

Notions de physique et d'ingénierie nucléaires

Cours 2 : Neutronique

Étude des propriétés et du transport des neutrons
dans la matière.

Un peu d'histoire

Le neutron est découvert par James Chadwick en 1932 en bombardant par des particules alpha des éléments légers tel que le béryllium : ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \text{n}$

Par ralentissement dans de la paraffine, Enrico Fermi montre un peu plus tard que les neutrons peuvent être capturés par de nombreux éléments, produisant ainsi des noyaux radioactifs qui se désintègrent principalement par émission gamma ou bêta.

En décembre 1938, la fission induite par capture neutronique du noyau d'uranium 235 est découverte à Berlin par Otto Hahn, Fritz Strassmann et Lise Meitner.

Fission : brisure du noyau principalement en deux parties de masses variables selon les cas.

En janvier 1939 à Paris, Hans Halban, Frédéric Joliot et Lew Kowarski montrent que la fission induite de l'uranium est accompagnée de l'émission de plusieurs neutrons (2,4 en moyenne). Une réaction en chaîne est donc possible ce qui ouvre la voie à la production massive d'énergie nucléaire. Ils déposent des brevets, mais la guerre

Enrico Fermi construit en 1942 le premier réacteur nucléaire : CP 1 (Chicago Pile 1)

Le premier réacteur français (ZOE) entre en fonctionnement en 1948.

Le neutron

Le neutron est une particule électriquement neutre, ce qui ne signifie pas qu'elle ne contient aucunes charges électriques, mais que le somme de ses charges est globalement nulle.

Un neutron libre est une particule instable. Elle se transforme en un proton selon la désintégration bêta moins suivante : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 782 \text{ keV}$, avec une période de 622,5 s (10 min et 22 s).

Un neutron contenu dans un noyau ne peut se désintégrer que si le bilan d'énergie (Q_β) des atomes neutres ${}^A_Z X$ et ${}^A_{Z+1} Y$ est positif.

La masse d'un neutron libre m_n vaut 1,008665 uma ou encore 939,565 MeV. Elle est très légèrement supérieure à celle d'un proton : $m_p = 1,007278$ uma ou 938,271 MeV.

Les neutrons libres pénètrent facilement dans la matière, car étant électriquement neutres, ils n'interagissent qu'avec les noyaux atomiques par interaction nucléaire forte, laquelle est à très courte portée (quelques fm).

Sources de neutrons

Il existe deux grands types de sources de neutrons :

- les petites sources autonomes de petites et moyennes activités ;
- les réacteurs nucléaires de très fortes activités.

Les petites sources sont obtenues en bombardant par des particules alpha des éléments légers. Exemple : source $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$. Dans un container scellé, on dépose une poudre formée d'un mélange d'américium et de béryllium.

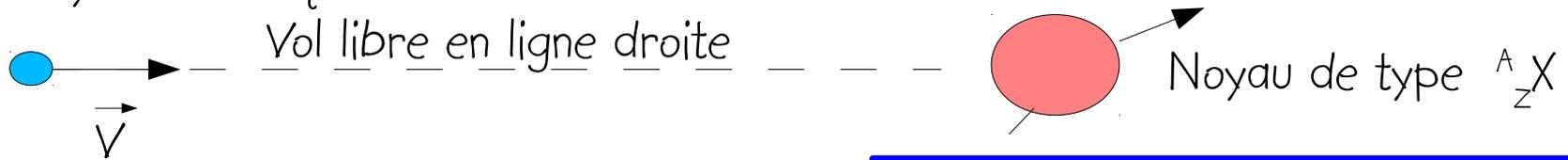
L'américium se désintègre par émission alpha : $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np} + ^4\text{He}$, avec une période $T_{1/2} = 433$ ans . La particule alpha entre alors en collision avec un noyau de béryllium et produit un noyau de carbone 12 et un neutron : $^4\text{He} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{n}$

Les réacteurs nucléaires produisent par fission de puissants flux de neutrons. Une petite partie de ces neutrons peut être extraite pour former des faisceaux de neutrons de diverses énergies : neutrons rapides, lents, froids ... C'est ce qui est, par exemple, réalisé à l'Institut Laue Langevin (ILL) de Grenoble.

Il existe par ailleurs des sources de neutrons basées sur de petits accélérateurs de particules.

Évolution & interaction des neutrons dans la matière

Tout se passe à un niveau subatomique car les neutrons n'interagissent pratiquement qu'avec les noyaux atomiques.



Absorption, noyau de type ${}^{A+1}_Z X$

On distingue :

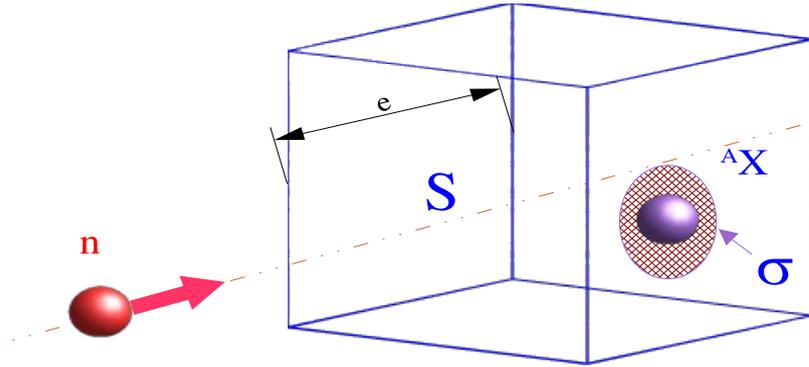
- la capture qui produit des noyaux radioactifs se désintégrant par émission gamma et bêta ; et
- la fission.

Diffusion : changement de direction et d'énergie.

- diffusion élastique si l'énergie cinétique totale se conserve
- diffusion inélastique dans le cas inverse.

Un neutron peut subir plusieurs diffusions avant d'être absorbé.

Section efficace microscopique



Un neutron traverse une boîte parallélépipédique de surface d'entrée S et d'épaisseur e , contenant un seul noyau de type ${}^A X$. Si σ représente la surface apparente transverse de ce noyau vu par le neutron, la probabilité d'interaction de ce neutron est donnée par :

$$p = \frac{\sigma}{S} \quad [\sigma] = \text{m}^2 \quad \text{mais plus souvent en barns}$$

avec 1 barn (b) = 10^{-28} m^2

σ est appelée la **section efficace microscopique** d'interaction.

Si la boîte contient un élément donné de masse volumique et de masse atomique connues, la probabilité p devient P avec :

$$P = p \frac{e S \rho}{M} N_A = \sigma e \frac{\rho}{M} N_A$$

← masse volumique
 ← nombre d'Avogadro
 ← masse atomique ou masse molaire (de N_A atomes)

Cette formule n'est valide que si p est très très petite devant 1.

Section efficace macroscopique

$$P = \sigma \frac{\rho}{M} N_A e = \Sigma e \quad \text{avec} \quad \Sigma = \sigma \frac{\rho}{M} N_A$$
$$[\Sigma] = \text{m}^{-1}$$

la section efficace macroscopique d'interaction.

La *section efficace macroscopique* représente la probabilité d'interaction d'un neutron par unité de longueur parcourue.

Puisque la section efficace microscopique totale d'interaction est la somme des sections efficaces microscopiques de diffusion et d'absorption (capture + fission) :

$$\sigma_{tot} = \sigma_d + \sigma_a \quad \text{où} \quad \sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$$

On a également :

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_d + \Sigma_a = \Sigma_d + \Sigma_c + \Sigma_f$$

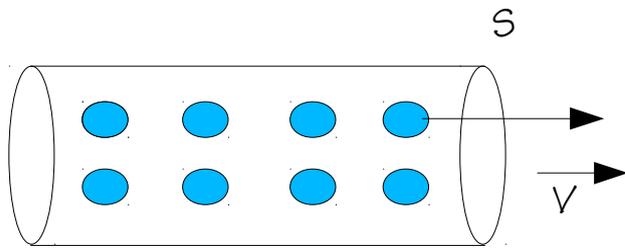
Lorsqu'un neutron traverse une épaisseur infinitésimale dx , on peut calculer sa probabilité d'interaction :

$$dP = \Sigma_{tot} dx$$

Si l'on a N_0 neutrons incidents à $x=0$, un raisonnement comparable au cas de la loi de désintégration radioactive aboutit à : $N(x) = N_0 \exp(-x \Sigma_{tot}) = N_0 \exp(-x/\lambda)$ avec $\lambda = 1/\Sigma_{tot}$ qui est le libre parcours moyen d'interaction des neutrons.

$N(x)$ est le nombre de neutrons qui n'ont pas interagi après avoir parcouru la distance x dans le milieu matériel.

Densité et flux neutroniques



On considère une population de neutrons possédant la même vitesse, qui se propagent dans la même direction. La densité n de cette population exprime le nombre de neutrons par unité de volume. Ce faisceau de neutrons a une section transverse S .

Le flux neutronique Φ est le nombre de neutrons qui traversent S par unité de temps et par unité de surface. Ce flux est le produit de la densité par la vitesse des neutrons.

$$\Phi = n V$$

$$[\Phi] = \text{neutrons s}^{-1} \text{cm}^{-2}$$

$$[n] = \text{neutrons cm}^{-3}$$

On peut alors montrer qu'un flux neutronique traversant une lame homogène de matière suit la même loi d'atténuation que la population N :

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-x \Sigma_{tot})$$

Le taux total de réaction par unité de temps R_T est alors donné par : $R_T(x) = \Phi_0 S (1 - \exp(-x \Sigma_{tot}))$

ou encore si : $x \Sigma_{tot} \ll 1 \Rightarrow R_T(x) = \Phi_0 S x \Sigma_{tot} = \Phi_0 \sigma_T \frac{V(x) \rho}{M} N_A = \Phi_0 \sigma_T N_N(x)$

où $N_N(x)$ est le nombre total de noyaux contenus dans la cible d'épaisseur x .

Ralentissement des neutrons

Dans un milieu matériel diffusant, les neutrons subissent de multiples chocs qui vont les conduire à ralentir.



On peut montrer (TD) qu'après un choc élastique avec un noyau de masse A uma :

$$\alpha \leq \frac{E'}{E} \leq 1$$

avec

$$\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$$

Seule la diffusion sur des noyaux légers est susceptible de ralentir rapidement les neutrons (H, D, C).

Lorsque l'énergie des neutrons est voisine de l'énergie thermique des atomes du milieu, ils entrent en équilibre thermique avec ce milieu. Leur énergie est alors proche de kT (25 meV à 293 K) où k est la constante de Boltzmann, $k=1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$. Cette énergie fluctue d'un choc à l'autre mais ne baisse plus en moyenne. Les neutrons sont alors thermalisés.

Ralentissement des neutrons

En utilisant de l'hydrogène ou du deutérium, il faut de l'ordre de 20 chocs pour thermaliser un neutron de 2 MeV.

Tout les corps hydrogénés (eau, paraffine, polyéthylène ...) sont donc de bons modérateurs de neutrons, mais l'hydrogène capture les neutrons.

L'eau lourde (D_2O) est également un très bon modérateur. De plus, elle n'absorbe pratiquement pas les neutrons. L'eau lourde est cependant peu abondante donc d'un coût élevé.

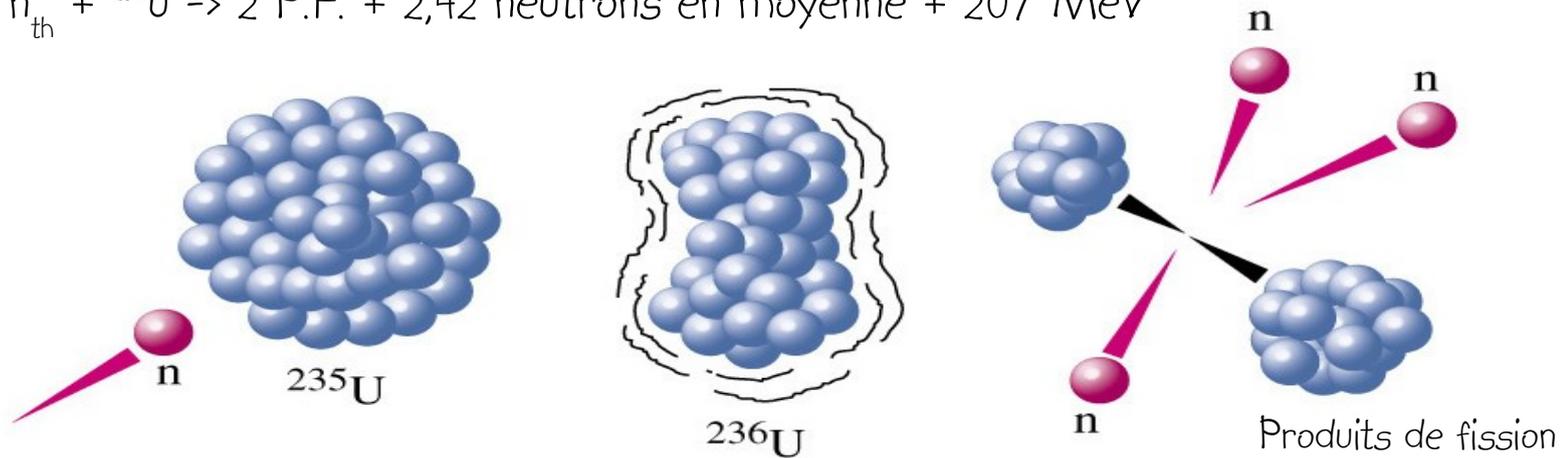
Le graphite (carbone) est moins efficace (120 chocs pour thermaliser un neutron de 2 MeV) mais il est tout de même utilisé pour thermaliser les neutrons dans certains types de réacteurs.

Étant donné que les neutrons sont très rapides ($14 \cdot 10^6$ m/s à 1 MeV), et qu'ils ne parcourent que de petites distances entre deux chocs successifs, leur temps de thermalisation est très bref : < 1 ms

Fission

La fission induite par capture neutronique entraîne la scission principalement en deux fragments de certains noyaux lourds tels que l' ^{235}U ou le ^{239}Pu . Ce phénomène s'accompagne de l'émission instantanée de quelques neutrons par fission et, dans moins d'un pour-cent des fissions, de neutrons retardés qui jouent un grand rôle dans le pilotage des réacteurs. Une fission donne lieu au dégagement d'une énergie de l'ordre de 200 MeV (conversion de masse en énergie).

Exemple : $n_{\text{th}} + {}^{235}\text{U} \rightarrow 2 \text{ P.F.} + 2,42 \text{ neutrons en moyenne} + 207 \text{ MeV}$



Fission

Les noyaux au-delà de l'élément 90 dont l'énergie d'excitation dépasse un certain seuil (appelé énergie d'activation) peuvent fissionner.

Il y a plusieurs façons de fournir cette énergie à un noyau. L'une d'entre-elles procède par la capture d'un neutron. Le noyau AX devient alors ^{A+1}X . L'énergie de liaison de ce dernier neutron capturé agit alors comme une énergie d'excitation du noyau ^{A+1}X . Si cette énergie est supérieure à l'énergie d'activation, la capture d'un neutron thermique provoque la fission. Sinon il faut apporter un surplus d'énergie délivrée sous la forme d'une énergie cinétique supplémentaire cédée par le neutron capturé. Le tableau qui suit montre que les noyaux impairs sont fissiles par neutrons lents, alors que les noyaux pairs ne le sont que par neutrons rapides.

Capture	Noyau qui fissionne	énergie d'activation en MeV	énergie de liaison du dernier neutron en MeV
n + ^{232}Th	^{233}Th	6,5	5,1
n + ^{233}U	^{234}U	4,6	6,6
n + ^{235}U	^{236}U	5,3	6,4
n + ^{238}U	^{239}U	5,5	4,9
n + ^{239}Pu	^{240}Pu	4,0	6,4

Les noyaux contenant un nombre impair de neutrons (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) sont fissiles par neutrons lents alors que les autres (^{238}U , ^{232}Th , ^{240}Pu) ont besoin de neutrons rapides.

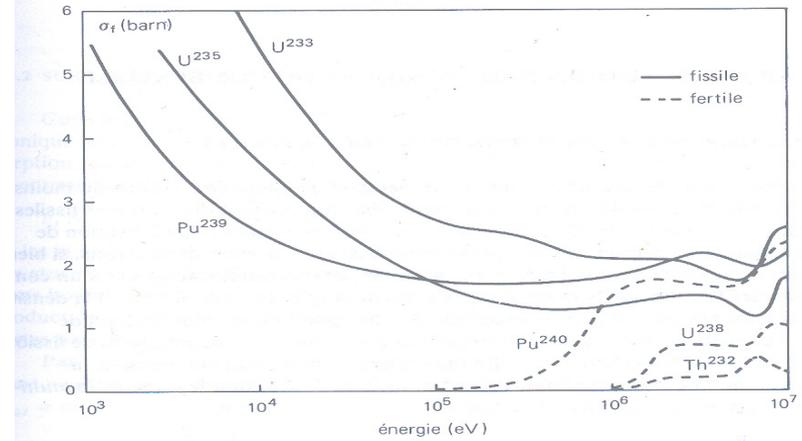
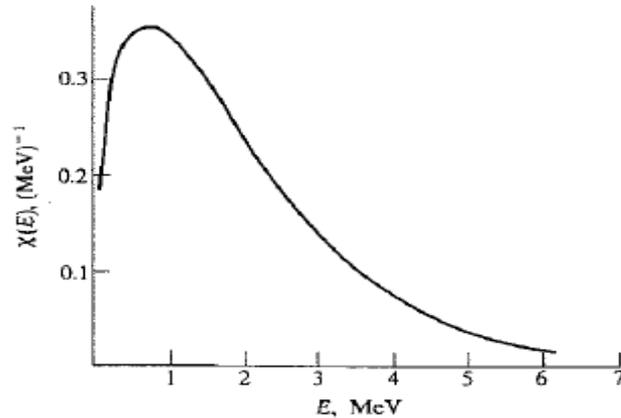


Fig. 3.6. — Sections efficaces microscopiques de fission pour divers isotopes fissiles ou fertiles.

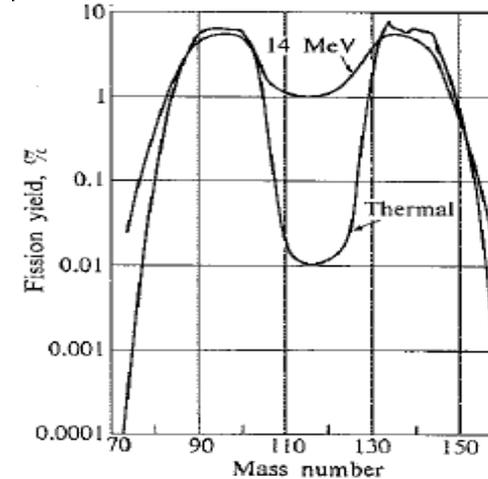
Fission

	σ_a (en barn)	σ_f (en barn)	σ_c (en barn)	$\alpha = \sigma_c / \sigma_f$	η_c	ν
^{233}U	579	531	48	0,09	2,287	2,492
^{235}U	681	582	99	0,17	2,068	2,418
^{239}Pu	1011	742	269	0,36	2,108	2,871
^{241}Pu	1377	1009	368	0,37	2,145	2,927

Données des *noyaux fissiles principaux*
pour des neutrons thermiques (25 meV)



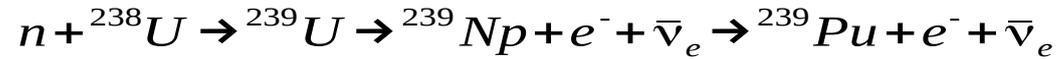
Spectre en énergie des neutrons émis
dans la fission de ^{235}U



Proportion des produits de fission
en fonction de leur masse pour ^{235}U

Fission

Les noyaux d' ^{233}U et de ^{239}Pu n'existent pas sur terre. Il faut les produire dans des réacteurs nucléaires :



en vertu de quoi, ^{238}U et le ^{232}Th sont appelés des noyaux fertiles.

Les produits de fission sont radioactifs car ils sont trop riches en neutrons. Ils constituent l'essentiel de la radioactivité des réacteurs ainsi que des déchets issus du retraitement des combustibles nucléaires.

Capture neutronique

Un neutron peut également être absorbé par un noyau en donnant naissance à un radio-isotope principalement instable qui se désintégrera par émission bêta et/ou gamma. Pour spécifier qu'il ne s'agit pas d'une fission, on parle alors de **capture**. Il peut ainsi en résulter une activation des matériaux qui peuvent alors contenir des noyaux radioactifs.

La capture est d'autant plus efficace que les neutrons sont lents, car leur temps de présence au voisinage d'un noyau est plus grand. Fréquemment, la section efficace microscopique de capture varie comme $1/V$, V étant la vitesse du neutron. Lorsqu'un neutron ralentit, celle-ci augmente. La même loi est observée pour la section efficace de fission.

Pour des neutrons lents les sections efficaces microscopiques de capture sont :

-de l'ordre de quelques millibarns ou moins pour D, ^4He , Be, C, O

-de l'ordre du barn pour H, N, Na, Fe, ^{238}U .

-d'une centaine de barns à plusieurs milliers de barns pour B, Cd, ^3He , ^6Li , Gd

Des éléments neutrophages tels que le bore ou le cadmium peuvent être utilisés pour réguler le flux neutronique d'un réacteur ou capturer les neutrons après modération dans une structure de protection.

Facteur de multiplication dans un milieu comportant de la matière fissile

Chaque neutron présent dans ce milieu a une probabilité ω d'être absorbé par un noyau fissile. ω dépend de la structure et de la composition du milieu complet.

Lorsqu'un neutron est absorbé par un noyau fissile, la probabilité de fission de ce noyau fissile est :

$$\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c)$$

Chaque fission libère ν nouveaux neutrons.

Au total : $k = \omega \eta_c$ neutrons sont disponibles en moyenne par génération où :

$$\eta_c = \nu \sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c) \text{ est appelé le facteur de multiplication du combustible.}$$

K est le **facteur de multiplication du milieu complet**.

Si $k > 1$, le milieu est sur-critique, la réaction est explosive.

Si $k=1$, le milieu est critique, la réaction en chaîne est entretenue. Ce sera la situation recherchée pour un réacteur en régime stable.

Si $k < 1$, le milieu est sous-critique, la réaction en chaîne s'éteint à moins qu'il y ait un apport extérieur de neutrons (réacteur couplé à un accélérateur).

Facteur de multiplication dans un milieu comportant de la matière fissile

Pour faire un réacteur, il faut que $\eta_c > 1$ et on ajuste ensuite ω pour que k soit égal à 1. Rappel : ω dépend de la structure et de la composition du milieu.

Si $\eta_c > 2$ pour chaque génération, on peut utiliser un neutron pour faire une nouvelle fission et un autre neutron pour produire un noyau fissile à partir de ^{232}Th ou d' ^{238}U : c'est un sur-générateur.

Dans ce diagramme, on observe que l'on peut aisément faire un réacteur à neutrons thermiques utilisant de l' ^{235}U ou du ^{239}Pu , et que l'on peut en principe réaliser un sur-générateur à neutrons rapides fonctionnant avec des mélanges : ^{232}Th - ^{233}U ou ^{238}U - ^{239}Pu .

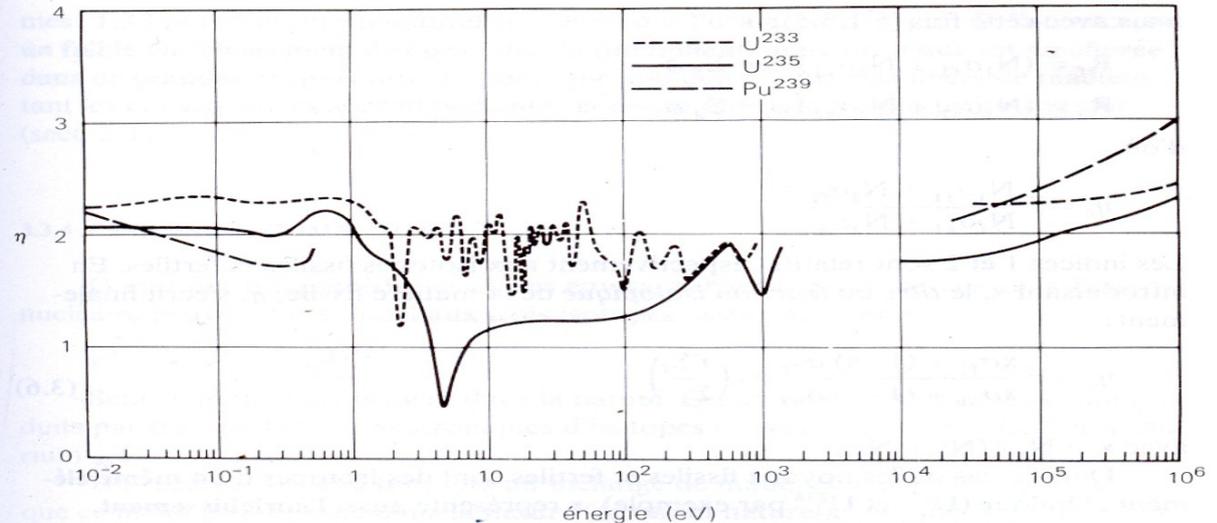


Fig. 3.9. — Facteur de multiplication η des trois isotopes fissiles en fonction de l'énergie des neutrons.

Masse critique

Dans un milieu fissile homogène de forme sphérique, le facteur de multiplication k croît avec le rayon. La masse pour laquelle, k est supérieur ou égal à 1, est appelée la masse critique.

On peut réduire le rayon critique (rayon de la masse critique) en disposant un réflecteur à neutrons sur la périphérie de la sphère.

	sans réflecteur		avec réflecteur	
	$M_c(\text{kg})$	$R_c(\text{cm})$	$M_c(\text{kg})$	$R_c(\text{cm})$
$^{235}\text{U}(94\%)$	52	8,7	13-25	5,5-6,8
$^{239}\text{Pu}(100\%)$	10	5,0	5-10	4-5

Conception et modélisation d'un réacteur nucléaire : équation du transport des neutrons de Boltzmann

Le réacteur est segmenté en petits volumes élémentaires de composition homogène.

À l'équilibre, en régime stationnaire (lorsque le flux neutronique est constant avec le temps), l'équation du transport de Boltzmann permet d'exprimer que tout apport de neutrons dans chacun des éléments de volume considérés individuellement, pour une vitesse et une direction de propagation données, est exactement compensé par les pertes dues à la migration et aux interactions neutroniques.

À l'équilibre, dans chaque volume élémentaire :

Apports de neutrons = Pertes neutroniques

Apports de neutrons = Pertes par migration + Pertes par diffusion et absorption

Mathématiquement cela donne :

$$Q(\vec{r}, \vec{v}_n, \vec{\Omega}) = \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}, \vec{v}_n, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}, \vec{v}_n) \Phi(\vec{r}, \vec{v}_n, \vec{\Omega})$$

Équation résolue par des programmes déterministes ou de type Monte Carlo.

flux neutronique

section efficace macroscopique

Position du volume élémentaire

Vitesse des neutrons

vecteur unitaire donnant la direction de propagation

Pour en savoir plus :

- Traité de neutronique , Jean Bussac et Paul Reuss, Hermann
- Introduction au génie nucléaire, Jacques Ligou
Presses polytechniques et universitaires romandes
- Introduction to nuclear engineering, John R. Lamarsh, Addison-Wesley
- Applied reactor physics, Alain Hébert, Presses Internationales Polytechnique
- Nuclear Energy : Principles, Practices and Prospects, David
Bodansky, American Institute of Physics Press
- Introduction à la physique nucléaire, H.A. Enge, Masson