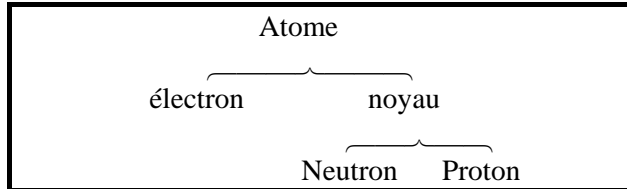


# 1 Structure de l'atome

## 1-1 Structure électronique et nucléaire, particules élémentaires

L'atome est composé d'un noyau autour duquel tournent des électrons.  
Le noyau est composé de neutron et de proton, qui sont des nucléons.



proton  $p^+$   
neutron  $n^0$   
électron  $e^-$

Masse des particules élémentaires

$$m_p \approx m_n \approx 1830 m_e$$

$$m_p \approx m_n \approx 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

La masse des particules élémentaires au repos est :

$$m_p = 1,6726432 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$m_n = 1,6748882 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Charge des particules élémentaires

$$q_p = -q_e = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

## 1-2 Notation des nucléides

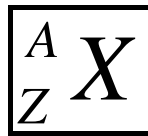
On note **Z** le nombre de proton

**Z** est le nombre de charge

On note **A** le nombre de nucléon

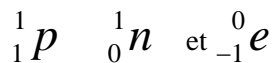
**A** est le nombre de masse

On note **N** le nombre de neutron



X est le symbole du nucléide.

On notera le proton le neutron et l'électron de la même manière :



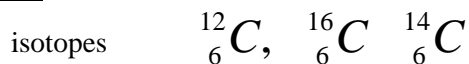
Deux atomes ayant :

le même Z mais un A différent sont des isotopes

le même A mais un Z différent sont des isobares

le même N mais un Z différent sont des isotones

**Exemple :**



En nucléaire le symbole ne représente qu'un seul atome et non une mole d'atome.

## 1-3 Principes fondamentaux

### 1-3-1 Équivalence masse énergie

D'après la relation d'Einstein, à toute masse  $m_0$ , il correspond une énergie :

$$E = m_0 c^2 \quad \text{avec } c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1} \quad (1)$$

Il en résulte qu'une particule au repos possède une énergie, son énergie de masse au repos.

exemple : calcule de la masse du deutérium à partir de la masse du proton et du neutron. La masse d'un noyau de deutérium est :  $m_D = 3,3445172.10^{-27} \text{ kg}$

Le noyau de deutérium est  ${}^2_1\text{H} = \text{D}$ , il est composé d'un proton et d'un neutron

$$m_p + m_n = 3,3475314.10^{-27} \text{ kg} > m_D = 3,3445172.10^{-27} \text{ kg}$$

$$\Delta m = - 0,0030142.10^{-27} \text{ kg}$$

$$\Delta E = - 2,71278.10^{-11} \text{ J} \quad \text{pour un atome}$$

$$\Delta E = -1,6330935.10^{13} \text{ j} \quad \text{pour 2g de deutérium}$$

---

### 1-3-2 Conservation de la charge

Dans toute transformation radioactive ou d'une réaction nucléaire, le nombre de charge se conserve.

### 1-3-3 Conservation du nombre de nucléon

Dans toute transformation nucléaire, il y a conservation du nombre de masse, donc du nombre de nucléon.

### 1-3-4 Conservation de l'énergie

L'énergie existe sous diverses formes :

- énergie cinétique ( $\frac{1}{2} mv^2$ )
- énergie potentielle ( $E_K, E_L...$ )
- énergie rayonnante ( $h\nu$ )

Si on considère un système de particules en interaction ce principe s'applique à l'ensemble du système, chaque particules possédant une énergie de masse au repos plus son énergie cinétique.

$$E = m_0 c^2 + E_c = mc^2 \quad (2)$$

$m$  est la masse relativiste avec :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3)$$

$$\Rightarrow m_0 c^2 = m c^2 - m v^2$$

### 1-3-5 Conservation de l'impulsion

Une particule en mouvement a une impulsion ou quantité de mouvement :

$$\vec{p} = m \vec{v}$$

Au cours de l'interaction, l'impulsion totale du système est conservée. On en déduit la relation entre énergie et impulsion :

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2 \quad (4)$$

Démonstration de la formule (4):

$$(2) \Rightarrow E = m_0c^2 + E_c = mc^2$$

$$(3) \Rightarrow m^2 = \frac{m_0^2}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{m_0^2c^2}{c^2 - v^2}$$

$$c^2 * | \quad \begin{aligned} m_0^2c^2 &= m^2c^2 - m^2v^2 \\ m^2c^4 &= m_0^2c^4 + p^2c^2 \\ E^2 &= m_0^2c^4 + p^2c^2 \end{aligned}$$


---

### 1-3-6 Dualité onde-corpuscule

En 1905 Einstein montre que l'aspect ondulatoire de la lumière n'est pas la seule manifestation d'une onde électromagnétique. Il émet l'hypothèse qu'à toute onde électromagnétique de fréquence  $\nu$ , peut être associée une corpuscule : le photon dont l'énergie quantifiée est

$$E_\nu = h\nu = hc/\lambda$$

où  $h$  est la constante de Planck  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  J.s et  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s

Pour le photon la masse est nulle, car il se déplace à la vitesse limite de la lumière, donc :

$$m_0c^2 = 0$$

$$E = pc$$

$$p = E/c = h\nu/c$$

Il en résulte que les quanta de lumière ont une impulsion  $p$  dans la direction de la lumière. Par analogie Louis de BROGLIE en 1924 émet l'hypothèse réciproque qu'à toute particule d'impulsion  $p$  est associée une onde de longueur d'onde

$$\lambda = c/\nu = h/p = h/mv$$

## 1-4 Grandeurs liées à l'atome

### 1-4-1 Longueur

Le diamètre d'un atome est de l'ordre de grandeur de l'angströme (Å) ( $10^{-10}$  m)

Le Rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène est  $r_H = 0,59$  Å

Le rayon du proton est de l'ordre du femtomètre ( $10^{-15}$  m)

Le rayon d'un noyau lourd est de environ 7 fm

Le rayon du noyau de l'atome varie en fonction du nombre de nucléon  $A$  :

$$R = R_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{avec } R_0 = 1,2 \text{ fm}$$

### 1-4-2 Le temps

L'échelles de temps des phénomènes nucléaires est très étendu. Elle varie de  $10^{-20}$ s réaction nucléaire à  $10^9$  ans (désintégration nucléaire)

Dans la pratique on utilise l'unité la mieux adaptée au phénomène.

### 1-4-3 Énergie

L'unité d'énergie en nucléaire est l'électron-volt (eV).

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad 1 \text{ J} = 0,625 \cdot 10^{+19} \text{ eV} = 0,625 \cdot 10^{+13} \text{ MeV}$$

### 1-4-4 Masse

L'unité légale de masse est le kg. Beaucoup trop grand pour les atomes :

$$(m_p \approx m_n \approx 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg})$$

On va donc utiliser des unités mieux adaptées :

- L'unité de masse atomique ( u )  
1 u est le 1/12 de la masse d'un atome de carbone 12 (  $^{12}\text{C}$  )  
or une mole de carbone 12 a une masse de 12 g  
donc :

$$1u = \frac{12}{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 12} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

- $\text{MeV} \cdot \text{c}^{-2}$   
à chaque masse  $m_0$  peut être associée une énergie : l'énergie de masse  
 $E = m_0 \cdot c^2$  avec  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  E en joules m en kg  
si E en MeV  
1 MeV =  $1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$  1 J =  $0,625 \cdot 10^{13} \text{ MeV}$

Pour déterminer la masse en  $\text{MeV} \cdot \text{c}^{-2}$  on calcule l'énergie de la masse  $m_0$  en MeV :

*exemple : masse du proton au repos  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$*

$$E = 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ J}$$

$$E = \frac{1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{1,6 \cdot 10^{-13}} \text{ MeV} = 939,375 \text{ MeV}$$

$$E = m_p \cdot c^2$$

$$m_p = 939,375 \text{ MeV} \cdot \text{c}^{-2}$$

Valeurs des masses des particules élémentaires

masse en	u	$\text{MeV} \cdot \text{c}^{-2}$
$e^-$	$5,485 \cdot 10^{-4}$	0,511
$p^+$	1,00727	938,28
$n^0$	1,00866	939,57
u	1	931,5
$\alpha$	4,00150	3727,41

## 2 Modèle atomique

### 2-1 Structure électronique postulat de Bohr

- Un électron, dans un atome, décrit une orbite autour du noyau sous l'influence de l'attraction Coulombienne entre électron et noyau .
- Le moment angulaire orbital de l'électron  $L = mvr$  ne peut varier que de manière discrète. Il est quantifié seules sont permises les orbites pour lesquelles :

$$2\pi L = nh \quad \text{avec } n = 1,2,3,\dots$$

- Sur une orbite permise l'électron, bien que constamment accéléré ne rayonne pas d'énergie. Son énergie totale est constante.
- Un rayonnement électromagnétique n'est émis que si un électron saute d'une orbite d'énergie  $E_i$  sur une autre orbite permise d'énergie inférieure  $E_f$  .

L'énergie rayonnée est

$$E = E_f - E_i < 0 \quad (E < 0 \text{ car énergie cédée})$$

Chaque orbite correspond à un état d'énergie de l'atome.

## 2-2 Niveaux d'énergie

L'énergie totale de l'électron sur un niveau d'énergie est la somme de son énergie potentielle et de son énergie cinétique  $E_c$ . l'énergie potentielle est nulle si l'électron est à l'infini.

$$E_n = E_p + E_c \quad E_c = \frac{1}{2}mv^2 \quad E_p = -\frac{Ze^2}{r}$$

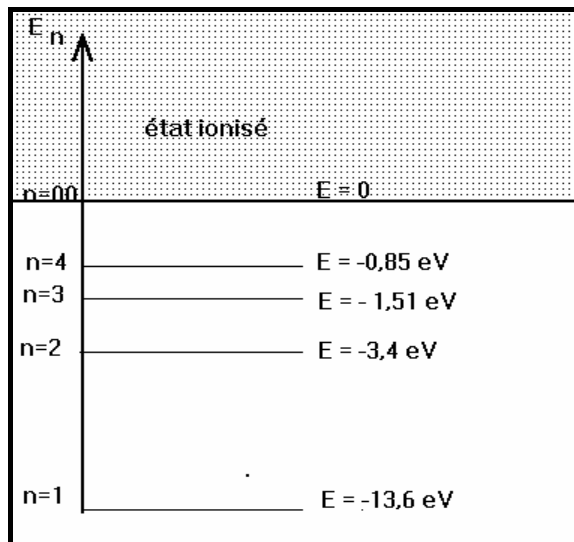
or  $\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow \frac{e^2}{r} = \frac{mv^2}{Z}$  donc  $E_n = -\frac{me^4}{2n^2\hbar^2}Z^2$

Le moment cinétique  $2\pi L = nh$  avec  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

$$L = n\hbar = mvr$$

On montre que pour l'atome d'hydrogène  $Z = 1$

$$E_n = -\frac{me^4Z^2}{2n^2\hbar^2} = -\frac{13,6}{n^2} eV$$



Pour  $n > 1$  les états sont excités et instables ; la durée de vie dans un état excité est de l'ordre de la nanoseconde ( $10^{-9}$  s).

Pour  $n = 1$  l'atome est dans l'état fondamental.

Pour  $n = \infty$  l'atome est ionisé.

## 2-3 Nombres quantiques, structure

### hyperfine

- n nombre quantique principal  $n = 1, 2, 3, \dots$
- l nombre quantique azimutal  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$
- $m_l$  nombre quantique magnétique  $m_l = -l, -l+1, \dots, 0, 1, 2, \dots, l-1, l$
- s spin  $s = \pm \frac{1}{2}$

n correspond au niveau d'énergie

$m_l$  correspond au moment cinétique ( sens de rotation de l'électron autour du noyau. C'est une charge électrique qui tourne donc crée un champ magnétique)

s le spin correspond à la rotation de l'électron sur lui-même.

## 2-4 Principe d'exclusion de Pauli

Si un atome a un numéro atomique Z la charge autour du noyau est Ze

**Les Z électrons ne peuvent pas avoir le même état quantique.**

Il faut donc que les 4 nombres quantiques ne soient pas identiques pour 2 électrons quelconques.

## 2-5 Configuration électronique d'un atome

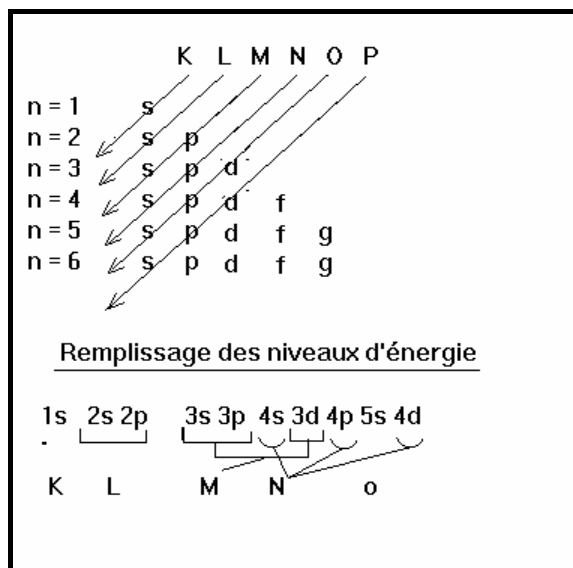
Pour un même niveau d'énergie le nombre quantique n est le même.

niveau	n	l	m	s	états
K	n = 1	l = 0	m = 0	s = ± ½	1s <sup>2</sup>
L	n = 2	l = 0	m = 0	s = ± ½	2s <sup>2</sup>
		l = 1	m = 0, ± 1	s = ± ½	2p <sup>6</sup>
M	n = 3	l = 0	m = 0	s = ± ½	3s <sup>2</sup>
		l = 1	m = 0, ± 1	s = ± ½	3p <sup>6</sup>
		l = 2	m = 0, ± 1, ± 2	s = ± ½	3d <sup>10</sup>
N	n = 4	l = 0	m = 0	s = ± ½	4s <sup>2</sup>
		l = 1	m = 0, ± 1	s = ± ½	4p <sup>6</sup>
		l = 2	m = 0, ± 1, ± 2, ± 3	s = ± ½	4d <sup>10</sup>
		l = 3	m = 0, ± 1, ± 2, ± 3, ± 4	s = ± ½	4f <sup>14</sup>

L'énergie de liaison d'un électron varie de quelques électrons-volts à quelques centaines de keV pour les atomes les plus lourds et les électrons les plus liés ( les plus profonds).

A l'état fondamental les électrons d'un atome sont au niveau le plus bas possible.

### Ordre de remplissage des niveaux d'énergie par les électrons



Le remplissage du sous niveau 3d correspond à la série des Lanthanides et celui des 4d à la série des Actinides.

Les Lanthanides sont tous dans la case 57 du tableau de Mendeleïev et les Actinides sont tous dans la case 89 de l'actinium.

Il est à noter qu'il y a quelques irrégularité dans le remplissage au niveau du nickel et cuivre, du Technétium et Ruthénium, ainsi que de l'iridium et platine.

## 2-6 Le noyau

### 2-6-1 États d'énergie du noyau.

Le noyau  ${}^A_Z X$  contient **Z protons** et  $N = A - Z$  neutrons.

L'énergie du noyau au repos est :

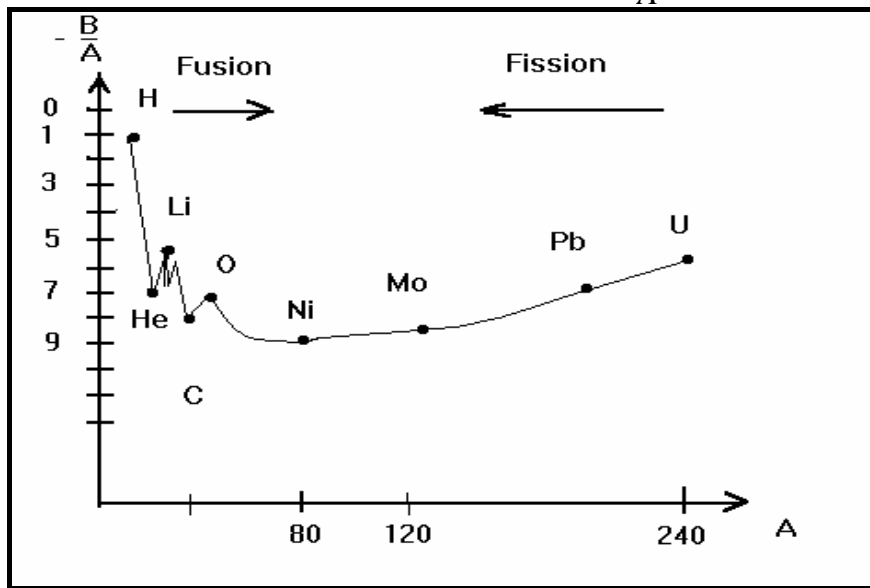
$$M(A,Z) c^2 = Z M_p c^2 + N M_n c^2 - B$$

avec  $M_p c^2 = 938,28 \text{ MeV}$       énergie de masse du proton  
 $M_n c^2 = 939,59 \text{ MeV}$       énergie de masse du neutron

B énergie de liaison totale des A nucléons, ou défaut de masse ( B ⇔ Binding : liaison en anglais).

On appelle  $\frac{B}{A}$  l'énergie moyenne de liaison par nucléon.

On peut constater que cette énergie de liaison par nucléon est maximum de  $A = 60$  à  $A = 90$ . Cela correspond aux noyaux les plus stables  $\frac{B}{A} \approx 9$  MeV.



Si  $A < 30$   $\frac{B}{A}$  varie peu et est voisine de 8 MeV. C'est une valeur forte comparée à l'énergie de liaison des électrons. On peut obtenir de 2 façons des noyaux de grande énergie de liaison par nucléon.

- Soit en cassant un noyau lourd en deux noyaux plus légers : c'est la **fission**.
- Soit en assemblant deux noyaux légers en un noyau plus lourd : c'est la **fusion**

## 2-6-2 Forces nucléaires

La cohésion du noyau est due à l'interaction nucléaire forte.

Caractéristiques des forces nucléaires :

- Attractives et très intenses (forte énergie de liaison des nucléons)
- De très courte portée  $\approx 1$  fm (différente de la coulombienne à longue portée en  $1/r^2$ )
- Indépendante de la charge ( les forces d'attraction n-n, p-p et n-p identiques)
- Elles sont saturées. Le vecteur interaction est le méson  $\pi$

## 2-6-3 États excités : processus de désexcitation

### 2-6-3.1 Désexcitation de l'atome

Si le cortège d'électron est modifié par une collision avec un projectile, l'atome se trouve excité dans un état instable de courte durée ( $10^{-8}$  à  $10^{-15}$  s). Si un proton  $p^+$  arrache un électron  $e^-$  de la couche K, l'atome est ionisé. il y a une vacance électronique.

Il y a désexcitation par un électron de niveau supérieur (en général L) puis M comble L puis N comble M ...

La transition  $L \rightarrow K$  libère une énergie  $E = E_K - E_L < 0$

La désexcitation peut s'effectuer par deux processus :

- soit une émission **X**
- soit par effet **AUGER**

#### \* Emission X

L'énergie est emportée par un photon d'énergie  $h\nu$

$$h\nu = |E_L - E_K| \quad \text{énergie} \approx 120 \text{ keV}$$

Il y a un grand nombre d'émission possible, car il y a plusieurs niveaux d'énergie et sous niveaux d'énergie. L'onde électromagnétique est en mode transverse.

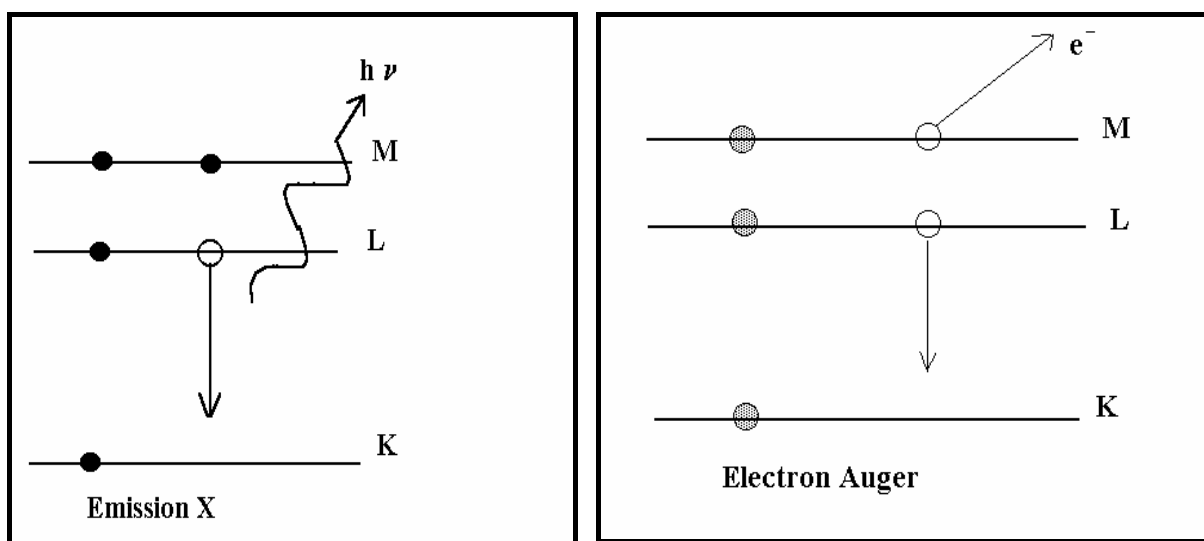
**\* Effet Auger**

Ce processus est non radiatif, l'énergie disponible est directement transférée sans émission X à un électron du cortège qui est éjecté de l'atome avec une énergie cinétique égale à l'énergie libérée diminuée de l'énergie de liaison de l'électron.

C'est un processus d'auto-ionisation de l'atome. L'effet Auger est prédominant pour les éléments légers. L'émission X prédomine pour les éléments lourds.

Dans l'effet Auger le champ électrique est en mode radial.

Il y a compétition entre émission X et l'effet Auger.



**2-6-3.2 Désexcitation du noyau**

Très souvent après émission  $\alpha$  ou  $\beta$  ou après une réaction nucléaire (capture, fission, fusion) le noyau est dans un état excité.

Les états d'énergie du noyau sont quantifiés comme ceux de l'atome.

Il existe deux processus de désexcitation du noyau :

- par **émission  $\gamma$**
- par **conversion interne**

**• Émission  $\gamma$**

Ce sont des rayonnements électromagnétiques de même nature que les rayons X mais plus énergétiques, donc de plus grande fréquence.

On montre que l'énergie de recul du noyau est de l'ordre de :

$$E_R = 50 \text{ eV}$$

et que l'énergie du photon  $\gamma$  est de l'ordre de :

$$E_\gamma \approx 2 \text{ MeV}$$

donc  $E_R \ll E_\gamma \approx E_i - E_f$

L'énergie  $E_\gamma$  est de l'ordre de 10 keV à 3 MeV.

**• Conversion interne**

La conversion interne est un processus non radiatif de désexcitation du noyau. L'énergie est cédée directement à un électron du cortège électronique ( le plus souvent du niveau K) qui est éjecté avec une énergie :

$$E_e^- = E - B \quad B \text{ énergie de liaison} \quad E \text{ énergie de désexcitation}$$



A la suite de la conversion interne le cortège électronique se réarrange avec émission de rayon X ou d'électron Auger.

### 3 La Radioactivité

#### 3-1 Définition

Certains nucléides se transforment spontanément au cours du temps. Cette transformation correspond à un changement de nature du noyau. Cette transformation se fait par émission de particule  $\alpha$  ou  $\beta$  ou par fission spontanée ou par capture électronique. Cela se passe pour les noyaux lourds ou qui ont un excès de neutron ou de proton.

Ces noyaux sont dits « Radioactifs » ils se désintègrent. Ce phénomène est indépendant des conditions physico-chimiques du nucléide et de l'âge du nucléide.

La probabilité que, pendant un temps  $dt$ , le nucléide considéré se désintègre est une donnée caractéristique de ce nucléide.

#### 3-1-1 Loi de désintégration radioactive

Soit un nombre  $N_{(t)}$  d'atomes radioactifs d'une espèce présents à la date  $t$ .

Entre  $t$  et  $t + dt$  un certain nombre de noyaux se sont désintégrés et ont changé de nature.

On appelle  $dN$  la variation du nombre d'atome entre ces deux dates. Cette variation est proportionnelle au nombre  $N_{(t)}$  d'atomes à la date  $t$ , dépend du nucléide considéré et de la durée  $dt$ .

$$dN = - N \lambda dt \quad (- \text{ car il y a diminution de } N)$$

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \times dt$$

$$N_{(t)} = N_0 e^{-\lambda t}$$

$\lambda$  est la constante radioactive du nucléide

$N_0$  est le nombre d'atomes présents à la date  $t = 0$

La décroissance radioactive suit une loi exponentielle.

#### 3-1-2 Période radioactive

La période  $T$  est le temps nécessaire pour que la moitié des  $N_0$  atomes présents à la date  $t=0$  se soient désintégrés.

$$\frac{N_t}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

Les périodes  $T$  des différents radioéléments couvrent un domaine très vaste, depuis

$T > 10^{30}$  ans pour le vanadium à

$T < 2.96 \cdot 10^{-7}$  s pour  ${}^{212}_{84}\text{Po}$

#### 3-1-3 Vie moyenne

La vie moyenne d'un atome particulier est comprise entre 0 et  $\infty$ . Si on a  $N_0$  atomes présents à  $t = 0$  à  $t$  il en reste :

$$N_{(t)} = N_0 e^{-\lambda t}$$

entre  $t$  et  $t + dt$ ,  $dN_t$  atomes se désintègrent

$$dN_{(t)} = -\lambda N_{(t)} dt$$

ces  $dN_{(t)}$  atomes ont eu une vie égale à  $t$

La durée de vie totale de l'ensemble est

$$dN_{(t)} \cdot t = -\lambda N_{(t)} t dt$$

Par définition la vie moyenne  $\tau$  des  $N_0$  atomes est la somme des durées de vie de tous les atomes divisée par  $N_0$ .

$$\tau = -\frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_{(t)} t dt$$

or  $N_{(t)} = N_0 e^{-\lambda t}$

$$\tau = -\int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} dt$$

on intègre par partie, on obtient  $\tau = \lambda^{-1}$

or  $N_{(t)} = N_0 e^{-\lambda t}$  si  $t = \tau = \lambda^{-1}$

donc  $N_{(t)} = N_0 e^{-\lambda/\lambda} = N_0 e^{-1}$

$$\boxed{\bar{N}_{(t)} = \frac{N_0}{e}}$$

La vie moyenne correspond au temps au bout duquel le nombre d'atomes a décru d'un facteur 1/e.

### 3-2 Mode de transformation spontanée

On peut classer en deux catégories les modes de transformation :

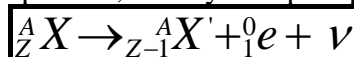
- Transformation isobarique ( A = cte)
- Transformation par partition en 2 noyaux.

#### 3-2-1 Transformation isobarique

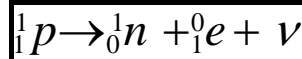
Ce sont des transformations sans changement du nombre de masse A. Ceci est du à un déséquilibre trop important entre les neutrons et protons dans le noyau.

##### 3-2-1.1 émission $\beta^+$

La particule  $\beta^+$  est un positon, car il y a trop de protons dans le noyau.

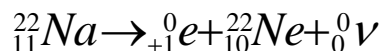


On peut considérer que c'est un proton qui se transforme en un neutron



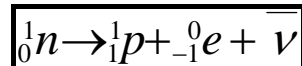
$\nu$  est un neutrino de charge nulle et de masse vraisemblablement nulle.

exemple :

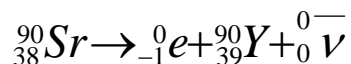


##### 3-2-1.2 émission $\beta^-$

La particule  $\beta^-$  est un électron expulsé du noyau. Il y a émission d'un antineutrino, pour conservation de l'énergie. On peut considérer que  $\beta^-$  correspond à la transformation d'un neutron en proton, car il y a un excès de neutron dans le noyau.



exemple :



##### 3-2-1.3 Diagramme d'énergie

Les particules  $\beta$  ont une énergie qui n'est pas quantifiée. Mais le nombre de positon ou électron est maximum pour une énergie de 0,58 MeV

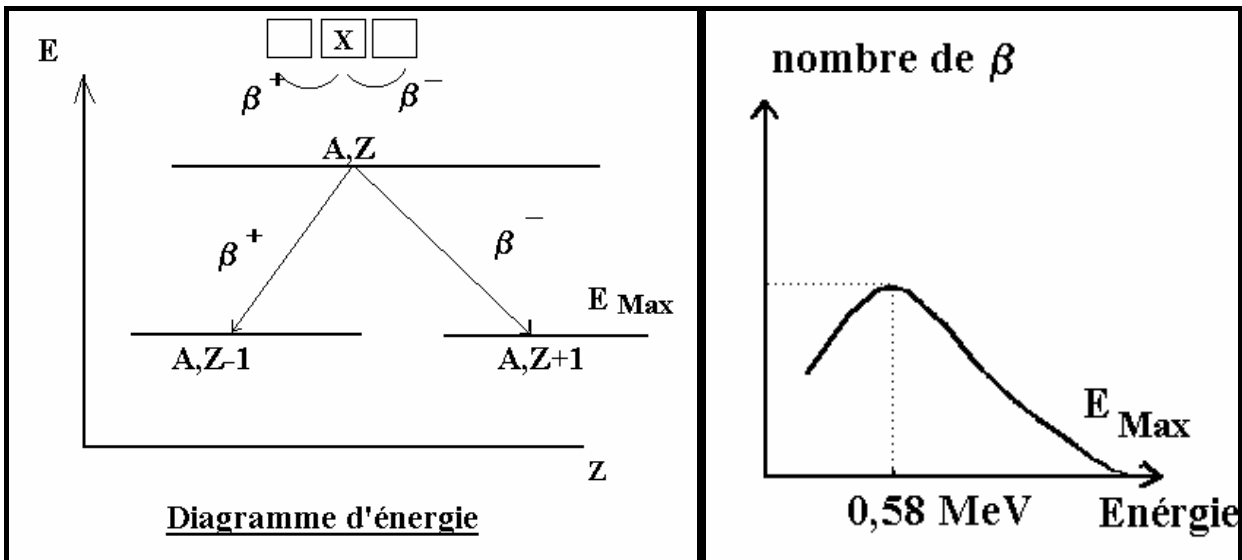


figure 1

figure 2

L'énergie des particules  $\beta$  émis n'est pas constante pour un type de désintégration.

$$E_B \neq E_{A,Z} - E_{A,Z'}$$

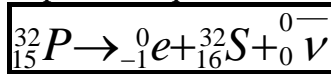
Sur un nombre très grand de désintégrations  $\beta$  on observe une répartition d'énergie des particules de la forme de la figure 2. Le maximum de particule a une énergie  $(E_{Max}) * 1/3$

On peut déterminer  $E_{max}$  :

$$E_{max} + m_0c^2 = M'(A,Z) c^2 - M(A,Z \pm 1) c^2$$

où  $m_0$  est la masse au repos, de la particule  $\beta$ . On constate que toutes les particules  $\beta$  n'ont pas la même énergie cinétique. On obtient un spectre continu d'énergie (figure 2).

Par exemple pour le phosphore 32 qui est un émetteur  $\beta^-$



l'énergie est :

$$E_P = 15 M_p c^2 + 17 M_n c^2 - B \quad (B \text{ énergie de liaison : binding})$$

Pour le soufre 32

$$E_S = 16 M_p c^2 + 16 M_n c^2 - B$$

L'énergie disponible est  $E = \Delta E = 1.732 \text{ MeV}$

Donc sauf dans le cas rare où l'énergie des  $\beta$  est  $E_{max}$ , il n'y a pas conservation de l'énergie; donc on est obligé de supposer l'existence d'une particule sans masse et sans charge : le neutrino. Son énergie de masse est :

$$m_\nu c^2 < 10 \text{ eV}$$

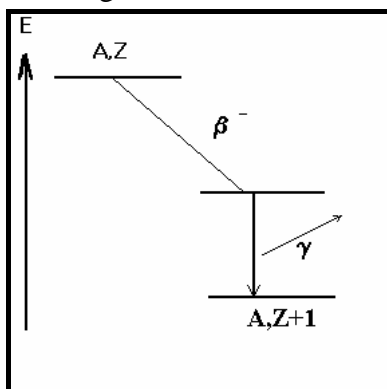
Le neutrino est une particule très pénétrante, mais non ionisante, qui n'interagit pas avec la matière.

Mais dans de nombreux cas le noyau final est dans un état excité. Il y a libération d'un photon  $\gamma$

On peut écrire :

$$\begin{aligned} {}^A_Z M c^2 &= {}^A_{Z+1} M' c^2 + E_0 \\ \text{avec } E_0 &= E_\gamma + E_{Max} \\ \text{et } E_\beta + E_\nu &= E_{Max} \end{aligned}$$

Pour les  $\beta^+$  : si on appelle  $M'$  la masse du noyau, et  $M$  la masse de l'atome on peut écrire :



$$\frac{A}{Z} M' c^2 = \frac{A}{Z-1} M' c^2 + m_0 c^2 + E_0$$

si on ajoute aux deux membres la masse de Z électrons on obtient :

$$\frac{A}{Z} M c^2 = \frac{A}{Z-1} M c^2 + 2m_0 c^2 + E_0$$

Si on appelle  $Q_{\beta^+}$  la différence des masses atomiques des atomes lors de la désintégration  $\beta^+$

$$Q_{\beta^+} = \frac{A}{Z} M c^2 - \frac{A}{Z-1} M c^2 = 2m_0 c^2 + E_0$$

Pour que la désintégration  $\beta^+$  soit énergétiquement possible, il faut que :

$$Q_{\beta^+} \geq 2m_0 c^2 = 2 \times 0,511 \text{ MeV} = 1,022 \text{ MeV}$$

Pour  $\beta^-$  il faut que  $\frac{A}{Z} M' c^2 = \frac{A}{Z+1} M' c^2 + m_0 c^2 + E_{Max}$

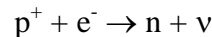
Si on ajoute les Z électrons c'est à dire une masse  $Zm_0 c^2$  aux deux membres avec  $m_0$  masse de l'électron au repos on obtient :

$$\frac{A}{Z} M c^2 = \frac{A}{Z+1} M c^2 + E_{Max}$$

$$Q_{\beta^-} = E_{Max} = \frac{A}{Z} M c^2 - \frac{A}{Z+1} M c^2$$

### 3-2-1.4 Capture électronique

Il peut y avoir au lieu d'une émission d'une particule  $\beta^+$ , une capture électronique avec transformation d'un proton en neutron :



Il y a transformation dans le noyau d'un proton en neutron comme dans l'émission  $\beta^+$ . La capture électronique est en concurrence avec l'émission  $\beta^+$ . Le noyau résiduel est laissé dans un état excité, et il y aura émission d'un photon  $\gamma$ .

$$\frac{A}{Z} M' c^2 + m_0 c^2 = \frac{A}{Z-1} M' c^2 + m_\gamma c^2 + E_\nu + E_{M'} + E_\gamma$$

L'énergie de désintégration est

$$E_0 = E_{M'} + E_\nu + E_\gamma \approx E_{M'} + E_\gamma$$

Si on ajoute  $(Z-1) m_0 c^2$  aux deux membres on obtient :

$$\frac{A}{Z} M c^2 = \frac{A}{Z-1} M c^2 + E_0$$

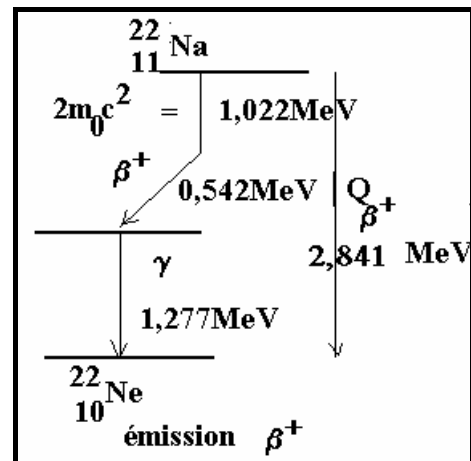
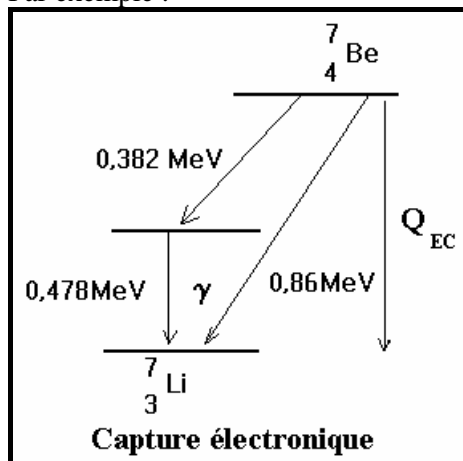
$$E_0 = Q_{CE}$$

La capture électronique ne peut se produire que si  $Q_{CE} > 0$  c'est à dire si

$${}^Z M > {}^{Z-1} M$$

L'émission  $\beta^+$  n'est possible que si  ${}^Z M > {}^{Z-1} M + 2m_0$

Par exemple :

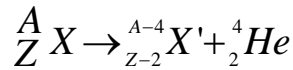


Si  $Q > 2 m_0 c^2$  la capture électronique est prépondérante devant  $\beta^+$  pour les atomes lourds (Z grand) car les électrons sont en moyenne plus près du noyau.

Après une capture électronique, il y a réarrangement du cortège électronique soit par émission X caractéristique de l'atome fils, soit par émission d'électron Auger.

### 3-3 Désintégration $\alpha$

C'est une désintégration non isobarique, avec émission d'un noyau d'Hélium He



$$M_\alpha = 4,00150 \text{ u}$$

$$M_\alpha c^2 = 3727,41 \text{ MeV}$$

$$\text{Energie de liaison totale } B = 28,3 \text{ MeV}$$

$$\text{Energie de liaison par nucléon } B/A = 7,07 \text{ MeV/nucléon}$$

noyau	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$
B (MeV)	2,22	8,48	7,72	28,3	32	9,2
B/A	1,11	2,83	2,57	7,07	5,33	5,60

On peut remarquer que l'énergie de liaison par nucléon est la plus grande pour la particule  $\alpha$  donc c'est une particule très stable.

#### 3-3-1 Energie de la désintégration $\alpha$

Il y a conservation de l'énergie lors de la réaction :

$${}^A M' c^2 = {}^{A-4} M' c^2 + {}^4 M_\alpha c^2 + E_\alpha + E_{M'}$$

$E_\alpha$  et  $E_{M'}$  sont les énergies de recul de la particule  $\alpha$  et du noyau fils. Si on écrit la conservation de la quantité de mouvement

$$M' V_r = M'_\alpha V_\alpha \quad \Rightarrow \quad V_r = V_\alpha * (M'_\alpha / M')$$

L'énergie de recul du noyau est :

$$E_{M'} = \frac{1}{2} M' V_r^2 = \frac{1}{2} \frac{M' M_\alpha^2}{M'^2} V_\alpha^2 \quad \text{or} \quad E_\alpha = \frac{1}{2} M'_\alpha V_\alpha^2$$

$$E_{M'} = \frac{1}{2} \frac{M'_\alpha}{M'} E_\alpha$$

Les émetteurs  $\alpha$  sont des noyaux lourds  $A \cong 200$  donc  $\frac{M'_\alpha}{M'} \cong 0,02$

$$E_{M'} \cong 0,02 E_\alpha \quad \text{et si } E_\alpha = 5 \text{ MeV} \quad E_{M'} \cong 100 \text{ keV}$$

L'énergie totale ou énergie de désintégration sera :

$$E_0 = E_\alpha \left( 1 + \frac{M'_\alpha}{M'} \right)$$

$${}^A M c^2 = {}^{A-4} M c^2 + {}^4 M_\alpha c^2 + E_0$$

$$Q_\alpha = {}^A M c^2 - {}^{A-4} M c^2 - {}^4 M_\alpha c^2 = E_0$$

La désintégration  $\alpha$  ne peut donc avoir lieu que si  $Q_\alpha > 0 \Rightarrow A > 140$

L'énergie de désintégration  $\alpha$  varie dans une bande étroite de 4 à 9 MeV. On constate que l'émission  $\alpha$  donne plusieurs raies voisines ; on observe une structure fine.

### 3-3-2 Période des émetteurs $\alpha$

La période des émetteurs  $\alpha$  varie de  $10^{-7}$  s à  $10^{10}$  ans.  
Plus l'énergie est grande plus la période est courte.

Nucléide	$E_\alpha$ ( MeV)	Période T
$^{232}\text{Th}$	4.05	$1,39 \cdot 10^{10}$ ans
$^{226}\text{Ra}$	4.88	$1,62 \cdot 10^3$ ans
$^{228}\text{Th}$	5.52	1,9 ans
$^{222}\text{Rn}$	5.59	3,83 jours
$^{218}\text{Po}$	6.12	3,05 min
$^{216}\text{Po}$	6.89	0,16 s
$^{212}\text{Po}$	8.95	$3 \cdot 10^{-7}$ s

### 3-3-3 Noyaux ayant plusieurs modes de désintégration

Certains noyaux ont plusieurs modes possibles de désintégration.

Par exemple :

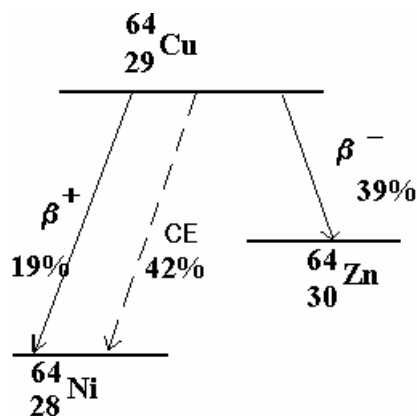
Le  $^{64}\text{Cu}$  se désintègre soit par émission  $\beta^-$  ou  $\beta^+$  soit par capture électronique CE.

Chaque mode de désintégration est caractérisée par sa probabilité partielle par unité de temps :

$$\lambda_{\beta^-} \quad \lambda_{\beta^+} \quad \lambda_{CE}$$

Chacune de ces probabilités est indépendante. La constante  $\lambda$  de désintégration du cuivre  $^{64}\text{Cu}$  est :

$$\lambda = \lambda_{\beta^-} + \lambda_{\beta^+} + \lambda_{CE}$$



On appelle rapport d'embranchement les quantités :

$$\begin{aligned} R_{\beta^-} &= \frac{\lambda_{\beta^-}}{\lambda} \\ R_{\beta^+} &= \frac{\lambda_{\beta^+}}{\lambda} \\ R_{CE} &= \frac{\lambda_{CE}}{\lambda} \end{aligned}$$

Ces Rapports pour le  $^{64}\text{Cu}$  sont respectivement de 19% ,39 % et 42 %.

### 3-3-4 Activité

L'activité d'un échantillon radioactif représente le nombre de désintégrations par secondes :

$$A_{(t)} = -\frac{dN_{(t)}}{dt} = +\lambda \overline{N_{(t)}} \quad \text{or } N_{(t)} = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad \text{donc}$$

$$A_{(t)} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

L'activité décroît rapidement au début de l'émission, pour se stabiliser vers la fin de l'émission.

L'activité d'une source servira à la datation d'un objet.

L'unité d'activité est le Becquerel (Bq) :

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ désintégration par seconde}$$

L'ancienne unité d'activité est le Curie (Ci). C'est l'activité à 1 % près, de 1g de  $^{226}\text{Ra}$  de période 1600 ans.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

Les sources de laboratoire sont dans le domaine du  $\mu\text{Ci}$  au  $\text{mCi}$ .

Remarque : L'activité est un nombre de désintégration par seconde, et non un nombre de rayonnement émis par seconde ; Ce nombre dépend lui du schéma de désintégration.

Exemple : L'activité d'un fragment d'os humain actuel contenant du  $^{14}\text{C}$  est de 880 Bq, sachant qu'un fragment ancien a une activité de 110 Bq déterminer l'âge de ce fragment.

$$\text{à } t=0 \quad A_0 = 880 \text{ Bq}$$

$$\text{à } t \quad A_t = A_0 e^{-\lambda t} = 110 \text{ Bq} \quad \text{or } T_C = 5570 \text{ ans pour } ^{14}\text{C} \text{ donc}$$

$$A_{(t)} = A_0 e^{-0,693 t/5570}$$

$$\Rightarrow \quad t = \underline{16713,5 \text{ ans}}$$

### 3-3-5 Quantité de radio nucléide correspondant à une activité désirée.

- En nombre d'atome

Si un radionucléide a une période T (en secondes), à un instant t l'activité de l'échantillon est 1 Ci. Combien y a-t-il de noyaux actifs dans cet échantillon à l'instant t ?

$$\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) = 3,7 \cdot 10^{10}$$

$$N = \frac{3,7 \cdot 10^{10}}{0,693} T$$

- En masse

$$M = \frac{A}{n} N$$

où n est le nombre d'Avogadro  $n = 6.023 \cdot 10^{23}$ .

Plus la période est longue, plus il faut une masse importante d'échantillon actif pour avoir 1 Ci d'activité.

Exemples :

Nucléide	Période T	Masse g/Ci
$^{226}\text{Ra}$	1600 ans	1,02
$^{60}\text{Co}$	5,2 ans	$9,1 \cdot 10^{-4}$
$^{32}\text{P}$	14,3 jours	$3,5 \cdot 10^{-6}$

- Représentation graphique de l'activité en coordonnées semi-logarithmiques

En coordonnées  $A_{(t)}$  en fonction du temps la courbe est une exponentielle décroissante.

En coordonnées semi-logarithmiques la courbe de l'activité en fonction du temps est une droite de pente  $-A(0)/2T$ .

Dans le cas d'un mélange de deux radio nucléides dont la période de l'un est bien plus petite que celle de l'autre, l'activité totale est égale à la somme des activités de chacune des sources.

$$A_{(t)} = A_{1(t)} + A_{2(t)} \quad A_{1(t)} = A_{1(0)} e^{-\lambda_1 t}$$

$$A_{2(t)} = A_{2(0)} * e^{-\lambda_2 * t} \quad \text{et à } t = 0 \quad \underline{A_{(0)} = A_{1(0)} + A_{2(0)}}$$

En coordonnées semi-log l'activité totale n'est pas une droite, mais la composition de 2 droites. Pour déterminer les périodes il faut donc attendre suffisamment longtemps pour qu'il ne reste plus qu'un seul radio nucléide présent dans la source. La décroissance de l'activité de la source est alors linéaire (en semi-log)

On prolonge cette droite vers l'origine des dates, on obtient l'activité initiale de ce radio nucléide de longue période. On soustrait cette valeur à l'activité initiale du mélange et on obtient l'activité de ce deuxième Nucléide.