Appunti di Fisica del Reattore nucleare

Ing. Giorgio Bertucelli - (file scaricato da http://www.extrabyte.info)

1 Meccanica delle collisioni elastiche

1.1 Classificazione dei reattori a fissione nucleare

I reattori a fissione nucleare si dividono in due grandi categorie: **reattori veloci** e **reattori lenti**. Si definiscono *reattori veloci* i reattori in cui la fissione nucleare è provocata dalla collisione contro nuclei di isotopi di Uranio o Plutonio, di neutroni ad elevata energia cinetica, dell'ordine dei MeV.

Si definiscono *reattori lenti* i reattori in cui la fissione nucleare è provocata dalla collisione contro nuclei di isotopi di Uranio o Plutonio, di neutroni a bassa energia cinetica, dell'ordine degli eV – simile a quella di atomi o molecole di un gas che si trovi a temperatura ambiente. Per questo motivo tali reattori si chiamano anche *reattori termici*.

Il rallentamento di neutroni veloci è dovuto quasi interamente alla dispersione o diffusione (*scattering*) elastica subita dai neutroni per effetto di collisioni con i nuclei di un mezzo moderatore (acqua, grafite, acqua pesante).

Applicheremo i principi di conservazione dell'energia e della quantità di moto.

Siano:

A = numero di massa del nucleo del moderatore = protoni + neutroni

Z = numero atomico del nucleo del moderatore = protoni

Ad esempio: moderatore = grafite = $C_Z^A = C_6^{12}$

$n = 1$ = massa del neutrone

$p = 1$ = massa del protone.

Nel sistema del baricentro o del centro di massa si ha:

$$n\left(V_1 - V_m\right) = AV_m \Longrightarrow V_m = \frac{V_1}{A+1} = V_b \tag{1}$$

$$V_1 - V_m = \frac{A}{A+1} V_1 = V_a \tag{2}$$

Nel sistema del laboratorio (figg: 1-2) si ha:

$$V_2^2 = V_a^2 + V_m^2 + 2V_a V_m \cos 2\psi = V_a^2 + V_m^2 - 2V_a V_m \cos\left(\pi - \theta\right) \tag{3}$$

Sostituendo i valori di V_a e V_m

$$\frac{V_2^2}{V_1^2} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{\left(A+1\right)^2} = \frac{E_2}{E_1} \tag{4}$$

Dunque è $E_2 \geq E_1$ valendo il segno di = per $\theta = 0$. Poniamo

$$\alpha = \frac{\left(A-1\right)^2}{\left(A+1\right)^2} \tag{5}$$

Possiamo scrivere

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2}\left[\left(1+\alpha\right) + \left(1-\alpha\right)\cos\theta\right] \Longrightarrow E_A = E_1 - E_2 = \frac{2A}{\left(A+1\right)^2}\left(1-\cos\theta\right)E_1 \tag{6}$$

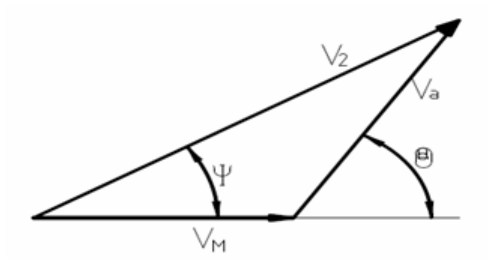

Figura 1: Sistema del laboratorio.

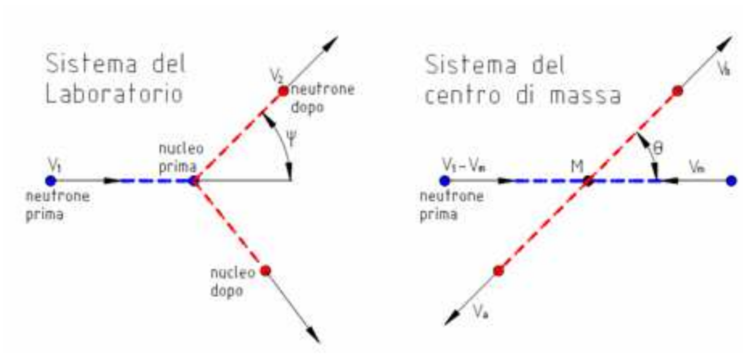

Figura 2: Sistema del laboratorio e sistema del baricentro.

Il campo di variabilità di θ è: $0 \leq \theta \leq \pi$, e il campo di variabilità dell'energia risulta $E_1, ..., \alpha E_1$, con $\alpha < 1$. Infatti per $\theta = 0$ si ha $E_1 = E_2$ e per $\theta = \pi$ si ha $E_2 = \alpha E_1$.

Considerando l'idrogeno H_1^1 come moderatore si ha $A = 1$ e $\alpha = 0$. Conseguentemente è possibile per un neutrone perdere tutta l'energia cinetica in una collisione con un nucleo di idrogeno. Ma ciò si intuisce facilmente perché la massa del neutrone è pressocché uguale a quella del protone.

Possiamo riscrivere α:

$$\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} = \frac{\left(1 - \frac{1}{A}\right)^2}{\left(1 + \frac{1}{A}\right)^2} \tag{7}$$

e sviluppiamo in serie di Mac-Laurin nell'intorno di $\frac{1}{A} = 0$:

$$\alpha = 1 - \frac{4}{A} + \frac{8}{A^2} - ... \tag{8}$$

Per $A > 50$ possiamo ritenere che sia $\alpha = 1 - \frac{4}{A}$.