

# Appunti di Fisica del Reattore nucleare

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

## 1 Teoria dei due gruppi di neutroni: veloci e lenti (termici)

I calcoli fin qui ottenuti su un solo gruppo di neutroni – gruppo ad una sola velocità o isoenergetico – sono approssimati perché le proprietà del materiale nel core sono molto differenti per i neutroni veloci e per i neutroni lenti. Effettivamente i guadagni da riflettore ricavati si riscontrano essere troppo bassi; vediamone le ragioni.

In primo luogo la causa risiede nella assunzione di trattare tutti i neutroni della stessa velocità, cioè isotermici; si è pertanto ignorato il fatto che neutroni veloci entranti nel riflettore hanno probabilità maggiore dei neutroni termici di essere dispersi entro il core proprio per le extra-collisioni che essi subiscono nella fase di rallentamento. Inoltre i neutroni, che entrano nel riflettore con energie sopra il livello di risonanza, sono moderati nel riflettore; questi allora possono ritornare nel core come neutroni termici, avendo completamente evitato la cattura per risonanza alla quale sarebbero stati sottoposti se fossero pervenuti a energie termiche nel core prima di entrare nel riflettore. Entrambi questi fattori tendono a crescere l'efficacia del riflettore. Conseguentemente, se allarghiamo il range di energia, cioè dalla fissione a quella termica, si hanno valori più alti del guadagno da riflettore. In secondo luogo l'approssimazione sta proprio nel supporre che i neutroni possano essere divisi in due gruppi: lenti e veloci.

Consideriamo, prima, il core di un reattore, in cui non ci sono catture di risonanza. Nella trattazione seguente si assumeranno l'indice 1 e 2 rispettivamente per i neutroni veloci e lenti.

Il range di energia per i neutroni veloci è  $E_0, \dots, E_{th}$ ; fuori di tale range i neutroni sono lenti.

La quantità di neutroni veloci prodotta da fissione è  $k\Sigma_{2c}\Phi_{2c}$  dove  $\Sigma_{2c}$  è la sezione d'urto macroscopica di neutroni termici nel core; tale quantità può essere considerata la sorgente per neutroni veloci nell'equazione di diffusione del core. Nel regime stazionario questa equazione diventa:

$$D_{1c}\nabla^2\Phi_{1c} - \Sigma_{1c}\Phi_{1c} + k\Sigma_{2c}\Phi_{2c} = 0 \quad (1)$$

La q.tà di dispersioni (scattering) subita dal gruppo dei neutroni veloci è

$$\int_{E_{th}}^{E_0} \Sigma_s(E) n(E) v dE, \quad (2)$$

dove  $n(E)$  è densità neutronica per unità di energia, mentre  $v$  è la velocità. Il flusso totale dei neutroni veloci è:

$$\Phi_1 = \int_{E_{th}}^{E_0} n(E) v dE \quad (3)$$

La sezione d'urto media di un gruppo neutronico è data da:

$$\bar{\Sigma}_s = \frac{\int_{E_{th}}^{E_0} \Sigma_s(E) n(E) v dE}{\int_{E_{th}}^{E_0} n(E) v dE} \quad (4)$$

Segue

$$\text{numero di collisioni / cm}^3 \text{ s} = \bar{\Sigma}_s \Phi_1 \quad (5)$$

$$\text{numero di neutroni trasformati da lenti a veloci / cm}^3 \text{ s} = \frac{\bar{\Sigma}_s \Phi_1}{\frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_{th}}} = \Sigma_1 \Phi_1, \quad (6)$$

dove

$$\Sigma_1 = \frac{\bar{\Sigma}_s}{\frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E_{th}}} \quad (7)$$

è la sezione d'urto di rallentamento per neutroni veloci.