

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université Mustapha Stambouli de Mascara



Faculté des Sciences Exactes  
Département de Physique

# Cours de Physique Nucléaire

**Destiné aux étudiants de troisième année licence LMD : Physique  
Fondamentale**

**Cours enseigné au Sixième Semestre**

**Option: Physique Fondamentale**

**Rédigé par :** Dr MONIR Mohammed El Amine

**E-mail :** [mohammed.monir@univ-mascara.dz](mailto:mohammed.monir@univ-mascara.dz) / [moniralpha29@gmail.com](mailto:moniralpha29@gmail.com)

**Année Universitaire 2021/2022**

## **Avant-propos**

La physique nucléaire est un domaine méticuleux et exact, qui traite les phénomènes par rapport au noyau atomique, dans une échelle nucléaire, en particulier ; noyaux, protons, neutrons, quarks, etc....Bien évidemment, elle a expliqué les concepts physiques les plus complexes comme la diffusion des neutrons, la radioactivité, la fusion, la fission, le fonctionnement contrôlé des réacteurs nucléaires, etc....

Ce cours est une présentation des principes fondamentaux de la physique nucléaire, il s'entend sur les concepts basiques de la physique moderne.

Cependant, ce modeste cours est un outil essentiel afin de développer des connaissances avancées de la physique nucléaire, ainsi il consiste de montrer la propriété indéfinie, indéterministe et contradictoire de cette discipline.

Ce cours s'adresse aux étudiants de la troisième année licence LMD, spécialité physique fondamentale, il fournit un bref résumé de la physique nucléaire, en commençant par un aperçu sur la description du noyau, sur la détermination de l'énergie de liaison nucléaire, et en finissant par les phénomènes de fusion et de fission.

**Table des Matières**

<b>Introduction .....</b>	<b>02</b>
<b>Chapitre I. Le noyau atomique.....</b>	<b>03</b>
1. Introduction.....	03
2. Structure du noyau.....	03
3. Energie de liaison nucléaire.....	06
4. Modèle de la goutte liquide.....	09
5. Exercices.....	15
6. Solutions.....	17
<b>Chapitre II. Réactions nucléaires.....</b>	<b>18</b>
1. Introduction.....	18
2. Présentation générale.....	18
3. Énergétique des réactions nucléaires .....	22
4. Le modèle du noyau composé .....	23
5. Exercices.....	24
6. Solutions.....	26
<b>Chapitre III. Radioactivité.....</b>	<b>29</b>
1. Introduction.....	29
2. Les différents types de radioactivité.....	29
3. Lois de décroissance.....	32
4. Quelques applications .....	36
5. Dosimétrie. Radioprotection .....	38
6. Exercices.....	40
7. Solutions.....	42
<b>Chapitre IV. Energie nucléaire.....</b>	<b>44</b>
1. Introduction .....	44
2. Fission nucléaire .....	44
3. Réacteurs nucléaires .....	48
4. La fusion .....	50
5. Exercices.....	52
6. Solutions.....	53
<b>Références.....</b>	<b>55</b>

## Introduction

Découverte de façon inopinée, ou presque, par Henri Becquerel au crépuscule du XIXe siècle, la physique nucléaire aura profondément marqué le XXe siècle. La formule d'Einstein  $E = mc^2$  la symbolise dans l'imaginaire collectif. Cette formule est associée autant au génie d'un homme qu'à la capacité que l'humanité a acquise de s'autodétruire. L'humanité s'est enfin interrogée sur son futur collectif. Le retraitement et le stockage des déchets nucléaires, par exemple, nous porte à nous préoccuper de ce que nous aurons laissé à nos descendants dans des milliers d'années.

La physique nucléaire a marqué le monde dans le domaine militaire et politique. L'arme nucléaire qui, à la différence de l'arbalète ou de la poudre à canon, n'a été utilisée que deux fois en août 1945, a bouleversé l'échiquier mondial et la politique internationale depuis lors.

Dans la technologie, bien entendu, la production d'énergie et les innombrables utilisations pratiques de la radioactivité, dans la médecine comme dans l'art, l'archéologie ou dans la recherche fondamentale, sont devenues des éléments familiers de la vie humaine. Mais ces technologies suscitent une indiscutable méfiance. On préfère voir leur résultat plutôt que les manipuler.

En 1903, le troisième prix Nobel de physique était décerné pour moitié à Henri Becquerel, pour moitié à Pierre et Marie Curie, pour la découverte de la radioactivité. Henri Becquerel avait découvert le phénomène, Pierre et Marie Curie en avaient montré l'importance et l'étendue. C'est Rutherford, prix Nobel de chimie 1908, qui, en s'intéressant à ces phénomènes à partir de 1899, doit être considéré comme le fondateur de la physique nucléaire proprement dite.

# Chapitre I

## Le noyau atomique

### I.1. Introduction.

Ce chapitre est consacré au noyau pris dans son ensemble. La définition de l'énergie de liaison nucléaire, et son étude, conduisent au modèle global de la goutte liquide. On peut tirer de ce modèle un certain nombre de conséquences intéressantes, vérifiées par l'expérience, mais il reste insuffisant pour expliquer un très grand nombre de phénomènes, et il ne correspond pas aux mesures des rayons nucléaires effectuées au moyen de faisceaux d'électrons relativistes.

### I.2. Structure du noyau.

L'atome comporte trois sortes de particules.

- **Les électrons** : négatifs, qui portent la charge électrique la plus faible ou charge élémentaire  $e$ , les charges électriques sont toujours des multiples de la charge élémentaire  $e$ . La charge de l'électron est négative.

$$e^- = -(1.60206 \pm 0.00003) \times 10^{-19} \text{ Coulomb}$$

La masse au repos de l'électron est :

$$m_0 = (9.1083 \pm 0.0003) \times 10^{-31} \text{ kg}$$

Ces électrons tournent autour du noyau central.

- **Les protons** : portant la charge élémentaire positive ( $e^+$ ), est dont la masse au repos est :

$$m_p = (1.67239 \pm 0.00004) \times 10^{-27} \text{ kg}$$

- **Les neutrons** : ne portent pas de charge électrique, dont la masse au repos est :

$$m_n = (1.67470 \pm 0.00004) \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Protons et neutrons sont les constituants du noyau, on les appelle nucléons.

- ❖ On désigne par  $Z$ , le nombre atomique, le nombre d'électrons planétaires ; c'est aussi le nombre des protons à l'intérieur du noyau.
- ❖ On désigne par  $A$ , nombre de masse, le nombre total de nucléons (protons et neutrons) contenus dans le noyau.
- ❖ Le nombre  $N$  de neutrons est donc :

$$N = A - Z \quad (I-1)$$

### ***1.2.1. Symbole représentant l'atome et le noyau.***

Le noyau s'écrit  ${}^A_ZX$ ,  $X$  étant le symbole chimique de l'élément correspondant. Par extension, on note souvent le proton  ${}^1_1p$  et le neutron  ${}^1_0n$ .

### ***1.2.2. Isotopes, Isobares, Isotones.***

#### ***1.2.2.1. Isotopes :***

Des atomes ayant la même valeur de  $Z$  (ils sont de la même espèce chimique) mais des valeurs de  $A$  différentes, sont des isotopes. Autrement dit, il s'agit des atomes d'un même élément, dont les noyaux possèdent des nombres différents de neutrons.

❖ L'hydrogène naturel comporte trois isotopes :

- Le protium  ${}^1_1H$  ( $A = 1$ ), stable.
- Le deutérium  ${}^2_1H$  ( $A = 2$ ), stable.
- Le tritium  ${}^3_1H$  ( $A = 3$ ), très peu abondant et radioactif.

❖ Le carbone naturel comporte deux isotopes stables :

- ${}^{12}_6C$  ( $A = 12$ ).
- ${}^{13}_6C$  ( $A = 13$ ).

Certains éléments naturels contiennent un très grand nombre d'isotopes, c'est le cas de l'étain  $Sn$  ( $Z = 50$ ), dont la masse atomique est de 118.69 g/mol.

#### ***1.2.2.2. Isobares :***

Des atomes ayant la même valeur de  $A$  mais des valeurs de  $Z$  différentes sont des isobares ; ils ont des masses très voisines mais appartiennent à des éléments différents.

#### ***1.2.2.3. Isotones :***

Des atomes ayant la même valeur de  $N$  mais des valeurs différentes de  $A$  et  $Z$ , possèdent le même nombre de neutrons. Ce sont les isotones.

### ***1.2.3. Système des masses atomiques.***

En physique atomique et en physique nucléaire, on raisonne sur les atomes ou sur les noyaux individuels, et non sur les atomes grammes. Pour cette raison, on définit une nouvelle unité de masse, l'unité de masse atomique ou (*u.m.a*), en prenant égale à 12 la masse de l'atome individuel  $^{12}_6\text{C}$ . Afin de simplifier l'écriture, nous remplacerons (*u.m.a*) par le symbole *u*.

$$\begin{cases} 12 \text{ u.m.a} = 1 \text{ atome} \\ 12 \text{ g} = N_A \end{cases}$$

$$\text{Donc, } 1 \text{ kg} = (6.02295 \pm 0.00016) \times 10^{26} u$$

H est très voisin de 1u, O de 16u, etc... Les masses des atomes sont très voisines de nombres entiers.

En unité de masse atomique :

- L'électron pèse 0.00055 u.
- Le proton pèse 1.00759 u.
- Le neutron pèse 1.00898 u.

### ***1.3. Energie de liaison nucléaire.***

#### ***1.3.1. Energie de liaison globale $E_L$ du noyau.***

On pourrait penser que l'on obtiendra la masse  $M$  du noyau en ajoutant  $Z$  fois la masse du proton et  $N$  fois la masse du neutron. Or,  $M$  est toujours inférieur à la somme des masses des constituants isolés du noyau.

Cette différence s'explique par la formule d'Einstein qui établit la correspondance existant entre la notion de la masse et cette énergie. Si un système matériel possède une masse  $M$ , il possède en même temps l'énergie totale  $E$  donnée par :

$$E = Mc^2 \quad (1-2)$$

$c$  est la célérité de la lumière dans le vide.

En physique nucléaire, par contre la différence des masses n'est plus négligeable.

*« La différence entre la somme des masses des constituants isolés et la masse du noyau correspond à l'énergie  $E_L$  qui s'est dégagée lorsque les constituants isolés se sont réunis pour former le noyau.  $E_L$  est l'énergie qu'il faudrait fournir au noyau pour le dissocier en ces constituants élémentaires séparés ».*

$E_L$  est l'énergie de liaison globale du noyau ; on l'exprime souvent en unité de masse atomique.

#### Exemple :

Le noyau d'hélium  ${}^4_2\text{He}$  (la particule alpha), sa masse est de 4.003 u, la somme des masses de deux protons et de deux neutrons qui le constituent est de 4.034 u, l'énergie de liaison est donc :

$$E_L = 4.034 - 4.003 = 0.031 \text{ u}$$

#### Exercice :

Calculer cette énergie pour l'atome gramme d'hélium, en Joule, et en kilocalories.

Solution :  $E_L = 7 \times 10^8$  kilocalories.



### 1.3.2. Energie de liaison moyenne par nucléon $E_L/A$ .

L'énergie de liaison  $E_L$  augmente avec la masse du noyau. Il est plus intéressant de considérer la variation en fonction de  $A$  du rapport  $(E_L/A)$ , où  $E_L/A$  est l'énergie de liaison moyenne de chaque nucléon.

Il est important de souligner que chaque nucléon individuel n'est pas lié réellement au noyau par cette énergie, et qu'il ne s'agit pas là que la moyenne. Aussi, l'énergie de séparation qui est l'énergie nécessaire pour enlever au noyau le dernier nucléon ajouté à sa structure est toujours différente de  $E_L/A$ .

Un noyau sera d'autant plus stable si  $E_L/A$  est plus grande.

En résumé, pour les masses égales entrant en réaction, les réactions nucléaires dégagent plusieurs million de fois plus d'énergie que les réactions chimiques.

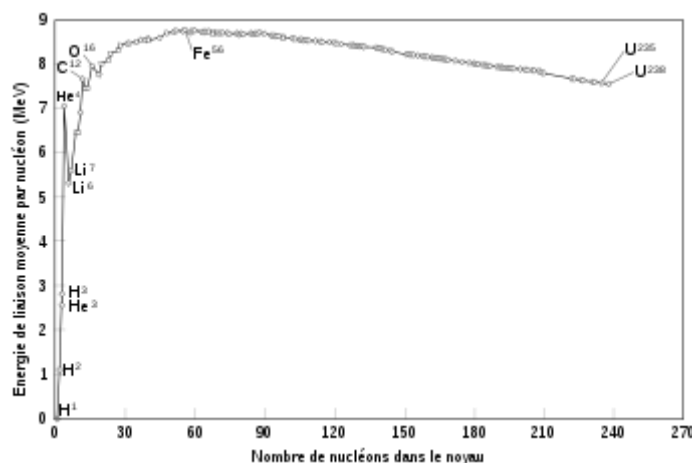


Fig. I.1 : Variation de l'énergie de liaison moyenne par nucléon en fonction du nombre de masse.

- On remarque que, de  $A = 20$  à  $A = 240$ , l'énergie de liaison par nucléon est approximativement constant, sa valeur étant environ les 8 millièmes de la masse d'un nucléon.
- Pour  $A > 20$ , l'énergie de liaison d'un noyau est donc proportionnelle au nombre  $A$  des nucléons formant le noyau.

De même, en première approximation, l'énergie liée à un volume liquide (ou un cristal) est proportionnelle aux nombres des molécules qui s'y trouvent. Il apparaît de ce point de vue, qu'un noyau est assimilable à une goutte liquide.

### ***1.3.3. Modes possibles de production de l'énergie à partir des réactions nucléaires.***

Un noyau, ou un système de noyaux, est autant plus stable que son énergie de liaison est plus grande. Autrement dit, si un système de noyaux évolue dans le sens de l'augmentation de son énergie de liaison, c'est –à-dire dans le sens de la diminution de sa masse, il y aura production de l'énergie.

Deux types d'opérations permettront d'extraire de l'énergie des noyaux :

1. La coupure en deux de noyaux très lourds (l'uranium ( $U$ ), plutonium ( $Pt$ )) sous l'impact d'un projectile convenable (proton ou neutron). Il se trouve qu'en même temps que la coupure, sont émis plusieurs neutrons capables de déclencher à leur tour de nouvelles fissions ; il y a possibilité d'une réaction en chaîne contrôlée qui permettra de produire de l'énergie de façon continue.
2. La soudure en deux noyaux légers ou fusion.

**I.4. Modèle de la goutte liquide.****I.4.1. Hypothèse de base.**

Ce modèle assimile le noyau à une goutte de liquide incompressible ; nous verrons plus loin que, malgré son aspect simpliste, il a donné des résultats intéressants. Il repose sur les données suivantes :

1. La masse volumique de la matière nucléaire est la même, quelque soit  $A$ , sa valeur est de  $1.45 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$  environ.

2. Le noyau est une sphère de rayon  $R_0$ , qui d'après ce qui précède, est de la forme :

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (I-3)$$

3. La densité volumique de charge dans le noyau est constante, c'est-à-dire que les protons sont distribués de manière uniforme dans le volume du noyau.

4. La force nucléaire est identique pour chaque nucléon et en particulier, ne dépend pas de la nature du nucléon (neutron et proton). Cela signifie que si les forces nucléaires existent seules, l'énergie de liaison nucléaire sera proportionnelle à  $A$ .

5. Les forces nucléaires sont à court rayon d'action.

**I.4.2. Formule semi-empirique de Von Weizsäcker.**

En 1935, Weizsäcker établit une formule semi-empirique de l'énergie de liaison, dont les divers termes sont ajoutés, et ajustés à l'expérience au moyen de paramètres qui permettent de rendre compte des déterminations expérimentales les plus précises.

Les termes qui s'introduisent dans la formule de l'énergie de liaison sont les suivants :

**I.4.2-1 L'énergie de liaison en volume :**

Due aux forces de cohésion nucléaire, et d'après l'hypothèse 4, l'énergie de liaison en volume est proportionnelle au volume du noyau, donc de la forme :

$$E_V = a_V A \quad (I-4)$$

$a_V$  est une constante qu'il faut la déterminer.

**I.4.2-2 L'énergie superficielle :**

Les nucléons qui se trouvent dans la couche superficielle externe du noyau sont nécessairement moins liés que ceux qui se trouvent à l'intérieur. Puisqu'ils ont un nombre plus faible de nucléons immédiatement voisins. Le nombre de nucléons superficiels est proportionnel à l'aire du noyau, donc proportionnel à  $R_0^2$ , c'est-à-dire à  $A^{2/3}$ . L'énergie correspondante est donc de la forme :

$$E_S = -a_S A^{2/3} \quad (I-5)$$

Le signe (-) indique que ce terme tend à diminuer l'énergie globale de liaison du noyau.

$a_S$  est aussi une constante qu'il faut la déterminer expérimentalement.

#### **1.4.2-3 L'énergie électrostatique :**

Provient des répulsions entre les protons du noyau, elle est également négative, puisqu'elle tend à diminuer la cohésion nucléaire. Si l'on considère que la distribution de la charge  $Ze$  est uniforme, cela signifie que la densité volumique de charge est :

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} \quad (I-6)$$

On peut calculer le travail nécessaire pour créer une électricité sphérique de rayon  $r$  et d'épaisseur  $dr$ .

Le travail pour amener de l'infini à  $r$  la charge ( $4\pi r^2 dr \rho$ ) est donc, en valeur absolue :

$$dW = \left[ \frac{4}{3}\pi r^3 \rho \right] [4\pi r^2 \rho dr] \left[ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \right] = \frac{4\pi}{3\epsilon_0} \rho^2 r^4 dr$$

d'où

$$E_r = \int_0^{R_0} dW = \int_0^{R_0} \frac{4\pi}{3\epsilon_0} \rho^2 r^4 dr = \frac{4\pi}{15\epsilon_0} \rho^2 R_0^5$$

Ou encore :

$$E_C = \frac{3}{20\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{R_0}$$

En valeur algébrique :

$$E_C = -a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (I-7)$$

Avec  $a_C = \frac{3e^2}{20\pi\epsilon_0 r_0}$

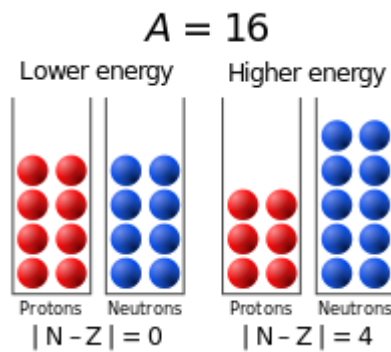
**1.4.2-4 L'énergie d'asymétrie :**

Les noyaux lourds possèdent un nombre de neutrons nettement supérieur à celui des protons ; cela est dû au fait qu'un nombre élevé de protons augmenterait tellement l'énergie  $E_C$  qu'un noyau pour lequel  $Z = N$ , ne pourrait pas être stable. cependant, il faut introduire dans l'énergie de liaison un terme comporte de cette asymétrie, ce terme qui tienne compte de cette asymétrie, ce terme devient nul pour  $Z = N$ , être négatif pour  $N > Z$  et augmente en valeur absolue avec  $(N - Z)$ .

Weizsäcker avait employé un procédé purement empirique, on peut utiliser le modèle simple des particules dans une boîte fermée pour trouver l'expression de  $E_A$ . Les nucléons dans cette boîte sont placés à des niveaux d'énergie définis, et il y a un seul nucléon par niveau, d'après le principe d'exclusion de Pauli. Enfin, supposons que ces niveaux sont équidistants et que l'espacement est  $\Delta E$ .

L'énergie  $E_A$  est la différence entre l'énergie de liaison du noyau comportant  $N$  neutrons et  $Z$  protons ( $N > Z$ ) et de son isobare pour lequel  $N = Z = \frac{A}{2}$ . Pour passer de cet isobare au noyau considéré, il faut transformer  $n$  protons en neutrons avec la valeur  $n = \frac{1}{2}(N - Z)$ .

Le schéma des protons et des neutrons dans un noyau de  $A = 16$ .



Chacun de ces  $n$  protons doit être révélé de  $n$  niveaux dans l'échelle du schéma et l'énergie à dépenser pour chaque neutron est de  $n \times \Delta E$ .

Le travail fourni au noyau positif est donc :

$$W = -E_A = n^2 \Delta E = \frac{1}{4} (N - Z)^2 \Delta E \quad (I-8)$$

$E_A$  est bien négative puisque l'asymétrie correspond à une dépense d'énergie. Par ailleurs, le calcul quantique des niveaux montre que  $\Delta E$  est inversement proportionnelle au nombre de masse. D'où :

$$E_A = -a_A \frac{(N-Z)^2}{A} = -a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} \quad (I-9)$$

#### 1.4.2-5 L'énergie liée au nombre pair ou impair de nucléons :

Les noyaux contenant un nombre pair de protons et de neutrons sont les plus stables ; les noyaux les moins stables sont ceux qui possèdent un nombre impair de protons et de neutrons. Le tableau suivant donne le nombre des noyaux stables classés selon la parité ou l'imparité de  $A$  et de  $Z$ .

Tableau 1 :

A	Z	N	Nombre de noyaux stables
Pair	Pair	Pair	166
Impair	Pair	Impair	55
Impair	Impair	Pair	51
Pair	Impair	Impair	5

Il faut donc introduire dans l'énergie de liaison in terme correctif  $E_p$  qui soit positif dans le cas des noyaux (Pair-Pair), négatif dans le cas des noyaux (Impair-Impair) et nul dans celui des noyaux (Pair-Impair).

Des conditions empiriques, confirmées par le calcul [1] conduisent à :

$$E_p = a_p A^{-3/4} \quad (I-10)$$

Au total, l'énergie de liaison  $E_L$  est :

$$E_L = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \begin{cases} +a_P A^{-3/4} \text{ (Pair - Pair)} \\ 0 \text{ (Pair - Impair)} \\ -a_P A^{-3/4} \text{ (Impair - Impair)} \end{cases} \quad (I-11)$$

### 1.4.3. Détermination des coefficients de la formule (I-11).

Les mesures de masses au noyau de spectromètres de masse à haut pouvoir de résolution, l'étude des bilans de réactions nucléaires, l'étude de la stabilité des noyaux vis-à-vis de la radioactivité bêta, etc..., permettent d'évaluer les divers coefficients qui interviennent dans l'équation de Weizsäcker. Pour le noyau  $A < 240$ , on peut utiliser d'après Wapstra (Wa-1) la série suivante :

$$\begin{cases} a_V = 14.10 \text{ MeV} \\ a_S = 13.00 \text{ MeV} \\ a_C = 0.595 \text{ MeV} \\ a_A = 19.00 \text{ MeV} \\ a_P = 33.50 \text{ MeV} \end{cases}$$

Le cas des noyaux très légers ( $A < 20$ ) ; de même, dans le cas des noyaux très lourds ( $A > 240$ ), la forme n'est plus sphérique, et les termes correctifs qui en résultent prouvent devenir très important, les valeurs qui précèdent ne sont qu'indicatives.

Le tableau suivant (Tableau 2) montre que les auteurs ne sont pas d'accord et qu'il en résulte des différences dans les valeurs.

Tableau 2 :

Référence	$a_V$ (MeV)	$a_S$ (MeV)	$a_C$ (MeV)	$a_A$ (MeV)	$a_P$ (MeV)	$r_0$ (fm)
Gr-1	15.88	17.97	0.710	31.5	40.00	1.216
Se-1	16.11	20.21	0.806	20.65	58.00	1.07
My-1	15.68	18.56	0.719	28.06	33.22	1.205

### 1.4.4. Application de la formule de Weizsäcker.

L'intérêt principal de cette formule est de permettre un certain nombre de prédiction sur la stabilité des noyaux vis-à-vis des divers types de phénomènes.

- ✓ Détermination des rayons nucléaires (la détermination de  $a_C$  permet de déduire  $r_0$ ).

- ✓ La stabilité du noyau vis-à-vis de la radioactivité bêta.

$$\left(\frac{dE_L}{dZ}\right)_A = 0 \quad ; \quad 4a_A \left(\frac{A-2Z}{A}\right) = 2a_c \frac{Z}{A^{1/3}}$$

- ✓ Calcul du bilan d'énergie des réactions nucléaires.
- ✓ Fission nucléaire spontanée (la fission spontanée est la coupure d'un noyau lourd en deux ou plusieurs fragments, peut se produire sans apport d'énergie extérieure).



**Exercices****Exercice 01 :**

Calculer le nombre d'atomes contenus dans :

- 1 g de Ra-226
- 1g de U-238
- 1g de Sodium

**Exercice 02 :**

En posant  $^{16}\text{O} = 16.0000$ , la masse de l'atome  $^{12}\text{C}$  est 12.0038 ; la masse de l'atome  $^1\text{H}$  est 1.0084.

- Trouver quelles sont les masses des atomes  $^{16}\text{O}$  et  $^1\text{H}$  quand on prend pour base  $^{12}\text{C} = 12.000$ .

**Exercice 03 :**

On donne les masses atomiques suivantes :

$$^{40}_{18}\text{Ar} : 39.975050 \text{ u}$$

$$^{40}_{19}\text{K} : 39.976653 \text{ u}$$

$$^{40}_{20}\text{Ca} : 39.975230 \text{ u}$$

$$^{40}_{21}\text{Sc} : 39.990250 \text{ u}$$

- 1) Quels sont les noyaux pouvant être radioactifs ?
- 2) Comment se désintègrent-ils ?

**Exercice 04 :**

Un noyau de masse 240 u est coupé en quatre noyaux dont chacun possède la masse de 60 u.

- Quelle quantité d'énergie est dégagée ?

**Exercice 05 :**

Des données obtenues par spectroscopie de masse, sont les suivantes :

- Masse de l'atome de  $^{86}\text{Rb} : 85.93736 \text{ u}$
- Masse de l'atome de  $^{87}\text{Rb} : 86.9295 \text{ u}$
- Masse de l'atome de  $^{86}\text{Kr} : 85.93658 \text{ u}$

En déduire les énergies de séparation protonique et neutronique du noyau  ${}_{37}^{87}\text{Rb}$ .

**Exercice 06 :**

Calculer la masse volumique de la matière nucléaire pour les noyaux sphériques, pour  $r_0 = 1 \text{ fm}$ ,  $1.2 \text{ fm}$  et  $1.5 \text{ fm}$ .

**Exercice 07 :**

Calculer au moyen de la formule de Von Weizsäcker les énergies de liaison par nucléon pour  ${}^4\text{He}$  et  ${}^6\text{Li}$ .

**Exercice 08 :**

Montrer que le maximum de la courbe  $E_L/A$  en fonction de  $A$  est dû essentiellement à l'énergie superficielle et à l'énergie électrostatique.

**Exercice 09 :**

En utilisant le modèle de la goutte liquide et les paramètres donnés dans le cours, donnez une estimation de la tension superficielle d'un noyau ayant  $A = 100$ .

**Solutions****Solution 01 :**

$$1 \text{ mole} = M (g) = N_A$$

$$1 g = N$$

$$\text{Donc, } N = \frac{N_A}{M}$$

À partir de cette relation, on peut déterminer pour chaque espèce chimique tous les nombres des noyaux contenant dans un gramme.

**Solution 02 :**

En utilisant la relation suivante afin de déterminer les masses dans les deux bases :

$$\frac{M_O(O)}{M_O(C)} = \frac{M_C(O)}{M_C(C)} = \frac{M_H(O)}{M_H(C)}$$

**Solution 03 :**

On doit calculer l'énergie de liaison nucléaire de chaque noyau.

$$E_L = (Nm_n + Zm_p - M)c^2$$

Le noyau qui possède la grande valeur de  $E_L$  est le plus stable. C'est bien le noyau  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ .

Les noyaux radioactifs sont  ${}^{40}_{19}\text{K}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ , et  ${}^{40}_{21}\text{Sc}$ , ils se désintègrent suivant la radioactivité beta pour obtenir un noyau produit  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  (stable).

**Solution 04 :**

Pour trouver l'énergie de liaison de ce noyau il faut l'assimiler à la particule alpha.

La particule alpha possède quatre nucléons (deux protons et deux neutrons) avec une énergie de liaison  $E_L(\text{He}) = 0.031 \text{ u}$ .

Donc l'énergie de liaison de ce noyau est  $E_L = 60 \times E_L(\text{He}) = 1.86 \text{ u}$ .

## Chapitre II

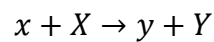
### Réactions nucléaires

#### II.1. Introduction.

Ce chapitre donne une série des résultats généraux sur les réactions nucléaires : la plupart de ces résultats sont valables quelle que soit la charge de la particule incidente. Cependant les interactions des neutrons avec la matière constituent un cas particulier, parce que les neutrons peuvent être ralentis jusqu'aux énergies des molécules des gaz à la température ambiante (neutrons thermiques) et même au-dessous (neutrons froids).

#### II.2. Présentation générale.

Considérons la réaction nucléaire suivante :



Dont les caractéristiques, dans le système du laboratoire, sont données sur la Figure II.1.

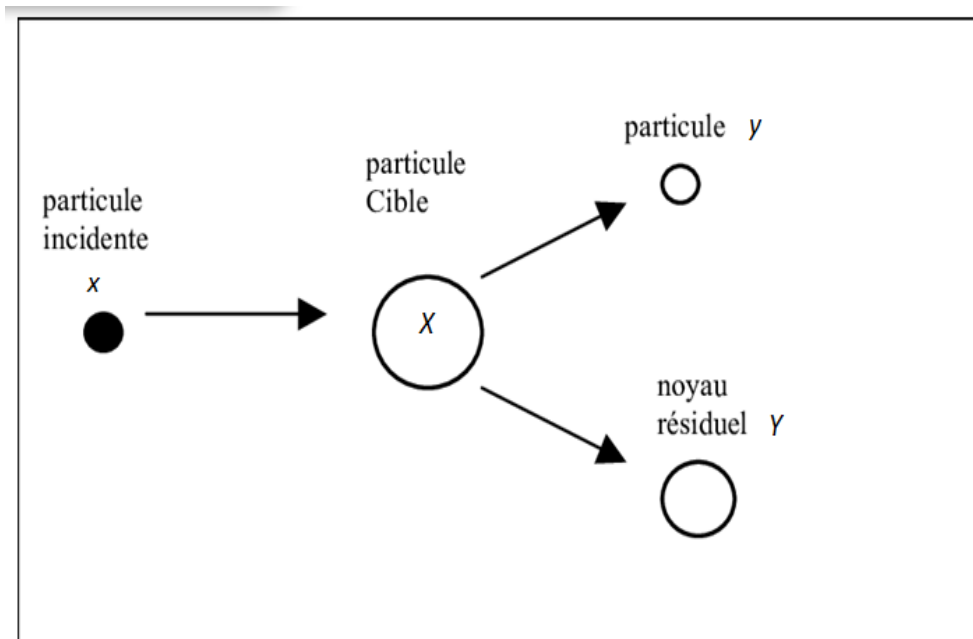


Fig. II.1 : Caractéristiques de la réaction nucléaire.

#### II.2.1. Conservation de la charge.

La charge électrique algébrique totale d'un système qui subit des réactions nucléaires reste la constante. Le principe reste valable quelles que soient la complexité des phénomènes et l'énergie. L'hypothèse des quarks et des partons ne modifie en rien cette propriété d'invariant de la charge électrique.

### **II.2.2. Conservation de la quantité de mouvement.**

Des mesures expérimentales ont prouvé que la quantité du mouvement de translation de système est conservée. D'une manière plus générale, en négligeant la quantité du mouvement du noyau cible X (qui possède l'énergie d'agitation de la cible, donc très faible), nous obtenons, d'après la figure II.1, en projection :

$$\begin{cases} M_x v_x = M_y v_y \cos\theta + M_Y v_Y \cos\varphi \\ 0 = M_y v_y \sin\theta + M_Y v_Y \sin\varphi \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

Des mesures précises de  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_Y$ , on peut déduire que ce principe est valable dans tous les cas.

### **II.2.3. Conservation de l'énergie.**

L'énergie totale du système (cinétique + potentielle) doit rester constante, ce qui se traduit par l'équation :

$$T_x + M_x c^2 + M_X c^2 = T_y + M_y c^2 + T_Y + M_Y c^2 \quad (\text{II-2})$$

$T$  étant l'énergie cinétique dans le système du laboratoire.

Le bilan d'énergie  $Q$  de la réaction est, par définition, la différence entre l'énergie cinétique des produits de la réaction et l'énergie cinétique initiale.

$$Q = T_y + T_Y - T_x \quad (\text{II-3})$$

ou

$$Q = M_x c^2 + M_X c^2 - (M_y c^2 + M_Y c^2) \quad (\text{II-4})$$

On peut mesurer  $Q$  à partir des mesures de  $v_x$ ,  $v_y$ , et  $v_Y$  ; on calcule sa valeur à partir des données de spectrométrie de masse concernant  $M_x$ ,  $M_X$ ,  $M_y$ ,  $M_Y$ .

Si  $Q$  est positif, la réaction est exo-énergétique,  $Q$  atteint 200 MeV dans les réactions de fission de l'uranium, mais ne dépasse pas 10 MeV dans la très grande majorité des réactions nucléaires.

Si  $Q = 0$ , signifie qu'on a affaire à un phénomène de diffusion élastique, l'état interne des constituants du système n'est pas modifié.

Si  $Q$  est négatif, la réaction est endoénergétique. Elle ne se produit que si la particule incidente possède une énergie supérieure à un certain seuil. Nous y reviendrons plus loin. Reprenons les équations (II-1), nous pouvons écrire, afin d'éliminer  $\varphi$  dans ces équations, et en utilisant la relation  $Mv = (2MT)^2$  :

$$\begin{cases} (M_x T_x)^{1/2} - (M_y T_y)^{1/2} \cos\theta = (M_y T_y)^{1/2} \cos\varphi \\ (M_y T_y)^{1/2} \sin\theta = (M_y T_y)^{1/2} \sin\varphi \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

Portant les deux équations au carré, et faisant leur somme :

$$M_x T_x - 2(M_x T_x M_y T_y)^{\frac{1}{2}} \cos\theta + M_y T_y = M_y T_y \quad (\text{II-6})$$

Utilisons l'équation (II-3), nous obtenons :

$$Q = T_y \left[ 1 + \frac{M_y}{M_x} \right] - T_x \left[ 1 - \frac{M_x}{M_y} \right] - \frac{2}{M_y} (M_x T_x M_y T_y)^{\frac{1}{2}} \cos\theta \quad (\text{II-7})$$

Cette équation est indépendante du mécanisme de la réaction comme du modèle utilisé ; elle peut être appliquée à tous les types de processus non relativistes, à deux corps.

La mesure des énergies cinétiques donne une valeur précise de  $Q$ . On possède là un moyen de calculer les masses des noyaux lorsqu'elles sont difficiles à atteindre par d'autres méthodes ; dans certains cas, les valeurs obtenues sont plus précises que celles données par la spectrométrie de masse.

### II.2.3. Conservation de la parité.

Cette loi n'est valable, on le sait, que dans le cas des interactions fortes. Soient  $\pi_x, \pi_X, \pi_y,$  et  $\pi_Y$  les parités de chaque état des particules intervenant dans la réaction, soient  $l_{xX}$  et  $l_{yY}$

les moments angulaires orbitaux des deux paires de particules  $(x, X)$  et  $(y, Y)$  par rapport au centre de masse. Cette loi s'exprime sous la forme :

$$\pi_x \pi_X (-1)^{l_{xX}} = \pi_y \pi_Y (-1)^{l_{yY}} \quad (\text{II-8})$$

Enfin, dans les réactions à très haute énergie, il faut ajouter la conservation du nombre de leptons et la conservation du nombre de baryons.

### II.3. Énergétique des réactions nucléaires.

#### II.3.1. Seuil d'une réaction endoénergétique.

L'énergie  $T_x$  la plus faible du projectile pour laquelle se produit la réaction est le seuil de cette réaction. Les produits de la réaction ont alors, dans le système du centre de masse, des énergies cinétiques nulles ; donc, dans ce système, l'énergie totale après le choc est nulle. La condition de seuil est donc :

$$\left[ Q + T_x \left( \frac{M_x}{M_x + M_X} \right) \right] \geq 0 \quad (\text{II-9})$$

Soit :

$$T_x \geq -Q \left( \frac{M_x + M_X}{M_x} \right) \quad (\text{II-10})$$

Prenons le cas de la réaction de Rutherford, en considérant les masses des atomes, puisque le nombre des électrons planétaires est le même avant et après le choc :

$$\begin{cases} M_\alpha = 4.003860 \text{ u} \\ M_N = 14.007525 \text{ u} \\ M_p = 1.008142 \text{ u} \\ M_R = 17.004507 \text{ u} \end{cases}$$

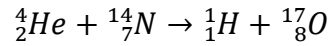
On en déduit  $Q = -0.001264 \text{ u} = -1.17 \text{ MeV}$ . La réaction est endoénergétique et  $T \geq 1.49 \text{ MeV}$ .



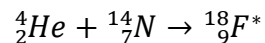
**II.4. Le modèle du noyau composé.****II.4.1. Le modèle du noyau composé.**

Ce modèle est le prolongement de celui de la goutte liquide.

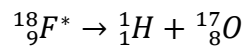
Nous écrivons la réaction suivante :



Bohr supposera que la particule alpha et le noyau  ${}^{14}_7\text{N}$  s'unissent, dans un premier stade, pour fournir un noyau de fluor porté dans une énergie d'excitation élevée (ce qui indique l'astérisque) :



Dans un second stade, ce noyau composé, intermédiaire, se désintègre suivant :

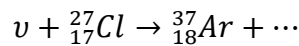
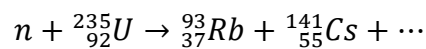
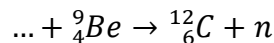
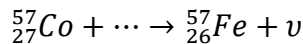
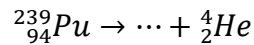
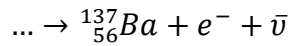
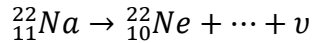


La particule alpha ne frôle pas simplement le noyau d'azote en y laissant trois nucléons, le quatrième un proton, continuant sa route. Au contraire, la particule alpha et l'atome d'azote forment un noyau composé  ${}^{18}_9\text{F}^*$  qui se désintègre spontanément en émettant un proton.

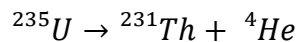
Si nous admettons, en effet, que le projectile côtoie ou traverse le noyau cible, la durée de contact sera de l'ordre de  $10^{-21}$  seconde. Or, dans certaines réactions nucléaires, il arrive qu'on observe des émissions de photons dont les fréquences sont importantes (grandes). Comme l'uniformisation de l'énergie au sein du noyau dure moins longtemps que la vie du noyau composé, on peut considérer que la manière dont le noyau se désintègre, c'est-à-dire la voie de sortie, est indépendante de la voie d'entrée.

**Exercices****Exercice 01 :**

En utilisant les lois de conservation, compléter les processus nucléaires suivants :

**Exercice 02 :**

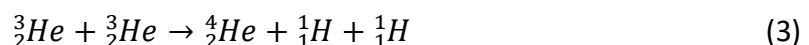
Déterminer les valeurs possibles pour le moment angulaire orbital ( $l_\alpha$ ) lors de la désintégration  $\alpha$  de l'uranium 235, selon :



Données numériques :  $J({}_{92}^{235}\text{U}) = 7/2^{-}$ ,  $J({}_{90}^{231}\text{Th}) = 5/2^{+}$ ,  $J({}_2^4\text{He}) = 0^{+}$

**Exercice 03 :**

L'énergie rayonnée par les étoiles trouve son origine dans les transformations nucléaires qui se produisent au cœur des étoiles. Le soleil est une étoile jeune et peu massive qui est concernée par la chaîne pp correspondant à la conversion d'hydrogène en hélium, par fusion de noyau légers. La chaîne pp est définie comme l'ensemble des réactions nécessaires pour créer un noyau de  ${}_2^4\text{He}$ . Elle contient les réactions suivantes :



Pour estimer la durée de vie du soleil, on le modélise de la manière suivante :

- Le soleil est considéré comme formé initialement exclusivement d'hydrogène ( ${}_1^1\text{H}$ ).
- Il rayonne une puissance constante de  $E = 3.83 \times 10^{26}$  J/s.

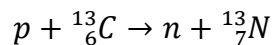
- Seul 10% de la masse du Soleil est concerné par la combustion de l'hydrogène (le cœur interne).
- 1. Calculer le bilan énergétique des trois réactions nucléaires.
- 2. Donner l'ensemble des réactions constituant la chaîne *pp*. en déduire pour une chaîne *pp* l'énergie libérée et le nombre de noyaux d'hydrogène consommés.
- 3. Donner une estimation du temps restant avant que le soleil ne cesse de briller.

Données numériques : Masse du soleil =  $2 \times 10^{30}$  kg,

$$\begin{cases} M({}_1^1H) = 1.0078250 u \\ M({}_1^2H) = 2.0141018 u \\ M({}_2^3He) = 3.0160293 u \\ M({}_2^4He) = 4.0026032 u \end{cases}$$

**Exercice 04 :**

On considère une réaction dite d'échange de charge, consistant à bombarder une cible de  ${}^{13}_6C$  avec un proton.



Expérimentalement, on constate que la réaction n'est possible que lorsque l'énergie cinétique du proton incident dépasse 3.24 MeV.

Nous allons utiliser ce résultat pour évaluer la valeur de  $R_0$ .

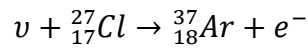
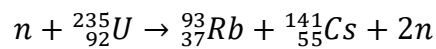
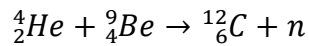
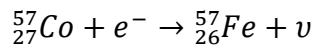
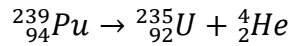
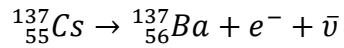
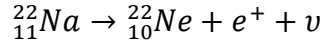
1. Déduire du constat expérimental la valeur numérique de  $Q$  pour cette réaction.
2. Exprimer  $Q$  en fonction des énergies de liaison des noyaux concernés, puis les paramètres de la formule semi-empirique.
3. En déduire la valeur de  $R_0$  en fin.

Données numériques :

$$\begin{cases} m_p = 1.00727646 u \\ m_n = 1.0086649 u \\ M({}^{13}N) = 13.0057386 u \end{cases}$$

**Solutions****Solution 01 :**

En respectant la conservation du nombre de nucléons  $A$  et de la charge  $Z$ , on aura :

**Solution 02 :**

La conservation du moment angulaire total impose :

$$\vec{J}(U) = \vec{J}(Th) + \vec{J}(He) + \vec{l}_\alpha$$

Comme  $J(He) = 0$ , on aura :

$$\vec{l}_\alpha = \vec{J}(U) - \vec{J}(Th)$$

Les valeurs de  $l_\alpha$  sont :

$$|J(U) - J(Th)| \leq l_\alpha \leq J(U) + J(Th)$$

$$1 \leq l_\alpha \leq 6$$

Les valeurs de  $l_\alpha$  sont donc :  $l_\alpha = 1, 2, 3, 4, 5$ , ou  $6$ .

Il est nécessaire d'assurer la convention de la parité, on a donc :

$$\pi(U) = \pi(Th) \times \pi(He) \times (-1)^{l_\alpha}$$

$(-1)^{l_\alpha}$  est la parité associée au fait que la particule alpha  $\alpha$  est émise dans un état du moment angulaire orbital  $l_\alpha$ .

On a donc :  $-1 = +1 \times (-1)^{l_\alpha}$ .

Donc, les seules valeurs de  $l_\alpha$  qui sont autorisée, soit :  $l_\alpha = 1, 3, \text{ ou } 5$ .

**Solution 03 :**

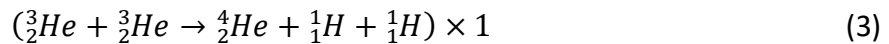
1.

$$Q_1 = [2M({}_1^1H) - M({}_1^2H) - 2m_e]c^2 = 0.42 \text{ MeV}$$

$$Q_2 = [M({}_1^2H) + M({}_1^1H) - M({}_2^3He)]c^2 = 5.49 \text{ MeV}$$

$$Q_3 = [2M({}_2^3He) - M({}_2^4He) - 2M({}_1^1H)]c^2 = 12.86 \text{ MeV}$$

2. La chaîne  $pp$  nécessite les réactions nucléaires suivantes :



L'énergie libérée au total est donc :

$$Q_{pp} = 2 \times Q_1 + 2 \times Q_2 + Q_3 = 2 \times 0.42 + 2 \times 5.49 + 12.86 = 24.7 \text{ MeV}$$

Le nombre de noyaux d'hydrogène consommés est quatre protons.

3. En premier lieu, il est faut connaître le nombre des noyaux d'hydrogène consommés par seconde :

$$4({}_1^1H) \rightarrow Q_{pp} = 24.7 \text{ MeV}$$

$$N \rightarrow E = 3.83 \times 10^{26} \text{ J}$$

Donc,  $N = 3.88 \times 10^{38}$

$$t = \frac{10}{100} \times \frac{M_{\text{soleil}}}{NM({}_1^1H)} = 3.23 \times 10^{17} \text{ s} \cong 10^{10} \text{ ans}$$

Equivalent à 10 milliards d'années.

**Solution 04 :**

1-Pour qu'une réaction soit possible il faut:

- L'énergie cinétique du projectile doit permettre de franchir la barrière coulombienne.

$$\text{On calcule } B_C = \frac{\alpha \hbar c}{R_0} \times \frac{6}{1+13^{1/3}} = 2.06 \text{ MeV}.$$

Il faut donc que l'énergie cinétique soit supérieure à  $14/13 \times B_C = 2.20 \text{ MeV}$ .

- Seuil de la réaction nucléaire.

$$T_{seuil} = \frac{-Q(m_n + m(N))}{m_n + m(N) - m_p} = 3.24 \text{ MeV}$$

Cela permet de calculer  $Q = -3 \text{ MeV}$ .

Il s'agit d'une réaction endoénergétique, qui nécessite que l'énergie cinétique du projectile soit supérieure à 3.24 MeV.

$$2- Q = [m_p + m(C) - m_n - m(N)]c^2 = (B(^{13}\text{N}) - B(^{13}\text{C})) = \frac{-12a_c}{A^{1/3}}$$

$$3- \text{On a : } a_c = \frac{3\alpha\hbar c}{5R_0}$$

$$\text{D'où } R_0 = -\frac{1}{Q} \times \frac{12}{13^{1/3}} \times \frac{3}{5} \times \alpha\hbar c = 1.46 \text{ fm}$$

## Chapitre III

### Radioactivité

#### III.1. Introduction.

Ce chapitre introduit les aspects généraux liés au processus de la radioactivité ; la radioactivité est un phénomène spontané au cours duquel le noyau se transforme en un noyau plus lié.

#### III.2. Les différents types de radioactivité.

Il existe trois types de radioactivité.

##### III.2.1- La radioactivité alpha :

La particule émise est un noyau d'hélium.



Cette radioactivité a été la première à être mise en évidence ; elle n'a lieu que si le nombre atomique du noyau est supérieur au nombre magique de 82.

##### III.2.2- La radioactivité p :

Une mise en évidence incontestable a été faite sur le  ${}^{53}Co$ , qui se désintègre parallèlement par émission des positrons ( $e^+$ ) et de protons (les protons n'étant pas émise de manière différée, comme dans le cas des neutrons de certaines produits de fission). On a obtenu ce radionucléide en bombardant la cible  ${}^{54}Fe$  par les protons d'un cyclotron, selon :



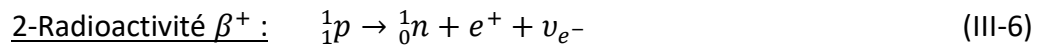
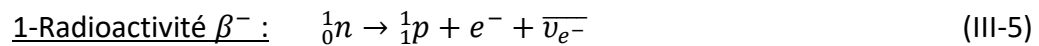
${}^{53}Co$  émet des protons de 1.57 MeV, avec une période de 0.24 s. Cette radioactivité  $p$ , très intéressante du point de vue théorique, est un phénomène exceptionnel.

##### III.2.3- La radioactivité bêta:

Dans la radioactivité bêta, le noyau émet un électron négatif (négaton  $\beta^-$ ) ou positif (positron  $\beta^+$ ) selon les équations :

**III.2.3.1-Radioactivité  $\beta^-$  :****III.2.3.2-Radioactivité  $\beta^+$  :**

Le noyau produit est un isobare du noyau initial, cette radioactivité est possible quelque soit la valeur du nombre atomique, et jusqu'au neutron ( $Z = 0$ ). On considère que la radioactivité bêta est produite par les réactions phénoménologiques (principe de conservation de l'énergie non applicable).



$\nu_{e^-}$  étant neutrino,  $\bar{\nu}_{e^-}$  un antineutrino. La théorie de la radioactivité bêta joue un rôle important dans les idées sur la structure ultime de la matière.

Certains noyaux peuvent être à la fois émetteurs de  $\beta^+$  et  $\beta^-$  dans une espèce nucléaire donnée. La proportion de ces deux types d'émissions radioactives est toujours la même.

**III.2.4- La capture électronique (C.E):**

Le phénomène de capture électronique (C.E) donne le même noyau que s'il y avait radioactivité  $\beta^+$ .



Ou



Dans ce cas, les neutrinos émis sont mono-énergétiques.

**III.2.4- Emission des rayons gamma:**

Dans quel processus de radioactivité que ce soit, le noyau produit peut être laissé dans un niveau énergétique excité ; il désexcite par émission d'un photon gamma. Enfin, un phénomène



spontané d'émission gamma ( $\gamma$ ) de période longue, l'isomérisme nucléaire est désigné parfois sous le nom de « radioactivité gamma ».

### III.3. Lois de décroissance.

#### III.3.1- Le noyau produit est stable:

L'hypothèse fondamentale est la suivante : la radioactivité est un phénomène spontané, obéissant aux lois de la statistique : étant donné, à un instant  $t$ , une quantité de substance radioactive contenant  $N$  atomes, le nombre  $dN$  d'atomes qui se désintègrent dans un intervalle de temps  $dt$  est proportionnel au nombre total  $N$  d'atomes, dans un rapport de proportionnalité qui caractérise la nature de cette substance radioactive :

$$dN = -\lambda N dt \quad (\text{III-9})$$

Le signe (-) indique qu'il y a diminution progressive du nombre  $N$  des atomes radioactifs ;  $\lambda$  est la constante radioactive de l'espèce nucléaire considérée.

L'intégration donne le nombre d'atomes  $N$  présents à l'instant  $t$  :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{III-10})$$

$N_0$  étant le nombre des atomes à l'instant  $t = 0$ , cette formule indique que la probabilité pour que ce noyau demeure intact à l'instant  $t$  est  $e^{-\lambda t}$ , la probabilité pour qu'il soit désintégré au bout de ce temps est :

$$1 - e^{-\lambda t} \quad (\text{III-11})$$

Soit une substance radioactive disparaissant lentement ( $\lambda$  petit) de façon que le nombre des noyaux présents reste pratiquement constant pendant la durée des expériences ; dans un temps défini, on constatera en moyenne un nombre  $n$  de désintégrations.

La probabilité, au cours d'une mesure, de trouver un nombre  $n'$  qui peut être différent de  $n$ , suit la loi de Poisson :

$$W(n') = \frac{n^{n'}}{n!} e^{-n} \quad (\text{III-12})$$

D'autre part, on a fait des nombreuses expériences pour vérifier si la constante radioactive  $\lambda$  est bien indépendante des conditions physiques dans lesquelles est placé l'élément (température, pression, champs électrique et magnétique, etc....), aucune vérification n'a été observée.

Dans l'immense majorité des cas, cette influence est négligeable et inférieure aux erreurs expérimentales.

### III.3.1.1- La moyenne de la vie d'un atome radioactif:

La probabilité d'un atome de subsister encore à l'instant  $t$  est  $e^{-\lambda t}$ . La probabilité de se désintégrer dans l'intervalle  $(t, t+dt)$  est  $\lambda dt$ . La probabilité que la vie du noyau soit  $t$  est :

$$e^{-\lambda t} \cdot \lambda dt \quad (\text{III-13})$$

La vie moyenne  $\tau$  est:

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} \lambda dt = \frac{1}{\lambda} \quad (\text{III-14})$$

La vie moyenne est l'inverse de la constante radioactive, c'est le temps au bout duquel le nombre moyen d'atomes qui subsistent est  $N_0/e$ . Pratiquement, on caractérise les corps radioactifs par une autre durée.

### III.3.1.2- La période :

C'est le temps à la fin duquel a disparu, en moyenne la moitié du nombre initial des atomes.

On voit immédiatement que :

$$t_{1/2} = \tau \cdot \log 2 = 0.693\tau \quad (\text{III-15})$$

La période  $t_{1/2}$  est un emploi très facile. Au bout d'un temps égal à  $k$  fois la période, on a :

$$N = N_0 e^{-\lambda k t_{1/2}} = \frac{N_0}{2^k} \quad (\text{III-16})$$

Ce qui permet des calculs rapides de décroissance.

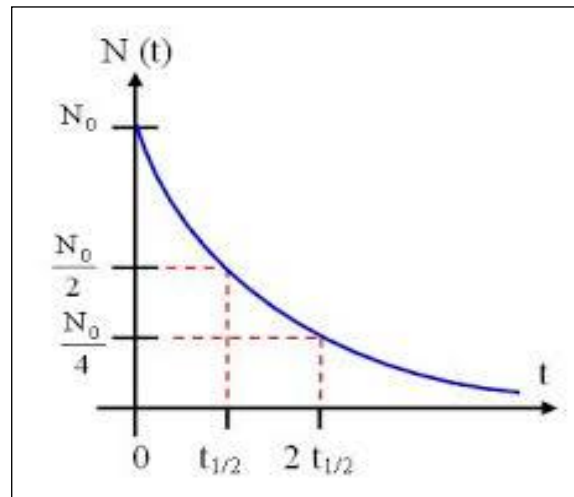


Fig. III.1 : La courbe exponentielle de décroissance radioactive.

### III.3.1- Le noyau produit est radioactif:

Un nucléide radioactif de constante  $\lambda_1$  (le parent) donne une espèce nucléaire, elle-même radioactive de constante  $\lambda_2$  (le produit). On peut à l'instant initial, d'une certaine quantité de parent pur contenant  $P_0$  atomes (nombre initial d'atomes de produit est  $Q_0 = 0$ ).

A l'instant  $t$ , les nombres d'atomes de parent et de produit sont  $P$  et  $Q$ .

D'une part :

$$dP = -\lambda_1 P dt \quad (\text{III-17})$$

D'autre part :

$$dQ = (\lambda_1 P - \lambda_2 Q) dt \quad (\text{III-18})$$

L'intégration et la résolution de ces deux équations donnent :

$$\begin{cases} P = P_0 e^{-\lambda_1 t} \\ Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (\text{III-19})$$

Le mode de variation de  $Q$  en fonction du temps dépend des valeurs relatives des constantes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ .

- a) Dans le cas où le parent se désintègre beaucoup plus rapidement que le produit ( $\lambda_1 \gg \lambda_2$ ), après une région de transition rapide, dont le maximum  $M_1$  s'obtient en dérivant la

formule première des équations (11), la courbe suit une décroissance correspondant à la constante radioactive  $\lambda_2$ .

- b) Un second cas important est celui où la substance parente possède une période très longue par rapport à celle du produit ( $\lambda_2 \gg \lambda_1$ ) peut se mettre sous la forme suivante :

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t})$$

$\lambda_1$  étant négligeable devant  $\lambda_2$ , donc :

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} P_0 e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{-\lambda_2 t}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} P (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{III-20})$$

La courbe donnant  $Q$  en fonction du temps, après avoir atteint son maximum  $M_2$ , suit une décroissance exponentielle correspond à la constante radioactive  $\lambda_1$ .

La période du parent étant très grande, la courbe au-delà de  $M_2$  est presque une droite parallèle à l'axe des temps.

Après un temps assez grand :

$$\begin{cases} Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} P \\ \lambda_2 Q = \lambda_1 P \end{cases} \quad (\text{III-21})$$

Il s'établit un équilibre dit « séculaire » entre le parent et le produit.

### **III.4. Quelques applications.**

#### **III.4.1. Les applications de la radioactivité:**

Nous connaissons tous la capacité de l'énergie nucléaire à créer de l'électricité, mais la radioactivité intervient à bien d'autres niveaux de notre quotidien. Quelques exemples...

1. Le silicium est présent librement dans le sol. Il est « dopé » dans un réacteur de recherche nucléaire pour ensuite être utilisé dans des éoliennes, des panneaux solaires ou des véhicules hybrides par exemple.
2. En Belgique, des dizaines de milliers de tonnes de denrées alimentaires sont traitées chaque année par la radioactivité dans l'industrie alimentaire afin d'éliminer des germes de maladie.
3. La technologie nucléaire peut contribuer à réduire l'utilisation des pesticides. Afin de lutter contre les insectes nuisibles, les mâles sont stérilisés aux rayons gamma puis relâchés dans la nature. Au fil du temps, la population d'insectes diminue jusqu'à ne plus représenter de danger.
4. Chaque année, des dizaines de milliers de patients doivent leur diagnostic et leur traitement à la médecine nucléaire. Grâce aux techniques d'imagerie médicale actuelle, il est possible aujourd'hui de détecter des anomalies que d'autres examens n'auraient pas pu mettre en lumière.
5. La médecine nucléaire est également utilisée à des fins thérapeutiques, notamment dans la lutte contre de nombreux cancers.
6. La technologie nucléaire permet aussi, notamment, de mieux répertorier les réserves d'eau en sous-sol.
7. Elle est également appliquée dans la plupart des grandes branches industrielles pour la détection d'incendie ou d'explosifs, comme c'est le cas notamment avec les rayons X dans les aéroports.

8. Grâce à la technologie nucléaire, les sondes spatiales disposent d'un entraînement puissant lorsqu'elles sont très éloignées d'une étoile qui fournit de la lumière pour les panneaux solaires.
9. L'approvisionnement en énergie provient des batteries qui fonctionnent sur la base de petites sources radioactives. Celles-ci sont particulièrement compactes et peuvent fonctionner plusieurs années sans entretien.

### **III.5. Dosimétrie (radioprotection).**

#### **III.5.1- La dosimétrie.**

##### **III.5.1.1-La mesure des doses.**

La dosimétrie est la mesure des rayonnements ionisants, en un lieu donné ou sur une personne (on parle alors de dosimétrie individuelle). Outil de la radioprotection, elle a pour objet de fournir une estimation de grandeurs telles que la dose équivalente ou la dose efficace résultant de l'exposition.

La grande variété des situations et des rayonnements a conduit à une grande diversité de cas où la dosimétrie entre en jeu. On distingue ainsi selon le type de rayonnements, la dosimétrie photon, bêta, neutron, éventuellement alpha ... Pour un organisme vivant, selon l'origine du rayonnement, on distingue la dosimétrie interne (la source est dans l'organisme), de la dosimétrie externe (la source est à l'extérieur de l'organisme).

- Si le rayonnement est interne, la mesure de dose est délicate. Elle peut se faire de manière indirecte (par l'analyse de selles, d'urine...), par une mesure directe (anthroporadiométrie), ou dans des applications médicales par des systèmes de dosimétrie in-vivo.
- Si le rayonnement est uniquement externe (irradiation), ce qui est le cas le plus fréquent, la dosimétrie fait appel à des détecteurs appelés dosimètres. La réglementation impose des dosimètres qui doivent être portés à la poitrine par tout travailleur susceptible d'être exposé aux rayonnements ionisants. Mesurant la dose cumulée sur une période allant de un à quelques mois, ils sont dits *passifs*. Les dosimètres passifs permettent de suivre sur la durée leur exposition.

En parallèle, s'il s'agit de surveiller un lieu de travail, on utilisera des dosimètres d'ambiance placés dans une position fixe.

Réglementairement, tous les travailleurs identifiés comme soumis à des rayonnements ionisants doivent porter une dosimétrie passive corps entier à lecture différée. En plus de ce dosimètre corps entier, il existe pour certains métiers des dosimètres passifs spécifiques pour des parties du corps susceptibles d'être plus exposées comme les doigts (par exemple, en chirurgie ou dans l'industrie nucléaire lors du travail en boîte à gants) ou le cristallin de l'œil (par exemple, en chirurgie).



La dosimétrie individuelle permet une surveillance radiologique (vérification que les doses reçues sont dans les limites réglementaires), mais elle doit aussi apporter le maximum d'informations en cas d'irradiations accidentelles et si possible servir d'alarme dans ces situations. Pour parer à ces dernières, certains travailleurs disposent également d'une dosimétrie opérationnelle à lecture directe et permettant d'avoir des alarmes. On aura recours pour cela à des dosimètres actifs à même de mesurer les débits de doses, le rayonnement instantané.

La variété des situations et des rayonnements a conduit à une grande diversité des dosimètres, qui doivent en outre s'adapter régulièrement aux changements des limites réglementaires (c'est parfois même leurs améliorations qui permettent de définir de nouvelles limites).

La dosimétrie individuelle a longtemps été assurée par des dosimètres photographiques, les dosifilms, les films-badges. Pas assez sensibles, ils sont remplacés aujourd'hui par des dosimètres OSL, radiophotoluminescents ou thermoluminescents.

Enfin les dosimètres doivent pouvoir fonctionner dans des environnements très variés (température, humidité, orientation, etc.), ce qui affecte en général leur précision. Grâce aux avancées des techniques de détection et des possibilités offertes par le numérique la dosimétrie évolue et progresse beaucoup.

La radioprotection des personnels exposés aux risques dus aux rayonnements ionisants fait l'objet d'une réglementation stricte qui évolue. Cette réglementation impose un suivi des doses reçues en particulier grâce à des dosimètres réglementaires portés à la poitrine par tout travailleur susceptible d'être exposé à ces rayonnements. Les résultats nominatifs sont transmis à des conseillers en radioprotection (auparavant "personnes compétentes en radioprotection") ainsi qu'au médecin du travail des salariés concernés.

**Exercices****Exercice 01 :**

L'uranium  ${}^{238}_{92}\text{U}$  est un émetteur  $\alpha$ .

1. Ecrire la réaction.
2. Calculer l'énergie dégagée  $Q$  en suppose que le noyau fils est obtenu dans son état fondamental.
3. Calculer l'énergie cinétique du noyau fils et celle de la particule alpha.

On donne les masses atomiques suivantes :

$$M({}^{238}_{92}\text{U}) = 238.050788 \text{ u} ; M({}^{234}_{90}\text{Th}) = 234.043601 \text{ u} ; M({}^4_2\text{He}) = 4.002603 \text{ u}.$$

On prendra  $1 \text{ u} = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ .

**Exercice 02 :**

1. Quelle est la quantité d'uranium ( ${}^{235}\text{U}$ ) ( $t_{1/2} = 4.45$  milliards d'années) et du cobalt  ${}^{60}\text{Co}$  ( $t_{1/2} = 5.3$  ans) nécessaire pour obtenir une activité de  $1 \text{ Ci}$  ( $3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ ) ?
2. Dans 300 ans, quelle sera l'activité de ces quantités.
3. Quelle est l'activité de  $1 \text{ g}$  de  ${}^{235}\text{U}$  et de  $1 \text{ g}$  de  ${}^{60}\text{Co}$ .

**Exercice 03 :**

Le neutron libre se désintègre par émission  $\beta^-$  avec une période de 14 minutes et 47 secondes. Ecrire la réaction de désintégration et calculer l'énergie libérée.

La désintégration du proton par radioactivité  $\beta^+$  est-elle énergétiquement possible ?

**Exercice 04 :**

Le  $\text{Ra-226}$  est émetteur  $\alpha$  avec une période de 1600 ans. L'énergie totale libérée lors de la désintégration est  $Q_\alpha = 4.871 \text{ MeV}$ .

1. Ecrire la réaction de désintégration.
2. Calculer l'énergie cinétique de la particule  $\alpha$  et l'énergie de recul du noyau fils.

Soit un échantillon contenant  ${}^{226}\text{Ra}$  ayant une activité de  $10^6 \text{ Bq}$ .

3. Calculer l'activité de cet échantillon il y a 24 000 ans et dans 24 000 ans.

**Solutions****Solution 01 :**

- ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{234}\text{Th} + {}_2^4\text{He}.$
- $Q = \Delta mc^2 = 0.004584 \times 931.5 = 4.27 \text{ MeV}.$
- $E_\alpha = 0.07 \text{ MeV}$  et  $E_{\text{Th}} = 4.20 \text{ MeV}.$

**Solution 02 :**

$$1. A = \lambda N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} N$$

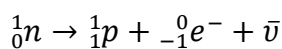
$$N = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} A = \frac{4.5 \times 10^9 \times 365 \times 24 \times 3600 \times 3.7 \times 10^{10}}{\ln 2} = 7.6 \times 10^{27}$$

$$\text{La masse } m = \frac{N}{N_A} A = \frac{7.6 \times 10^{27}}{6.02 \times 10^{23}} 235 \cong 3 \text{ tonnes d}'{}^{238}\text{U}.$$

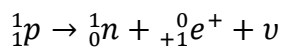
Pour le  ${}^{60}\text{Co}$ , on a :  $N = 8.9 \times 10^{18}$  et  $m = 0.89 \text{ mg}.$

- Dans 300 ans l'activité de  ${}^{235}\text{U}$  sera pratiquement la même. Pour le  ${}^{60}\text{Co}$ , 300 ans correspondent à 56.6 périodes donc par une division par  $10^{17}$  de l'activité et celle-ci aura pratiquement disparue.

- Pour 1g,  $A = \lambda N = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} N = \frac{\ln 2 \times 6.02 \times 10^{23}}{t_{1/2} A} = 12300 \text{ Bq}$  de  ${}^{238}\text{U}$  et  $A \approx 41.4 \text{ TBq} = 1120 \text{ Ci}$  de  ${}^{60}\text{Co}.$

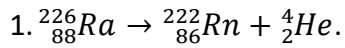
**Solution 03 :**

$$Q_{\beta^-} = (m_n - m_p - m_e)c^2 = 0.782 \text{ MeV}$$



$$Q_{\beta^+} = (m_p - m_n - m_e)c^2 = -1.804 \text{ MeV}$$

La dernière réaction n'est pas possible spontanément car elle est endothermique.

**Solution 04 :**

2.  $E_\alpha = Q_\alpha \frac{222}{226} = 4.785 \text{ MeV}$  et  $E_{\text{Rn}} = Q_\alpha \frac{4}{226} = 0.086 \text{ MeV}$ .

3. L'activité est divisée par deux à chaque période. 24 000 ans représentent 15 périodes.

Comme  $2^{15} = 32768$ , l'activité il y a 24 000 ans était de  $3.28 \times 10^{10}$  Bq, soit 0.89 Ci.

Dans 24 000 ans elle sera  $10^6/32768 = 30$  Bq.

## Chapitre IV

### L'énergie nucléaire

#### IV.1. Introduction.

Ce chapitre constitue une introduction à la thématique de la production d'énergie par les réacteurs de fissions. On s'intéresse en particulier aux choix technologiques définissant les différentes filières de réacteurs.

#### IV.2. Fission nucléaire.

On trouve dans ce cours une étude théorique de la fission spontanée déduite du modèle de la goutte liquide. On considère uniquement le cas de la fission par neutrons.

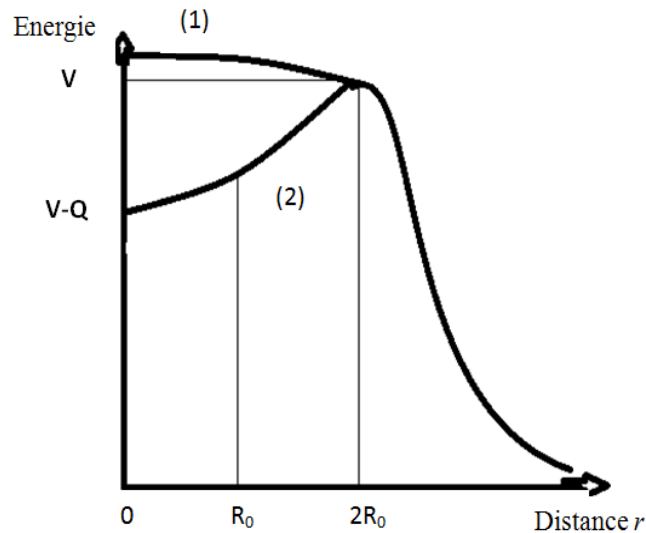
##### IV.2.1-Application du modèle de puits de potentiel :

Considérons, pour simplifier, le cas de la fission symétrique et appliquons le modèle à deux corps déjà employé dans la radioactivité alpha. Chaque fragment comme une sphère de rayon

$$R_0 = r_0 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} \quad (\text{IV-1})$$

A étant le nombre de masse du noyau fissile. Soit r la distance des centres des deux sphères ; l'énergie potentielle entre ces deux sphères est :

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\left(\frac{Z}{2}\right)^2 e^2}{r} \quad (\text{VI-2})$$



**Fig. IV. 1 :** Modèle de puits de potentiel appliqué au cas de fission : (1) fission spontanée immédiate, (2) fission induite.

Lorsque les deux sphères se touchent ( $r = 2R_0$ ), les forces nucléaires commencent à s'exercer. Dans le cas où elles sont suffisamment intenses, pour  $r < 2R_0$  l'énergie potentielle va décroître : il se forme un puits de potentiel, et le noyau constitué par l'ensemble de ces deux sphères est stable. Au contraire, si pour  $r > 2R_0$ , l'énergie potentielle ne diminue pas, aucune stabilité n'est possible.

On considère donc la barrière de potentielle de la hauteur :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\left(\frac{Z}{2}\right)^2 e^2}{2R_0} \quad (\text{IV-3})$$

Deux cas sont à considérer, selon la quantité d'énergie dégagée par le processus de fission.

#### **IV.2.1-1-Fission spontanée :**

Les noyaux de ce type dont l'énergie potentielle est présentée par la courbe (1), ne peuvent pas être stables. Ils subissent instantanément la fission, ceci a lieu dans la plupart des cas pour  $Z > 100$ .

#### **IV.2.1-2-Fission induite :**

La courbe d'énergie potentielle a la forme (2), la fission continue à se produire par l'effet tunnel, cependant l'épaisseur de la barrière de potentiel devient important dès que  $(V-Q)$

augmente. La fission devra donc être induite par l'impact d'un projectile sur le noyau. Soit  $E_n$  l'énergie d'excitation prise par le noyau, par suite de la capture du neutron incident et soit  $T_n$  l'énergie cinétique de ce neutron.

On peut distinguer schématiquement deux cas :

**a) -  $E_n > (V - Q)$  :**

Dans ce cas, la fission se produit quelque soit l'énergie du neutron incident, même si  $T_n = 0$  c'est-à-dire s'il s'agit de neutrons thermiques. C'est le cas d'un certain nombre de noyaux lourds de N impaire comme  ${}^{233}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ , et  ${}^{241}_{95}\text{Am}$ , etc.... Ces isotopes ont une importance considérable pour l'utilisation industrielle de l'énergie atomique puisque les sections efficaces des neutrons thermiques sont particulièrement élevées.

**b) -  $E_n < (V - Q)$  :**

L'appoint d'énergie doit être apporté par l'énergie cinétique  $T_n$  du neutron. Il s'agit donc de fission « seuil ». Grossièrement, les seuils sont d'autant plus élevés que le nombre de masse est plus faible.

${}^{242}_{95}\text{Am}$	→	6.4 MeV
${}^{237}_{93}\text{Np}$	→	0.4 MeV
${}^{239}_{92}\text{U}$	→	6.2 MeV
${}^{238}_{92}\text{U}$	→	0.9 MeV
${}^{232}_{91}\text{Pa}$	→	6.2 MeV
${}^{232}_{90}\text{Th}$	→	1.3 MeV
${}^{209}_{83}\text{Bi}$	→	60 MeV

Seuls les noyaux les plus lourds peuvent être intéressants pour l'énergie atomique afin qu'une réaction en chaîne soit possible, il faut que l'énergie des neutrons émis dans la fission soit plus élevée que le seuil.

**IV.2.2-Particularités de la réaction de fission :**

Quelque soit la nature de noyau cible et le mode d'excitation, la physionomie particulière de la réaction de la fission provient de trois propriétés.



#### **IV.2.2.1-L'énergie produite :**

Prenons le cas de  ${}^{238}_{92}\text{U}$  et négligeant l'émission de neutrons, imaginons que ce noyau se coupe en deux fragments de même masse  $A/2 = 119$  et de nombre atomique  $Z/2 = 46$  (fission symétrique). Dans  ${}^{238}_{92}\text{U}$ , l'énergie de liaison par nucléon est de 7.60 MeV ; pour chaque fragment créé elle est de 8.46 MeV. L'énergie libérée par la fission est donc  $Q = 238 \times (8.46 - 7.60) = 200$  MeV.

Dans tous les cas, l'énergie libérée par noyau coupé est considérable plusieurs dizaines de fois supérieure à celle produite dans la plupart des réactions nucléaires.

#### **IV.2.2.2-Les fragments de fission :**

La coupure du noyau en deux fragments de masses comparables, et voisine de la moitié de celle du noyau initial, peut s'effectuer un grand nombre de façons différentes : sous l'impact de neutrons thermiques,  ${}^{235}_{92}\text{U}$  peut se couper de 30 façons différentes, donnant une soixantaine de fragments de fission distincts.

Chaque mode de coupure a une certaine probabilité de se produire.

#### **IV.2.2.3-L'émission de neutrons rapides :**

En même temps que les deux fragments, sont émis plusieurs neutrons rapides. Pour l'uranium et les voisins, les seuils de la réaction de fission sont assez faibles pour que les neutrons produits aient presque tous une énergie cinétique supérieure à celle qui correspond au seuil de la fission : ces neutrons sont donc capables de déclencher de nouvelles fissions, et ainsi de suite ; une réaction en chaîne est possible. Cette réaction en chaîne est exploitée sous forme « non-contrôlée » dans les explosifs atomiques, et sous forme contrôlée dans les réacteurs nucléaires.

### **IV.3. Réacteurs nucléaires.**

#### **IV.3.1. Définition et catégorie.**

Un réacteur nucléaire permet de produire une réaction de fission en chaîne et d'en contrôler l'intensité. Quatre constituants principaux sont nécessaires pour concevoir un réacteur nucléaire :

- ✓ un combustible dans lequel se produit la fission ;
- ✓ un fluide caloporteur, liquide ou gazeux, qui transporte la chaleur hors du cœur du réacteur pour ensuite actionner un turbine (turboalternateur) permettant la production d'électricité ;
- ✓ un modérateur (sauf pour les réacteurs à neutrons rapides) qui permet de ralentir les neutrons afin de favoriser la réaction en chaîne ;
- ✓ un moyen de contrôle de la réaction en chaîne. Il en existe deux types :
  - Des barres de commande constituées de matériaux absorbant les neutrons que l'on fait plus ou moins rentrer dans le cœur du réacteur.
  - Des corps dissous dans l'eau dont on peut faire varier la concentration au cours du temps (par exemple du bore sous forme d'acide borique).

#### ***IV.3.2. Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire.***

La fission consiste à casser des noyaux lourds, comme ceux de l'uranium 235 ou du plutonium 239. Sous l'effet de l'impact d'un neutron, les noyaux lourds se divisent en deux atomes plus petits, libèrent de l'énergie et des neutrons. C'est cette énergie qui est utilisée dans les réacteurs nucléaires. Les neutrons libérés peuvent alors aller percuter un autre atome lourd qui va se diviser en deux à son tour, etc. C'est la réaction en chaîne.

La réaction en chaîne est maintenue dans le cœur du réacteur si le nombre de neutrons produits par les fissions des atomes lourds est égal au nombre de neutrons qui disparaissent (par exemple absorbés par l'uranium 238). Le rapport de ces deux nombres (production divisée par disparition) est appelé coefficient de multiplication (ou « criticité ») et doit être égal à 1.

Si ce rapport est inférieur à 1, alors les neutrons disparaissent plus vite qu'ils ne sont produits et la réaction en chaîne va finir par s'arrêter et le réacteur aussi : le cœur est alors dit

« sous-critique ». A l'inverse, si le coefficient de multiplication est supérieur à 1, alors le nombre de neutrons présents dans le cœur va augmenter très rapidement, ce qui entraînera une augmentation du nombre de fissions et de l'énergie dégagée. La réaction en chaîne va donc s'emballer. Le réacteur est dit « sur-critique ».

### ***IV.3.3. Les différentes filières.***

Plusieurs technologies permettent de transformer l'énergie issue de la réaction de fission en électricité. On les caractérise par famille en fonction des composants principaux : combustible, modérateur (ou absence de modérateur) et caloporteur.

#### ***IV.3.3.1. La filière à eau « ordinaire » ou « légère » et à uranium enrichi en U 235 :***

Dans cette filière, il existe deux types de réacteurs : les Réacteurs à Eau Pressurisée ou sous pression (REP ou PWR) et les Réacteurs à Eau Bouillante (REB ou BWR). Plus de 80% du parc nucléaire en fonctionnement dans le monde est constitué de réacteurs exploitant cette filière. Les réacteurs REP sont les plus utilisés dans le monde (69% du parc actuel en puissance installée) et équipent tout le parc électronucléaire français (58 réacteurs en fonctionnement). Dans les REP et REB, l'eau joue le rôle de fluide caloporteur et de modérateur.

#### ***IV.3.3.2. La filière à eau lourde et à uranium naturel :***

Avec de nombreuses variantes, ces filières utilisent un combustible peu ou pas enrichi et un modérateur qui est l'eau « lourde » (oxyde de deutérium). Les grands pays utilisant cette filière sont le Canada et l'Inde. La France a exploité une centrale de ce type à Brennilis, en Bretagne. Elle est maintenant déclassée et en cours de démantèlement.

#### ***IV.3.3.3. La filière à neutrons rapides et à combustible plutonium et uranium naturel :***

Dans cette filière, le combustible utilisé est l'uranium 238 (99,28% de l'uranium naturel), transformé en plutonium 239 par absorption de neutrons rapides. Le plutonium généré est lui-même fissionné par une partie des neutrons.

## ***IV.4. La fusion.***

### ***IV.4.1. Définition.***

Réaction au cours de laquelle deux noyaux atomiques légers se soudent pour n'en former qu'un seul. Ces réactions libèrent une grande quantité d'énergie.

La fusion est la source d'énergie du soleil et des autres étoiles. Une étoile commence à briller quand la matière en son cœur atteint, sous l'effet des forces de gravitation, des densités et des températures suffisantes pour déclencher des réactions thermonucléaires libérant de l'énergie. La tendance du plasma à se disperser, donc à se refroidir, est contrebalancée par la force gravitationnelle.

Sur terre, le confinement gravitationnel est impossible. Deux voies sont étudiées pour reproduire ces réactions:

- Porter à très haute pression et à haute température un petit volume de matière pendant un temps extrêmement court. On cherche ainsi à obtenir le plus grand nombre possible de réactions de fusion avant que le plasma ne se disperse. On parle alors de confinement inertiel.
- Piéger et maintenir à très haute température un plasma. Ce plasma est confiné dans une boîte immatérielle de forme torique créée par des champs magnétiques. On parle alors de confinement magnétique.

#### ***IV.4.2. Processus de fusion.***

Le processus de fusion nucléaire ne peut avoir lieu que dans des conditions de température et de pression particulières. A titre d'exemple, au cœur du Soleil, la pression est égale à 200 milliards de fois la pression atmosphérique terrestre et la température centrale atteint environ 15 millions de degrés. Dans ces conditions, les noyaux légers d'hydrogène (75% de la composition du Soleil) fusionnent en noyaux d'hélium (24%) approximativement deux fois plus lourds, créant ainsi la lumière et la chaleur que nous recevons. Selon les calculs, 620 millions de tonnes d'hydrogène y sont transformés en 615,7 millions de tonnes d'hélium chaque seconde

#### ***IV.4.3. Les enjeux de la domestication de la fusion nucléaire.***

##### ***IV.4.3.1. Les avantages de ce procédé :***

Si le principe novateur des centrales à fusion nucléaire est validé scientifiquement et technologiquement il permettra de développer une nouvelle source abondante d'énergie complémentaire de la fission nucléaire.

***IV.4.3.2. Les avantages écologiques :***

La fusion génère peu de déchets radioactifs, en plus de courte durée de vie, et pas de gaz à effet de serre. De plus, elle écarte tout risque d'emballement de la réaction nucléaire et donc toute menace d'explosion. Contrairement au procédé de fission nucléaire, la moindre perturbation au sein d'un réacteur à fusion par confinement magnétique entrainerait un refroidissement puis un arrêt spontané des réactions de fusion.

***IV.4.3. Les avantages économiques :***

La fusion nucléaire fait appel à des combustibles (deutérium, lithium) présents en grande quantités sur notre planète, de quoi alimenter les éventuels réacteurs à fusion pour de nombreux millénaires. Les risques de pénurie énergétique seraient donc écartés. Quelques grammes de combustible suffiraient pour déclencher et entretenir les réactions de fusion. Une centrale à fusion de 1 000 MWe aurait ainsi besoin de 125 kg de deutérium et de 3 tonnes de lithium (contre 2,7 millions de tonnes de charbon pour une centrale thermique de même puissance) pour fonctionner toute une année.

**Exercices****Exercice 01 :**

Supposons que l'énergie utilisable (transformée en chaleur) lors de la fission d'un noyau  ${}_{92}^{235}\text{U}$  induite par un neutron thermique est de 190 MeV. Le reste étant emmené par les antineutrinos et une partie des  $\gamma$ .

1. Calculer le nombre de fissions par seconde nécessaires pour produire une puissance de 1000 MW électrique (le rendement d'un REP est de 33 %).
2. Quelle est la masse correspondante ?
3. Combien de combustible enrichi à 3.5 % d' ${}^{235}\text{U}$  faut-il par jour si le réacteur fonctionne 100 % du temps.

**Exercice 02 :**

6 eV sont produits quand un atome de carbone se combine avec deux atomes d'oxygènes.

1. On déduira l'énergie dégagée par la combustion de 1 g de carbone.
2. La comparer à celle produite par la fission de 1 g de  ${}_{92}^{235}\text{U}$ .

**Exercice 03 :**

On bombarde une cible d'  ${}_{13}^{27}\text{Al}$  avec des protons de 15 MeV ce qui forme un noyau composé.

1. Quelle est l'énergie d'excitation du noyau composé obtenu ?
2. Calculer l'énergie d'excitation nécessaire pour que le noyau composé émette un neutron, une particule alpha. Ces émissions sont-elles possibles dans cette expérience ?

**Données numériques :**

$$M({}_2^4\text{He}) = 4.002603 u ;$$

$$M({}_{13}^{27}\text{Al}) = 26.981538 u ;$$

$$M({}_{14}^{28}\text{Si}) = 27.976926 u ;$$

$$M({}_{14}^{27}\text{Si}) = 26.986704 u ;$$

$$M({}_{12}^{24}\text{Mg}) = 23.985041 u$$

**Solutions****Solution 01 :**

1. Il faut une puissance de 3000 MW, soit  $3 \times 10^9$  J/s. Une fission libère  $190 \times 1.6 \times 10^{-19}$  J. Le nombre de fission vaut donc :

$$N = \frac{3 \times 10^9}{190 \times 1.6 \times 10^{-19}} = 9.9 \times 10^{19} \text{ fissions/seconde.}$$

2. La masse correspondante est :  $m = \frac{9.9 \times 10^{19}}{6.02 \times 10^{23}} 235 = 0.0385 \text{ g.}$

3. Par jour il faudra 3.3 kg d' $^{235}\text{U}$ , soit 95 kg de combustible.

**Solution 02 :**

1-

$$\begin{cases} 1 \text{ atome de C} \rightarrow 6 \text{ eV} \\ N_A \rightarrow E \text{ pour } 12 \text{ g} \end{cases}$$

$$E = 6 \times N_A = 3.612 \times 10^{24} \text{ eV}$$

L'énergie pour un gramme de carbone est:  $E'(C) = \frac{E}{12} = 3.01 \times 10^{23} \text{ eV.}$

2- Pour atome de  $^{235}\text{U}$ , l'énergie libérée est 190 MeV.

$$\begin{cases} 1 \text{ atome de } ^{235}\text{U} \rightarrow 190 \text{ MeV} \\ N_A \rightarrow E \text{ pour } 235 \text{ g} \end{cases}$$

$$E = 190 \times N_A = 1.144 \times 10^{26} \text{ MeV}$$

$$E'(U) = \frac{E}{235} = 4.87 \times 10^{23} \text{ MeV.}$$

$$E'(U) \gg E'(C)$$

**Solution 03 :**

1. Le Q de la réaction vaut :

$$Q = \Delta Mc^2 = 11.58 \text{ MeV}$$

L'énergie d'excitation totale est donc  $E^* = 23 \text{ MeV.}$

2. L'émission d'un neutron correspond à la réaction :  ${}_{14}^{28}\text{Si} \rightarrow {}_{14}^{27}\text{Si} + {}_0^1n$ , l'énergie de séparation du neutron vaut : 17.2 MeV, l'émission d'un neutron est donc possible puisque l'énergie d'excitation est de 23 MeV. Pour l'émission de la particule alpha, la réaction est  ${}_{14}^{28}\text{Si} \rightarrow {}_{12}^{24}\text{Mg} + {}_2^4\text{He}$ : L'énergie de séparation de la particule alpha est de 9.98 MeV. L'émission de la particule alpha est aussi énergétiquement possible.



## Références

- I. D. Blanc, Physique Nucléaire, Paris, Edition Masson et Cie, 1973.
- II. L. Valentin, Physique Subatomique (noyaux et particules), Paris, Edition Hermann, 1975.
- III. F. Mayet, Physique Nucléaire Appliquée, Paris, Edition De Boeck, 2015.
- IV. C. Le Sech, C. Ngô, Physique Nucléaire, Paris, Edition Dunod, 2014.