

LP42 – FUSION, FISSION

10 juin 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : L2

Bibliographie

⚡ *Énergie nucléaire*, **Basdevant**
⚡ *Physique nucléaire*, **C. Le Sech**

La bible pour la fission et la fusion
la bible pour le noyau atomique, moins calculatoire

Table des matières

1	Le noyau atomique	2
1.1	Présentation et définitions	2
1.2	Énergie de liaison et défaut de masse	2
1.3	Courbe d'Aston et modèle de la goutte liquide	3
2	Fission	5
2.1	Energie et produit de fission	5
2.2	Barrière de fission	6
2.3	Réacteurs nucléaires	8
3	Fusion	10
3.1	Energie et produit de fusion	10
3.2	Barrière de fusion	10
3.3	Réacteur de fusion	11

Remarques sur les leçons précédentes

- **2017** : Un exposé purement descriptif des réactions de fusion et de fission nucléaires est insuffisant.
- **2014** : Cette leçon peut être abordée de manières diverses, mais on peut raisonnablement s'attendre à ce que les candidats aient quelques notions sur la structure et la cohésion nucléaire, les formes de radioactivité et les interactions mises en jeu, les réacteurs nucléaires, le confinement magnétique.

Dans les rapports de jury ils conseillent de mettre des ODG cf LP 40 de 2015 (pour les énergies mises en jeu), s'appuyer sur des courbes à fond, et il faut quand même une bonne culture dans le domaine genre connaître des modèles de cohésion plus contemporains que la goutte liquide. Prendre des exemples concrets pour les réactions. J'ai vu des questions sur le confinement qu'on mentionne dans les réacteurs à fusion. Essayer de ne pas passer trop de temps sur la première partie pour privilégier les deux suivantes, mais elle est nécessaire pour poser le cadre. Les deux bouquins de la biblio sont numérisés, plus le poly d'Antoine Essig c plaisir.

Introduction

Dans la nature, on observe des réactions de fission où un noyau lourd se divise en deux noyaux plus légers. On observe également des réactions de fusion où deux noyaux légers fusionnent pour produire un noyau plus lourd. Pourquoi observe-t-on ces deux phénomènes et comment fonctionnent-ils ? La stabilité d'un noyau atomique dépend de sa cohésion déterminée par son énergie de liaison. Les réactions nucléaires tendent toujours vers la production d'édifices de plus en plus stables

1 Le noyau atomique

↗ le Sech, poly Essig

1.1 Présentation et définitions

Le noyau atomique est la partie de l'atome contenant les protons et les neutrons. Il est découvert en 1911 par Rutherford. L'odg de son diamètre est 10^{-15} m, 5 ordre de grandeur plus petit que la taille de l'atome : 10^{-10} m. La stabilité du noyau atomique est dû à l'interaction nucléaire forte (résultante de l'interaction fondamentale forte entre les quarks). Cette interaction est plus forte que l'interaction électromagnétique responsable de la stabilité de l'atome, ceci explique notamment que les protons chargés positivement restent assemblés. Les échelles d'énergie de la physique nucléaire (MeV) seront donc plus grande que celle de la physique atomique.

On désigne les noyaux par deux nombres : A le nombre de nucléons (protons et neutrons) et Z le nombre de protons. On en déduit $N=A-Z$ le nombre de neutrons. Un noyau est ainsi noté X_Z^A

Deux noyaux sont isotopes si ils possèdent la même charge Z. Deux atomes isotopes ont des propriétés chimiques semblables car leur cortège électronique est identique. Par contre leurs propriétés nucléaires seront complètement différentes, par exemple l'uranium 238 n'est pas fisible (voir définition plus bas) alors que l'uranium 235 l'est.

1.2 Énergie de liaison et défaut de masse

Einstein a montré qu'il y avait équivalence entre l'énergie et la masse. Une particule de masse m au repos possède une énergie E donnée par :

$$E = mc^2$$

où c est la vitesse de la lumière.

Avec ces nouvelles unités les masses des particules constituant le noyau sont :

- électron : $m_e = 0,00054858$ u ou 511 keV/c²
- proton : $m_p = 1,007276$ u ou $938,2723$ MeV/c²
- neutron : $m_n = 1,008665$ u ou $939,5656$ MeV/c²

Prenons le noyau le plus simple, le deutérium, formé d'un neutron et d'un proton (il s'agit d'un isotope de l'hydrogène). La masse du deutérium est égale à 2,013553 u. La somme de la masse du proton et du neutron vaut 2,015941 u. La masse du noyau de deutérium est inférieure de 0,002388u, soit 2,22MeV/c². Cette différence est appelée **défaut de masse** du noyau. Il est habituellement compté positivement alors qu'il correspond à une diminution par rapport à la somme des masses des nucléons libres. D'après la formule d'Einstein, ce défaut de masse est proportionnel à un gain d'énergie entre le noyau de deutérium et les deux particules individuelles. On appelle ce gain d'énergie **énergie de liaison** du noyau E_l : la formation des noyaux est stabilisante.

Plus généralement soit $M(A, Z)$ la masse du noyau A_ZX . Si ce noyau existe, les nucléons sont liés et l'on a :

$$M(A, Z) < Zm_p + (A - Z)m_n$$

Le défaut de masse est défini par :

$$\Delta M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)$$

L'énergie de liaison du noyau est donnée par :

$$B(A, Z) = \Delta M(A, Z)c^2$$

1.3 Courbe d'Aston et modèle de la goutte liquide

♣ Le Sech p 27, p.23 & Basdevant, p.67

Plus il y a de nucléons, plus l'énergie de liaison est grande : 2,22MeV pour ${}^2_1\text{H}$, 127,6MeV pour ${}^{16}_8\text{O}$ et 1801,2MeV pour ${}^{238}_{92}\text{U}$. L'énergie de liaison n'est pas une bonne indication de la force de la liaison puisque plus le noyau est lourd plus il y a de nucléons. C'est la raison pour laquelle on définit l'énergie de liaison par nucléon obtenue en divisant l'énergie de liaison totale par le nombre de nucléon : B/A . Cette quantité donne la force de la liaison entre les nucléons : plus B/A est grande, plus le noyau est lié.

On peut tracer cette quantité en fonction du nombre de nucléons A pour l'isotope le plus stable correspondant, on obtient alors la courbe d'Aston :

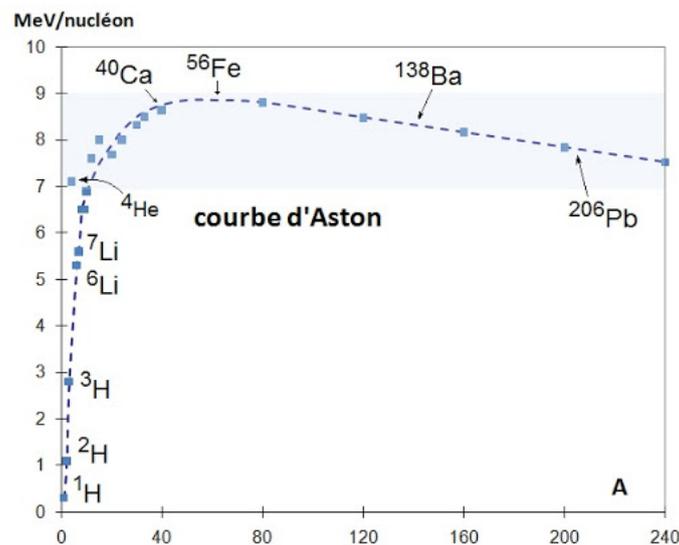


FIGURE 1 – Quelques points expérimentaux et modélisation de la goutte liquide

Il y a plusieurs remarques à faire sur cette courbe :

- On observe un maximum au niveau du ${}^{56}\text{Fe}$. Ceci signifie que l'isotope 56 du fer possède le plus stable des noyaux, c'est là que chaque nucléon apporte une énergie de liaison la plus grande.
- La remarquable stabilité du fer explique son abondance dans l'univers (6e élément le plus abondant) et sur Terre (2e après l'oxygène, 35% de la masse de la Terre)

- Puisque le fer est le plus stable des noyaux, les petits noyaux, vont avoir tendance à fusionner (fusion), tandis que les plus gros vont se casser (fission) pour tendre vers le fer
- Il existe des anomalies pour $Z, N \in [2, 8, 20, 28, 50, 82, 126]$, où la stabilité semble anormalement haute (pour ${}^4\text{He}$, il y a $Z = 2$ et $N = 2$, d'où une très grande stabilité relative!). Ces nombres sont appelés nombres magiques et leur origine est quantique (comparable à la stabilité des atomes lorsqu'une couche électronique est remplie).

Pour essayer de comprendre cette forme, il existe un modèle (posé par Bohr en 1935 et affiné par BETHE et VON WEIZSACKER plus tard) redoutablement efficace : le modèle de la goutte liquide. Les hypothèses sont les suivantes :

- le noyau est une goutte liquide de matière nucléaire, sphérique et incompressible,
- interaction forte de courte portée et indépendante de la nature du nucléon,
- la densité volumique de charge et de nucléons est homogène.

Cette analogie est motivée par la ressemblance entre l'interaction forte et l'interaction de Van der Waals (toutes deux à courte portée), à l'origine de la cohésion d'un liquide. Il existe ici en plus une force répulsive à plus grande distance, l'interaction électrostatique. Voici la formule proposée pour modéliser la courbe :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta(A)$$

Tentons d'expliquer chacun des termes.

- Le premier terme est un terme volumique (en effet, le volume du noyau est proportionnel à A). Ceci est dû au fait que l'interaction soit à courte portée : l'énergie de liaison est limitée par le nombre de plus proches voisins et donc proportionnelle au nombre de nucléons du noyau A . Sinon l'interaction était à longue portée elle s'étendrait à tous les nucléons et le terme serait en A^2 .
- Le deuxième terme est un terme surfacique (en effet si le volume est en A , alors la surface du noyau est en $A^{2/3}$). Son origine repose exactement sur les mêmes considérations que la tension superficielle (les nucléons à la surface sont moins stabilisés)
- Le troisième terme est un terme de répulsion coulombienne des protons : l'interaction coulombienne est bien en $q_1 q_2 / r$
- Terme d'asymétrie, d'origine quantique. Suivant les observations expérimentales, les noyaux qui contiennent autant de protons que de neutrons ($A - 2Z = 0$) sont favorisés. On remarque aussi que rompre cette asymétrie est de moins en moins défavorable si A augmente (d'où le $1/A$)
- Le dernier terme est un terme d'appariement, quantique lui aussi et issu d'observation expérimentales, plus favorable lorsque N ou Z sont pairs :

$$\delta(A) = \begin{cases} -a_p/A^{1/3} & \text{si } (N, Z) \text{ sont pairs} \\ +a_p/A^{1/3} & \text{si } (N, Z) \text{ sont impairs} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

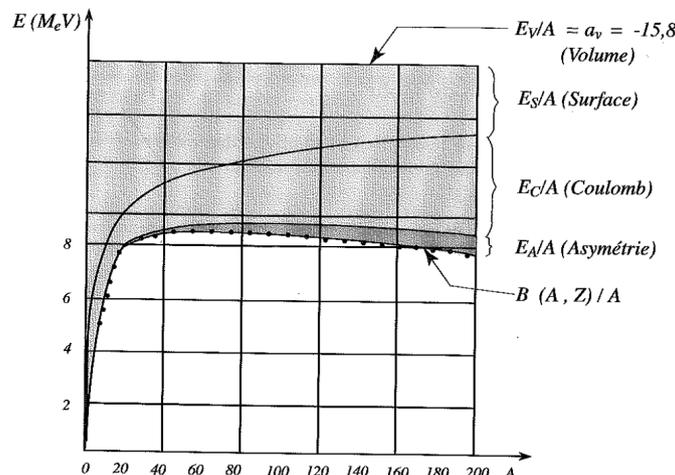


FIGURE 2 – Contribution des différents termes de la formule

Limites du modèle :

Même si le fit semble parfait, ce modèle présente quelques défauts :

- C'est un modèle empirique, même si on essaye d'interpréter chaque terme, leur origine profonde nous échappe
- Il y a 5 degrés de liberté... Ça devient vraiment beaucoup, avec 8 on peut dessiner un éléphant : <https://youtu.be/uazPP0ny3XQ>
- Ce modèle n'explique pas les nombres magiques ! **lire des choses sur le modèle en couches**

↓
Maintenant qu'on sait expliquer la stabilité d'un noyau, on peut étudier les réactions nucléaires. First, la fission

2 Fission

2.1 Energie et produit de fission

↗ Basdevant p 185

Revenons à la courbe d'Aston :

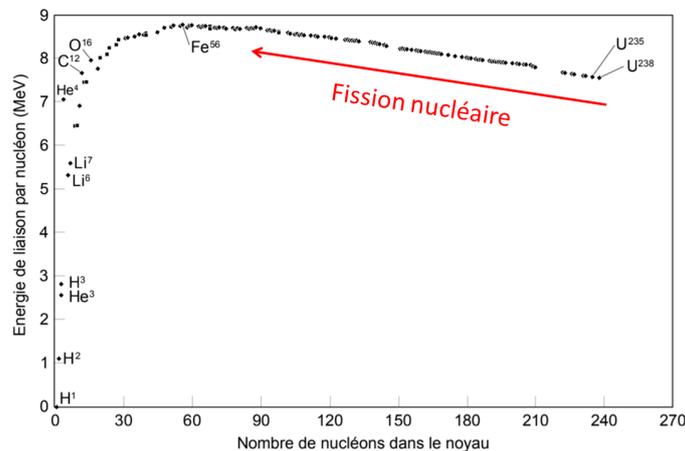
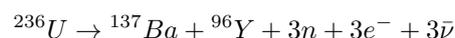


FIGURE 3 – Caption

Puisque l'énergie de liaison par nucléon est maximale dans le cas du fer, la transformation d'un autre noyau en des noyaux proches du fer est stabilisante. Notamment des noyaux plus gros que le Fer auront tendance à se séparer en noyaux plus légers pour se rapprocher de la stabilité du Fer, par une réaction nucléaire appelée fission.

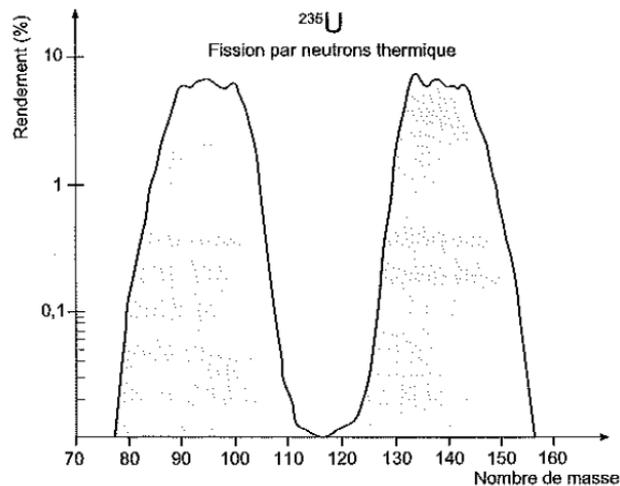
La **fission nucléaire** désigne la fragmentation, spontanée ou provoquée, d'un noyau lourd en deux noyaux fils plus légers. la fission est possible dès $A = 100$ et spontanée dès $A = 270$. Le seul noyau fissile (qui peut subir une réaction de fission sous l'effet d'un bombardement de neutrons) naturel est l'uranium 235.

Exemple : fission de l'uranium $^{236}_{92}\text{U}$



La fission de l'Uranium 236 (soit la réaction de fission de ^{235}U induite par des neutrons) crée des noyaux de Baryum et d'Yttrium, qui sont les noyaux fils, des neutrons libres (qui seront à l'origine des réacteurs nucléaires) et des leptons libres (nécessaires pour la conservation des nombres des différents types de particules : antiparticule du proton, même charge) . Des photons énergétiques peuvent aussi être émis. Les particules émises emportent avec eux l'énergie fournie par la réaction sous forme d'énergie cinétique. On remarque que cette réaction vérifié la conservation de la charge, du nombre leptonique et du nombre de nucléons

Avec l'écriture de la réaction ci-dessus on pourrait croire qu'il s'agit de la seule réaction de fission possible pour l'uranium 236. Cela n'est pas le cas, plusieurs couples de noyaux fils sont possibles, il faut raisonner en termes statistiques. Les différents couples de noyaux fils possibles sont représentés pour différentes fission par la courbe de probabilité suivante



On vérifie bien que pour ^{235}U , les noyaux fils ^{137}Ba et ^{96}Y ne sont pas les seuls possibles : on observe un pic de probabilité pour $A \simeq 95$ et $A \simeq 135$, la fission est asymétrique (ne donne pas deux noyaux fils identiques) et binaire (seulement deux pics localisés).

Nous savons que la fission nucléaire est utilisée comme source d'énergie, essayons donc de déterminer l'énergie libérée la réaction de fission d'un atome d'uranium 236.

ODG Au vu de ce que nous avons déjà vu au cours de la partie I, nous pouvons calculer un ordre de grandeur de l'énergie E produite comme

$$\begin{aligned} B &= 137 \times B(N = 137) + 96 \times B(N = 96) - 236 \times B(N = 236) \\ &= 137.3 + 96 \times 8.6 - 236 \times 7.5 \end{aligned}$$

On trouve $E = 192.7\text{MeV}$ ce qui correspond à l'ordre de grandeur expérimental de 200MeV . Or la combustion de 1kg de pétrole libère 42MJ . Au final la fission d' 1g d' ^{235}U libère autant d'énergie que la combustion de 2T de pétrole!

↓ Maintenant qu'on en a analysé le bilan, essayon d'expliquer le mécanisme de la fission

2.2 Barrière de fission

↪ Basdevant p 90, p 191, Le Sech p 71 pour le critère de stabilité et Cléments

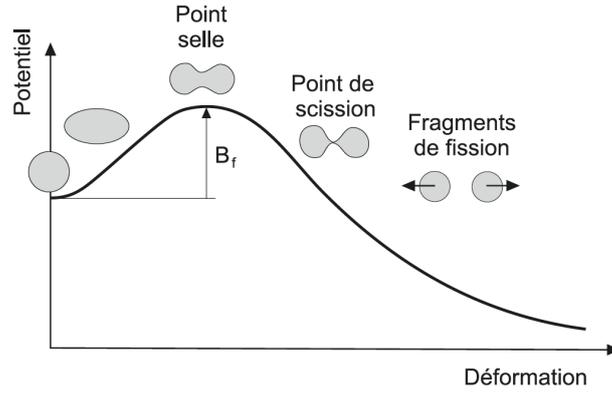


FIGURE 4 – Basdevant p 90

Pour expliquer la fission, reprenons le modèle de la goutte liquide décrit précédemment. On considère le noyau père sous forme d'une goutte dans laquelle on entrevoit déjà la forme des noyaux fils séparés d'une distance r_0 . La fission nucléaire suppose l'éloignement des noyaux fils et donc la déformation de la bulle correspondant au noyau père.

Cette déformation de la bulle s'accompagne d'une modification de son énergie telle qu'elle a été définie précédemment. Quand la bulle se déforme, sa surface augmente et donc l'énergie de tension superficielle augmente. En revanche, cette augmentation de la distance entre les noyaux fils entraîne une diminution de l'interaction coulombienne. Selon le rapport de ces deux variations, il va exister ou non une barrière de potentiel à franchir pour réaliser une réaction de fission. Essayons d'établir le critère de stabilité vis-à-vis de la fission :

Considérons une goutte liquide sphérique de rayon R . Si on la déforme légèrement pour qu'elle devienne un ellipsoïde de demi axes a (le grand) et b (le petit selon deux directions), on peut introduire un paramètre de déformation ε défini de manière à ce que le volume de la goutte reste constant (fluide incompressible). La relation entre a , b et ε est :

$$a = R(1 + \varepsilon) \quad \text{et} \quad b = \frac{R}{\sqrt{1 + \varepsilon}}$$

On vérifie que l'on conserve le volume au premier ordre en ε (cf image calculBM) :

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi ab^2$$

Avec cette déformation, l'énergie coulombienne diminue mais l'énergie de surface augmente puisque la surface augmente. On a, au second ordre :

$$E_c = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right) \quad \text{et} \quad E_s = a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right)$$

Le changement total d'énergie par rapport à la sphère initiale vaut donc :

$$\Delta E = \frac{\varepsilon^2}{5} \left(2a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right)$$

Si $\Delta E < 0$, la déformation est possible et le noyau est instable vis-à-vis de la fission. L'équation (4.52) nous donne la condition :

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{2a_c}{a_s} \simeq 49$$

Z^2/A est le paramètre de fissilité. Cette condition est en fait approchée et correspond au cas où le noyau fissionne avec une très grande probabilité. À cause d'effets quantiques, certains noyaux ayant un paramètre de fissilité plus faible (jusqu'à 35, par exemple) peuvent fissionner spontanément mais avec une probabilité beaucoup plus faible.

Si le noyau ne vérifie pas cette condition alors il y a une barrière de potentiel à franchir entre les états initial et final de la fission. On note E_A l'énergie d'activation la différence d'énergie entre ce maximum et l'énergie initiale. E_A correspond donc à la taille de la barrière de potentiel à franchir. En pratique, $E_A \simeq 7\text{MeV}$. Les différents types de fissions (spontanée ou provoquée) diffèrent alors par la manière dont cette barrière de potentiel est franchie

- **fission spontanée** : la barrière de potentiel peut être traversée par effet tunnel. Cependant, compte tenu des masses entrant en jeu, la probabilité est généralement très faible : la durée de vie de l'uranium 238 est de l'ordre de 10^{16} années ce qui est assez grand.

- **fission provoquée** : on apporte une énergie au noyau via une autre particule comme un photon, une énergie suffisamment grande pour passer la barrière de potentiel. Attardons nous quelques temps sur l'utilisation de neutrons (qui ne ressentent pas l'attraction électrostatique et sont donc facile à envoyer sur les noyaux).

On peut calculer l'énergie ΔE apportée par un neutron à un noyau ^{235}U , on trouve alors :

$$\Delta E = T_n + B_n$$

où on note T_n l'énergie cinétique du neutron et $B_n = B(A+1, Z) - B(A, Z)$ l'opposé de l'énergie de liaison du neutron dans le noyau.

Si le neutron apporte au noyau une énergie supérieure à E_A alors la fission aura lieu mais cette condition n'est pas exclusive, il suffit que $E_A - \Delta E$ soit suffisamment faible pour que l'effet tunnel soit rapide (on rappelle que plus la barrière de potentiel est faible plus l'effet tunnel est rapide). Expérimentalement, il faut que $E_A - \Delta E < \Delta E_S = 1\text{MeV}$, avec ΔE_S le seuil de fission.

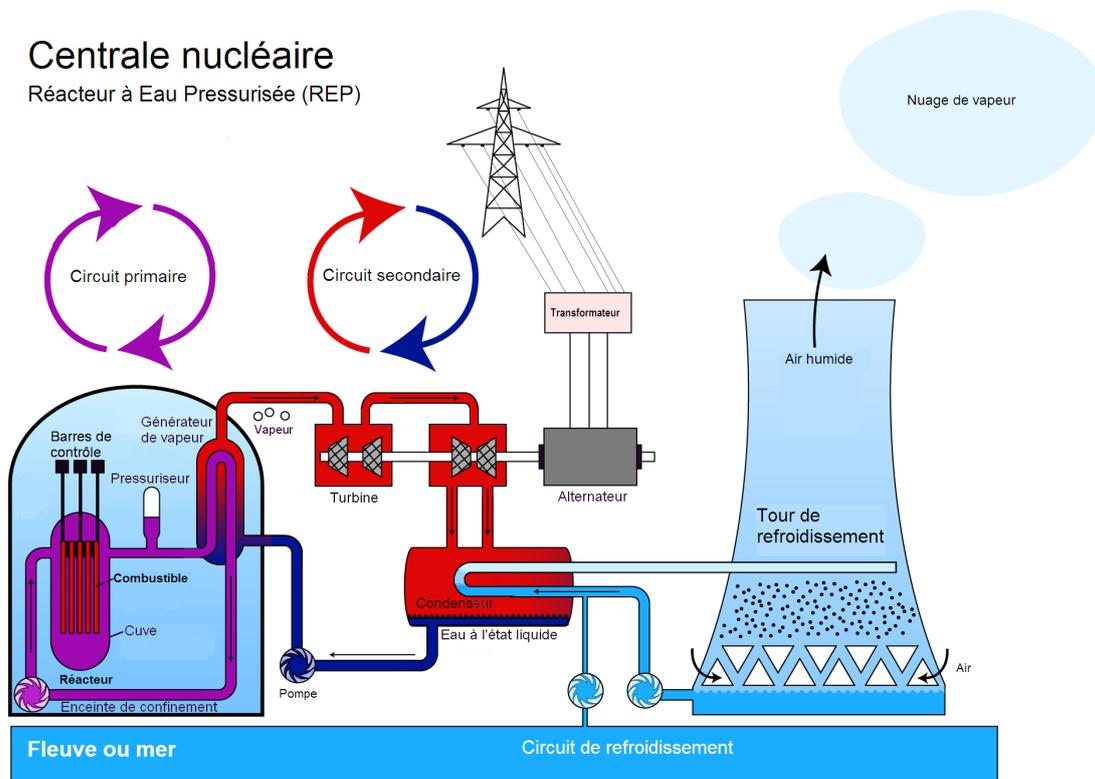
Si on a déjà $B_n > E_A$, alors des neutrons avec une faible énergie cinétique ($T_n \simeq 1/40\text{eV}$ suffisent à provoquer la fission. On parle alors de neutrons lents ou thermiques. Si en revanche $B_n < E_A$, alors il faut que le neutron ait une énergie cinétique suffisante pour provoquer la fusion. On parle alors d'énergie seuil T_n^{seuil} :

$$T_n^{\text{seuil}} = \Delta E_S - B_n$$

2.3 Réacteurs nucléaires

➤ Le Sech p 217

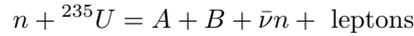
On l'a vu, une réaction de fission nucléaire dégage une quantité phénoménale d'énergie. Le but des centrales nucléaires est de récupérer cette énergie produite dans les réacteurs pour chauffer de l'eau qui va faire tourner des turbines.. Les produits de fission emportent l'énergie dégagée. L'énergie cinétique des fragments lourds, ralentis immédiatement par l'eau, est convertie en chaleur (➤ Basdevant, p.187). Il s'agit juste d'une machine thermique ayant pour source d'énergie la fission nucléaire.



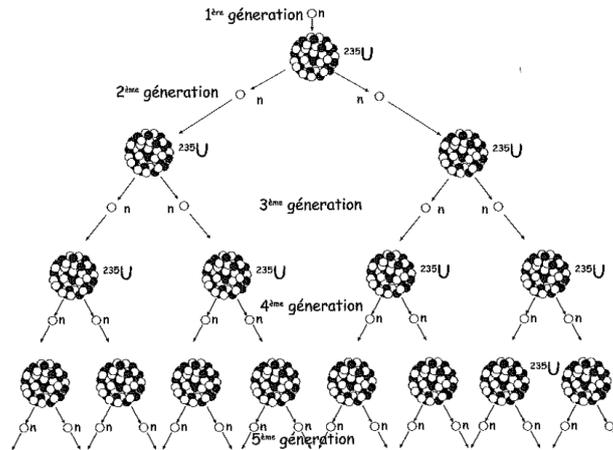
Petit point vocabulaire sur les combustibles nucléaires :

- les trois combustibles nucléaires utilisés sont ^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu car ils fissionnent rapidement par capture de neutrons thermiques. On parle de **matériaux fissibles**.
- sur ces 3 matériaux fissibles, un seul existe à l'état naturel, ^{235}U . Les deux autres sont instables au vu de la désintégration α et doivent donc être fabriqués dans les réacteurs par capture de neutrons rapides ($T_n \simeq 1\text{MeV}$) à partir de **matériaux fertiles** ^{238}U ou ^{232}Th

Intéressons-nous à un réacteur fonctionnant avec de l'uranium 235. En notant A et B les noyaux fils, sa réaction de fission s'écrit



$\bar{\nu}$ représente le nombre moyen de neutrons produits, on a $\bar{\nu} = 2.4$. Comme $\bar{\nu} > 1$, on conçoit qu'il puisse y avoir un effet multiplicateur, les neutrons se multiplient de génération en génération et le taux de réaction augmente. On qualifie ce phénomène de **réaction en chaîne**.



Les neutrons émis sont des neutrons rapides, avec une vitesse de l'ordre de 20000 km/s, qui sont ralentis (circuits de refroidissement par eau) pour refaire une fission. Cependant, tous les neutrons produits ne provoquent pas de fission (sinon ça diverge en même temps...), certains sont capturés par d'autres noyaux et d'autres peuvent s'échapper du milieu. Pour quantifier cela, on définit le coefficient de multiplication neutronique k

$$k = \frac{\text{nb de neutrons provoquant une fission à l'étape } n + 1}{\text{nb de neutrons provoquant une fission à l'étape } n}$$

- si $k < 1$, le régime est dit sous-critique, de moins en moins de neutrons sont utiles et la réaction en chaîne s'arrête d'elle-même.
- si $k > 1$, le régime est dit surcritique, de plus en plus de neutrons sont utiles et la réaction en chaîne s'emballe.
- $k = 1$, le régime est dit critique, la réaction en chaîne est contrôlée, c'est le régime de fonctionnement des centrales nucléaires.

Pour conclure, on peut préciser qu'en France les réacteurs nucléaires utilisent des neutrons lents car ils sont capturés plus facilement par les noyaux d'uranium que les neutrons énergétiques (différence de section efficace). Pour ralentir les neutrons, on utilise un modérateur (eau lourde D2O par exemple..) pour les ralentir et les thermaliser par collisions élastiques sur les noyaux du modérateur.

On a vu tout l'intérêt énergétique de la fission mais ces réactions produisent quantités de produits hautement radioactifs dont on ne sait que faire. Les réactions de fusion présentent le double avantage de produire encore plus d'énergie à masse de combustible égale tout en ne produisant que des produits faiblement radioactifs.



3 Fusion

3.1 Energie et produit de fusion

↗ Basdevant p 233

En regardant la courbe d'Aston, on voit que les petits noyaux ($A < 56$) sont susceptibles de fusionner selon un processus stabilisant et donc exothermique.



Fusion

Processus au cours duquel, deux noyaux légers réagissent pour former un noyau plus lourd en libérant de l'énergie.

C'est notamment le cas de la réaction de fusion des noyaux d'hydrogène pour former un noyau d'hélium dans le Soleil et qui conditionne basiquement notre existence sur Terre. Nous, à notre échelle, des réactions plus abordables sont du type :



On remarque alors que les énergies dégagées sont plus grandes que pour la fission (on avait 200 MeV pour passer de environ 240 à 120 nucléons, i.e. environ 1.7 MeV par nucléon... Ici 4 MeV pour passer de 2 à 3 nucléons, ça correspond à 4 MeV par nucléon). D'ailleurs cela se voit sur la courbe d'Aston, puisque la pente est plus raide en montée (fusion) qu'en descente (fission). Pour 1 g de deutérium, l'énergie libérée par la réaction est de 340 GJ (Macron explosion) correspondant à 8 T de pétrole! La réaction que l'on essaye de dompter sur Terre c'est la troisième : celle qui fusionne un noyau de deutérium et un noyau de tritium.

Mais alors quel intérêt de dompter la fusion alors qu'on maîtrise plutôt bien la fission? Au-delà du fait que les réactions sont très énergétiques, les produits de fusion ont l'avantage d'être bien moins nocifs car en général pas radioactifs du tout (hélium 4). Qui plus est dans les réactions de fusion on n'a pas de risques d'emballement comme pour la fission, le seul risque c'est le refroidissement du plasma et donc l'arrêt de la réaction. Par ailleurs les réactifs sont bien moins rares : dans 300 L d'eau de mer on trouve 1 g de deutérium donc rien qu'avec l'eau de mer on pourrait satisfaire la consommation énergétique humaine sur des milliards d'années (ne sous-estimons pas la croissance infinie cependant).



Mais alors si c'est si génial que ça, qu'est-ce qu'on attend?

3.2 Barrière de fusion

La difficulté à résoudre est que les noyaux appelés à fusionner sont électriquement chargés et soumis à une répulsion coulombienne. Pour qu'ils interagissent, il est nécessaire qu'ils se rapprochent, à une distance de moins de 10fm, afin que les forces nucléaires puissent entrer en action. Une barrière énergétique doit donc être franchie comme dans le cas des réactions de fission. Cette fois elle a cette allure :

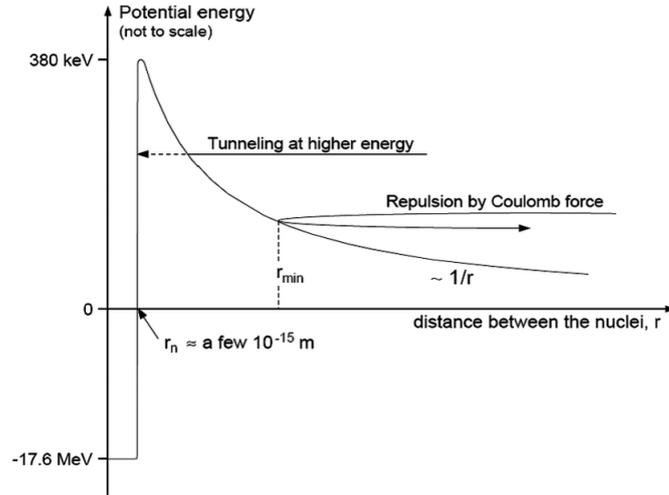


FIGURE 5 – Figure tirée de l'article https://www.researchgate.net/publication/282394950_Fusion_A_true_challenge_for_an_enormous_reward

Le maximum de la barrière énergétique se situe à une température équivalente de plus de 4 milliards de Kelvins... Heureusement, il est possible de la franchir par effet tunnel! Pour quantifier cela on peut utiliser l'approximation WKB et on obtient alors une probabilité de transmission de la forme ¹ :

$$P \propto \exp \left(-2 \int_a^b \sqrt{\frac{2(V(r) - E)m}{\hbar^2}} dr \right) \quad (2)$$

Plus l'énergie des noyaux est élevée, plus la probabilité de transmission par effet tunnel est grande :

$$\begin{aligned} E = 1\text{keV} & \quad P \sim 10^{-13} \\ E = 10\text{keV} & \quad P \sim 10^{-3} \end{aligned} \quad (3)$$

L'énergie des noyaux dans les réactions de fusion vient de l'agitation thermique, c'est pourquoi on parle souvent de réactions thermonucléaires. Pour avoir une probabilité de 10^{-3} il faut donc quand même monter à une centaine de millions de Kelvins (plus accessible mais tout de même)... Par ailleurs pour des noyaux de charge plus élevée, la barrière est d'autant plus grande, c'est pourquoi on observe les réactions de fusion sur des petits noyaux principalement.

Pour avoir un fort taux de réaction dans le milieu il faut un milieu dense et une section efficace associée à la réaction de fusion suffisamment grande :

$$R = N_1 N_2 v \sigma(v) \quad (4)$$

avec N_1 et N_2 les densité volumiques des deux réactifs. Comme on peut s'en douter d'après le raisonnement précédent, la section efficace augmente avec la température. Par ailleurs, on voit qu'à température fixée R est maximal pour $N_1 = N_2 = \frac{N}{2}$ donc l'idéal est d'introduire les réactifs en proportions stoechiométriques et en grand nombre.

3.3 Réacteur de fusion

↪ cf Cléments, Basdevant p 239

Finalement on est alors soumis à deux contraintes :

- grandes températures $\sim 10 \text{ keV}$
- grandes densités

En voici quelques ordres de grandeur de réalisation :

Type	$n \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$\tau \text{ (s)}$	$T \text{ (keV)}$
Tokamak ITER	10^{20}	1	10 à 20
Inertiel (grav)	10^{31}	10^{-11}	10
Soleil Laser	$7 \cdot 10^{30}$	10^{17}	1, 3

(5)

1. Ni plus ni moins qu'un modèle de Gamov mais ici on va dans l'autre sens

Réaliser des densités et des températures de cette ordre de grandeur est un réel challenge technologique, et très coûteux en énergie. Mais ne perdons pas de vue l'intérêt d'une centrale thermonucléaire : c'est produire de l'énergie. Il faut alors dépasser ce qu'on appelle le breakeven, qui correspond au cas limite où les réactions de fusion produisent autant d'énergie qu'elles n'en réclament.

Pour quantifier cela on définit le temps τ durant lequel le plasma garde ses propriétés thermonucléaires (température et cohésion). Ce temps dépend de comment le plasma est confiné, dans le Soleil où le confinement est d'origine gravitationnelle il est infini ! Sur Terre si on veut confiner le plasma on ne va pas créer un Soleil, il existe alors deux méthodes principales :

- Confinement magnétique : on utilise de très forts champs magnétiques pour confiner le plasma à haute pression (300 P ?) et on le chauffe soit par effet Joule, soit par micro-ondes, soit par injection de matière accélérée préalablement. On obtient un confinement d'une durée effective de l'ordre de la seconde.
- Confinement inertiel par laser : on utilise des impulsions laser pour comprimer et chauffer des petites sphères de plasma sur des temps très courts. On obtient un confinement d'une durée effective de l'ordre de la dizaine de picoseconde.

Si l'on reste dans le cas général, pour chauffer le plasma à la température T il faut lui apporter une énergie volumique :

$$u = 3n_i k_B T \quad (6)$$

avec n_i la densité volumique de noyaux réactifs. On a alors apport d'une puissance nécessaire :

$$P = \frac{3n_i k_B T}{\tau} \quad (7)$$

Pour que cette puissance fournie avec un rendement η soit inférieure à la puissance fournie par la réaction de fusion (calculée à partir du taux de réaction) il faut alors :

$$n_i \tau > \left(\frac{1}{\eta} \right) \frac{12kT}{(Q \langle v \sigma \rangle)} \quad (8)$$

avec Q la chaleur libérée par réaction. C'est le critère de Lawson. Dans le cas de la réaction entre le tritium et le deutérium, pour une température optimale de 20 keV on montre qu'il s'écrit :

$$n_i \eta \tau > 1,5 \cdot 10^{20} m^{-3} s \quad (9)$$

Pour le projet international ITER on confine sur environ une seconde et on arrive à atteindre des densités de l'ordre de $10^{20} m^{-3}$, on est donc très proche du critère de Lawson (pour un rendement de 1 !). Il y a encore du chemin à faire.

Conclusion

Grande source d'énergie qui reste un problème de physique moderne. Mais l'étude des noyaux ne se limite pas qu'à ça : radioactivité α et β , émission γ , géochimie isotopique, formations d'éléments cosmogéniques, spectroscopie, imagerie médicale, marquages biologiques, stérilisation, coloration de matériaux...