

Licence professionnelle

Maintenance en milieu nucléaire



Eléments de neutronique

Enseignement dispensé au lycée de Tocqueville
Année 2011-2012

Hugues Delorme

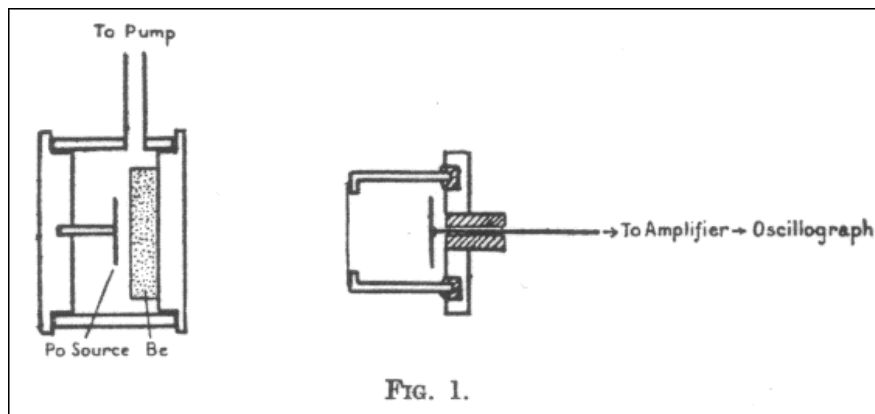
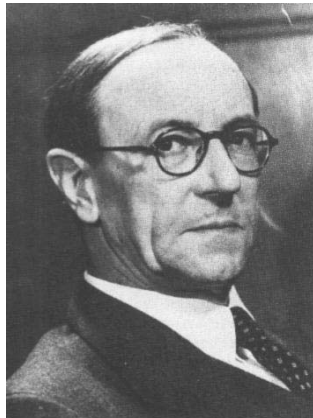
Introduction historique

Les connaissances sur la structure de l'atome ont progressé grâce aux expériences portant sur les rayonnements α , β et γ . C'est d'abord en recherchant dans la nature des rayonnements comparables aux rayons X (découverts en 1895 par Röntgen) que **Becquerel**, en 1896, découvre la **radioactivité naturelle de l'Uranium**.

Deux grandes étapes jalonnent ensuite cette aventure scientifique :

1919 : Rutherford bombarde des noyaux légers avec des particules α . Il transforme alors de l'azote en oxygène, avec émission d'un proton. C'est la première **transmutation**.

1932 : Afin de reproduire des expériences similaires, Chadwick bombarde du béryllium 9 avec des particules α . Il observe alors un **rayonnement pénétrant**. Ce ne peut être des émissions α ou β , peu pénétrantes. Joliot Curie reprend alors l'expérience et montre que ce rayonnement est capable de provoquer le recul de noyaux d'hydrogène : ce rayonnement n'est donc pas de nature électromagnétique, mais **corpusculaire**. On exploite cet effet dans le ralentissement des neutrons par des noyaux légers.



Chadwick tire alors les conclusions de ces expériences et annonce la découverte du **neutron**, particule **neutre** et de **masse voisine de celle du proton**. Il faut donc bien réaliser que, en 1932, la structure du noyau n'était pas encore connue...

La réaction nucléaire mise en jeu par cette expérience, et que nous écrivons maintenant sous la forme ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$, est toujours utilisée pour produire des neutrons dans les **sources de laboratoire** ou les **sources dites de démarrage** placées dans les cœurs nucléaires.

La recherche s'oriente bien sûr alors sur les possibilités de créer de nouveaux éléments, afin de "compléter" le tableau de Mendeleïev, et sur la connaissance de la structure du noyau.

1932 : La découverte du neutron conduit au modèle actuel, établi par Heisenberg : le neutron est donc, avec le proton, un composant du noyau.

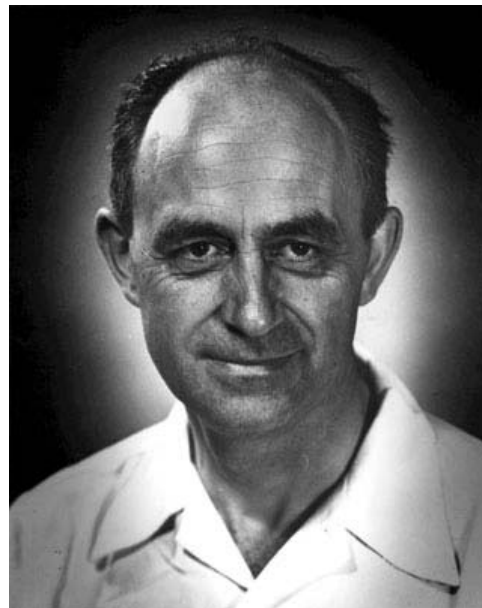
1934 : Les expériences diverses, conduites dans le même temps en France par Frédéric Joliot-Curie mènent à la découverte de la **radioactivité artificielle**, c'est à dire la production d'isotopes artificiels instables d'éléments connus.

1934 : Afin de fabriquer de nouveaux éléments artificiels, Fermi bombarde des noyaux d'uranium avec des neutrons pour rechercher des **transuraniens** inconnus : $Z = 93, 94$, etc. Dans le même temps il observe des traces d'éléments légers qui révèlent des phénomènes beaucoup plus complexes. Il faudra plusieurs années pour pouvoir interpréter les résultats de ces expériences. Il faut prendre conscience de la difficulté d'analyser de tels phénomènes à cette époque, les identifications se faisant uniquement par des réactions chimiques.

1938 : Hahn, Strassman et Meitner, reproduisant l'expérience dans un laboratoire allemand, prouvent que ces éléments légers proviennent de la **cassure** des noyaux d'uranium. Cette fission provoquée, libère par cette réaction une **énergie** très élevée, de l'ordre de 200 MeV.

1939 : Joliot Curie observe également que cette **fission** est accompagnée de l'émission de 3 neutrons environ. Cela permet d'envisager une **réaction en chaîne**. Trois brevets secrets sont alors déposés le 2 mai 1939. Ils contiennent l'essentiel des connaissances de l'époque, et proposent l'emploi de l'énergie nucléaire à la fois pour un réacteur et une arme.

1942 : Les recherches sont alors développées aux Etats-Unis, et Fermi fait diverger la **première pile atomique** (CP1, Chicago pile n°1) constituée d'un empilement d'oxyde d'uranium et de graphite.



1945 : les premières **bombes atomiques** sont utilisées : Alamogordo au plutonium, Hiroshima à l'uranium, Nagasaki au plutonium.

1948 : La France développe sa recherche nucléaire et procède à la divergence de la **première pile française Zoé**.

L'histoire de l'énergie nucléaire commence vraiment...

Notations usuelles

Bibliographie élémentaire

Lectures préliminaires conseillées :

- C. BIENVENU : L'aventure nucléaire, Coll. Explora, Cité des Sciences et de l'industrie, 1995.
P. REUSS : L'énergie nucléaire, PUF "Que sais-je ?", 128 p., 1994.
P. REUSS : La neutronique, PUF "Que sais-je ?", 128 p., 1998.

La revue Clefs CEA a publié un numéro spécial n°45 qui présente une excellente description du fonctionnement d'un réacteur nucléaire. L'URL est fourni ci-dessous.

La revue RGN (Revue générale nucléaire) dispense régulièrement des informations sur la physique des réacteurs dans de très nombreux articles. Sa lecture est conseillée.

Documents sur lesquels s'appuie l'enseignement :

- P. REUSS : Précis de Neutronique, INSTN "Enseignement", 535 p., EDP Sciences, 2003.
P. REUSS : Eléments de physique nucléaire à l'usage du neutronicien, INSTN, 89 p., 1995.
P. REUSS : Eléments de neutronique, INSTN "Enseignement", 173 p., 1986 et 1995.

Quelques documents pour approfondir :

- R. BARJON : Physique des réacteurs, Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble, 815 p., 1992.
J. BUSSAC, P. REUSS : Traité de neutronique, Hermann Ed., 668 p., 1985.
H. TELLIER : Cinétique des réacteurs nucléaires, INSTN "Enseignement", 91 p., 1994.

Quelques sites Internet à consulter :

<http://neutronique.free.fr> (documents de cours de neutronique)
<http://www.cea.fr/fr/Publications/clefs45/sommaire.html>

Interactions neutron matière

L'énergie produite par un réacteur nucléaire est issue des fissions provoquées par les interactions neutron-noyau. Avant d'étudier la conception et le fonctionnement d'un réacteur nucléaire du point de vue de la neutronique, il faut donc décrire le comportement de ces particules dans leur déplacement dans la matière.

1. Le neutron : caractéristiques, sources

Le neutron (noté n) sera étudié en tant que **particule libre** (non lié à un noyau). Il a été découvert par CHADWICK en 1932, et ses caractéristiques principales sont les suivantes :

Sa charge est nulle : il ne subit donc pas d'interaction coulombienne de la part des noyaux ou des électrons lors de son déplacement dans la matière, d'où son choix comme projectile sur les noyaux susceptibles de fissionner. Il se propage strictement en ligne droite tant qu'il ne rencontre pas un obstacle sur son trajet : il n'interagit qu'avec les noyaux.

- Sa **masse** $m_n = 1.67 \cdot 10^{-24}$ g, est faible et très proche de celle du proton.
- Son **énergie cinétique** associée à sa masse et sa vitesse est donnée par **$E = 1/2 mv^2$**
- Les **unités usuelles** en neutroniques restent le cm et le joule (J) ou éventuellement dans les calculs de puissance l'électronvolt ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)
- On retiendra que $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$

Les neutrons ne peuvent être différenciés que par leur vitesse.

Comme nous le verrons, on est amené à délimiter trois domaines d'énergie cinétique du neutron suivant les interactions possible :

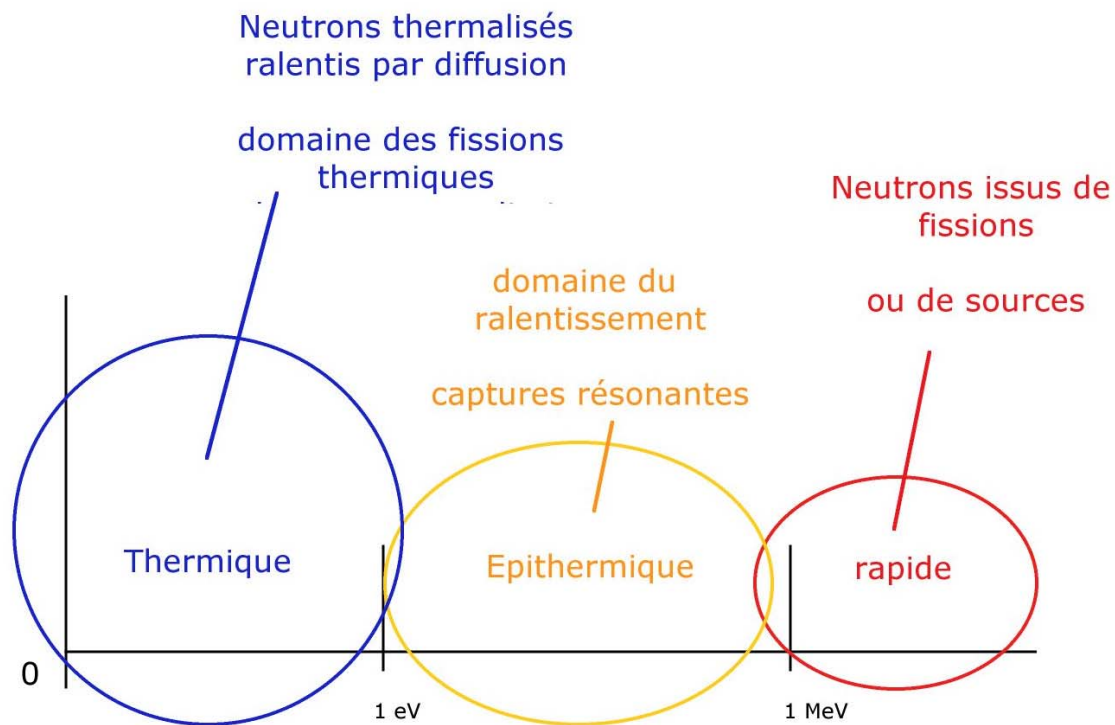
Le domaine **RAPIDE** : $E > 1 \text{ MeV}$, domaine dans lequel sont produits les neutrons issus des fissions ou des sources. Le neutron se délace alors très rapidement, autour de 20 000 km/s.

Le domaine **EPITHERMIQUE** : $1 \text{ eV} < E < 1 \text{ MeV}$ que le neutron "traverse" lors de son ralentissement par des chocs de diffusion

Le domaine **THERMIQUE** : $E < 1 \text{ eV}$ pour un neutron ralenti, de basse énergie cinétique. Lorsque la température est différente du 0° absolu (-273°C), les atomes vibrent autour d'une position d'équilibre et possèdent donc une énergie cinétique de vibration. Il est donc évident que des neutrons libres dans la matière vont subir des chocs lors de leurs déplacements sur les noyaux. Il va donc s'établir rapidement un équilibre entre les énergies cinétiques des noyaux et celles des neutrons, les uns cédant et prenant alternativement de l'énergie aux autres. Ainsi ralentis, ces neutrons sont appelés alors **neutrons thermiques**.

On peut calculer la vitesse moyenne d'un neutron lent, lorsqu'il s'équilibre par cette "thermalisation" dans un milieu à la température moyenne de 20°C : $E = 0,025 \text{ eV} \Rightarrow v = 2200 \text{ m.s}^{-1}$. A 20°C, l'énergie cinétique la plus probable de ces neutrons thermiques est 0,025 eV soit une vitesse moyenne de 2200 m/s. Lorsque la température du milieu augmente, cette énergie augmente. On retiendra en général que les neutrons thermiques ont une énergie moyenne de $E = 0,025 \text{ eV}$ à $0,085 \text{ eV}$ (700°C, pour une vitesse moyenne de 4100 m/s).

On retiendra aussi que les neutrons rapides produits par fission une énergie moyenne de $E = 2 \text{ MeV}$, et maximale de 10 MeV. Dans les réactions de fusion, on peut obtenir des neutrons de 14 MeV.



Il faut noter que le neutron est radioactif β^- selon la réaction : $n \rightarrow p + e^- + \text{antineutrino}$, mais sa période est de $T = 12$ minutes. La durée de vie du neutron dans un réacteur, du fait de sa disparition par absorption par des noyaux, étant de l'ordre de 10^{-4} s , on ne tiendra jamais compte de sa désintégration radioactive.

2. Milieu neutronique : densité nucléaire

La matière est constituée d'atomes : nous ne nous intéresserons pas aux électrons mais seulement aux noyaux. Le neutron, particule neutre, n'a pas d'interaction avec les électrons.

2.1 Définition de la densité nucléaire

En comparant le nombre d'atomes par mole, la masse volumique et la masse atomique, on peut calculer la densité d'atomes par cm^3 . La matière est ainsi caractérisée par sa **densité nucléaire** N (noyaux/ cm^3).

On trouve ainsi :

$$N = N \frac{\rho}{A}$$

en noyaux/cm³

ρ masse volumique [g/cm³]

A masse atomique [g]

N nombre d'Avogadro = 6,023.10²³

2.2 Enrichissement en noyaux

Dans le cas d'un mélange isotopique, nous devons définir les proportions relatives de chacun des isotopes, leur comportement étant différents avec le neutron. On définira alors la notion d'enrichissement en tel ou tel isotope.

L'enrichissement en uranium 235, élément le plus intéressant pour le réacteur, représente ainsi la quantité de noyaux d'uranium 235 rapportée à la quantité totale de noyaux d'uranium (uranium 235 + uranium 238) :

$$e = \frac{N_5}{N_5 + N_8}$$

3. Interactions neutron-matière

3.1 Différents types d'interaction

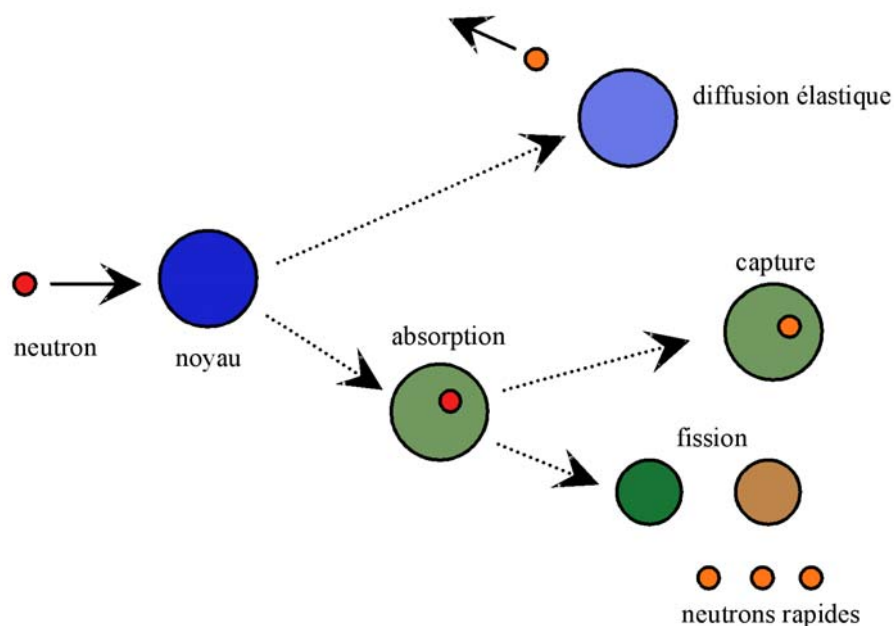
Au cœur du réacteur, les neutrons vont interagir avec les noyaux de la matière. Les principales interactions sont :

Les **absorptions** au cours desquelles le neutron disparaît :

en étant **capturé** par le noyau cible, pour former un nouvel isotope (transmutation),
ou en provoquant la **fission** du noyau composé intermédiaire

Les **diffusions** au cours desquelles le neutron est ralenti :

soit par **choc élastique**,
soit par **choc inélastique**



3.2 Notion de probabilité d'interaction

Les interactions dépendent bien sûr du **noyau cible**. En effet certains noyaux absorbent (ou diffusent) plus de neutrons que d'autres, pour une même énergie cinétique.

Mais comme ces interactions font intervenir des niveaux d'énergie, des interactions à courte distance, et des phénomènes quantiques, la probabilité de ces interactions dépend de la **vitesse du neutron incident**.

Nous pouvons admettre par exemple qu'un neutron de faible vitesse restera plus longtemps au voisinage d'un noyau, et aura ainsi plus de chance d'interagir par une absorption par exemple. Une image classique est celle de la balle de golf qui a peu de chance de tomber dans le trou si elle passe dessus avec une vitesse rapide.

Il y aura donc deux manières d'aborder les interactions :

- Soit en s'intéressant aux **interactions totales**, c'est à dire la somme des possibilités d'interactions
- Soit en s'intéressant aux **conséquences de ces interactions**, chaque "voie de sortie" de l'interaction étant considérée séparément, la somme de ces probabilités devant bien sûr redonner la probabilité d'interaction totale.

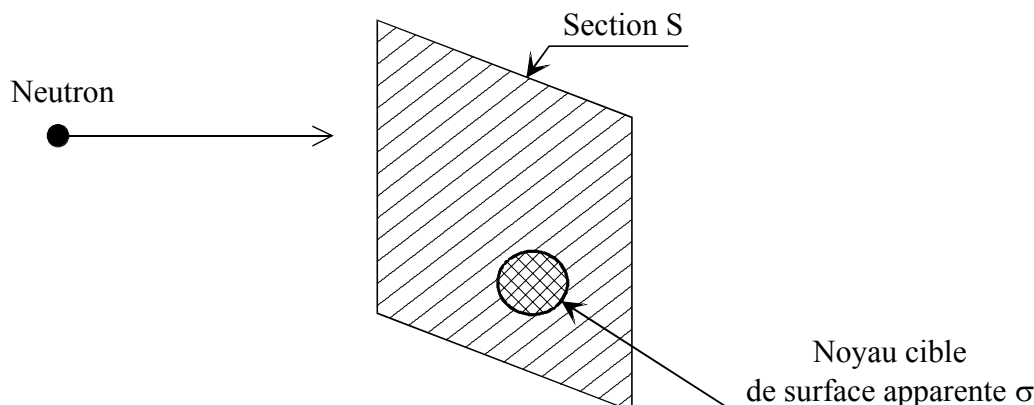
Les deux manières de voir sont équivalentes et sont traitées par la **notion de section efficace**.

3.3 Les sections efficaces

Pour caractériser la facilité avec laquelle un neutron interagit avec un noyau, on définit des grandeurs appelées sections efficaces.

a. Sections efficaces microscopiques σ

Lorsque l'on envisage **l'interaction d'un neutron sur un noyau cible** on est amené à proposer une **surface apparente** du noyau cible pour le neutron notée σ . *Attention, il ne s'agit en aucun cas de la surface réelle du noyau.*



De ce fait, si le neutron arrive dans un cylindre de **section apparente S**, sa **probabilité** d'interagir avec le noyau cible contenu dans ce volume est alors $p = \sigma / S$.

Cette section microscopique dépend de la **nature du noyau** : σ_a pour l' U^{235} est évidemment différente de σ_a pour le Pu^{239}

Elle dépend aussi de l'**énergie du neutron incident** : σ_f pour l' U^{235} est faible pour des neutrons rapides mais importante pour des neutrons lents (ou thermiques).

Cette section efficace microscopique σ dépend de l'**interaction considérée**.

Par analogie avec la probabilité d'interaction totale, on définira alors des sections efficaces microscopiques (selon la "voie de sortie") : de capture σ_c , de fission σ_f , d'absorption σ_a , ou de diffusion σ_s . Ces « surfaces » apparentes n'ont aucune signification physique. Il faut se rappeler que l'on est à la limite de la physique classique et de la physique quantique.

En résumé, la section microscopique σ est donc une caractéristique (1) des noyaux considérés, (2) pour une certaine interaction, (3) avec des neutrons de vitesse donnée.

On imagine bien que les interactions sont peu probables, d'où la nécessité d'une unité appropriée. L'unité retenue sera le barn, avec $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

Comme il s'agit de **probabilités indépendantes**, pour un noyau et un neutron de vitesse donnée on aura les relations :

$$\begin{aligned}\sigma_a &= \sigma_c + \sigma_f \quad (\text{absorption} = \text{capture} + \text{fission}) \\ \sigma_{\text{total}} &= \sigma_a + \sigma_s \quad (\text{totale} = \text{absorption} + \text{diffusion})\end{aligned}$$

b. Allure des sections efficaces microscopiques (en annexe)

Les sections efficaces microscopiques des principaux éléments rencontrés dans nos réacteurs sont présentées en annexe. L'hydrogène et le deutérium, le carbone (appelé aussi graphite) servent d'éléments diffusants ; le bore, le cadmium et le gadolinium sont des noyaux absorbants souvent utilisés ; enfin les isotopes de l'uranium et du plutonium, éléments du combustible, sont bien évidemment présentés.

A l'observation des principales courbes de sections efficaces données en annexe, on fera les remarques suivantes :

- dans le domaine d'énergie allant de 10^{-4} à 1 eV, déjà appelé domaine thermique, les **sections efficaces d'absorption varient en $1/v$** où v représente la vitesse du neutron incident
- **l'hydrogène a une section efficace de diffusion importante** et à peu près constante. De plus, cette section efficace reste **constante** dans le domaine épithermique (20,4 barns). Elle est supérieure à celle des noyaux lourds. Légèrement absorbant, l'hydrogène diffère beaucoup de son isotope immédiatement supérieur, le deutérium.
- **le cadmium et le bore ont de très grandes sections efficaces d'absorption** dans le **domaine thermique**. Ces matériaux seront utilisés dans la fabrication des croix de contrôle, qui servent à assurer la sécurité et le pilotage du cœur.
- Plus que d'autres noyaux, l' U^{238} présente des "**résonances**" très importantes dans le domaine épithermique (entre 1 eV et 1 MeV). Ces variations très rapides des probabilités d'interaction sont très nombreuses et élevées. Elles ont des **conséquences très importantes** sur la conception et le pilotage des cœurs de réacteur.

c. Sections efficaces macroscopiques Σ

Nous avons déjà vu que la section efficace microscopique caractérisait l'interaction d'un neutron avec un seul noyau. Ce qui nous concerne, c'est évidemment l'interaction d'un neutron avec la matière, donc de très nombreux noyaux.

La probabilité pour un neutron d'interagir avec la matière dépend alors de la densité en noyaux N de cette matière (soit le nombre de noyaux par cm^3).

Considérons un neutron se dirigeant vers un élément de volume dV caractérisé par $S dX$ et contenant de la matière de densité N en noyaux.

Le nombre de noyaux contenus dans dV est $N S dX$. La surface apparente, vis à vis du neutron incident, pour chaque noyau est σ . La matière est essentiellement constituée de vide, il y a donc très peu de chance qu'un noyau en cache un autre dans le volume dV .

On doit imaginer que si l'on représente un noyau par une bille de 1 cm de diamètre, le noyau le plus proche se trouve à environ 1 km. La surface apparente totale présentée au neutron est donc $\sigma N S dX$.

La probabilité d'interaction est donc : $p = \frac{\sigma N S dX}{S}$

On définit ainsi la **section efficace macroscopique** par $\Sigma = N \sigma$

Du point de vue des unités on aura $[\frac{\text{Noyau}}{\text{cm}}] = [\frac{\text{Noyaux}}{\text{cm}^3} \cdot \text{cm}]$

Dans le cas de **mélange**, on additionnera les probabilités d'événements, donc les sections efficaces macroscopiques de chaque composant du mélange, et quelques formules peuvent être établies selon les informations disponibles :

1) Proportions P_1 et P_2 en Noyaux

$$\rho \cdot \mathcal{N} = N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2$$

$$\Sigma = N_1 \cdot \sigma_1 + N_2 \cdot \sigma_2$$

$$P_1 = N_1 / (N_1 + N_2)$$

$$P_2 = N_2 / (N_1 + N_2)$$

$$N_1 = P_1 \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / (P_1 \cdot A_1 + P_2 \cdot A_2)$$

$$N_2 = P_2 \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / (P_1 \cdot A_1 + P_2 \cdot A_2)$$

$$\Sigma = \rho \cdot \mathcal{N} \cdot (P_1 \cdot \sigma_1 + P_2 \cdot \sigma_2) / (P_1 \cdot A_1 + P_2 \cdot A_2)$$

2) Proportions P_1 et P_2 en masse

$$\rho \cdot \mathcal{N} = N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2$$

$$\Sigma = N_1 \cdot \sigma_1 + N_2 \cdot \sigma_2$$

$$P_1 = N_1 \cdot A_1 / (N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2)$$

$$P_2 = N_2 \cdot A_2 / (N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2)$$

$$N_1 = P_1 \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / A_1$$

$$N_2 = P_2 \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / A_2$$

$$\Sigma = \rho \cdot \mathcal{N} \cdot (P_1 \cdot \sigma_1 / A_1 + P_2 \cdot \sigma_2 / A_2)$$

3) Enrichissement en élément 1 en Noyaux : e

$$\rho \cdot \mathcal{N} = N_1 \cdot A_1 + N_2 \cdot A_2$$

$$\Sigma = N_1 \cdot \sigma_1 + N_2 \cdot \sigma_2$$

$$e = N_1 / (N_1 + N_2)$$

$$N_1 = e \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / (e \cdot A_1 + (1-e) \cdot A_2)$$

$$N_2 = (1-e) \cdot \rho \cdot \mathcal{N} / (e \cdot A_1 + (1-e) \cdot A_2)$$

$$\Sigma = \rho \cdot \mathcal{N} \cdot (e \cdot \sigma_1 + (1-e) \cdot \sigma_2) / (e \cdot A_1 + (1-e) \cdot A_2)$$

3.4 Libre parcours moyen d'un neutron dans la matière

La **section efficace macroscopique** Σ représente donc une probabilité d'interaction par unité de longueur, soit un **nombre d'interaction moyen par cm de trajectoire** pour un neutron.

Il est facile de concevoir que $\lambda = \frac{1}{\Sigma}$ représente alors le **libre parcours moyen d'un neutron** en déplacement, c'est à dire la distance parcourue en moyenne par ce neutron avant une interaction.

On pourra bien sûr distinguer les libres parcours moyens selon les interactions recherchées : diffusion, absorption, fission. Ces libres parcours ont un intérêt très important pour étudier le fonctionnement d'un réacteur, mais aussi la radioprotection puisqu'il s'agit dans ce cas de faire disparaître les neutrons par absorption.

4. Interactions d'absorption

Il faut distinguer les deux cas où le neutrons est **absorbé par le noyau cible** : c'est à dire (1) la **fission** du "noyau composé", ou (2) la **capture** de ce neutron pour former un **nouveau noyau**.

Commençons par le phénomène de la fission qui est le plus "utile" dans un réacteur.

4.1 Absorptions fissions

a. Description du phénomène de la fission

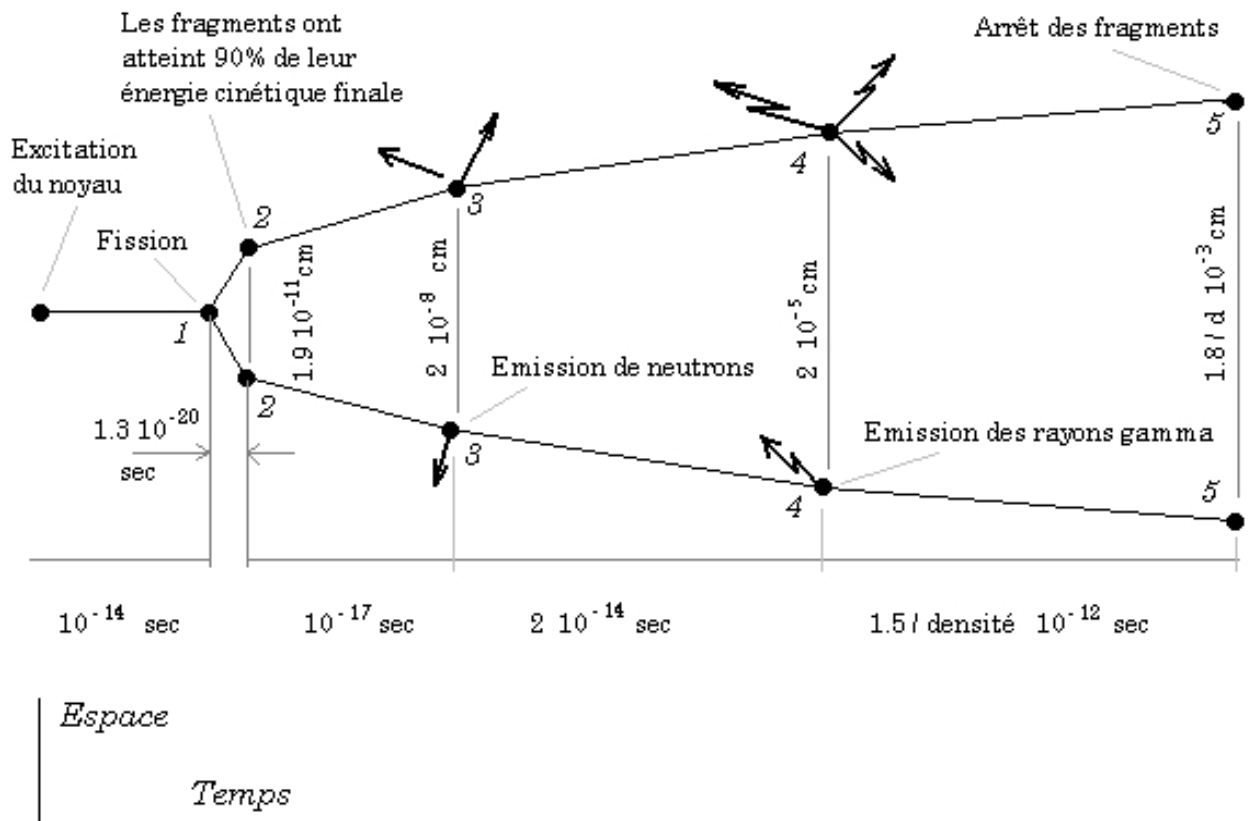
Le neutron, lors de son interaction est absorbé par le noyau cible. La fission ne peut se produire que parce que l'on passe par un **noyau composé excité**, dont l'énergie d'excitation est due à **l'énergie de liaison neutron-noyau** plus **l'énergie cinétique du neutron incident**. Cet état excité est très bref, et conduit (parfois) à une scission du paquet de nucléons et deux fragments.

Après absorption du neutron, il y a formation d'un noyau composé forcément excité, loin de son état fondamental, qui va se scinder en 2 (rarement 3) **fragments de fission** (notés FF). On constate que 2 à 3 neutrons rapides (avec une énergie cinétique moyenne de 2 MeV) sont émis instantanément, ce sont des neutrons dits prompts. Ils sont émis en moins de 10^{-12} seconde avec une énergie moyenne de 2 MeV.

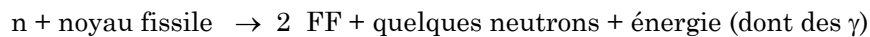
Ces fragments de fission sont évidemment aussi des noyaux excités. Fortement chargés, ils se repoussent mutuellement, puis s'arrêtent par diffusion sur les noyaux voisins en cédant leur énergie cinétique sous forme de chaleur. Ils deviennent alors des **"produits de fission"**.

Au cours de leur "temps de vol", ils **se stabilisent partiellement** en dégageant d'abord des neutrons (retour vers la "vallée de stabilité" des noyaux plus légers) puis des gamma.

Par décroissance radioactive de ces produits de fission (500 configurations possibles), des rayonnements de toute nature (β γ ...) sont émis. Dans un petit nombre de cas (38 cas environ), un neutron dit **retardé** est émis en moyenne environ 10 secondes après la fission (par opposition au neutron prompt émis instantanément). Ces neutrons retardés sont rapides mais d'énergie légèrement inférieure à celle des neutrons prompts (environ 500 keV). Bien que peu nombreux, ces quelques neutrons retardés jouent un rôle fondamental pour le contrôle du réacteur.



En bilan, on a donc la réaction suivante :



On observe que la **fission provoquée par des neutrons** ne peut se produire qu'avec des noyaux dont le **numéro atomique est supérieur à 90**. Les 2 principaux noyaux exploités sont l' U^{235} et le Pu^{239} comme nous le verrons plus loin.

b. Quantité de neutrons émis par une fission

On définit deux paramètres pour la production de neutrons :

- Le nombre **moyen** total de neutrons émis (prompts + retardés), est noté ν . Il varie selon le noyau fissionné :

$$\nu = 2,42 \text{ pour } \text{U}^{235}$$

$$\nu = 2,86 \text{ pour } \text{Pu}^{239}.$$

- La **fraction de neutrons retardés** qui varie aussi selon le noyau fissionné :

$$\beta = 650 \text{ pcm (} 10^{-5}, \text{ pour cent mille) pour l'Uranium}^{235}$$

$$\beta = 210 \text{ pcm (} 10^{-5}, \text{ pour cent mille) pour le Plutonium }^{239}$$

Attention à bien noter que ce faible pourcentage de neutrons retardés (entre 0.65 % et 0.21 %) fait parti du bilan de neutrons issus par la fission. Cela est très important pour le contrôle de la réaction en chaîne.

c. Energie libérée par la fission

Elle est d'environ 200 MeV (202 MeV pour l' U^{235}), et représente l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison du noyau fissile que l'on récupère plus ou moins immédiatement.

Cette énergie est libérée sous différentes formes, par exemple pour l'uranium 235 (en MeV) :

➤ *Evènements "prompts", c'est à dire quasi immédiat*

Energie cinétique des fragments de fission	167,8 MeV
Energie des neutrons neutrons prompts	4,79 MeV
Energie des photons gamma prompts < 50 ns	7,5 MeV
Energie des neutrinos non utilisable estimée d'après les β	9,6 MeV

➤ *Evènements "retardés", c'est à dire de quelques secondes à des années :*

Energie des neutrons retardés	< 0,01 MeV
Energie des photons gamma des P.F. > 50 ns	7,7 MeV
Energie des β - (P.F.) nombre de β émis $\cong 6$	7,0 MeV

Energie totale	204,4 MeV
-----------------------	------------------

➤ *On peut rajouter dans un processus contrôlé :*

Energie des photons gamma de capture	8,5 MeV
--------------------------------------	---------

L'énergie libérée par une fission contrôlée dans un réacteur est de l'ordre de 200 MeV.

La plus grande partie de cette énergie (80%) est transformée en chaleur, **immédiatement et sur place**, par ralentissement des fragments de fission.

Les produits de fission sont très variés (500 éléments possibles) et instables, et vont se désintégrer chacun à leur propre rythme par radioactivité β -essentiellement.

L'énergie libérée par la **désintégration des produits de fission** s'appelle la **puissance résiduelle**, notée W_r (W_r environ 7 % de la puissance avant arrêt). Elle fait partie des problèmes que l'exploitant rencontre après un arrêt, ou lors du déchargement du combustible.

d. Noyaux fissiles et noyaux fissionables

Nous avons vu que la fission provoquée par les neutrons ne peut se produire qu'avec des noyaux de $Z > 90$. On ne rencontre dans la nature que le Thorium (Th, $Z = 90$) et l'uranium ($Z = 92$). Les autres éléments sont artificiels (le plutonium Pu = 94 particulièrement).

La fission est plus facile avec des noyaux comportant un **nombre impair de neutrons** parce que, avec l'absorption d'un neutron supplémentaires, ils **deviennent pairs en neutron**. L'énergie de liaison neutron supplémentaire et noyau initial est alors plus élevée. L'état excité est donc plus élevé en énergie, et la fission est beaucoup plus facile.

On appelle **noyaux fissiles**, les noyaux pouvant être fissionnés même avec des neutrons thermiques, dont l'énergie cinétique est très faible :

	U 233	U 235	Pu 239	Pu 241
N	141	143	145	147
Z	92	92	94	94

On appelle **noyaux fissibles** les noyaux qui ne peuvent être **fissionnés que par des neutrons rapides**, qui apportent alors un complément d'énergie d'excitation sous la forme d'énergie cinétique.

On trouve ainsi l'U 238 , le Pu 240. Pour ce type de noyau la fission est une réaction à seuil. Pour l'uranium 238 le seuil est entre 800 keV et 1,3 MeV. Ce seuil représente l'énergie que le neutron doit apporter pour que le noyau composé excité franchisse le seuil de scission de la "goutte" de nucléons. La parité en neutron du noyau initial limite l'énergie de liaison et donc l'énergie d'excitation.

	U 238	Pu 240
N	146	146
Z	92	94

On constate également sur les figures et sur le tableau de la page donnant les ordres de grandeur de section efficaces que les probabilités de fission sont plus importantes pour U²³⁵ et Pu²³⁹ avec des neutrons thermiques (lents).

On conçoit que l'on a intérêt à **ralentir** les neutrons. Ce ralentissement peut se faire plus efficacement par diffusion sur des noyaux légers, ce que l'on appellera un **modérateur**.

Il faut cependant remarquer que quelques fissions d'U²³⁸ (fissible) ont lieu avec des neutrons rapides, mais en quantité très faible par rapport aux fissions d'U²³⁵ et de Pu²³⁹. Ces fissions sont d'ailleurs exploitées dans d'autres filières : les réacteurs à neutrons rapides.

4.2 Absorptions captures

L'absorption ne conduit pas toujours à la fission. Dans la plupart des cas, et évidemment pour tout élément de numéro atomique inférieur à 90, le neutron est tout simplement "capturé".

a. Phénomène de la capture

Avant la capture, le neutron est d'abord absorbé dans le noyau cible. Le noyau résultant (noyau composé), se trouve alors à un niveau d'énergie très éloigné du niveau fondamental, et la voie de sortie conduit à la désexcitation, en émettant des rayonnements γ . On parlera donc de "capture radiative".

Une des réactions de capture les plus importantes en neutronique est celle de l'U²³⁸ :



U²³⁸ est aussi appelé noyau **fertile** car on remarque qu'il donne un noyau de Pu²³⁹ **fissile** par cette capture neutronique.

On sait que les probabilités indépendantes s'additionnent, soit $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$, donc si un neutron est absorbé, la probabilité conditionnelle pour que cette absorption soit une capture est $p_{\text{capture}} = \frac{\sigma_c}{\sigma_a}$, et pour que cette absorption soit une fission $p_{\text{fission}} = \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$

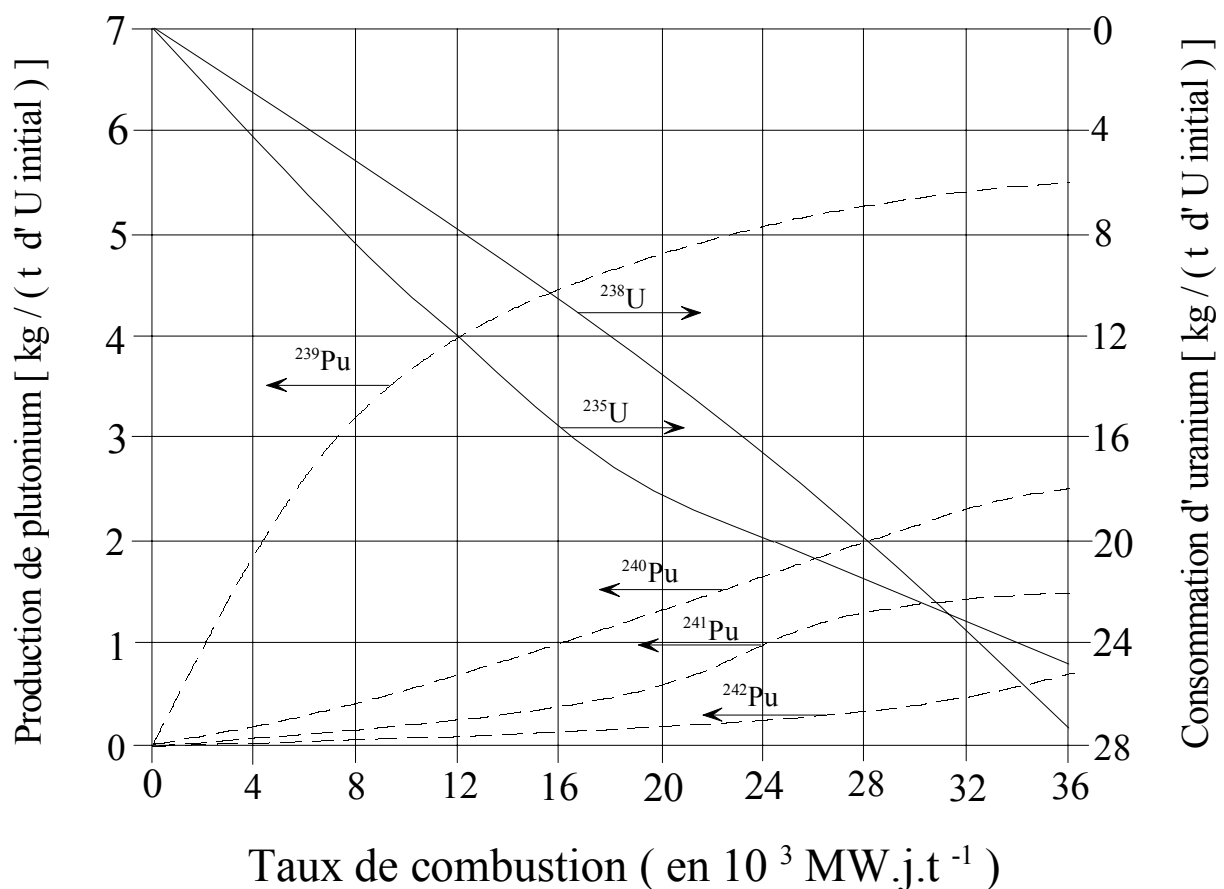
b. Importance des captures pour l'uranium 238

Dans le domaine épithermique (entre 1eV et 1MeV), la section efficace de capture de l' U^{238} peut, selon l'énergie du neutron incident atteindre des valeurs de 1000 à 10000 barns : ces pics de section efficace sont appelés **résonances**.

Les résonances se comportent donc comme des "trappes" dans lesquelles le neutron peut disparaître quand il est dans le domaine épithermique, c'est à dire au cours du processus de ralentissement. On a vu que les neutrons naissent rapides et qu'il fallait les ralentir pour profiter d'une plus grande probabilité de fission en domaine thermique.

Le ralentisseur idéal serait donc l'élément diffusant qui ferait passer le neutron directement du domaine rapide dans le domaine thermique : un seul choc (une seule diffusion) serait nécessaire.

D'autre part les captures de neutron par l'uranium 238 (de loin l'élément le plus abondant après l'eau) conduisent au Pu 239, élément fissile, mais également capturant. On trouvera donc progressivement différents isotopes du plutonium (^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu et ^{242}Pu) résultant de captures successives sur le Pu 239 formé.



La flèche indique l'échelle sur laquelle il faut lire les valeurs.

Sur la figure précédente, en fonction de la production d'énergie au cours du temps, ramenée à une tonne de combustible (REP EdF), nous constatons que la disparition de l'uranium 235 par fission, et donc production d'énergie, s'accompagne de l'apparition de plutonium 239 (captures fertiles sur l'uranium 238), qui au bout de quelques temps, quand sa densité nucléaire devient importante et que les neutrons commencent à les "voir", participe lui-aussi à la production d'énergie par fission.

La densité de plutonium 239 commence alors à augmenter plus lentement. Ce phénomène s'accompagne de captures "stériles" sur le Pu 239, conduisant au Pu 240 (fissile), puis encore au Pu 241 (fissile). Des désintégrations radioactives peuvent aussi survenir (Pu 241 et Am 241).

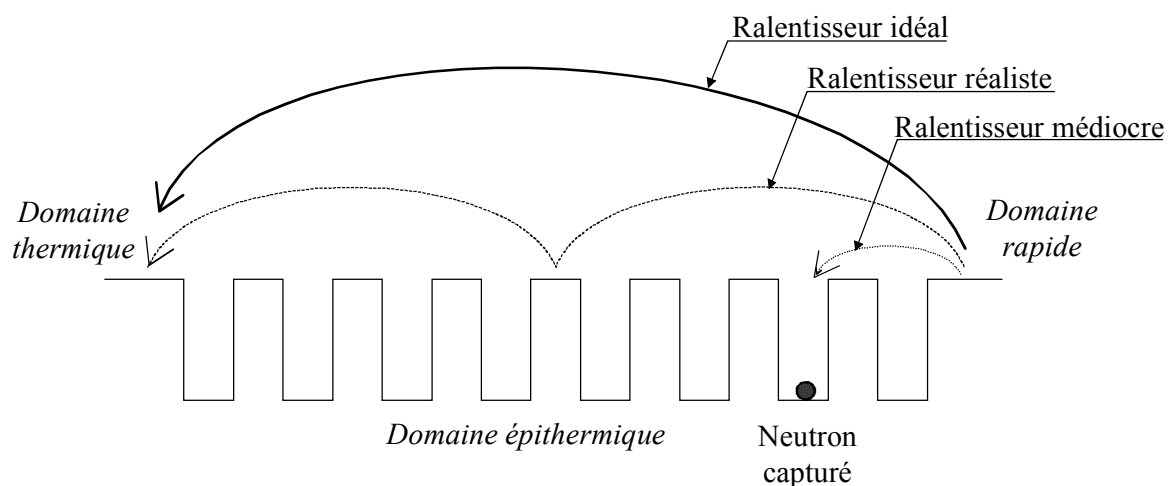
Dans un réacteur à UO₂ seulement (combustible UOX), en fin de vie, le combustible contient un "vecteur isotopique" plutonium qui participe à plus de 20% à la production d'énergie grâce à ces captures fertiles sur l'uranium 238.

5. Interactions de diffusion

Nous avons vu la **nécessité de ralentir les neutrons**. La probabilité de fission est plus forte en domaine thermique. Il est important qu'ils évitent de "tomber" dans les "trappes" des résonances de captures en épithermique si l'on veut pouvoir les utiliser pour des fissions thermiques. Il faut donc qu'ils perdent leur énergie cinétique le plus rapidement possible.

Or un neutron ne peut échanger son énergie cinétique que par **diffusion avec des noyaux**.

On peut d'ores et déjà établir un parallèle avec le jeu de pétanque : la boule de pétanque qui heurtera de plein fouet une boule de même poids (le "carreau" parfait), lui cèdera toute son énergie. Par contre, le cochonnet ne perdra pratiquement pas d'énergie s'il fait un choc avec une boule, qui est beaucoup plus lourde que lui.

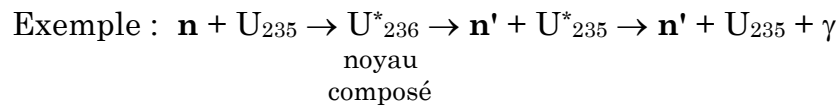


Le rapport des masses est donc déterminant pour que le ralentissement soit efficace. En conclusion, le ralentisseur le plus intéressant pour le neutron sera un noyau de masse sensiblement égale, par exemple l'hydrogène. C'est ce que nous allons voir de manière rigoureuse.

5.1 La diffusion inélastique

Deux cas sont possibles. Le neutron communique par choc de diffusion suffisamment d'énergie pour élever le noyau cible à un niveau d'excitation quantique, soit il est absorbé puis rejeté. Il s'agit alors d'un cas particulier d'absorption où, parmi les voies de sorties, le noyau cible retrouve sa composition nucléaire.

Au bilan, le neutron incident se retrouve conservé (lui ou un autre, on ne peut le dire), et le noyau cible a été excité par transfert d'énergie.



S'il est suffisamment rapide (apport minimal d'énergie), l'absorption du neutron incident $\mathbf{n}$ donne naissance à un noyau composé excité. Parmi les "voies de sortie" de cet état excité, celui-ci peut émettre un nouveau neutron $\mathbf{n}'$ qui emporte une partie de l'énergie d'excitation. Le noyau subsistant se désexcite ensuite en émettant un γ .

L'énergie du neutron émis ($\mathbf{n}'$) est évidemment plus faible que celle du neutron incident ($\mathbf{n}$). La perte d'énergie reste cependant plus forte par rapport à celle obtenue lors d'une diffusion élastique sur un noyau léger.

Comme il faut accéder à des niveaux quantiques, la diffusion inélastique n'apparaît que si le neutron incident est rapide ($E > 1 \text{ MeV}$). Elle est d'autant plus fréquente que le noyau est lourd (U^{238} , U^{235} , Pu^{239}). C'est une interaction dite "à seuil".

Sur les courbes de section efficace on distingue parfois pour les noyaux lourds (voir les courbes de l'uranium 238), les probabilités selon les niveaux d'excitation.

5.2 La diffusion élastique

Contrairement à la diffusion inélastique, le noyau cible n'est pas excité. Il n'y a pas de formation d'un noyau composé. Nous pouvons considérer cette interaction comme un choc isotrope, le neutron ayant la même probabilité d'interagir selon une incidence quelconque, et de repartir dans n'importe quelle direction.

Il y a **conservation de l'énergie cinétique** et de la **quantité de mouvement**.

Un calcul de physique classique montrerait que l'énergie finale $\mathbf{E}$ du neutron se situe dans

$$\text{l'intervalle : } \alpha E_0 < E < E_0 \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$$

Une énergie finale de αE_0 correspond à un choc de plein fouet, soit un ralentissement optimal.

$$\text{L'énergie moyenne du neutron après le choc est : } E_{\text{moy}} = E_0 \left(\frac{\alpha + 1}{2} \right)$$

La perte d'énergie la plus importante sera obtenue pour un atome d'hydrogène : $\alpha = 0 \Rightarrow A = 1$.

$$\text{On aura alors : } \alpha = 0 \quad 0 < E < E_0 \quad E_{\text{moy}} = \frac{E_0}{2}$$

L'hydrogène est bien le meilleur des ralentisseurs.

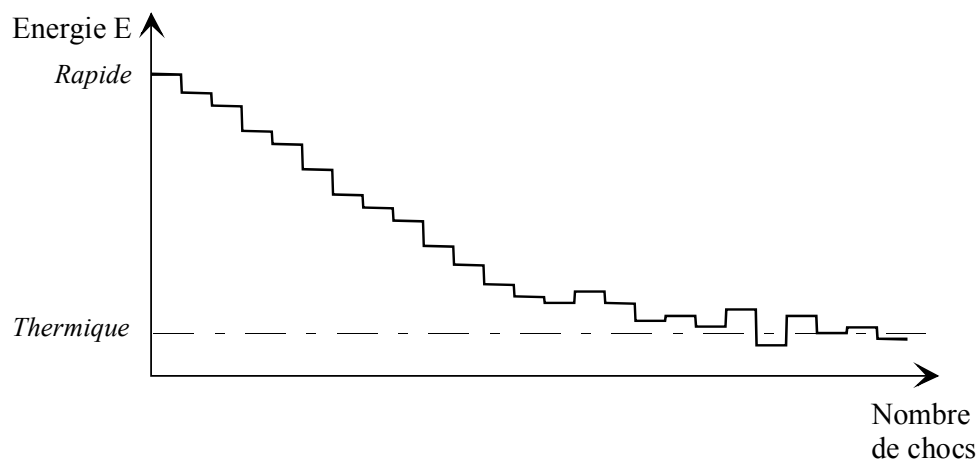
Lors d'un choc de plein fouet sur un noyau d'H, le neutron peut parfois perdre toute son énergie. Par contre si on prend un noyau lourd la perte d'énergie moyenne par diffusion élastique reste faible. Prenons par exemple l' U^{238} : $\alpha = 0,982$

$$0,982 E_0 < E < E_0 \quad E_{\text{moy}} = 0,99 E_0$$

Même s'il présente une section efficace de diffusion non négligeable, l'uranium 238 est un mauvais ralentisseur. Il n'est pas efficace. Il en est de même pour tout noyau lourd. On en conclut que les neutrons en déplacement dans le combustible ne perdent pas leur énergie cinétique.

5.3 Notion de ralentissement

Dans le modérateur, le neutron subit une série de chocs successifs, avec des noyaux légers, pour être ralenti.



La perte d'énergie est plus importante au départ, et va en diminuant. La perte moyenne d'énergie au cours d'un choc est caractérisée par le paramètre de ralentissement ξ (prononcer Xsi). ξ dépend de la nature du noyau. On l'exprime en fonction de α :

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln(\alpha) \quad \text{avec} \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

Pour l'hydrogène ξ est maximum et vaut 1.

Le nombre moyen de chocs nécessaires au neutron pour passer de l'énergie E_0 à l'énergie E_1 est :

$$X = \frac{\text{Log } E_0 - \text{Log } E_1}{\xi}$$

Nous pouvons calculer les valeurs de ξ et le nombre moyen de chocs X nécessaires pour faire passer les neutrons issus de fissions ($E = 2 \text{ MeV}$) dans le domaine thermique ($E = 0,025 \text{ eV}$), avec différents ralentisseurs.

	A	α	ξ	X
Hydrogène H	1	0	1	18
Deuterium D	2	0.111	0.725	25
Carbone C	12	0.716	0.158	115
Uranium U 238	238	0.983	0.0084	2172

Nous constatons qu'il ne faut en moyenne que 18 chocs pour ralentir complètement un neutron avec de l'hydrogène.

Un ralentisseur est ainsi caractérisé par son **pouvoir de ralentissement** $\xi N \sigma_s$ avec :

- ξ paramètre de ralentissement (efficacité du choc)
- N densité de ralentisseur (fréquence de rencontre des noyaux)
- σ_s section efficace de diffusion (« visibilité » du noyau)

Plus ξ , N et σ_s sont grands, plus le pouvoir de ralentissement est élevé et meilleur sera le ralentisseur.

5.4 Notion de modérateur

Le modérateur a pour but de ralentir les neutrons. Nous l'avons déjà caractérisé par son pouvoir de ralentissement. Mais il peut aussi absorber des neutrons (ce qui est très pénalisant pour le bilan neutronique) : il faut tenir compte de sa section efficace macroscopique d'absorption Σ_a .

Un bon modérateur a également une section efficace d'absorption Σ_a faible. On comparera alors le pouvoir de ralentissement avec le pouvoir d'absorption.

On définit ainsi l'**efficacité d'un modérateur** par le rapport $\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$.

Dans le tableau ci-dessous figure l'efficacité des 3 modérateurs les plus utilisés (eau H_2O , eau lourde D_2O , graphite C) :

	Σ_a (en cm^{-1})	Σ_s (en cm^{-1})	ξ	$\xi \Sigma_s$	$\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$
H_2O	0,0215	3,57	0,926	1,379	64
D_2O	0,000044	0,346	0,509	0,176	4000
C	0,000273	0,381	0,158	0,0602	220

On constate que H_2O qui était le **meilleur ralentisseur**, n'est **pas le meilleur modérateur**, car l'hydrogène absorbe trop de neutrons.

Le bilan neutronique est alors défavorable avec l'hydrogène : on amène bien les neutrons dans le domaine thermique, mais on les perd par absorption dans l'eau avant qu'ils ne fissionnent le combustible.

On sera donc obligé d'utiliser de l'uranium enrichi dans les centrales utilisant H_2O comme modérateur (centrale REP), alors que les centrales à modérateur graphite (UNGG) ou celles à eau lourde (filiale CANDU) peuvent utiliser de l'uranium naturel (enrichissement 0,7 %).

5.5 Remarques sur l'histoire des filières

On traverse ainsi l'histoire de l'énergie nucléaire : premières centrales avec un ralentisseur au graphite (CP1) ou à l'eau lourde (ZOE, EL4 en France), et même des réacteurs rapides (EBR1 aux USA). Lorsque la technique de l'enrichissement a été au point, on est passé aux centrales PWR (REP) modérée à l'eau légère qui présente plus d'avantages.

Les centrales UNGG sont aujourd'hui toutes arrêtées en France au profit des centrales REP. Il existe en France deux centrales Réacteurs à Neutrons Rapides (RNR) en cours d'arrêt ou de démantèlement.

De nouvelles filières sont en cours de développement, mais sur des critères thermodynamiques, comme les filières HTR à haute température, ou pour améliorer la sûreté (projet EPR pour l'Europe).

Filières existantes (ou ayant existé) en FRANCE :

UNGG = Uranium Naturel Graphite Gaz (filière aujourd'hui disparue)

modérateur : graphite C

caloporteur : CO₂

combustible : uranium naturel

REP = Réacteur à Eau Pressurisée [PWR en anglais, VVER en Russie]

modérateur et caloporteur : H₂O

combustible : uranium enrichi (environ 3,25%) [gestion classique], uranium (3,7%) et plutonium (3 à 7%) [gestion MOX]

RNR = Réacteur à Neutrons Rapides [LMFBR, BN]

caloporteur : Na (pas de modérateur)

combustible : uranium et plutonium (fissile et fertile)

Autres filières existantes ailleurs :

AGR = Advanced Gas Reactor (Réacteur à Oxyde d'Uranium enrichi)

modérateur : graphite C

caloporteur : CO₂

combustible : uranium enrichi

REB = Réacteur à Eau Bouillante (BWR = Boiling Water Reactor)

modérateur et caloporteur : H₂O

combustible : uranium enrichi

HWR = Réacteur à eau lourde [EL, CANDU, PHWR, SGHWR]

modérateur et caloporteur: D₂O

combustible : uranium enrichi

Réacteur à haute température [HTR, HTGR]

modérateur : graphite C

caloporteur : hélium

combustible : uranium enrichi

Réacteur surrégérateurs à sels fondus [MSBR]

modérateur : graphite

combustible et caloporteur : uranium liquide

Réacteur à neutron rapides et gaz [GCFR]

caloporteur : gaz

combustible : uranium et plutonium

Réacteur bouillant de grande puissance [RBMK]

modérateur : graphite C

caloporteur : eau

combustible : uranium enrichi

6. Sections efficaces des principaux éléments utiles

Les figures suivantes illustrent les différentes interactions en jeu dans un réacteur nucléaire. On retiendra les principaux éléments (hydrogène, uranium et éléments neutrophages).

➤ Diffusion et capture sur l'hydrogène et le deutérium

On constate que la diffusion est importante pour l'hydrogène (plus de dix barns en domaine thermique), c'est donc un noyau très léger, bien "visible" pour les neutrons qui sont donc **souvent** et **efficacement** ralentis. On constate aussi que le deutérium ne présente pas une section de diffusion aussi importante. Il est moins "visible", et moins efficace (plus lourd, $Z = 2$). Cependant, la capture par l'hydrogène est 500 fois plus fréquente qu'avec le deutérium. Il faut donc enrichir le combustible si l'on utilise l'eau lourde comme modérateur pour maintenir la population neutronique et garantir la réaction en chaîne.

➤ Diffusion et capture radiative par le bore 10

Le bore 10 est utilisé comme absorbant de contrôle et de pilotage sur les REP. En domaine thermique il présente une section efficace d'absorption (capture uniquement, pas de fission) très importante (753 barns à 0.025 eV). Il est aussi utilisé pour les injections de sécurité.

➤ Diffusion et capture par le cadmium et le gadolinium

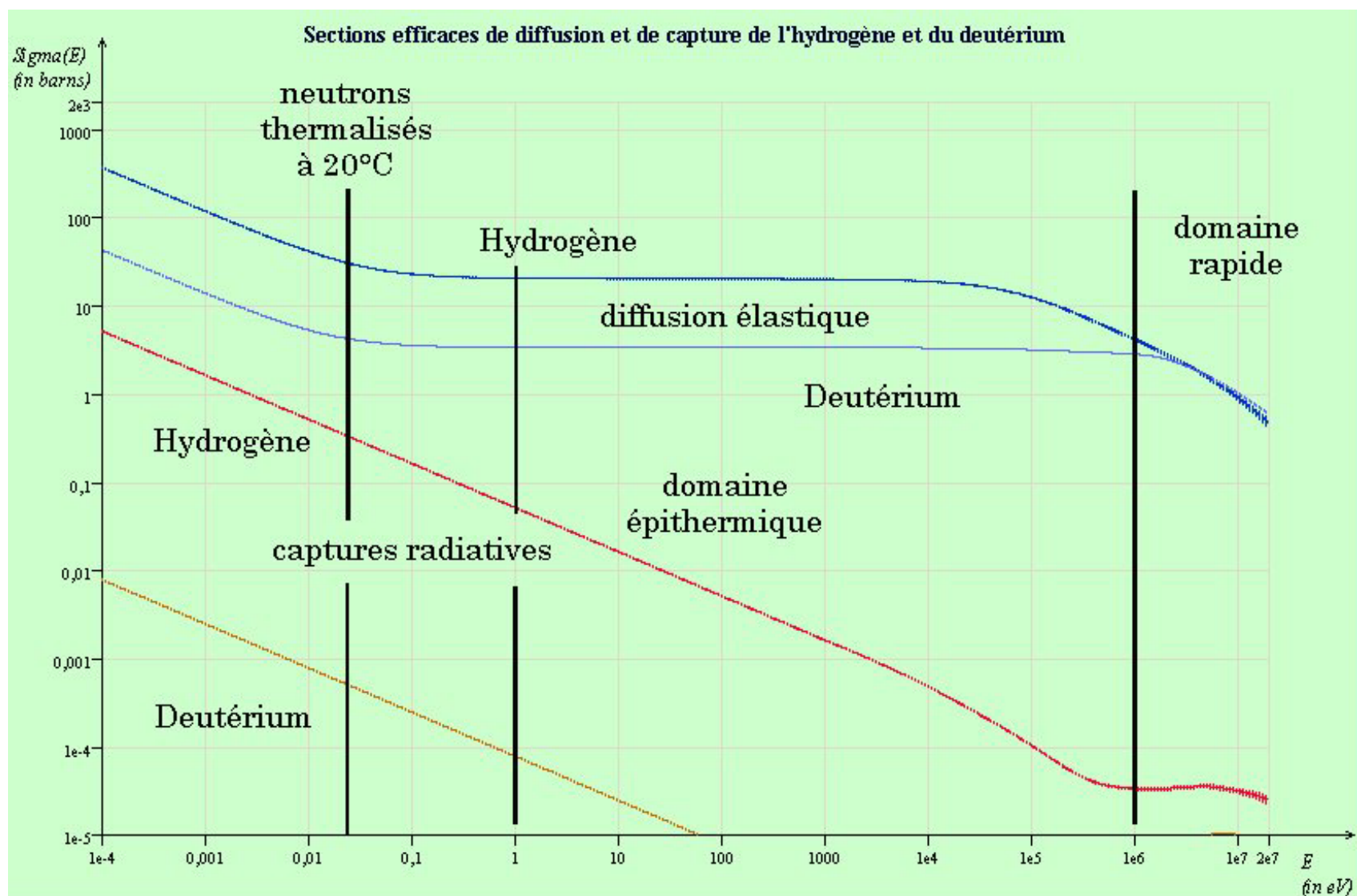
Ces deux éléments présentent des **sections de capture très importantes en domaine thermiques**. On les utilise en absorbant de contrôle ou en radioprotection. La plupart des éléments absorbants employés pour le contrôle des réacteurs présentent des courbes similaires (Hafnium, Indium etc.).

➤ Sections de capture et de fission par l'U238, résonances de l'U238

L'uranium 238 présente, comme beaucoup de noyaux, des **résonances en domaine épithermique** qui correspondent à des énergies pour lesquelles le noyau composé excité est placé à un niveau d'énergie quantique discret. La section efficace indique une préférence pour ces neutrons, et donc **augmente très vite** sur un **domaine très étroit d'énergie**. Cela est valable pour toutes les interactions. On parle parfois de diffusion résonante car sur parmi les voies de sortie du noyau composé, il peut y avoir rejet d'un neutron, ce qui équivaut à une diffusion.

➤ Sections efficaces de l'U238 et de l'U235

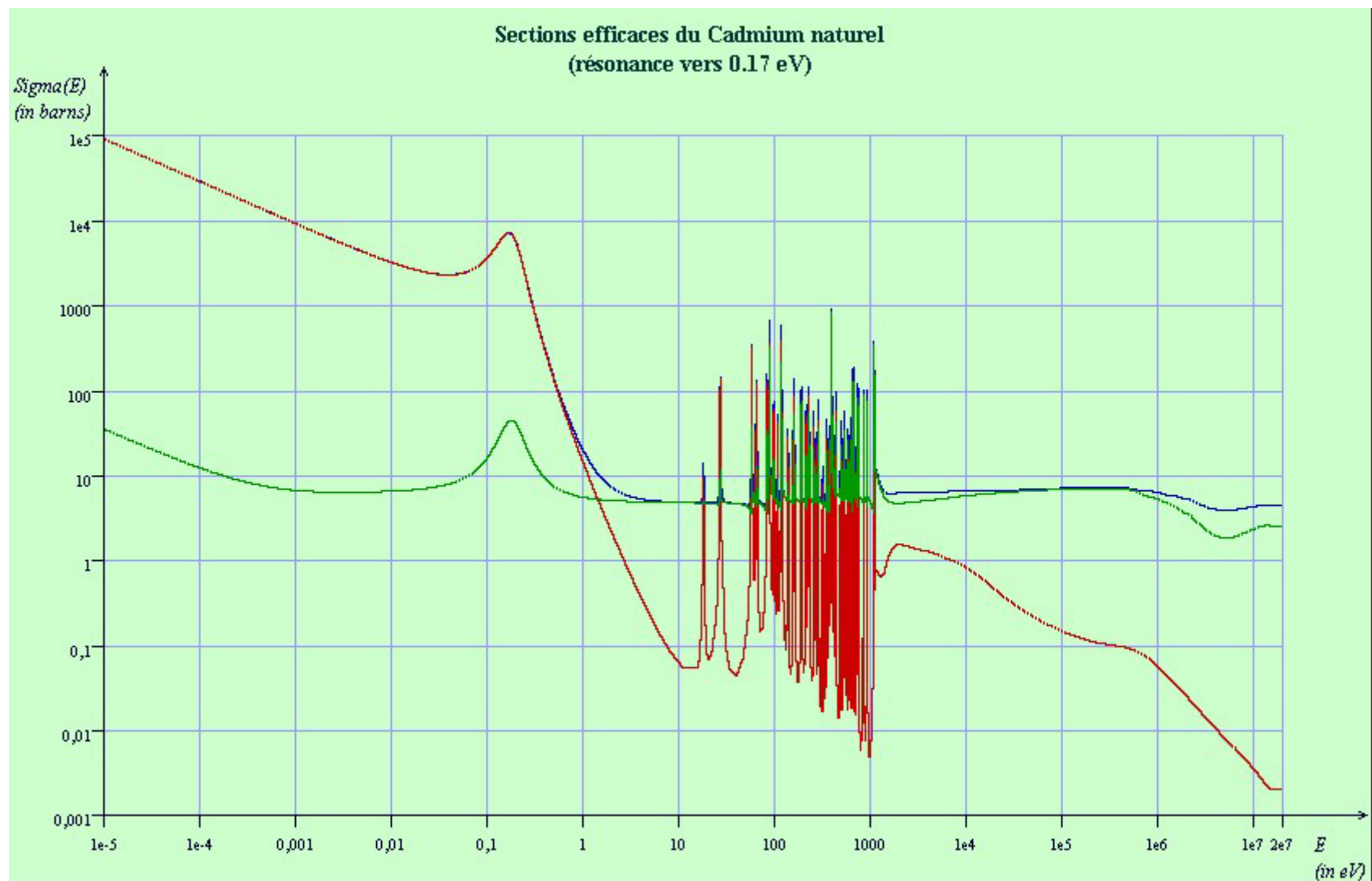
On constate que l'U238 est essentiellement diffusant sauf en domaine épithermique où il absorbe fortement (7000 barns à 6.73 eV). L'uranium 235 est par contre beaucoup plus absorbant (fission à 86%) en domaine thermique, d'où la recherche de neutrons thermiques pour faire des fissions plus facilement. On pourra également observer les fissions rapides de l'U 238 et les diffusions inélastiques à seuil après 800 KeV.



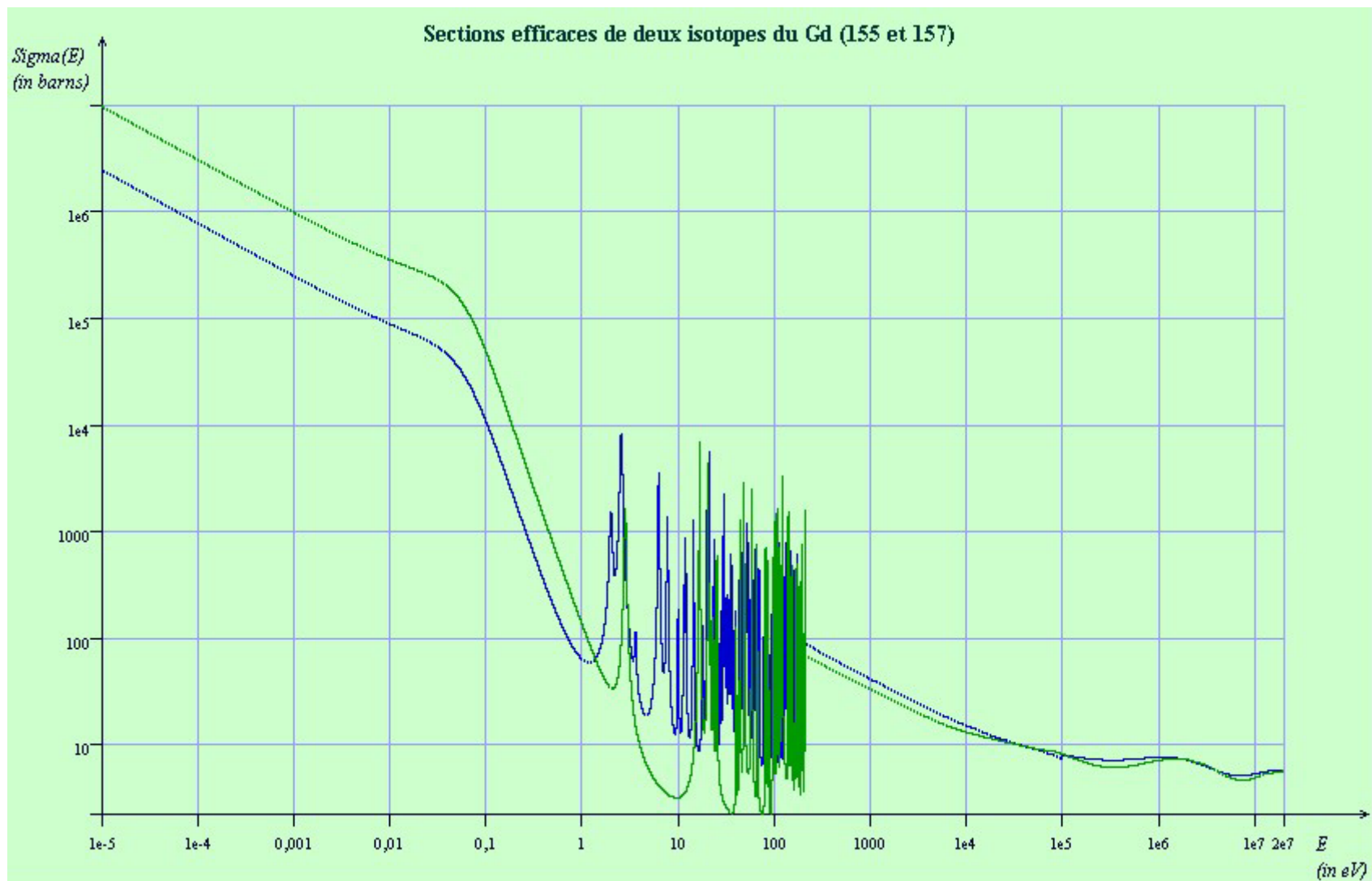
Sections de diffusion et de capture sur H et D



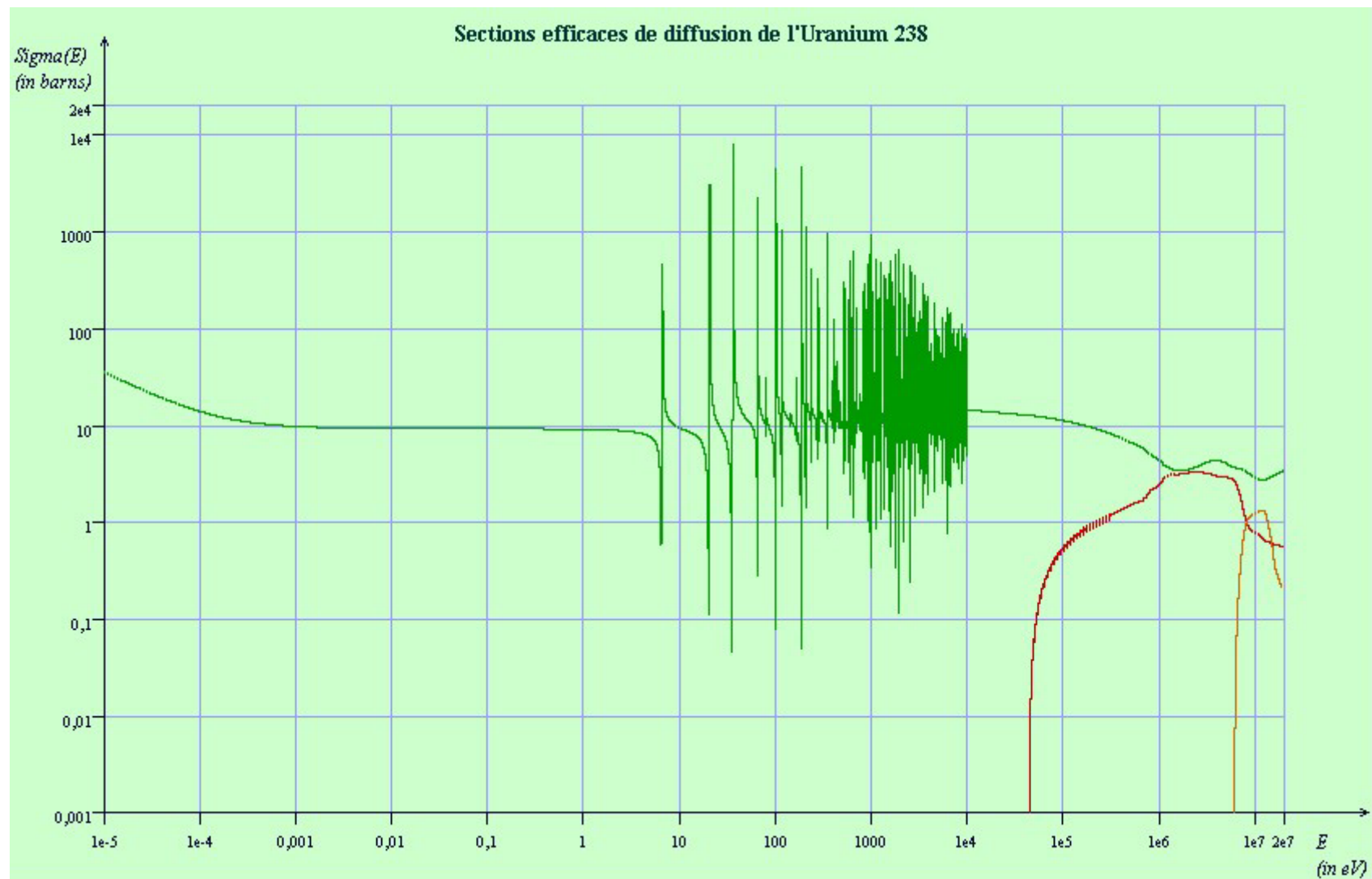
Sections efficaces (capture et diffusion) du Bore 10



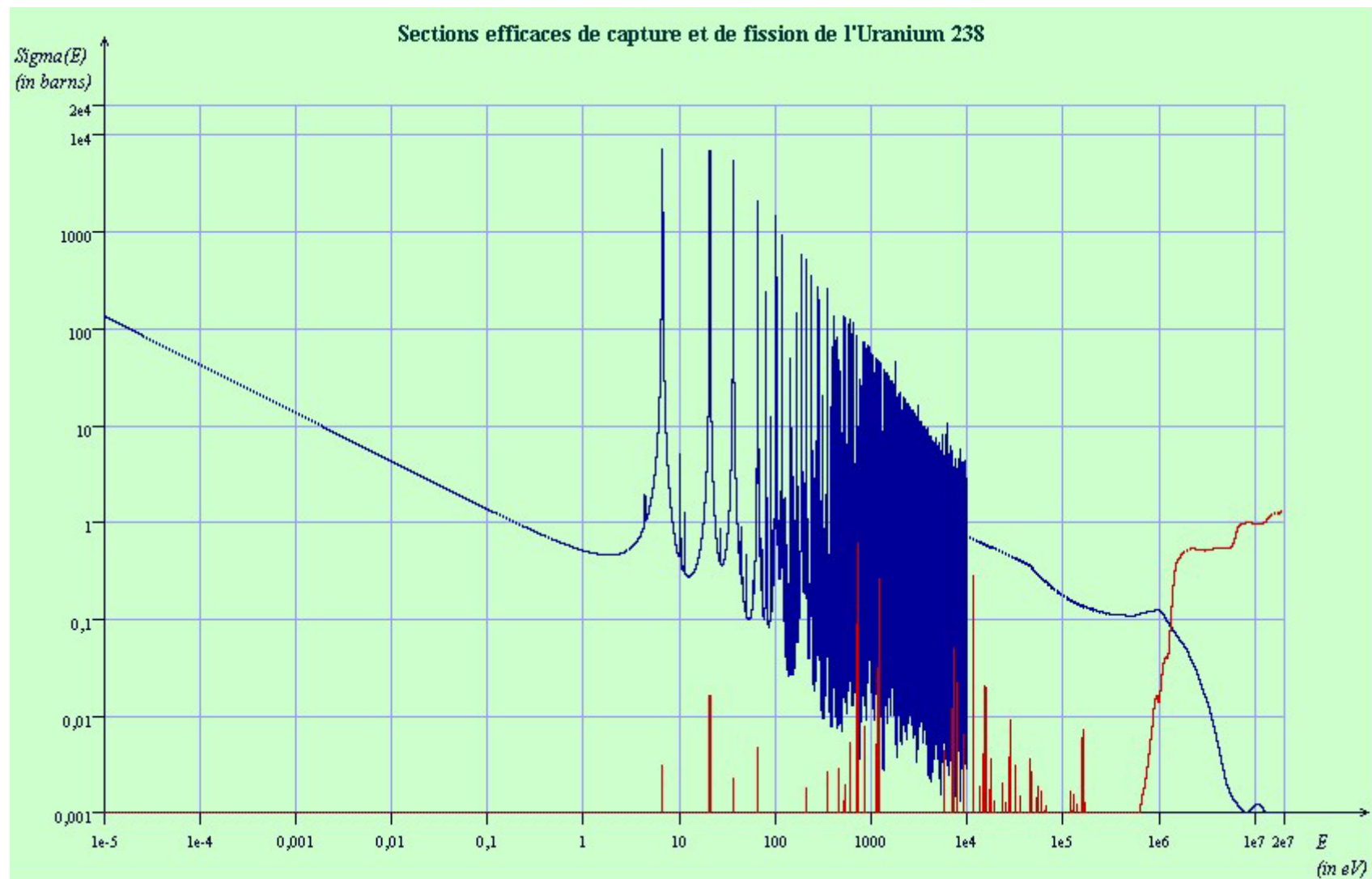
Sections efficaces du cadmium naturel



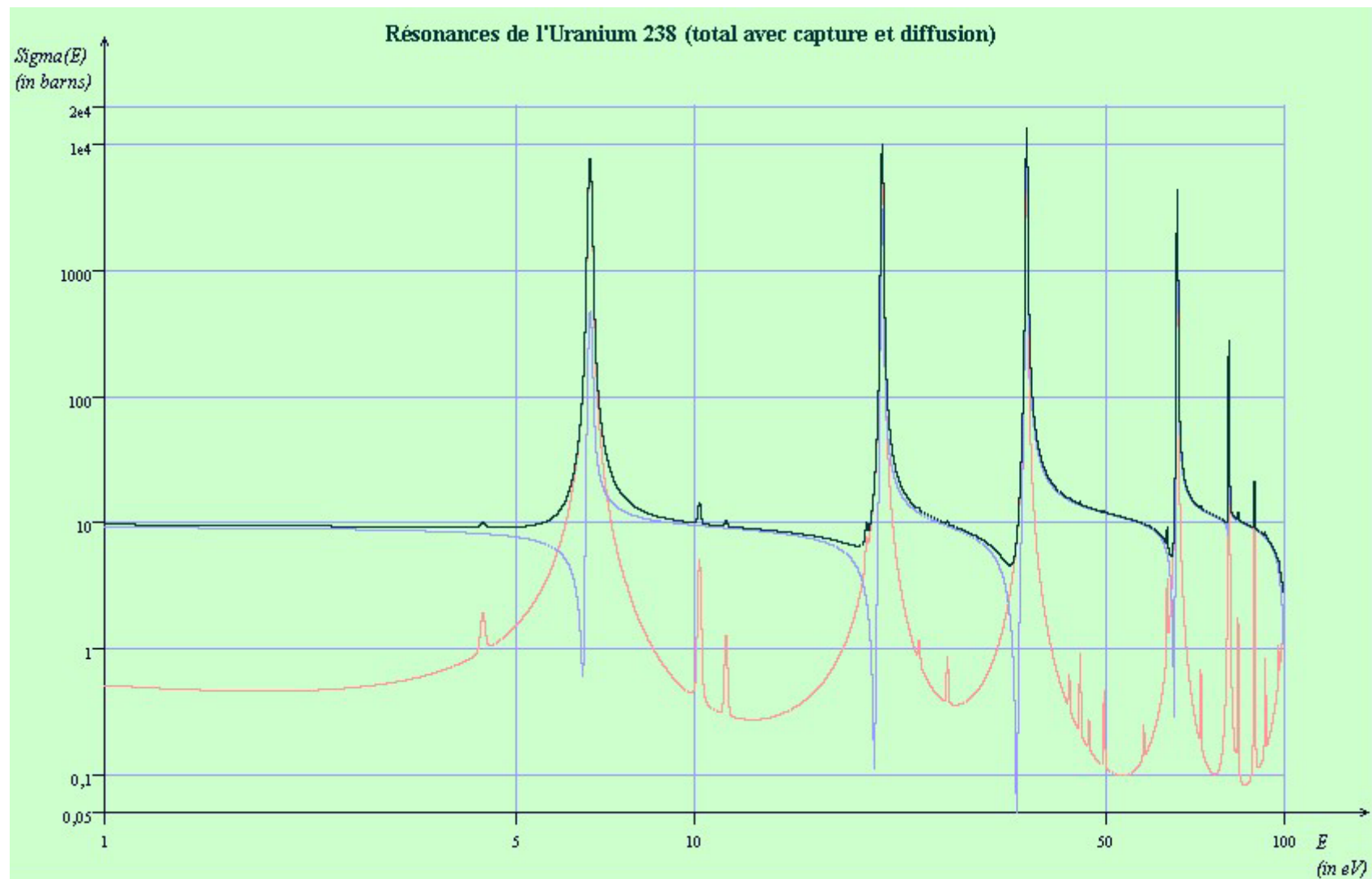
Sections efficaces d'isotopes du gadolinium (155 et 157)



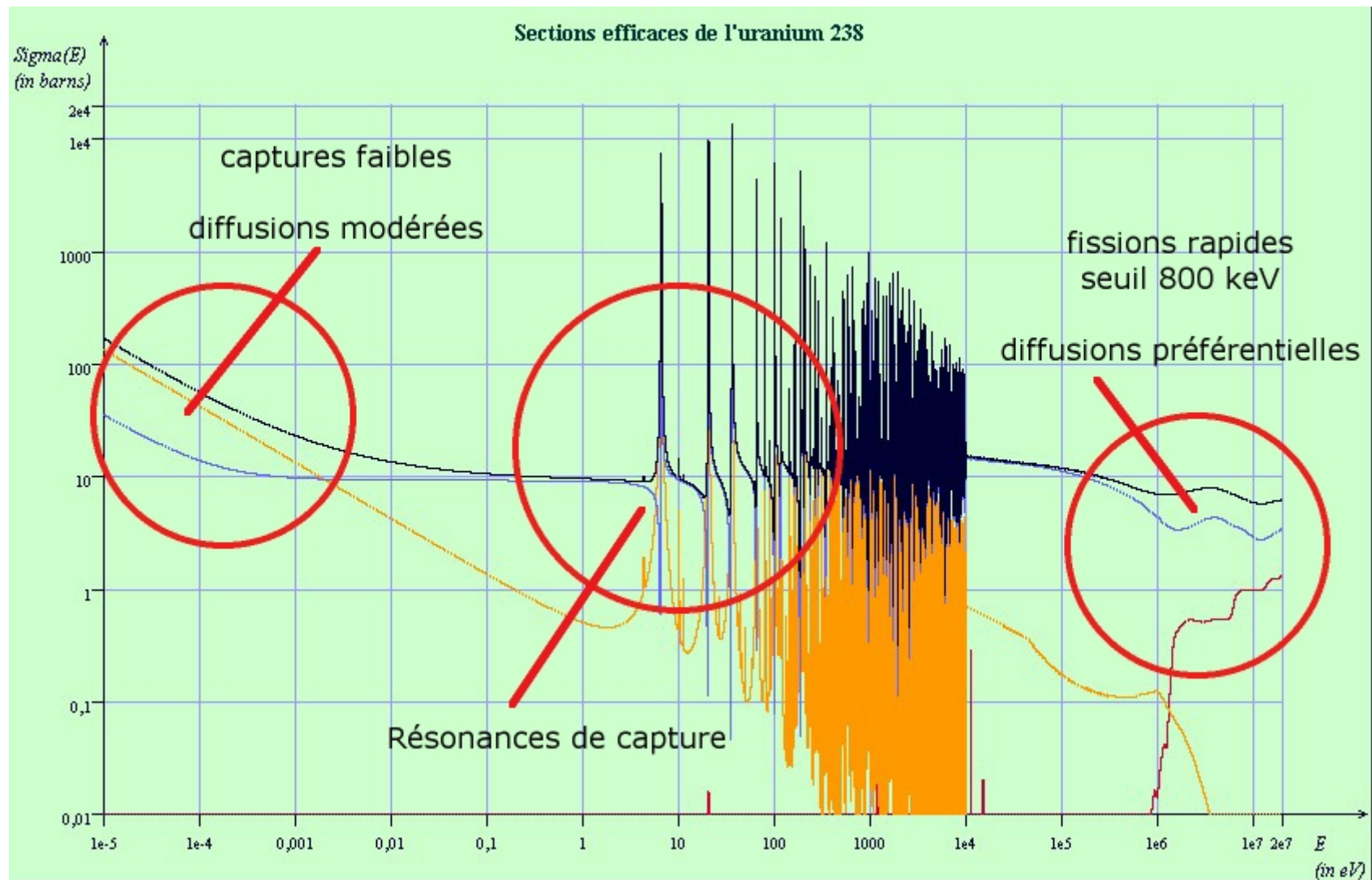
Diffusions élastique et inélastiques sur l'uranium 238



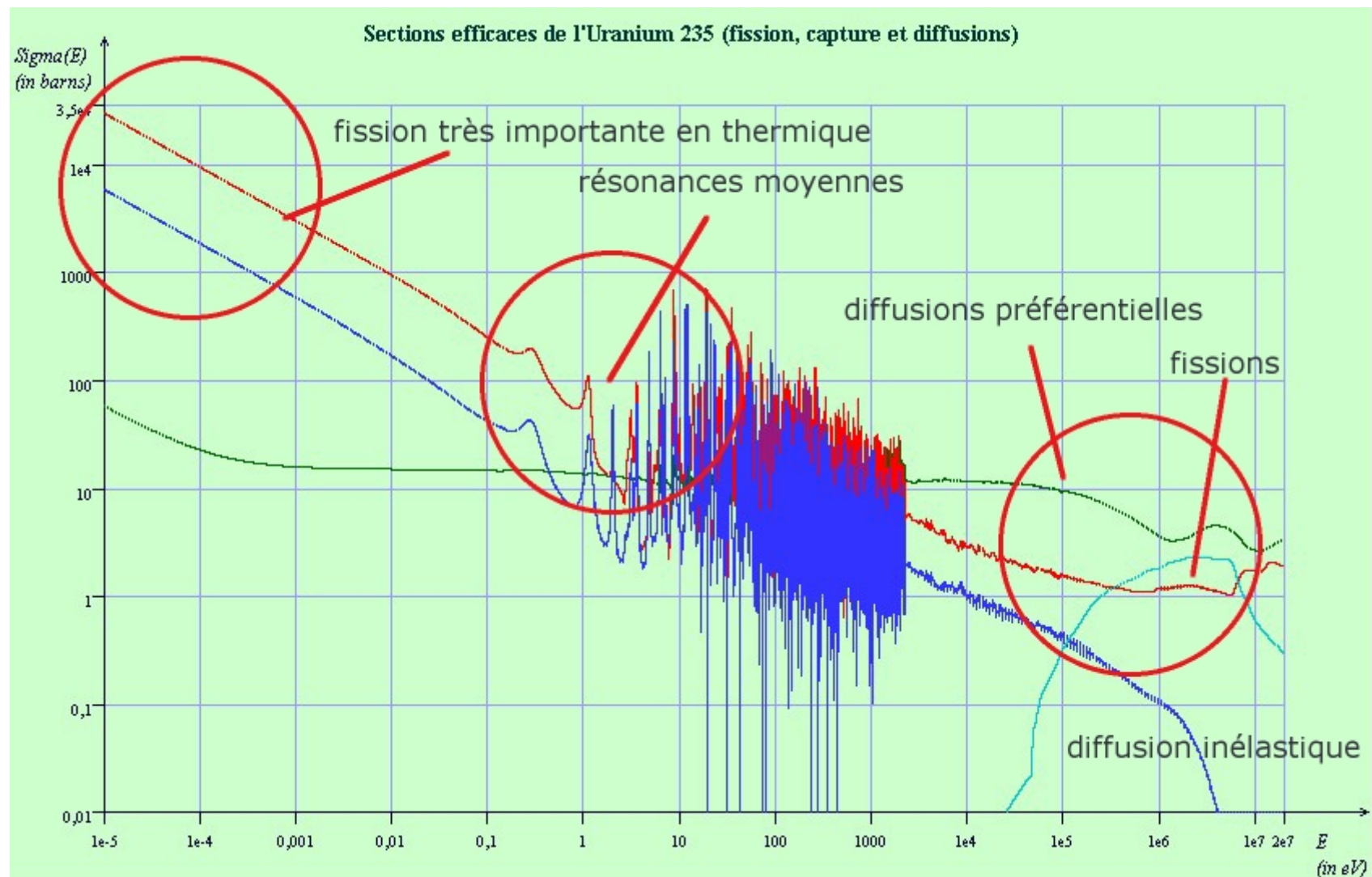
Capture et fission rapide sur l'uranium 238



Résonances épithermiques de l'uranium 238



Sections efficaces microscopiques de l'uranium 238



Sections efficaces microscopiques de l'uranium 235

7. Exercices proposés

*Quelques exercices d'entraînement sont proposés pour faciliter l'assimilation du cours.
Les corrigés ne sont pas fournis pour stimuler la recherche...*

Calcul de sections efficace pour un corps pur

Calculer la section efficace macroscopique d'absorption Σ_a d'un bloc d'uranium 235 pur.
(données : $\sigma_{a5} = 683$ barns ; $\rho_{U235} = 18,7 \text{ g.cm}^{-3}$)

Calcul de libre parcours moyen

Pour un réacteur rapide refroidit au sodium, calculer le **libre** parcours moyen de neutrons de 100 keV dans du sodium liquide. (Données : $N_{Na} = 2,54.10^{22} \text{ atomes.cm}^{-3}$; $\sigma_s = 3,4$ barns ; $\sigma_a=0$).

Calcul de section efficace pour une molécule

Pour le fluide primaire d'un REP, calculer Σ_a de l'eau légère H_2O . Comparer avec la section macroscopique de diffusion. En déduire le libre parcours moyen total dans l'eau.
(Données : $\rho = 1 \text{ g . cm}^{-3}$; $\sigma_{a,H} = 0,33$ barn ; $\sigma_{a,O} = 2.10^{-4}$ barn ; $\sigma_{s,H} = 20$ barns)

Calcul de sections efficaces pour un UO2 enrichi

Le combustible des REP est de l'UO2 enrichi. Sachant que la densité du dioxyde d'uranium UO_2 est $\rho = 10,6 \text{ g . cm}^{-3}$ et que :

	σ_a (barns)	σ_f (barns)	σ_s (barns)
U235	680	580	13,8
U238	2,7	0	8,9
O16	$0,27.10^{-3}$	0	3,8

Calculer les sections efficaces macroscopiques Σ_s , Σ_a , Σ_f de l' UO_2 correspondant à un enrichissement en noyaux de 4.5%. En déduire les différents libre parcours moyen d'un neutron thermique dans cet UO2 enrichi.

Calculs dans un réacteur supposé homogène

Calculer la section efficace macroscopique d'absorption pour les neutrons thermiques dans un réacteur homogène composé d' U^{235} , d' H_2O et d'Al ²⁷. Les pourcentages en volume de chaque constituant sont :

	V_i / V (%)	r (g . cm^{-3})
U235	0.2	18,7
H2O	60	1
Al	39,8	2,7

Les sections efficaces microscopiques utiles sont :

	Al	H	U ²³⁵	O
σ_a (barns)	0,23	0,33	687	$2 \cdot 10^{-4}$

Calcul de libres parcours moyen dans un REP

Calculer Σ_s (H₂O) ainsi que le libre parcours moyen de diffusion aux conditions normales de températures et de pression (1 atm ; 20°C). (Données : $\sigma_{s,H} = 20,5$ barns; $\sigma_{s,O} = 4,8$ barns)

Réflexions sur les probabilités d'interaction

Dans le cas d'une interaction neutron-noyau ; établir en fonction de σ_a , σ_s et σ_t la probabilité que cette interaction soit : (1) une absorption, (2) une diffusion.

Dans le cas où le neutron est absorbé ; établir en fonction de σ_a , σ_c et σ_f la probabilité que cette absorption soit : (1) une capture, (2) une fission.

Libres parcours moyens entre neutrons rapide et thermique

En reprenant les résultats des densités nucléaires calculés dans les exercices précédents, et avec le tableau ci-dessous, calculez tous les libres parcours moyen des neutrons rapides dans l'eau et l'UO₂ enrichi à 4.5%.

	σ_a (barns)	σ_a (barns)	σ_f (barns)	σ_f (barns)	σ_s (barns)
Noyaux	Neutrons thermiques E _c =0.025 eV	Neutrons rapides E _c =2 MeV	Neutrons thermiques	Neutrons rapides	Neutrons thermiques
U ²³⁵	681	2.33	582	1.81	13.8
U ²³⁸	2.7	0.9	0.0	0.7	8.9
Pu ²³⁹	1011	2.3	742	1.8	7.7
H ₂ O	0.644	0.0	0.0	0.0	107

Comparez les libres parcours moyens d'absorption aux dimensions des hétérogénéités rencontrés par les neutrons dans le cœur nucléaire :

Diamètre moyen d'un crayon combustible UO₂ : 8 mm

Distance entre deux crayons combustible remplie d'H₂O : entre 2 à 4 mm

Que pouvez-vous en conclure sur la répartition des neutrons dans un tel cœur ?

8. Questions à réviser

Dans chaque chapitre, vous trouverez des pistes de travail pour réviser le cours. Posez-vous les questions, répondez, puis(éventuellement) revenez sur le texte pour vérifier... ou apprendre !

Caractéristiques du neutron. Stabilité radioactive du neutron.

Définissez les domaines d'énergie du neutron.

Energie moyenne d'un neutron issu de la fission, et sa vitesse.

Energie moyenne d'un neutron thermalisé ($t=20^{\circ}\text{C}$), et sa vitesse.

Pour $^{94}_{38}\text{Sr}$, déterminer pour ce noyau :

Nombre de protons : de nucléons : de neutrons :

Définition de la densité nucléaire. Démontrer la formule de calcul.

Enrichissement. Formule en noyaux et en masse. Ordre de grandeur.

Liste et description de toutes les interactions neutrons-matière

Section efficace microscopique et section efficace macroscopique

Définition du libre parcours moyen. Formule de calcul.

Différences entre noyaux fissiles et fissionables. Exemples.

Bilan matière et énergie de la fission.

Distinction entre neutrons prompts et neutrons retardés.

Différence entre produits de fission et fragments de fission.

Différence entre diffusion élastique et diffusion inélastique.

Critères de choix d'un bon modérateur. Paramètre de choix.

Pourquoi doit-on ralentir les neutrons dans un REP ?

Pourquoi doit-on limiter le nombre de chocs pour que le neutron passe du domaine rapide et thermique ?

Résonances de l'uranium 238 : origine et conséquences.

Captures fertiles et importance du plutonium dans un réacteur.