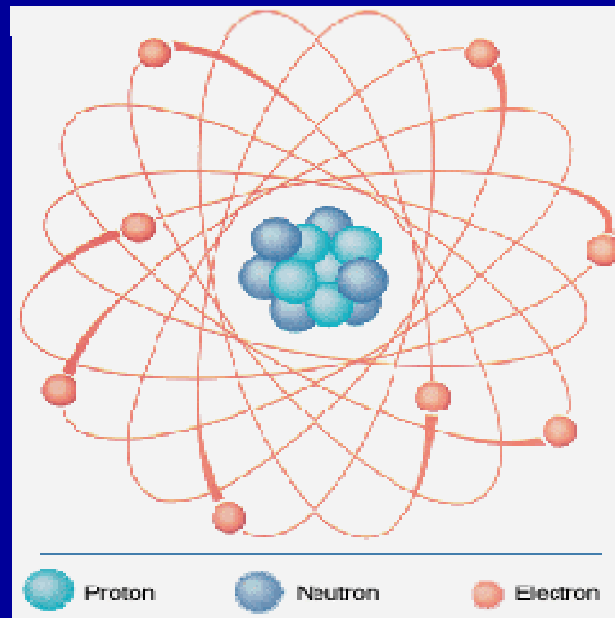


Eléments de Physique Nucléaire





SOMMAIRE

Chapitre I :
Caractéristiques générales du Noyau

Chapitre II :
Énergie de liaison du Noyau

Chapitre III :
Transformations radioactives

Chapitre IV :
Réactions Nucléaires

Chapitre V :
Interaction Rayonnement- Matière

Chapitre III :

Transformations radioactives

I - Noyaux excités et Noyaux instables

II - Étude des différents types de radioactivités

- 1) *Émission alpha*
- 2) *Émissions β ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = +/-1$)*
 - a) *désintégration β^-*
 - b) *désintégration β^+*
 - c) *capture électronique*

- 3) *Transitions gamma ($\Delta A = 0$; $\Delta Z = 0$)*

III – Loi de désintégration radioactive

- 1) *Désintégration à un corps*
- 2) *Grandeurs caractéristiques*

IV – Filiations radioactives

- 1) *Filiation à deux corps*
- 2) *Familles radioactives*

I - Noyaux excités et Noyaux instables

Généralement un noyau se trouve dans son état fondamental, qui correspond à la masse la plus faible.

Si pour une raison quelconque le noyau a un excès d'énergie interne, il se place sur l'un des niveaux excités, avant de « retomber », au bout d'un certain temps, au niveau fondamental.

Les Z protons et les N neutrons du noyau sont normalement placés sur des niveaux liés. Dans l'état fondamental du noyau tous les nucléons sont dans leur plus faible état d'énergie.

Les **états excités** les plus simples du noyau sont formés en permettant au nucléon le plus externe (le moins lié) d'aller vers un état plus haut.

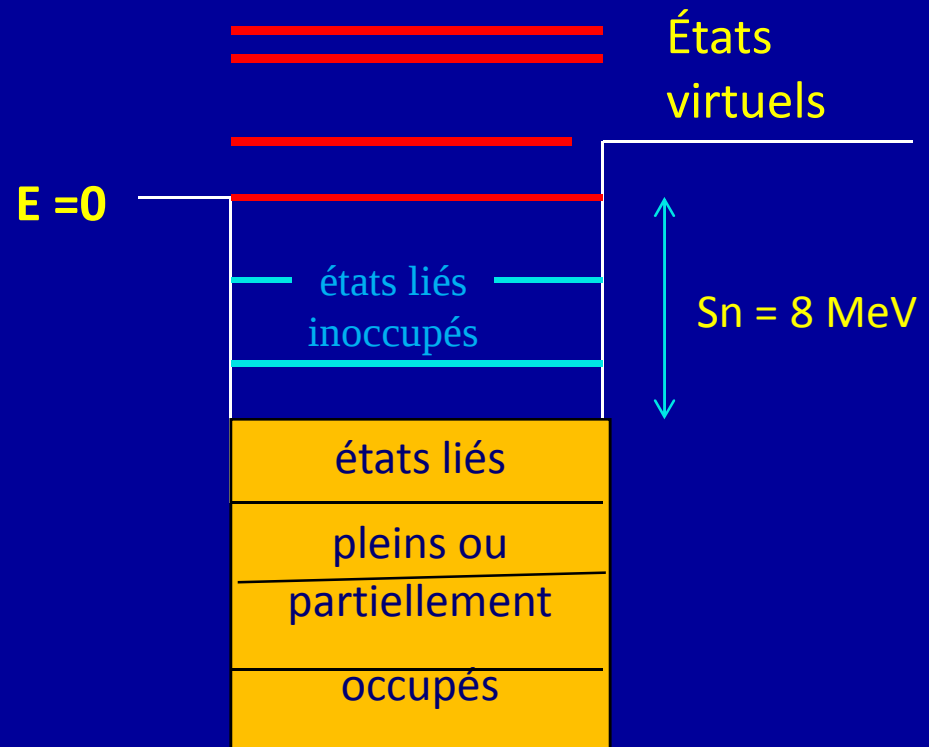
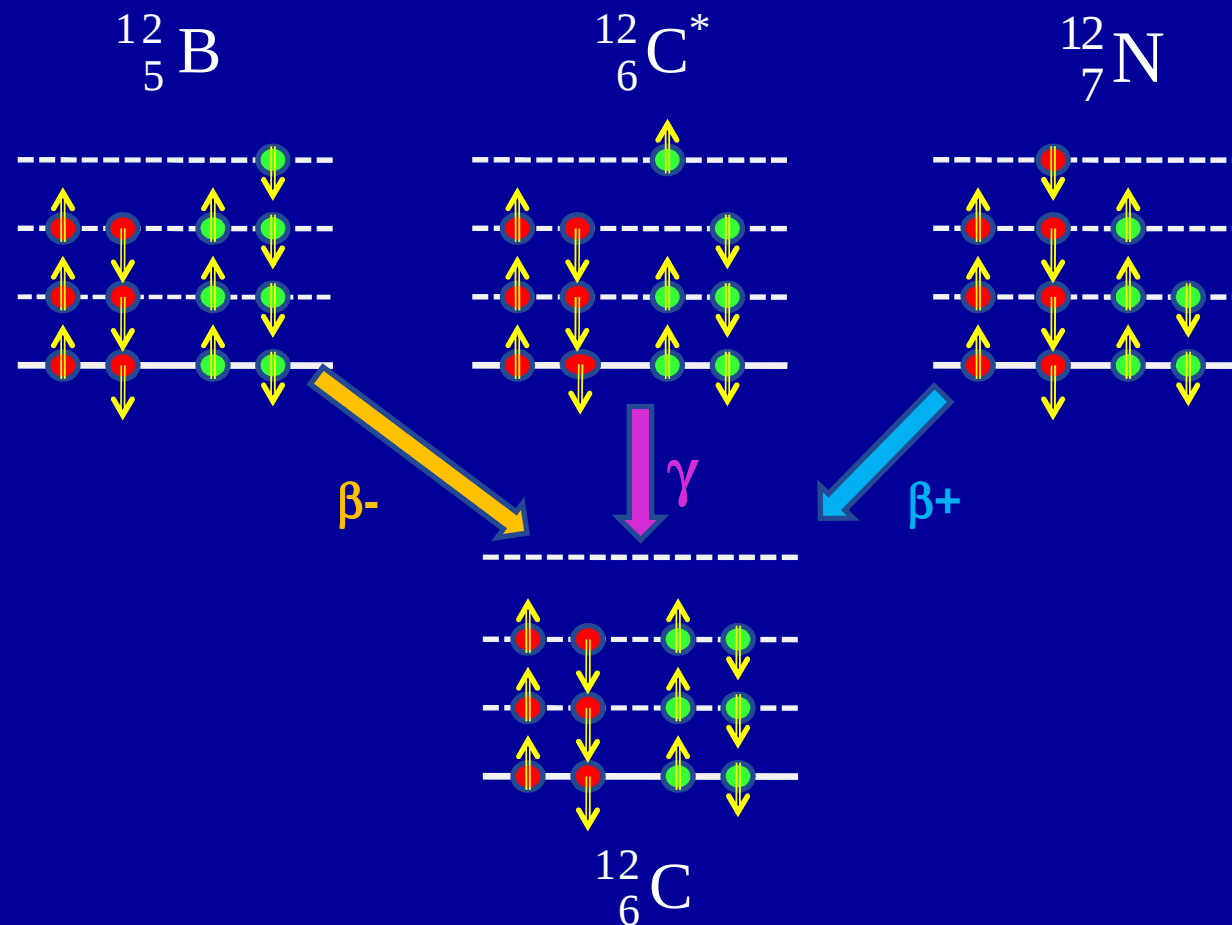


Diagramme pour trois noyaux de A =12.



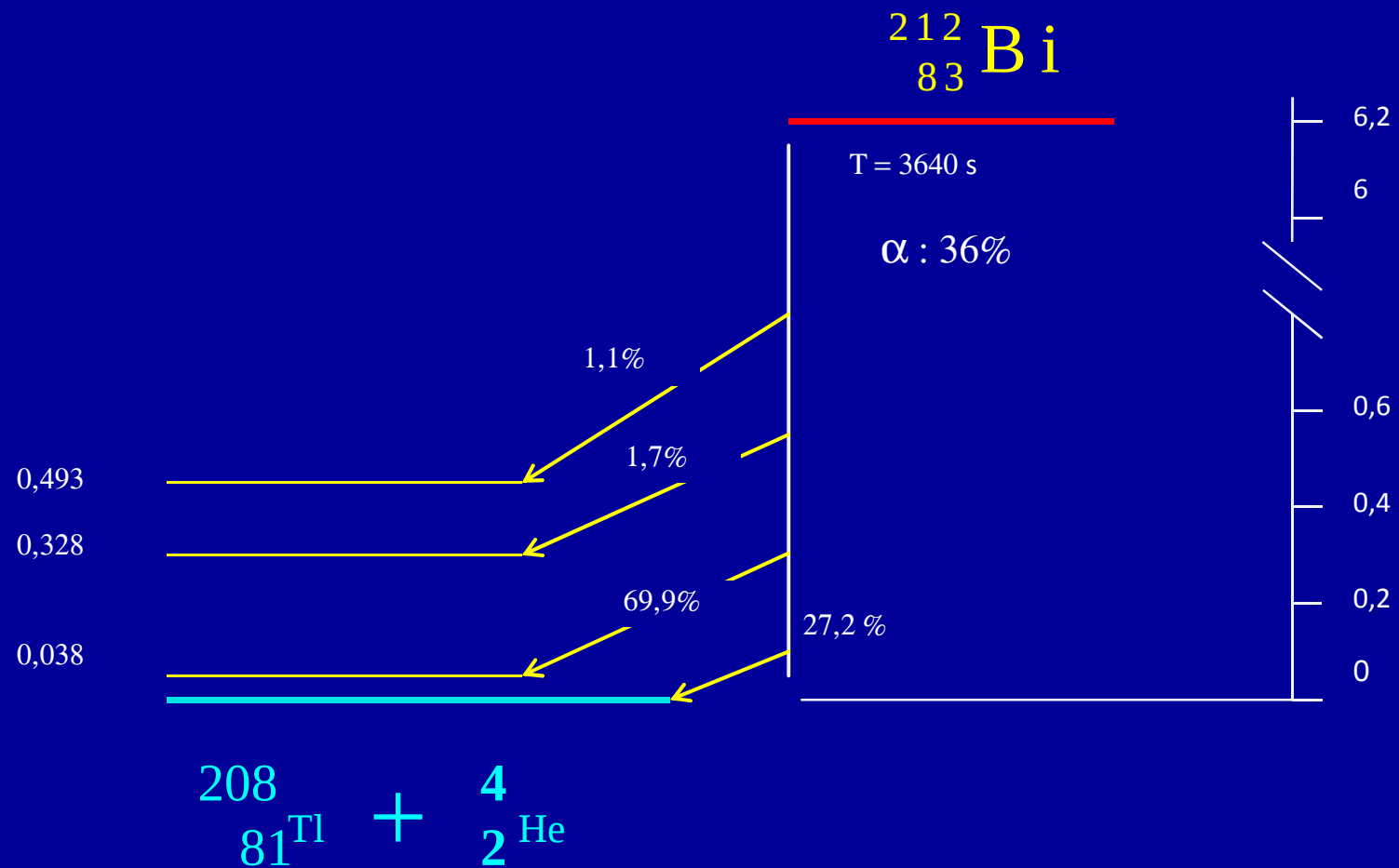
L'état fondamental le plus bas a lieu pour $^{12}_6\text{C}_6$. L'état excité de $^{12}_6\text{C}_6$ et les états fondamentaux de $^{12}_5\text{B}_5$ et $^{12}_7\text{N}_7$ ont la même énergie. $^{12}_5\text{B}_5$ et $^{12}_7\text{N}_7$ ont tendance à effectuer une transition β vers l'état fondamental de $^{12}_6\text{C}_6$, car l'énergie de cet état est la plus basse.

• Au bout d'un certain temps le noyau excité revient à son état fondamental. Un noyau dans un **état excité** peut se désexciter en émettant :

- un ou plusieurs **photons gamma** : c'est la radioactivité γ ; phénomène très rapide ($< 10^{-10}$ s) à notre échelle mais long à l'échelle nucléaire où les temps sont de l'ordre de 10^{-24} s
- une particule légère : **e⁻ ; e⁺**
- une particule lourde : **n, p, d, α ...**
- ou même **fissionner** en deux noyaux de masses moyennes (cas de certains noyaux lourds)

Remarque : ces phénomènes (sauf l'émission gamma) peuvent affecter certains noyaux même dans leur état fondamental : Il s'agit des **noyaux instables ou radioactifs** (situés hors de la vallée de stabilité)

Apprendre à lire un schéma de niveau nucléaire



II - Désintégration nucléaire

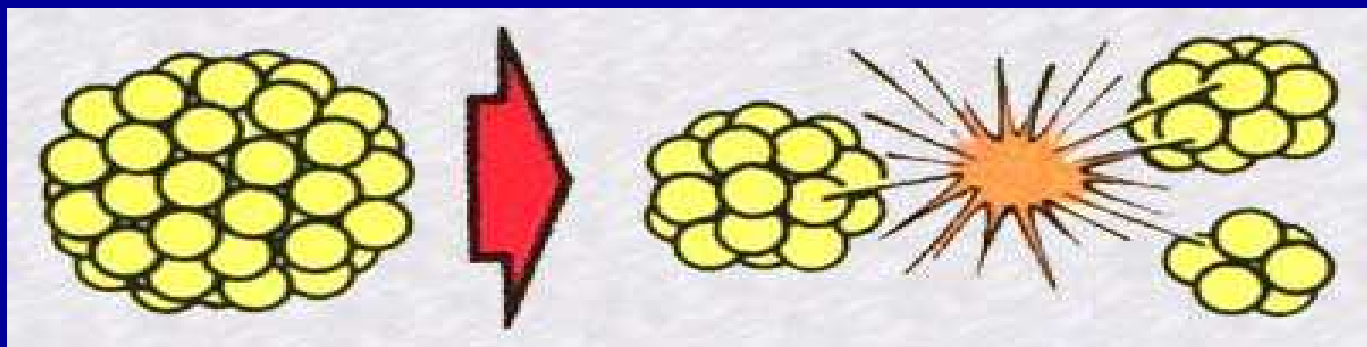
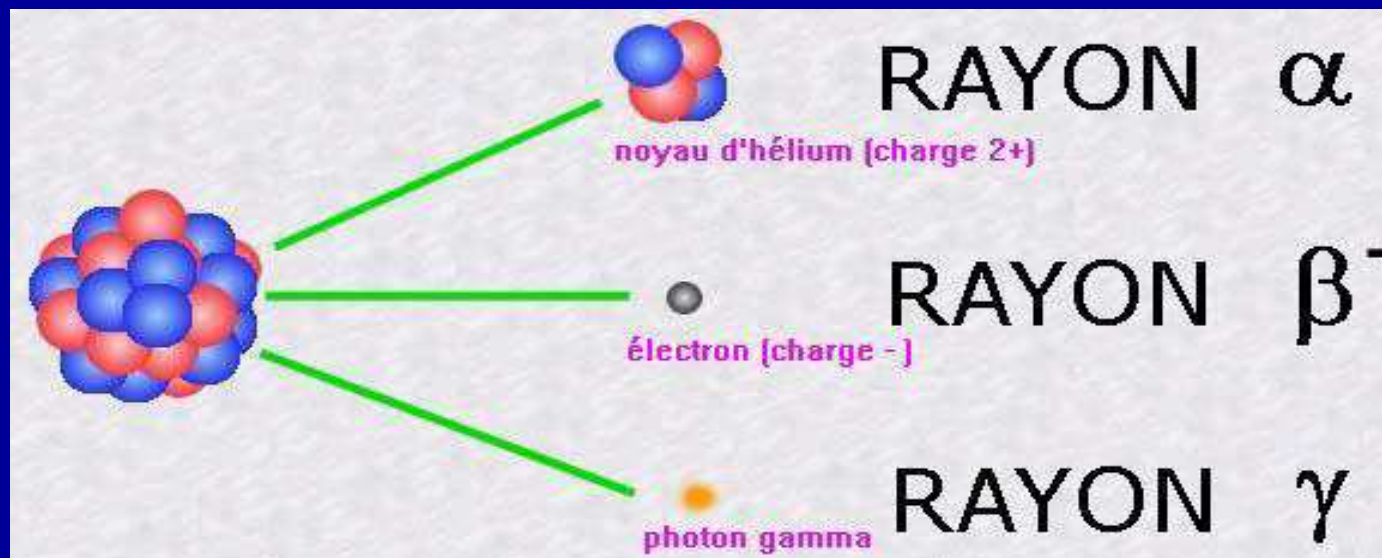
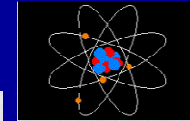
C'est la décroissance de l'état fondamental nucléaire d'un **noyau instable** vers un état excité ou l'état fondamental du noyau fils résultant de la désintégration.

Les principaux modes de décroissance des noyaux radioactifs sont :

- la **radioactivité α** : émission d'un noyau ^4He
- la **désintégration β^-** transformation d'un neutron en proton ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = +1$)
- la **désintégration β^+** transformation d'un proton en neutron ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = -1$)
- la **capture électronique (CE)** processus concurrentiel de β^+

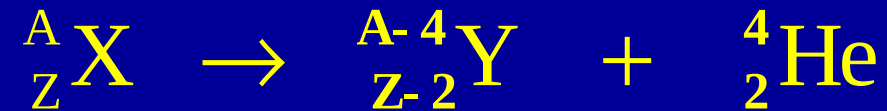
Les transitions β^- , β^+ et la CE sont dites « isobariques » car elles s'effectuent sans variation de A,

Après la désintégration le noyau résiduel est généralement laissé dans un état excité. Il réduit alors son énergie interne par transition gamma (transition isobarique sans variation de Z)



II - Étude des différents types de radioactivités

1) Émission alpha



L'émission α concerne les noyaux lourds tels que $Z > 82$.

a) Condition d'instabilité α

- conservation de l'énergie totale $M_x c^2 = M_y c^2 + M_\alpha c^2 + E^* + T_r + T_\alpha \quad (1)$

-Conservation de l'impulsion $\vec{P}_r + \vec{P}_\alpha = \vec{0} \quad (2)$

Avec : $T_r = \frac{p_r^2}{2M_Y} ; T_\alpha = \frac{p_\alpha^2}{2M_\alpha}$

(T_r et T_α étant faibles, on se place dans le cadre de la cinématique non relativiste)

$$(1) \longrightarrow M_X = (M_y + M_\alpha)c^2 + T_r + T_\alpha + E^*$$

En posant $Q_\alpha = [M_X - (M_y + M_\alpha)]c^2$ (Q_α énergie de désintégration.)

On obtient : $Q_\alpha = T_r + T_\alpha + E^*$

Si Y est produit dans son état fondamental : $E^* \approx 0 \Rightarrow Q_\alpha \approx T_\alpha + T_r$

Or (2) $\longrightarrow P_r^2 = P_\alpha^2$

$$Q_\alpha = \frac{M_y + M_\alpha}{M_y} T_\alpha$$

$$T_\alpha = (Q_\alpha - E^*) \frac{M_y}{M_y + M_\alpha}$$

$$Q_\alpha \approx \frac{A}{A-4} T_\alpha$$

$$T_\alpha \approx (Q_\alpha - E^*) \frac{A-4}{A}$$

Remarques:

1. Pour que l'émission α puisse avoir lieu, nous devons avoir :

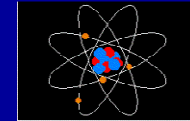
$$Q_\alpha = T_r + T_\alpha > 0 \longrightarrow M(X) > M(Y) + M_\alpha$$

En désignant par $B(A,Z)$ l'énergie de liaison du noyau $X(A,Z)$ cette condition peut aussi s'écrire:

$$B(A-4, Z-2) - B(A, Z) + B(\alpha) > 0$$

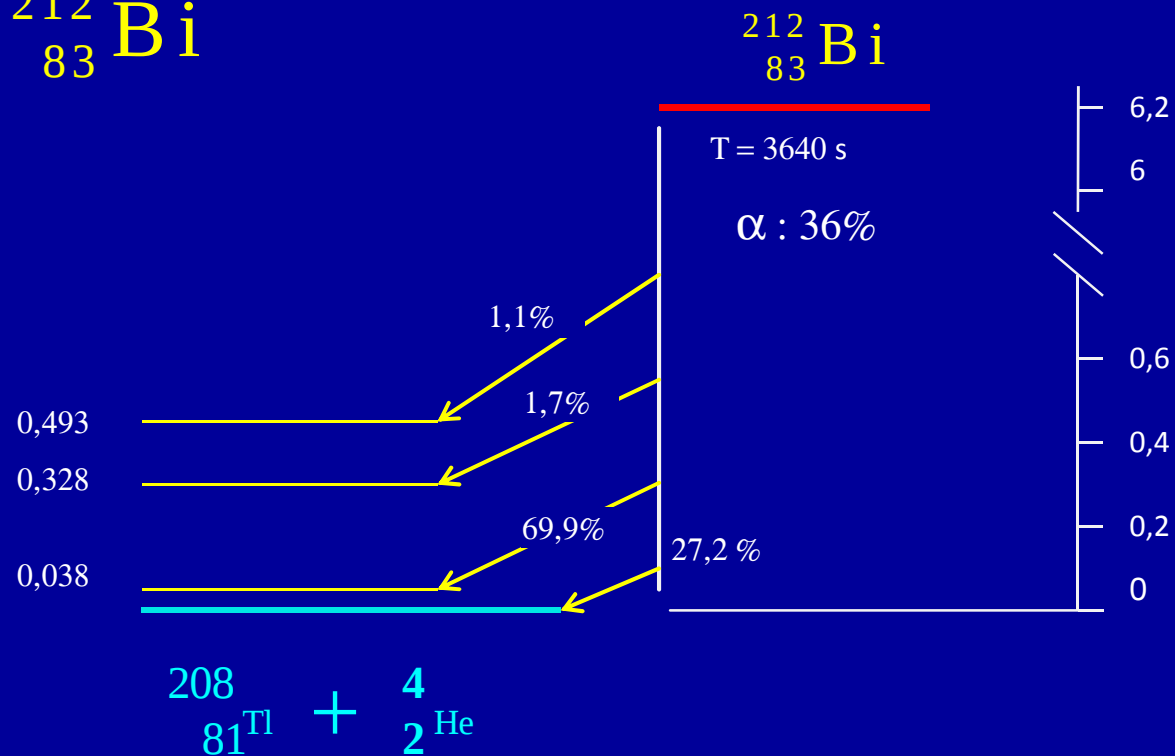
2. L'énergie cinétique de la particule α est toujours inférieure à l'énergie de désintégration Q_α .
3. Mais puisque A est grand, l'énergie cinétique totale disponible ($Q_\alpha - E^*$) est presque totalement emportée par la particule α .
4. En utilisant la formule de B-W cette condition est réalisée pour $A > 150$
Cette condition est **nécessaire mais non suffisante** (α doit en plus franchir la barrière de potentiel constituée par les autres nucléons)

 Seuls quelques noyaux ayant $A > 150$ sont émetteurs alpha.



Représentation de la désintégration α :

Exemple du $^{212}_{83}\text{Bi}$



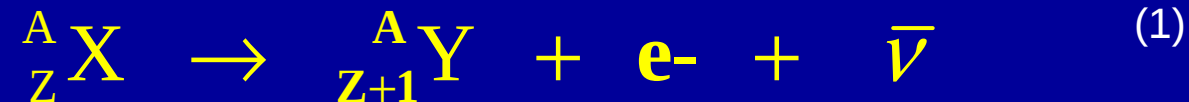
Remarque : Le niveau de référence pour les énergies correspond à la somme des énergies au repos des produits finals Tl et α

2) Émissions β ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = +/-1$)

Les trois types de désintégration β sont :

a) La radioactivité β^- :

Elle concerne les noyaux situés *au dessous* de la ligne de stabilité du diagramme $Z = f(N)$.



Ces noyaux ayant un excès de neutrons doivent, pour se rapprocher de la ligne de stabilité (avec A constant) transformer un neutron en un proton



Condition d'instabilité β^- :

Le bilan énergétique de la désintégration de X au repos s'écrit :

$$m_X c^2 = m_Y c^2 + m_0 c^2 + m_{\bar{\nu}} c^2 + E_{\beta^-} + T_{\bar{\nu}} + T_Y$$

Expérimentalement on a : $m_{\bar{\nu}}c^2 \approx 0$; $E_{\beta} + T_{\bar{\nu}} = E_{\beta_{\max}}$

En **négligeant l'énergie cinétique** T_Y de recul du noyau Y devant $E_{\beta_{\max}}$ on obtient :

$$(m_X + Zm_o)c^2 = (m_Y + m_o + Zm_o)c^2 + E_{\beta_{\max}}$$

$$\Rightarrow \boxed{M(A, Z)c^2 = M(A, Z + 1)c^2 + E_{\beta_{\max}}}$$

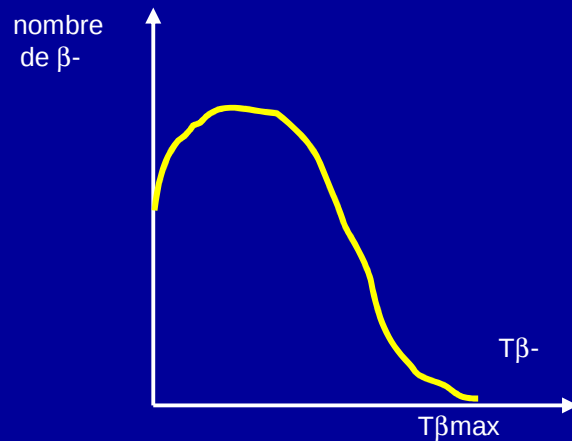
Relation entre les masses atomiques du noyau père X et du noyau fils Y

$E_{\beta_{\max}}$ est > 0 (énergie cinétique) : la désintégration β^- **n'est possible** que si :

$$\boxed{Q_{\beta^-} = [M(A, Z) - M(A, Z + 1)]c^2 > 0}$$

A propos du neutrino :

1) Première difficulté : L'étude des spectres d'émission β^- , (nombre de β en fonction de l'énergie cinétique T_β) montre que ces *spectres sont continus*.



Il s'agit d'un spectre continu car l'énergie est partagée entre la particule bêta + et une autre particule : le neutrino

- Écrire $X \rightarrow Y + e^-$ fait que l'énergie cinétique T_{e^-} est bien déterminée (elle ne peut prendre qu'une seule valeur) le spectre est alors un spectre de raie ce qui est contradictoire avec l'existence du spectre continu !!!

- Par contre si on admet une réaction à trois corps $X \rightarrow Y + e + \nu$, l'énergie disponible se **répartit de façon aléatoire entre l' e^- et le neutrino, et le spectre sera continu.**

2) Seconde difficulté : elle réside dans la non conservation du moment cinétique . Exemple de la désintégration du tritium :



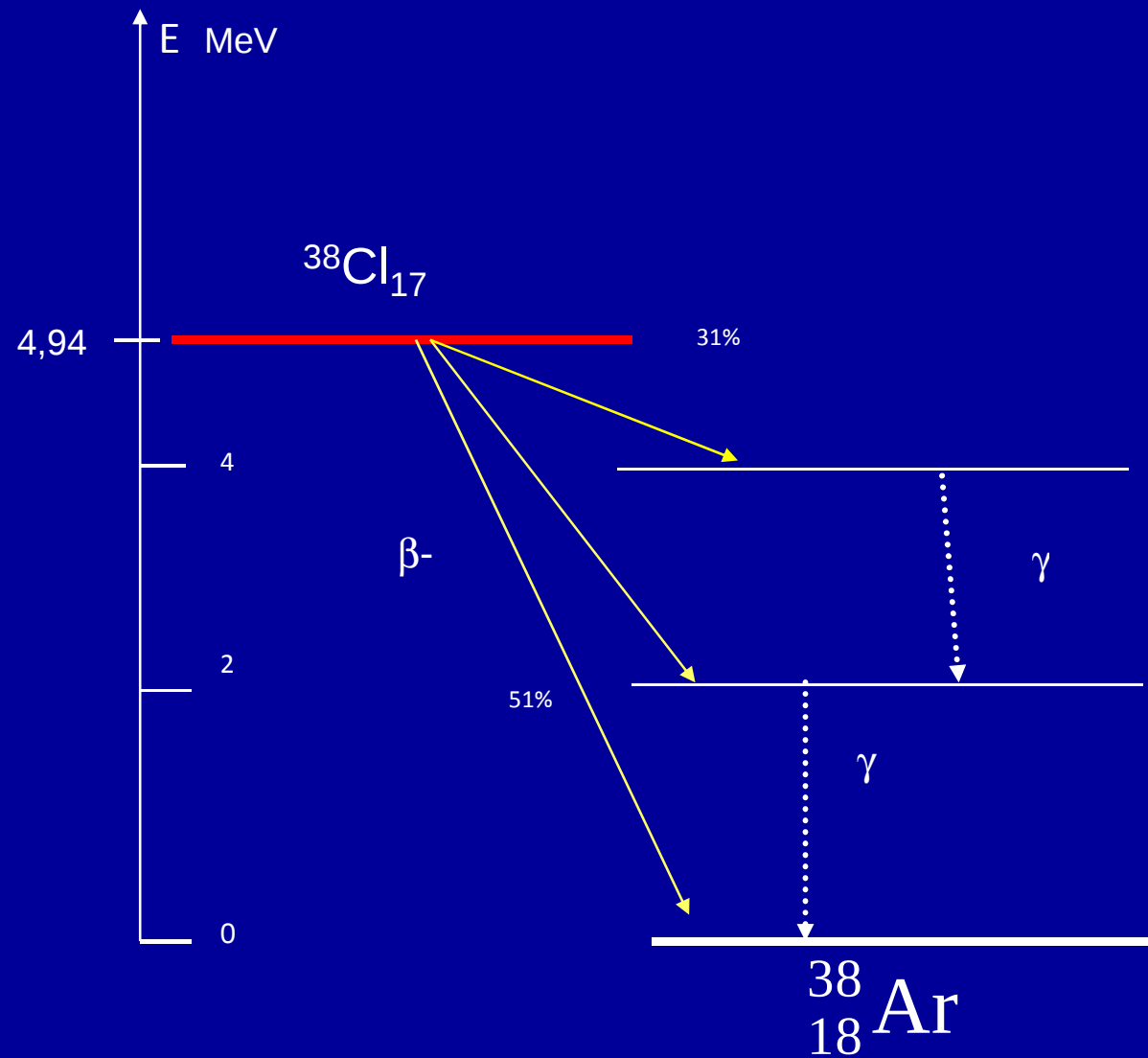
Le spin initial est $S_i = \frac{1}{2}$ (donc demi-entier)

Le spin final , somme des spins : $S_f = (\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + I_r)$ est un **entier**.

L'introduction du **neutrino** permet de lever cette non conservation du moment cinétique.

Caractéristiques du neutrino:

- charge est nulle (du fait de la conservation de la charge)
- spin est $\frac{1}{2}$
- masse est nulle : En fait expérimentalement on a une limite supérieure $m_\nu < 50 \text{ eV}$.
- particule relativiste



b) La radioactivité β^+ :

La désintégration β^+ concerne les **noyaux au dessus de la ligne de stabilité**, c'est à dire ayant un excès de protons par rapport aux neutrons



Elle consiste donc en la transformation d'un proton en un neutron avec émission d'un positron (antiélectron) et un neutrino :



Bilan énergétique de la désintégration :

Par un calcul analogue à celui de la désintégration β^- on obtient :

$$Q_{\beta^+} \equiv M(A, Z) - M(A, Z-1) \cong T_{e^+} + T_{\nu} = T_{\beta^+ \text{ max}}$$

Q_{β^+} est l'énergie de désintégration β^+ , T_{e^+} et T_{ν} énergies cinétiques du positron et du neutrino. L'émission β^+ est possible à condition que

$$\boxed{M(A, Z) \geq M(A, Z-1) + 2m_0 c^2}$$

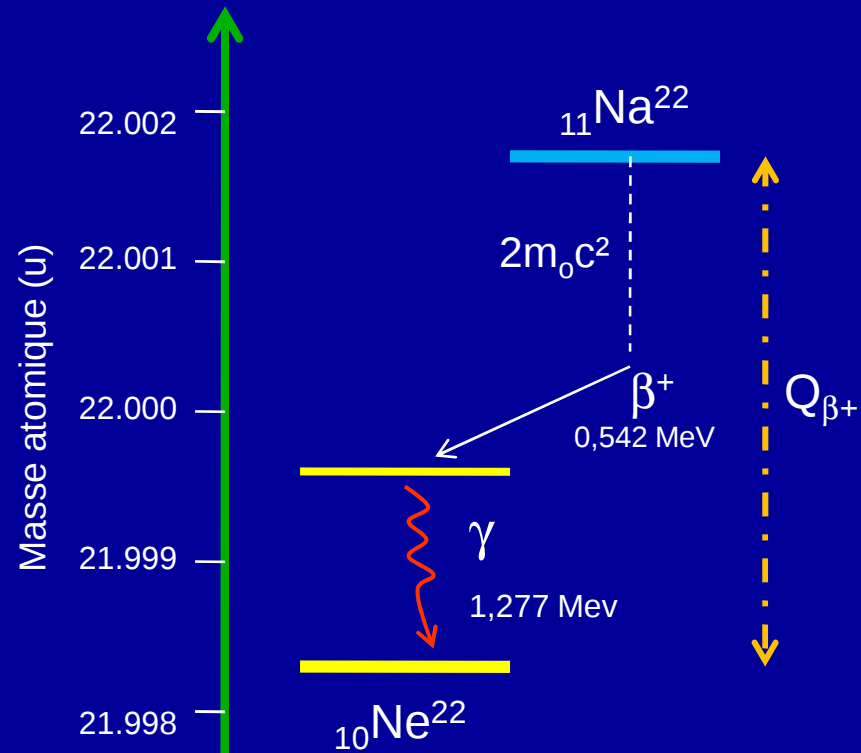
Soit

$$\boxed{Q_{\beta^+} \geq 2m_0 c^2}$$

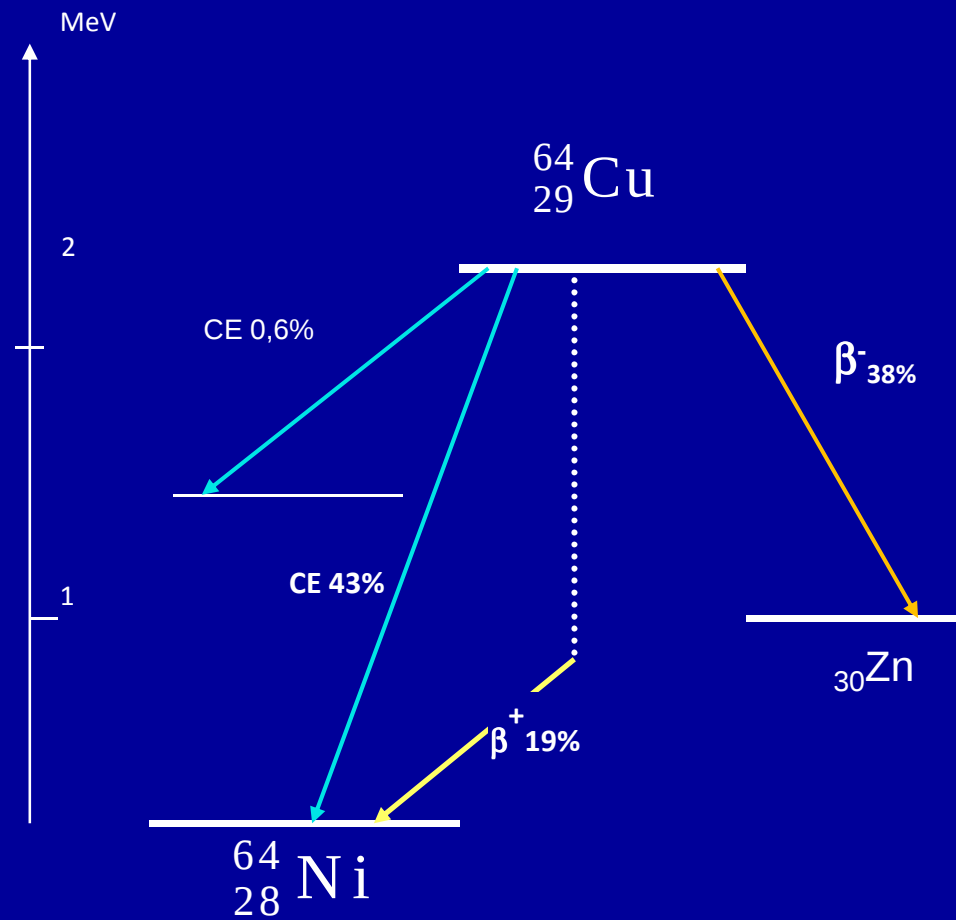
Remarque : dématérialisation

Dans la matière, la particule β^+ va s'allier à un électron du milieu pour créer 2 photons d'annihilation de 0,511 MeV chacun. Il s'agit du phénomène de dématérialisation.

Exemple de schéma de désintégration : Désintégration β^+ du $_{11}\text{Na}^{22}$



Diagrammes énergétiques de l'émission β^- et β^+

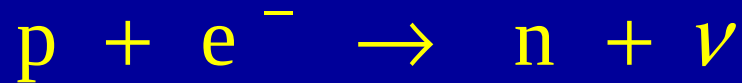


c) La capture électronique :

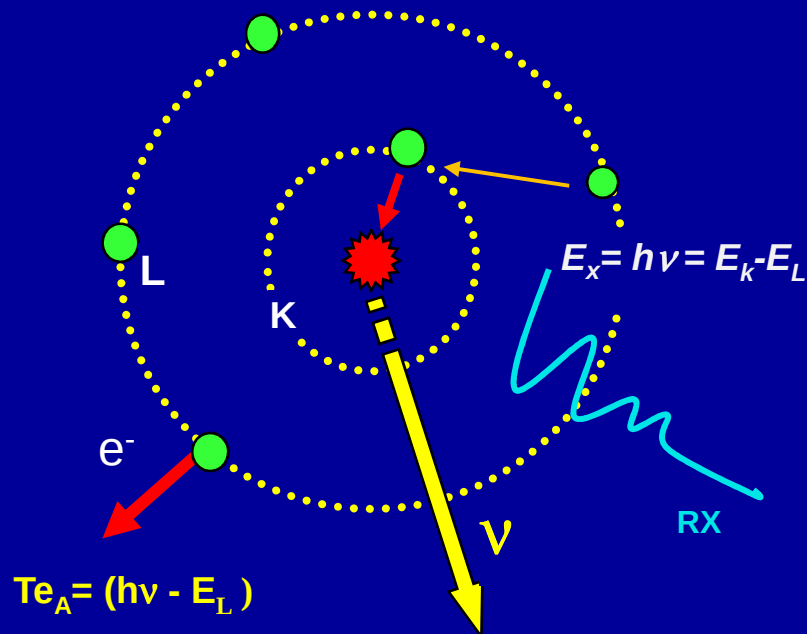
La CE est une désintégration dans laquelle le noyau $X(A,Z)$ capture un électron du cortège électronique de l'atome et se transforme en noyau $Y(A, Z-1)$



Comme dans la désintégration β^+ , il y a transformation dans le noyau , d'un proton en un neutron.

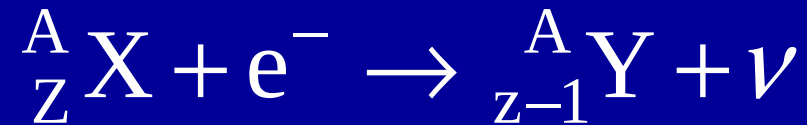


Processus en trois étapes



- 1) le noyau « capte » un électron du cortège de l'atome (K couche électronique profonde).
- 2) Le « trou » ainsi crée est comblée par un e^- d'une couche supérieure : il y a émission d'un photon X. C'est ce qui permet de distinguer entre β^+ et CE.
- 3) Deux cas peuvent se présenter :
 - le X sort de l'atome et il est détecté
 - l'énergie $h\nu$ est transmise à un électron d'une couche périphérique, qui est alors éjecté de l'atome avec une énergie cinétique $(h\nu - E_L)$ où E_L est l'énergie de liaison de l'électron secondaire : **c'est l'effet AUGER**

Critère d'instabilité par CE



Posons :

Tr : énergie de recul de Y,

T_ν énergie du neutrino,

E_ℓ énergie de liaison de l'électron capturé (qq 10 eV < E_ℓ < 115 keV pour U)

Conservation de E:

$$m_x(A, Z).c^2 + m_o.c^2 = m_y(A, Z - 1).c^2 + E_{\ell} + T_{\nu} + T_r$$

Avec les masses atomiques et en négligeant l'énergie de recul T_r de Y(A, Z-1)

$$[M(A, Z) - M(A, Z - 1)]c^2 \geq E_{\ell} + T_{\nu}$$

La Capture Electronique est donc possible si et seulement si:

$$\left[M(A, Z) - M(A, Z - 1) \right] c^2 > E_\ell$$

Remarque :

Sachant que $10 \text{ eV} < E_\ell < 115 \text{ keV}$, si la différence des masses est supérieure à $2m_0c^2$ on voit que les conditions de désintégration par CE et par β^+ sont toutes les deux réunies

la CE et l'émission β^+ sont alors en compétition

Mais si,

$$E_\ell < \left[M(A, Z) - M(A, Z - 1) \right] c^2 < 2m_0c^2$$

la CE est le seul mode énergiquement possible

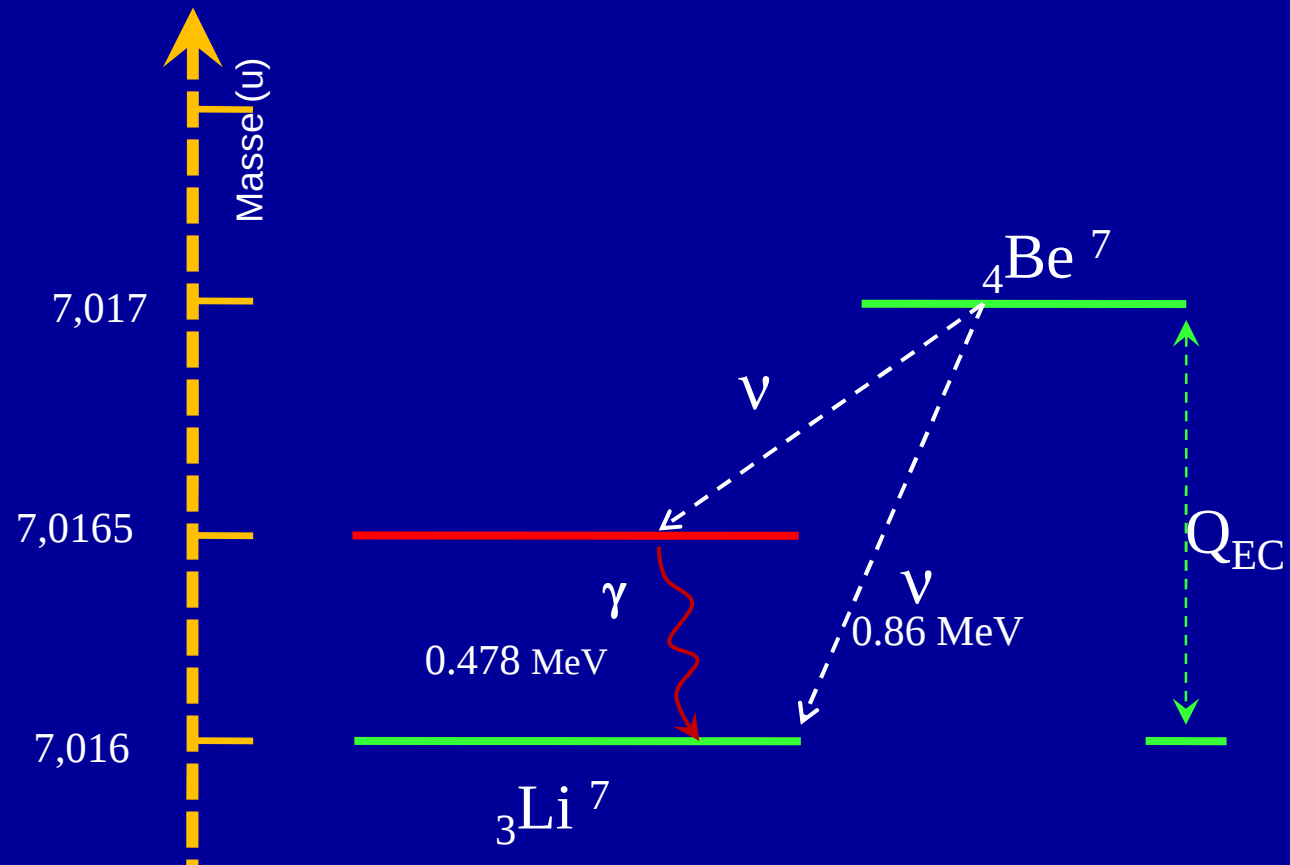


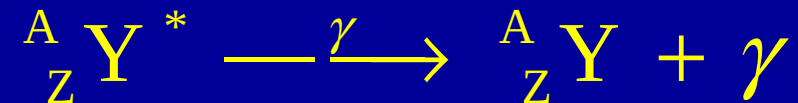
Diagramme énergie- masse atomique
 Désintégration du ${}^7_4\text{Be}$ par capture électronique
 Pourquoi n'y a-t-il pas de désintégration par β^+ ?
 Retrouver les énergies de γ et de ν !

Remarques sur la CE

- 1) La détection d'une CE ne peut pas se faire directement à partir des neutrinos (aucune interaction avec la matière). **C'est l'émission de rayons X ou d'électrons Auger qui permet de reconnaître la CE**
- 2) La Capture électronique est une désintégration à deux corps. Les neutrinos émis sont monocinétiques, contrairement à l'émission β ou le spectre des neutrino est continu
- 3) C'est la capture K qui est la plus probable ($E_I = E_K$).
- 4) Pour les noyaux légers, lorsque β^+ et CE sont toutes les deux permises, elles sont de probabilités voisines (concurrence).
- 5) Plus les noyaux sont lourds (Z grand) , plus la probabilité de la CE augmente et peut l'emporter sur β^+

3) Transitions gamma ($\Delta A = 0$; $\Delta Z = 0$)

Après α , β , CE, le noyau résiduel est dans un état excité :



Le retour à l'état fondamental du noyau excité Y se fait très rapidement par transition gamma ($\tau < 10^{-13}$ s).

On désigne par « Transitions gamma » trois processus différents :

a) **Emission Gamma** : le noyau Y passe de l'état excité au fondamental ou à un état excité intermédiaire en émettant un rayonnement électromagnétique très pénétrant appelé **rayonnement gamma**

b) **émission d'électron de Conversion Interne** : Processus non radiatif ou L'énergie d'excitation disponible est transférée directement à un électron du cortège électronique.

Cet électron est arraché de sa couche K, L ou M avec une énergie cinétique :

$$T_e = E^* - E_I$$

Remarque : Ces électrons émis sont monocinétiques (spectre de raies).

Phénomènes secondaires L'électron éjecté va laisser une lacune sur la couche électronique. Cette lacune va être comblée par un électron du cortège électronique avec émission d'un photon de fluorescence ou un électron Auger.

c) La création de paire électron-positron :

Quand l'énergie d'excitation E^* du noyau Y est importante ($> 1,02 \text{ MeV}$) il peut se désexciter en émettant une paire électron-positron dont l'énergie cinétique est :

$$Te^- + Te^+ = E^* - 1,02 \text{ MeV}$$

- Après le départ de l'électron un trou crée puis réoccupée par les électrons des couches supérieures, avec émission de rayons X caractéristiques..

Coefficient de conversion interne α_k

Si λ_γ est la probabilité de désexcitation par émission d'un gamma et λ_c la probabilité de désexcitation par émission d'un électron de conversion, la probabilité

totale de désexcitation est : $\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_c$

Le coefficient de conversion interne α est défini par : $\alpha = \frac{\lambda_c}{\lambda_\gamma}$

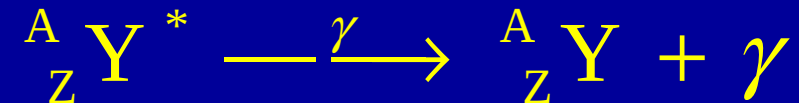
Remarque: Les conversions internes de la couche K sont les plus fréquentes. Le coefficient de conversion est habituellement exprimé par α_k

Durée de vie des états excités

- ❖ Les états excités ont une durée de vie en général très courte ($\tau < 10^{-13}$ s). Comme la transition gamma a lieu souvent après une émission α ou β , la période mesurée est en fait celle de la désintégration qui précède l'émission γ .
- ❖ Parfois la **transition gamma** se fait avec un retard de l'ordre de 10^{-8} s à quelques années. Le noyau est alors dans un **état métastable**. Ses deux états avant et après transition gamma sont dits « **isomériques** ». La transition isomérique n'est qu'un cas particulier de l'émission gamma et/ou de la conversion interne.

Bilan énergétique des transitions gamma :

Après α , β , CE, le noyau résiduel est dans un état excité :



- Energie de rayonnement γ émis :

conservation de l'énergie : $M(Y^*)c^2 = M(Y)c^2 + E_\gamma + T_r$
et de l'impulsion : $p_\gamma + p_y = 0$

T_r est l'énergie de recul du noyau résiduel Y , E_γ l'énergie du photon gamma émis et p_γ sa quantité de mouvement

La vitesse de recul du noyau résiduel est faible :  cinématique non relativiste. L'énergie de recul a pour expression :

$$T_r = \frac{p_y^2}{2M_y} = \frac{p_\gamma^2}{2M_y}$$

Puisque $E_\gamma = h\nu$ et $p_\gamma = h/\lambda$ on a :

$$T_r = \frac{E_\gamma^2}{2M_y c^2}$$

Évaluation de Tr :

$$\frac{h\nu}{\lambda} = E_{\gamma}(\text{MeV}) = \frac{1240}{\lambda(\text{Fermi})} \quad \text{Pour } E_{\gamma} = 2 \text{ MeV et } A = 50 \text{ on a : } \boxed{T_r \approx 40 \text{ eV}}$$

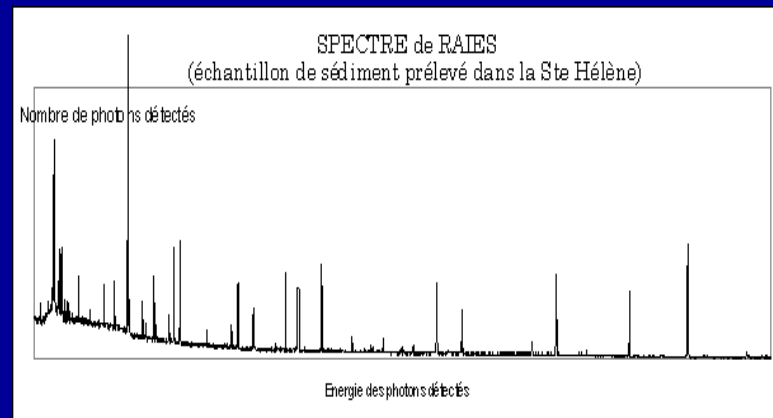
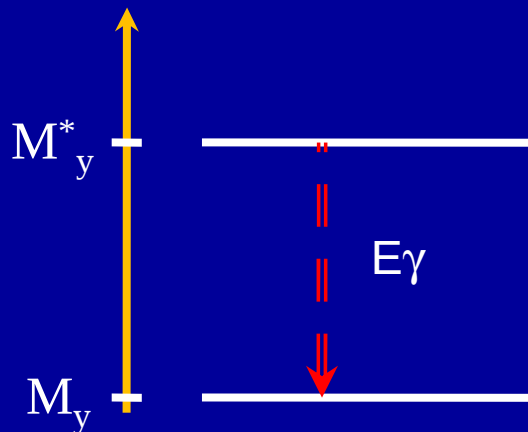
Tr est donc négligeable devant $M_y c^2$ et E_{γ}

Il s'ensuit que :

$$(M_y^* - M_y) c^2 \ll E_{\gamma}$$

où M_y^* est la masse du noyau Y à l'état excité et M_y sa masse à l'état fondamental.

Du fait de la quantification de l'énergie, le spectre des rayonnements gamma émis est un **spectre de raies**.



III – Loi de désintégration radioactive

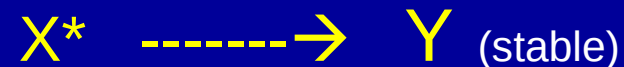
La désintégration d'un noyau instable est un **phénomène aléatoire** donc :

- **indépendante des conditions** physiques ou chimiques de l'échantillon
- l'instant précis auquel elle se produira **ne peut pas être prédit**
- ne peut être **ni provoquée ni empêchée**

On désigne par λ la probabilité **par unité de temps** pour qu'un noyau instable se désintègre (appelée ici **constante de désintégration λ**)

- λ est la même pour tous les noyaux d'une même espèce
- λ est indépendante de toute influence extérieure, et en particulier du temps écoulé.

a) Désintégration à un corps



on désigne par :

N_0 le nombre de noyaux X instables présents à l'instant initial $t_0 = 0$,
 $N(t)$ celui des noyaux X instables encore présents à l'instant t ,

Le nombre de noyaux qui vont se désintégrer entre l'instant t et $(t + dt)$ est : $N(t) \cdot \lambda \cdot dt$

Si $(-dN(t))$ désigne la diminution de $N(t)$ entre les instant t et $(t + dt)$, c'est à dire le nombre de noyaux qui se sont désintégrés pendant le temps dt , on a

$$\longrightarrow -dN(t) = \lambda N(t) dt$$

Ce qui donne après intégration, $N(t)$ le nombre de noyaux X présents à l'instant t :

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

Remarque : La désintégration étant un phénomène aléatoire, la loi de désintégration radioactive donne les valeurs moyennes du nombre de noyaux présents et de l'activité. Ces nombres sont l'objet de fluctuations statistiques

b) Grandeurs caractéristiques

- La période T, est le temps au bout duquel la moitié des atomes instables se sont désintégrés.

$$N(t=T) = \frac{N_0}{2} \longrightarrow \boxed{\lambda = \frac{\log 2}{T}}$$

Remarque : **T** varie entre quelques fractions de seconde à des milliards d'années

- La vie moyenne τ : définit par $N(t = \tau) = N_0 / e$ $\boxed{\tau = \frac{1}{\lambda}}$

- L'activité A, nombre de désintégrations par unité de temps : (A_0 activité initiale).

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N \longrightarrow \boxed{A = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}}$$

- Le Becquerel (Bq) constitue l'unité d'activité radioactive ; il correspond à une désintégration par seconde (dps) : **1 Bq = 1 dps**.

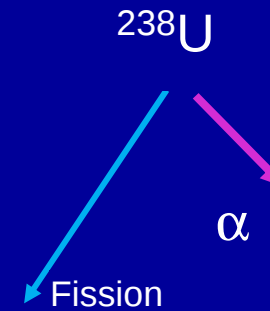
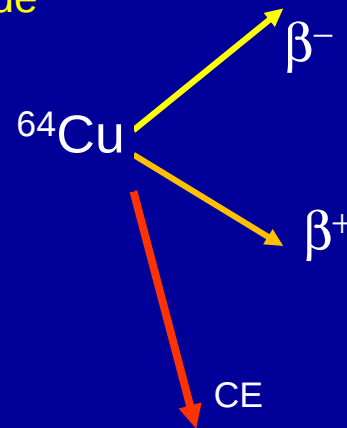
Un « curie » correspond à $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq

Remarque :

Un même noyau X peut se désintégrer suivant plusieurs modes.

Chaque mode i est caractérisé par une constante de désintégration partielle λ_i et une période partielle T_i

$$T_i = \frac{\log 2}{\lambda_i}$$

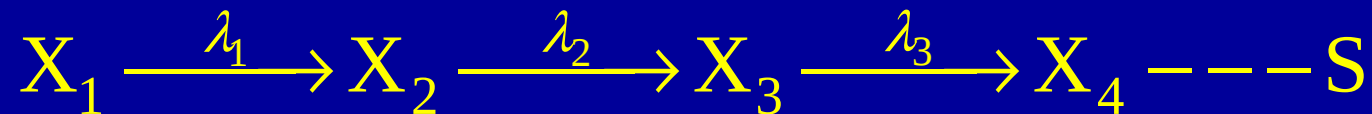


Si α_i désigne la proportion des désintégrations suivant le mode i on a :

$$\alpha_i = \frac{\lambda_i}{\lambda} \quad \text{avec} \quad \sum \alpha_i = 1$$

$\xrightarrow{\lambda_1}$ $\xrightarrow{\lambda_2}$ IV - Filiations radioactives

$\xrightarrow{\lambda_3}$ Dans le cas où le fils Y est lui-même instable on peut avoir une filiation qui aboutit à un dernier noyau stable.



où $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ sont les constantes de désintégrations correspondantes.



Soit N_{01} le nombre de noyaux X_1 présents à l'instant initial $t_0 = 0$
On suppose pour simplifier qu'à $t_0 = 0$ X_2 et S sont absents ($N_{02} = 0$).

Quel est le nombre N_2 d'atomes X_2 présents à un instant t quelconque ?

❖ désintégration de X_1 :

$$N_1(t) = N_{01} e^{-\lambda t}$$

- ❖ Désintégration de X_2 on a un double processus simultané :
 - o sa formation par désintégration de X_1
 - o sa disparition par désintégration avec une constante radioactive λ_2

$$\implies > \quad dN_2 = \lambda_1 \cdot N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$$

En remplaçant N_1 par sa valeur et en multipliant par $(\exp \lambda_2 t)$:

$$\implies > \quad \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 \cdot N_{01} e^{-\lambda_1 t} \quad \implies >$$

$$\frac{dN_2}{dt} e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} = \lambda_1 \cdot N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \implies > \frac{d(N_2 e^{\lambda_2 t})}{dt} = \lambda_1 \cdot N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t}$$

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{(\lambda_2 - \lambda_1)} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

L'activité A_2 du fils X_2 est

$$A_2 = \lambda_2 N_2 \Rightarrow A_2 = \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Quelques caractéristiques de l'activité A_2 :

a) A_2 présente un maximum pour $t = t_{\text{Max}}$ tel que : $\frac{dA_2}{dt} = 0 \implies >$

$$t_M = \frac{\log(\lambda_2 / \lambda_1)}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$$

b) Pour $t = t_M$ l'activité du fils est maximale et égale à celle du père: $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$: C'est **l'équilibre idéal** : Il se forme autant de noyaux fils qu'il en disparaît par désintégration

c) Cas où $\lambda_1 > \lambda_2$ ($T_1 < T_2$) : dès que $t > 6 T_1$: $A_2(t) \approx \lambda_2 N_{01} e^{-\lambda_2 t}$ L'Activité du père a disparue et le fils décroît avec sa propre période.,

d) Cas où $\lambda_1 < \lambda_2$ ($T_1 > T_2$) : ici pour $t > 6 T_2$ $A_2(t) \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1(t)$. Le fils décroît avec la période du père : **c'est l'équilibre de régime**

2) Familles radioactives

On peut trouver de véritables « familles radioactives », comprenant des dizaines de membres.

Les noyaux appartenant à une même chaîne auront des nombres de masse A qui ne peuvent différer que d'un multiple de quatre, puisque seule la radioactivité alpha change A .

On peut donc les regrouper en quatre séries caractérisées par : $A = 4n$; $A = 4n + 1$; $A = 4n + 2$ et $A = 4n + 3$ où n est entier.

Série $A = 4n$: c'est la série du thorium. Elle débute par le ^{232}Th , nuclide de plus longue période de la série avec $T_{1/2} = 13,9 \cdot 10^9$ années, soit quatre fois l'âge de la terre environ et finie au ^{212}Pb :

Série $A = 4n + 1$: Série dont le premier élément est le ^{237}Np de période $T_{1/2} = 2,2 \cdot 10^6$ ans. Cette période est très inférieure à l'âge de la terre. Il s'ensuit que aucun élément de cette série ne subsiste dans la nature.

Série $A = 4n + 2$: Série de l'Uranium, elle est basée sur l'isotope ^{238}U de période $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ ans. C'est la série la plus longue

Série $A = 4n + 3$: c'est la série de l'actinium ($z = 89$). Elle est fondée sur l' ^{235}U de période $T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$ ans

Soit une famille radioactive donnée :



Désignons par le nombre de noyaux pères A présents à l'instant $t = 0$ (on suppose qu'à cet instant aucun autre membre de la famille n'est présent)

Le nombre N_n de noyaux du n ième membre de la famille présents à l'instant t est :

$$N_n = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + C_3 e^{-\lambda_3 t} \dots \dots \dots + C_n e^{-\lambda_n t}$$

Les coefficients C_i étant donnés par les relations

$$C_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \dots \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots \dots (\lambda_n - \lambda_1)} N_1^0 \quad ; \quad C_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \dots \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots \dots (\lambda_n - \lambda_2)} N_1^0$$

Soit :

$$C_i = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \dots \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_i) \dots (\lambda_{i-1} - \lambda_i)(\lambda_{i+1} - \lambda_i) \dots \dots (\lambda_n - \lambda_i)} N_1^0$$

Les trois familles les plus connues sont celles de U_{238} , U_{235} et Th_{232} qui sont les noyaux pères naturels qui ont une demi-vie très longue.

U_{238} finit par donner Pb_{206} après 8 désintégrations α et 6 désintégrations β^-

Élément chimique	Mode de désintégration	Demi-vie
Uranium 238	Radioactivité α	4,5 milliards d'années
Thorium 234	Radioactivité β^-	24 j
Protactinium 234	Radioactivité β^-	1,2 min
Uranium 234	Radioactivité α	250000 ans
Thorium 230	Radioactivité α	75000 ans
Radium 226	Radioactivité α	1600 ans
Radon 222	Radioactivité α	3,8 j
Polonium 218	Radioactivité α	3 min
Plomb 214	Radioactivité β^-	27 min
Bismuth 214	Radioactivité β^-	20 min
Polonium 214	Radioactivité α	160 μ s
Plomb 210	Radioactivité β^-	22,3 ans
Bismuth 210	Radioactivité β^-	5 j
Polonium 210	Radioactivité α	138 j
Plomb 206	Stable	

U_{235} finit par donner Pb_{207} après 8 désintégrations α et 4 désintégrations β^-

Élément chimique	Mode de désintégration	Demi-vie
Uranium 235	Radioactivité α	704 millions d'années
Thorium 231	Radioactivité β^-	25,2 h
Protactinium 231	Radioactivité α	32 700 ans
Actinium 227	Radioactivité β^-	21,8 ans
Thorium 227	Radioactivité α	18,72 j
Radium 223	Radioactivité α	11,43 j
Radon 219	Radioactivité α	3,96 s
Polonium 215	Radioactivité α	1,78 ms
Plomb 211	Radioactivité β^-	36,1 min
Bismuth 211	Radioactivité α	2,15 min
Thallium 207	Radioactivité β^-	4,77 min
Plomb 207	stable	

Th_{232} finit par donner Pb_{208} après 6 désintégrations α et 4 désintégrations β^-

Élément chimique	Mode de désintégration	Demi-vie
Thorium 232	Radioactivité α	14,05 milliards d'années
Radium 228	Radioactivité β^-	5,75 ans
Actinium 228	Radioactivité β^-	6,15 heures
Thorium 228	Radioactivité α	1,19 an
Radium 224	Radioactivité α	3,63 jours
Radon 220	Radioactivité α	55,6 s
Polonium 216	Radioactivité α	0,145 s
Plomb 212	Radioactivité β^-	10,64 h
Bismuth 212	Radioactivité β^-	60,55 min
Polonium 212	Radioactivité α	0,3 μs
Plomb 208	Stable	

SERIES U 238

