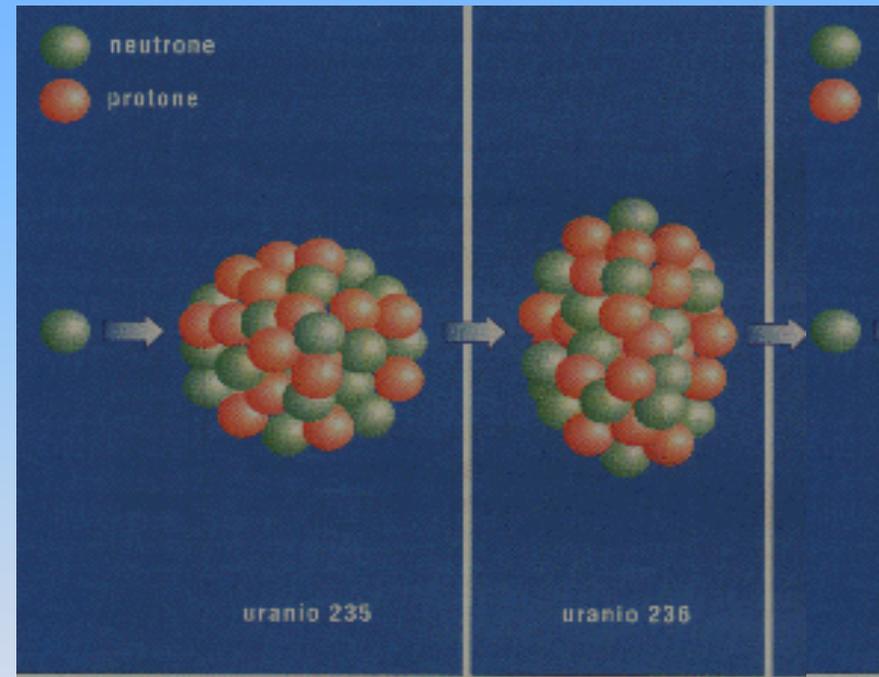
Un neutrone di una certa energia all'interno di un bersaglio di ^{238}U (Uranio naturale) può incontrare un nucleo di ^{235}U : a questo punto possono succedere diverse cose:



La sezione d'urto...è proporzionale alla probabilità che avvenga una particolare interazione $\rightarrow [cm^2]$
Ha le dimensioni di una superficie.

Un neutrone di una certa energia all'interno di un bersaglio di ^{238}U (Uranio naturale) può incontrare un nucleo di ^{235}U : a questo punto possono succedere diverse cose:

- Il neutrone entra nel nucleo ed esce senza apprezzabile variazione di energia (diffusione elastica...n.b. può uscire un neutrone diverso da quello incidente)



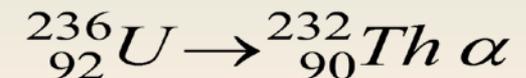
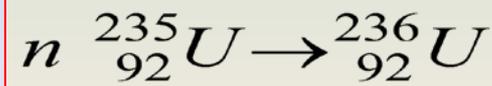
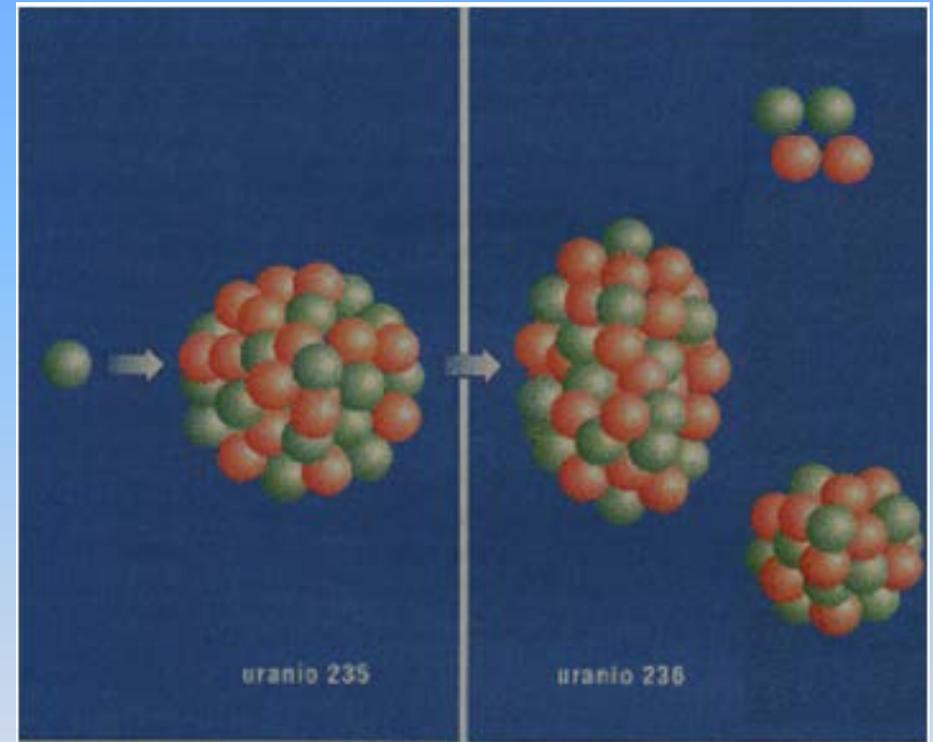
Diffusione



La sezione d'urto...è proporzionale alla probabilità che avvenga una particolare interazione $\rightarrow [cm^2]$
Ha le dimensioni di una superficie.

Un neutrone di una certa energia all'interno di un bersaglio di ^{238}U (Uranio naturale) può incontrare un nucleo di ^{235}U : a questo punto possono succedere diverse cose:

- a)
- b) Il neutrone entra nel nucleo e viene completamente assorbito. In questo caso si forma un isotopo (instabile e che quindi decade) dell' Uranio

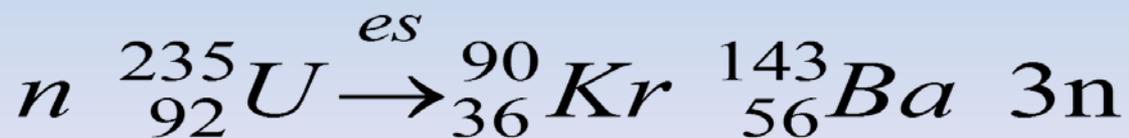
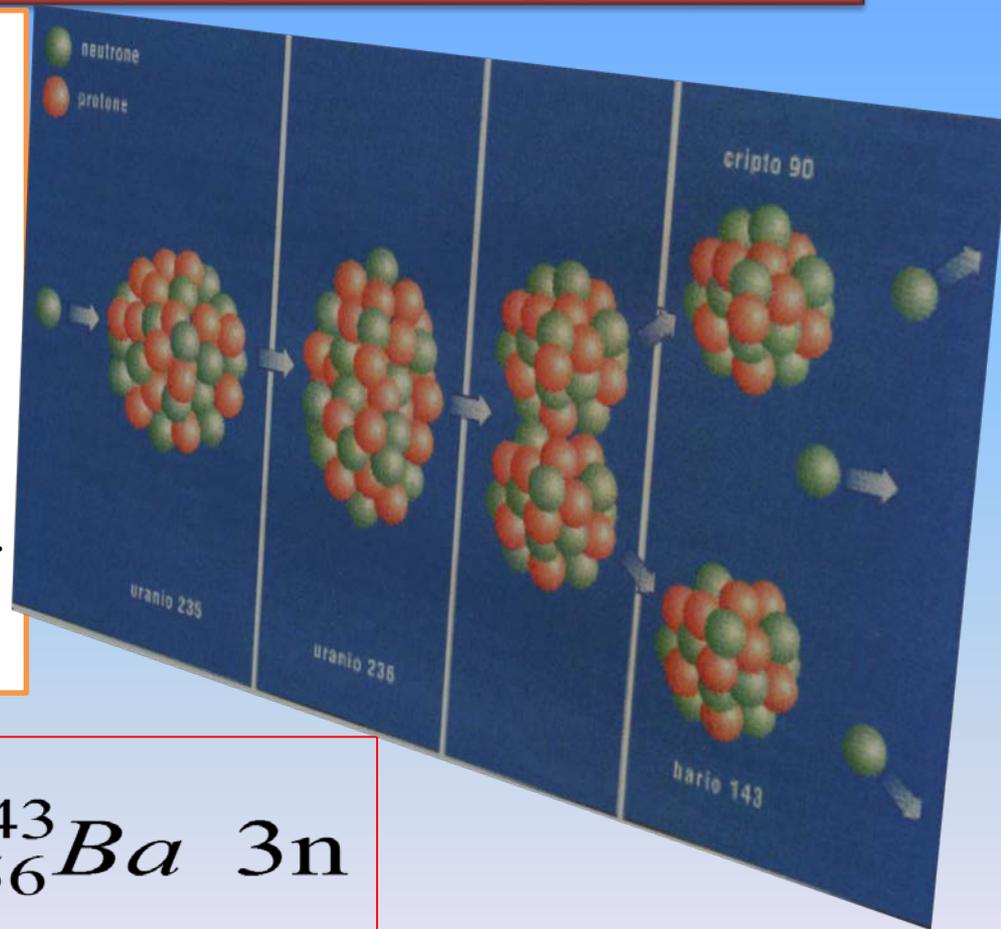


Assorbimento

La sezione d'urto...è proporzionale alla probabilità che avvenga una particolare interazione $\rightarrow [cm^2]$
Ha le dimensioni di una superficie.

Un neutrone di una certa energia all'interno di un bersaglio di ^{238}U (Uranio naturale) può incontrare un nucleo di ^{235}U : a questo punto possono succedere diverse cose:

-
-
- Il neutrone entra nel nucleo e lo separa in due nuclei più leggeri di masse intermedie. Nel processo vengono inoltre emessi neutroni



Fissione nucleare

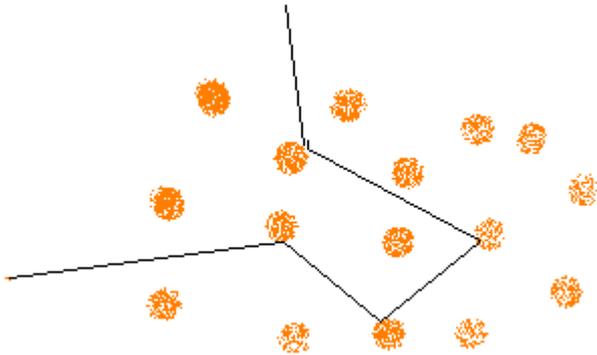
Il libero cammino medio

Quando una particella incide in un materiale non interagisce subito ma, in media, dopo aver percorso una certa distanza: tale distanza media è definita Libero Cammino Medio (LCM), cioè il cammino medio percorso all'interno del materiale prima di interagire.

E' facile intuire che esso dipenda:

- dal materiale
- dalla sezione d'urto del processo in questione

Se ρ (N_a/A) è la densità di bersagli (numero bersagli/cm³) $\rightarrow \lambda = A/\sigma\rho N_a$



Tipica domanda da fisico:

“Quale è la lunghezza di scattering elastico per neutroni termici nell'Uranio naturale?”

Traduzione: “Un neutrone di energia 25 meV che si trova in un blocco uniforme di Uranio naturale (²³⁸U) quanta distanza compie in media tra una diffusione elastica (su un nucleo di ²³⁸U) e la successiva ?” \rightarrow

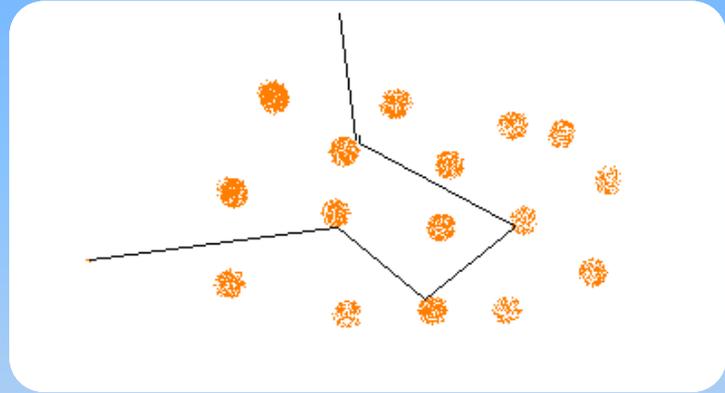
Il libero cammino medio

Risposta: $\rightarrow \lambda = A / \sigma \rho N_a$

a) il materiale = ^{238}U (densità $\rho = 19 \text{ gr/cm}^3$, $A=238 \text{ gr/moli}$)

b) sezione d'urto del processo in questione (diff. elastica) $\sigma \sim 9.4 \text{ b} = 9.4 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$

Traduzione: “Un neutrone di energia 25 meV che si trova in un blocco omogeneo di Uranio naturale (^{238}U) quanta distanza compie in media tra una diffusione elastica (su un nucleo di ^{238}U) e la successiva ?”



$$\lambda^{el}_{n_i U_{238}} = \frac{238 \text{ gr moli}^{-1}}{9.4 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 19 \text{ gr cm}^{-3} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ moli}^{-1}} \approx 2.2 \text{ cm}$$

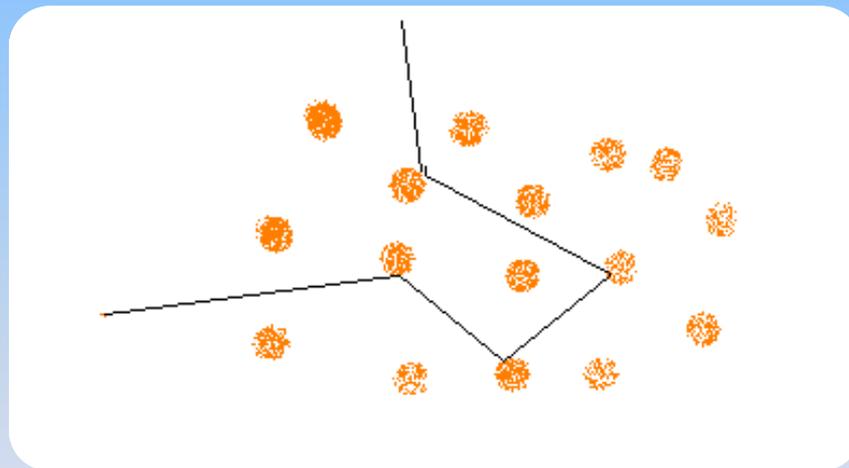
“e se lo stesso neutrone si trova invece in un blocco omogeneo di ^{235}U ?”

$$\lambda^{el}_{n_i U_{235}} = \frac{235 \text{ gr moli}^{-1}}{15.1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 18.8 \text{ gr cm}^{-3} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ moli}^{-1}} \approx 1.4 \text{ cm}$$

Il libero cammino medio

“Libero cammino medio di fissione per un neutrone termico in ^{235}U ”

$$\lambda^f_{n_t U_{235}} = \frac{235 \text{ gr moli}^{-1}}{593 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 18.8 \text{ gr cm}^{-3} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ moli}^{-1}} \approx 0.03 \text{ cm}$$

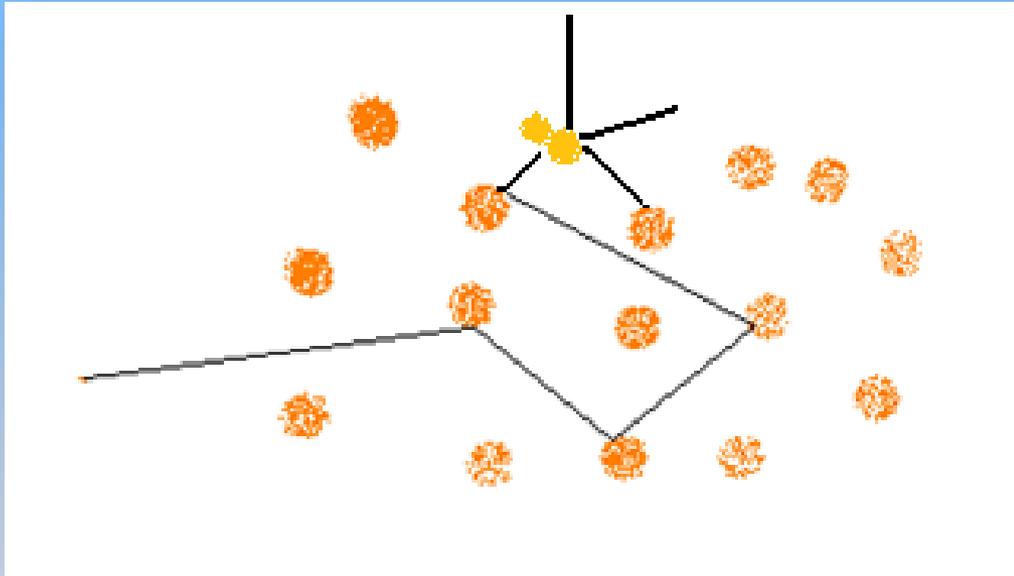


$$\lambda^{el}_{n_t U_{235}} = \frac{235 \text{ gr moli}^{-1}}{15.1 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \times 18.8 \text{ gr cm}^{-3} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ moli}^{-1}} \approx 1.4 \text{ cm}$$

Il libero cammino medio

“Cosa succede invece con i neutroni veloci (1 MeV) nell' ^{235}U ?“

$$\lambda_{n_v U_{235}}^{el} \approx 5.5 \text{ cm}$$



$$\lambda_{n_v U_{235}}^f \approx 17 \text{ cm}$$

La criticità



Liceo “Uranio”

$$\frac{dn(t)}{dt} = In(t) - Out(t)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \left(\frac{In(t)}{Out(t)} - 1 \right) Out(t) = (k - 1) Out(t)$$

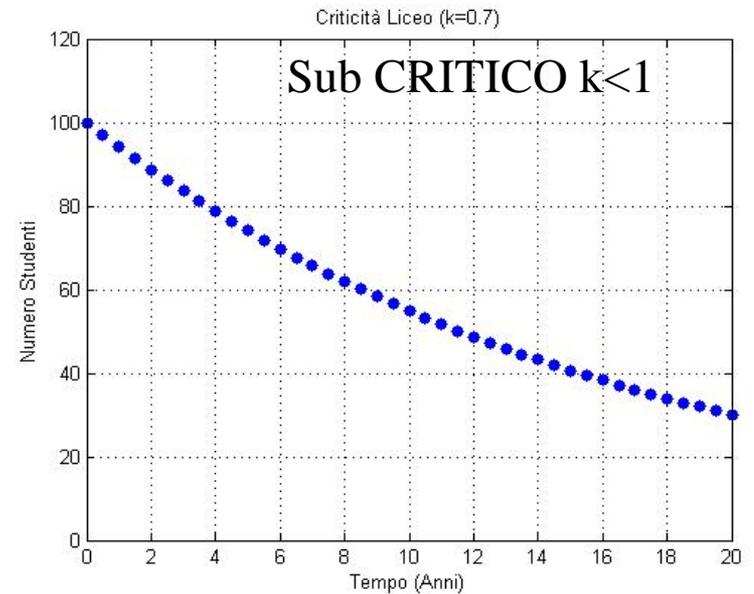
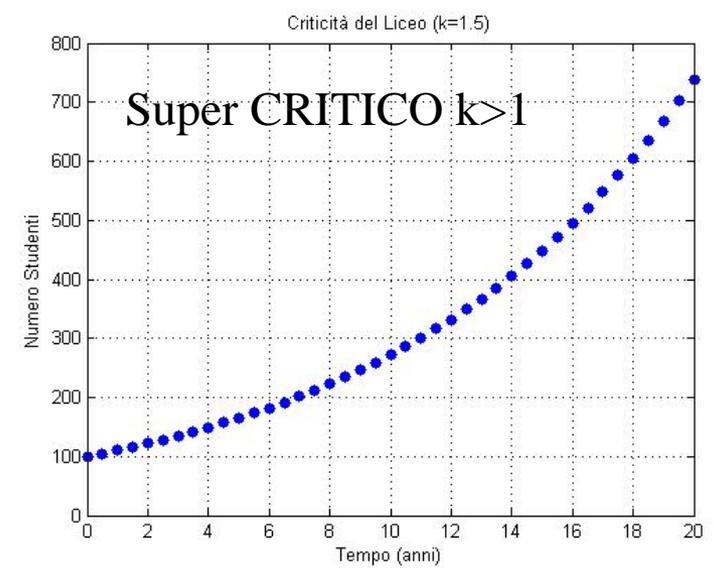
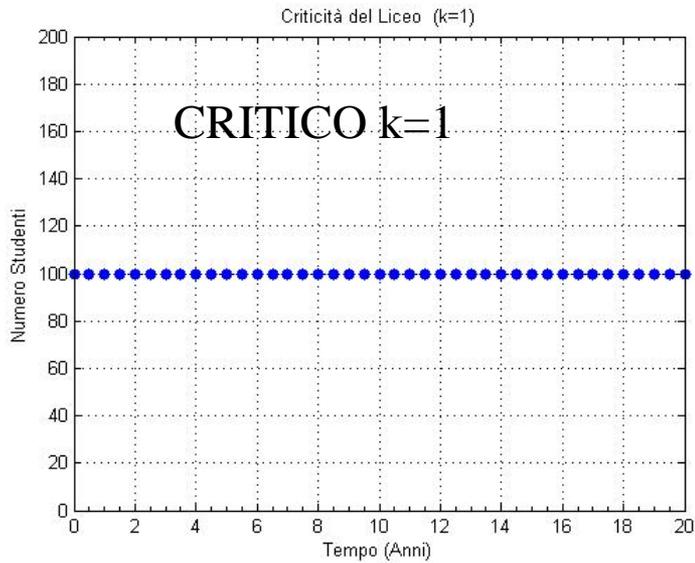
$$\frac{dn(t)}{dt} = (k - 1) \frac{n(t)}{\Lambda}$$



$$n(t) = n(0) e^{(k-1) \frac{t}{\Lambda}}$$

La variazione annuale del numero di studenti nella scuola è uguale alla differenza tra coloro che entrano e coloro che escono dopo 1 anno (Λ è il tempo medio di vita “liceale”)

$$n(t) = n(0)e^{(k-1)\frac{t}{\Lambda}}$$



La criticità

La massa critica

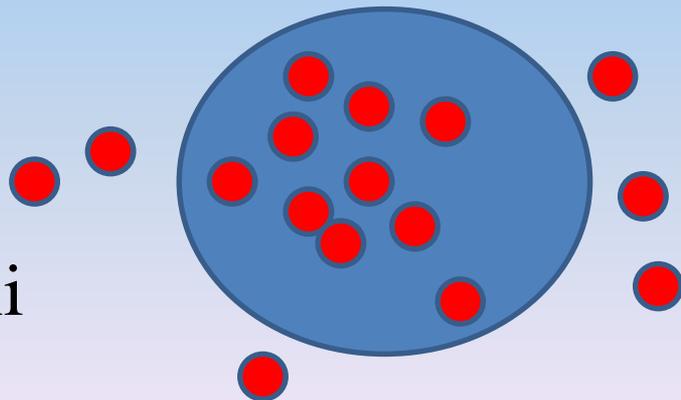


Liceo "Uranio"



Stesso concetto...

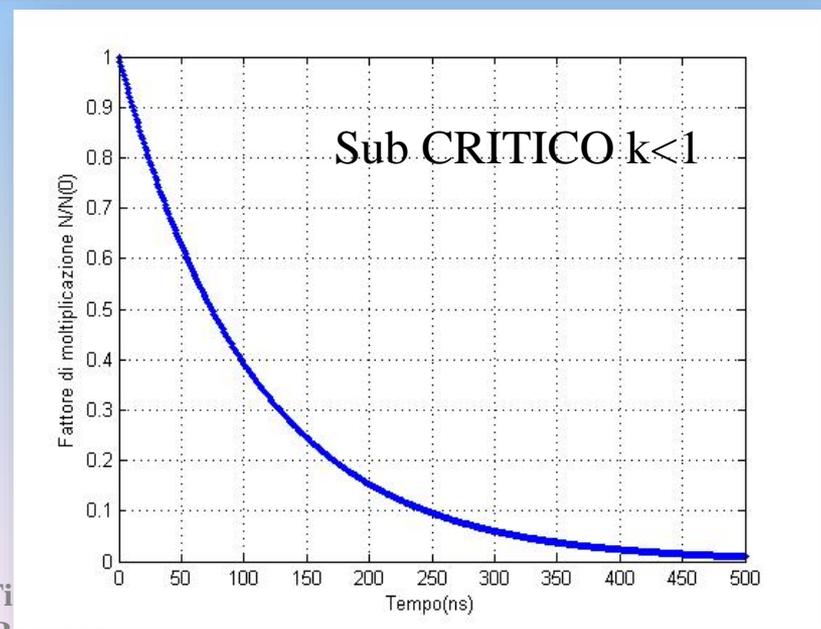
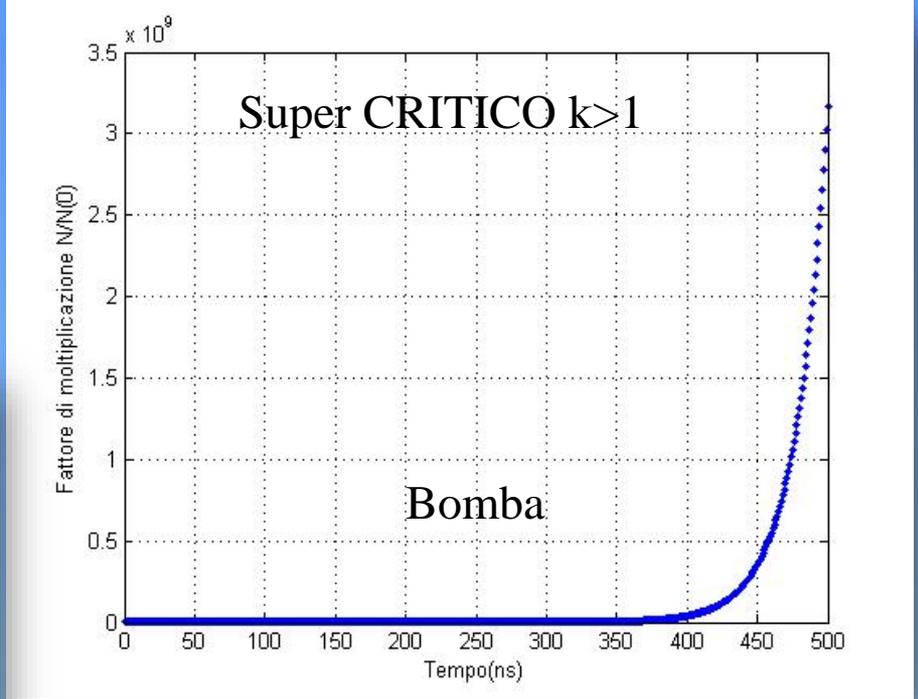
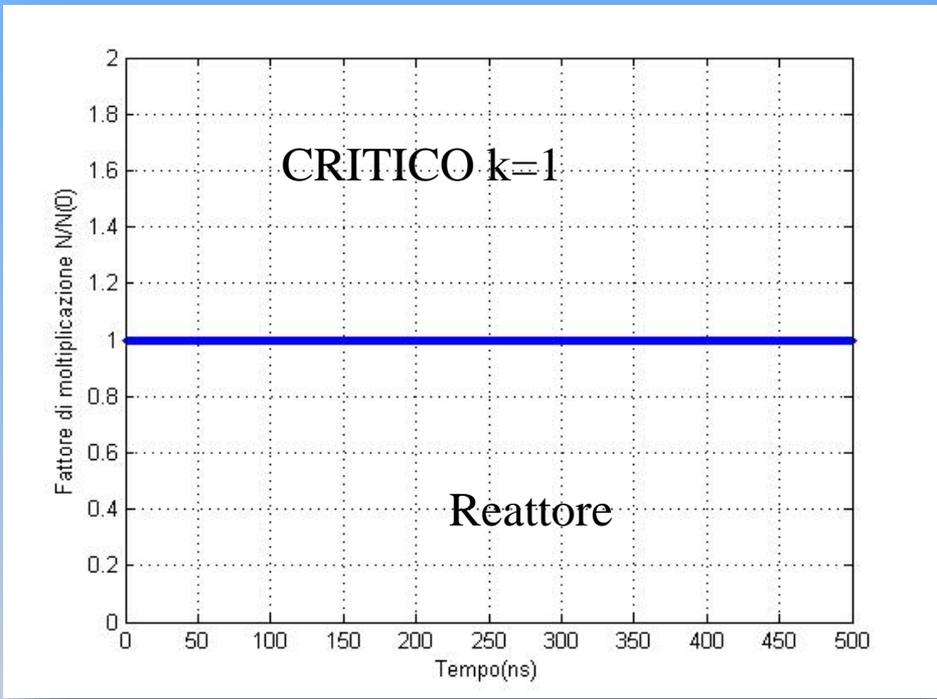
Massa di Uranio



Neutroni

La variazione del numero di neutroni all'interno di una massa risulta uguale alla differenza tra i neutroni creati per fissione, i neutroni catturati per assorbimento ed i neutroni che escono dalla superficie per diffusione (Λ è il tempo medio di vita dei neutroni tra ogni fissione)

$$n(t) = n(0)e^{(k-1)\frac{t}{\Lambda}\left(1-\left(\frac{R_C}{R}\right)^2\right)}$$



La massa critica