

FISICA NUCLEARE

- Radioattività γ
 - Energetica dei decadimenti γ
 - Regole di selezione per i decadimenti γ
- Processi d'urto
 - Sezioni d'urto
 - Lunghezza di attenuazione
 - Luminosità
 - Sezione d'urto in funzione dell'impulso
 - Sezione d'urto invariante
 - Probabilità di transizione e sezione d'urto
- Approccio quantistico

Radioattività γ

- γ da nuclei analogo X da atomi \Rightarrow diseccitazione con emissione γ d'energia pari a differenza fra quelle dei due stati, a meno del **rinculo del nucleo**.
- Emissione γ segue tipicamente decadimenti α o β che lasciano eccitato nucleo figlio.
- Vite medie \sim inferiori 10^{-9} s. Molto più lunghe se associate a stati **isomerici**.
- Spesso **conversione interna** compete con emissione γ .

Energetica dei decadimenti γ

Nucleo di massa M a riposo, decade γ da stato eccitato E_i a stato finale E_f .

Impulso ed energia di rinculo del nucleo G : \mathbf{p}_R ed E_R

Conservazioni:

$$\left. \begin{aligned} E_i &= E_f + E_\gamma + E_R \\ 0 &= \mathbf{p}_R + \mathbf{p}_\gamma \end{aligned} \right\}$$

quindi $p_R = p_\gamma$ da cui,
posto $\Delta E = E_i - E_f$,
e ricordando che $E_\gamma = cp_\gamma$

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

quindi
$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2 \frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{1/2} \right]$$

ma $\Delta E \approx \text{MeV} \ll$ energie a riposo $\approx A \times 10^3 \text{ MeV}$
 \Rightarrow sviluppando $\sqrt{}$ fino al terzo termine ...

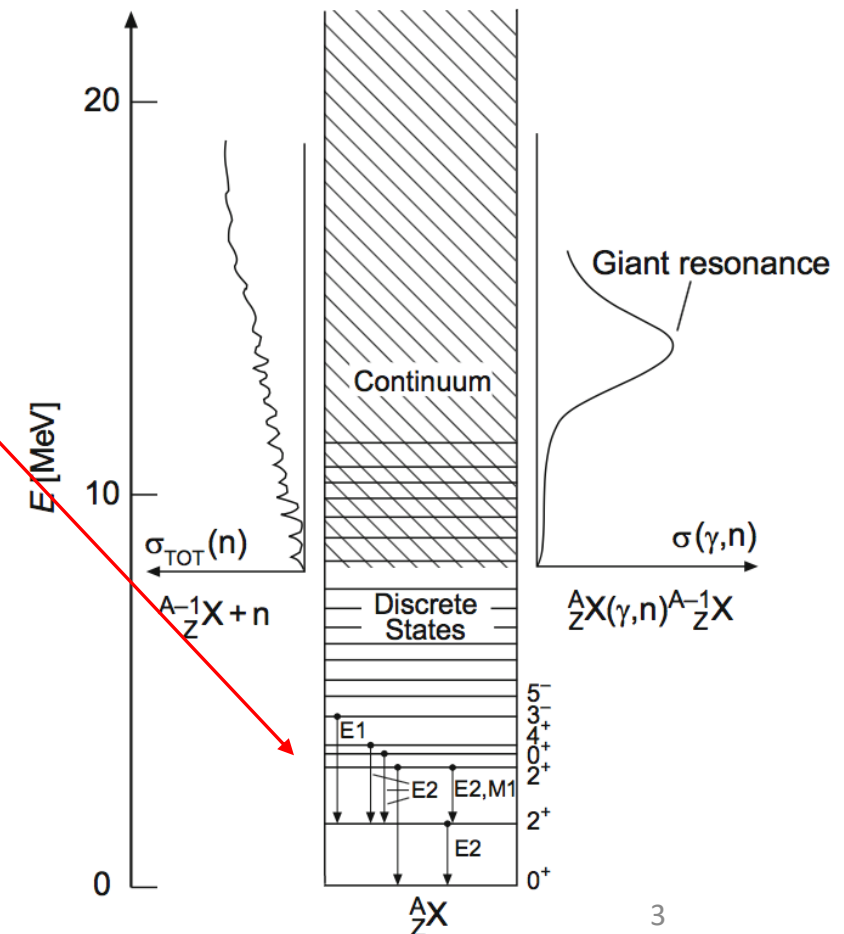
$$E_\gamma \simeq \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

Termine legato a rinculo è dell'ordine di 10^{-5} ; trascurabile per l'**effetto Mössbauer**, dove M è massa macroscopica del cristallo bersaglio.

Regole di selezione per decadimenti γ

Nucleo **pari-pari** con $A \approx 100$. Sopra lo stato fondamentale stati discreti individuali J^P .

- Eccitazione nuclei **pari-pari** corrisponde generalmente a **rottura legame** fra coppia di nucleoni e richiede $\approx 1 \div 2 \text{ MeV}$.
- Nei nuclei **pari-pari** con $A \gtrsim 40$, eccitazioni $\gtrsim 2 \text{ MeV}$.
- **Stati collettivi** in **nuclei deformati** sono eccezione, non spiegabili come eccitazione di singola particella.
- In nuclei **dispari-pari** e **dispari-dispari**, il numero di stati eccitati a basse energie, poche centinaia di **keV**, è considerevolmente maggiore.



Stati eccitati a bassa energia decadono solitamente emettendo radiazione e. m. :

- si descrive con sviluppo in serie di sovrapposizione di diversi termini multipolari, ognuno con propria distribuzione angolare.

Radiazione elettrica di dipolo, quadrupolo, ottupolo, ecc. è indicata con **E1**, **E2**, **E3**, ecc. ; similmente la corrispondente radiazione multipolare magnetica con **M1**, **M2**, **M3**, ecc.

- **Conservaz. di mom. angolare e parità, determinano quali multipolarità siano permesse nella transizione**

Tabella 5.1: Regole di selezione per decadimenti γ

| Multipolarità | Elettrica | | | Magnetica | | |
|---------------|-----------|--------------|------------|-----------|--------------|------------|
| | $E\ell$ | $ \Delta J $ | ΔP | $M\ell$ | $ \Delta J $ | ΔP |
| Dipolo | E1 | 1 | - | M1 | 1 | + |
| Quadrupolo | E2 | 2 | + | M2 | 2 | - |
| Ottupolo | E3 | 3 | - | M3 | 3 | + |

Tabella 5.2: Esempi di transizioni nucleari elettromagnetiche

| $J_i^{P_i}$ | $J_f^{P_f}$ | ΔP | L | Transizioni permesse |
|-------------|-------------|------------|------------|----------------------|
| 0^+ | 0^+ | No | — | Nessuna |
| $(1/2)^+$ | $(1/2)^-$ | Sì | 1 | E1 |
| 1^+ | 0^+ | No | 1 | M1 |
| 2^+ | 0^+ | No | 2 | E2 |
| $(3/2)^-$ | $(1/2)^+$ | Sì | 1, 2 | E1, M2 |
| 2^+ | 1^+ | No | 1, 2, 3 | M1, E2, M3 |
| $(3/2)^-$ | $(5/2)^+$ | Sì | 1, 2, 3, 4 | E1, M2, E3, M4 |

Nucleo eccitato ${}^A_ZX^*$ può anche decadere a stato fondamentale A_ZX senza emettere radiazione γ ma cedendo energia d'eccitazione a un e^- atomico per **conversione interna**.

Vita media dello stato eccitato è $<$ di quanto previsto dal solo decadimento radiativo, dato che le probabilità si sommano

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_c$$

con λ_c prob. di conversione interna.

Sezione d'urto

Misura tassi e distribuzioni angolari dei prodotti di reazione, informa su caratteristiche dinamiche delle interazioni, quindi su forma del potenziale d'interazione e intensità della forza d'accoppiamento.

• Fascio collimato di particelle α (intensità I_a) incidenti su un bersaglio di nuclei X : $I_a = dN_a/dt = n_a v_a S$

con: n_a = densità di α nel fascio ; v_a = loro velocità ; S = area sez. retta del fascio. $j_a = n_a v_a$

Se N_t nuclei bersaglio per unità d'area ; R_b rateo di particelle in uscita dalla reazione \Rightarrow **sezione d'urto σ**

$$I_a N_t \sigma = R_b$$

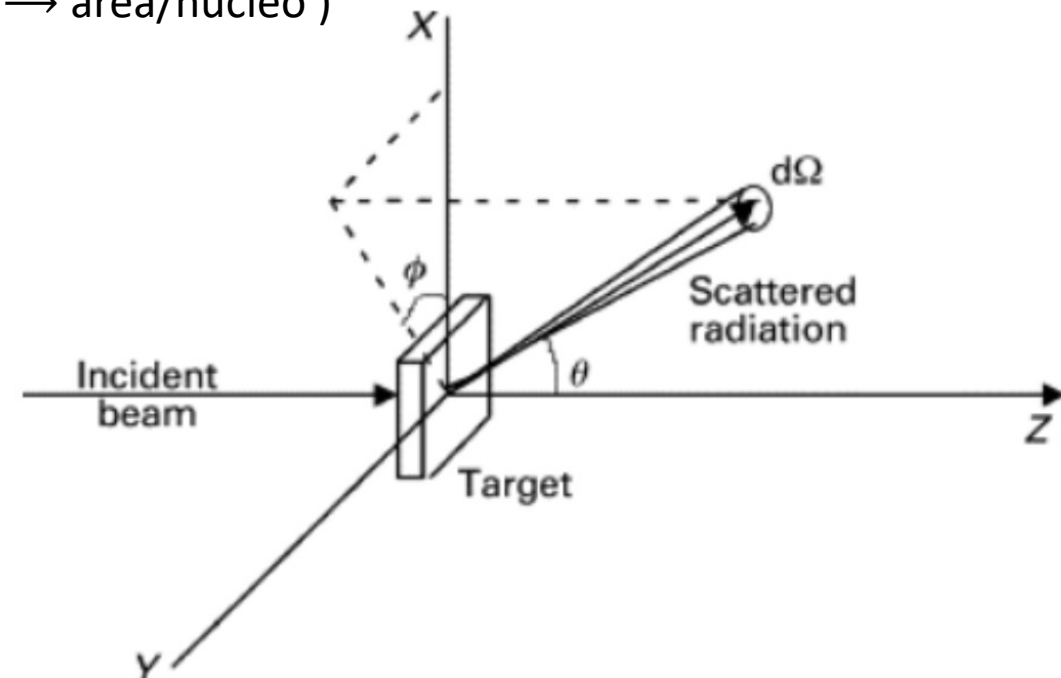
$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N_t}$$

($[\sigma] \rightarrow$ area/nucleo)

Sez. d'urto per una reazione ha dimensioni di area efficace \propto probabilità che la reazione avvenga

Tasso di reazione dN/dt : # di particelle che attraversando nell'unità di tempo l'unità d'area d'un bersaglio interagiscono con esso

$$\frac{dN}{dt} = n_a v_a N_t \sigma$$



Rivelatore come in fig. che rivela particelle b entro $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$

- $dR_b = r(\vartheta, \varphi) d\Omega / 4\pi$ frazione di rateo intercettata dal rivelatore, con $r(\vartheta, \varphi)$ distribuzione angolare delle particelle uscenti e $d\sigma$ la frazione di sezione d'urto esplorata \Rightarrow

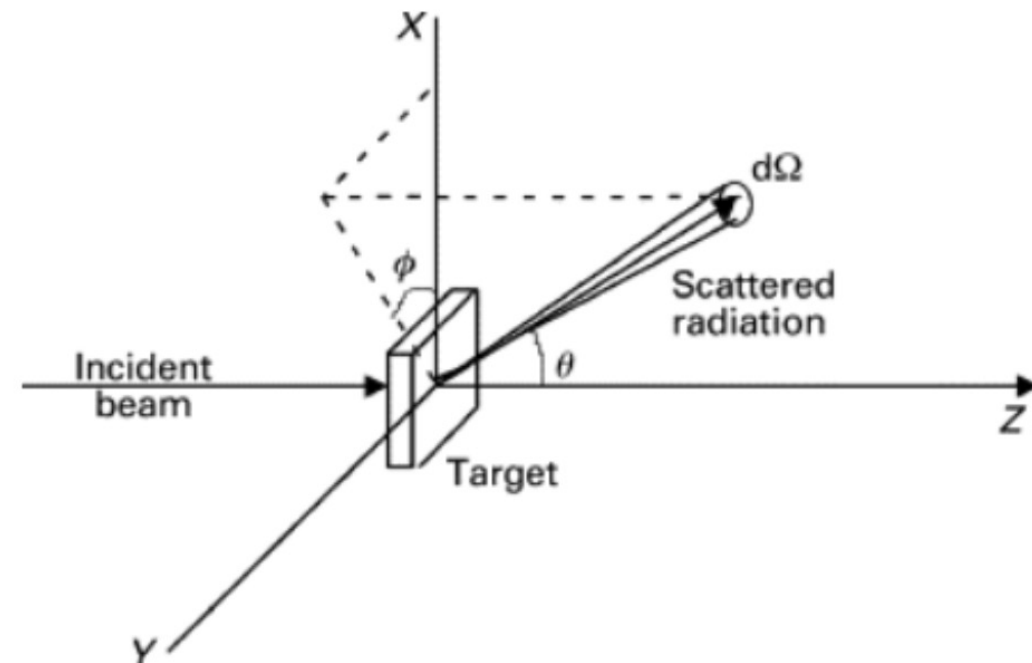
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\vartheta, \varphi)}{4\pi I_a N_t} \quad (\text{sezione d'urto differenziale})$$

Sez. d'urto di reazione σ integrando $d\sigma/d\Omega$ su tutto l'angolo solido:

Sezione d'urto doppiamente differenziale: $d^2\sigma/dE_b d\Omega$

- Considerando l'attenuazione d'un fascio per interazione con un bersaglio, la sezione d'urto considerata è quella totale σ_{Tot} senza distinzione per specifiche tipologie d'interazione fra proiettili e bersagli.
- Si può voler distinguere fra interazioni **anelastiche** ed **elastiche**, scrivendo

$$\sigma_{Tot} = \sigma_{el} + \sigma_{anel}$$



$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin\vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\varphi$$

Lunghezza di attenuazione

- Fascio intensità iniziale I_0 su bersaglio spesso di densità $\rho \text{ kg}\times\text{m}^{-3}$.
 z = percorso particelle fascio nel bersaglio. Si vuole intensità residua $I(z)$ in funzione di z .

$dI(z) = -dR_i$, con dR_i # d'interazioni per unità di tempo fra particelle fascio e bersaglio nello spessore dz .

Densità flusso incidente in funzione di z : $j_a(z) = \frac{I(z)}{S}$ con S area sez. retta del fascio.

Se n_t densità volumetrica dei nuclei bersaglio

$$dI(z) = -dR_i = -\sigma_{Tot} j_a(z) S dN_t = -\sigma_{Tot} \frac{I(z)}{S} n_t S dz$$

da cui: $\frac{dI(z)}{I(z)} = -n_t \sigma_{Tot} dz$ e infine $I(z) = I_0 e^{-n_t z \sigma_{Tot}}$

Lunghezza d'attenuazione

$$L_{att} = \frac{1}{n_t \sigma_{Tot}}$$

(distanza percorsa dal fascio nel bersaglio, per ridurre intensità d'un fattore $1/e$)

Esplicitando relazione fra ρ ed n_t , con N_0 num. Avogadro,
 A massa in grammi di una mole di nuclei bersaglio

$$n_t = \frac{\rho N_0 10^{-3}}{A}$$

Luminosità

Luminosità \mathcal{L} , urti potenziali nell'unità di tempo fra particelle d'un fascio e centri diffusori d'un bersaglio

$$I_a N_t S = I_a n_t \Delta z S \quad \Rightarrow \quad \mathcal{L} = I_a N_t S = \frac{R_b}{\sigma} \quad [\mathcal{L}] = [m]^{-2} [s]^{-1} \quad R_b = \sigma \mathcal{L}$$

- Per due fasci di pacchetti equi-spaziati che collidono mutuamente in un anello d'accumulazione di circonferenza C , si definisce la luminosità come segue:
 - si suppongono k pacchetti tutti circolanti con velocità $|v|$, e siano N_a ed N_t le particelle nei pacchetti circolanti nei due versi.
 - opportuni campi magnetici li fanno collidere in un punto della traiettoria $(kv)/C$ volte al secondo.

La luminosità è quindi:

$$\mathcal{L} = \frac{(N_a N_b k v)/C}{S}$$

Si definisce la **luminosità integrata**:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt$$

Numero $N(\Delta t)$ di interazioni osservabili nel tempo Δt :

$$N(\Delta t) = \mathcal{L}_{int} \cdot \sigma_{Tot}$$

Sezione d'urto in funzione dell'impulso

$$\sigma_{Tot} = \int_f \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}} d\mathbf{p}$$

$$\begin{aligned} d\mathbf{p} &\equiv dp'_x dp'_y dp'_z && \text{cartesiane ortogonali} \\ &\equiv p'^2 dp' \sin\vartheta' d\vartheta' d\varphi' && \text{sferiche} \\ &\equiv p'_\perp dp'_\perp dp'_\parallel d\varphi' && \text{cilindriche} \end{aligned}$$

Sezione d'urto invariante

Caratteristiche processo non dipendono da sistema riferimento scelto per la misura.

Sez. d'urto è sostanzialmente superficie \perp velocità particelle incidenti, quindi **invariante relativistico**.

- Si può esprimere sez. d'urto differenziale in funzione di variabili invarianti:

rapporto $d\mathbf{p}_\parallel/E$ è **invariante**, essendo $(E/c) = (p_\perp^2 + p_\parallel^2 + m^2 c^2)^{1/2}$

$$\begin{aligned} dp'_\parallel &= \gamma (dp_\parallel - \beta dE) = \gamma dp_\parallel \left(1 - \frac{\beta p_\parallel}{E}\right) = \\ &= \frac{\gamma E - \beta \gamma p_\parallel}{E} dp_\parallel = \frac{E'}{E} dp_\parallel \end{aligned}$$

Quindi la sez. d'urto invariante $E \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}$

è indipendente dal sistema di riferimento scelto per la misura

Probabilità di transizione e sezione d'urto

$$\boxed{dP_{i \rightarrow f}/dt} \Rightarrow \boxed{\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dP_{i \rightarrow f}}{dt} \frac{V}{v_a}} \quad \text{con} \quad V = A \times \Delta z$$

Approccio quantistico

Fissati intensità fascio e densità nuclei bersaglio, tasso di reazioni dipende da proprietà potenziale d'interaz. e dal numero di possibili stati finali (**Regola d'oro**).

Elemento matrice transizione:

$$\boxed{\mathcal{M}_{fi} = \langle \psi_f | \mathcal{H}_{int} | \psi_i \rangle = \int \psi_f^* \mathcal{H}_{int} \psi_i dV}$$

Ogni particella occupa volume $h^3 = (2\pi\hbar)^3$ nello spazio delle fasi

Si consideri particella diffusa nel volume V con impulso di modulo $\in [p', p'+dp']$. Nello spazio degli impulsi è guscio sferico con raggio minore p' , spessore dp' e volume $4\pi p'^2 dp'$. Trascurando processi che modificano lo spin, il numero finale $dn(p')$ di stati disponibili è

$$\boxed{dn(p') = \frac{V 4\pi p'^2}{(2\pi\hbar)^3} dp'}$$

$$\text{Vol di normalizz.} \quad V = v_a t S = \frac{I_a t}{n_a} = \frac{N_a}{n_a}$$

Ricordando che $dE' = v' dp'$ si ha $\rho(E') = \frac{dn(E')}{dE'} = \frac{4\pi p'^2 V}{v' (2\pi\hbar)^3}$

Regola d'oro esprime **tasso di reazione W per nucleo bersaglio e per particella incidente:**

$$W = \frac{dN(E)/dt}{N_b N_a}$$

Sostituendo:

$$W = \frac{dN(E)/dt}{N_b N_a} = \frac{\sigma v_a}{V}$$

E di conseguenza, per la sezione d'urto:

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar v_a} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rho(E') V$$

- Noto il potenziale d'interazione si ottiene σ , oppure dai valori misurati della sezione d'urto si ottiene l'elemento di matrice M_{fi}