

**Cours & Exercices**  
**Physique Nucléaire**  
**L3/SM**

Année Universitaire 2022/2023

Dr : Fouzia. Bouchelaghem

Département de Physique

Université Mohamed Boudiaf M'Sila

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>1</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>4</b>
<b>Table des figures</b>	<b>5</b>
<b>1 Structure de l'atome</b>	<b>7</b>
1.1 Constituants subatomiques de la matière : . . . . .	7
1.2 Caractéristiques de l'atome . . . . .	7
1.3 Nombre de masse A . . . . .	7
1.4 Isotopes . . . . .	8
1.5 Unité de masse atomique uma . . . . .	8
1.6 Les particules élémentaires . . . . .	9
1.6.1 Les fermions . . . . .	9
1.6.2 Les quarks . . . . .	9
1.6.3 Les leptons . . . . .	9
1.7 Les particules élémentaires d'interaction ou Bosons de jauge . . . . .	10
<b>2 Propriétés générales des collisions</b>	<b>11</b>
2.1 Introduction . . . . .	11
2.2 Etude classique . . . . .	11

2.3	Diffusion Coulombienne . . . . .	13
2.4	Section efficace . . . . .	15
2.4.1	Etude classique . . . . .	15
2.4.2	Etude quantique . . . . .	17
2.5	Ondes partielles . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Propriétés générales du noyau atomique</b>	<b>25</b>
3.1	Energie de liaison d'un noyau . . . . .	25
3.1.1	Noyau stable . . . . .	25
3.1.2	Modèle de la goutte liquide . . . . .	26
3.1.3	Energie de liaison par nucléon . . . . .	27
3.2	Stabilité des noyaux . . . . .	27
3.3	Critère de stabilité . . . . .	28
3.4	Modèle des couches . . . . .	28
3.5	Moment multipolaires . . . . .	32
3.5.1	Moment dipolaire magnétique d'un nucléon . . . . .	32
3.5.2	Moment quadrupolaire électrique . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Désintégrations radioactives</b>	<b>34</b>
4.1	Loi de conservation de Soddy . . . . .	34
4.2	Propriétés des rayonnement radioactifs . . . . .	34
4.2.1	Radioactivité $\alpha$ . . . . .	35
4.2.2	Radioactivité $\beta$ : . . . . .	35
4.2.3	Radioactivité gamma : . . . . .	37
4.3	Lois générales des décroissances radioactives . . . . .	37
4.3.1	La constante de temps : . . . . .	39
4.3.2	Demi-vie $t_{1/2}$ (s) d'un nucléide radioactif . . . . .	39
4.4	Aspects énergétiques des radioactivités . . . . .	40
4.4.1	Energie de masse : . . . . .	40

4.4.2	Défaut de masse :	40
4.5	Utilisation des radioisotopes	41
<b>5</b>	<b>Réaction nucléaire</b>	<b>44</b>
5.1	Définition	44
5.2	Energie libérée par la réaction Q	45
5.3	Principales réactions	45
5.3.1	Capture radioactive	45
5.3.2	Capture photonucléaire	46
5.4	Réaction de transmutation (Transfer)	46
5.5	La fusion nucléaire	46
5.6	La fission nucléaire	47
5.7	L'énergie nucléaire	48
5.7.1	Energie nucléaire	48
5.7.2	Bilan d'énergie	49
5.8	La nucléosynthèse :	51
5.9	Détection des particules et notion de radioprotection	51
5.9.1	Effet biologiques des rayonnements ionisants	51
5.9.2	Les rayonnements ionisants :	51
5.9.3	Effets pathologiques des rayonnements ionisants	51
5.10	Dosimétrie	52
5.11	Les grandeurs dosimétriques utilisées en Radiobiologie et en Radioprotection	52
5.11.1	La dose absorbée D :	52
5.11.2	La dose absorbée H :	52
5.11.3	Dose efficace E :	53
	<b>Bibliographie</b>	<b>54</b>
<b>6</b>	<b>Partie Exercices</b>	<b>55</b>

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des particules subatomiques . . . . .	9
1.2	Les constituants élémentaires de la matière : bosons (forces) et fermions (matière) . . . . .	10

# Table des figures

2-1	La collision classique entre deux masses. . . . .	12
2-2	Collision entre deux particules chargées. . . . .	15
2-3	Section efficace de diffusion. . . . .	17
2-4	. . . . .	20
2-5	Propagation des ondes transversales par un potentiel $V(R)$ . . . . .	22
2-6	Courants entrants et sortants en mécanique quantique. . . . .	23
3-1	Energie de liaison d'un noyau. . . . .	26
3-2	Énergies impliquées dans le modèle de la goutte liquide. . . . .	27
3-3	Courbe d'Aston . . . . .	28
3-4	stabilité des premiers éléments . . . . .	29
3-5	vallée de stabilité. . . . .	29
3-6	Modèle de couche nucléaire. . . . .	31
3-7	Modèle des couches des isotopes $^{40}\text{Ca}$ et $^{41}\text{Ca}$ . . . . .	31
4-1	Radioactivité $\alpha$ . . . . .	35
4-2	Spectroscopie de désintégration alpha. . . . .	36
4-3	Radioactivité $\beta^-$ . . . . .	37
4-4	Radioactivité $\beta^+$ . . . . .	38
4-5	Radioactivité $\gamma$ . . . . .	38
4-6	La décroissance radioactive. . . . .	40
4-7	Utilisation médicale des radioisotopes. . . . .	42

5-1	Des réactions de fusion nucléaire. . . . .	47
5-2	La fission nucléaire du noyau d'Uranium. . . . .	48

# Chapitre 1

## Structure de l'atome

### 1.1 Constituants subatomiques de la matière :

Une particule subatomique est une composante de la matière ayant une taille inférieure à celle d'un atome. On retrouve dans le noyau de l'atome deux types de particules : le proton et le neutron. Autour du noyau tournent les électrons.

### 1.2 Caractéristiques de l'atome

Le nombre de protons d'un atome est appelé numéro atomique  $Z$ . L'atome étant neutre, il y a donc autant d'électrons que de protons.

- Charge du noyau :  $+Ze$ .
- Charge totale des électrons :  $-Ze$ .
- Charge totale de l'atome : 0 neutre.

### 1.3 Nombre de masse $A$

On appelle nombre de masse  $A$  la somme du nombre de protons et du nombre de neutron  $N$  d'un noyau. Les deux nombres  $A$  et  $Z$  permettent de connaître complètement

la composition du noyau. En effet :

$$A = N + Z$$

La représentation symbolique d'un atome de symbole  $X$ , dont le noyau comporte  $Z$  protons et  $A$  nucléons, est noté :  ${}^A_ZX$

## 1.4 Isotopes

Les isotopes d'un élément sont les atomes possédant le même numéro atomique  $Z$  mais un nombre de masse  $A$  différent. Ce sont donc des atomes ayant les mêmes propriétés chimiques. La séparation des isotopes se fait en utilisant des techniques physiques notamment la spectroscopie de masse.

**Exemple de quelques isotopes naturels :** Voici les atomes des trois isotopes de l'hydrogène pouvant exister :

- ${}^1_1\text{H}$  Hydrogène
- ${}^2_1\text{H}$  Deutérium
- ${}^3_1\text{H}$  Tritium

## 1.5 Unité de masse atomique uma

Par définition : L'unité de masse atomique  $\langle \text{uma} \rangle$  est la valeur numérique représentée par  $1/12$  de la masse du carbone  ${}^{12}_6\text{C}$  : on postule qu'un atome réel qui pèse  $1,99625 \cdot 10^{-26}$  kg correspond à 12 u exactement.

$$1\text{uma} = \frac{1}{12} \times \frac{0,012}{N_A} \approx 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}; \quad 1\text{uma} \approx m_p \approx m_n$$

$N_A = 6,0221 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ , le nombre d'Avogadro.

Particules	Symbole	Charge électrique ( C )	Masse ( kg )
Proton	p	$1,602 \times 10^{-19}$	$m_p = 1,6726.10^{-27}$
Neutron	n	0	$m_n = 1,6749.10^{-27}$
Electron	$e^-$	$-1,602 \times 10^{-19}$	$m_e = 9,1094.10^{-31}$

TAB. 1.1 – Caractéristiques des particules subatomiques

## 1.6 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires sont les particules qui ne peuvent être décomposées en particules plus petites. Les physiciens les classent en deux catégories :

- Les fermions ou particules de matière.
- Les bosons de jauge qui sont les particules support des interactions élémentaires.

### 1.6.1 Les fermions

Il existe deux types de fermions : les quarks et les leptons :

### 1.6.2 Les quarks

Les quarks ont été découverts en 1964 par deux scientifiques, "Morri Gilman" et "George Zweig", lorsqu'ils ont bombardé des protons avec des neutrons, Ils ont remarqué que les protons et les neutrons semblaient être composés de trois particules, qu'ils ont appelées (quarks).

- Le proton est composé de deux quarks **Up** et d'un quark **Down**.
- Le neutron est composé d'un quark **Up** et de deux quarks **Down**.
- Le quark **Up** porte une charge électrique =  $+2/3$  (fois la charge de l'électron). Le quark **Down** porte une charge électrique =  $-1/3$  (fois la charge de l'électron).

### 1.6.3 Les leptons

Les leptons de la première génération sont l'électron et le neutrino électronique

bosons de jauge		famille 1	famille 2	famille 3
$\gamma$	photon (int-électromagnétique)	$\nu_e$ (neutrino $e$ )	$\nu_\mu$ (neutrino $\mu$ )	$\nu_\tau$ (neutrino $\tau$ )
$W^\pm, Z$	(int-faible)	$e$ électron	$\mu$ muon	$\tau$ tauon
$g$	gluons (int-forte)	$u$ up	$c$ charm	$t$ top
		$d$ down	$s$ strong	$b$ bottom
		$Q$	$-\frac{1}{3}$	

TAB. 1.2 – Les constituants élémentaires de la matière : bosons (forces) et fermions (matière)

## 1.7 Les particules élémentaires d'interaction ou Bosons de jauge

Ce sont les particules élémentaires porteuses des interactions, Les photons, les particules de lumière.

- Les photons sont les bosons de jauge de l'interaction électromagnétique
- Les bosons  $W$  et  $Z$  ceux de l'interaction faible.
- Les gluons ceux de l'interaction forte.

# Chapitre 2

## Propriétés générales des collisions

### 2.1 Introduction

- La collision modifie le mouvement des deux corps entrent en collision
- Lorsque les deux corps produits sont identiques aux deux premiers, on dit de cette collision qu'elle est de diffusion, sinon, c'est une interaction c.a.d (une différence entre l'état initial et final)

### 2.2 Etude classique

Pendant le processus de collision, les seules forces qui jouent un rôle sont : les forces internes et donc le principe de conservation de la quantité de mouvement est réalisé. Soit  $\vec{P}_1, \vec{P}_2$  sont les quantités de mouvement avant la collision,  $\vec{P}'_1, \vec{P}'_2$  quantités de mouvement après la collision

$$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = \vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 \quad (2.1)$$

L'énergie cinétique totale avant la collision

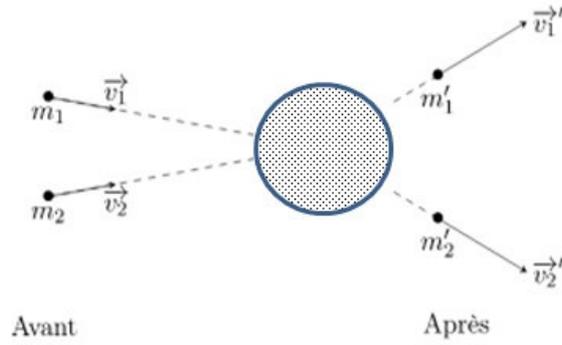


FIG. 2-1 – La collision classique entre deux masses.

$$E_c = E_{c1} + E_{c2} \quad (2.2)$$

$$= \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2$$

$$= \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} \quad (2.3)$$

L'énergie cinétique totale après la collision

$$E'_c = E'_{c1} + E'_{c2} \quad (2.4)$$

$$= \frac{1}{2}m'_1v'^2_1 + \frac{1}{2}m'_2v'^2_2$$

$$= \frac{P'^2_1}{2m'_1} + \frac{P'^2_2}{2m'_2} \quad (2.5)$$

$U_{\text{int}}$  : L'énergie potentiel interne avant l'interaction

$U'_{\text{int}}$  : L'énergie potentiel interne après l'interaction

Principe de conservation d'énergie

$$E_c + U_{\text{int}} = E'_c + U'_{\text{int}} \quad (2.6)$$

$$Q = E'_c - E_c = \Delta E_c \quad (2.7)$$

$$Q = U_{\text{int}} - U'_{\text{int}} \quad (2.8)$$

$$= -(U'_{\text{int}} - U_{\text{int}}) \\ = -\Delta U_{\text{int}} \quad (2.9)$$

$$\frac{P_1'^2}{2m_1} + \frac{P_2'^2}{2m_2} = \frac{P_1^2}{2m_1} + \frac{P_2^2}{2m_2} + Q \quad (2.10)$$

### Cas spéciaux

$$Q = 0 \implies E'_c = E_c \quad (2.11)$$

Le type de collision est une collision élastique

$$Q \neq 0 \implies E'_c \neq E_c \quad (2.12)$$

La collision est inélastique

$Q > 0$  L'interaction exothermique ;

$Q < 0$  L'interaction endothermique.

## 2.3 Diffusion Coulombienne

Se produit suite à la collision entre deux particules chargée : Projectile de charge  $(M_1, z_e, v_0)$  vitesse initiale connue. Cible  $(M_2, Z_e, \text{immobile})$ ,  $M_2 \gg M_1$ . On définit le

paramètre d'impact  $p$  qui est la distance entre la particule cible et la trajectoire initiale de la particule incidente.

On a

$$\frac{1}{2}M_1v_0^2 = \frac{1}{2}M_1V_1^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zze^2}{d} \quad (2.13)$$

$d$  est la distance minimale d'approche ( $d = SC$ ). Par conservation du moment / $c$

$$M_1\vec{v}_0 \wedge \overrightarrow{CM_1} = M_1\vec{V}_1 \wedge \overrightarrow{CS} \quad (2.14)$$

$$M_1v_0p = M_1\vec{V}_1d \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \left(\frac{p}{d}\right)^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Zze^2}{M_1v_0^2d} = 1 \quad (2.16)$$

posons

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Zze^2}{M_1v_0^2} = b = \text{cst} \quad (2.17)$$

on trouve que

$$\left(\frac{p}{d}\right)^2 + \frac{b}{d} = 1 \quad (2.18)$$

$$\iff d^2 - bd - p^2 = 0 \quad (2.19)$$

si  $p = 0 \Rightarrow d = b$  (intéraction est frontale),  $b$  est appelé diamètre de collision.

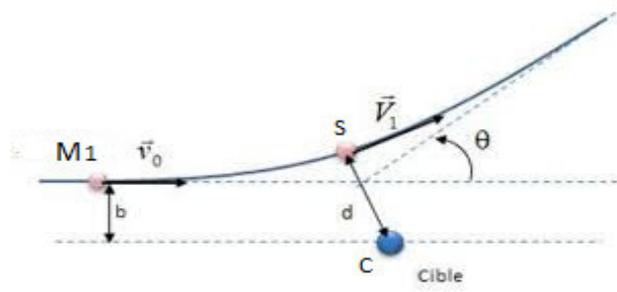


FIG. 2-2 – Collision entre deux particules chargées.

## 2.4 Section efficace

### 2.4.1 Etude classique

En pratique, la diffusion est mesurée par le rapport suivant.

$$\frac{\text{Le nombre de particules diffusés par unité de temps dans l'angle compris entre } (\theta + d\theta)}{\text{Nombre de particules incidentes par unité de surface}} = \frac{dn}{n_0} \quad (2.20)$$

soit  $d\sigma$  la probabilité pour que les particules diffusent dans l'angle solide  $d\Omega$ .

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.21)$$

avant diffusion

$$n_0 \times 2\pi b \cdot db \quad (2.22)$$

après diffusion

$$n_0 \cdot d\sigma = n_0 \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot d\Omega \quad (2.23)$$

le terme  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$  est appelé *section efficace différentielle*

On a normalement

$$n_0 \cdot 2\pi b \cdot db = n_0 \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \cdot d\Omega \quad (2.24)$$

où

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2.25)$$

on obtient

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \cdot \frac{db}{d\theta} \quad (2.26)$$

$d\sigma$  à la dimension d'une aire

$$[d\sigma] = L^2 \quad (2.27)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$  est une grandeur physique mesurable positive : alors

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right|. \quad (2.28)$$

On définit maintenant la section efficace totale élastique

$$d\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (2.29)$$

$$\Rightarrow \sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (2.30)$$

$$= \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot 2\pi \sin \theta d\theta$$

$$= 2\pi \int \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \cdot \sin \theta d\theta$$

$$= 2\pi \int_0^{b_0} b db \quad (2.31)$$

où de la de  $b = b_0$ , c'est le point maximale d'un point d'impact (pas d'interaction entre particule : pas diffusion).

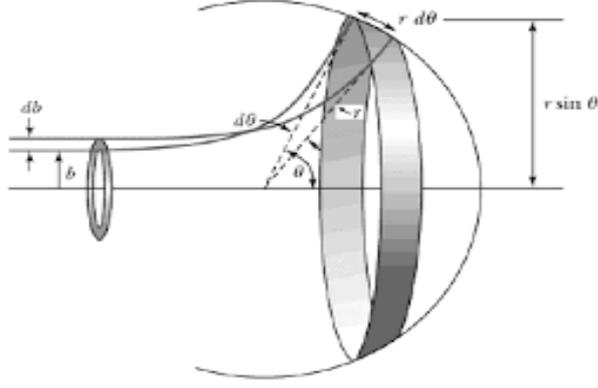


FIG. 2-3 – Section efficace de diffusion.

## 2.4.2 Etude quantique

On définit  $d\sigma$  comme

$$d\sigma = \frac{\text{nbr de particules diffusés dans } d\Omega \text{ pour unité de temps}}{\text{densité de flux incident}} \quad (2.32)$$

Soit la collision de deux particules  $\{m_1, \vec{r}_1\}$  et  $\{m_2, \vec{r}_2\}$ , le principe d'incertitude interdit la connaissance simultanée de la position  $\vec{r}$  et l'impulsion  $\vec{p} = \mu \vec{v}$  de particules quantiques, c'est une collision non relativiste ( $v \ll c$ )

$$H\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = E_{\text{tot}}\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (2.33)$$

où  $\Phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  est la fonction d'onde du système et  $H$  son Hamiltonien

$$\begin{aligned} H &= \frac{\vec{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{P}_2^2}{2m_2} + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \\ &= \frac{-\hbar^2}{2m_1} \nabla_{r_1}^2 - \frac{-\hbar^2}{2m_2} \nabla_{r_2}^2 + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \end{aligned} \quad (2.34)$$

où en mécanique quantique  $p = -i\hbar\nabla$  et  $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  l'énergie potentiel d'interaction de deux particules.

On suppose que l'interaction seulement de  $\vec{R} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \implies V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \simeq$

$V(\vec{R})$  où  $\vec{R}$  est la position relative. le centre de masse est défini par

$$\vec{\rho} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (2.35)$$

On définit par ailleurs la masse totale  $M = m_1 + m_2$  et la masse réduite  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 m_2}{M}$ . On a donc

$$\vec{\rho} = \frac{m_1}{M} \vec{r}_1 + \frac{m_2}{M} \vec{r}_2 \implies M \vec{\rho} = m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 \quad (2.36)$$

la dérivée par rapport du temps

$$\begin{cases} M \frac{d\vec{\rho}}{dt} = m_1 \frac{d\vec{r}_1}{dt} + m_2 \frac{d\vec{r}_2}{dt} \\ \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{d\vec{r}_1}{dt} - \frac{d\vec{r}_2}{dt} \dots \times m_1 \end{cases} \quad (2.37)$$

on fait la différence

$$M \frac{d\vec{\rho}}{dt} - m_1 \frac{d\vec{R}}{dt} = (m_1 + m_2) \frac{d\vec{r}_2}{dt} \quad (2.38)$$

on multiplie  $\times m_2$  et en fait la sommation

$$\begin{cases} M \frac{d\vec{\rho}}{dt} - m_1 \frac{d\vec{R}}{dt} = (m_1 + m_2) \frac{d\vec{r}_2}{dt} \\ M \frac{d\vec{\rho}}{dt} + m_2 \frac{d\vec{R}}{dt} = (m_1 + m_2) \frac{d\vec{r}_1}{dt} \end{cases} \quad (2.39)$$

on pose

$$\begin{cases} \vec{p}_\rho = M \frac{d\vec{\rho}}{dt} \\ \vec{p}_R = \mu \frac{d\vec{R}}{dt} \end{cases} \quad (2.40)$$

en terme d'impulsion on trouve :

$$m_1 \frac{d\vec{r}_1}{dt} = \vec{P}_1 = \frac{m_1}{M} \vec{P}_\rho + \vec{P}_R \quad (2.41)$$

$$m_2 \frac{d\vec{r}_2}{dt} = \vec{P}_2 = \frac{m_2}{M} \vec{P}_\rho - \vec{P}_R \quad (2.42)$$

Eq(2.41)<sup>2</sup>+Eq(2.42)<sup>2</sup> L'hamiltonien devient

$$H = \frac{P_\rho^2}{2M} + \frac{P_R^2}{2\mu} + V(\vec{R}) \quad (2.43)$$

L'évolution du système est décrite par l'équation de schrodinger suivante

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2M} \nabla_\rho^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_R^2 + V(\vec{R}) \right\} \Phi(\vec{\rho}, \vec{R}) = E_{\text{tot}} \Phi(\vec{\rho}, \vec{R}) \quad (2.44)$$

On écrit que  $V(\vec{R}) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  et on suppose la fonction d'onde  $\Phi$  séparable comme suit

$$\Phi(\vec{\rho}, \vec{R}) = \varphi(\vec{\rho}) \psi(\vec{R}) \quad (2.45)$$

on obtient

$$\frac{-\hbar^2}{2M} \nabla_\rho^2 \varphi(\vec{\rho}) = \epsilon \varphi(\vec{\rho}) \quad (2.46)$$

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_R^2 + V(\vec{R}) \right\} \psi(\vec{R}) = E \psi(\vec{R}) \quad (2.47)$$

où

$$E_{\text{tot}} = \epsilon + E \quad (2.48)$$

l'équation 2.46 décrit le mouvement du centre de masse CM, l'équation 2.47 décrit l'évolution d'une particule *fictive* de masse  $\mu$  lorsqu'elle est diffusée par un potentiel  $V(\vec{R})$ .

Si on considère le système CM c'est en repos, dans ce cas l'équation de shrodinger est

$$\left\{ \nabla_R^2 + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(\vec{R}) \right\} \psi(\vec{R}) = 0 \quad (2.49)$$

$\vec{k}$  étant le vecteur nombre d'onde, le module  $k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}$ .

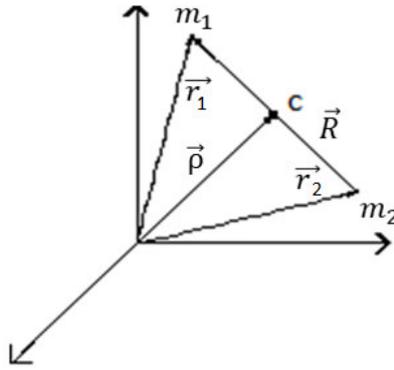


FIG. 2-4 -

On suppose que  $V(\vec{R})$  plus rapidement que le potentiel Coulombien c'est à dire

$$V(R) = \frac{1}{R^s} \quad (2.50)$$

où  $s \geq 2$

On suppose que lorsque  $R \rightarrow \infty$

$$\psi(\vec{R}) = N(k) \left[ \underbrace{\exp i \vec{k} \vec{R}}_{\text{onde incidente}} + \underbrace{f_k(\theta, \phi) \frac{i \vec{k} \vec{R}}{R}}_{\text{onde sphérique}} \right] \quad (2.51)$$

$N(k)$  : constante de normalisation,  $f_k(\theta, \phi)$  : amplitude de diffusion,  $(\theta, \phi)$  angle polaire et azimutal

### Section efficace

On adéfinit

$$d\sigma = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega$$

en mécanique quantique le flux est défini comme :

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{2\mu_i} \left( \psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^* \right) \quad (2.52)$$

$$\psi_k(\vec{R}) \rightarrow N \exp^{i\vec{k}\vec{R}} + N f_k(\theta, \phi) \frac{\exp^{i\vec{k}\vec{R}}}{R} \quad (2.53)$$

soient les flux  $\vec{J}_{\text{inc}}$  et  $\vec{J}_{\text{out}}$

$$\vec{J}_{\text{inc}} = \frac{\hbar N^2(k)}{\mu} \vec{k} \quad (2.54)$$

on coordonnées sphériques

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial R} \vec{e}_R + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{e}_\phi \quad (2.55)$$

$$\vec{J}_{\text{out}} = \frac{N^2 \hbar}{\mu} \left\{ \frac{k}{R^2} |f(\theta, \phi)|^2 \vec{e}_R + \frac{1}{R^3} I_m \left[ f^* \left( \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) \right] \vec{e}_\theta + \frac{1}{R^3 \sin \theta} I_m \left[ f^* \left( \frac{\partial f}{\partial \phi} \right) \right] \vec{e}_\phi \right\} \quad (2.56)$$

$I_m[\dots]$  : partie imaginaire, on remarque que  $\vec{J}_{\text{out}}$  à un comportement purement radial lorsque  $R \rightarrow \infty$  D'où

$$\vec{J}_{\text{out}} \simeq \frac{N^2 \hbar k^2}{\mu R^2} |f_k(\theta, \phi)|^2 \vec{e}_R \quad (2.57)$$

A travers  $d\vec{s}$ , le flux est

$$\begin{aligned} \vec{J}_{\text{out}} \cdot d\vec{s} &= \frac{N^2 \hbar k^2}{\mu R^2} |f_k(\theta, \phi)|^2 \times R^2 d\Omega \\ &= \frac{N^2 \hbar k^2}{\mu} |f_k(\theta, \phi)|^2 d\Omega \end{aligned} \quad (2.58)$$

$\vec{J}_{\text{out}}$  indépendante de  $R$ ,  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$  d'après la définition de la section efficace  $d\sigma$

$$\sigma = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega$$

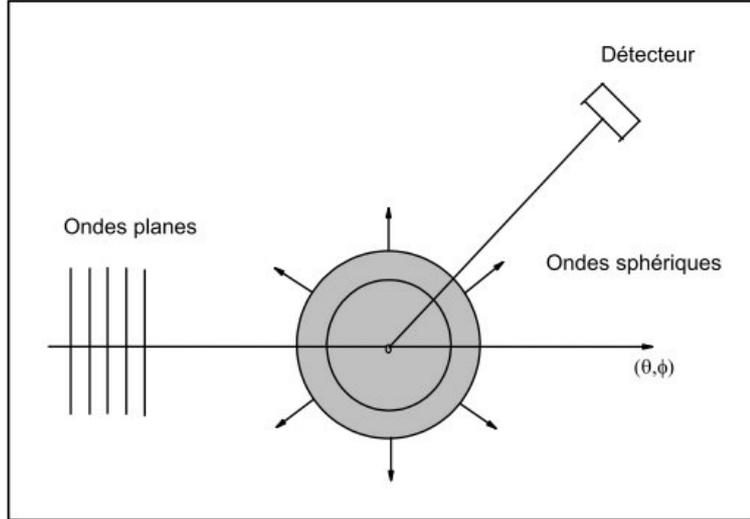


FIG. 2-5 – Propagation des ondes transversales par un potentiel  $V(R)$ .

$$\frac{\vec{j}_{\text{out}} \cdot \vec{ds}}{J_{\text{inc}}} = \frac{\frac{N^2 \hbar k^2}{\mu} |f_k(\theta, \phi)|^2 d\Omega}{\frac{N^2 \hbar k^2}{\mu}} \quad (2.59)$$

$$\begin{aligned} d\sigma &= |f_k(\theta, \phi)|^2 d\Omega \\ \sigma_{\text{tot}} &= \int |f_k(\theta, \phi)|^2 d\Omega. \end{aligned} \quad (2.60)$$

## 2.5 Ondes partielles

Nous avons

$$\psi_k(\vec{R}) \simeq N(k) \left[ \exp i \vec{k} \vec{R} + f_k(\theta, \phi) \frac{\exp i \vec{k} \vec{R}}{R} \right] \quad (2.61)$$

On suppose que l'incidence se fait le long de l'axe  $(\vec{OZ})$

$$kz = \vec{k} \vec{R} = kR \cos \theta \quad (2.62)$$

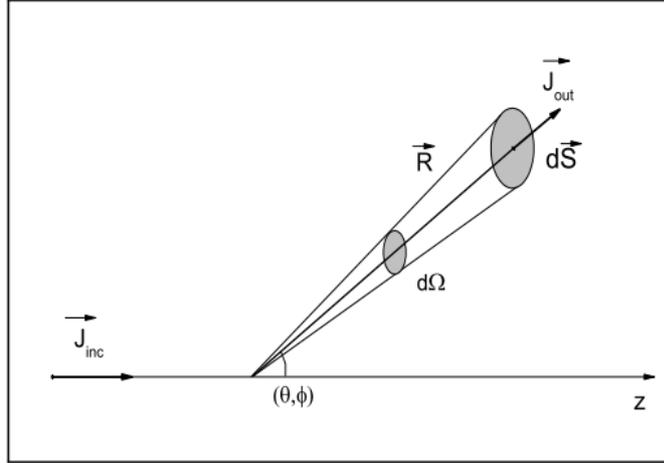


FIG. 2-6 – Courants entrants et sortants en mécanique quantique.

On développe  $\exp ikz$  en série de polynômes de Legendre

$$\exp ikz = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(kR) P_l(\cos \theta) \quad (2.63)$$

$P_l(\cos \theta)$  sont les polynômes de Legendre

$$P_l(\cos \theta) = \sum_{m=-l}^{+l} \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\theta, \phi) \delta_{mm'} \quad (2.64)$$

$\delta_{mm'}$  est le symbole de Kronecker

$$\delta_{mm'} \simeq \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq m' \\ 1 & \text{si } m = m' \end{cases} \quad (2.65)$$

Dans la limite  $R \sim \infty$ ,  $j_l(kR) = (kR)^{-1} \sin(kR - l\frac{\pi}{2})$ , avec

$$\sin \alpha = \frac{\exp^{i\alpha} - \exp^{-i\alpha}}{2i} \quad (2.66)$$

on obtient :

$$\exp ikR \cos \theta \equiv \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l + 1) P_l(\cos \theta) \frac{1}{kR} \sin \left( kR - l\frac{\pi}{2} \right) \quad (2.67)$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l + 1) P_l(\cos \theta) \frac{1}{2ikR} \left( (-1)^{l+1} \exp^{-ikR} + \exp^{ikR} \right) \quad (2.68)$$

on voit que le premier terme représente la composante de l'onde plane se propageant vers l'origine (onde entrante), tandis que l'autre terme se propage vers l'infini (onde sortante). (Remarque : il est important de ne pas interpréter l'onde sortante comme une onde diffusée : il n'y a pas de diffusion, car on n'a pas encore ajouté de potentiel).

# Chapitre 3

## Propriétés générales du noyau atomique

### 3.1 Energie de liaison d'un noyau

L'énergie de liaison  $E_l$  d'un noyau de masse  $M(A, Z)$  est l'énergie qu'il faut lui fournir pour séparer tous ses constituants.

#### 3.1.1 Noyau stable

$$E_l = \Delta m \cdot c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M({}_Z^AX)] \cdot c^2 \quad (3.1)$$

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n - M({}_Z^AX)] \quad (3.2)$$

$\Delta m$ , appelé défaut de masse.

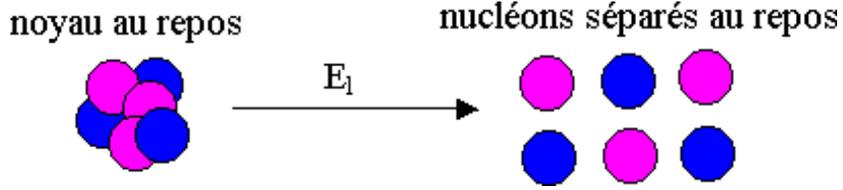


FIG. 3-1 – Energie de liaison d'un noyau.

### 3.1.2 Modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide de Weizsächerer dans lequel le noyau est assimilé à un fluide quantique, d'où le nom du modèle, constitué de neutron et de protons confinés dans un volume fini de l'espace, ce modèle permet de prévoir les masses atomiques avec une assez bonne précision. L'équilibre de noyau serait dû : A une interaction attractive, interaction répulsive, énergie de coulomb, énergie asymétrie, énergie de Pauli, énergie d'interaction par pair.

L'énergie de liaison moyenne d'un noyau de nombre de masse  $A$  et de numéro atomique de  $Z$  est

$$E_l(A, Z) = E_{\text{vol}} - E_{\text{sur}} - E_{\text{Coul}} - E_{\text{asym}} + E_{\text{appariement}} \quad (3.3)$$

et peut être réécrit sous la forme

$$E_l(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{2/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (3.4)$$

où  $a_v = 15.58$ ,  $a_s = 17.23$ ,  $a_c = 0.7$ ,  $a_a = 23.6$ , sont des constants positifs en MeV et  $\delta(A, Z)$  terme d'appariement

$$\delta(A, Z) = \partial_0 a_p A^{-3/4} \quad (3.5)$$

où  $a_p = 34$  MeV et

$$\partial_0 = \frac{(-1)^Z + (-1)^N}{2} \quad (3.6)$$

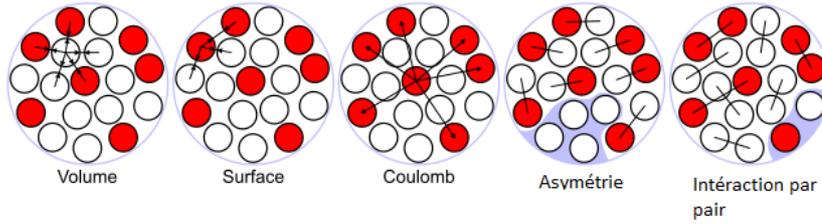


FIG. 3-2 – Énergies impliquées dans le modèle de la goutte liquide.

$$\delta_0 = \begin{cases} 1 & \text{pour } A \text{ pair, } Z \text{ pair, } N \text{ pairs} \\ 0 & \text{pour } A \text{ impair} \\ -1 & \text{pour } A \text{ pair, } Z \text{ et } N \text{ impairs} \end{cases} \quad (3.7)$$

### 3.1.3 Énergie de liaison par nucléon

Pour pouvoir comparer les noyaux entre eux, on calcule l'énergie de liaison par nucléon  $E_l/A$ . La courbe d'Aston ci-contre montre que l'énergie de liaison par nucléon est de l'ordre de 8 MeV (exception faite des éléments très légers). Les nucléides possédant la plus grande énergie de liaison par nucléon (en valeur absolue) sont les plus stables : ils correspondent à un nombre de masse de l'ordre de 60 (fer, cobalt, nickel, cuivre, zinc..)

## 3.2 Stabilité des noyaux

Un noyau est dit stable si on peut affirmer qu'avec les moyens de détecton actuels, il n'est pas possible de détecter une émission ou d'absorption spontanée de particules ou de rayonnement. Sur les (environ) 2900 nucléides on n'en connaît que 264 stables. On peut y ajouter 25 nucléides à très longue durée de vie. on passe alors à 289 noyaux stables ou pratiquement stables.

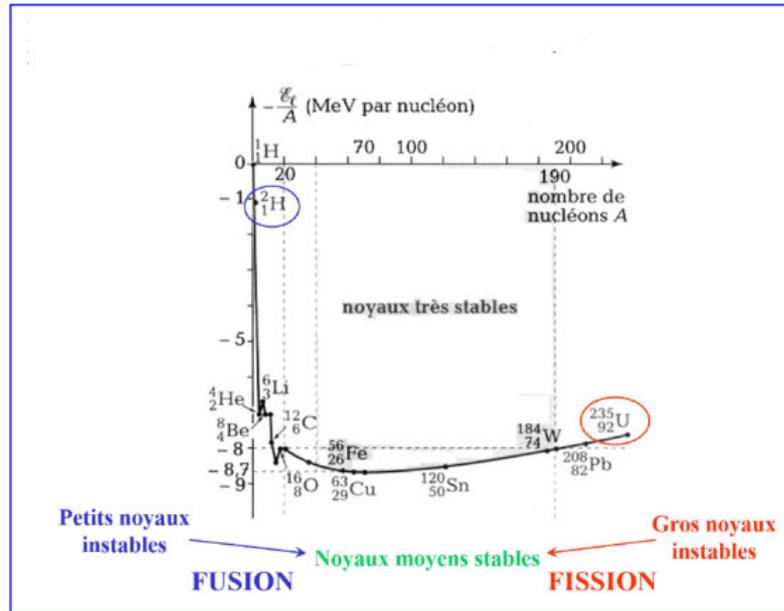


FIG. 3-3 – Courbe d'Aston

### 3.3 Critère de stabilité

Pour les éléments légers, le nombre de neutrons est sensiblement égal au nombre de protons. On constate que les éléments lourds sont stabilisés par un excès de neutrons. Les nucléides possédant un nombre pair de protons et/ou de neutrons sont plus stables. Les nucléides les plus stables possèdent un nombre de protons ou de neutrons égal à : 2, 8, 20, 28, 50, 82 ou 126 : ce sont les nombres magiques.

### 3.4 Modèle des couches

Nous allons entrer dans le noyau et construire un modèle basé sur ses constituants : les nucléons. On pourrait imaginer un modèle prenant en compte tous les nucléons ainsi que toutes les interactions possibles entre eux. Dans le modèle en couches, chaque nucléon du noyau, considéré individuellement, est caractérisé par quatre nombres quantiques

- $N$  nombre quantique principal  $N > 0$

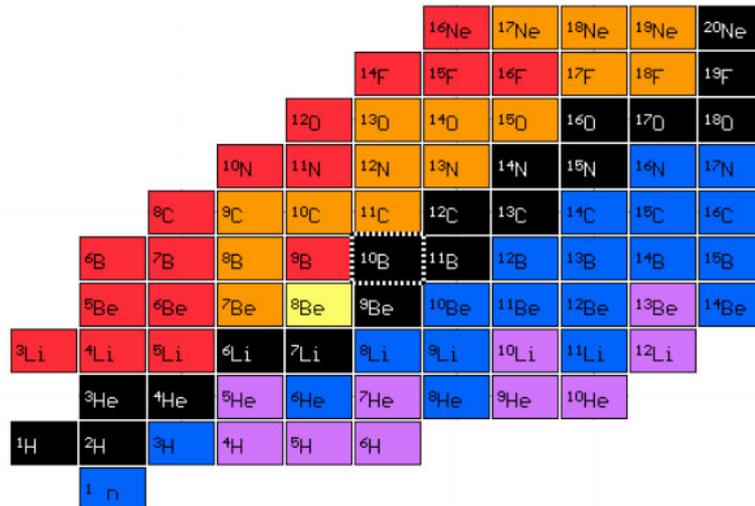


FIG. 3-4 – stabilité des premiers éléments

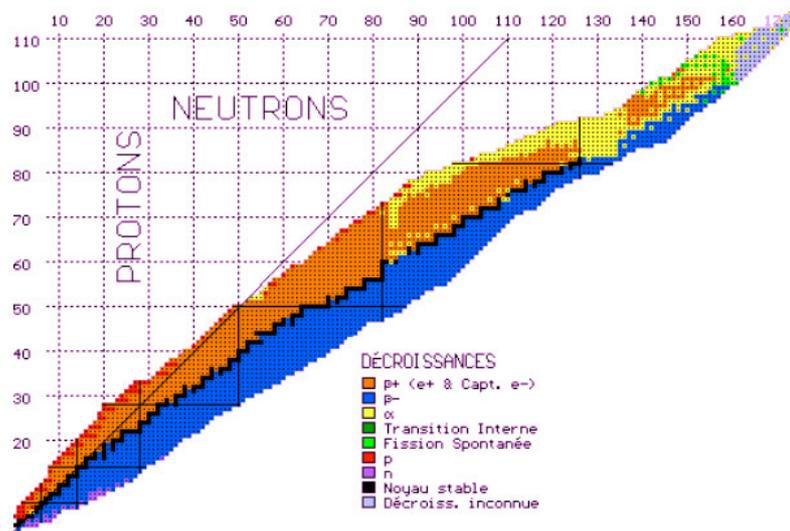


FIG. 3-5 – vallé de stabilité.

- $n$ , nombre quantique radial  $n \geq 1$
- $l$ , nombre quantique azimutal,  $l \geq 0$
- $s$ , c'est le nombre quantique de spin,  $s = \pm \frac{1}{2}$

Les trois premiers nombres quantiques sont reliés entre eux par la relation

$$N = 2(n - 1) + l. \quad (3.8)$$

Les nucléons sont repartir sur des niveaux d'énergie, comme les électrons dans le nuage électronique. Le noyau peut alors se trouver dans des états excités dans lesquels un nucléon passe du niveau fondamental à un niveau d'énergie supérieure. Le nombre azimutal  $l$  définit des états appelés  $s, p, d, f, g \dots$

(comme pour le nuage électronique de l'atome). Le moment cinétique total d'un nucléon s'écrit

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.9)$$

$\vec{J}$  nombre quantique associé au moment cinétique  $\vec{j}$  du nucléon vaut

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad (3.10)$$

et prend les valeurs  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots$ . Chaque sous-couche de  $j$  possède  $2j + 1$  sous états magnétiques, et ne peut pas contenir que  $2j + 1$  nucléons identiques, d'après le principe de Pauli.

Les nombres magiques, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, correspondent au remplissage complet de niveaux et sous niveaux, en tenant compte des écarts magnétiques entre ceux-ci.

**Exemple** : l'isotope 41 du calcium est beaucoup moins stable que l'isotope 40, doublement magique

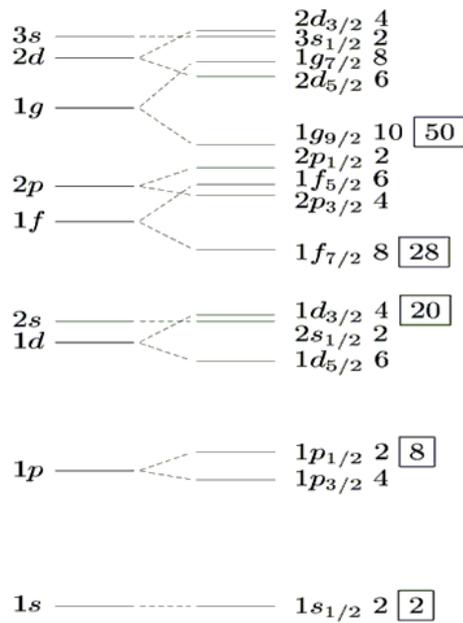


FIG. 3-6 – Modèle de couche nucléaire.

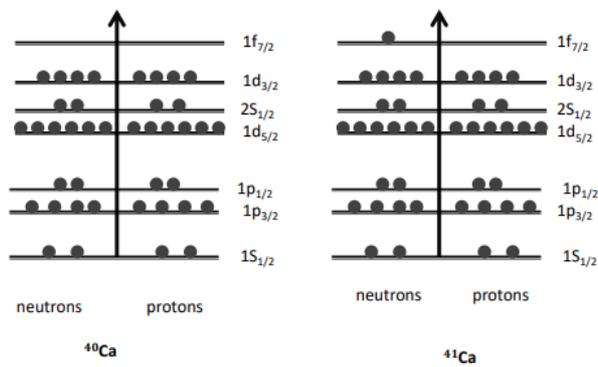


FIG. 3-7 – Model des couches des isotopes  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{41}\text{Ca}$ .

## 3.5 Moment multipolaires

### 3.5.1 Moment dipolaire magnétique d'un nucléon

**Orbital :** Une particule de masse  $m$ , sans spin, de charge  $e$  et de vitesse  $v$  en mouvement sur une orbite fermée génère un moment dipolaire magnétique orbital égal

$$\mu_l = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 \quad (3.11)$$

Si on définit le moment angulaire de la particule

$$\vec{l} = \vec{r} \wedge \vec{p} \quad (3.12)$$

il vient :

$$\vec{\mu}_l = \frac{e}{2m} \vec{l} \quad (3.13)$$

Remarque : dans le cas d'un nucléon, on pose  $\mu_l$  le magnéton nucléaire

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc} \quad (3.14)$$

**De spin :** Le moment dipolaire magnétique de spin se calcule de manière similaire pour un corps en rotation autour de son propre axe. Dans le noyau, le moment dipolaire magnétique total s'écrit

$$\vec{\mu} = g\vec{L} + g\vec{S} \quad (3.15)$$

où  $g$  le facteur de Landé.

### 3.5.2 Moment quadrupolaire électrique

Le noyau de forme sphérique ou ellipsoïdale, à cause de sa symétrie par rapport à son centre de masse ou de la parité bien définie de ses états ne présente pas de moment dipolaire électrique. Par contre, on peut définir un moment quadrupolaire électrique pour

une distribution de charge. Soit  $\rho dv$  la charge contenue dans un petit élément de volume. Le moment quadrupolaire électrique (ayant la symétrie de révolution autour de l'axe  $z$ ) est :

$$Q_o = \frac{1}{e} \int (3Z^2 - r^2) \rho(r) dv \quad (3.16)$$

Il est nul pour une distribution de charge à symétrie sphérique. Une distribution de charge allongé suivant l'axe  $z$  à un  $Q_o > 0$ , une distribution aplatie selon cet axe a un  $Q_o < 0$ . Il s'exprime en barns et est un bon indicateur de la déformation du noyau.

**Transition électromagnétique :** Elles désexcitent des états nucléaires liés. Ce sont des transitions qui sont toujours en compétition avec la conversion interne. En exprimant le potentiel créé par la distribution de charge via le théorème de Gauss, on trouve

$$4\pi\epsilon_0 V = \frac{1}{R} \int \rho \left( 1 + \frac{r^2}{R^2} - \frac{2r}{R} \cos \theta \right)^{-1/2} dr. \quad (3.17)$$

On pose :  $x = \cos \theta$  et  $y = \frac{r}{R}$  On trouve

$$4\pi\epsilon_0 V = \frac{1}{R} \int \rho (1 + y^2 - 2xy)^{-1/2} dy \quad (3.18)$$

En décomposant la fonction  $F(x, y)$ , sur la base des polynômes de Legendre, il apparaît une décomposition du potentiel avec un terme où on a une charge fixe, un terme dipolaire, quadrupolaire, etc.

# Chapitre 4

## Désintégrations radioactives

C'est le phénomène associé à la désintégration spontanée des noyaux instables. Les atomes instables ont tendance à se désintégrer afin de donner des éléments plus stable, en émettant des particules

(électron, neutron, etc) ou des rayonnements électromagnétiques.

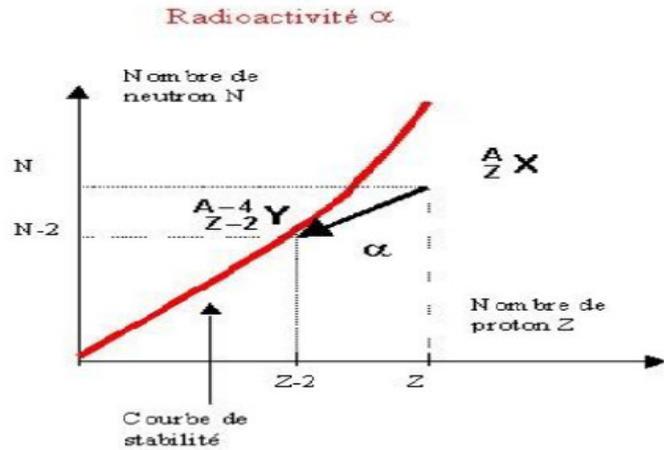
### 4.1 Loi de conservation de Soddy

Lors d'une transformation nucléaire, il y a :

- Conservation du nombre de masse  $A$ .
- Conservation du nombre de charge  $Z$ .

### 4.2 Propriétés des rayonnement radioactifs

Il existe trois grands types Radioactivités :



### 4.2.1 Radioactivité $\alpha$

Elle concerne les noyaux trop lourds, l'atome perd des protons et des neutrons. Il y a émission d'un noyau d'hélium



**Exemple** : spectroscopie de radioactivité alpha

De gauche à droite, les pics sont dus à  ${}^{209}Po$ ,  ${}^{239}Pu$ ,  ${}^{210}Po$  et  ${}^{241}Am$ . Le fait que des isotopes tels que  ${}^{239}Pu$  et  ${}^{241}Am$  aient plus d'une raie alpha indique que le noyau (fils) peut se trouver à différents niveaux d'énergie discrets .

### 4.2.2 Radioactivité $\beta$ :

Il y a deux types de radioactivité  $\beta$

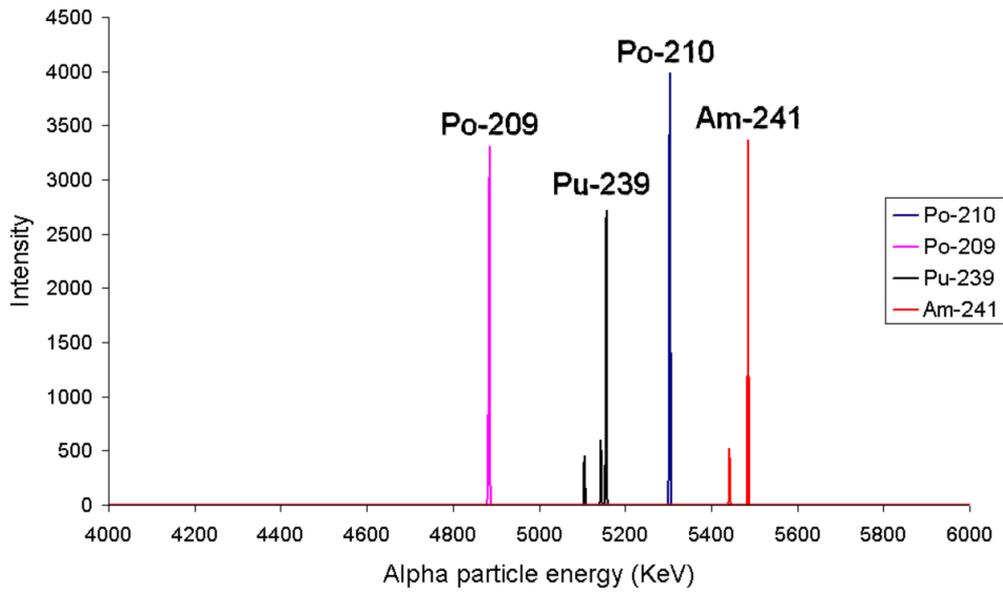


FIG. 4-2 – Spectroscopie de désintégration alpha.

**Radioactivité  $\beta^-$  :**

Il s'agit de noyaux instables qui ont trop de neutrons. Et il arrive ici que le noyau atomique capte un électron situé sur sa couche la plus proche :



au niveau de noyau La transformation s'écrit :



**Radioactivité  $\beta^+$  :** Elle concerne les noyaux qui ont un excès de protons, un proton du noyau se transforme en neutron et l'émission du positron s'accompagne de l'émission d'un neutrino



## Radioactivité $\beta^-$

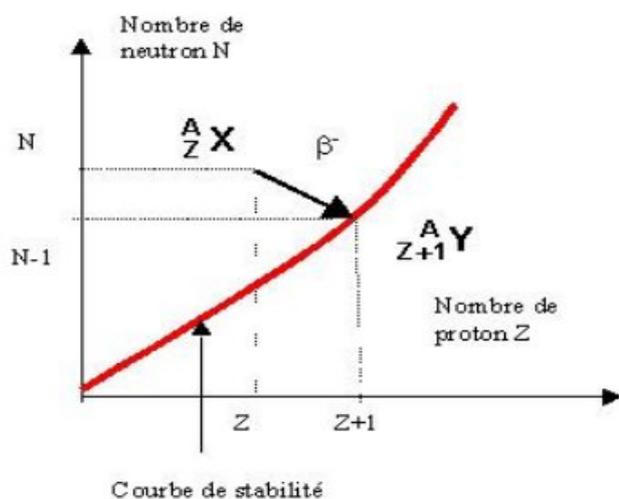


FIG. 4-3 – Radioactivité  $\beta^-$

La transformation s'écrit :



### 4.2.3 Radioactivité gamma :

Les noyaux peuvent se trouver dans un état excité. La désexcitation d'un noyau  ${}^A_Z X_N^*$  vers son état fondamental  ${}^A_Z X_N$  se fait :



## 4.3 Lois générales des décroissances radioactives

Soit  $N_0$  , le nombre de noyaux radioactifs tous identiques initialement présent dans l'échantillon. Au bout d'un temps  $t$ , la population de noyaux a diminué. Soit  $N(t)$ , le

### Radioactivité $\beta^+$

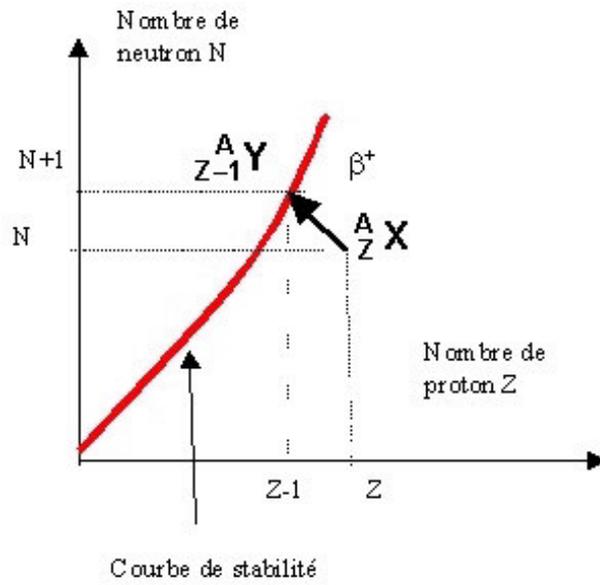


FIG. 4-4 – Radioactivité  $\beta^+$ .

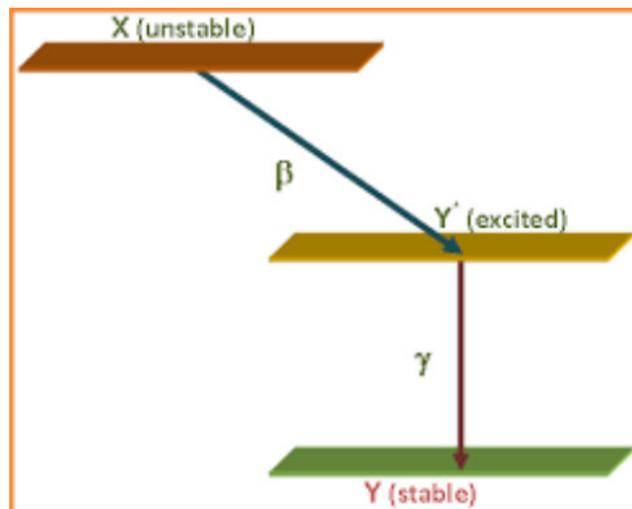


FIG. 4-5 – Radioactivité  $\gamma$ .

nombre de noyaux radioactifs tous identiques présent dans l'échantillon à la date  $t$ .  $N$  d'un échantillon radioactif, est soumis à la loi de la radioactivité

$$N(t) = N_0 \times \exp -\lambda t \quad (4.7)$$

où  $\lambda$  la constante de radioactivité de chaque nucléide son unité est ( $s^{-1}$ ).

### 4.3.1 La constante de temps :

Temps distinctif d'un radionucléide et associé à une constante radioactive  $\lambda$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (4.8)$$

on obtient

$$N(t) = N_0 \times \exp \frac{-t}{\tau} \quad (4.9)$$

A  $t = \tau$  :  $N(t = \tau) = 0.37 N_0$ , a représente une diminution du nombre initial de nucléides d'un pourcentage 63%

### 4.3.2 Demi-vie $t_{1/2}$ (s) d'un nucléide radioactif

On caractérise un nucléide par sa demi-vie, qui est le temps nécessaire pour irradier la moitié des noyaux de l'échantillon. La demi-vie est liée à la constante de temps par la relation suivante

à  $t = t_{1/2}$  on a

$$N(t_{1/2}) = \frac{N_0}{2} \quad (4.10)$$

alors pour

$$N(t) = N_0 \times \exp -\lambda t \quad (4.11)$$

on obtient

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \times \exp -\lambda (t_{1/2}) \quad (4.12)$$

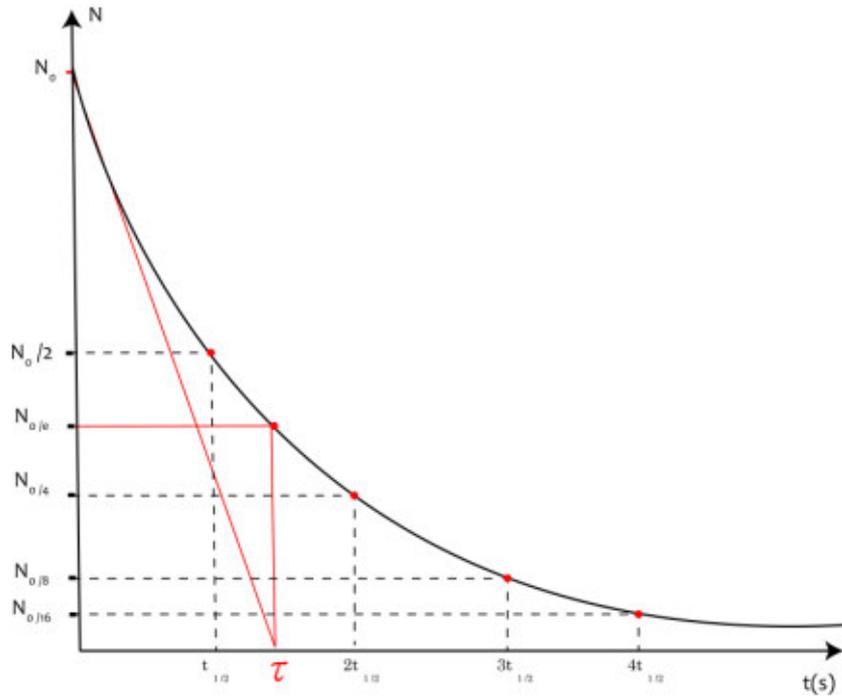


FIG. 4-6 – La décroissance radioactive.

$$\frac{1}{2} = \exp -\lambda (t_{1/2}) \Rightarrow t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.13)$$

## 4.4 Aspects énergétiques des radioactivités

### 4.4.1 Energie de masse :

Une particule matérielle de masse  $m$  au repos, possède une énergie de masse  $E = m.c^2$

### 4.4.2 Défaut de masse :

- La masse du noyau est inférieure à celle des nucléons séparés.
- On explique cette observation par le fait que le noyau est un système lié qui se caractérise donc par un " défaut de masse ".
- Le défaut de masse d'un noyau se calcule en réalisant la différence entre la masse

des nucléons séparés et la masse du noyau.

$$\Delta m = Z \times m_p + (A - Z) \times m_n - m_{noy} \quad (4.14)$$

La masse du noyau  $m_{noy}$  est inférieure à la masse des nucléons séparés. L'énergie de liaison  $E_l$  du noyau est égale :

$$E_l = (Z \times m_p + (A - Z) \times m_n - m_{noy}) \times c^2 > 0$$

- L'énergie de liaison par nucléon  $E_l/A$  d'un noyau est égale à son énergie de liaison totale divisée par son nombre  $A$  de nucléons

**Exemple :**

$E_l(\text{Rn}) = 1,71 \times 10^3$  MeV énergie de liaison par nucléon du radon

$$E_l/A = E_l(\text{Rn})/222 = 7,70 \text{ MeV.nucléon}^{-1} \quad (4.15)$$

## 4.5 Utilisation des radioisotopes

- Utilisation médicale
- Utilisation en biochimie
- Carbone-14 : Cet isotope très stable, demi-vie de plus de 5000 ans, est fréquemment utilisé pour marquer des petites molécules : glucose et autres glucides, acides aminés, etc.
- Tritium : Cet émetteur  $\beta$  assez stable, ayant une demi-vie de plus de 12 ans, est utilisé pour marquer de petites molécules ou des macromolécules
- Phosphore-32 : Cet émetteur  $\beta$  relativement peu stable (demi-vie de 14.3 jours) est souvent utilisé pour étudier les acides nucléiques ou la phosphorylation des protéines. Sa forte émission de particules  $\beta$  très énergétiques permet des autoradiographies très rapides. Cependant, il faut redoubler de prudence à cause du

<i>Radioisotope</i>	<i>Période</i>	<i>Energie gamma et X</i>	<i>Applications diagnostiques majeures</i>
Technétium - 99m	6 h	140 keV	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Marquage albumine, foie, rate, moelle osseuse</li> <li>- Agrégats (embolie pulmonaire)</li> <li>- Marquage disphosphonates : os</li> <li>- Marquage pyrophosphonates : coeur</li> <li>- Complexes de DTPA : rein</li> <li>- Complexes de HMPAO : cerveau</li> <li>- Marquage d'anticorps : tumeur</li> </ul>
Thallium-201	72 h	72, 135, 167 keV	- Examen du muscle cardiaque
Iode-131	8 j	365 keV	- Examen de la thyroïde, marquage de molécules vectrices dont médicaments
Iode-123	13,2 h	159 keV	
Indium-111	2,8 j	171, 245 keV	- Marquage des protéines, peptides...
Xenon-133	5,25 j	81 keV	- Ventilation pulmonaire associée à un examen de perfusion
Gallium-67	3,26 j	93, 185 et 300 keV	- Recherche de foyers de tumeurs et d'infection
Chrome-51	2,97 j	320 keV	- Marquage des hématies

FIG. 4-7 – Utilisation médicale des radioisotopes.

danger que ses radiations puissantes représentent.

- Souffre-35 : Cet émetteur  $\beta$  moyennement stable (demi-vie de 88 jours) est principalement utilisé dans le marquage métabolique des protéines. En effet on peut obtenir facilement de la  $[^{35}\text{S}]$ -méthionine et de la  $[^{35}\text{S}]$ -cystéine avec des activités spécifiques extrêmement élevées, ce qui facilite l'expérimentation où on étudie les changements rapides de la synthèse des protéines.
- Iode-125 : Cet émetteur de rayonnement  $\gamma$  est souvent utilisé pour marquer des protéines par conjugaison d'iodure, dérivé de l'iode moléculaire) sur la tyrosine.
- Sodium-22, calcium-45, fer-59, potassium-40, etc : Ces émetteurs de radiations  $\beta$  ou  $\gamma$  sont rarement employés, sauf évidemment pour des études sur le transport et l'accumulation des ions.

# Chapitre 5

## Réaction nucléaire

### 5.1 Définition

Une réaction nucléaire en physique nucléaire est une réaction qui se produit lorsque les noyaux de deux atomes entrent en collision ou lorsqu'une particule élémentaire comme un proton ou un neutron entre en collision avec le noyau d'un atome, cette collision crée de nouveaux composants qui diffèrent des composants impliqués dans la réaction



- $X$  : noyau cible
- $x$  : particule projectile
- $Y$  : particule émise
- $y$  : noyau résiduel

**notation de réaction :**

réaction  $(x, y)$  ou  $X(x, y)Y$

## 5.2 Energie libérée par la réaction Q



Conservation de l'énergie

$$\begin{aligned}(M_X + M_x)C^2 + E_{C_x} &= (M_Y + M_y)C^2 + E_{C_Y} + E_{C_y} \\ E_{C_Y} + E_{C_y} - E_{C_x} &= ((M_X + M_x) - (M_Y + M_y)) C^2 \\ Q &= E_{C_Y} + E_{C_y} - E_{C_x} = ((M_X + M_x) - (M_Y + M_y)) C^2 \quad (5.3)\end{aligned}$$

- $Q > 0$

Réaction toujours possible même ( $E_{C_x} = 0$ ), Réaction exo-énergétique.

- $Q < 0$

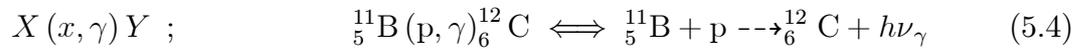
Réaction possible si ( $E_{C_x} > 0$ ), Endo-énergétique.

## 5.3 Principales réactions

### 5.3.1 Capture radioactive

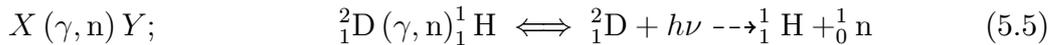
Une capture radiative désigne la capture d'une particule (neutron, proton, particule alpha, autre noyau) par un noyau suivie immédiatement de l'émission d'un photon des rayons gamma

**Exemple :**



### 5.3.2 Capture photonucléaire

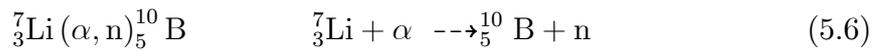
La première réaction photo-nucléaire a été mise en évidence par Chadwick et Goldhaber en 1934. Raisonnant par analogie avec ce qui a lieu dans l'effet photoélectrique des atomes, ils prévoient la possibilité d'émission de particules nucléaires en soumettant les noyaux à des rayons  $\gamma$  d'énergie quantique supérieure à l'énergie de liaison de la particule dont l'expulsion est envisagée



## 5.4 Réaction de transmutation (Transfer)

la transmutation : est la transformation d'un élément chimique en un autre par une modification du noyau atomique de l'élément

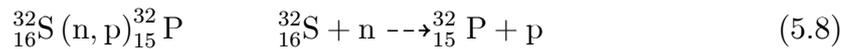
- $X(\alpha, n)Y$



- $X(p, n)Y$



- $X(n, p)Y$



## 5.5 La fusion nucléaire

La fusion nucléaire est le processus dans lequel deux noyaux atomiques s'assemblent pour former un noyau plus lourd dégageant une énergie énorme

**Exemple 1 :**

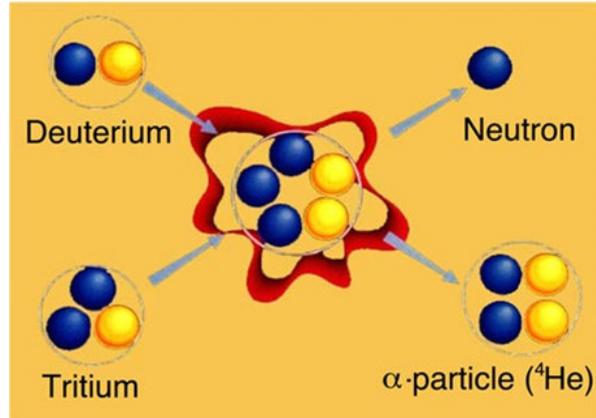
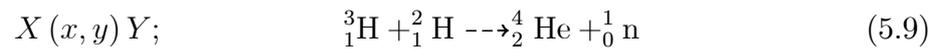
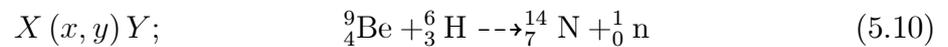


FIG. 5-1 – Des réactions de fusion nucléaire.



**Exemple 2 :**



## 5.6 La fission nucléaire

La fission nucléaire est le phénomène par lequel le noyau d'un atome lourd est divisé en plusieurs nucléides plus légers. Cette réaction nucléaire se traduit aussi par l'émission de neutrons et un dégagement d'énergie très important ( $\approx 200 \text{ MeV}$ )

**Exemple 3 :**

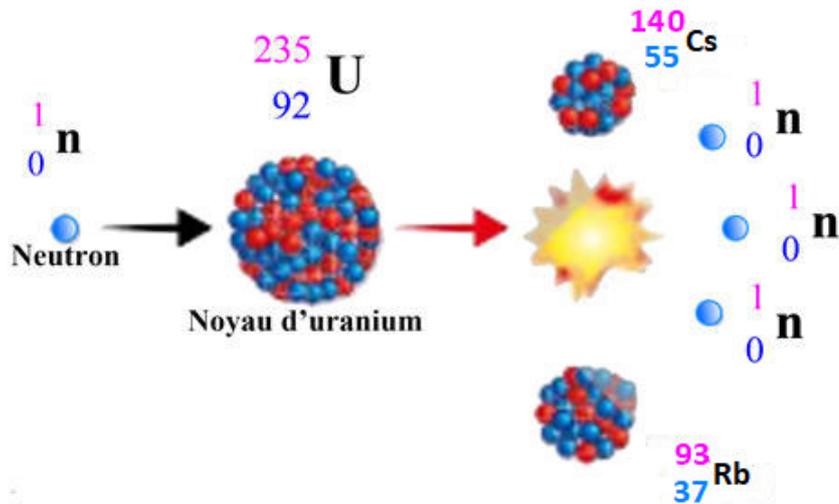
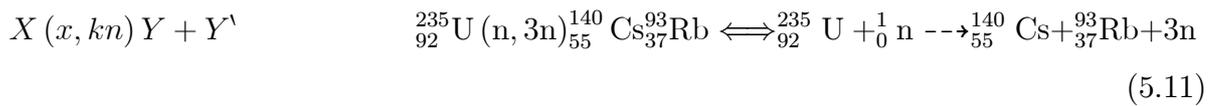


FIG. 5-2 – La fission nucléaire du noyau d'Uranium.



## 5.7 L'énergie nucléaire

### 5.7.1 Energie nucléaire

L'énergie nucléaire est l'énergie contenue dans les noyaux d'un atome et qui permet la cohésion des neutrons et des protons. Elle peut être extraite grâce à une réaction nucléaire qui est une réaction en chaîne de *fission* d'atomes lourds comme l'uranium ou de *fusion* d'atomes légers, comme l'hydrogène. Lors de ces réactions nucléaires, les atomes concernés perdent un peu de leur masse  $m$ . Cette masse perdue se transforme en une grande quantité d'énergie thermique  $E$  telle que

$$E = mc^2 \quad (5.12)$$

## 5.7.2 Bilan d'énergie

### Cas des réactions nucléaires spontanées :

Si la réaction se produit avec perte de masse, le milieu extérieur reçoit de l'énergie (généralement sous forme d'énergie cinétique des particules émises).

#### Exemple 1 :

Dans le cas d'une émission  $\alpha$  par exemple



l'énergie fournie au milieu extérieur est :

$$\Delta E = \Delta mc^2 \implies \Delta E = [m({}^{A-4}_{Z-2}\text{X}) + m({}^4_2\text{He}) - m({}^A_Z\text{X})] c^2 \quad (5.14)$$

#### Exemple 2 :

désintégration  $\beta^-$  du cobalt 60



### Masses des particules :

$$m(\text{Co}) = 59,9190 \text{ u}; m(\text{Ni}) = 59,9154 \text{ u}; m({}^0_{-1}e) = 5,49 \times 10^{-49} \text{ u}$$

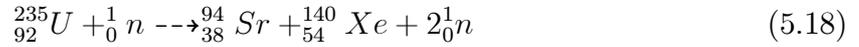
$$\Delta m = -3,05 \times 10^{-3} \text{ u} \quad (5.16)$$

On remarquera que  $\Delta m < 0$ . La masse du système diminue et le système fournit de l'énergie au milieu extérieur. Cette énergie s'écrit :

$$E = |\Delta m| \cdot c^2 = 2,87 \text{ MeV} \quad (5.17)$$

### Cas des réactions de fission

Nous traiterons ce paragraphe sur un exemple, la fission de l'uranium 235, Ce cas sera lui aussi traité à l'aide d'un exemple



#### Masses des particules :

$m({}_{92}^{235}\text{U}) = 234,9935 \text{ u}$ ;  $m({}_{38}^{94}\text{Sr}) = 93,8945 \text{ u}$ ;  $m({}_{54}^{140}\text{Xe}) = 139,8920 \text{ u}$ ;  $m({}_0^1\text{n}) = 1,0087 \text{ u}$

$$\Delta m = (m({}_{38}^{94}\text{Sr}) + m({}_{54}^{140}\text{Xe}) + 2({}_0^1\text{n}) - m({}_{92}^{235}\text{U}) - m({}_0^1\text{n})) = -0,1983 \text{ u} \quad (5.19)$$

On remarquera que  $\Delta m < 0$ . La masse du système diminue et le système fournit de l'énergie au milieu extérieur. Cette énergie s'écrit :

$$E = |\Delta m| \cdot c^2 = 186,8 \text{ MeV} \quad (5.20)$$

### Cas des réactions de fusion

Ce cas sera lui aussi traité à l'aide d'un exemple.



#### Masses des particules :

$m({}_2^3\text{He}) = 3,0149 \text{ u}$ ;  $m({}_2^4\text{He}) = 4,0015 \text{ u}$ ;  $m({}_1^1\text{P}) = 1,0073 \text{ u}$

$$\Delta m = m({}_2^4\text{He}) + 2m({}_1^1\text{P}) - 2m({}_2^3\text{He}) = -0,0137 \text{ u} \quad (5.22)$$

$\Delta m < 0$

$$E = |\Delta m| \cdot c^2 = 12,9 \text{ MeV}. \quad (5.23)$$

## **5.8 La nucléosynthèse :**

Est la synthèse de noyaux atomiques par différentes réactions nucléaires (capture de neutrons ou de protons, fission nucléaire, fusion nucléaire), éventuellement suivies de désintégrations radioactives ou de fission spontanée.

## **5.9 Détection des particules et notion de radioprotection**

### **5.9.1 Effet biologiques des rayonnements ionisants**

Étudier l'interaction des rayonnements avec la matière c'est mettre en évidence les effets biologiques de ces rayonnements ionisants qui sont la conséquence d'interactions de ces rayonnement avec la matière vivante. C'est le domaine de la radiobiologie.

### **5.9.2 Les rayonnements ionisants :**

Un rayonnement est dit « ionisant » lorsque celui-ci est susceptible de provoquer l'arrachement des électrons périphériques de la matière. Pour cela, il est nécessaire que l'énergie du rayonnement incident soit suffisante pour arracher un électron, c'est-à-dire que cette énergie soit supérieure à l'énergie de liaison minimale des électrons du milieu.

### **5.9.3 Effets pathologiques des rayonnements ionisants**

Les effets d'un rayonnement ionisant dépendent de sa nature, de la dose absorbée, de l'organe touché. Suivant la dose reçue et le type de rayonnements, les effets peuvent être plus ou moins néfastes pour la santé. Ils peuvent être classés en deux catégories

- les effets à incidences déterministes.
- les effets à incidences aléatoires.

## 5.10 Dosimétrie

- La dosimétrie est la détermination quantitative de la dose absorbée par un organisme ou un objet.
- Un dosimètre est un instrument de mesure destiné à mesurer la dose radioactive ou l'équivalent de dose reçus par une personne exposée à un rayonnement ionisant, dans le cadre de son activité professionnelle, d'un accident ou d'une radiothérapie vectorisée.

## 5.11 Les grandeurs dosimétriques utilisées en Radiobiologie et en Radioprotection

### 5.11.1 La dose absorbée $D$ :

Si l'on considère un rayonnement d'énergie incidente  $E_I$  qui pénètre dans un élément de volume de masse  $dm$  et qui en ressort avec une énergie  $E_F$ , la dose absorbée est le rapport :

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (5.24)$$

$$dE = E_I - E_F \quad (5.25)$$

Unité SI : Gray (Gy), 1 Gray = 1 J/kg.

### 5.11.2 La dose absorbée $H$ :

Unité d'équivalence de dose permettant de comparer l'effet biologique d'une même dose délivrée par des rayonnements de nature différente :

$$H = D \times W_R \quad (5.26)$$

où  $W_R$  est un nombre sans dimension tenant compte du rayonnement et de la sen-

sibilité du tissu,  $D$  est la dose absorbée par le tissu. En radioprotection, la Commission Internationale de Protection Radiologique (C.I.R.P) a recommandé d'appliquer à la dose absorbée un facteur de pondération lié à la qualité du rayonnements,  $W_R$ .

Unité : le sievert (Sv)

### 5.11.3 Dose efficace $E$ :

Unité de risque : Conçue pour la Radioprotection. Reflète les risques tardifs d'induction de cancer et de conséquences génétiques, variables selon les tissus.

$$E (Sv) = \sum W_T \times H_T \quad (5.27)$$

$W_T$  = facteur de pondération tissulaire tient compte de la radiosensibilité du tissu = probabilité relative de cancérisation du tissu ou de l'organe par rapport à celle de l'organisme entier  $T$  .

# Bibliographie

- [1] W. E. Meyerhof Eléments de physique nucléaire, édition Dunod
- [2] Krane. K.S, Introductory Nuclear Physics, (Wiley)
- [3] Hodgson. P.E. Gadioli Erba. E, Introductory Nuclear Physics (Oxford Science Publication)
- [4] N.F. Mott and H.S.W. Massey, The Theory of Atomic Collisions, (Oxford University Press, Oxford, 1965).

# Chapitre 6

## Partie Exercices

### Exercice 1

Un quark U a une charge électrique de  $+\frac{2}{3}e$ , un quark D de  $-\frac{1}{3}e$ .

- 1) Quelle est la charge électrique du proton constitué de 2 quarks U et 1 quark D ?
- 2) Quelle est la charge électrique du neutron constitué de 1 quark U et 2 quarks D ?

### Exercice 2

- 1) Étudier les collisions élastiques entre des particules identiques dans le système de laboratoire.
- 2) Calculer la température de réaction  $Q$  en termes d'énergies cinétiques dans le système de laboratoire, le système dans lequel la cible est immobile.

### Exercice 3

Supposons potentiel suivant :

$$\begin{cases} V(r) = 0; & r > r_0 \\ V(r) = \infty; & r < r_0 \end{cases}$$

En supposant que l'énergie cinétique de la particule tombante est très faible ( $kr_0 \ll 1$ ).

On peut négliger toutes les différences de phase sauf le sens  $S$ , ( $l = 0$ )

- 1) Ecrire dans ce cas l'amplitude  $f(\theta)$  et la section efficace  $\sigma_T$ , on a  $P_0 \cos \theta = 1$ ,
- 2) Écrivez le côté diagonal de l'équation de Schrödinger obtenue par  $U_{k,0}(r)$ , puis

calculez la différence de phase  $\eta_l$  en fonction de  $r_0, k$ .

#### Exercice 4

On rappelle la formule semi-empirique donnant l'énergie de liaison  $E_l(A, Z)$  d'un noyau de nombre de masse  $A$  contenant  $Z$  protons :

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

où  $a_v, a_s, a_c$  et  $a_a$  sont des coefficients constants

- Calculer l'énergie de liaison  $E_l(A, Z)$  et la masse atomique des noyaux  ${}^{45}_{21}\text{Sc}$  et  ${}^{70}_{30}\text{Zn}$  en utilisant la formule semi empirique.

#### Exercice 5

La masse atomique de  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  est de 55.9388 u, de  ${}^{235}_{92}\text{U}$  est de 235.0706 u et celle de  ${}^2_1\text{H}$  est de 2.0142 u.

- 1) Pour chaque noyau, calculer l'énergie de liaison par nucléon en MeV.
- 2) Classer ces noyaux du plus stable au moins stable.

Données :  $m_p = 1,0076$  u ;  $m_n = 1,0089$  u ;  $m({}^2_1\text{H}) = 2,0142$  u.

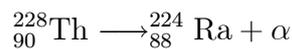
#### Exercice 6

Compléter les réactions nucléaires suivantes. Pour chaque équation, indiquer le type de réaction dont il s'agit :

- 1)  ${}^{239}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + \dots$  ;
- 2)  ${}^{131}_{53}\text{Xe} \rightarrow {}^{131}_{52}\text{Te} + \dots$  ;
- 3)  ${}^{124}_{53}\text{I} \rightarrow \dots + \beta^-$  ;
- 4)  ${}^{215}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{211}_{82}\text{Pb} + \dots$

#### Exercice 7

Considérez l'intégration alpha suivante



La première valeur maximale de l'énergie cinétique des particules émises est de

5,423 MeV et la seconde est de 5,341 MeV

- 1) Que représente chaque valeur ?
- 2) Calculer la chaleur de réaction  $Q$
- 3) Calculer l'énergie du premier état excité du noyau de radium.

### Exercice 8

Le noyau  $^{196}_{79}\text{Au}$  est caractérisé par un rayonnement de  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ . Calculer  $Q$  dans les deux cas.

### Exercice 9

L'intégration bêta du nucléide  $^6_2\text{He}$  conduit au nucléide de  $^6_3\text{Li}$ . Si vous savez que l'énergie maximale des électrons éjectés est de 1,983 MeV calculez la masse de  $^6_2\text{He}$ .

Donnée :  $m^6_3\text{Li} = 6,015121 \text{ u}$ ,  $1 \text{ u} = 931,5 \text{ MeV}/c^2$

### Exercice 10

- 1) Donner l'expression de la loi de décroissance radioactive d'un nucléide en précisant la signification de tous les termes. On considère un échantillon contenant initialement  $N_0$  noyaux de polonium  $^{210}_{84}\text{Po}$ .

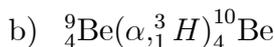
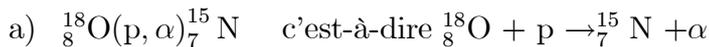
La constante de décroissance radioactive  $\lambda$  du polonium 210 est :  $5,8 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ .

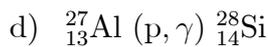
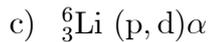
- 2) Calculer son temps de demi-vie  $t_{1/2}$  en seconde et en jour.
- 3) Combien reste-t-il de noyaux radioactifs aux instants  $t_{1/2}$ ,  $2t_{1/2}$ ,  $3t_{1/2}$ . Donner l'allure de la courbe de décroissance.

### Exercice 11

Le nombre de noyaux radioactifs de l'isotope  $^{218}_{84}\text{Po}$  peut notamment décroître par émission  $\alpha$ , le noyau résiduel étant du Pb ;

- 1) Ecrire la loi de désintégration.
- 2) Parmi les réactions des réactions nucléaires suivantes, quelles sont celles qui sont impossibles ? En supposant que l'erreur porte sur le noyau résiduel, en établir l'équation correcte (modifier le  $A$  et/ou le  $Z$  du noyau résiduel) :





p proton ou noyau d'hydrogène; d noyau du deutérium;  $\alpha$  noyau de l'hélium 4;  $\gamma$  rayonnement (sans masse ni charge) émis lors de la désexcitation d'un noyau.

### Exercice 12

Soit la réaction nucléaire suivante :



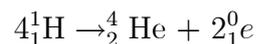
- 1) Quelles sont les règles qui permettent de déterminer  $A$  et  $Z$ ? Calculer ces valeurs, déterminer  ${}^A_Z\text{X}$ .
- 2) Définir et calculer le défaut de masse  $\Delta m$  de la réaction.
- 3) En déduire l'énergie libérée par 1 noyau d'Uranium puis pour un kilogramme.

Données :  ${}^{95}_{38}\text{Sr}$ ,  ${}^{94}_{38}\text{Sr}$ ,  ${}^{94}_{37}\text{Rb}$   $M({}^{235}_{92}\text{U}) = 234 \text{ g/mol}$ ,  $m({}^{235}_{92}\text{U}) = 235,013 \text{ u}$ ,  $m({}^A_Z\text{X}) = 93,8946 \text{ u}$ ,  $m({}^{139}_{54}\text{Xe}) = 138,888 \text{ u}$ ,  $m({}^1_0n) = \text{u}$

$\text{u} = 1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}$ .

### Exercice 13

La fusion thermonucléaire des protons dans le Soleil produit des noyaux d'hélium suivant la réaction globale d'équation :



- 1) A quoi correspond la particule notée  ${}^0_1e$  dans l'équation ?
- 2) Calculer la perte de masse notée  $|\Delta m|$  correspondant à cette réaction, exprimée en kg.
- 3) Rappeler la relation d'Einstein et calculer l'énergie libérée lors de cette fusion.

### Exercice 14

Donnez les utilisations de ces domaines :

- 1) La radiobiologie

- 2) Dosimétrie
- 3) La radioprotection