

Cour Physique Nucléaire

Semaine sport-étude

Janvier 2020

1 Bibliography

Energie nucléaire ; Basdevant ->très complet : référence principale

Physique nucléaire ; Le Sech -> complet mais plus succins que le Basedevant. Réacteur à fusion bien et modèle de la goutte liquide avec déformation

Energie nucléaire, fission et fusion ; Charles ->réacteur, critère de Lawson, description projet nucléaire et réglementation.

Physique subatomique, Valentin -> Pour aller plus loin

2 Introduction

Basdevant Née au début du XIXe siècle, la physique nucléaire aura profondément marqué le XXe siècle. Contrairement au autre domaine de la physique, elle a marqué l'ensemble de la population mondiale en particulier avec la formule d'Einstein $E = mc^2$, à la fois associé au génie d'un homme et à la capacité de destruction qu'à acquis l'Homme. Elle ne se contente pas d'impacter seulement nos technologies mais aussi notre façon de pensé et notre place dans le monde. Le retraitement et stockage des déchets nucléaires est devenu une préoccupation et nous invite à réfléchir à ce que nous laissons à nos descendant. La physique nucléaire a radicalement changé les domaines militaires et politique et ce alors que l'arme nucléaire n'a été utilisé que deux fois. Les applications de la physique nucléaire sont multiples que ce soit la production d'énergie ou l'utilisation de la radioactivité en médecine, archéologie, physique fondamentale ...

De ce fait la physique nucléaire et le domaine de la physique ayant le plus marqué et transformé notre société. Elle est aussi le domaine le plus controversé, sa mise en place et sa manipulation soulevant de nombreuses questions.

Dans ce cour nous chercherons à comprendre la structure des atomes et à prédire leur stabilité. De là nous pourrons nous intéresser aux processus radioactifs ainsi qu'à la fusion et fission nucléaire. Nous finirons par les applications de la physique nucléaire.

3 Prérequis, non discuté

Pré-requis : Modèle de l'atome, base interaction forte-faible, section efficace, effet tunnel

Non abordé : Expérience de Rutherford, isospin nucléaire, loi de décroissance radioactive, potentiel de Yukawa, classification des particules

4 Le noyau atomique

4.1 Présentation et définition

Le noyau atomique est la partie de l'atome contenant les protons et les neutrons. Il est découvert en 1911 par Rutherford. L'ordre de son diamètre est 10^{-15} m, 5 ordre de grandeur plus petit que la taille de l'atome $\sim 10^{-10}$ 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. Les échelles d'énergie de la physique nucléaire (\sim 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. Le couple (A,Z) ne désigne pas complètement l'état d'un noyau. Tout comme l'atome, un noyau possède plusieurs états quantiques accessibles avec la possibilité de passer d'un état à l'autre par absorption/émission d'un photon gamma. Les photons émis définissent alors le spectre du noyau qui permet de l'identifier de la même façon que les spectres des transitions électroniques des atomes. La durée de vie des états excités est de l'ordre de 10^{-12} . On désigne du coup par (A,Z) l'état fondamental du noyau.

Quelques définitions :

- 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. Ex l'uranium 238 n'est pas fissile (voir définition plus bas) alors que l'uranium 235 l'est.
- Deux noyaux sont isotones si ils ont le même nombre N de neutrons.
- Deux noyaux sont isobares si ils possèdent le même nombre de masses A. Ils auront alors des propriétés nucléaires semblables. Cela vient du fait que l'interaction nucléaire forte ne fait pas de distinction entre neutron et proton.

4.2 Masse et énergie de liaison

De part la formule d'Einstein, la masse d'un noyau est directement relié à son énergie. Le noyau étant plus stable que ces composants, son énergie est plus faible et donc sa masse aussi. En particulier on a

$$m(A, Z) < Nm_n + Zm_p \quad (1)$$

De plus la masse d'un noyau est directement liée à sa stabilité, les processus de radioactivité naturelle menant à une diminution de l'énergie du noyau et donc à une diminution de sa masse.

Il est possible de tracer un graphe 3D la masse des noyaux en fonction de N et Z. On observe alors l'existence d'une vallée de stabilité contenant tous les noyaux les plus stables (Fig. 1 et 2). On observe qu'à faible nombre de nucléon les noyaux stables sont ceux ayant $N = Z$. Lorsque la masse augmente il est devenu nécessaire d'avoir plus de neutron que de proton pour que le noyau soit stable. Cette asymétrie, comme nous le verrons plus loin, est expliquée grâce à l'interaction électromagnétique qui existe entre les protons.

On peut alors définir l'énergie de liaison E_l pour les atomes stables (*i.e.* ce appartenant à la vallée de stabilité) comme l'énergie à fournir pour séparer un noyau atomique A_ZX **immobile** en ses nucléons **séparés et immobiles**.

$$E_l(A, Z) = (A - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - m(A, Z)c^2 \quad (2)$$

Un noyau stable possède une énergie de liaison positive.

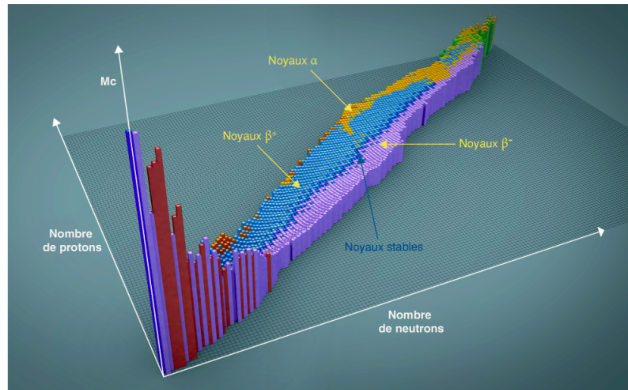


FIGURE 1 – Vallée de stabilité. Tiré de : <http://www.cea.fr/comprendre/Pages/physique-chimie/essentiel-sur-noyaux-des-atomes.aspx>

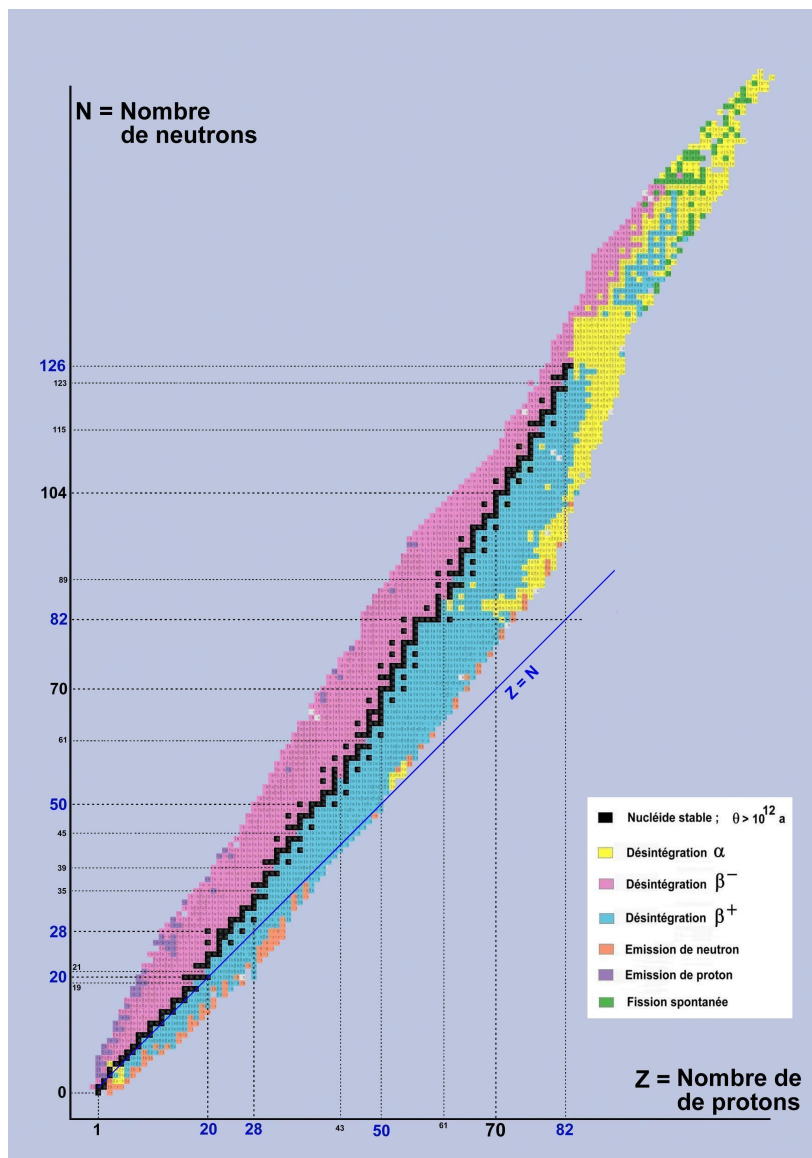


FIGURE 2 – Vallée de stabilité en classant les noyaux par leur types. Par Internovice — Travail personnel, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=31787029>

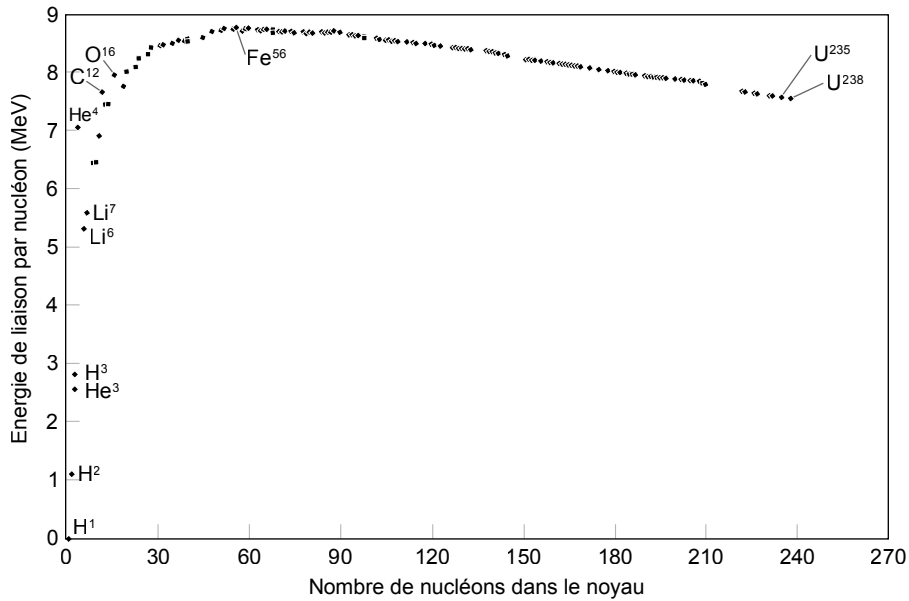


FIGURE 3 – Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléon pour les atomes stables.

Remarque : on définit aussi le défaut de masse $E_l = \Delta mc^2$

L'énergie de liaison seul n'est pas un bon indicateur car elle augmente avec le nombre de nucléon du noyau. On définit donc l'énergie de liaison par nucléon E_l/A . Elle donne la force de liaison entre les nucléons. La courbe représentant l'énergie de liaison par nucléon en fonction de nombre de masse du noyau stable considéré s'appelle la courbe d'Aston (voir Fig. 3). Il est important de noter la forme de la courbe qui, comme nous le verrons permet de prédire quels noyaux fissionne/fusionne. La maximum de la courbe est atteint pour le fer, noyau le plus stable du tableau périodique des éléments et ayant une grande abondance sur Terre. L'énergie de liaison par nucléon est en moyenne de l'ordre de 8 MeV soit environ 1% de la masse du noyau. La saturation de l'énergie de liaison par nucléon provient de la portée finie de l'interaction nucléaire forte. Si l'interaction était de portée infinie on s'attendrait à ce que l'énergie de liaison croissent comme A^2 . L'interaction étant de portée finie, l'énergie de liaison va croître comme A .

Si l'on zoom sur la courbe d'Aston (voir Fig. 4) on constate que certains atomes sont anormalement stables et ce pour des valeurs précises de N et Z. On appelle ces valeurs les nombres magiques : 2, 8, 20, 50, 82, 126.

Les noyaux avec N ou Z égale à un nombre magique présentent une stabilité particulière (ex : l'étain, Z = 50, possèdent 10 isotopes stables) et sont appelés noyaux magiques. Les noyaux avec N et Z égale à un nombre magique sont appelés noyaux doublement magiques et sont particulièrement stables (ex ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ et ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Remarque : Il existe des nombres dits semi-magiques à savoir le 14 et 40.

La dernière constatation expérimentale sur les noyaux est la statistique de la parité du nombre de neutron et proton dans les noyaux stables. Plus de la moitié des noyaux stables ont un nombre pair de proton et neutron et seulement 5 noyaux stables impair-impair.

Ces résultats expérimentaux sont fondamentaux pour comprendre la structure du noyau atomique. Nous allons maintenant développer un modèle théorique permettant d'expliquer ces résultats et nous verrons comment il permet d'expliquer les phénomènes radioactifs.

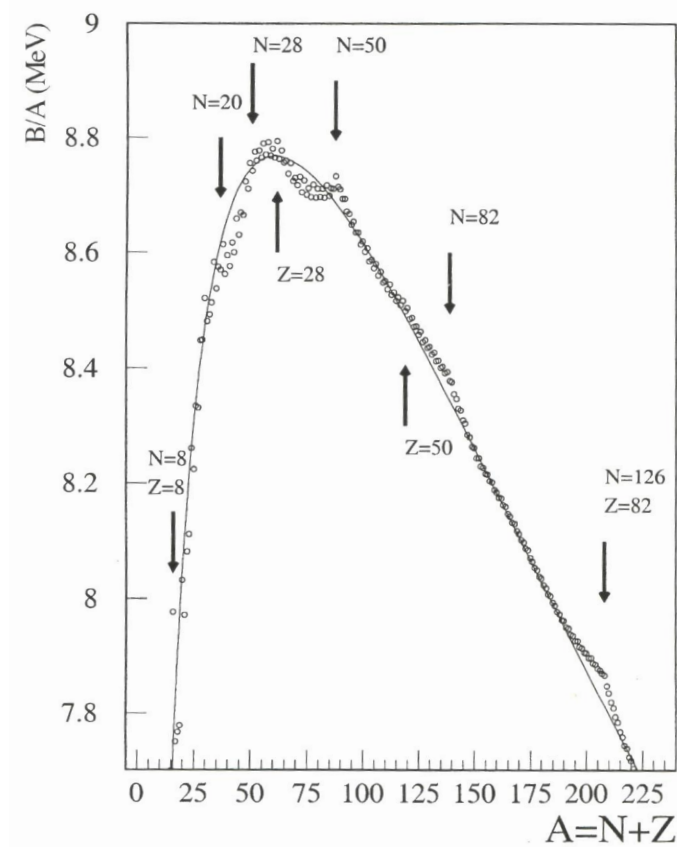


FIGURE 4 – Zoom sur l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléon pour les atomes stables.

5 Modèles de la structures nucléaire

5.1 Modèle de la goutte liquide

L'interaction nucléaire forte étant une résultantes des interaction forte entre quarks, Bohr a proposé en 1935 de les traités comme les forces de Van der Waals qui sont les résultantes des interactions dipolaires. Pour cela il a fait une analogie entre le noyau et une goutte d'eau menant au modèle de la goutte liquide. Le modèle a été amélioré par Bethe et Weizsäcker en ajoutant deux termes de nature quantique pour obtenir la formule de Bethe-Weizsäcker. Cette formule prédit que l'énergie de liaison est donné par :

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

Le premier terme $a_v A$ correspond au terme de volume. L'interaction nucléaire forte étant de courte portée, elle stabilise l'atome proportionnellement à son volume. En supposant l'atome comme une sphère de densité uniforme, ce qui est assez bien vérifier, le rayon de l'atome croit comme $A^{1/3}$. A représentent donc le volume du noyau et a_v est "l'énergie nucléaire forte par unité de volume".

Dans le cas d'une goutte d'eau nous rajouterions à ce terme l'énergie de la tension de surface qui tend à déstabiliser la goutte. La tension de surface prend en compte le fait que les molécules à la surface de la goutte ne sont pas entouré uniquement de molécule d'eau. C'est aussi le cas dans le noyau, les nucléons en périphérie ne sont pas complètement entouré d'autres nucléons et il faut donc prendre en compte qu'ils sont plus instable que ceux du centre du noyau. Pour cela on retranche au terme de volume un terme dit surfacique $-a_s A^{2/3}$ (la surface du noyau croit comme $A^{2/3}$). Le signe moins reflète le fait que ce terme rend le noyau plus instable.

Le troisième terme $-a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ prend en compte l'interaction coulombienne entre les protons. L'énergie coulombienne d'une sphère chargé étant proportionnelle à Q^2/R avec Q ça charge et R son rayon, celle d'un noyau sera proportionnel à $Z^2/A^{1/3}$.

Les deux derniers termes sont de nature quantique et ne peuvent être expliquer qu'avec un modèle plus poussé. Le quatrième $-a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A}$ est le terme d'asymétrie. Il favorise les atomes avec le même nombre de protons que de neutrons. Initialement il est donné de manière phénoménologique pour expliquer pourquoi à faible masse les noyaux stables ont autant de protons que de neutrons. Le dernier terme $\delta(A)$ est le terme d'appariement. Aussi donné de manière phénoménologique il ne peut être expliquer que par un modèle quantique faisant apparaître l'interaction d'échange (voir plus le modèle en couche). Il représentant l'appariement des neutrons et des protons. Il est nulle pour les noyaux avec nombre de neutron et proton pair-impair ou impair-pair et vaut $a_p/A^{1/2}$ pour un noyau pair-pair et $-a_p/A^{1/2}$ pour un noyau impair-impair.

Bethe et Weizsäcker on alors ajusté les paramètres pour reproduire la courbe d'Aston.

Cette formule permet de reproduire la vallée de stabilité en expliquant le déséquilibre neutron/proton à grande masse. En effet dans ce cas là le terme d'interaction coulombienne coûte trop d'énergie au noyau et il est plus stable d'avoir moins de proton que de neutron. Le terme d'appariement permet aussi d'expliquer pourquoi les noyaux stables impair-impair sont rares et les pair-pair courant.

Le modèle de la goutte liquide à tous de même des défauts, premièrement c'est un modèle phénoménologique avec un grand nombre de paramètres libres. Il fait apparaître deux termes de nature quantique difficilement explicable dans le cadre de l'analogie avec une goutte d'eau. Enfin il ne permet pas d'expliquer l'existence des nombre magique. Nous allons donc développer un nouveau modèle plus fondamental basé sur la mécanique quantique.

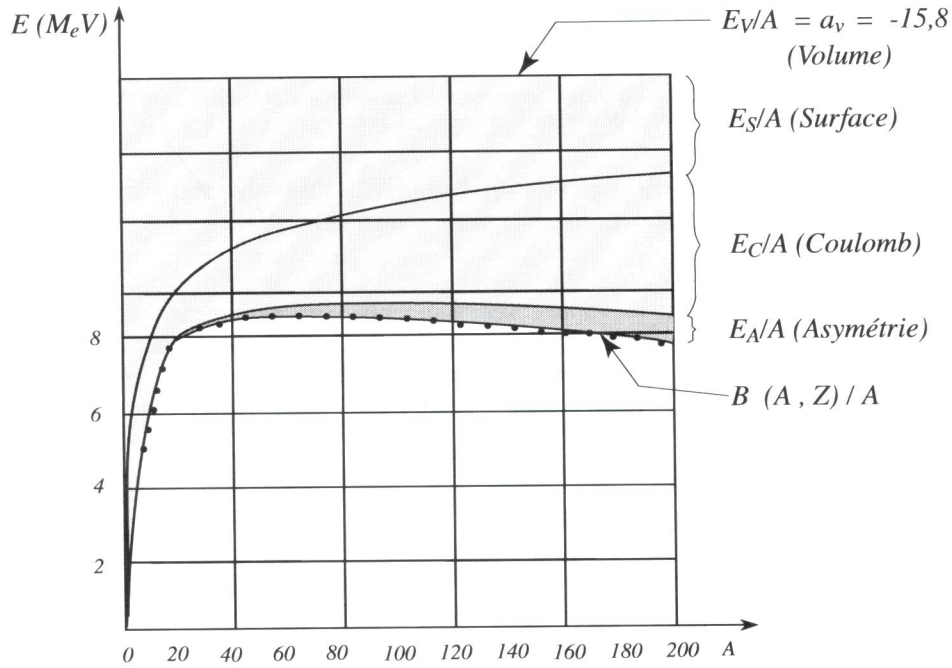


FIGURE 5 – Modèle de la goutte liquide

5.2 Modèle en couche

La présence des nombres magiques rappelle en physique atomique les nombres d'électron permettant d'avoir un couche électronique saturé. De plus l'énergie nécessaire pour arracher un neutron ou un proton à un noyau présente aussi des pics pour les valeurs de Z et N égales aux nombres magiques. Ces observations tendent à élaborer un modèle quantique du noyau basé sur un potentiel de champ moyen (comme pour l'atome) dans le but d'obtenir une structure d'état en couche expliquant l'existence des nombres magiques. Ce modèle est très semblable à celui des électrons d'un atome à deux différences près : nous aurons les neutrons ET les protons à prendre en compte et l'interaction principale n'est pas électromagnétique mais nucléaire forte.

L'interaction nucléaire forte étant de courte portée un peu la modéliser par différents puits de potentiel. On peut utiliser un puits de potentiel infini de la taille du noyau. On peut le modéliser par un oscillateur harmonique. On peut aussi fabriquer un potentiel à partir de la densité du noyau (mesuré expérimentalement) en utilisant le potentiel de Saxon-Woods

$$V_{sw}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}, \quad (4)$$

avec $V_0 = -50$ Mev la profondeur du puits, $a=0.5$ fm la paramètre de diffusivité et $R=1.2 A^{1/3}$ fm le rayon du noyau.

Pour les protons il faut rajouter le potentiel moyen de l'interaction électromagnétique

$$V_c(r < R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{R} \left[\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R^2} \right] \quad (5)$$

$$V_c(r > R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

Les niveaux d'énergie obtenue pour les neutrons et protons possèdent alors une structure en couche comme pour les électrons. Ils remplissent chacun leur niveaux en respectant la statistique des fermions. Suivant le potentiel utilisé pour l'interaction nucléaire forte, le nombre de protons ou neutrons nécessaire pour avoir une structure avec uniquement des couches remplies sont : 2,8,20,40,58,92,112 pour Saxon-Woods, 2,8,20,40,70,112 pour l'oscillateur harmonique et 2,8,20,34,58,92 pour le puits de potentiel centrale infinie.

Les trois premier nombres sont bons mais les nombres suivant prédit ne correspondent pas à ceux observés et ce quelque soit le potentiel utilisé. Pour reproduire la structure en couches prédisant les bons nombres magiques, il est nécessaire de rajouter un terme d'interaction supplémentaire, le couplage spin-orbite.

Dans le cas de la structure électronique d'un atome, le couplage spin-orbite provient du couplage du spin au champ magnétique généré par l'orbite de l'électron et est une perturbation à la théorie générale. Dans le cas de la structure nucléaire d'un noyau, l'origine du couplage spin-orbite est différente et n'est pas une perturbation mais un terme dominant de l'hamiltonien. Suite à l'ajout de ce terme il en résulte une modification importante de la structure en couches qui même aux nombres magique 2,8,20,28,50,82,126 et prédit le nombre magique suivant 184. De plus la structure en couche obtenue ne dépend plus du potentiel considéré pour l'interaction nucléaire forte.

Pour obtenir la structure d'un noyau il faut donc considéré deux structures (une pour les neutrons et une pour les protons) en couches dont celle aux protons est légèrement plus haut en énergie à cause de l'interaction coulombienne. On remplit les deux structure avec le nombre de neutron et proton correspondant au noyau. On peut alors comprendre les deux termes de nature quantique du modèle de la goutte liquide. Il est plus intéressant d'avoir les deux structures également remplit plutôt qu'une vide et l'autre doublement remplit. le terme d'asymétrie s'explique donc par cette double structure en couche. Le terme d'appariement provient quand à lui du fait qu'il peut y avoir au minimum deux nucléons par niveau d'énergie. Hors deux nucléons peuvent s'apparier par l'interaction d'échange et en se faisant diminuer leur énergie.

Le niveau en couches permet d'expliquer l'existence des nombres magiques et la stabilité de tous les noyaux magiques ou doublement magiques. Il a permis aussi de prédire l'existence de noyau lourd stable, de prédire les spectres gamma d'émission et d'absorption d'un noyau et les pourcentage d'abondance des noyau isotopes.

Maintenant que nous savons décrire la structure des noyaux, nous pouvons nous intéresser aux processus de désintégration des noyaux instables.

6 Radioactivité

Tous les processus de radioactivité se doivent de respecter certaine conservation. En particulier conservation de l'énergie, de l'impulsion et de la charge électrique.

Un noyau peut être dit radioactif (se désintègre via un processus de radioactivité β , α , fusion ou fission), fissible (fissionne sous l'impact d'un neutron thermique) et/ou fertile (engendre un noyau fissible suite à la capture d'une neutron).

6.1 Radioactivité β

Les noyau dont le nombre de proton-neutron n'est pas équilibrer peuvent convertir des neutrons en protons et inversement via un processus de radioactivité β^-/β^+ . La transition engendré est isobarique, le nombre de masse A est inchangé. La désintégration β^-/β^+ permet à un noyau d'atteindre la vallée de stabilité en conservant le même nombre de masse A.

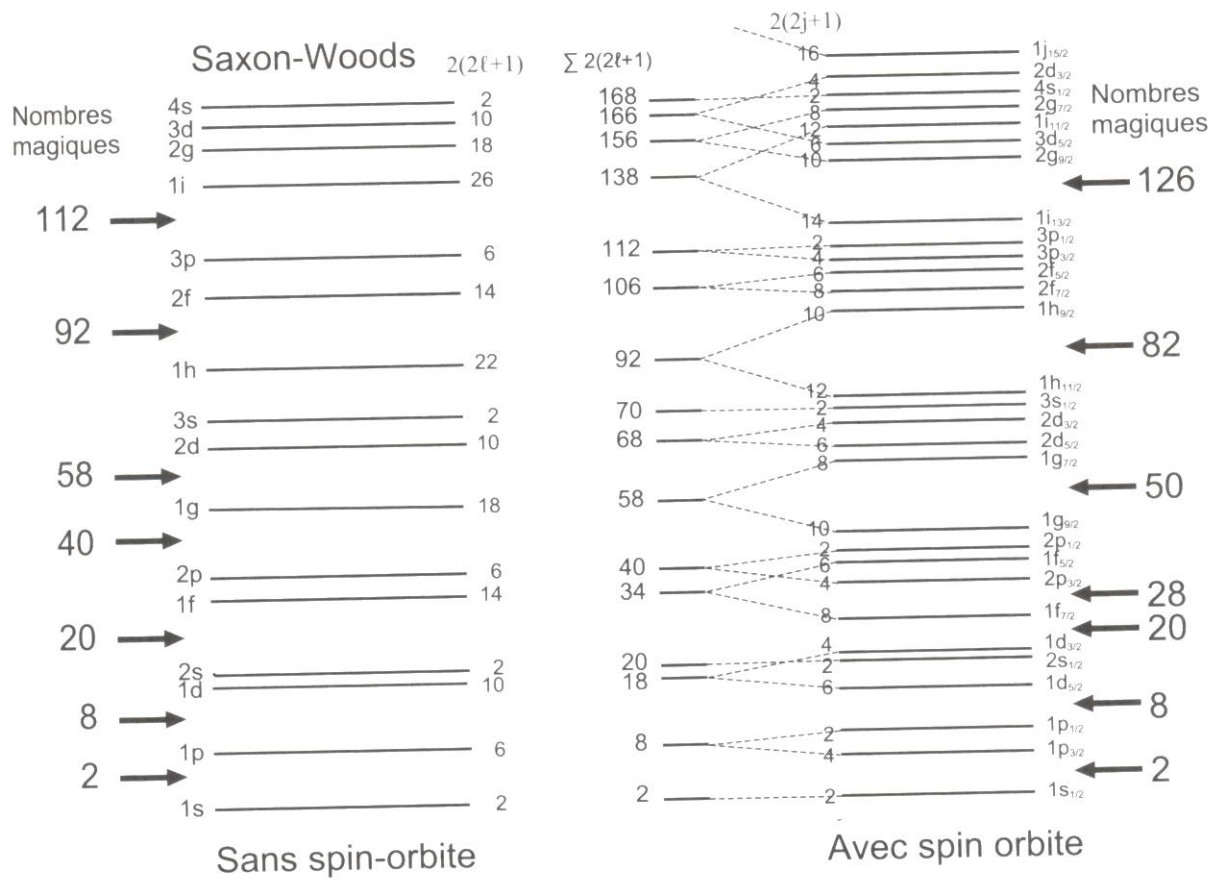


FIGURE 6 – Modèle en couches

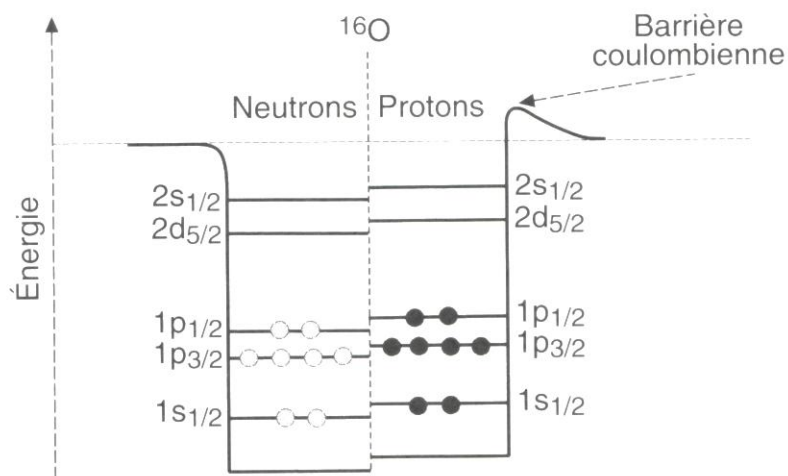


FIGURE 7 – Remplissage du modèle en couche pour l'oxygène

6.1.1 β^-

La désintégration β^- concerne les noyaux avec trop de neutrons comparés aux protons. Elle s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un antineutrino électronique. La réaction s'écrit :



Elle est équivalente à la désintégration d'un neutron en proton :



L'électron permet d'assurer la conservation de la charge électrique, l'antineutrino électronique permet quant à lui d'assurer la conservation du nombre leptonique. Ce nombre est lié aux leptons et à l'interaction faible responsable de la radioactivité β . Initialement l'existence du neutrino a été postulé par Fermi pour assurer la conservation de l'impulsion au sein de la radioactivité β . L'excès d'énergie libéré au cours du processus est relâché soit sous forme d'énergie cinétique soit sous forme de rayonnement gamma. Le bilan énergétique de la réaction s'écrit

$$Q = m(A, Z) - m(A, Z + 1) - m_e \quad (8)$$

où la masse du neutrino n'est pas prise en compte car négligeable (c'est d'ailleurs pour cela qu'il fût difficile à détecter). En utilisant l'énergie de liaison des nucléons

$$Q = E_l(A, Z + 1) - E_l(A, Z) + (m_n - m_p - m_e) \quad (9)$$

6.1.2 β^+

La radioactivité β^+ concerne les noyaux riches en protons. Elle s'accompagne de l'émission d'un positron et d'un neutrino électronique.

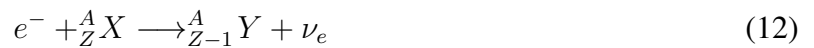


Ce processus correspond à la "transformation" d'un proton en neutron avec émission d'un positron et d'un électron.



ATTENTION : Si la désintégration du neutron en proton est possible en dehors d'un noyau ce n'est pas le cas pour la désintégration d'un proton en neutron. La masse du proton étant inférieure à celle du neutron, il ne peut pas se désintégrer en neutron. Cette asymétrie est fondamentale pour la stabilité de la matière. S'en cela l'ensemble des protons se désintégreraient en neutron, les positrons émis se désintégreraient avec les électrons et l'atome d'hydrogène n'existerait pas !

La radioactivité β^+ peut se faire spontanément ou par capture électronique en absorbant un électron



Le bilan d'énergie conduit dans le cas spontané à

$$Q = m(A, Z) - m(A, Z - 1) - m_e = E_l(A, Z - 1) - E_l(A, Z) - (m_n - m_p + m_e) \quad (13)$$

7 Radioactivité α

Si le nombre de masse A augmente trop, l'énergie d'interaction électromagnétique va devenir dominante par rapport à l'énergie de l'interaction nucléaire forte. L'interaction étant de longue portée et les charges étant positives ou nulles, aucun phénomène de saturation n'apparaît. Le noyau devient alors instable et se désintègre par émission d'une particule α (noyau d'He) ou par fission spontanée. L'équation bilan s'écrit



De même l'excès d'énergie libéré par la réaction est converti sous forme d'énergie cinétique ou de rayonnement gamma.

Remarque : il est courant de voir les bilans des réactions de radioactivité écrit avec un photon γ d'en le membre de droite pour indiquer l'émission de photon gamma.

La radioactivité α ne concerne que les noyaux ayant un excédent de neutrons et de protons. La particularité de la radioactivité α est la grande gamme de temps de demi-vie accessible. C'est ainsi que l'on va de 10^{15} ans pour ${}^{142}_{58} Ce$ à 10^{-7} s pour ${}^{212}_{84} Po$, s'étalant ainsi sur 30 ordres de grandeur !

C'est Gamow qui fut le premier à expliquer ce phénomène à l'aide de l'effet tunnel.

Gamow suppose que la particule α existe initialement dans le noyau et est liée au reste des nucléons par un potentiel nucléaire fort de courte portée R et de profondeur $V_0 \sim 10$ MeV. La particule α a une énergie de liaison E_α (*i.e.* une énergie de masse) et est stable sans interaction électromagnétique ($E_\alpha + V_0 < 0$). Si l'on rajoute l'interaction électromagnétique, le potentiel est modifié par celui décrivant l'interaction d'une particule de charge $2e$ avec un noyau de charge $(Z-2)e$. Si le noyau est suffisamment massif (*i.e.* Z et R suffisamment grand) alors le puit de potentiel n'est plus assez profond pour assurer $E_\alpha + V_0 < 0$ et l'énergie de la particule α sera plus faible si elle quitte le noyau et part à l'infini. Pour cela elle doit traverser la barrière de potentiel créée par l'interaction électromagnétique par effet tunnel. Le calcul de la probabilité P de traverser la barrière par effet tunnel donne

$$P \propto \exp \left(-2 \int_R^b \sqrt{\frac{2(V - E_\alpha)m}{\hbar^2}} dr \right) \quad (15)$$

où b est la distance pour laquelle le potentiel électromagnétique est égale à E_α et V est le potentiel d'interaction Coulombien.

Toute fois, la particule α ne peut pas sortir par effet tunnel n'importe quand. Gamow suppose que la particule α rebondit contre la paroi du noyau et qu'à chaque rebond elle peut sortir du noyau avec une probabilité P . L'énergie cinétique de la particule α à l'intérieur du noyau est $E = E_\alpha + V_0$ et sa vitesse est supposée égale à celle d'une particule libre $v = \sqrt{2E/m}$. La fréquence des rebonds est donc donnée par $f = v/2R$. On obtient une durée de vie moyenne τ du noyau considéré égale à

$$\tau = fP = \frac{\sqrt{2(E_\alpha + V_0)/m}}{2R} \exp \left(-2 \int_R^b \sqrt{\frac{2(V - E_\alpha)m}{\hbar^2}} dr \right) \quad (16)$$

La formule de Gamow malgré sa simplicité permet de prédire les temps de vie des noyaux par radioactivité α et ce sur les 30 ordres de grandeurs du phénomène.

Remarque :

- C'est la présence de l'exponentiel qui permet de faire varier τ sur autant d'ordre de grandeur.
- La barrière coulombienne s'étend sur des distances considérables de l'ordre de 50 fm.

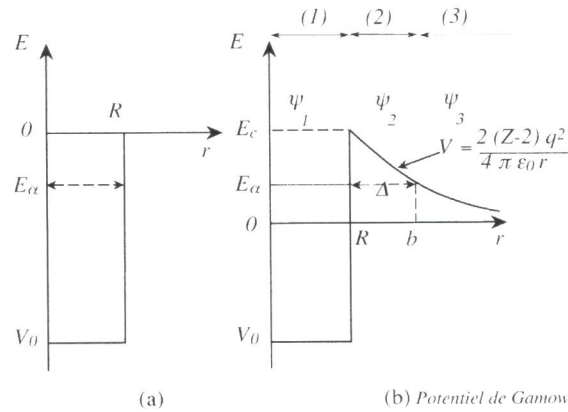


FIGURE 8 – Effet tunnel dans le modèle de Gamov

— Une méthode plus sophistiquée de la théorie de Gamov permet une détermination de τ indépendante de rayons nucléaires R .

Les processus de radioactivité permettent aux noyaux trop lourds ou trop déséquilibrés d’atteindre la vallée de la stabilité. Ce faisant on dénote 4 familles radioactives.

7.1 Familles radioactives

La radioactivité β ne changeant pas A et la radioactivité α diminuant A de 4 unité, lors d’une désintégration en chaîne tous les noyaux auront la même valeur de A modulo 4. De ce fait il existe 4 famille : $A = 4k$, $A = 4k + 1$, $A = 4k + 2$ et $A = 4k + 3$.

Seulement 1 représentant pour chacune de ces familles à une durée de demi vie suffisamment longue pour être présent naturellement sur Terre. Ils sont les départs des chaînes de désintégration : ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{232}_{90}\text{Th}$ et ${}^{237}_{93}\text{Np}$. Trois des chaînes de désintégration finissent sur le plomb Pb qui est doublement magique et la dernière fini sur le bismuth Bi , voisin du plomb, qui est lui aussi magique.

8 Fission

8.1 Energie et produit de fission

La fission spontanée est un processus dans lequel un noyau lourd se casse en deux noyau plus léger. Quelques neutrons sont émis au cours de la réaction. Ce phénomène est énergétiquement possible dès que $A > 100$ et devient dominante par rapport aux autres processus pour $A > 270$. On constate qu’il y a plusieurs résultats de fission possible et que leur distribution à une forme de double cloche, en partie à cause des nombres magiques. L’énergie de la réaction est libéré sous forme d’énergie cinétique et de rayonnement gamma. Pour un noyau avec $A = 240$ qui se fissionne en deux noyau $A = 120$, on obtient une variation de l’énergie de liaison de $E_l(A = 240)/A = 7.6$ MeV à $E_l(A = 120)/A = 8.5$ ce qui équivaut à une libération d’énergie égale à $E = 240(8.5 - 7.6)$ MeV = 220 MeV. Une partie de l’énergie est emporté par des neutrinos dans le processus est l’énergie utile vaut environ 200 MeV. On peut comparer cette valeur à l’énergie libérer lors de la combustion du pétrole (1000 MW pendant un an consomme 1500000 T de pétrole). On obtient que 1g d’uranium 253 libère une énergie équivalente à 2 T de pétrole.

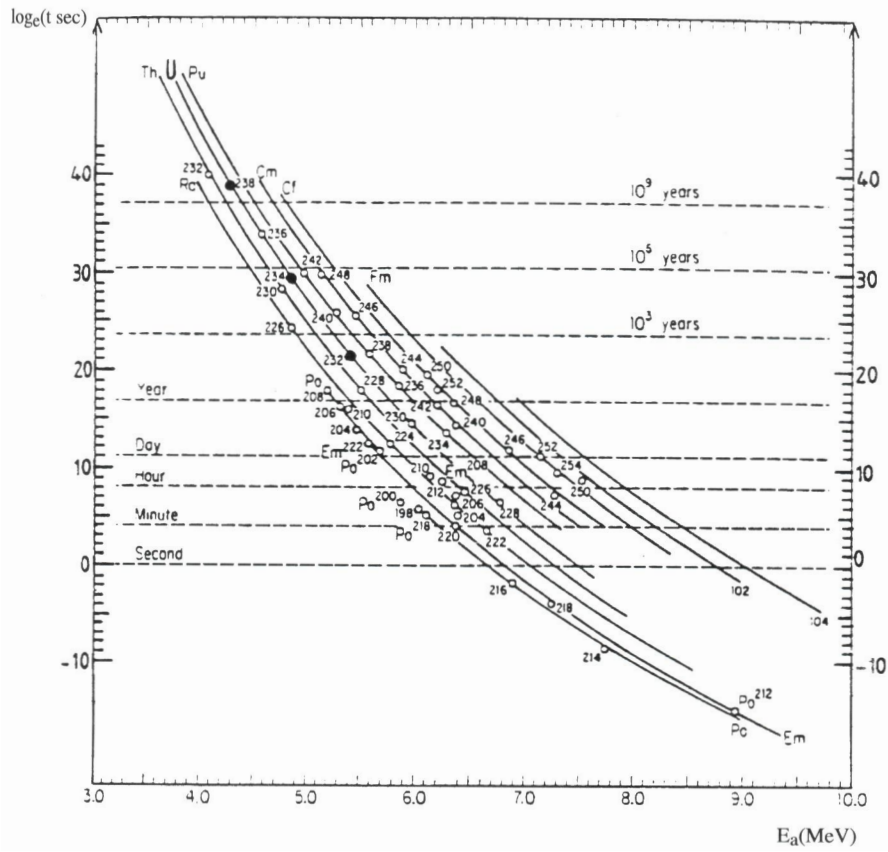


FIGURE 9 – Validité du modèle de Gamov

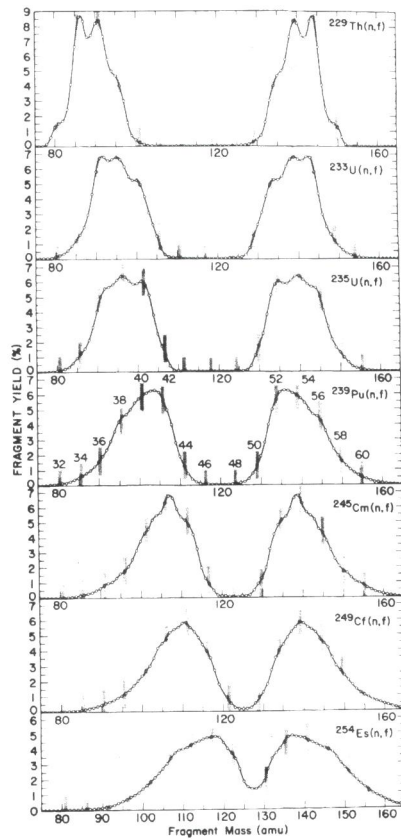


FIGURE 10 – Produit de fission

8.2 Barrière de fission

On considère que la fission a lieu lors d'un processus de déformation du noyau. L'énergie de surface du noyau augmente lors de ce processus mais comme l'espace occupé par le noyau est plus grand, l'énergie coulombienne diminue. Il y a une barrière énergétique appelé barrière de fission à franchir. L'énergie d'activation nécessaire pour franchir la barrière est de l'ordre de 6 MeV (neutron thermique a une énergie de 0.025 eV). Il est important de noter que la fission spontanée est rare et mais quelle peut être provoqué par l'absorption d'un neutron.

Il est possible de généraliser le modèle de la goutte liquide pour qu'il prenne en compte la déformation du noyau. On obtient alors le critère $Z^2/A > 49$ pour lequel la déformation devient énergétiquement favorable.

8.3 Application au réacteur nucléaire

On utilise l'uranium 235 car les neutrons thermiques suffisent à activer sa fission. Chaque fission donne 2 à 3 neutrons qui permettent une réaction en chaîne. Les neutrons émis sont très énergétique. Hors la section efficace d'absorption des neutrons par l' ^{235}U diminuer avec l'énergie du neutron. On utilise alors un fluide caloporteur pour refroidir les neutrons augmentant ainsi la probabilité d'une nouvelle fission par absorption du neutron. L'énergie thermique emmagasiné par le fluide caloporteur est quant à elle utilisé pour produire de l'électricité. Le système n'étant pas complètement fermé certains neutrons s'échappent du milieu. On définit alors le coef de multiplication neutronique

$$k = \frac{\# \text{ neutrons a } (n + 1) \text{ reactions}}{\# \text{ neutrons a } n \text{ reactions}} \quad (17)$$

On distingue trois cas :

- $k > 1$ surcritique : croissance exponentielle de la réaction.
- $k < 1$ sous critique : la réaction s'arrête spontanément.
- $k = 1$ critique : réaction stable, valeur souhaitée dans un réacteur nucléaire.

9 Fusion

9.1 Principe et énergie

La courbe d'Aston prédit que la fusion de deux noyau léger libère encore plus d'énergie que la fission nucléaire.



La fusion est possible pour tout les atomes à gauche du fer Fe dans la courbe d'Aston. Pour 1 g de deuterium, l'énergie libéré par la réaction est de 340 GJ correspondant à 8 T de pétrole. La réaction de fusion nucléaire présente l'avantage de ne pas produire de déchet radioactif. De plus les ressources en deuterium peuvent être considéré comme quasiment infini sur Terre. Par contre pour que deux noyaux fusionnent il faut les rapprocher hors l'interaction coulombienne si oppose. Il y a encore une barrière à franchir.

9.2 Barrière coulombienne

Pour réaliser le processus de fusion il faut que l'interaction nucléaire forte prenne le pas sur la répulsion stérique. C'est le cas pour des distance < 10 fm. On désigne par a la distance en-deçà de laquelle les forces nucléaires l'emportent. La barrière coulombienne à une hauteur alors de

$Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 a$. La probabilité de franchir la barrière pour un noyau d'énergie E par effet tunnel est donné par le facteur de Gamov

$$P \propto \exp\left(-2 \int_a^b \sqrt{\frac{2(V(r) - E)m}{\hbar^2}} dr\right) \quad (19)$$

On obtient une section efficace de fusion

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(\frac{-2\pi Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar \sqrt{2mE}}\right) \quad (20)$$

Si la charge est trop grande, la section efficace s'effondre. Seul les noyaux légers peuvent fusionner.

Pour $E = 1$ keV, $P \sim 10^{-13}$, pour $E = 10$ keV, $P \sim 10^{-3}$ sachant que $E = 10$ keV correspond à une température de 115 million de K.

Il faut une installation permettant d'atteindre de très grande température.

9.3 Critère de Lawson

Pour chauffer le gaz et le transformer en plasma (température nécessaire pour atteindre la fusion) il est nécessaire de dépenser de l'énergie. Soit n la densité d'ions (noyaux) dans le plasma qui occupe un volume V à la température T . On appelle τ le temps de confinement pendant lequel le plasma peut être maintenu à la température T de façon cohérente (soleil : $\tau = 10^{17}$ s, ITER : $\tau = 1$ s). L'énergie pour créer le plasma est $W_{th} = 3nk_b T$ (3/2 par ions et électrons).

La taux de réaction nucléaire par unité de seconde et unité de volume entre deutérium d et tritium t de densité n_d et n_t est

$$\Gamma = n_d v \times n_t \sigma \quad (21)$$

avec v la vitesse relative entre d et t et σ la section efficace de la réaction de fusion. On supposant une répartition 50/50 dans le plasma on obtient que l'énergie nucléaire générée pendant le temps τ est

$$W_f = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle V \tau Q_f \quad (22)$$

avec Q_f l'énergie libérée par une réaction de fusion. La section efficace dépendant de la vitesse v et la vitesse v étant distribuée selon la statistique de Maxwell-Boltzmann, il est nécessaire de prendre la valeur moyenne de son produit. L'énergie étant collectée avec une efficacité η , on obtient le critère de Lawson pour lequel un réacteur nucléaire produit plus d'énergie qu'il n'en consomme.

$$W_{th} < \eta W_f \quad (23)$$

L'étude de $\langle \sigma v \rangle$ montre que ce terme est maximal pour une température de $T = 20 \text{ keV} \sim 250$ million K. D'où pour $\eta = 1$

$$n\tau > 1.510^{20} \text{ m}^3\text{s} \quad (24)$$

10 Application/ouverture

- énergie propre
- radioactivité
- nucléosynthèse primordiale soleil

- Dose et réglementation
- rayonnement en biologie
- applications en médecine
- physique des particules
- rayon X et gamma