

# Éléments de Physique Nucléaire pour réacteurs

**H.Nifenecker**

*UIAD*

*Cours des 15 et 22 octobre 2009*

## Plan

- Introduction
- Unités
- Quelques rappels de mécanique quantique
- Le noyau
- Radioactivités: alpha, beta
- Interaction des neutrons avec les noyaux: morphologie des sections efficaces.
- Désexcitation des noyaux excités : neutrons, gammas, fission,  $\nu$ ,  $\alpha$ ,  $\eta$
- Propriétés de la fission:
  - o Distribution en masse des produits de fission
  - o neutrons prompts et retardés

## Introduction

Les processus nucléaires à l'œuvre dans les réacteurs sont connus depuis plus de cinquante ans. Paradoxalement, toutefois, le niveau de connaissance qu'en a le public cultivé et même celui des physiciens non-nucléaires est notoirement faible. Cette lacune est d'autant moins justifiée que 99% de l'énergie produite dans l'univers provient de réactions nucléaires et que ce sont des processus nucléaires qui ont permis la synthèse de tous les éléments connus. De plus, que nous le voulions ou non, l'humanité est entrée dans l'ère nucléaire il y a un siècle. Le processus de fission fournit 5% de l'énergie mondiale, 75% de l'énergie électrique en France, les radioéléments sont utilisés en médecine, dans l'industrie, dans les sciences de la terre et dans bien d'autres secteurs. L'armement nucléaire reste toujours aussi sinon plus menaçant. Les déchets radioactifs produits par les centrales nucléaires font désormais partie du paysage de la civilisation industrielle. Une (re)intégration de la physique nucléaire dans la culture générale scientifique est donc une nécessité, fut-elle uniquement justifiée par des motifs d'ordre civique. On rappellera ici quelques unes des propriétés fondamentales du noyau permettant de comprendre l'interaction des neutrons avec ce dernier et les phénomènes de radioactivité.

## Les unités usuelles

Rappelons tout d'abord les unités les plus couramment utilisées en physique nucléaire et en physique des réacteurs.

## Énergie

La charge élémentaire d'un électron ou d'un proton vaut:  $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb

L'électron-volt est l'énergie acquise par un électron ou un proton soumis à une différence de

potentiel de 1 volt, donc:

$$1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ joule} \quad 1 \text{ MeV (million d'eV)} = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ joule}$$

$$\text{Inversement : } 1 \text{ Joule} = 6.25 \cdot 10^{15} \text{ MeV}, \quad 1 \text{ Kwh} = 2.25 \cdot 10^{19} \text{ MeV}$$

*Exemples:*

*1 fission dégage environ 200 (190) MeV*

*1 Gigawatt =  $1.1 \cdot 10^{23}$  fissions = fission de 1/6 moles d'Uranium = fission de 45 g. d'Uranium.*

*Consommation d'une centrale de 3 Gigawatts: 1.2 tonnes/an.*

- Le noyau étant très petit on utilise habituellement une unité de longueur commensurable à son rayon soit:
- **Longueur:** 1 Fermi = 1 fm =  $10^{-13}$  cm .
- **Surface:** L'unité de surface couramment utilisée n'est pas 1 Fermi\*1 Fermi mais, pour des raisons de commodités de 10 Fermis\*10 Fermis, soit: 1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>. Nous verrons que la probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau est appelée section efficace  $\sigma$  et s'exprime en barns.
- Pour calculer la probabilité d'interaction d'un neutron avec un milieu massif il est d'usage d'utiliser la *Section efficace macroscopique*,  $\Sigma = n \sigma$  cm<sup>-1</sup>. où  $n$  est le nombre de noyaux cibles par cm<sup>3</sup>

## **Quelques rappels de mécanique quantique**

La mécanique quantique repose sur l'idée qu'il est impossible de préciser à la fois la position et la quantité de mouvement (produit de la masse par la vitesse dans le cas non relativiste) d'une particule. Cette impossibilité est quantifiée par la célèbre relation d'incertitude de Heisenberg :

$\Delta p_x \times \Delta x = \hbar$ . Une autre façon d'exprimer cette incertitude est d'associer une onde à chaque

particule. C'est la fameuse relation due à De Broglie :  $\lambda = \frac{2\pi \hbar}{mv}$  avec  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $h$  étant la

constante de Planck. Compte tenu de la relation (non relativiste) entre l'énergie cinétique et la

vitesse  $E = \frac{1}{2}mv^2$  on peut exprimer  $E$  en fonction de  $\lambda$  soit  $E = 2 \frac{(\pi \hbar)^2}{\lambda^2 m} = 2 \frac{(\pi \hbar c)^2}{\lambda^2 m c^2}$ .

La constante  $\hbar c = 197$  MeV-fm. La constante  $\hbar c$  est reliée à la charge élémentaire par l'intermédiaire de la constante dite de structure fine, indépendante du système d'unité qui s'écrit

$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ . Ce qui amène à la valeur de la charge élémentaire exprimée en MeV-fm  $e = 1,2$ .

Considérons une particule localisée dans une boîte aux parois réfléchissantes comme indiqué sur la Figure 1. La plus grande valeur possible de la longueur d'onde d'une particule contenue dans la boîte est  $\lambda = 2L$ . ce qui correspond à une valeur minimum de son énergie cinétique

$E = \frac{(\pi \hbar c)^2}{2L^2 m c^2}$ . On voit que cette énergie minimum est inversement proportionnelle à la masse

de la particule. L'énergie de masse du proton vaut 938 MeV. Dans ce cas on obtient alors

$E = \frac{204}{L^2}$  pour un proton. Pour un électron de masse 0,511 MeV on a  $E = \frac{0,375}{L^2} 10^6$ . Ainsi un

proton de 10 MeV peut être localisé dans une puits boîte de 4,5 fm, alors qu'il faut un puits de 194 fm pour un électron. De ce fait les électrons ne peuvent être localisés dans des noyaux dont nous verront que les dimensions sont de l'ordre de 10 fm. Ces considérations mirent sur la piste du neutron.

Premier niveau  
 $\lambda$  maximum

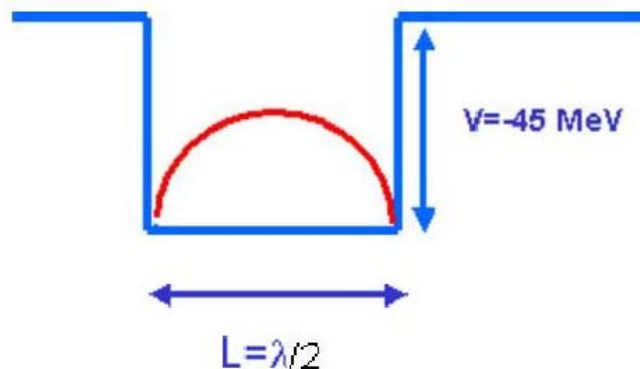


Figure 1

**Illustration de la fonction d'onde du fondamental d'une particule confinée dans un puits de potentiel carré (une seule dimension)**

La fonction d'onde du fondamental représentée sur la Figure 1 est de la forme  $\sin\left(\frac{x}{L}\right)$ . Des

fonctions d'onde d'états excités sont de la forme  $\sin\left(\frac{nx}{L}\right)$  et leurs énergies sont proportionnelles

à  $n^2$ . Ci-dessus nous avons donné un traitement mono-dimensionnel très schématique. Dans la réalité le noyau est évidemment un système tri-dimensionnel et doit être traité comme tel. De même la forme du puits de potentiel doit être traité de façon réaliste. Malgré ces limitations je

pense que le traitement donné ci-dessus permet de comprendre l'essentiel de la physique en cause.

### **Le noyau**

Le noyau est constitué de nucléons, neutrons et protons. L'interaction forte qui s'exerce entre les nucléons est à courte portée; elle possède une partie attractive pour des distances de l'ordre de 2 fermis et une partie répulsive pour des distances inférieures à 0.5 Fermis. Cette interaction ressemble à l'interaction de Van der Wals entre molécules, comme on peut le voir sur la Figure 2.

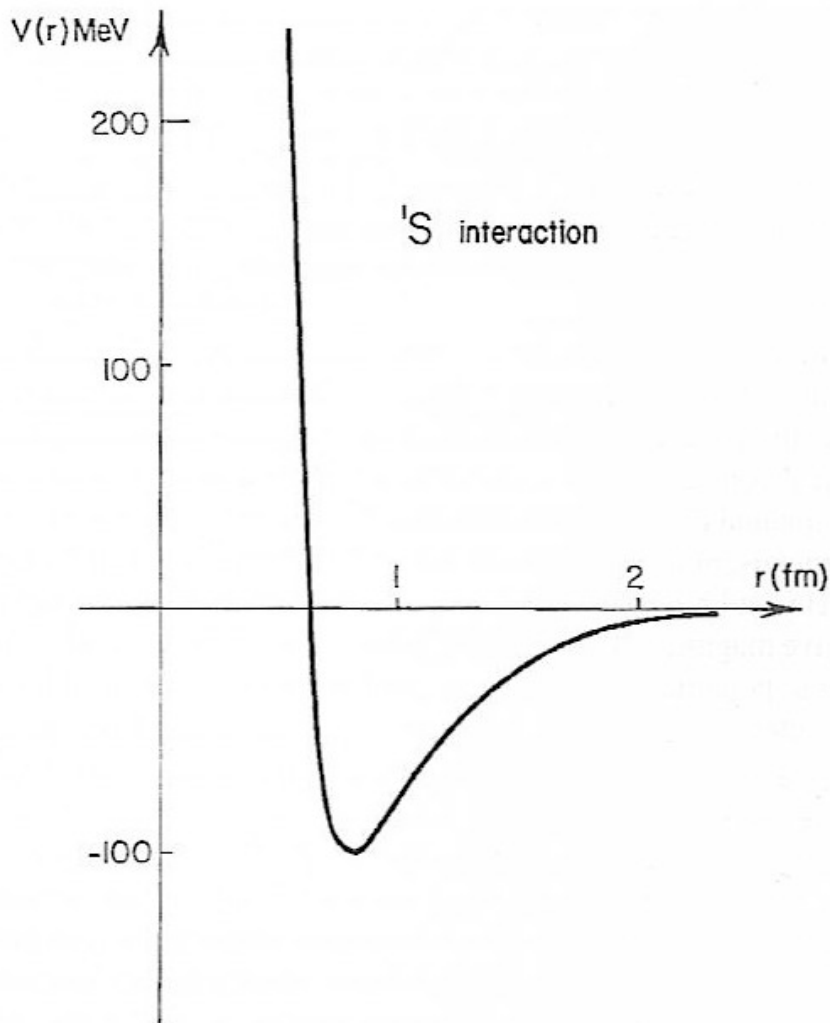


Figure 2

Forme de l'interaction nucléon-nucléon exercée entre deux nucléons de spins parallèles et dans l'état de moment angulaire relatif S (moment angulaire nul) . On distingue une partie répulsive à très courte distance et une partie attractive aux environs de 1 fermi.

Cette analogie permet de comprendre pourquoi les noyaux se comportent à de nombreux égards comme des gouttelettes liquides, plus précisément comme des gouttelettes de liquide de Fermi. Comme toute gouttelette le noyau est un système leptodermique (à faible épaisseur de peau). L'énergie de la goutte comporte, de ce fait, un terme attractif de volume et un terme de surface répulsif, dû à la non-saturation des liaisons des nucléons de surface. Du fait de la présence des protons les noyaux sont chargés, et ceci entraîne l'existence d'un terme de Coulomb répulsif dans l'expression de l'énergie (appelée aussi formule de masse). Les nucléons, ayant un spin égal à  $\frac{1}{2}$ <sup>1</sup>, sont des fermions et le principe de Pauli leur est applicable. Chaque état quantique ne peut être occupé que par un nucléon de type donné à la fois. Protons et neutrons peuvent occuper les mêmes états. La Figure 3 montre de manière schématique comment les neutrons et les protons occupent les niveaux d'énergies différents du puits de potentiel nucléaire.

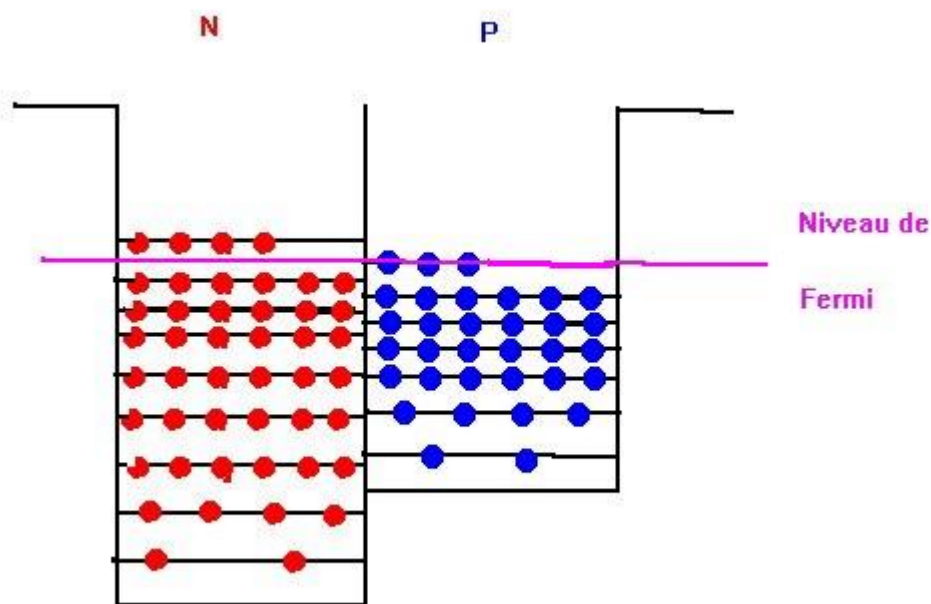


Figure 3

**Représentation schématique des états d'énergie des neutrons (en rouge) et des protons (en bleu) dans un noyau. Les nucléons occupent les états possibles en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Si plusieurs nucléons paraissent occuper le même état énergétique, ils diffèrent en fait par leur spin ou occupent des états de même énergie mais de moment angulaire différents. Le puits de potentiel des protons est moins profond que celui des neutrons du fait de la répulsion coulombienne. Le niveau de Fermi est le dernier niveau occupé.**

Il s'ensuit que les noyaux "préfèrent" avoir un nombre égal de neutrons et de protons. Cette

<sup>1</sup> Le spin (rotation de la quenouille ou d'une toupie) est l'abréviation d'origine anglo-saxonne désignant le moment angulaire intrinsèque d'une particule mesurée en unité de  $h$ . L'analogie d'une toupie tournant sur elle-même permet de se représenter le phénomène. Les particules de spin demi entier obéissent à la statistique de Fermi qui interdit à deux particules de même nature d'occuper le même état quantique. Les particules de spin entier (les bosons) ne souffrent pas de cette interdiction et peuvent occuper le même état. On dit alors que le système est un condensat de Bose, observé, par exemple dans le cas de l'hélium super fluide.

tendance est concrétisée par l'existence d'un terme de symétrie dans l'expression de l'énergie. Le caractère fermionique des nucléons a encore d'autres conséquences importantes:

- Du fait du principe de Pauli les nucléons se déplacent pratiquement sans collisions à l'intérieur du noyau. L'effet des autres nucléons se résume en un potentiel nucléaire moyen et a de faibles interactions résiduelles. Dans le potentiel moyen les nucléons occupent des orbitales individuelles qu'ils remplissent progressivement au fur et à mesure que leur nombre augmente. Les symétries nucléaires se reflètent par une modulation de l'énergie des états individuels, modulation qui conduit à des effets de couche semblables à ceux observés dans les atomes. Ces effets conduisent à un terme spécifique dans l'expression de l'énergie du noyau.
- Les interactions résiduelles entre nucléons conduisent au phénomène de super-conductivité comme dans le cas des métaux. Les nucléons sont appariés deux à deux, de telle manière que le spin de la paire soit nulle (spins opposés des deux partenaires). Il s'ensuit que les nucléons célibataires sont moins liés que les autres. Ceci entraîne l'existence d'un terme d'appariement dans la formule de masse.

On peut donc écrire **La formule de masse**

$$\mathbf{M}(A, Z)c^2 = -Volume + Surface + Isospin + Coulomb - Pair + Couche + m_n c^2 + m_p c^2$$

où  $m_n c^2$  et  $m_p c^2$  sont les énergies de masse du neutron et du proton respectivement.

$EL(A, Z) = m_n c^2 + m_p c^2 - \mathbf{M}(A, Z)c^2$  est l'énergie de liaison du noyau. La dépendance des différents termes de la formule en fonction du nombre de protons  $Z$ , de neutrons  $N$ , et de nucléons  $A = N + Z$  s'écrit:

$$Volume \simeq a_v A$$

$$Surface \simeq a_s A^{2/3}$$

$$Isospin \simeq a_I \frac{(N-Z)^2}{A}$$

$$Coulomb \simeq \frac{Z^2}{R} \simeq a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

Énergie d'appariement (n-n), (p-p)

$$Pair = \Delta \simeq \frac{12}{\sqrt{A}} \delta_{Modulo(Z,2),0} \delta_{Modulo(N,2),0} \text{ ou } \delta_{i,j} \text{ est le symbole de Kronecker, égal à 1 quand } i=j \text{ et 0 autrement.}$$

L'énergie de couche ( *Couche* ) est minimale pour les nombres magiques correspondant à des noyaux sphériques (2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126). Il existe aussi des couches dites déformées. Comme on peut le voir sur la Figure 4, la formule de masse implique que l'énergie de masse des noyaux ayant le même nombre de nucléons passe par un minimum en fonction de  $Z$ .

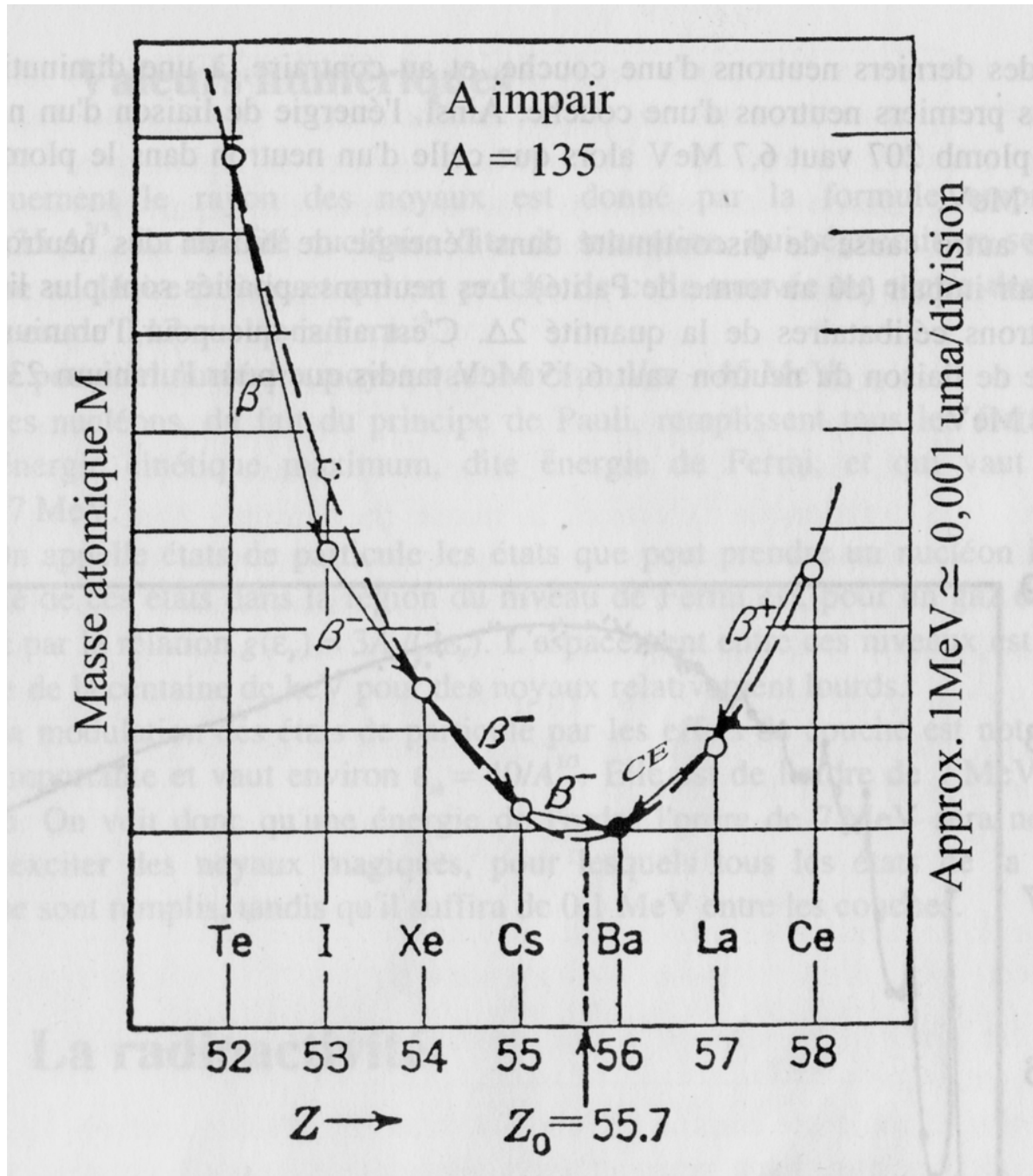


Figure 4

Variation de l'énergie de masse d'un noyau de nombre de masse impaire fixée en fonction de sa charge. A gauche de la valeur de  $Z$  minimisant cette énergie les noyaux sont dits riches en neutrons et évoluent vers la stabilité par radioactivité beta- (émission d'un électron). A droite les noyaux sont riches en protons et évoluent vers la stabilité par radioactivité beta+ (émission d'une positron ou électron positif) ou par capture d'un électron du nuage électronique (capture électronique)

Dans l'espace  $(Z, N)$  le lieu de ces minima (correspondant à des maxima pour les énergies de liaisons) est appelé la vallée de stabilité (voir la Figure 5) .

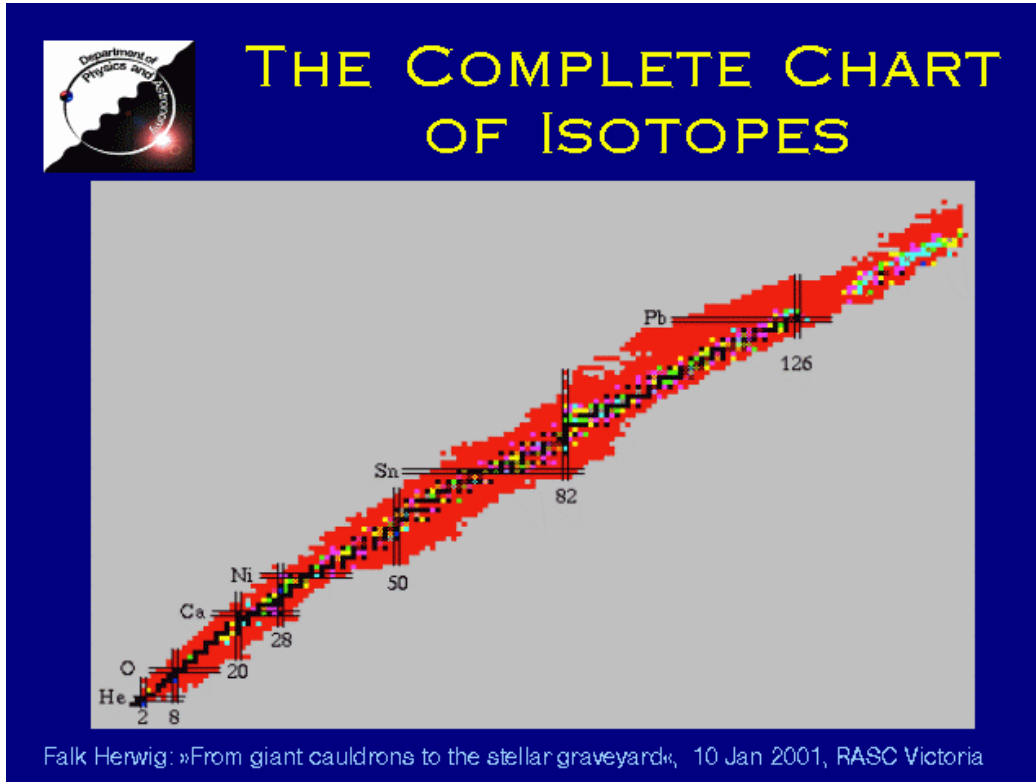


Figure 5

**Représentation de l'énergie de liaison des noyaux en fonction de leur charge et de leur nombre de neutrons. Le cases noires correspondent aux noyaux les plus liés, d'où le terme de vallée de stabilité. Les couches magiques de neutrons et de protons sont indiquées.**

Les noyaux ayant un plus grand nombre de neutrons que ceux situés dans la vallée de stabilité sont dits, naturellement, riches en neutrons. Les neutrons y sont moins liés que les protons. Une autre façon de dire est que leur potentiel chimique est plus élevé que celui des protons,  $\mu_n > \mu_p$ . (voir Figure 6)



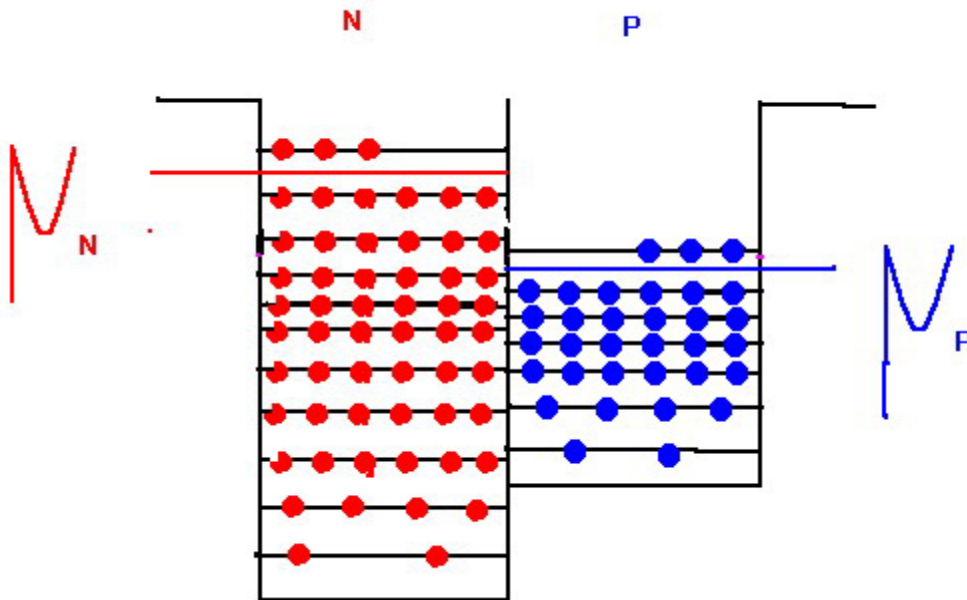


Figure 6

**Illustration du cas d'un noyau riche en neutron : le niveau de Fermi des neutrons (aussi appelé potentiel chimique) est supérieur à celui des protons. La tendance sera d'égaliser les deux potentiels en transformant les neutrons en protons grâce à la radioactivité beta +.**

L'inverse de ce qui vient d'être dit est évidemment vrai pour les noyaux riches en protons, situés de l'autre cote de la vallée de stabilité. D'autre part, la compétition entre l'attraction nucléaire et la répulsion coulombienne fait que l'énergie de liaison par nucléon commence par croître puis décroît, comme on peut le voir sur la Figure 7. Sur la Figure 7 on remarque, en dehors de la tendance générale décrite ci-dessus, des pics dans les énergies de liaison par nucléon. Ces pics correspondent aux noyaux magiques. La stabilité des noyaux alpha ( $Z=N=2$ ) est particulièrement remarquable.

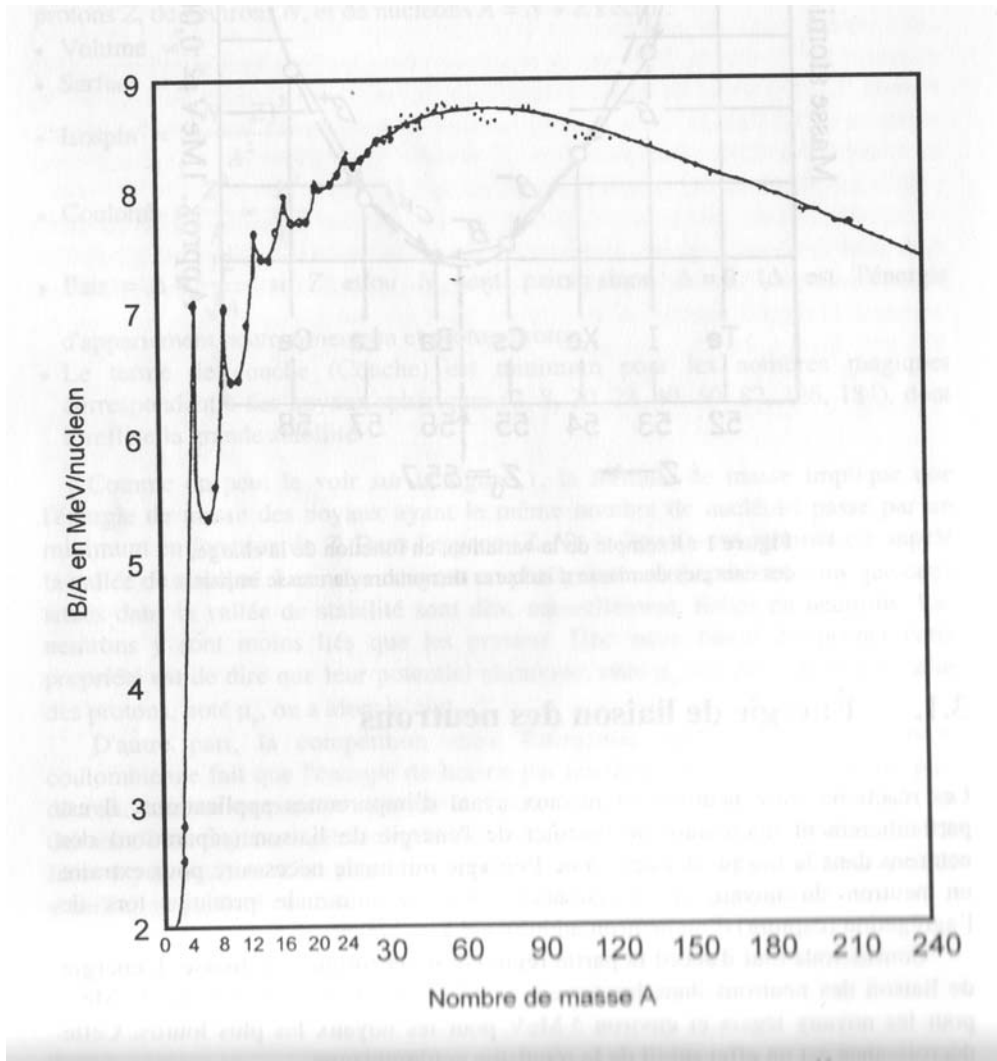


Figure 7

Valeur de l'énergie de liaison des noyaux de masse A situés dans la vallée de stabilité. Les pics apparaissant au dessus de la tendance générale sont dus aux effet de couche. On voit ainsi que l'hélium de masse 4 est particulièrement lié. Cette propriété est mis à profit dans le soleil et dans les réacteurs thermonucléaires.

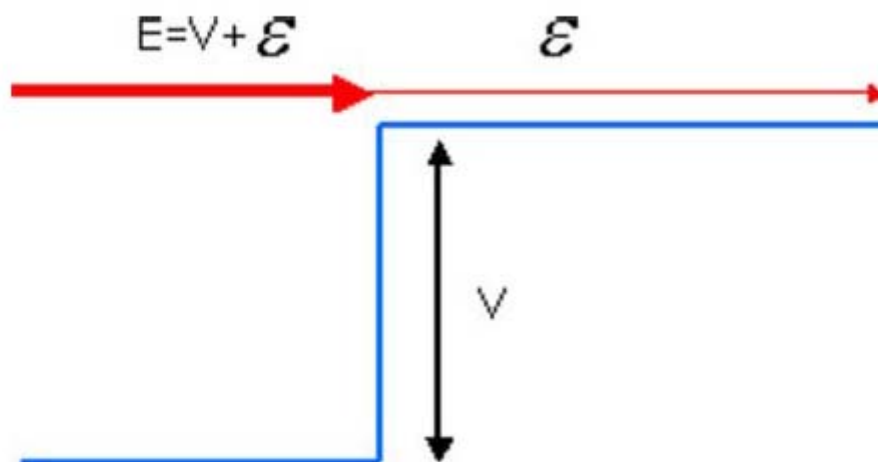
Typiquement le rayon des noyaux et de l'ordre de:  $R_N = 1.35A^{2/3}$  <sup>2</sup>La densité nucléaire dite de saturation, qui régnerait au sein d'une matière nucléaire infinie et qui est proche de celle trouvée au centre des noyaux lourds est de  $0.17 \text{ nucléons}/\text{Fm}^3$ . Le potentiel nucléaire moyen vaut environ  $V \approx 45 \text{ MeV}$ . Les nucléons, du fait du principe de Pauli remplissent tous les états les plus bas jusqu'à une énergie cinétique maximum dite de Fermi et qui vaut environ  $\varepsilon_F = 37 \text{ MeV}$  On appelle états de particule les états que peut prendre un nucléon isolé. La densité de ces états

<sup>2</sup>Du fait de la diffusivité de la surface du noyau, différentes définitions du rayon nucléaire sont possibles et correspondent à différentes valeurs du paramètre  $r_0$  pris ici égal à 1.35, et correspondant à la distance du centre du noyau à laquelle la densité nucléonique est de l'ordre de 10 % de sa valeur au centre.

dans la région du niveau de Fermi est, pour un gaz de Fermi, donné par la relation  $g(\epsilon_F) = \frac{3A}{2\epsilon_F}$ . L'espacement entre ces niveaux est donc de l'ordre de la centaine de KeV pour des noyaux relativement lourds. La modulation des états de particule par les effets de couche est notablement plus importante et vaut environ  $\epsilon_{sh} = \frac{40}{A^{1/3}}$ . Elle est de l'ordre de 7 MeV aux environs du Plomb. On voit donc qu'une énergie de l'ordre de 7 MeV sera nécessaire pour exciter des noyaux magiques, tandis qu'il suffira de 0.1 MeV entre les couches.

### **Interaction Neutrons-Noyaux**

Les neutrons peuvent soit être diffusés élastiquement par les noyaux, sans les pénétrer, c'est la diffusion élastique potentielle, soit pénétrer à l'intérieur du noyau. Ce dernier cas correspond à la section efficace de réaction. Du fait du principe d'exclusion de Pauli, qui limite le nombre d'états finaux possibles lors d'une collision de la particule incidente avec les nucléons du noyau, le libre parcours moyen du neutron venant de pénétrer dans le noyau est grand (de l'ordre de 20 Fermis), supérieur au diamètre nucléaire. On pourrait penser que dans ces conditions le neutron ressortirait immédiatement du noyau. En fait, il n'en n'est rien car le neutron se trouve piégé par un effet quantique: une particule se présentant devant une discontinuité de potentiel a une probabilité finie d'être réfléchi, même si son énergie cinétique excède la valeur de la barrière de potentiel. Ce comportement est schématisé sur la Figure 8.



**Figure 8**

**Réflexion d'une particule par une barrière de potentiel. Pour une faible valeur de  $\epsilon$  par rapport à  $V$ , le rapport de l'intensité de l'onde sortante à celui de l'onde entrante est donné par  $\theta \cong 3.4 \cdot 10^{-4} \sqrt{\epsilon}$**

Si le neutron a un nombre d'onde  $k$  à l'extérieur du noyau et  $K$  à l'intérieur, la transmission de la

barrière est donnée par l'expression:

$$\theta \simeq \frac{4kK}{(k+K)^2} \simeq 3.4 \cdot 10^{-4} \sqrt{\epsilon_{ev}}$$

où l'expression finale est valable pour les petites énergies de neutrons. Cette valeur faible de la transmission est à l'origine du modèle du noyau composé de Bohr. En effet, en absence de collisions, le neutron parcourerait une très longue distance dans le noyau avant d'avoir une probabilité finie d'en ressortir. Même si le libre parcours moyen du neutron est grand, il est beaucoup plus faible que cette distance. Il s'ensuit que le neutron subit des diffusions qui abaissent son énergie de sorte qu'il devient incapable de sortir. Son énergie est alors partagée entre de nombreux nucléons et un quasi équilibre statistique peut être atteint. Le noyau composé peut alors être caractérisé avec une bonne approximation, par une température et une entropie. Comme dans un métal chauffé cet état est la superposition statistique d'états à  $n$  particules et  $n-1$  trous. La Figure 9 illustre l'évolution vers l'équilibre statistique du noyau.

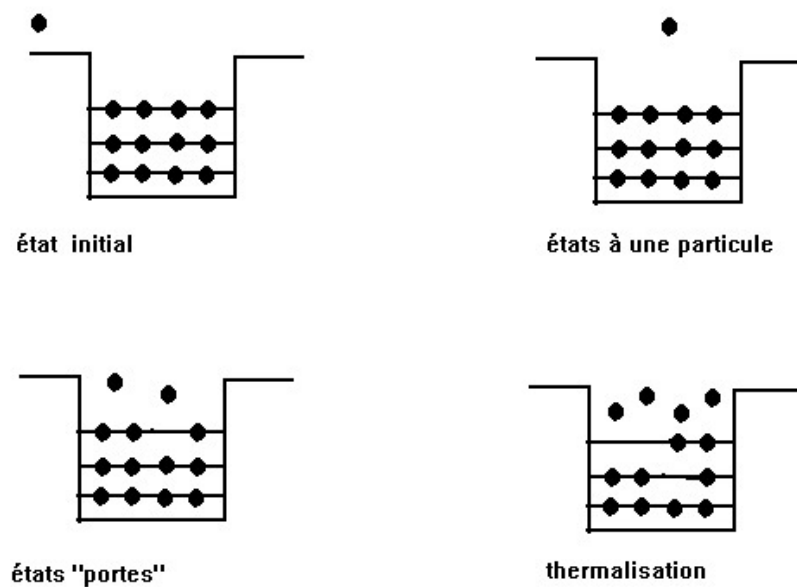


Figure 9

**Evolution du noyau vers un état de quasi équilibre caractérisé par une température, après capture d'un nucléon.**

Chaque combinaison particulière de  $n$  particules et  $n-1$  trous donne naissance à un état du noyau composé. Le caractère discret du spectre d'excitation de particules et de trous conduit également à un caractère discret des états du noyau composé (les résonances). La Figure 10 illustre ce processus.

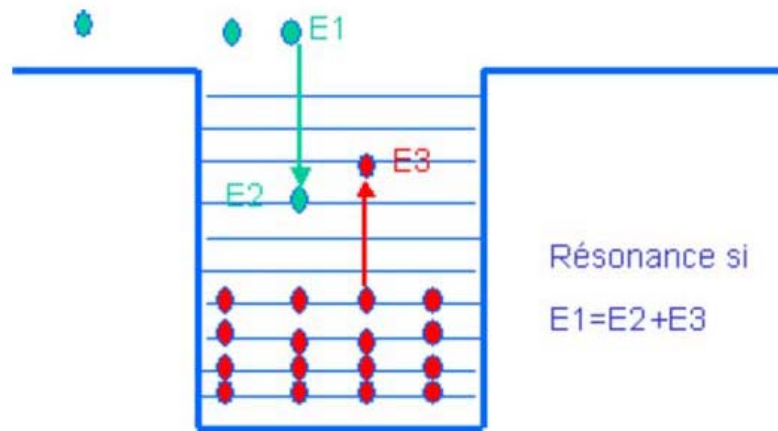


Figure 10

Comment la structure discrète des niveaux d'énergie de particules dans le noyau peut conduire à l'apparition de résonances.

Un exemple de structure résonante est donnée sur la Figure 11

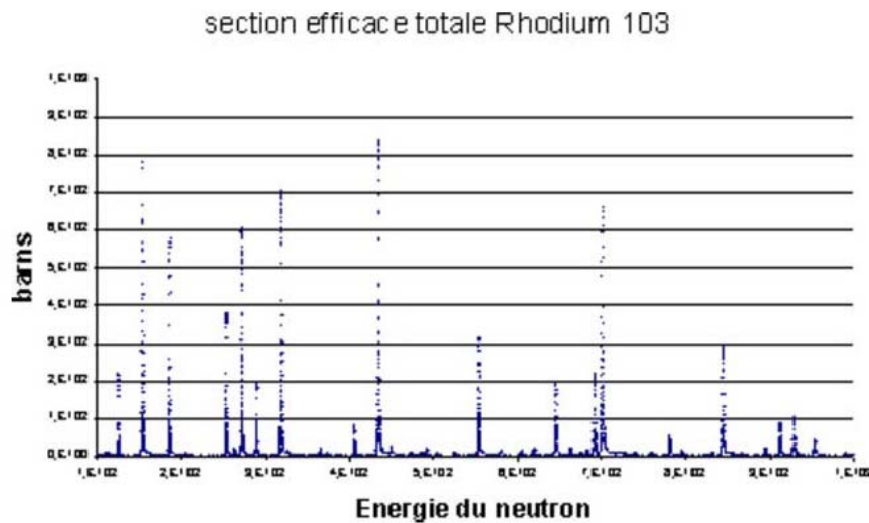


Figure 11

Structure en résonances de la section efficace totale du Rhodium 103

On peut caractériser les résonances par leur densité dans l'espace des énergies. Cette densité est,

en première approximation, égale à celle d'un gaz de Fermi:

$$\rho(E^*) \simeq \frac{e^2 \sqrt{aU}}{U^{5/4}}$$

avec  $a = \frac{A}{8}$ . Ici  $E^*$  est l'énergie d'excitation du noyau composé. Dans le cas de la capture d'un neutron d'énergie  $\varepsilon$ ,  $E^* = \varepsilon + B_n$  ou  $B_n$  est l'énergie de liaison du neutron. À énergie d'excitation égale les noyaux ayant un nombre de neutrons et(ou) de protons impair ont une densité d'états plus grande. Pour tenir compte de cet effet on introduit une énergie d'excitation effective  $U = E^* - \Delta_n - \Delta_p$ . Ici  $\Delta_{n,p} = 0$  si le nombre de neutrons (protons) du noyau composé  $n(p)$  est impair et  $\Delta_{n,p} = \Delta$  dans le cas contraire. À un niveau plus fin de description on trouve aussi que la densité de niveau est plus faible aux alentours des noyaux magiques. L'espacement entre niveaux est évidemment l'inverse de la densité de niveaux.

Au bout de quelques  $10^{-20}$  secondes, le noyau peut être considéré comme étant à l'équilibre statistique. Utilisant la formule de densité de niveau on peut définir une température interne du noyau:  $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$ .

D'une façon générale, pour une énergie d'excitation égale à l'énergie de liaison des neutrons, on observe les comportements suivants:

- La densité de niveaux au seuil d'émission de neutrons augmente avec la masse des noyaux. L'espacement entre niveaux atteint le MeV pour les noyaux très légers et est inférieur à l'électron-volt pour les noyaux très lourds.
- La densité de niveaux est plus faible pour les noyaux ayant un nombre de neutrons impair ( $^{239}\text{U}$ ) que pour les noyaux ayant un nombre de neutrons pair ( $^{236}\text{U}$ ). Ce comportement est le résultat de deux effets antagonistes:
  - o Plus faible énergie d'excitation, au seuil d'émission de neutrons, des noyaux ayant un nombre de neutrons impair
  - o À énergie d'excitation donnée, plus forte densité de niveaux des noyaux ayant un nombre de neutrons impair.
- Les densités de niveaux passent par un minimum aux environs des couches magiques. C'est ainsi que les espacements de niveaux dans le  $^{208}\text{Pb}$  dépassent plusieurs dizaines de KeV, alors que pour les isotopes du tungstène ou de l'Uranium elles sont de l'ordre de l'électron-volt.

## ***Énergie de liaison des neutrons***

Les réacteurs nucléaires mettant essentiellement en œuvre des réactions entre neutrons et noyaux, il est particulièrement intéressant de discuter de l'énergie de liaison(séparation) de ceux-ci dans ceux-ci. Considérons, tout d'abord la partie régulière de la formule de masse. L'énergie de liaison des neutrons dans la vallée de stabilité varie entre une dizaine de MeV pour les noyaux légers et environ 5 MeV pour les noyaux les plus lourds.

Les effets de couche conduisent à une nette augmentation de l'énergie de liaison des derniers neutrons d'une couche, et, au contraire, à une diminution de celle des premiers neutrons d'une

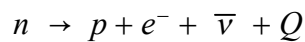
couche. Ainsi l'énergie de liaison d'un neutron dans le Plomb 207 vaut 6.7 MeV alors que celle d'un neutron dans le Plomb 209 vaut 3.9 MeV.

Une autre cause de discontinuités dans les énergies de liaison des neutrons est l'effet pair-impair. Les neutrons appariés sont plus liés que les neutrons célibataires de la quantité  $2\Delta_n$ . C'est ainsi que pour l'Uranium 238 l'énergie de liaison du neutron vaut 6.15 MeV tandis que pour l'Uranium 239 elle vaut 4.8 MeV.

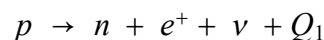
## **La radioactivité**

### **Radioactivité beta**

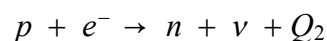
Expérimentalement on trouve que le neutron est instable. Il se désintègre par la réaction:



Cette réaction, où l'on observe une production d'un électron associé à un changement de charge d'un nucléon ou d'un noyau est une désintégration  $\beta^-$  moins. Elle est due à une interaction fondamentale entre particules élémentaires appelée interaction faible. La présence d'une particule neutre indétectable à l'époque, le neutrino, avait été conjecturée par E.Fermi pour assurer la conservation de l'énergie dans la désintégration du neutron. Cette particule a été, ultérieurement détectée à proximité de sources intenses de désintégration beta comme les réacteurs, par exemple. Protons et neutrons font partie de la famille des baryons (particules lourdes) tandis qu'électrons et neutrinos ( $\nu$ ) appartiennent à celle des leptons. Dans les réactions nucléaires le nombre de baryons et le nombre de leptons sont toujours conservés. Pour conserver ces nombres toute apparition d'une particule doit être accompagnée par celle d'une anti-particule. L'électron étant une particule (on dit qu'il a un nombre leptonique +1) doit être accompagné d'une antiparticule. Le neutrino est donc, en fait, un anti-neutrino et est noté  $\bar{\nu}$ . Le sens de la désintégration du neutron vers le proton est déterminé par la plus grande masse du neutron. La différence de masse  $Q = m_n c^2 - m_p c^2 = 0.782 \text{ MeV}$ . De cette différence de masse 0.511 MeV sont nécessaires à la création de l'électron, la masse du neutrino étant soit nulle soit très faible. Tout comme dans les réactions chimiques, si l'environnement est susceptible de fournir l'énergie nécessaire (hautes température, par exemple comme dans les étoiles, où énergie potentielle) la réaction inverse  $n + e^- + \bar{\nu} \rightarrow p - Q$  est, en principe, possible. En fait, cette réaction à trois corps est très peu probable et elle laisse la place à deux réactions légèrement différentes mettant en œuvre les anti-particules des deux leptons; il s'agit des réactions:



et:



La première réaction correspond à une désintégration beta plus, la deuxième à une capture électronique. Le noyau se comporte comme un laboratoire au sein duquel les trois types de réactions décrites plus haut peuvent avoir lieu. Les potentiels chimiques des neutrons et protons y tiennent lieu des masses de ces particules libres. On peut observer les trois types de désintégrations:

- Désintégration  $\beta^-$  moins si  $\mu_n - \mu_p > 0.511 \text{ MeV}$ .
- Capture électronique si  $\mu_p > \mu_n$ .
- Désintégration  $\beta^+$  plus si  $\mu_p - \mu_n > 0.511 \text{ MeV}$ .

Il faut remarquer que les énergies disponibles pour la Désintégration beta dépendent notablement du caractère pair ou impair du nombre de masse A des noyaux. En effet, si cette masse est paire, Z et N ont tous deux la même parité. Les noyaux pair-pair ont des énergies de masse systématiquement plus petites de 2 à 4 MeV que celles des noyaux impair-impair. Cette plus grande stabilité des noyaux pair-pair interdit leur désintégration vers des noyaux impair, dans la région de la vallée de stabilité. Ce phénomène explique que les éléments de charge paire ont, en général, un plus grand nombre d'isotopes stables. Ce comportement est visible sur la Figure 12

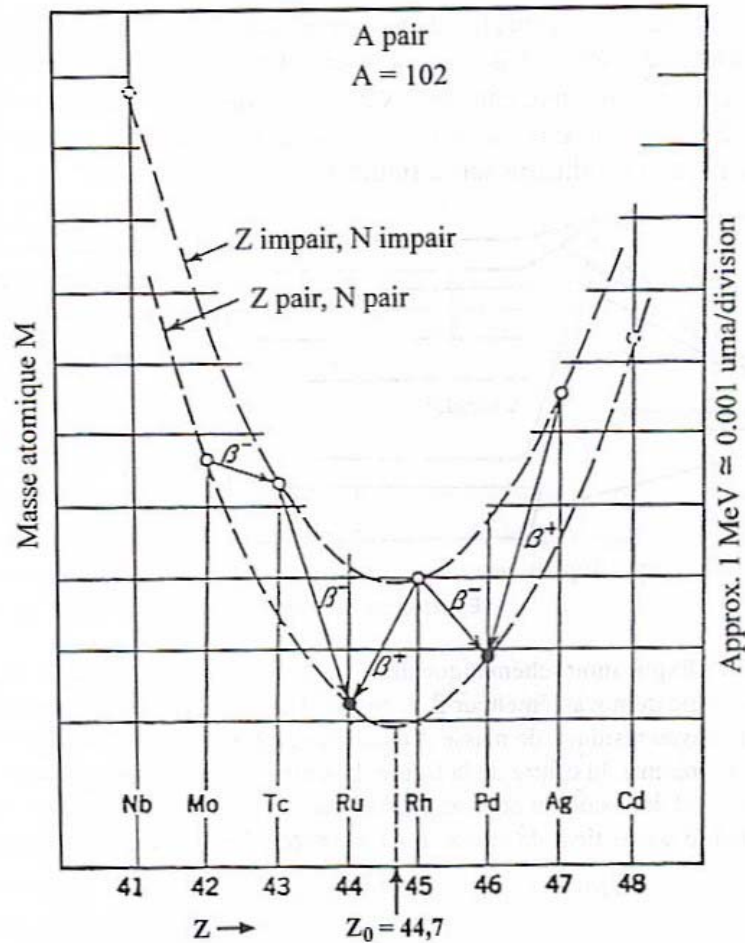


Figure 12

Variation des énergies de masse de noyaux de nombre de masse pair. Les énergies de masse des noyaux impair-impair sont systématiquement supérieures à celles des noyaux pair-pair.



## Périodes de décroissance

La période de décroissance beta dépend fortement (en  $Q^{-5}$ ) de l'énergie disponible pour la transition. Elle dépend aussi du détail de l'état initial et de l'état final du nucléon subissant la désintégration. Les périodes s'étagent entre quelques millisecondes et quelques centaines de milliers d'années.

## Particules associées

Après désintégration il est possible que le noyau final se trouve dans un état excité. Habituellement cet état se désexcite à son tour par émission de rayonnement gamma. Toutefois, si l'énergie de la réaction est suffisamment grande, l'énergie d'excitation dans le noyau final peut être suffisante pour permettre l'émission d'une particule. Ceci est particulièrement fréquent dans le cas des transitions beta moins, qui donnent alors lieu à émission de neutron. Le mécanisme par lequel cette émission se produit est illustré sur la Figure 13.

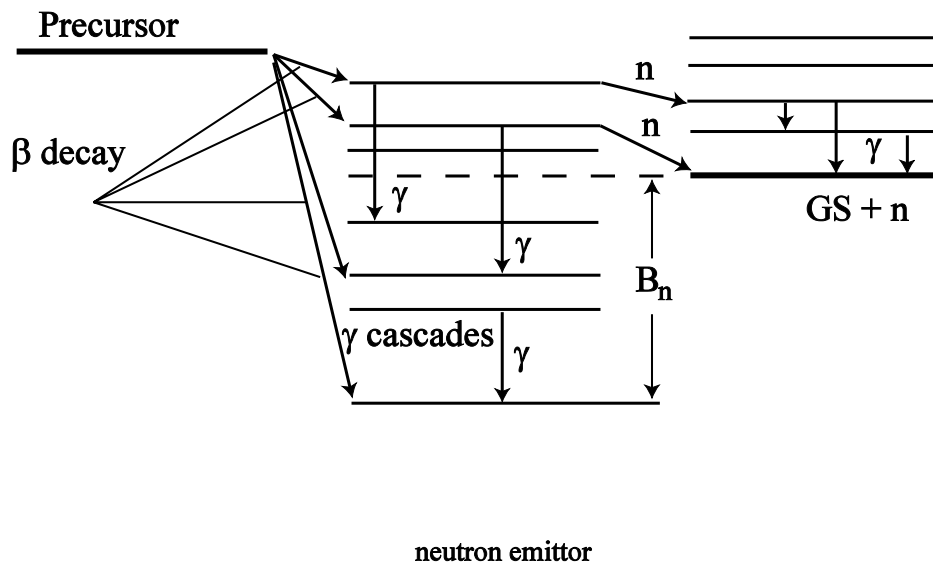


Figure 13

Explication du mécanisme d'émission d'un neutron retardé. La désintégration du noyau précurseur très riche en neutrons (precursor) permet d'exciter des états dans le noyau émetteur de suffisamment haute énergie pour permettre l'émission de neutrons, conduisant à un noyau résiduel de nombre de masse  $A-1$

## Radioactivité alpha

D'une façon générale un noyau  $A$  peut se désintégrer en plusieurs composants si le bilan en énergie de la réaction  $A \rightarrow \sum_i B_i$  est positif. Ce bilan s'écrit:

$$Q = \mathcal{M}_A c^2 - c^2 \sum_i \mathcal{M}_{B_i}$$

Du fait de son exceptionnelle stabilité la particule alpha conduit, en particulier pour les noyaux lourds qui sont d'autant moins liés qu'ils sont lourds, à des bilans d'énergie positifs:

$$Q_\alpha(Z, N) = \mathcal{M}(Z, N)c^2 - \mathcal{M}_\alpha c^2 - \mathcal{M}(Z-2, N-2)c^2 > 0$$

Lorsqu'une telle désintégration se produit on est en présence de la radioactivité alpha. Même les noyaux situés dans la vallée de stabilité qui ne peuvent, à l'évidence, émettre de nucléons, peuvent émettre des particules alpha. Toutefois, l'existence même, dans la nature, de noyaux susceptibles d'émettre des particules alpha montre que celle-ci est, en fait, impossible ou fortement retardée. Cette inhibition est due à l'existence d'une barrière de potentiel qui ne peut être franchie que par effet tunnel. La barrière est le résultat de la répulsion coulombienne qui s'exerce entre la particule  $\alpha$  et le noyau. On peut en avoir une estimation quantitative en calculant l'énergie potentielle de la configuration formée par la particule  $\alpha$  au contact du noyau, soit:

$$V_c = \frac{2Ze^2}{1.35(A^{1/3} + 4^{1/3})} = 2.13 \frac{Z}{(A^{1/3} + 1.58)}$$

A titre d'exemple, pour l'Uranium 238, on trouve 25 MeV. Selon les tables de masse on trouve :

$$Q_\alpha = \mathcal{M}(92, 238)c^2 - \mathcal{M}(90, 234)c^2 - \mathcal{M}(2, 4)c^2 = 47.305 - 40.610 - 2.425 = 4.27 \text{ MeV}$$

On voit donc que le système devra franchir une barrière de potentiel de près de 20 MeV. L'étude du processus quantique de passage sous cette barrière conduit à l'expression simple suivante, due à Gamow, et qui exprime le nombre de désintégrations alpha par secondes:

$$\lambda = 1.2 \cdot 10^{21} e^{-\gamma} \text{ sec}^{-1}$$

où  $\gamma$  est le facteur de Gamow, qui, pour les noyaux ayant Z et N pairs vaut approximativement:

$$\gamma = 3.956 \frac{Z_{final}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 2.97 \sqrt{Z_{final} R_\alpha}$$

Ici le paramètre  $R_\alpha = 1.45 A^{1/3}$  est déterminé de manière empirique. La charge  $Z_{final}$  est la charge du noyau résiduel après émission de la particule  $\alpha$ . La formule semi-empirique donne alors une demie vie de  $6.9 \cdot 10^9$  ans pour l'Uranium 238, à comparer à la valeur expérimentale de  $4.46 \cdot 10^9$  ans. La systématique des périodes alpha pour les noyaux pair-pair est donnée sur le Figure 14. Compte tenu de la variation très rapide de la demi-vie en fonction des paramètres donnant le facteur de Gamow, l'accord est satisfaisant. La demie-vie alpha des noyaux ayant un nombre impair de protons ou(et) de neutrons est plus longue que celle prévue par la formule de Gamow, à cause d'effets de moment angulaire.

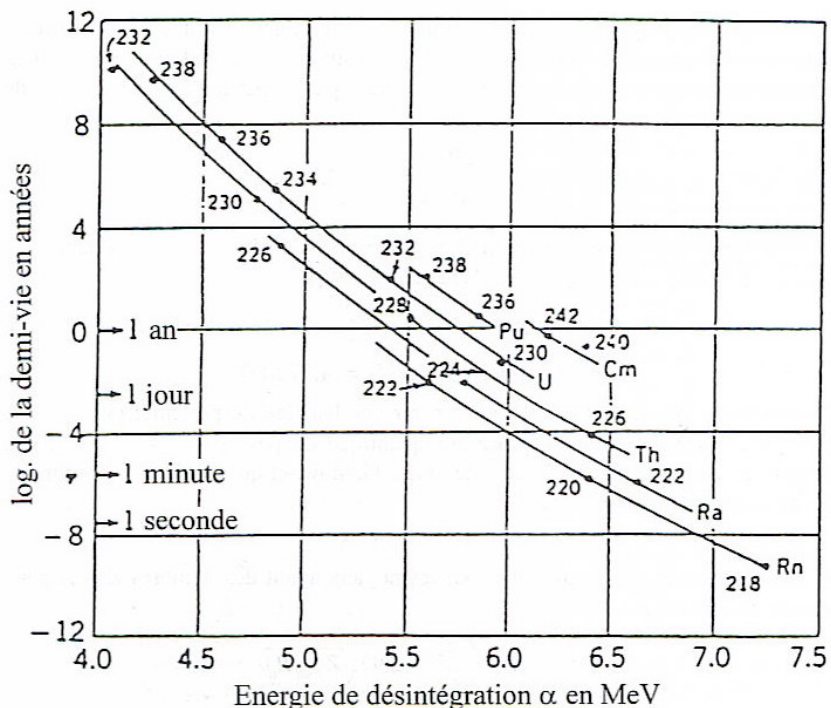


Figure 14

#### Valeur des demi-vies alpha en fonction de l'énergie des alphas pour les noyaux pair-pair.

Du fait des effets de couche autour du noyau doublement magique  $^{208}\text{Pb}$  l'énergie des transitions alpha croît quand la charge des noyaux décroît du Thorium au Plomb. Au delà du Thorium la tendance normale à un raccourcissement des demi-vies reprend. Ce comportement explique pourquoi seuls, parmi les noyaux plus lourds que le Plomb, le Thorium et l'Uranium possèdent des isotopes de très longues demi-vies, existant dans la nature.

Parmi les noyaux de charge plus faible que Thorium, seul le Radium 226 a une demi-vie excédant trente ans.

Nous remarquons qu'une énergie de 2.425 MeV est nécessaire, au minimum, pour permettre l'émission de la particule alpha. Pour les noyaux stables de charge inférieure à celle du Plomb, l'énergie disponible pour la désintégration alpha devient très faible et la durée de vie des noyaux si longues qu'on peut les considérer comme stables. Par exemple la durée de vie du Platine 194 atteindrait  $410^{45}$  ans.

### Morphologie des sections efficaces

#### Section efficace microscopique.

Le nombre d'interactions nucléaires par unité de temps(sec.) obtenu avec un flux  $\varphi$  de particules incident sur une surface d'épaisseur  $d$  (cms) est obtenu par:

$$N = 6.10^{23} S \varphi \frac{\rho d}{A} 10^{-24} \sigma = 10^{-24} n \varphi \sigma S$$

ou  $n$  est le nombre d'atomes par unité de surface,  $\sigma$  la section efficace en barns ( $10^{-24} \text{ cm}^2$ )

Ici  $\sigma$  est la section efficace totale d'interaction. Si l'on s'intéresse à un phénomène particulier on est amené à parler d'une section efficace partielle  $\sigma_{(i)}$ . Le rapport de la section efficace partielle à celui de la section efficace totale est la largeur partielle de réaction  $\Gamma_{(i)} = \frac{\sigma_{(i)}}{\sigma}$ .

## Les états résonants

Les niveaux du noyau composé ou résonances ne sont pas stables. Ils ont une durée de vie  $\tau$  finie et donc une largeur en énergie  $\Gamma = \hbar / \tau$  non-nulle. Le mouvement interne des protons peut donner lieu à émission de photons, tout comme celui des électrons dans le cas atomique. Ce processus correspond à la largeur radiative de la résonance  $\Gamma_\gamma$ . En l'absence d'autre phénomène, le noyau composé peut, avec une fréquence dite fréquence de Poincaré, retrouver son état initial et, donc, ré-émettre le neutron. Ce processus correspond à la largeur de diffusion élastique résonante  $\Gamma_n$ . Si l'énergie d'excitation est suffisante le neutron peut être ré-émis alors qu'une énergie d'excitation résiduelle demeure dans le noyau. C'est la diffusion inélastique, de largeur  $\Gamma_n^{in}$ . Particulièrement pour les noyaux légers, des particules chargées peuvent être émises. Nous regrouperons les largeurs correspondantes sous le symbole  $\Gamma_{part}$ . Enfin, dans certains cas, et tout particulièrement pour les noyaux lourds une fission peut survenir, la largeur correspondante étant  $\Gamma_f$ . La largeur totale de la résonance est simplement égale à la somme des largeurs partielles:  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_n^{in} + \Gamma_{part} + \Gamma_f + \Gamma_\gamma$ .

La forme des résonances individuelles est donnée par l'expression de Breit-Wigner, écrite ici pour la capture radiative:

$$\sigma_c(E) = g \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

ou  $E_R$  est l'énergie de la résonance,  $g$  un facteur de spin et  $\lambda = \frac{2.87 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E_{ev}}} \text{ cm}$

Les autres sections efficaces sont obtenues en remplaçant  $\Gamma_\gamma$  par la largeur correspondante. La section efficace totale, elle, est obtenue en remplaçant  $\Gamma_\gamma$  par la largeur  $\Gamma$ . La Figure 15 montre la variation de la section efficace de fission de l'uranium 235 dans 3 domaines d'énergie. On remarque une région, entre 1 et 1000 eV, où les résonances sont bien individualisées. La largeur des résonances augmente rapidement en fonction de l'énergie, au point qu'elle peut devenir supérieure à l'espacement entre résonances. Cette région est celle du continuum.

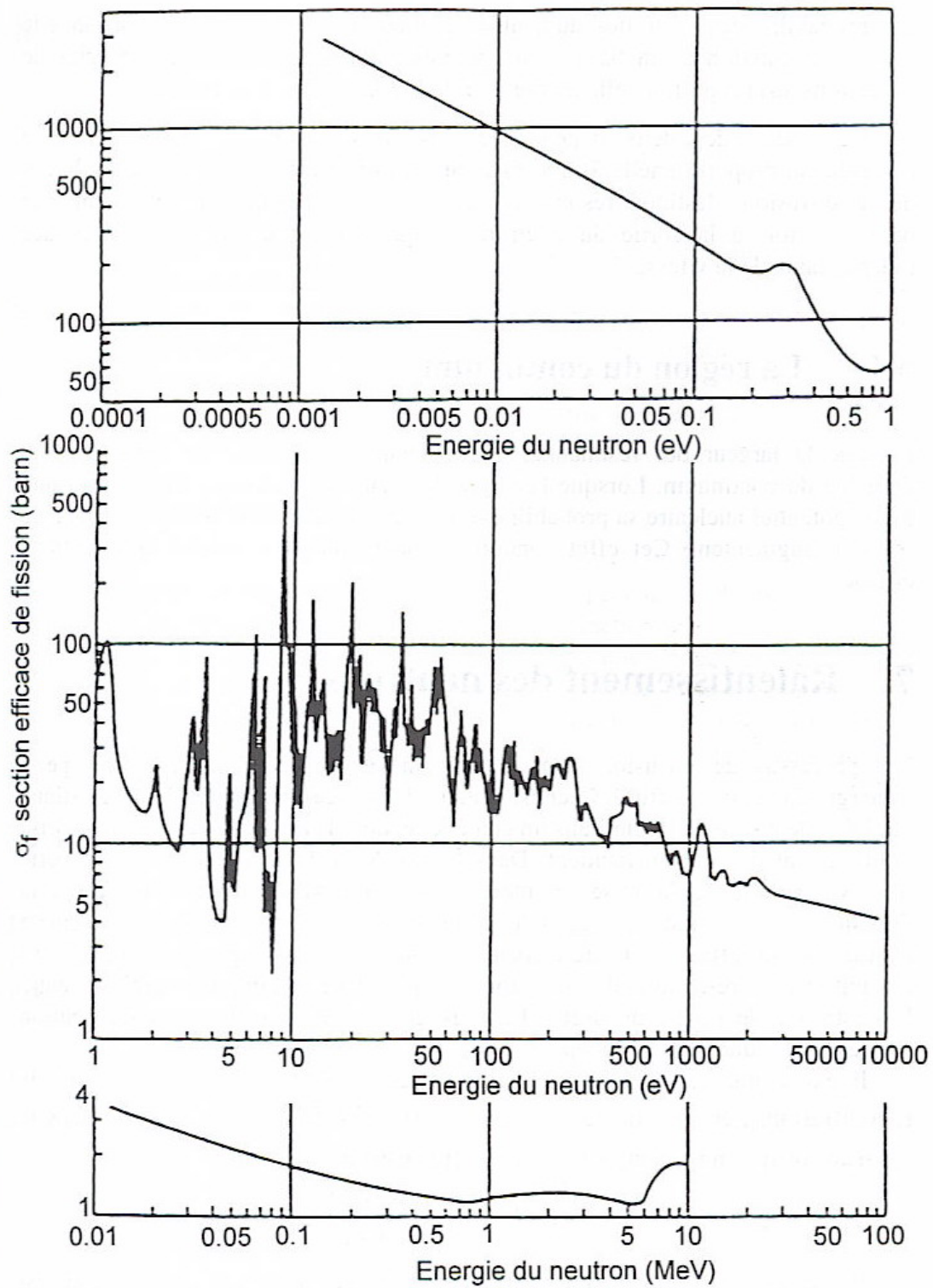


Figure 15

Sections efficaces de fission des principaux corps fissiles

## Comportement au seuil d'émission de neutron

On voit sur la Figure 15 un comportement caractéristique pour les très basses énergies (entre 0,001 et 0,1 eV) des neutrons incidents: la section efficace varie comme l'inverse de la vitesse des neutrons. Ce comportement est la résultante de deux effets:

- La section efficace totale est proportionnelle au carré de la somme des rayons du noyau et du neutron soit  $\left(R + \frac{\lambda}{2\pi}\right)^2$ . Ici R est le rayon du noyau et  $\frac{\lambda}{2\pi}$  est la longueur d'onde réduite du neutron qui lui tient lieu de rayon. Cette longueur d'onde est inversement proportionnelle à la vitesse du neutron, et, par conséquent, aux faibles vitesses la section efficace totale est inversement proportionnelle au carré de la vitesse.
- La probabilité de pénétration du neutron à l'intérieur du noyau est proportionnelle à la transmission de la barrière de potentiel, qui, pour les faibles énergies de neutrons est proportionnelle au nombre d'onde k, et donc à la vitesse.

Le produit des deux dépendances ci-dessus conduit à une dépendance en  $1/v$ . Remarquons que, dans le cas de la diffusion élastique résonante le terme de transmission intervient une deuxième fois à la sortie du neutron, ce qui conduit à une section efficace indépendante de la vitesse.

## La région du continuum

Lorsque la largeur des résonances excède leur espacement on entre dans le domaine du continuum, au dessus de 0,01 MeV. Lorsque l'énergie des neutrons approche d'un niveau virtuel du potentiel nucléaire sa probabilité d'interaction, et donc la section efficace de réaction, augmentent. Cet effet conduit à une modulation notable des sections efficaces.

## Ralentissement des neutrons

Les processus de diffusion élastique et inélastique conduisent à une perte d'énergie du neutron diffusé. Ceci est évident dans le cas de la diffusion inélastique qui laisse le noyau diffuseur dans un état excité, dont l'énergie d'excitation est prise au détriment du neutron. Dans le cas de la diffusion élastique la perte d'énergie résulte de la mise en mouvement du noyau diffuseur. En effet, la diffusion n'est élastique que dans le système du centre de masse de l'ensemble neutron-noyau diffuseur. Toute diffusion du neutron à un angle différent de zéro conduit, dans le référentiel du laboratoire, à un partage de l'impulsion initiale entre le neutron et le noyau diffuseur. La Figure 16 schématise une diffusion élastique.

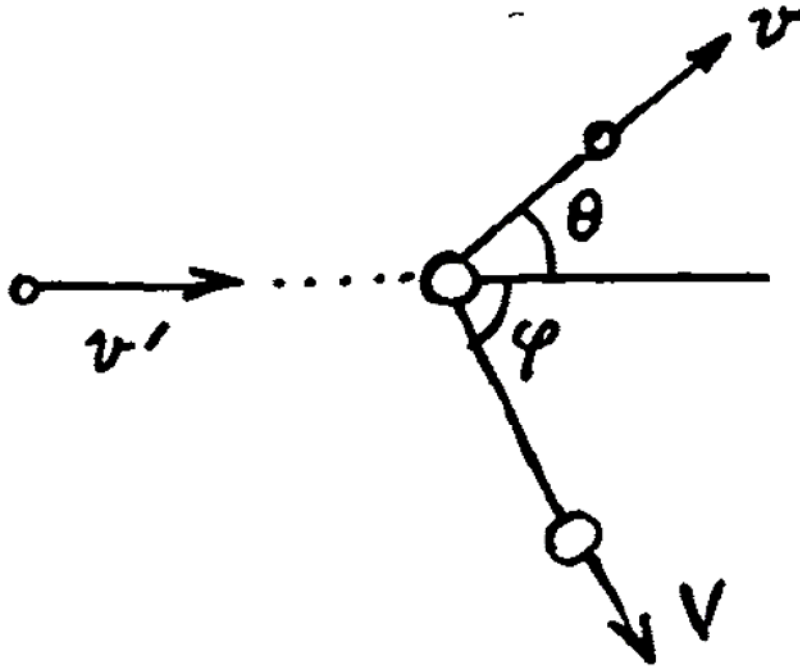


Figure 16

Schéma du ralentissement d'un neutron de vitesse  $v'$  dans une collision avec un noyau conduisant à un neutron de vitesse  $v < v'$ , le noyau cible acquérant une vitesse  $V$

$A$  est la masse du noyau diffuseur. On trouve que, dans le cas d'une diffusion isotrope, après diffusion, l'énergie du neutron est équiprobable entre  $E_n$  et  $E_n \left(1 - \frac{4A}{(A+1)^2}\right)$ . La perte relative d'énergie après une diffusion élastique est indépendante de l'énergie et vaut  $\eta = \frac{2A}{(A+1)^2}$ . Si  $A=1$  comme dans le cas de la diffusion du neutron sur un noyau d'hydrogène (un proton) on voit que  $\eta = \frac{1}{2}$ . Au bout de  $n$  collisions un neutron ayant une énergie initiale  $E_0$  aura, en moyenne

l'énergie  $E = E_0 (1 - \eta)^n$ . Par exemple, pour amener un neutron de fission d'énergie initiale de 2 MeV à l'énergie thermique de 0,025 eV il faut en moyenne 26 collisions avec des noyaux d'hydrogène (proton), 31 avec le deutérium, 119 avec le carbone, 227 avec le sodium et 1900 avec le plomb.

## Le processus de fission

L'énergie de surface des noyaux est minimale pour la configuration sphérique, qui, elle-même, minimise la surface. Au contraire, l'énergie coulombienne répulsive est maximale pour la configuration sphérique qui présente la compacité maximum. On conçoit donc que, pour des charges suffisamment élevées, les noyaux deviennent instables. Cette instabilité doit se développer quand le rapport de l'énergie coulombienne à l'énergie de surface excède une valeur critique. Compte tenu de l'expression de ces deux énergies en fonction de  $Z$  et  $A$ , cette valeur critique

correspond à une valeur déterminée de  $\frac{Z^2}{A} \cong 50$ . Cette valeur est modifiée par les effets de couche au point que les derniers noyaux découverts ( $Z=110,111,112$ ) ne doivent leur stabilité qu'à ceux-ci.

### La barrière de fission

Pour décrire plus en détail comment cette instabilité peut se développer on étudie la variation de l'énergie du noyau pour des déformations quadripolaires caractérisées par un paramètre de déformation  $\alpha$ . On trouve alors que, pour les valeurs de  $\frac{Z^2}{A} < \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{crit}$  la forme sphérique est localement stable, mais qu'il existe une déformation critique au delà de laquelle le noyau évolue vers une configuration di-nucléaire. Cette déformation critique est dénommée point selle car dans une description de la déformation par un développement multipolaire tous les termes du développement de l'énergie présentent un minimum en ce point, à l'exception du terme quadripolaire. La configuration ressemble donc à un col ou à une selle. La différence entre l'énergie du noyau au point selle et celle du noyau sphérique est appelée, de manière abrégée, la barrière de fission:

$$B_f = E(\alpha_{sp}) - E(\alpha = 0)$$

La Figure 17 représente la forme de la barrière de fission.

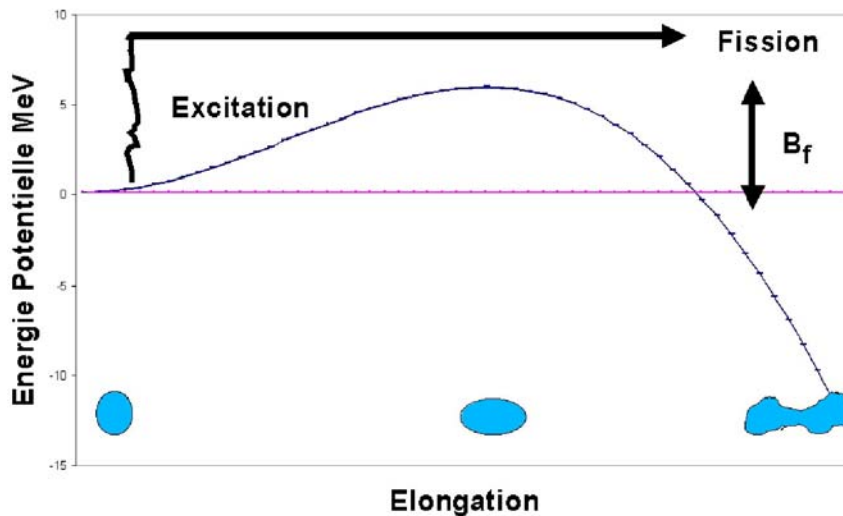


Figure 17

Représentation schématique d'une barrière de fission

Lorsque l'énergie d'excitation du noyau compose excède la barrière de fission la fission devient une voie possible de désexcitation caractérisée par la largeur  $\Gamma_f$ . Même lorsque l'énergie d'excitation est inférieure à la barrière de fission la fission est possible par effet tunnel sous la barrière. C'est la fission spontanée. La probabilité de ce phénomène est toutefois très faible comparée à l'émission de photon ou à la ré-émission du neutron. Pour les noyaux dans leur état



fondamental elle peut entrer en compétition avec d'autres modes de radioactivité comme la radioactivité alpha.

La barrière de fission est analogue à l'énergie d'activation des réactions chimiques. La Figure 18 représente les valeurs des barrières de fission d'un certain nombre de noyaux lourds. On observe que ces barrières varient peu (cette constance est relié a des effets de couche) et valent environ 6 MeV.

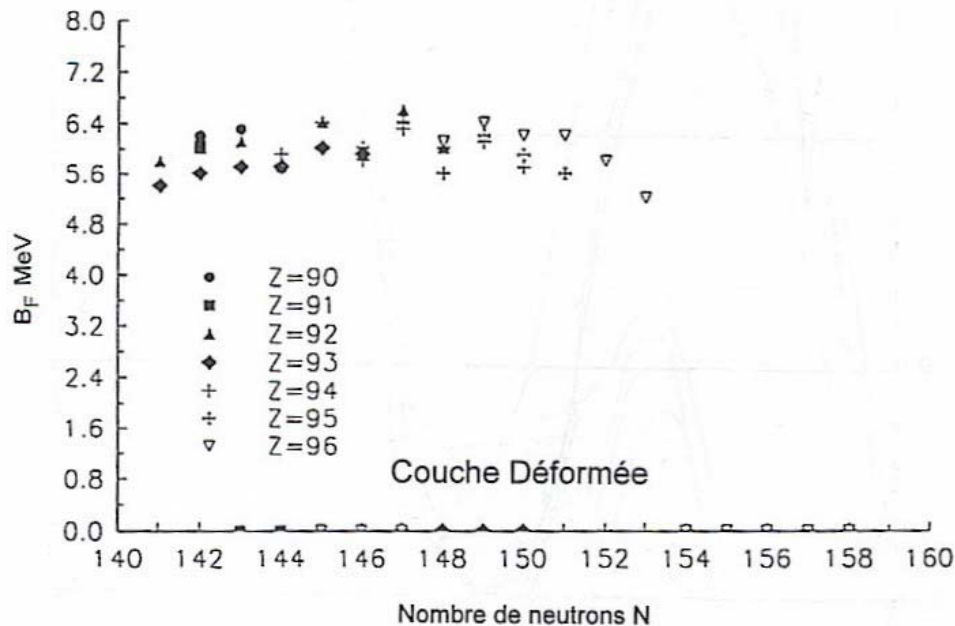


Figure 18

Variations des barrières de fission des noyaux lourds en fonction de leur charge et de leur nombre de neutrons

### ***Distribution des masses des fragments de fission***

Pour les noyaux lourds le processus de fission donne naissance à deux noyaux de masse équivalente, les fragments de fission ( à distinguer des produits de fission qui correspondent au résultat de la radioactivité beta des fragments). En l'absence d'effets de couche la distribution des masses de ces fragments serait donnée par le modèle de la goutte liquide. Les effets de couche conduisent a une distribution bi-modale comme on le voit sur la Figure 19. Les effets de couche dominants ici sont ceux des couches a 50 et 82 nucléons. En particulier le noyau doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ , étant particulièrement lié stabilise le flanc gauche de la distribution de masse des fragments lourds.

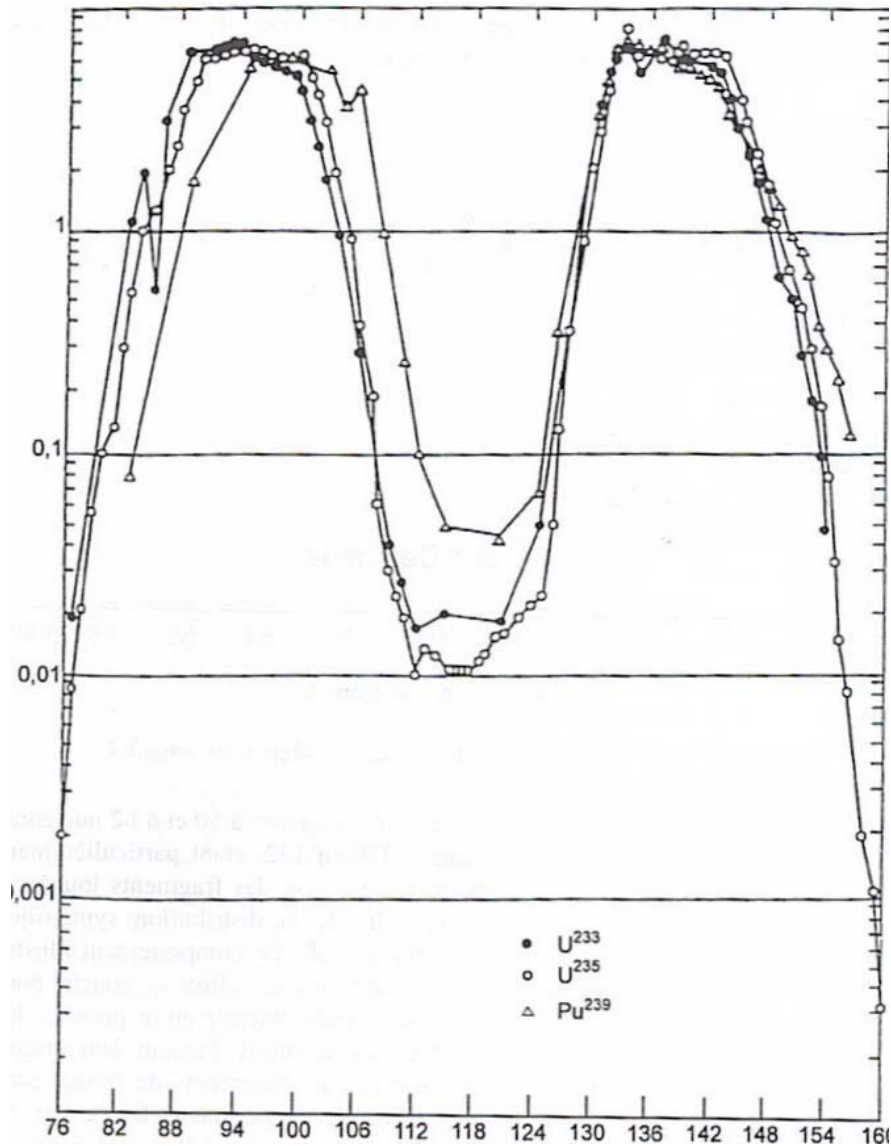


Figure 19

**Distribution en masse des fragments de fission pour les trois noyaux fissiles les plus courants**

Il faut remarquer que la distribution se rapproche de la distribution symétrique unimodale lorsque l'énergie d'excitation du noyau croît. Ce comportement illustre sur la Figure 20 est un effet de l'atténuation progressive des effets de couche pour les énergies croissantes.

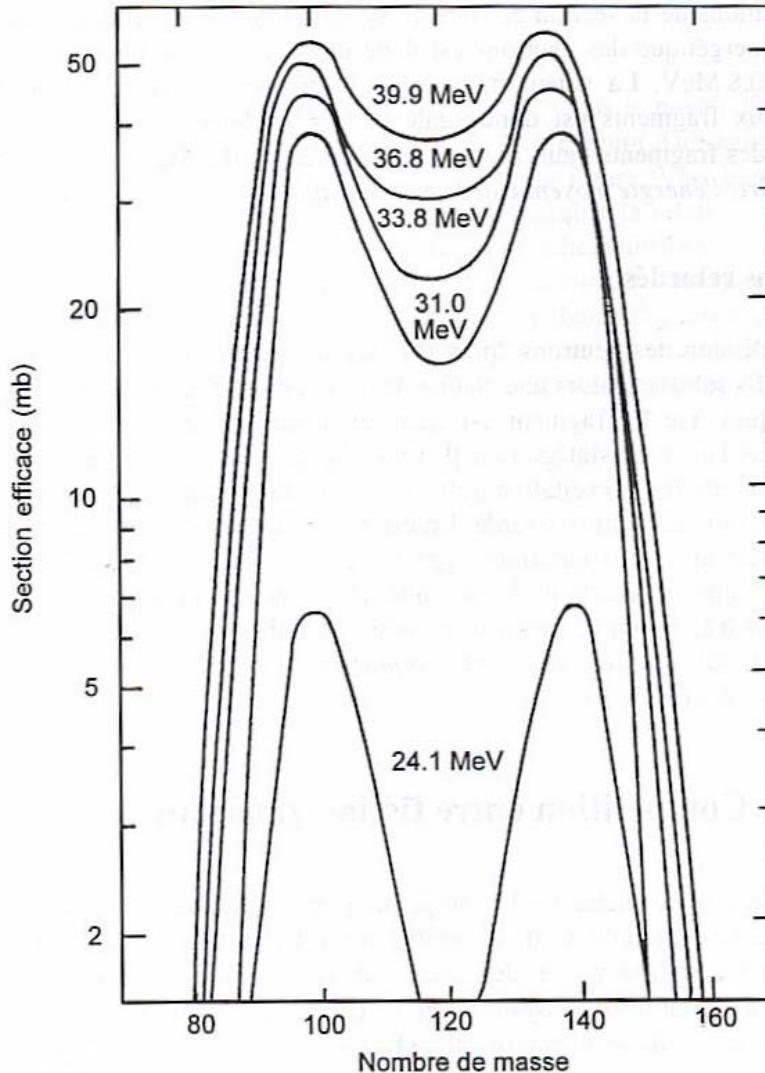


Figure 20

Evolution de la distribution en masse des fragments de fission de l'uranium 235 en fonction de l'énergie du neutron incident

Du fait de la répulsion coulombienne entre protons les noyaux stables sont de plus en plus riches en neutrons lorsque leur masse augmente. Cette tendance a pour conséquence que les fragments de fission sont riches en neutron par rapport aux noyaux stables de même masse. De ce fait ils sont radioactifs beta moins.

### **Énergie cinétique des fragments**

A la fin du processus de fission les deux noyaux résultants ne sont plus en interaction nucléaire. Par contre la répulsion coulombienne s'exerce toujours entre eux. Cette configuration limite est appelée configuration de scission. Dans une dernière étape les deux fragments sont accélérés dans leur champ coulombien mutuel. Une estimation de l'énergie potentielle de répulsion coulombienne entre les deux fragments est donnée par

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)} = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{1.35(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

Ou nous avons pris les rayons nucléaires égaux à  $1.35 A^{1/3}$ . En supposant une fission symétrique de l'Uranium 236 nous trouvons  $V_c = 230 \text{ MeV}$ . En réalité la configuration de scission est plus allongée que celle correspondant à deux sphères en contact, les fragments ayant des déformations allongées. Expérimentalement on trouve que l'énergie cinétique totale des fragments vaut environ 185 MeV pour l'  $^{236}\text{U}$ .

### ***Émission de neutrons par les fragments de fission***

A la fin du processus de fission les fragments sont excités. Typiquement l'énergie d'excitation totale des fragments, immédiatement après la fission est de l'ordre de 20 MeV. Cette énergie donne très rapidement lieu à émission de neutrons et de photons. Le nombre de neutrons ainsi émis par les fragments est de l'ordre de 2.5. La température des fragments avant émission de neutrons est de l'ordre de  $T = 0.8 \text{ MeV}$ . Dans le système mobile attaché au fragment, le spectre énergétique des neutrons est donc un spectre de Maxwell de température égale à 0.8 MeV. La valeur moyenne de l'énergie du neutron dans le système propre au fragment est donc égale à  $2T = 1.6 \text{ MeV}$ . L'énergie cinétique, par nucléon, des fragments vaut aussi, en moyenne 0.8 MeV. Dans le système du laboratoire l'énergie moyenne des neutrons vaut alors environ 2.4 MeV.

### **Neutrons retardés**

Après émission des neutrons "prompts" les fragments résiduels restent riches en neutron. Ils subissent alors une chaîne de Désintégration beta moins, d'autant plus rapides et énergétiques que le fragment est riche en neutron. Dans certains cas l'énergie disponible dans la désintégration beta est si élevée que le noyau résiduel peut être laissé dans un état d'excitation suffisant pour émettre un neutron. On dit qu'il y a alors émission de neutron retardé. En effet, par rapport à la fission, cette émission a lieu avec un retard déterminé par les constantes radioactives beta. Les retards s'étagent entre la fraction de seconde et plusieurs dizaines de secondes. La probabilité d'émission de neutrons retardés est faible, de l'ordre de ou inférieure au % par fission. Malgré cette faible proportion ce sont ces neutrons qui autorisent le pilotage des réacteurs.

### ***Compétition entre fission et capture***

Dans les réacteurs nucléaires la compétition entre réactions de fission et réactions inélastiques est cruciale. Cette compétition est déterminée par les valeurs relatives de la barrière de fission et de l'énergie de liaison du neutron. L'énergie d'excitation du noyau composé est égale à la somme des énergies de séparation et cinétique du neutron absorbe:

$$E^* = B_n + \epsilon$$

Qualitativement la compétition sera déterminée par la grandeur relative des trois quantités  $E^*, B_n, B_F$ . Il est évident que  $E^* > B_n$ . Deux types de réactions sont donc toujours possibles: la capture radiative (avec formation du noyau  $(Z, A+1)$  en partant du noyau  $(Z, A)$  et émission de photons), et la diffusion élastique résonnante. Dans le cas de noyaux cibles lourds cette dernière réaction ne modifie pas notablement les propriétés du neutron, sauf un léger ralentissement. La

capture radiative conduit a une transmutation et à la disparition du neutron. Si l'énergie d'excitation  $E^* < B_F$  la fission est interdite ou très fortement inhibée. Dans le cas contraire elle est autorisée. Le cas de l'interaction des neutrons thermiques est particulièrement intéressant et important.

### Interactions avec les neutrons lents

Dans ce cas  $\varepsilon = 0$ . Les noyaux A pour lesquels  $B_F < B_n$  (dans le noyau A+1) sont dits, par extension, fissiles. Ils sont, en effet, fissiles par capture d'un neutron lent. Dans la région des actinides, comme on le voit sur la Figure 18 les barrières de fission sont de l'ordre de 6 MeV. Il faut d'ailleurs remarquer la relative constance de ces barrières qui est la conséquence d'un effet de couche déformée aux environs de 148 neutrons. Ces barrières de fission sont à comparer aux énergies de séparation des neutrons. La Figure 21 présente les valeurs de ces énergies de séparation pour les actinides.

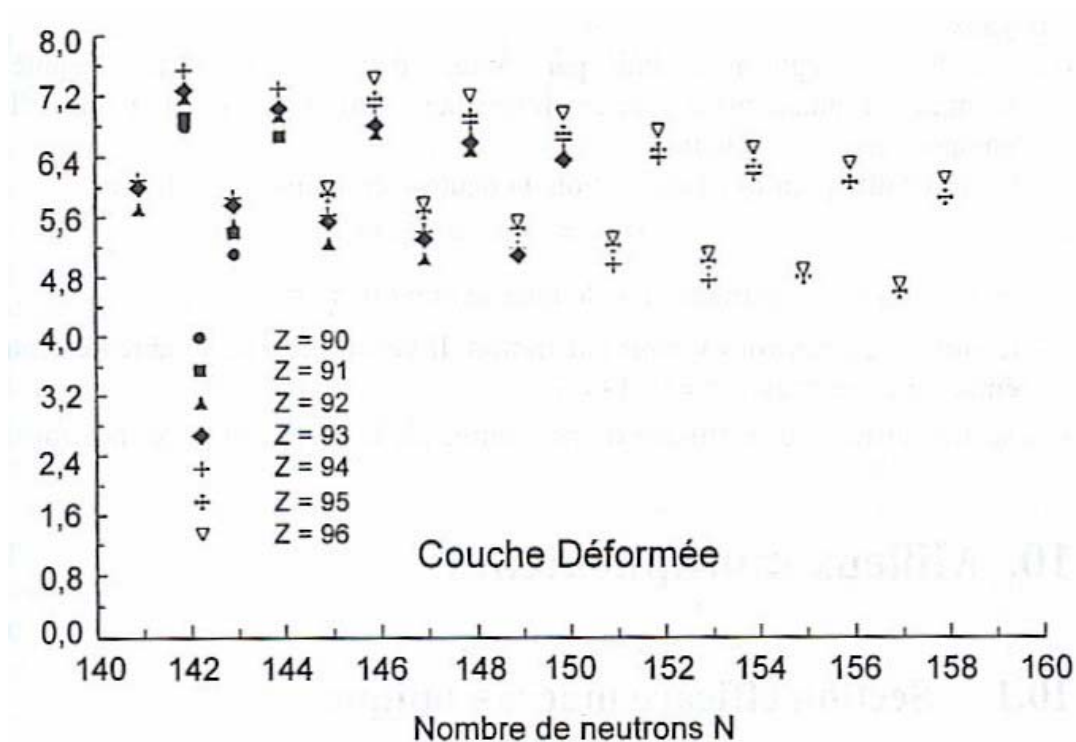


Figure 21

**Variations des énergies de liaison des neutrons en fonction de la charge et du nombre de neutrons des noyaux lourds. Les énergies de liaison des neutrons dans les noyaux ont un nombre de neutrons pair sont systématiquement plus élevées**

Comme indiqué plus haut on remarque que les noyaux ayant un nombre de neutrons pair ont des énergies de séparation systématiquement plus grandes d'environ 1 MeV. L'énergie de séparation des neutrons des noyaux ayant un nombre de neutrons impair est inférieure à la barrière de fission, alors que l'inverse est vrai pour les noyaux ayant un nombre de neutrons pair. Il s'ensuit que les noyaux ayant un nombre de neutrons impair sont fissiles (après capture le noyau composé

est excité au dessus de la barrière de fission). Les noyaux ayant un nombre de neutrons pair sont dits fertiles. En effet, par capture neutronique, ils se transforment en noyaux fissiles. De ce fait les noyaux  $^{229}Th, ^{233,235}U, ^{238}Np, ^{238,241}Pu, ^{242}Am$  sont fissiles tandis que les noyaux  $^{232}Th, ^{236,238}U, ^{237}Np, ^{240,242}Pu, ^{241}Am$  sont fertiles. Ces derniers peuvent subir la fission si l'énergie des neutrons dépasse une énergie seuil  $\varepsilon_{th} = B_F - B_n$ , de l'ordre du MeV. Il faut remarquer que, même dans ce cas, la probabilité relative de fission reste inférieure à celle des autres voies d'absorption du neutron.

## Données nucléaires pour réacteurs

Un réacteur nucléaire est un milieu au sein duquel des neutrons sont produits, ralentis et capturés. De plus de l'énergie y est produite grâce au processus de fission. Il s'ensuit que les propriétés nucléaires qui importent principalement sont:

- La section efficace de fission  $\sigma_F$ . Cette section efficace commandera le nombre de fissions produites par les noyaux considérés.
- La section efficace de capture  $\sigma_c$  qui mesure la capacité de transmutation des noyaux.
- Le nombre de neutrons  $\eta$  émis par capture d'un neutron. Cette quantité est évidemment fondamentale pour l'établissement d'une réaction en chaîne. Elle se décompose en deux facteurs:
  - o La probabilité pour que l'absorption du neutron conduisent à la fission:  $\frac{\sigma_F}{\sigma_F + \sigma_c} = \frac{1}{1 + \alpha}$  ou  $\alpha$  est la notation traditionnelle pour le rapport  $\frac{\sigma_c}{\sigma_F}$ .
  - o Le nombre de neutrons  $\nu$  émis par fission. Il s'ensuit que le nombre de neutrons émis par capture est  $\eta = \frac{\nu}{1 + \alpha}$ .
- La section efficace de diffusion  $\sigma_s$ , qui commande la propagation des neutrons.

## Milieux multiplicateurs

### Section efficace macroscopique.

Dans les milieux macroscopiques il est commode d'utiliser, au lieu de la section efficace microscopique la section efficace macroscopique donnée par:

$$\Sigma = 0.6 \frac{\rho}{A} \sigma_{barns}$$

elle donne le nombre d'interactions par  $cm^3$  en multipliant simplement par le flux, soit  $\Sigma \varphi$ .  $\rho$  est le poids spécifique par  $cm^3$ , A le nombre atomique.  $\Sigma$  s'exprime en  $cm^{-1}$ . Le libre parcours des particules pour la réaction considérée est alors simplement:  $\Lambda = 1/\Sigma$ . On peut définir aussi bien des sections efficaces et des libres parcours moyens totaux que partiels. Dans le cas où le milieu compte plusieurs espèces de noyaux les sections efficaces macroscopiques s'ajoutent.

### Sections efficaces importantes.

Dans un réacteur on doit traiter l'interaction des neutrons avec les noyaux du milieu. Comme

indiqué plus haut, les neutrons peuvent être diffusés (ils changent alors d'énergie) avec la section efficace  $\Sigma_s$ , ou absorbés avec la section efficace  $\Sigma_a$ . Si un noyau absorbe un neutron il peut soit être transmuté dans le noyau de masse A+1, soit fissionner. On définit une section efficace de fission  $\Sigma_f = \Sigma_a P_f$  ou  $P_f$  est la probabilité de fission. Dans le cas de la fission de nouveaux neutrons sont émis avec une multiplicité  $\nu$ . On a donc un gain net de neutrons ( $\nu - 1$ ). Si

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$$

est supérieur à 1, la réaction en chaîne est possible.

### **Criticité**

On suppose que le milieu comporte un isotope fissile, un isotope fertile et un absorbeur de neutrons. Les densités volumiques de ces isotopes sont  $n_{fis}$ ,  $n_{fert}$ ,  $n_{abs}$ . Les sections efficaces correspondantes sont  $\sigma_{f(fis)}$ ,  $\sigma_{a(fis)}$ ,  $\sigma_{a(fert)}$ ,  $\sigma_{a(abs)}$ . Considérons le devenir d'un neutron de fission. Il est ralenti puis diffusé et finit par être capturé dans un des trois noyaux. Si la capture donne lieu à fission un nombre  $\nu$  de neutrons est, à nouveau produit. Le nombre moyen de neutrons produits par absorption d'un neutron vaut donc:

$$k = \nu \frac{n_{fis}\sigma_{f(fis)}}{n_{fis}\sigma_{a(fis)} + n_{fert}\sigma_{a(fert)} + n_{abs}\sigma_{a(abs)}} = \eta \frac{\Sigma_{a(fis)}}{\Sigma_{a(fis)} + \Sigma_{a(fert)} + \Sigma_{a(abs)}}$$

La condition  $k = 1$  est celle de la criticité du réacteur. Le cas qui vient d'être traité est celui d'un milieu homogène infini. La valeur de k ainsi trouvée est appelée  $k_\infty$ . Dans la pratique un certain nombre de neutrons s'échappent du milieu qui est alors caractérisé par une valeur effective de k,  $k_{eff} < k_\infty$ .

### **Références**

#### ***Ouvrages en français***

- Physique Nucléaire par D.Blanc. ed.Masson (1980). P.190 et suivantes. Cet ouvrage est une introduction générale a la Physique Nucléaire.
- Physique des Réacteurs Nucléaires par R.Barjon publiée a Compte d'auteur (R.Barjon ISN Grenoble) chap. 1, 2, 8.Cet ouvrage est une présentation très complète de la physique des réacteurs REP.
- La Chimie Nucléaire par M.Lefort ed.Dunod (1966). Contrairement a ce que laisse entendre son titre il s'agit bien là d'un ouvrage sur la Physique Nucléaire.
- Traité de neutronique. physique et calcul des réacteurs nucleaires avec application aux réacteurs a eau pressurisée et aux réacteurs a neutrons rapides / Bussac J. | Reuss P. Publication : Hermann 1985 , 2.EDCORRIGEE | 28209
- Précis de neutronique , Paul Reuss, EDP Sciences 2003

### ***Ouvrages de Référence en anglais***

- Pile Neutron Research par D.J.Hughes. ed. Addison-Wesley(1953).Bien que datant cet ouvrage reste un classique en ce qui concerne les principes de physique auprès des réacteurs.
- The Atomic Nucleus. par D.Evans ed. McGraw Hill(1955).Surtout intéressant en ce qui concerne la radioactivité.
- Nuclear Chemistry par L.Yaffe. ed. Academic Press(1968).
- Nuclear Fission par R.Vandenbosch et J.R.Huizenga. ed. Academic Press(1973). Un classique sur la fission nucléaire.
- Accelerator-Driven Subcritical Reactors, Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics H. Nifenecker, O. Méplan, S. David, , Series Editors: RR. Betts and W. Greiner (2003)

### ***Ouvrages récents et de qualité***

Les ouvrages suivants concernent surtout la fission nucléaire et rendent compte des découvertes récentes sur ce sujet.

- The Nuclear Fission Process par C.Wagemans ed. CRC Press (1991).  
Ouvrage très documenté faisant le point sur les développements les plus récents concernant la fission nucléaire.
- Treatise on Heavy-Ion Science by D.A.Bromley Vol.4 p.3 ed.Plenum Press(1984).L'article de Y.T.Oganessian et Y.A.Lazarev est une mise au point remarquable sur la physique de la fission aussi bien que sur celle de la fusion de noyaux lourds.