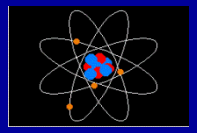


SOMMAIRE

Chapitre I :
Caractéristiques générales du Noyau

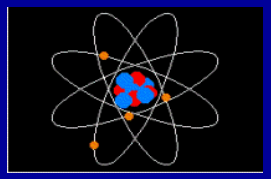
Chapitre II :
Énergie de liaison du Noyau

Chapitre III :
Transformations radioactives

Chapitre IV :
Réactions Nucléaires

Chapitre V :
Interaction Rayonnement- Matière

WWW.TALIB24.COM



Chapitre I:
Caractéristiques générales du Noyau

WWW.TALIB24.COM

I - Bref historique

1) Atome et Noyau
2) Les particules
3) Les interactions

II –Généralités et rappels

1) La physique nucléaire
2) Nomenclature
3) Principes fondamentaux
4) Dualité onde corpuscule
5) Principe d'incertitude d'Heinsenberg
6) Expressions relativistes de l'Energie et de l'impulsion
7) Les unités en Physique Nucléaire

III) Répartition des noyaux

IV) Évaluation des dimensions du noyau

1) distance minimale d'approche
2) Rayon- Nombre de masse

V) Moment cinétique du noyau

WWW.TALIB24.COM

I – Bref Historique

1) Atome et Noyau

- Dès 420 avant JC, **Démocrite** (philosophe grec) a l'intuition de l'existence des atomes et invente leur nom (« atomos » en grec qui signifie insécable).

- **Aristote** (philosophe grec) conteste cette existence. Il faut attendre le début du XIXème siècle pour que cette idée reprenne vie.

- En 1805, John **Dalton** annonce au monde l'existence des atomes.

- En 1881, **J. J.Thomson** découvre l'un des composants de l'atome. Il s'agit de particules élémentaires négatives appelées en 1891 **électrons**.

- En 1904, Thomson suppose que la **charge positive** est répartie dans un petit volume (sphère) et parsemé **d'électrons** (pudding de Thomson).

- **1911** Découverte du noyau : **Rutherford** postule que toute **la charge positive de l'atome est concentrée dans un espace minuscule** - qu'il appela **noyau** - alors que la charge négative est distribuée dans une sphère de rayon voisin de celui de l'atome.

WWW.TALIB24.COM

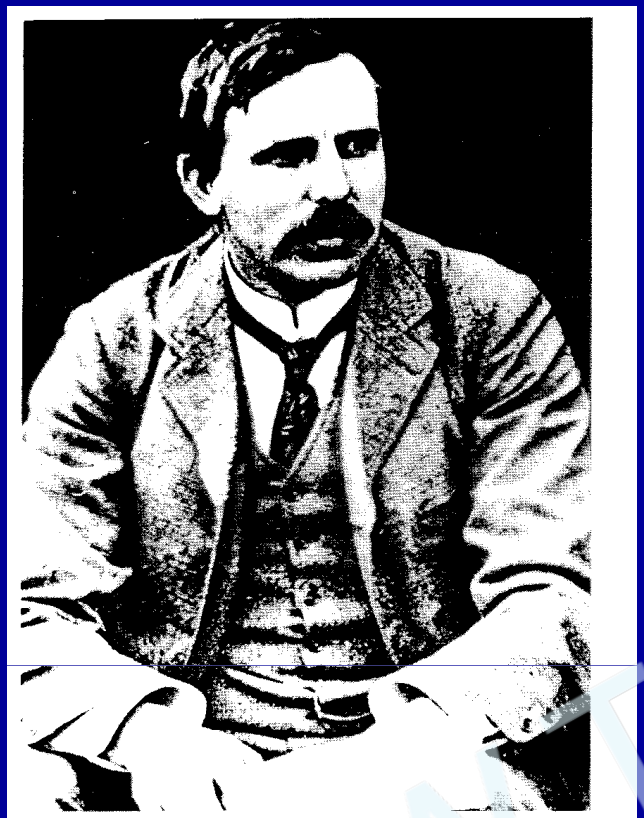
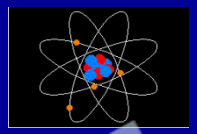
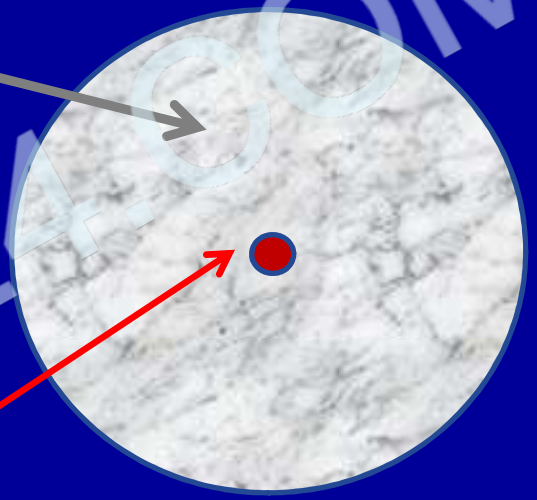


Fig. 1.1 Ernest Rutherford (1871–1937), the father of nuclear physics. This photograph was taken about 1906, five years before his discovery of the atomic nucleus. In 1908 he received the Nobel Prize in chemistry 'for his investigations into the disintegration of the elements and the chemistry of radioactive substances'.



Nuage de charges négatives (électrons)

Noyau très petit et très massif, portant toute la charge positive de l'atome

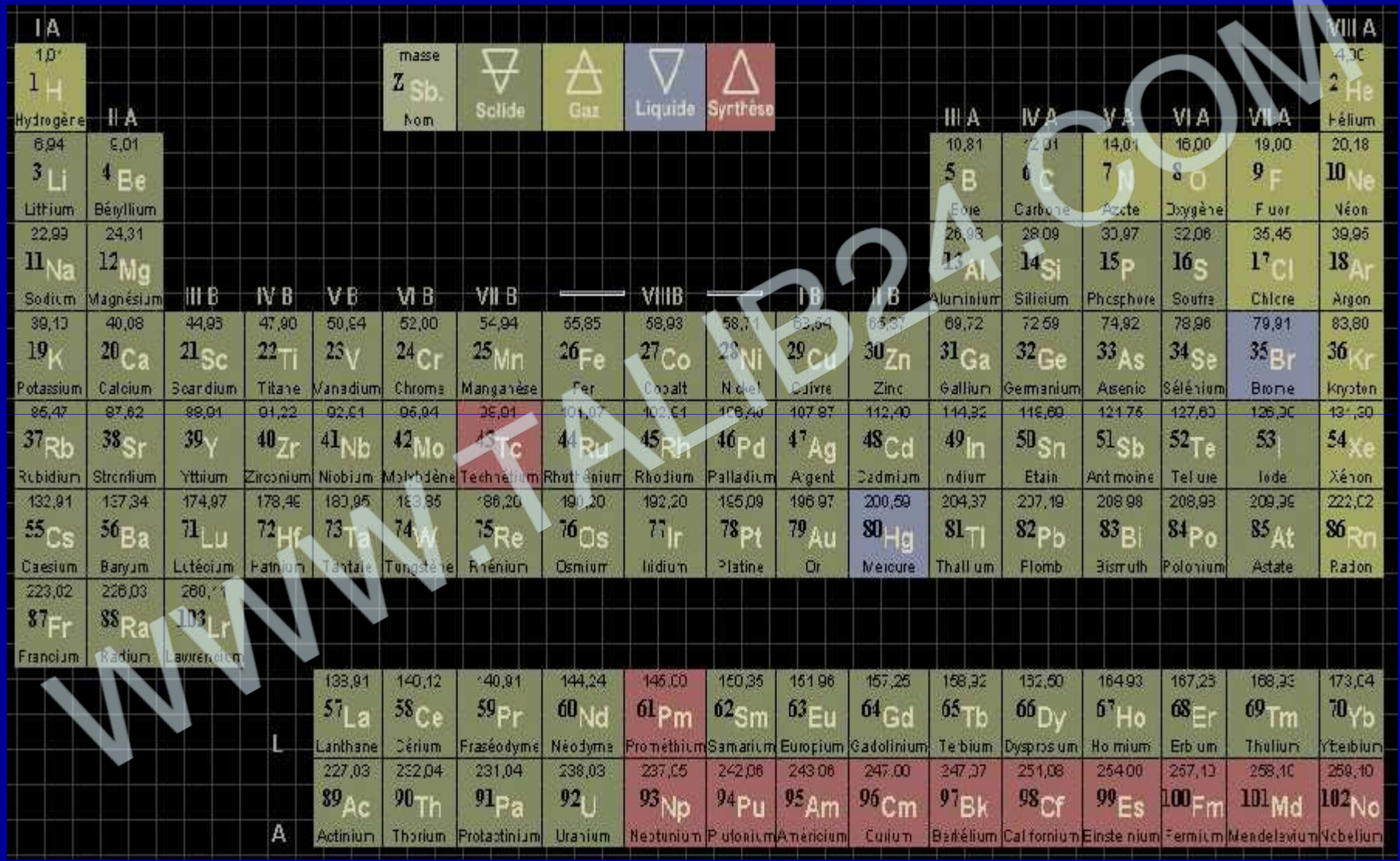


Père de la Physique Nucléaire. Prix Nobel de Chimie en 1908 (substances radioactives)

Prophétie *de Rutherford (* ***Vraie ou fausse ?****) : « Le noyau, bien que de très faible dimensions, est lui-même un système très complexe, comportant des corps chargés positivement et négativement maintenus cote à cote par des forces électriques intenses » (Rutherford – 1914) -*

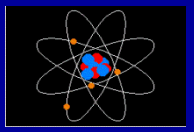
WWW.TALIB24.COM

Tableau périodique Mendéléïev (1869) → élément 112



WWW.TALB24.COM

2) Les particules



- 1932 Découverte du neutron (Chadwick). **Atome = protons + neutrons + e-**
- 1930 Hypothèse des antiparticules (Dirac) **e+**
- 1933 Hypothèse du neutrino ν (Pauli)
- 1950 Gell-Mann introduit les **quarks**, objets « élémentaires » constituants les protons et les neutrons. Jamais identifiés à ce jour **MAIS** leur existence est confirmées par les données expérimentales.

Situation actuelle - Résumé**:**

	Familles			
	F1	F2	F3	Charge
Quarks	u (up)	c (charme)	t (top)	2/3 e
	d (down)	s (strange)	b (beauté)	-1/3 e
Leptons	e-	μ-	τ-	-e
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

12 constituants groupés en 3 familles de 4 éléments. Seule la première famille décrit le monde physique. Exemple:

- le proton: 2 quarks **u** et d'un quarks **d** : p = (**uud**)
- le neutron : un quark **u** et 2 quarks **d** : n = (**udd**)

WWW.TALIB24.COM

3) Les Interactions

Les particules interagissent entre elles par l'intermédiaire de **quatre types d'interactions**, qui diffèrent entre elles par leur nature, leur portée et leur intensité :

Interaction	*Intensité*	Portée
Forte	**1**	**courte : 1 fm (10^{-15} m)**
Électromagnétique	**10^{-2}**	**Longue $1/r^2$**
Faible	**10^{-14}**	**courte 10^{-2} fm**
Gravitationnelle	**10^{-44}**	**Longue $1/r^2$**

Les *interactions Fortes* interviennent entre quarks, c'est-à-dire entre les nucléons (assurent la cohésion des noyaux)

Les *interactions Électromagnétiques* interviennent quand les particules en interaction sont chargées

Les *interactions Faibles* agissent entre Leptons (émission β).

Les *forces gravitationnelles* interviennent quand les particules en interaction ont une masse. (seront négligées ici).

WWW.TALIB24.COM

Caractéristiques de l'Interaction Forte entre nucléons (p, n)

- Attractive (noyau = état lié)
- Saturée (pas de noyau stable > uranium Z = 92)
- Forte ~ MeV (électromagnétisme ~ keV)
- Courte portée ~ fermi ; au delà l'électromagnétisme domine
- Indépendante de charge p ~ n

WWW.TALIB24.COM

II –Généralités et rappels

1) La physique nucléaire :

- est l'étude des constituants du noyau **ET** de leurs interactions.

- est un cas particulier de l'étude du problème à N corps (ici les nucléons) en interaction Forte et électromagnétique.

- Elle fait appel aux résultats et méthodes de la Physique Quantique et aux lois de la Dynamique relativiste.

- Les données expérimentales se déduisent de :

  - la Spectroscopie (observation des propriétés des noyaux ou des particules),
  - des désintégrations radioactives
  - de l'étude de diffusion de particules

WWW.TALIB24.COM

2) Nomenclature

- le noyau est un système de **Z** protons et **N** neutrons en interaction forte ET électromagnétique.

-A = N + Z est le nombre total de nucléons, ou nombre de masse. Pour les noyaux naturels, **A** est compris entre **1** (hydrogène) et **238** (uranium)

- Z varie entre **Z = 1** (hydrogène) et **Z = 92** (uranium) .

Remarque : Z = 43 (technétium) et Z = 61 (prométhéum) n'existent pas naturellement. Ils ont été crées artificiellement

Dans la nature il existe **325 nucléides** (stables +radioactifs) qui appartiennent à 90 éléments

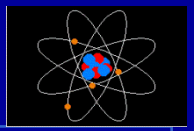
$^{A}_{Z}X$

Les **ISOTOPES** : même Z — $^{28}Si_{14}$; $^{30}Si_{14}$

Les **ISOTONES** : même N — $^{51}V_{23}$; $^{52}Cr_{24}$

Les **ISOBARES** : même A — $^{40}K_{19}$; $^{40}Ca_{20}$

WWW.TALIB24.COM



3) Principes fondamentaux

- **Équivalence de la masse et de l'énergie**

  A toute masse m_o correspond une énergie E.

$$E = m_o.c^2$$

  une particule au repos possède une énergie : son énergie de masse au repos.

Chaque fois que de la matière disparaît, de l'énergie apparaît et inversement.

- **Conservation de la charge** : La Charge électrique Q d'un système est conservée quand le système se transforme

- **Conservation du nombre de nucléons** : au cours d'une transformation le nombre de nucléons reste constant

WWW.TALIB24.COM

❑ Conservation de l'énergie : *Chaque particule possède une énergie, somme de son énergie de masse au repos et de son énergie cinétique* E_{cin} :

$$E = m_o c^2 + E_{cin} = m.c^2 \qquad (1)$$

Où $m = \dfrac{m_o}{\sqrt{(1-\beta^2)}}$ avec $\beta = v/c$ et $c = 2{,}99792458.\ 10^8\ m.s^{-1}$

❑ Conservation de l'impulsion: *Au cours d'une interaction, l'impulsion totale d'un système de particule est conservée.*

Une particule en mouvement , de vitesse V, a une impulsion $\vec{p} = m\,\vec{v}$ (2)

Des relations (1) et (2) on déduit la relation entre énergie et impulsion :

$$E^2 = (p.c)^2 + (m_o.c^2)^2$$

WWW.TALIB24.COM

4) Dualité onde corpuscule:

A toute particule doit être associée une onde et réciproquement (De Broglie):

particule (E, p) <=====> onde (ν , λ)

Où ν est la fréquence et λ la longueur d'onde de l'onde associée.

avec $E = h\,\nu$

et $\lambda = h/p = h/mV$

ou bien : $E = \hbar\,\omega$ et $k = p / \hbar$

h *est la constante de plank:* $h = 6{,}626.10^{-34}\ J.s$ *et* $\hbar = h / 2\pi$

Les couples (λ , k) et (E, p) caractérisent respectivement l'aspect onde et l'aspect corpusculaire de la particule.

WWW.TALIB24.COM

5) Principe d'incertitude d'Heinsenberg :

si δx est l'incertitude sur la composante **x** du vecteur position **r**

$$\delta x \,.\, \delta p > h$$

ou bien:

$$\delta E \,.\, \delta t > h$$

Énoncé :

il est impossible d'imaginer un principe de mesure qui rende infinie la précision sur les mesures simultanées de la position et de la quantité de mouvement

WWW.TALIB24.COM

6) Expressions relativistes de l'Energie et de l'impulsion

$$E = \gamma m_o c^2 \quad avec \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \beta = \frac{V}{c}$$

$$\vec{p} = \gamma m_o \vec{V}$$

$$E^2 = c^2 \vec{p}^{\,2} + m_o^2 c^4$$

Pour des particules sans masse (photons) :

$$E = \hbar\omega = h\nu \qquad h = 6{,}6 \,.\, 10^{-34}\ j.sec$$

$$avec : \ \omega = 2\pi\upsilon \ , \ h = 2\pi\hbar$$

WWW.TALIB24.COM

7) Les unités en Physique Nucléaire :

- **Longueurs** : 1 femto mètre = 10^{-15} m = 1 Fermi

Le rayon des noyaux varie entre ~ 1 Fermi (p) et ~ 7 Fermi (noyaux lourds).

- **Masse :** *Unité de masse atomique (uma)*

$$1\,u = \frac{\text{masse de } ({}^{12}_{6}C)}{12} = \frac{Mol/N_A}{12} = \frac{12}{12.6,02.10^{23}} = 1,6605\ 10^{-27}\,kg$$

	m (g)	m (u)	m (MeV/c²)	m / me
Neutron	1.6747 10^{-24}	1,00866	939.57	1839
Proton	1.6724 10^{-24}	1,00727	938.28	1836
Electron	9.108 10^{-28}	5,485. 10^{-4}	0.511	1

$$\frac{m_n - m_p}{\frac{1}{2}(m_n + m_p)} = 10^{-3}$$

Avec les masses exprimées en uma, les nucléons ont des masses voisines de 1 u : la masse exprimée en uma sera voisine du nombre de masse A

Remarque : la différence relative entre la masse du neutron et celle du proton est de l'ordre de 0,1% :

WWW.TM-IB24.COM

- **Énergie**:

L'unité d'énergie est l'électronvolt (eV) . C'est l'énergie acquise par une charge élémentaire e soumise à une différence de potentiel de 1 volt.

1 eV = 1.602 10^{-19} Joules

Multiples : 1 keV = 10^3 eV et 1 MeV = 10^6 eV 1 GeV = 10^9 eV

Dans la pratique on n'utilise non pas les masses, mais leur équivalence énergétique :

$$E = m.c^2 = u\ c^2 = 1{,}66.10^{-27}\ (3.10^8)^2 = 1{,}495 \times 10^{-11} \text{ Joules}$$

$$E = u.c^2 = \frac{1{,}495.10^{-11}}{1{,}6.10^{-19}} = 931{,}5\ \mathbf{MeV}$$

1 u = 931,5 MeV / C²

WWW.TALIB24.COM

III) Répartition des noyaux (diagramme de Segré)

- **Plus de 2000** nucléides (types de noyaux) connus actuellement

- **274** sont stables, c'est à dire que leurs propriétés restent constantes sur de long intervalles de temps (> 10^9 ans).

- **Les autres** sont radioactifs (radionucléides) : Ils évoluent spontanément par émission soit d'un rayonnement électromagnétique soit d'une particule.

- 2 sortes de radionucléides (R.N) : les RN naturels, qu'on peut extraire de minerais (U, Th, K) et les RN artificiels , produits en laboratoire par des réactions nucléaires.

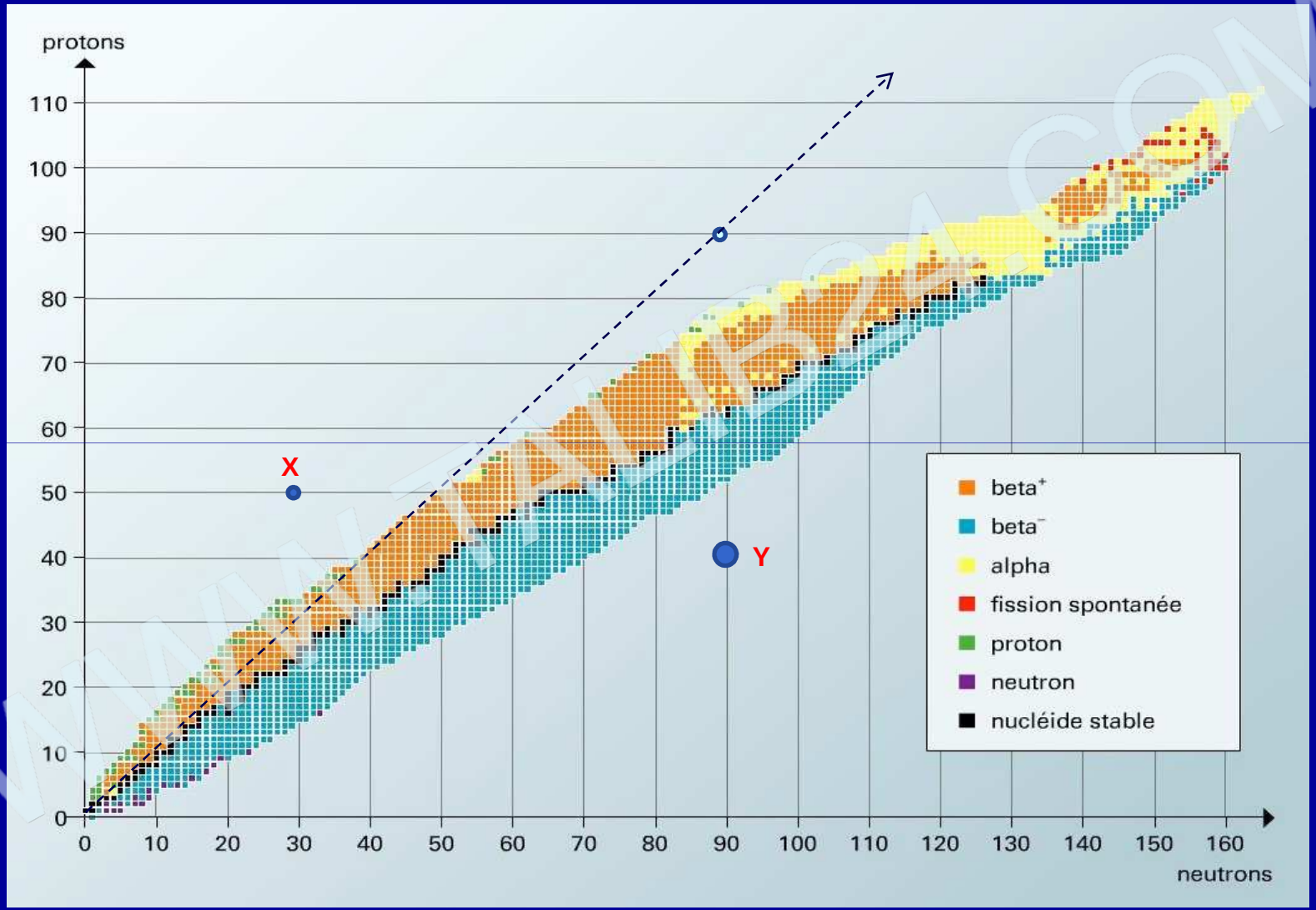
Remarque : Actuellement il n'existe pas de nuclides stables artificiels.

Les noyaux résultent d'un assemblage de Z protons et de N neutrons.

Mais toute combinaison de N et de Z ne constitue pas un noyau.

WWW.TALIB24.COM

Sur le graphique des nuclides connus (**Segré**), la place d'un nuclide est définie par le nombre de protons Z (en ordonnée) et le nombre de neutrons N (en abscisse).



Commentaire :

• Les noyaux sont groupés suivant une **bande**, qui se confond avec la bissectrice pour les éléments légers (N = Z)

• Les noyaux stables sont répartis le long d'une ligne située au centre de la bande : C'est la ligne de stabilité ou vallée de stabilité. Cette ligne s'arrête au noyau de Bismuth (Z= 83)

• Pour un Z donné (ligne horizontale) on a tous les isotopes d'un même élément. Les isotopes instables sont situé de part et d'autre des isotopes stables (carrés noirs)

•Pour les élément plus lourds la bande s'écarte de la bissectrice en s'infléchissant vers le bas , à cause de l'influence croissante de la répulsion coulombienne (N = 1,5 Z)

•

WWW.TALIB24.COM

On peut donc définir 4 zones dans le diagramme de Segré :

- la vallée ou ligne de stabilité (qui contient les 282 noyaux stables)

- la zone au dessus de la vallée et qui contient des noyaux instables car ils renferment un nombre trop grand de protons par rapport à celui des neutrons .

- la zone en dessous de la ligne de stabilité comprenant des noyaux instables car renfermant un nombre trop élevé de neutrons par rapport aux protons

- une zone au delà de Z = 83 (Bismuth) qui est celle des noyaux instables car trop « gros ». La force coulombienne, répulsive, devient trop importante.

WWW.TALIB24.COM

Influence de la parité

Si on procède à un dénombrement des noyaux stables selon la parité il apparaît que:

N Z	A pair		A impair	
	pair pair	impair impair	pair impair	impair pair
nombre	165	4	50	55

- les nuclides pairs–pairs sont les plus abondants (60%) : ce sont les plus stables (relation linéaire entre abondance et stabilité).

- pour A pair seuls les pairs-pairs existent (à l'exception de ${}^{2}_{1}H$; ${}^{6}_{3}Li$; ${}^{10}_{5}B$; ${}^{14}_{7}N$ qui sont des éléments légers ayant N=Z)

- pour A impair, il n'y a qu'un seul isobare stable (sauf pour A=113 et A= 123)

- Enfin une stabilité exceptionnelle caractérise certains nombres pair de nucléons : 20, 28, 50, 82. Ces nombres dits « magiques » correspondent à des couches fermées de nucléons identiques

WWW.TALIB24.COM

IV) Évaluation des dimensions du noyau

En l'absence d'interaction le projectile aurait un mouvement de translation rectiligne et uniforme le long de Sx

Hypothèse : La seule force agissant entre les particules est la répulsion Coulombienne.

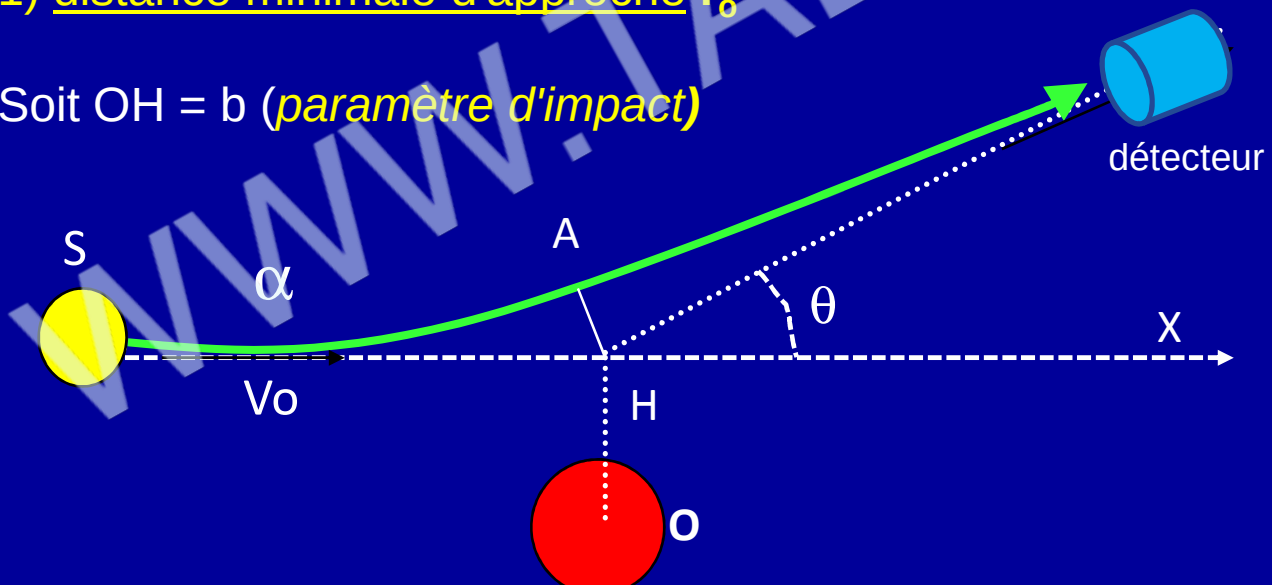
Du fait de l'interaction coulombienne α suit une trajectoire hyperbolique et émerge selon une autre direction asymptotique d'angle θ.

L'angle de déflexion θ dépend de **b.**

$$\operatorname{tg}\frac{\theta^*}{2} = \frac{r_o}{2b}$$

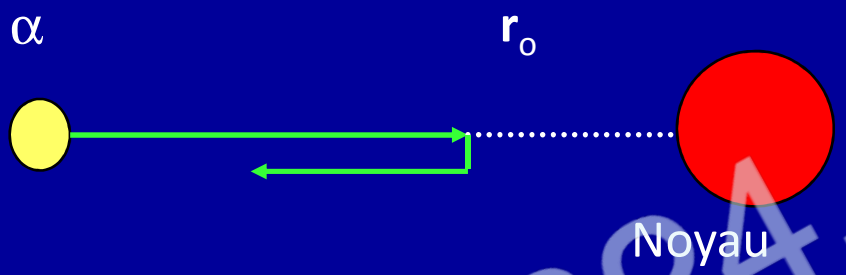
1) distance minimale d'approche r_o

Soit OH = b (*paramètre d'impact*)



WWW.TALIB24.COM

Dans le cas particulier où **b = 0** (choc central ou de plein fouet). Le projectile s'approche à la distance minimale r_o et rebrousse chemin.



$$\frac{p_o^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} + \frac{P_N^2}{2M} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\cdot\frac{zZe^2}{r}$$

$$\vec{p}_o = \vec{p} + \vec{P}_N$$

En éliminant P_N entre les deux équations de conservation on obtient :

$$r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_o}\right)\frac{zZe^2}{\frac{p_o^2}{2}\left(1/m - 1/M\right) + \frac{pp_o}{M} - \frac{p^2}{2}(1/m + 1/M)}$$

WWW.TALIB24.COM

La distance ***r*** est minimale si la dérivée du dénominateur est nulle, c'est-à-dire pour :

$$p = \frac{M_o . p_o}{M}$$

Où M_o est la masse réduite du système, définie par $\frac{1}{M_o} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M}$

La valeur minimale r_o de ***r***, est :

$$r_o = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{2.z.Z.e^2}{M_o V_o^2} \cong \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \frac{z.Z.e^2}{T_\alpha}$$

Avec : z et Z les numéros atomiques respectifs de la particule incidente **α** et de la cible N
Vo vitesse initiale de la particule incidente et Tα son énergie cinétique

Etablir et discuter cette relation

WWW.TALIB24.COM

2) **Relation Rayon- Nombre de masse**

Au lieu d'une particule α on utilise des électrons ayant une grande énergie cinétique. Les mesures des rayons des noyaux montrent que le rayon du noyau est proportionnel à $A^{1/3}$

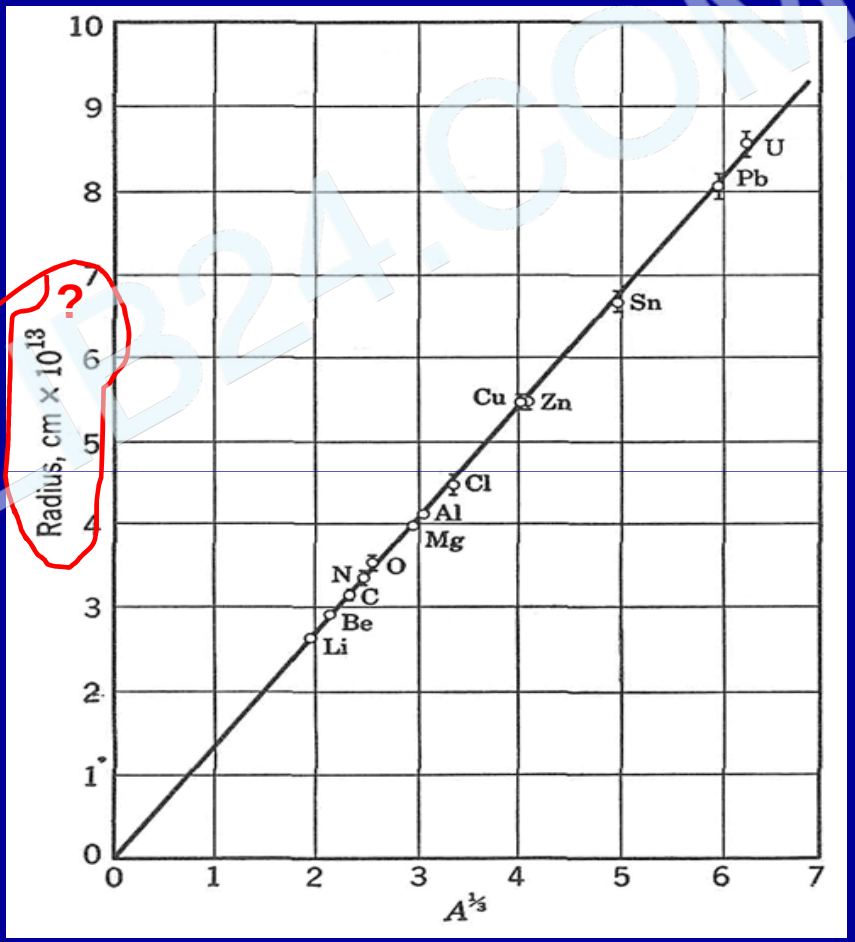
$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$$

Avec $1,2 < R_0 < 1,5$ Fermi

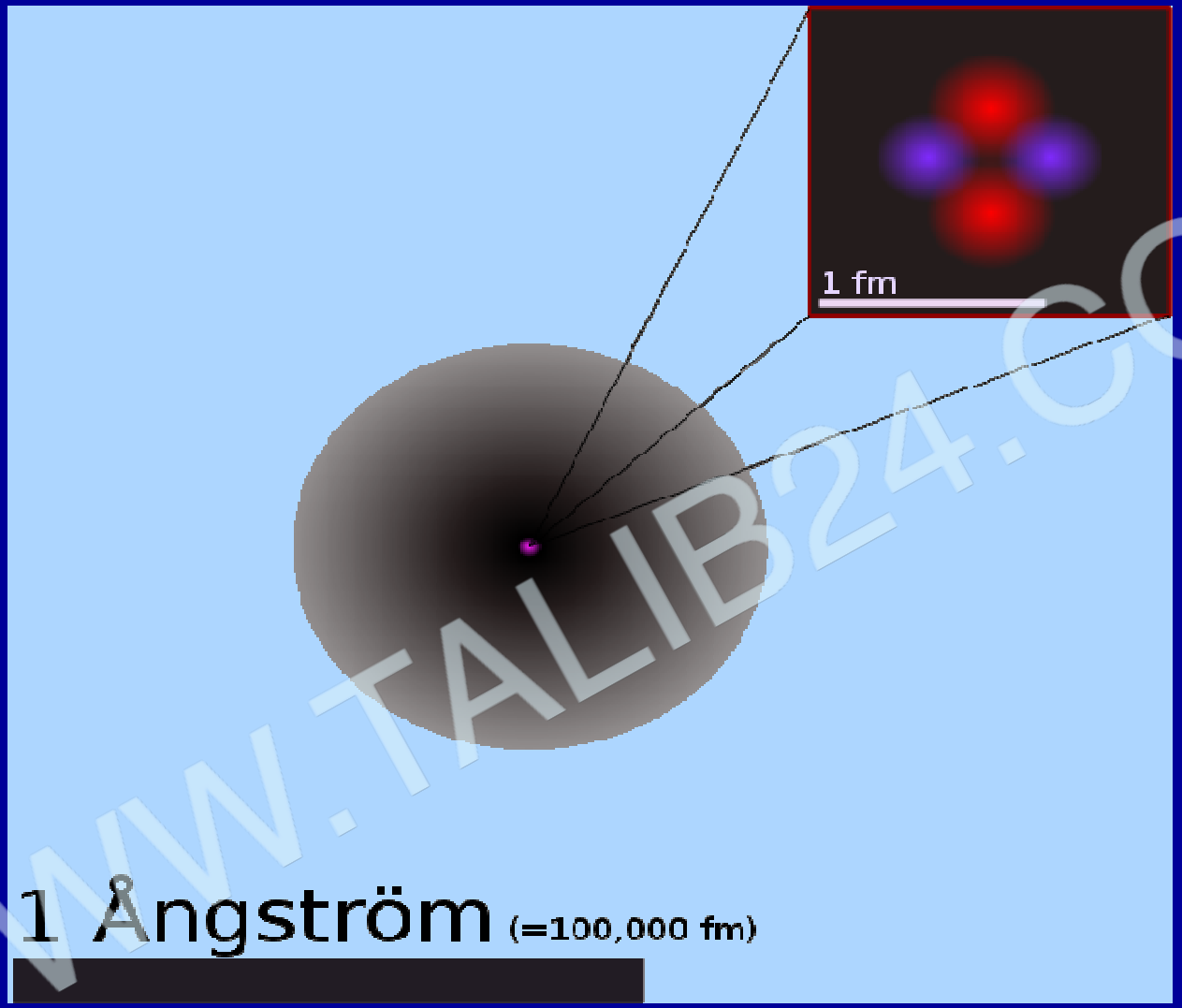
Le volume du noyau est donc proportionnel au nombre de nucléons A.

C'est-à-dire que le nombre n de nucléons par unité de volume est constant

Cette propriété est appelée ***saturation des forces nucléaires***



WWW.TALEB24.COM



WWW.TALIB24.COM

Atome d'Hélium

Rayon du noyau << 10^{-4} Rayon de l'atome

Différence d'échelle considérable entre la physique nucléaire et la physique atomique !!

❖ *Densité des noyaux*

Pour simplifier on supposera que $M_p = M_n = m$. :

$$d = \frac{3}{4\pi} \frac{A.m}{R_o^3.A}$$

A.N : $d = 2.10^8$ tonnes par cm^3 !!!

Masse volumique nucléaire » 10^{14} Masse volumique atomique

Remarque : cette densité est indépendante de A, donc elle est la même pour tous les noyaux.

Cette indépendance traduit la saturation des forces nucléaires.

WWW.TALIB24.COM

Chapitre II :
Énergie de liaison du Noyau

WWW.TAIB24.COM

I – Masse - Énergie de liaison

1) Masse des noyaux – excès de masse
2) Spectromètre de masse – principe
3) Énergie de liaison – courbe d'Aston

II - Modèle de la Goutte Liquide

1) Relation de Bethe et Weizsäcker
2) Noyaux stables – Nombres magiques
3) Insuffisances du modèle

WWW.TALIB24.COM

I – Masse - Énergie de liaison

1) *Masse des noyaux – excès de* masse

- Au premier ordre la masse atomique M(A,Z) d'un élément est donnée par le nombre de masse A
- Mais en général, la masse réelle d'un atome diffère de A. Cette différence est nommée « excès de masse » $\Delta M(Z,A)$:

$$\Delta M(Z,A)_u = M(Z,A)_u - A \times (1u)$$

l'excès de masse peut aussi être exprimé en MeV :

$$\Delta M(Z,A)_{(MeV)} = M(Z,A)_{(MeV)} - 931,5\ A$$

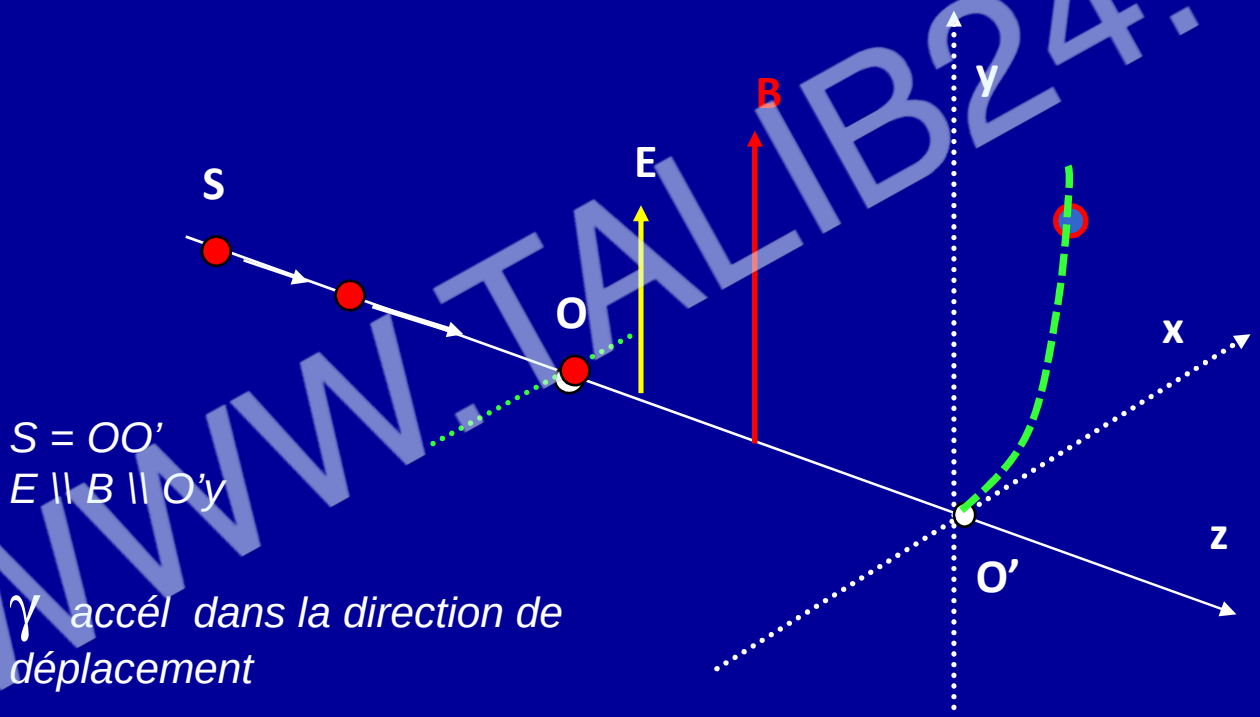
- Les masses atomiques M(Z,A) peuvent être déterminées avec précision à l'aide de spectromètres de masse ou à partir des désintégrations radioactives et des réactions nucléaires

WWW.TALIB24.COM

Mesure des masses atomiques : la spectrométrie de masse

Action combinée d'un champ électrique E et d'un champ magnétique B sur des particules chargées pour les séparer suivant la valeur du rapport de leur charge q et de leur masse m : (q / m) .

Atomes neutres ⇒ ions de vitesses V différentes ⇒ propagation ⇒ pénétration dans la zone où s'exercent les champs E et B.



S = OO'
E \\ B \\ O'y

γ *accél dans la direction de déplacement*

WWW.TALIB24.COM

❑ dans le cas ou **seul le champ E est appliqué** :

$$\vec{F} = q.\vec{E} = m\vec{\gamma} \quad \Rightarrow \quad \gamma = E.\frac{q}{m}$$

Accélération communiquée à la particule dans la direction parallèle à O'y .

La déviation y de la trajectoire s'écrit : $y = \frac{1}{2}\gamma.t^2$

et puisque $t^2 = \frac{s^2}{v^2}$

$$\Rightarrow \quad y = \frac{1}{2}\frac{qE}{m}\frac{s^2}{v^2}$$

❑ **avec B seul :**

$$\vec{F} = q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \Rightarrow \quad \left|\vec{F}\right| = q.v.B$$

Pour de faibles déviations F est // à Ox et $x = \frac{1}{2}\gamma\, t^2$ avec $\gamma = \frac{q}{m}B.v$

$$\Rightarrow \quad x = \frac{1}{2}\frac{qB}{m}\frac{s^2}{v}$$

WWW.TALIB24.COM

❑**Quand E et B sont appliqués** simultanément :

L'ion positif est dévié en un point **(x,y)** tel que les deux relations précédentes soient vérifiées.
En éliminant la vitesse **V** entre x et y on obtient la fonction y = f(x) qui est l'équation de la trajectoire :

$$y = \left(\frac{2E}{s^2 B^2}\right)\frac{m}{q}x^2$$

Remarques :

1) Sur l'écran xO'y tous les ions ayant même masse et même charge mais des vitesses différentes se placent sur les différents points de la parabole

2) Les ions ayant des rapport q/m différents se placeront sur des paraboles différentes. Chaque arc de parabole est donc caractéristique d'un rapport q/m

WWW.TALIB24.COM

2) Énergie de liaison

La masse m (A,Z) d'un noyau est inférieure à la somme des masses de Z protons et de N neutrons :

$$m(A,Z) < Z.m_p + N.m_n$$

Il y a donc un *défaut de masse* $\Delta m(Z,A)$ défini par :

$$\Delta m(Z,A) = (Z.m_p + N.m_n) - m(A,Z)$$

Cette différence est toujours positive . Exprimée en unité d'énergie (MeV) elle est appelé *énergie totale de liaison* :

$$B_{tot}(A,Z) = \Delta m(Z,A).c^2$$

$B_{tot}(A,Z)$ représente le travail nécessaire pour dissocier les nucléons du noyau.

et $$m(A,Z) = [Z.m_p + N.m_n] - B_{tot}(A,Z)/c^2$$

WWW.TALIB24.COM

Remarque 1:

Les énergies de liaison des noyaux sont en MeV, alors que celle des électrons dans les atomes sont de l'ordre de l'eV. Il y a donc un facteur de 10^6 entre l'énergie nucléaire et l'énergie chimique, pour une même masse de réactifs.

Remarque 2:

En pratique on utilise les masses atomiques plutôt que les masses nucléaires :

$$M(A,Z) = m(A,Z) + Z.m_e - B_e/c^2$$

où m_e est la masse de l'électron et B_e la valeur absolue de l'énergie de liaison des Z électrons. B_e , de l'ordre de l'eV est négligeable :

$$B_{tot}(A,Z) = [\, Z.m_H + N.m_n - M(A,Z) \,].c^2$$

où M(A,Z) est la masse atomique de l'élément X(A,Z) et m_H celle de l'hydrogène

WWW.TALIB24.COM

Exemple : Energie de liaison du deuton

Le noyau le plus simple est le deuton (d) constitué d'un proton et d'un neutron.

Sa masse est $m_d = 2{,}013554$ u

Calculons $(m_p + m_n) = 1{,}007277$ u + $1{,}008665$ u = $2{,}015942$ u

On voit que : $m_d < (m_p + m_n)$

Le défaut de masse est $\Delta m(Z,A) = [(m_p + m_n) - m_d] = 0{,}002388$ u

ce qui correspond à une énergie de liaison : $B(d) = 2{,}225$ MeV .

Cette énergie sert à lier les deux particules ensemble.

Pour les séparer, c'est à dire vaincre la force nucléaire, il faut fournir une énergie minimale de 2,225 MeV.

WWW.TALIB24.COM

3) Énergie de séparation

L''énergie de séparation d'un nucléon ($S_p(Z,N)$ et $S_n(Z,N)$) est L'énergie nécessaire pour enlever un proton ou un neutron du noyau.

Pour un proton :

$$S_p(Z,N) = M_{noy}(Z-1, N) + m_p - M_{noy}(Z,N)$$

compte tenu de la définition de l'énergie de liaison B :

$$S_p(Z,N) = B(Z,N) - B(Z-1, N)$$

Pour un neutron :

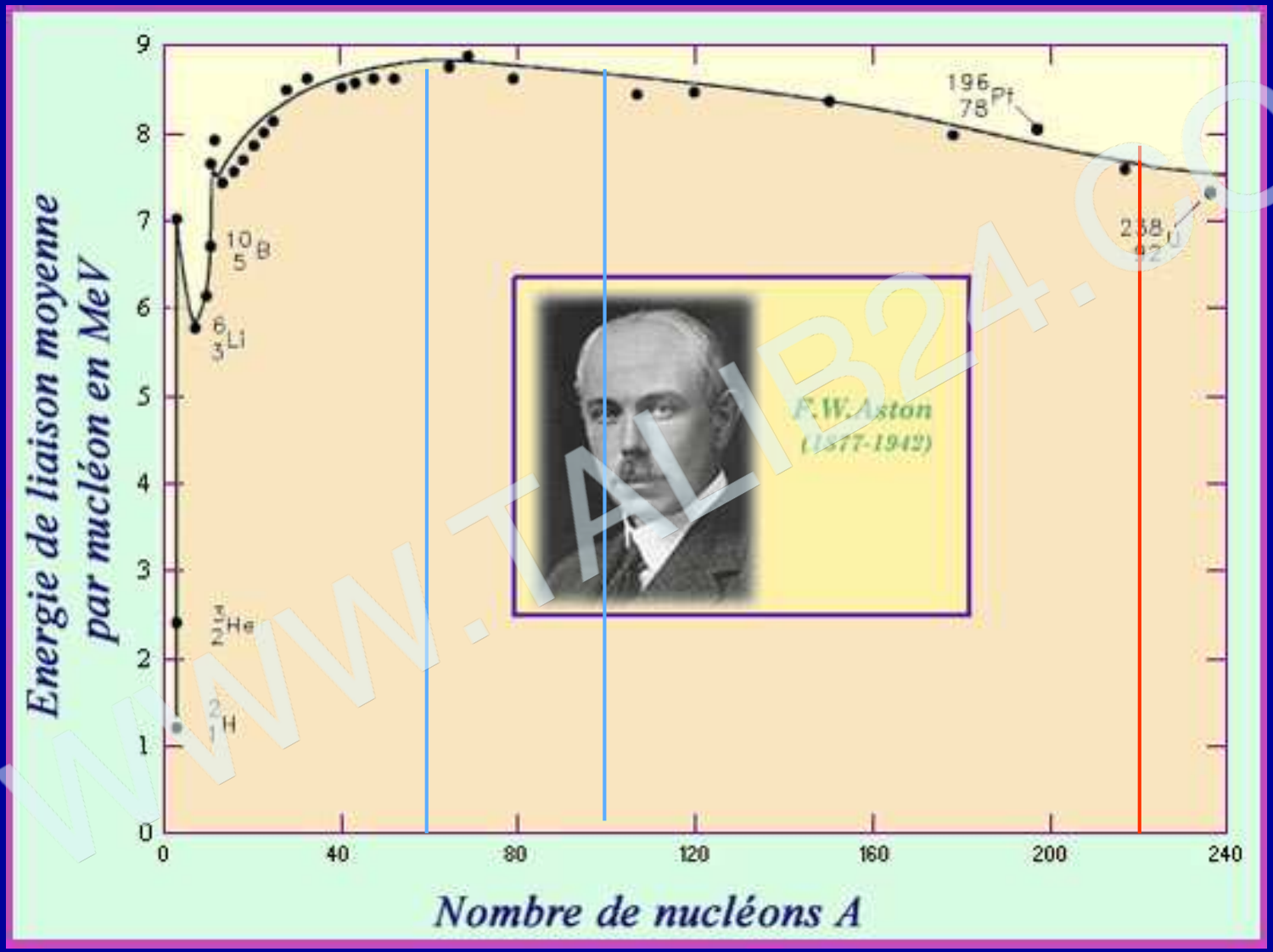
$$S_n(Z,N) = M_{noy}(Z, N-1) + m_n - M_{noy}(Z,N)$$

soit en termes d'énergie de liaison:

$$Sn(Z,N) = B(Z,N) - B(Z, N-1)$$

WWW.TALIB24.COM

Énergie de liaison moyenne par nucléon $B_{moy}(A,Z) = B_{tot}/A$



L'énergie de liaison par nucléon **représente l'énergie à dépenser en moyenne pour arracher un**

WWW.TALB24.COM

Commentaire de la courbe de ASTON

a) Les noyaux très légers sont peu liés, à l'exception de l'hélium-4 (α) dont l'énergie de liaison de 7 MeV par nucléon est très supérieure à celle de ses voisins, deutérium, tritium, hélium-3, lithium.

b) Pour $30 < A < 210$ B_{moy} est quasiment indépendant de A, avec une valeur de l'ordre de 8 MeV par nucléon. Ceci peut-être interprété par la propriété de **saturation des forces nucléaires** : un nucléon donné n'est pas lié de la même façon à tous les nucléons du noyau.

c) B_{moy} passe par un maximum très aplati de 8,7 MeV pour le nickel-62 et diminue ensuite lentement pour atteindre 7,3 MeV pour l'uranium. Ce sont donc les noyaux de masses intermédiaires qui sont les plus liés, donc les plus stables.

d) Pour les valeurs de $A > 80$, B_{moy} la décroissance lente de l'énergie de liaison des nucléons résulte de l'augmentation de l'influence de la force coulombienne.

e) Les nombres « magiques » (2 , 8, 20, 28, 50, 82, 126) sont des nombres de protons et/ou de neutrons pour lesquels un noyau est particulièrement stable. Dans le modèle en couche, ces nombres correspondent à un arrangement en couches complètes.

WWW.TAL-IB24.COM

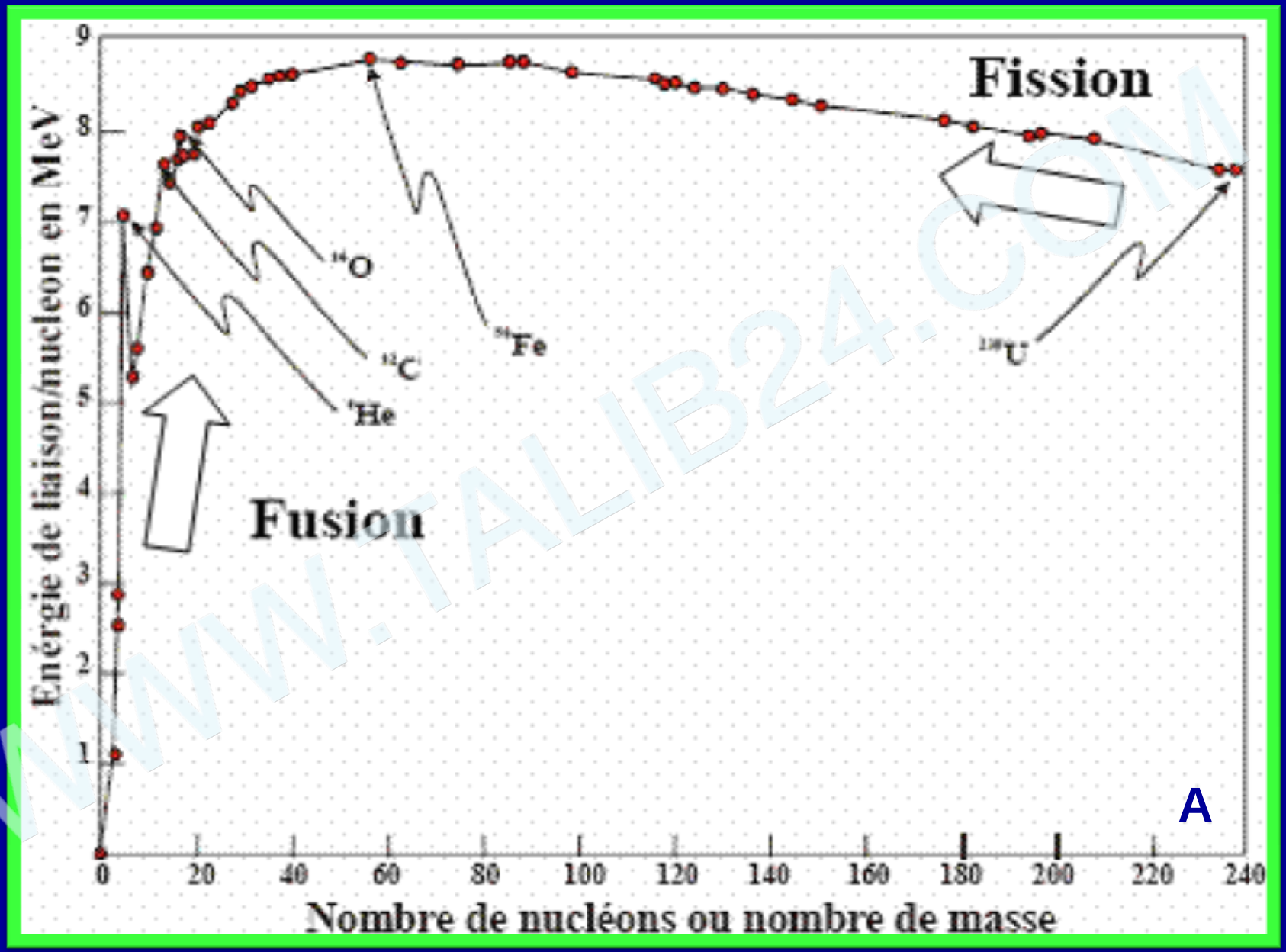
la structure de ^{4}He (particule α) est particulièrement stable, comparée à ses voisins : c'est un noyau doublement magique.

	H	^{2}H	^{3}H	^{3}He	^{4}He	^{6}Li	^{7}Li
B (MeV)	0	2.22	8.48	7.72	28.3	32	39.2
B/A (MeV/A)	0	1.11	2.83	2.57	**7.07**	5.33	5.60

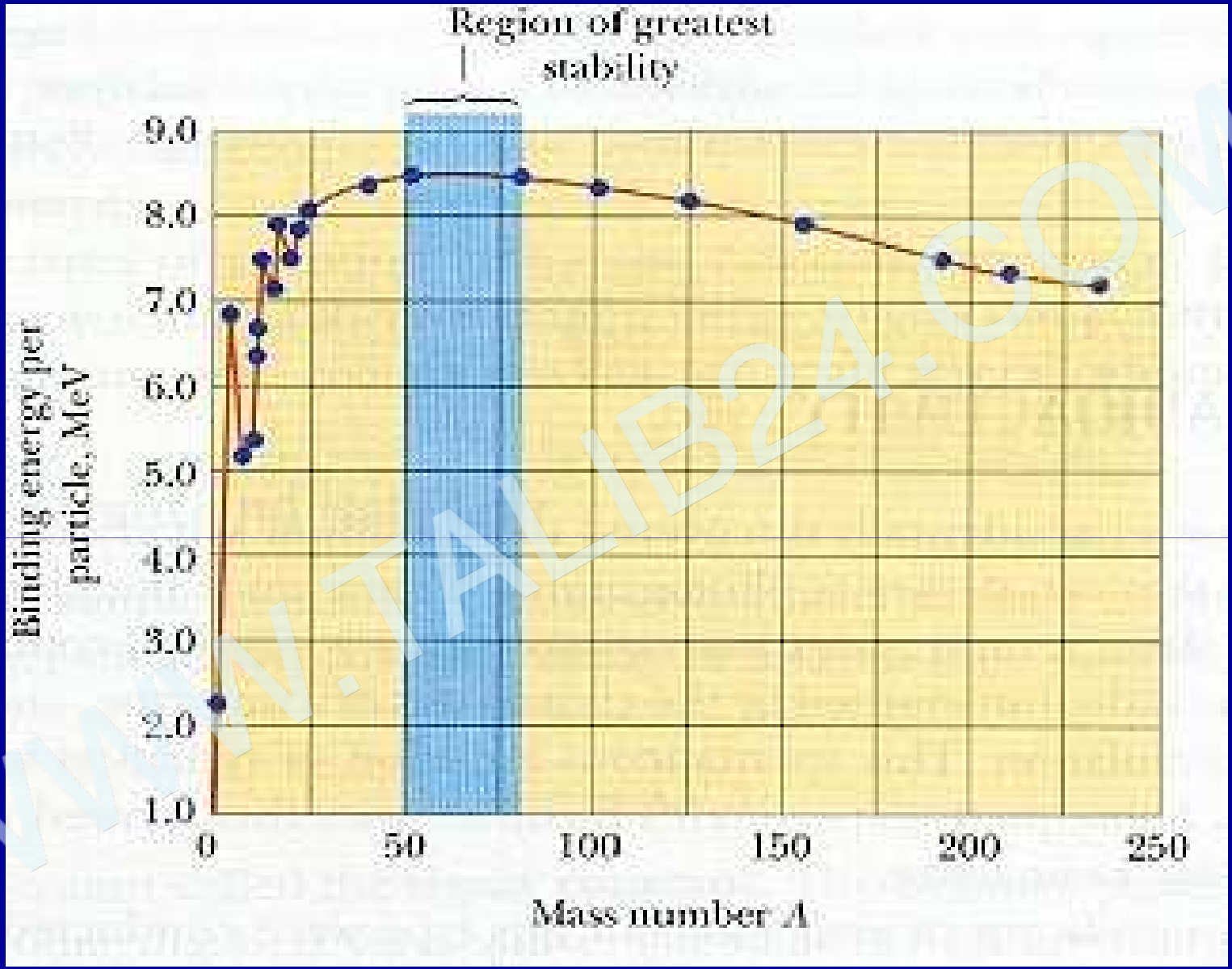
Nous verrons que cette stabilité particulière explique l'émission de particules alpha par des noyaux lourds.

WWW.TALB24.COM

$B_{moy}(A,Z)$



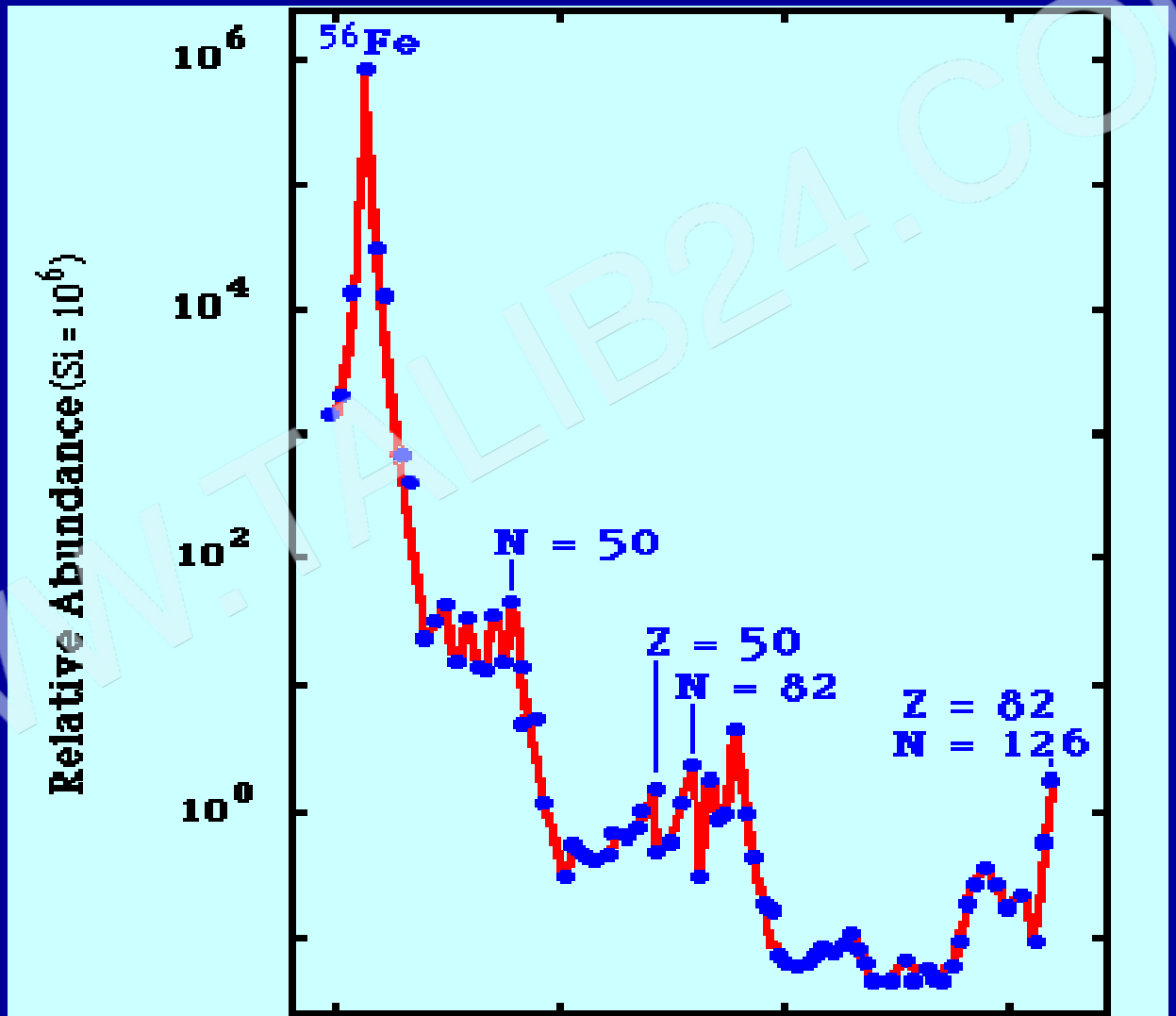
WWW.TALIB24.COM



WWW.TALIB24.COM

REF. http://llr.in2p3.fr/~mine/noyaux/c1_1.pdf

Les éléments ayant une valeur de Z ou N correspondant a un nombre magique sont plus abondants dans la nature que leurs voisins immédiats



WWW.TALIB24.COM

II - Modèle de la Goutte Liquide

-On veut construire un modèle simple du noyau qui redonne une énergie de liaison en accord avec l'expérience.

- Modèle suggéré par Bohr, par analogie avec la cohésion d'une goutte liquide (ou la propriété de saturation se manifeste aussi).

-Les hypothèses de base de ce modèle sont :

- *le noyau est une matière incompressible (R est proportionnel à $A^{1/3}$)*
- *la force nucléaire est la même pour le neutron et le proton (indépendance de charge)*
- *la force nucléaire est à courte portée.*

A partir de ces hypothèses Bethe et Weizsäcker ont proposé la formule semi-empirique suivante :

$$B(A,Z) = a_V.A - a_S.A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sy} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(Z,N)$$

WWW.TALIB24.COM

Cette relation de Bethe et Weizsäcker fait apparaître cinq termes dans l'énergie de liaison :

le premier terme est *l'énergie de volume* : B/A est presque constant (saturation des *forces nucléaires)* . C'est la contribution principale apportée à B(A,Z)

le second est l'énergie de surface, qui représente la perte d'énergie de liaison des nucléons de la surface et qui ont donc moins de voisins que ceux situés aux cœur du noyau. Ce terme (dit de tension superficielle) est proportionnel au nombre de nucléons de surface, donc à l'aire de cette surface, c'est à dire à $A^{2/3}$. Il tend à donner une forme sphérique à la goutte (noyau).

Le terme d'énergie coulombienne : La répulsion électrostatique des protons tend à diminuer B(A,Z). Si on considère le noyau comme une sphère de rayon R de charge Q uniformément répartie (ce qui est approximatif du fait de la présence des neutrons) son énergie électrostatique est :

$$W = \frac{3}{5}\frac{Q^2}{R} = \frac{3}{5}\frac{e^2 Z^2}{R_0 A^{1/3}} = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

WWW.TALIB24.COM

MAIS ce calcul est inexact : il suppose que la charge de chaque proton est répartie dans toute la sphère de R !!

Correction : un objet de charge Z=1 et de rayon R n'est pas un proton !! Donc l'expression de W contient pour chaque proton, un terme d'énergie intrinsèque égal à $3.e^2/5R$ qui ne correspond à aucun corps physique réel .
Aussi, il faut soustraire ce terme pour les Z protons , pour avoir une énergie d'interaction correcte entre paires de protons.

$$W = \frac{3}{5}\frac{e^2 Z^2}{R} - \frac{3e^2 Z}{5R} = a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$$

Le terme d'asymétrie : permet de tenir compte du fait que dans les noyaux stables lourds, N > Z (pour les légers on a N ≈ Z) . L'excès de neutron fournit un supplément d'énergie de liaison nucléaire pour compenser l'augmentation d'énergie de répulsion coulombienne.
L'énergie d'asymétrie est la différence d'énergie nucléaire entre un noyau ayant N neutrons et Z protons et l'isobare construit avec A/2 neutrons et A/2 protons.

WWW.TALIB24.COM

Terme d'appariement δ (Z,N) : Les nucléons de même nature ont tendance à se grouper par paires de nucléons à spins antiparallèles.

La force nucléaire n'est donc pas indépendante du spin. Les noyaux pairs-pairs sont plus liés que les noyaux impairs de masses comparables

$$\delta(Z;N) = \begin{cases} +12\ A^{-1/2}\ (\text{MeV}) & \text{si N et Z pairs} \\ 0 & \text{si A impair} \\ -12\ A^{-1/2}\ (\text{MeV}) & \text{si N et Z impairs} \end{cases}$$

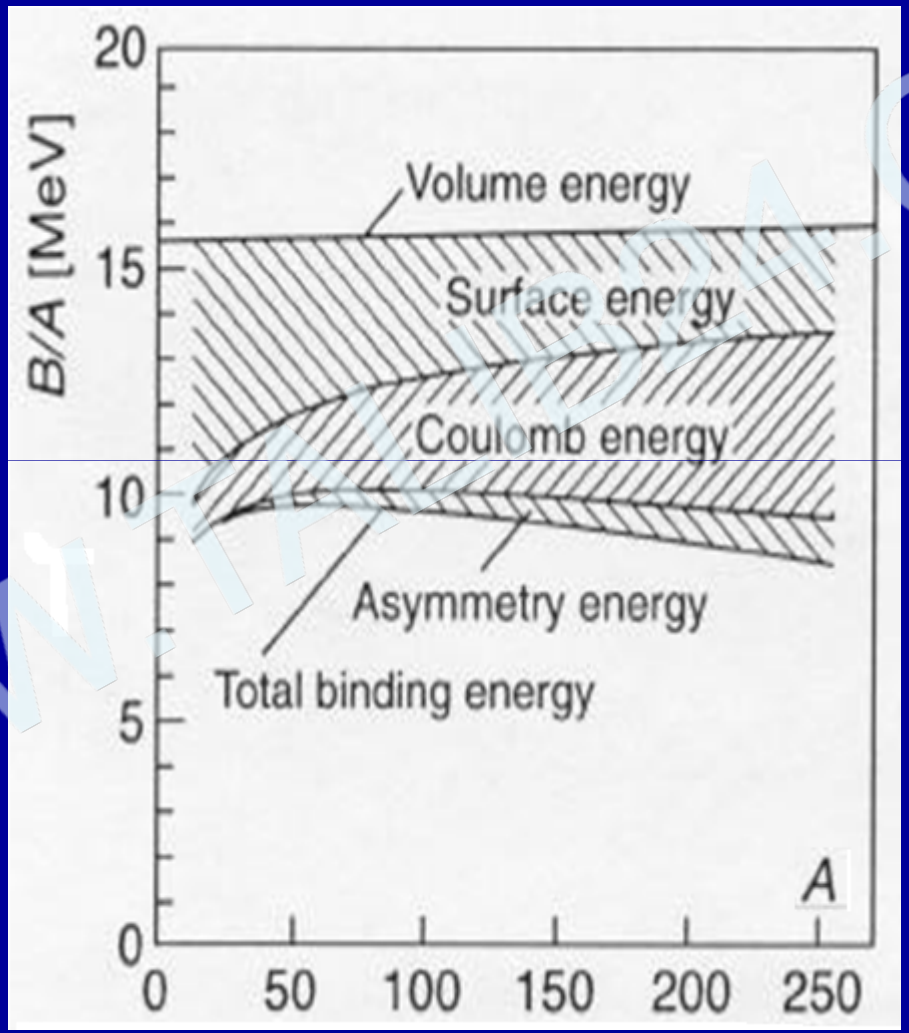
D'où :

$$B(A,Z) = a_v.A - a_s.A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sy} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(Z,N)$$

Avec (en MeV) : $a_v = 15,6$; $a_{surf} = 18,5$; $a_c = 0,7$ et $a_{sym} = 23,5$

WWW.TALIB24.COM

Contributions relatives à l'énergies de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse A (relation de **Bethe et Weizsäcker**)



WWW.TAEDEM.COM

Équation de la vallée de la stabilité

La formule semi-empirique donnant la masse peut s'écrire :

$$M(A,Z)\,c^2 = \alpha\, Z^2 + \beta\, Z + \gamma.(+/-\,\delta)$$

$$\alpha = a_c A^{-1/3} + 4a_{sy} A^{-1}$$

Avec $\beta = (M_H - m_n)c^2 - 4a_{sy} \approx -4a_{sy}$

$$\gamma = (M_n c^2 - a_v + a_s A^{-1/3} + a_{sy})A$$

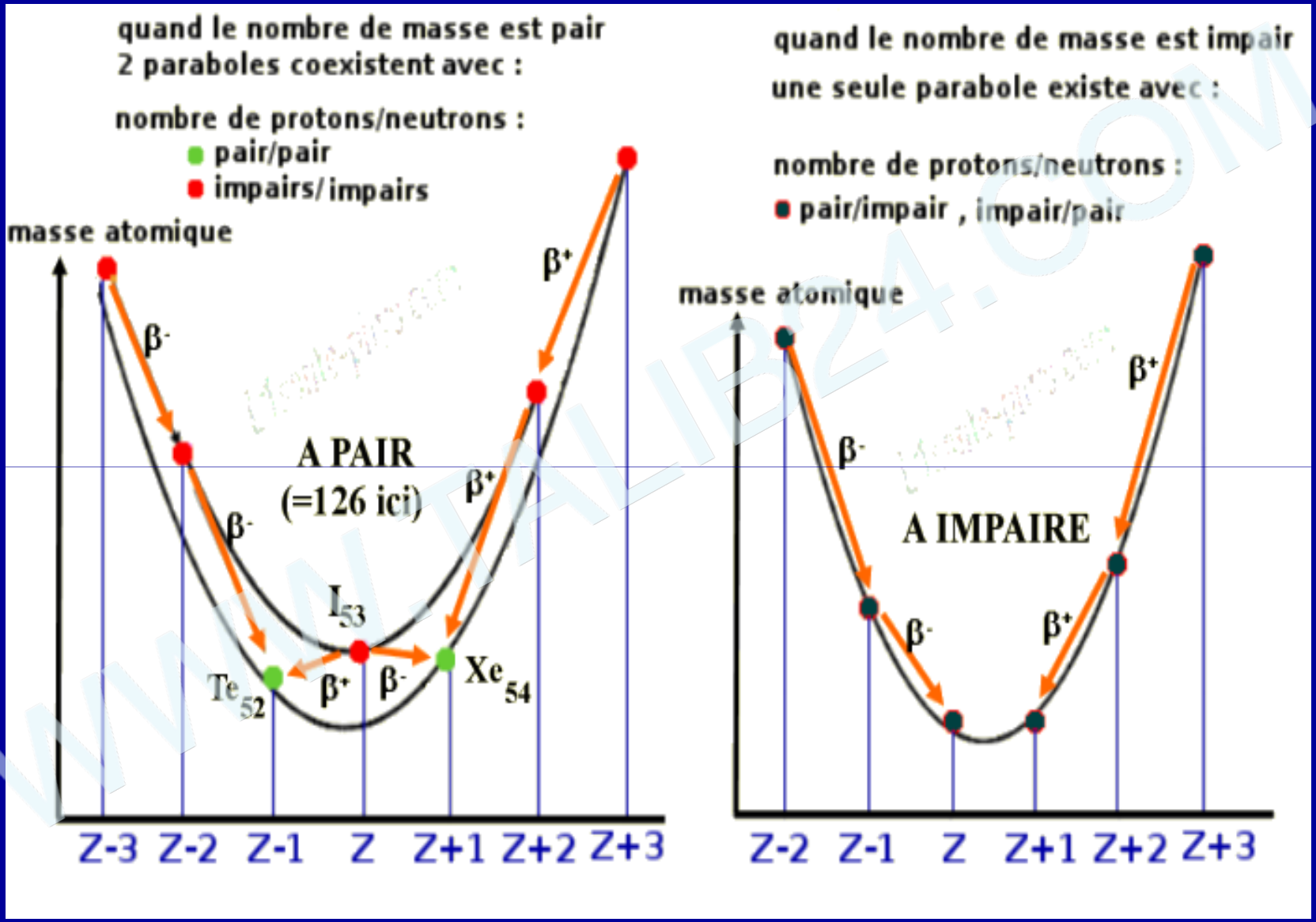
Quand A est constant et impair, c'est l'équation d'une parabole

Quand A est constant et pair, l'équation donne 2 paraboles espacées de 2δ

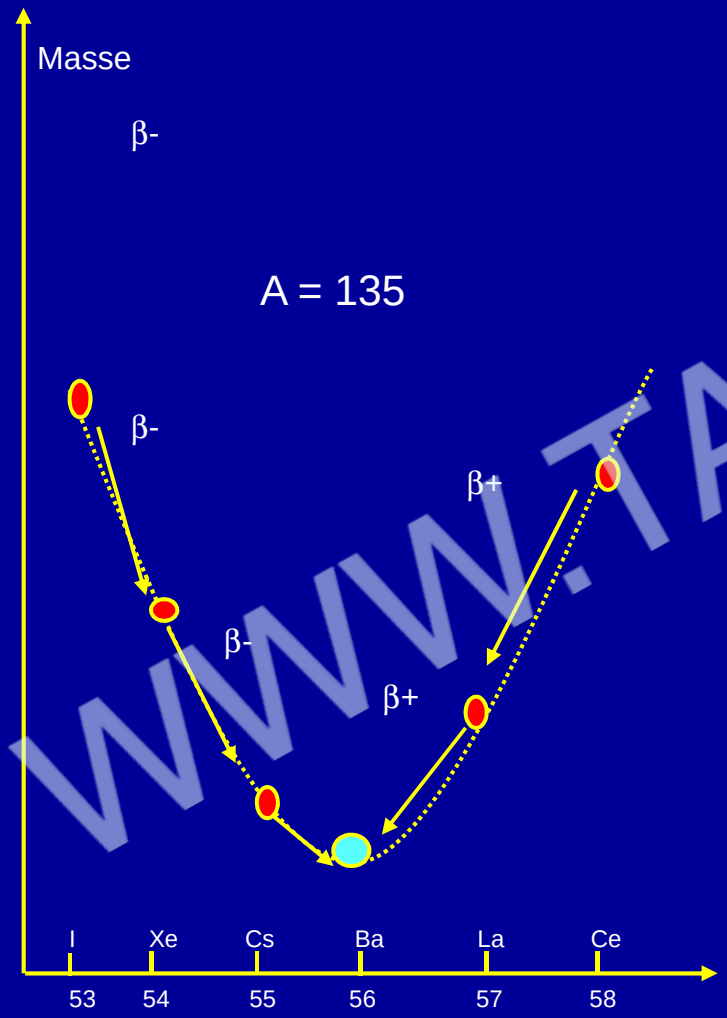
La masse M(A,Z) passe par un minimum d'abscisse Z_{stab} obtenue en annulant la dérivée :

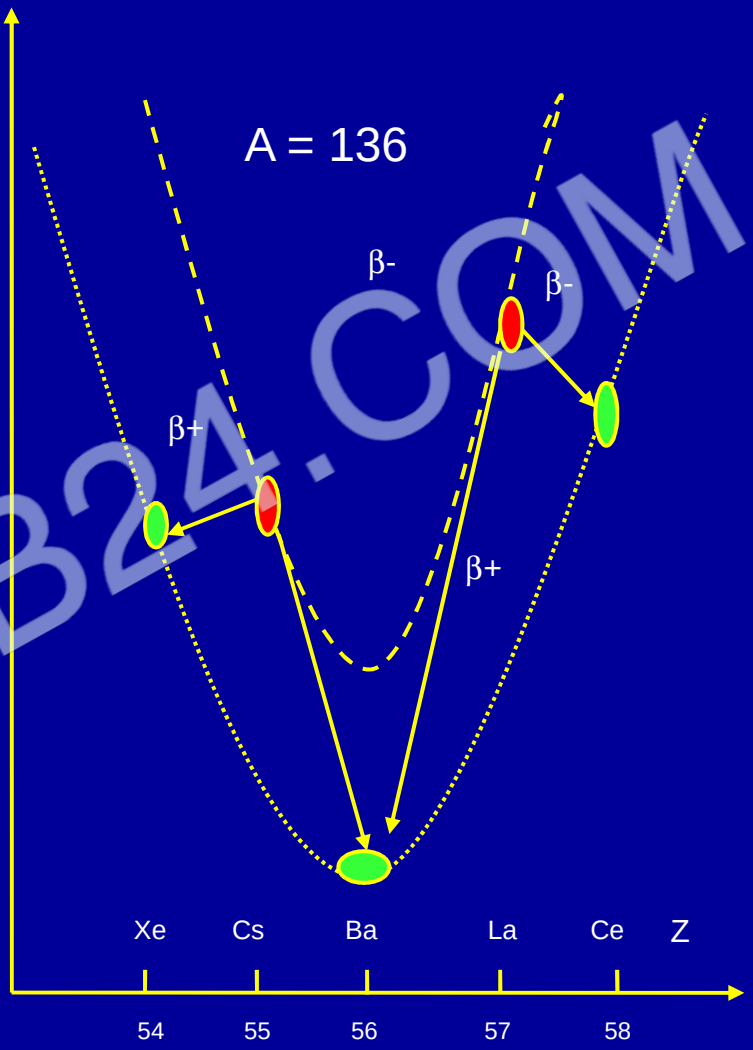
$$\frac{dM(A,Z)}{dZ} = 0 \quad \text{pour} \quad Z_{stab} = \frac{-\beta}{2\alpha} = \frac{47A}{0,7A^{2/3} + 94}$$

WWW.TALIB24.COM

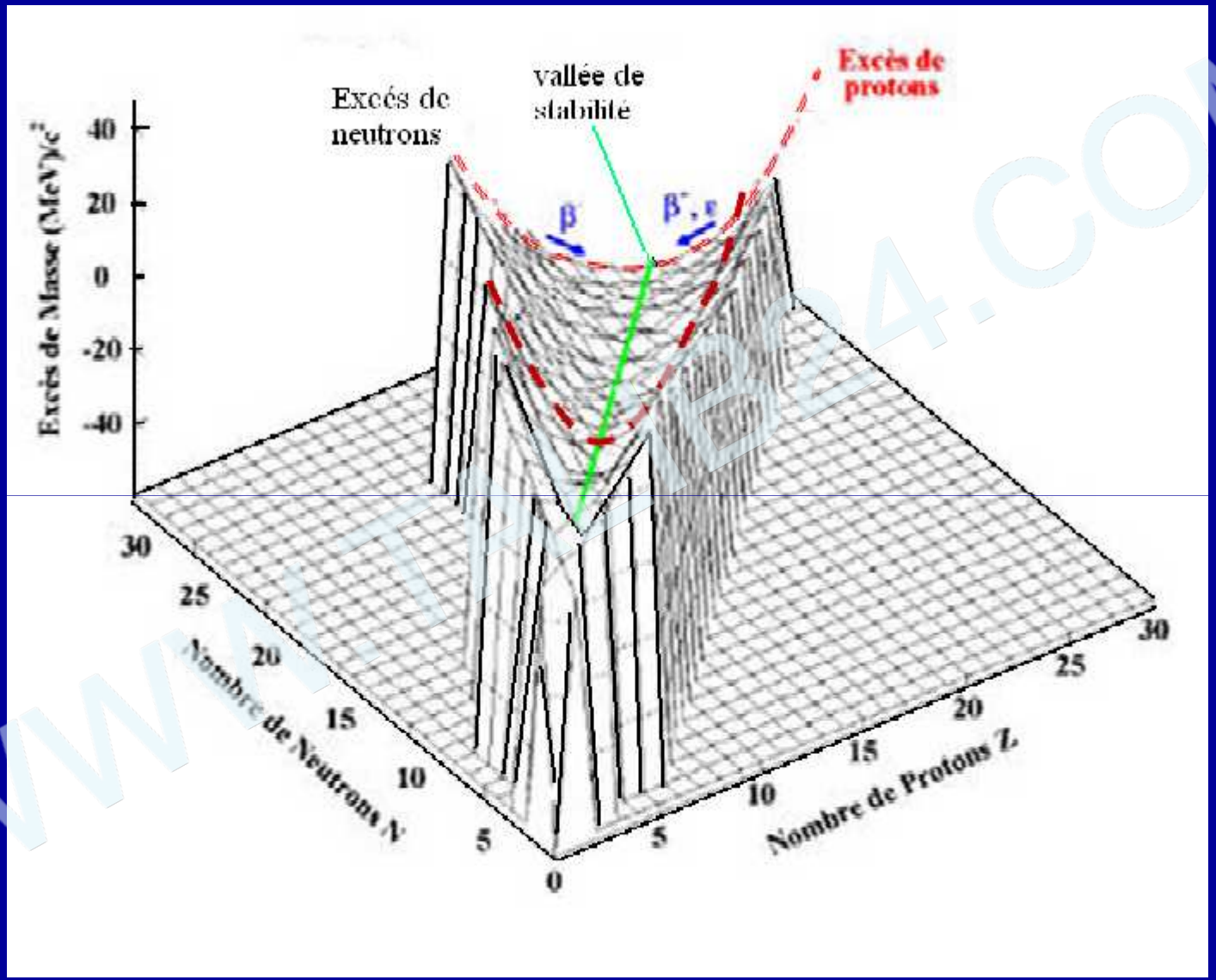

quand le nombre de masse est pair
2 paraboles coexistent avec :
nombre de protons/neutrons :
pair/pair
impairs/ impairs
masse atomique
β-
β+
A PAIR
(=126 ici)
β-
β+
I53
Te52
β+
β-
Xe54
Z-3 Z-2 Z-1 Z Z+1 Z+2 Z+3
quand le nombre de masse est impair
une seule parabole existe avec :
nombre de protons/neutrons :
pair/impair , impair/pair
masse atomique
β-
β+
A IMPAIRE
β-
β+
Z-2 Z-1 Z Z+1 Z+2 Z+3

Autres exemples





WWW.TALIB24.COM



WWW.FREE24.COM

Insuffisances du modèle de la goutte liquide:

- pour les noyaux légers (l'image de la goutte liquide n'est pas bien adaptée)

- au voisinage des couches fermées (nombres magiques). Cette fermeture entraîne une plus grande stabilité du noyau qui n'est pas reflétée par la relation de **Bethe et Weizsäcker**

- pour les noyaux très lourds (A > 240) pour lesquels la forme n'est plus sphérique, ce qui inclue un terme correctif important.

WWW.TALIB24.COM

Chapitre III :
Transformations radioactives

WWW.TALIB24.COM

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

WWW.TALIB24.COM

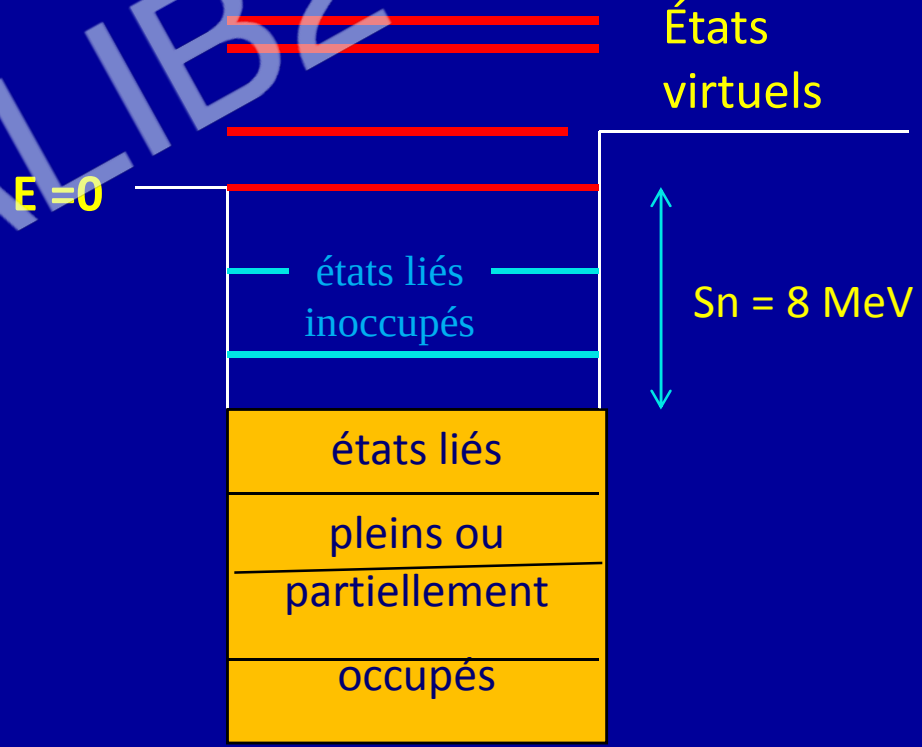
I - Noyaux excités et Noyaux instables

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.

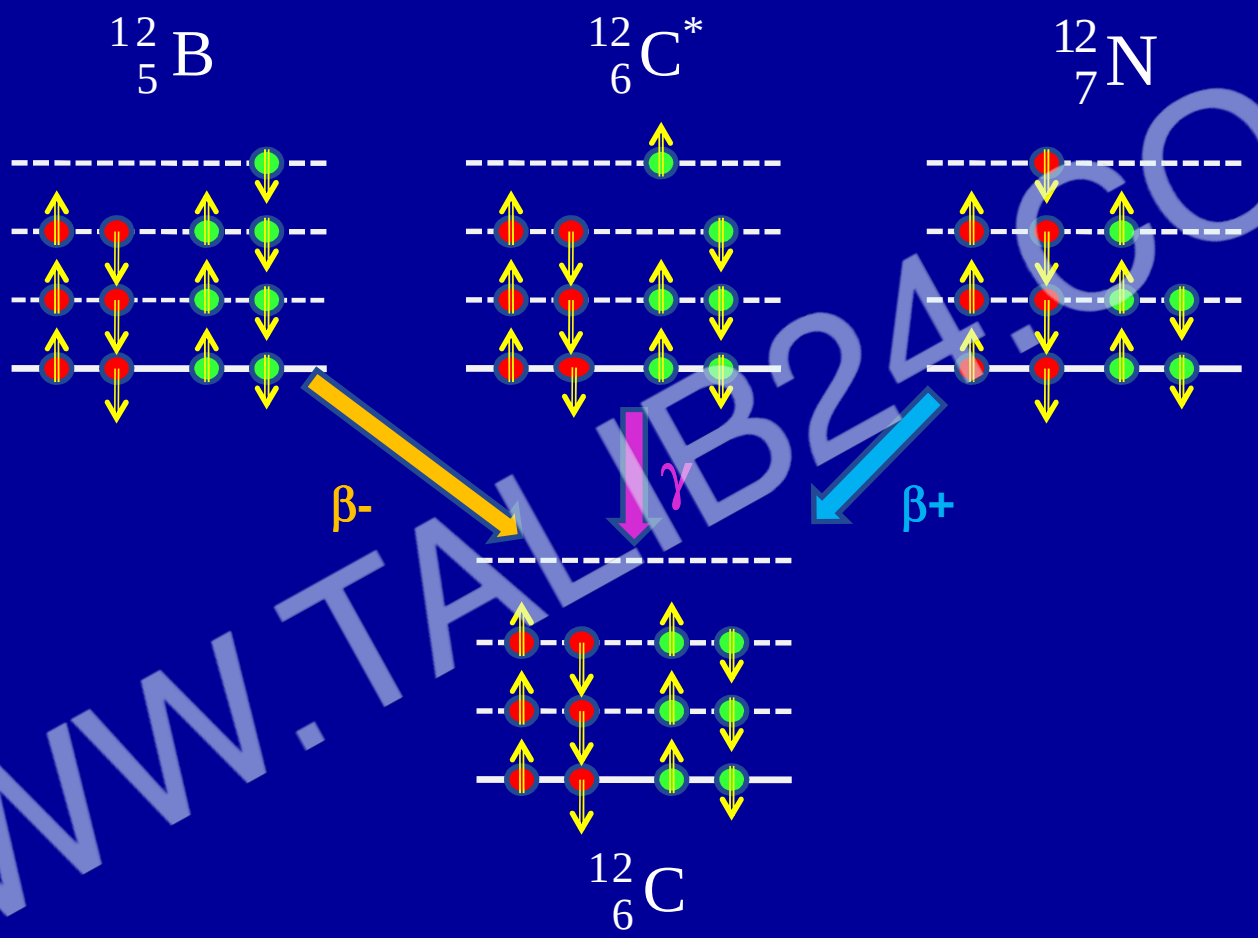
Les Z protons et les N neutrons du noyau sont normalement placés sur des niveaux liés. Dans l'état fondamental du noyau tous les nucléons sont dans leur plus faible état d'énergie.

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.



WWW.TALIB24.COM

Diagramme pour trois noyaux de A =12.



WWW.TALIB24.COM

L'état fondamental le plus bas a lieu pour $^{12}C_6$. L'état excité de $^{12}C_6$ et les états fondamentaux de $^{12}B_5$ et $^{12}N_7$ ont la même énergie. $^{12}B_5$ et $^{12}N_7$ ont tendance a effectuer une transition β vers l'état fondamental de $^{12}C_6$, 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 (< à 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+**

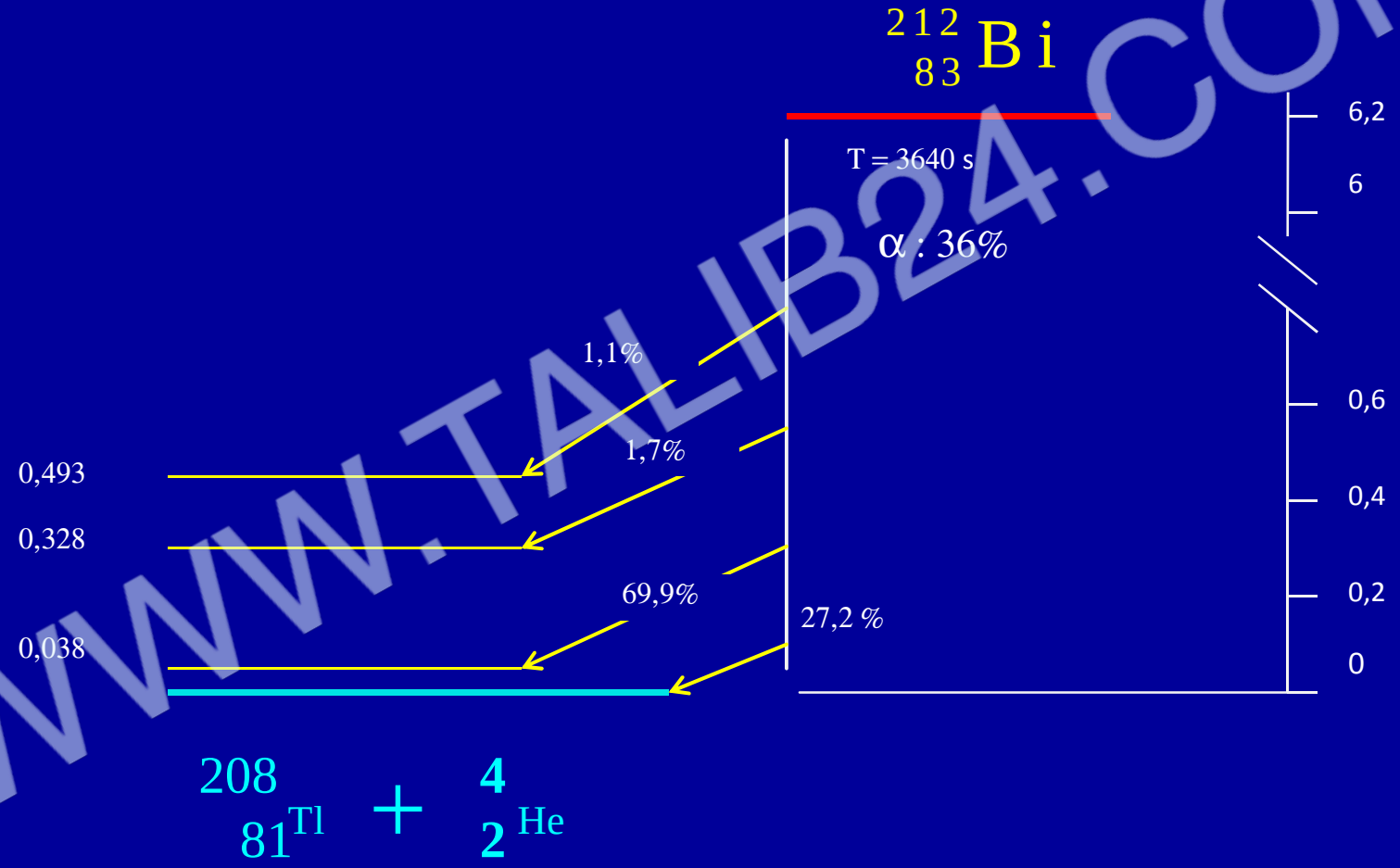
- une particule lourde : **n, p, d, α …**

- 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)*

WWW.TALIB24.COM

Apprendre à lire un schéma de niveau nucléaire



WWW.TALIB24.COM

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.

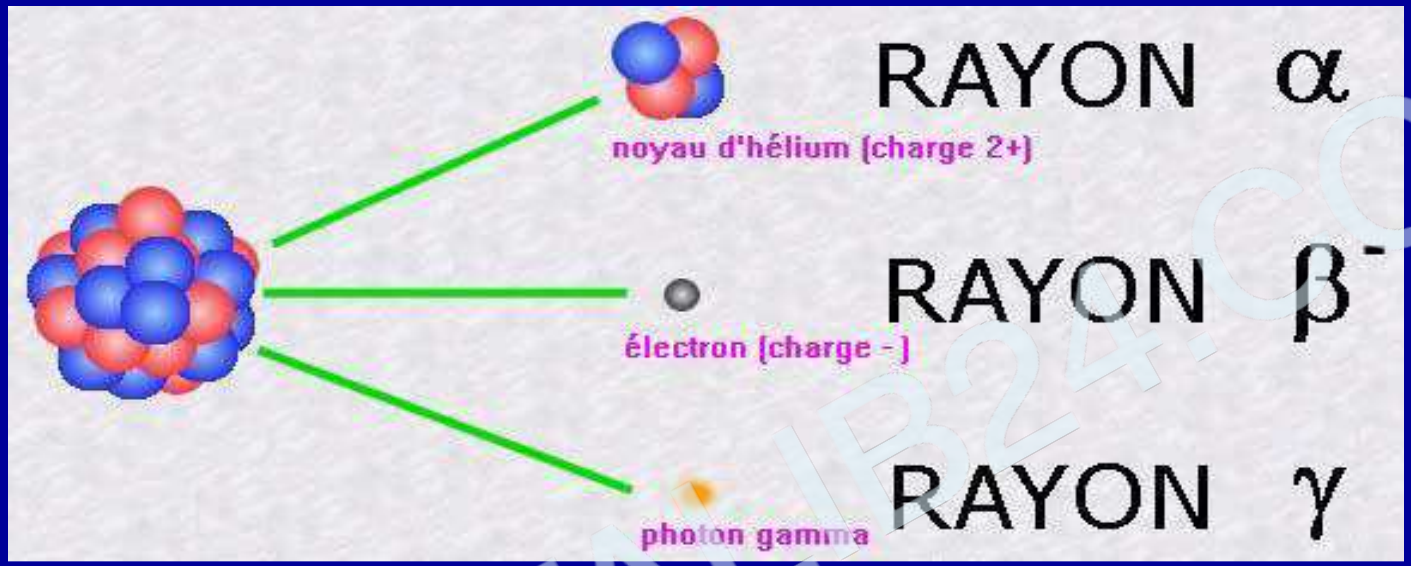
Les principaux modes de décroissance des noyaux radioactifs sont :

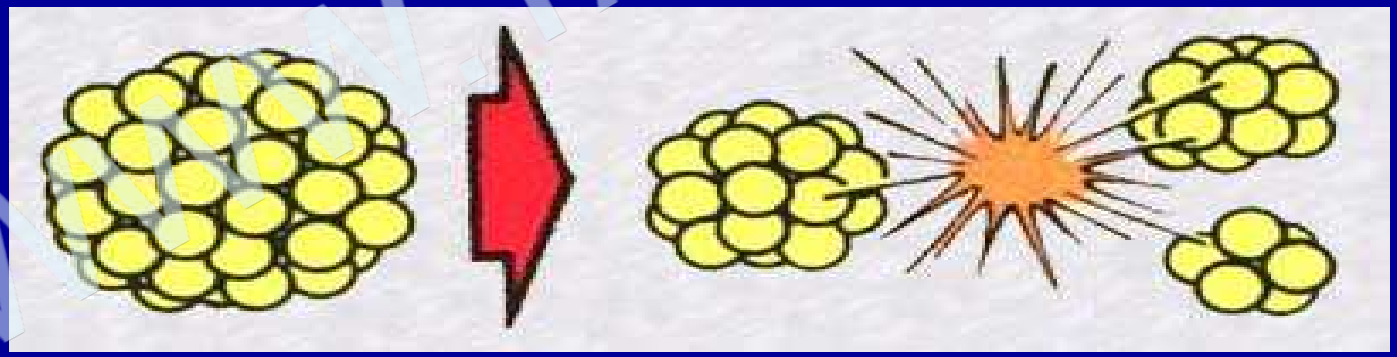
- la radioactivité α : émission d'un noyau ^4He
- la désintégration β^- transformation d'un neutron en proton ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = +1$
- la désintégration β^+ transformation d'un proton en neutron ($\Delta A = 0$ et $\Delta Z = -1$)
- la capture électronique **(CE)** processus concurrentiel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

WWW.TALIB24.COM





WWW.TALB24.COM

II - Étude des différents types de radioactivités

1) Émission alpha

$$^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He$$

Exemple : $^{228}_{90}Th \rightarrow {}^{224}_{88}Ra + \alpha$

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

a) Condition d'instabilité α

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

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

WWW.TALIB24.COM

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

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

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

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

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

$$Q_\alpha = \frac{My + M\alpha}{My} T\alpha$$

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

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

$$T\alpha \approx (Q\alpha - E^*)\frac{A-4}{A}$$

WWW.TALIB24.COM

Remarques:

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

$$Q\alpha = Tr + T\alpha > 0 \Rightarrow M(X) > M(Y) + M_\alpha$$

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 Qα .

3. Mais puisque A est grand , l'énergie cinétique totale disponible (Q_α - E*) est presque totalement emportée par la particule α.

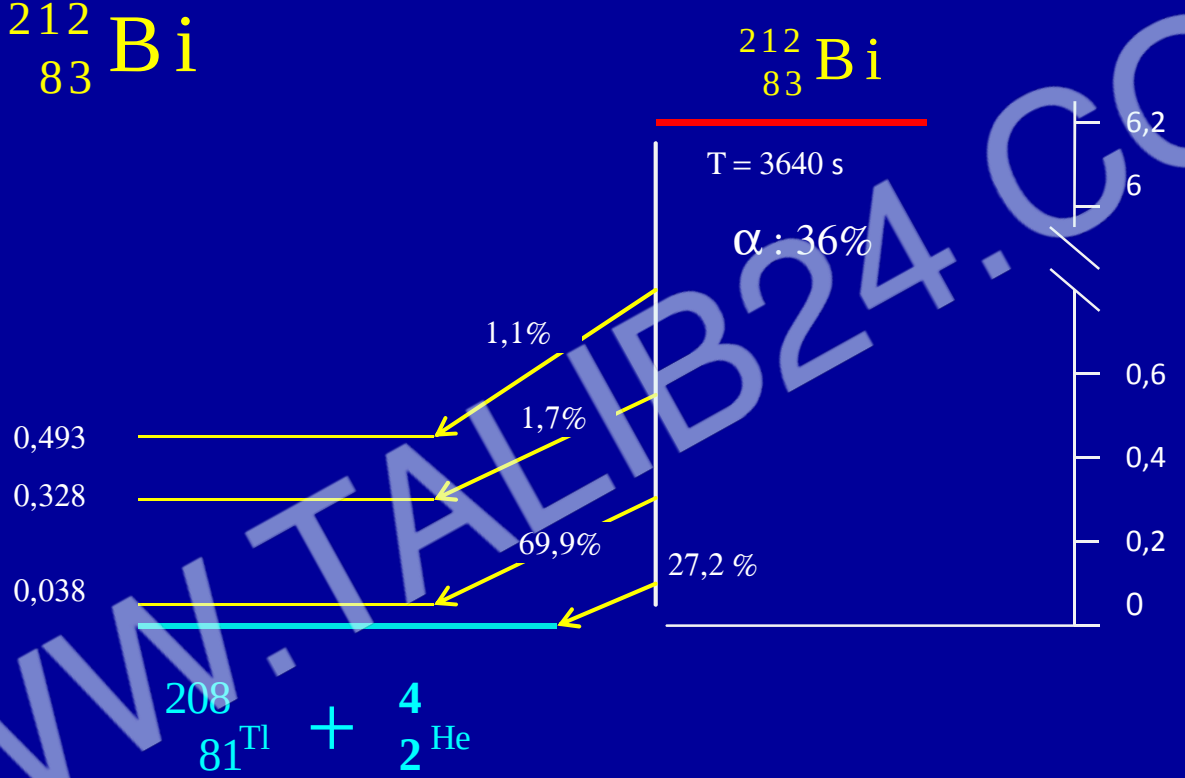
4. En utilisant la formule de B-W cette condition est réalisée pour A > 150
Cette condition est nécessaire mais non suffisante (α doit en plus franchir la barrière de potentiel constituée par les autres nucléons)

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

WWW.TALIB24.COM

Représentation de la désintégration α :

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



WWW.TALIB24.COM

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 (ΔA= 0 et ΔZ= +/-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).

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu} \qquad (1) $$

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

$$ n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} $$

Condition d'instabilité β^-:

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

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

WWW.TALIB24.COM

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 :

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

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

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

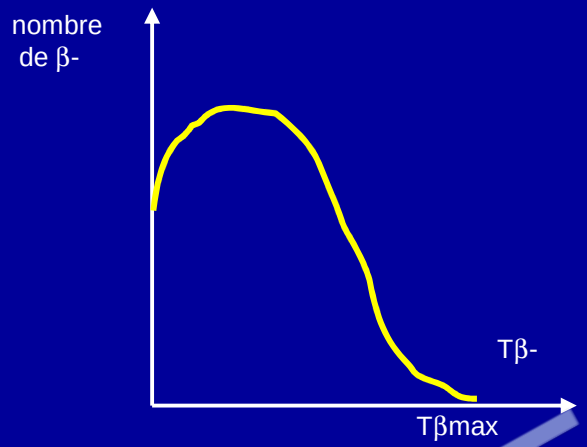
$E_{\beta max}$ est > 0 (énergie cinétique) : la désintégration β^- **n'est** possible que si :

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

WWW.TALIB24.COM

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 → Y + e-** fait que l'énergie cinétique Te- 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'é- et le neutrino, et le spectre sera continu.

WWW.TALIB24.COM

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

$$^{3}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He + e-$$

Le spin initial est Si = ½ (donc demi-entier)

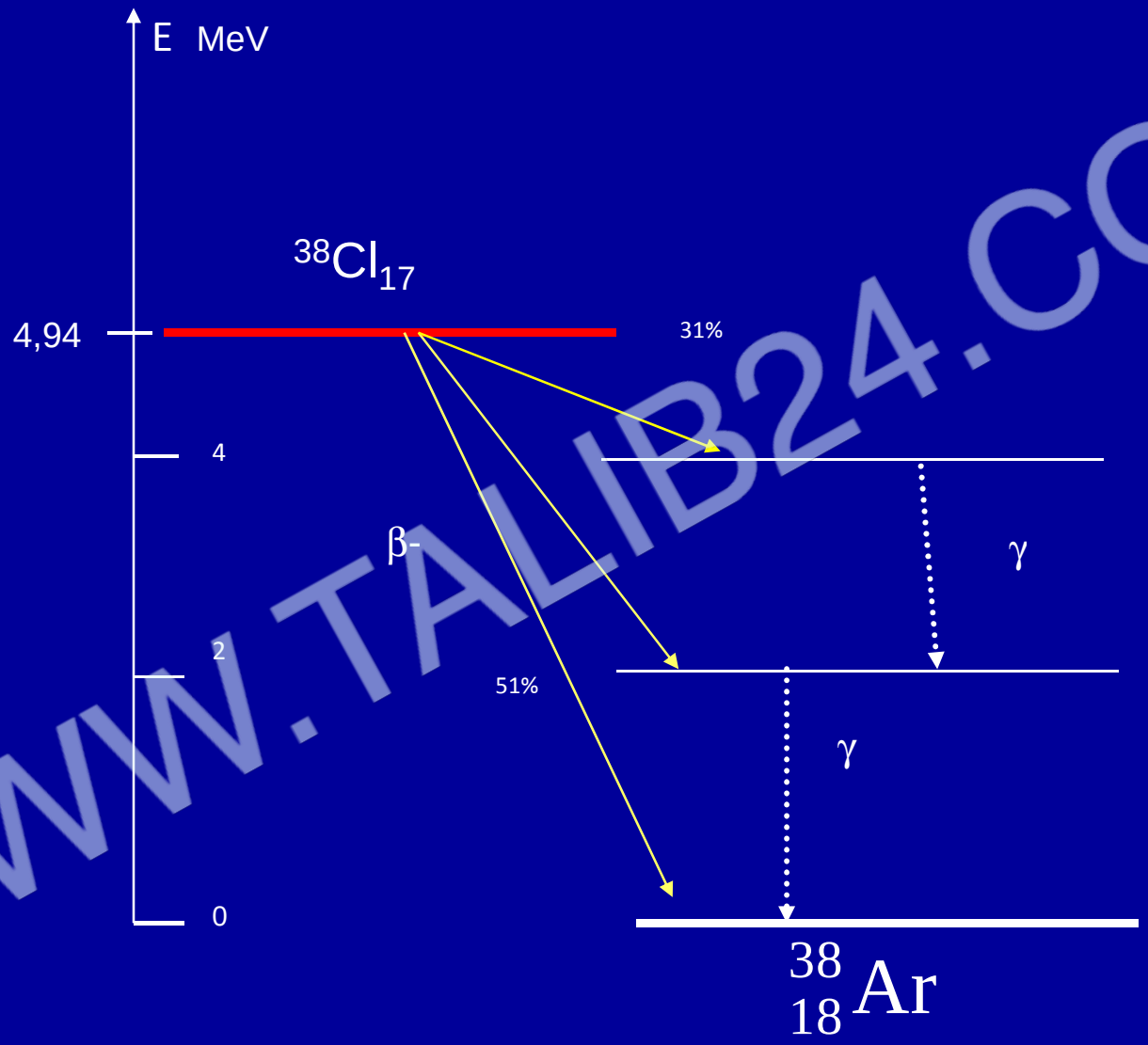
Le spin final , somme des spins : $S_f = (½ + ½ + l_r)$ est un entier.

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 ½
- masse est nulle : En fait expérimentalement on a une limite supérieure $m\nu < 50$ eV .
- particule relativiste

WWW.TALIB24.COM



WWW.TALIB24.COM

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

$$ {}^{A}_{z}X \rightarrow {}^{A}_{z-1}Y + e^+ + \nu $$

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

$$ p \longrightarrow n + e^+ + \nu $$

Bilan énergétique de la désintégration :

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

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

$Q_{\beta+}$ est l'énergie de désintégration β^+, Te^+ et T_ν énergies cinétiques du positron et du neutrino. L'émission β+ est possible à condition que

$$ M(A,Z) \geq M(A,Z-1) + 2m_0c^2 $$

Soit

$$ Q_{\beta+} \geq 2m_0c^2 $$

WWW.TALIB24.COM

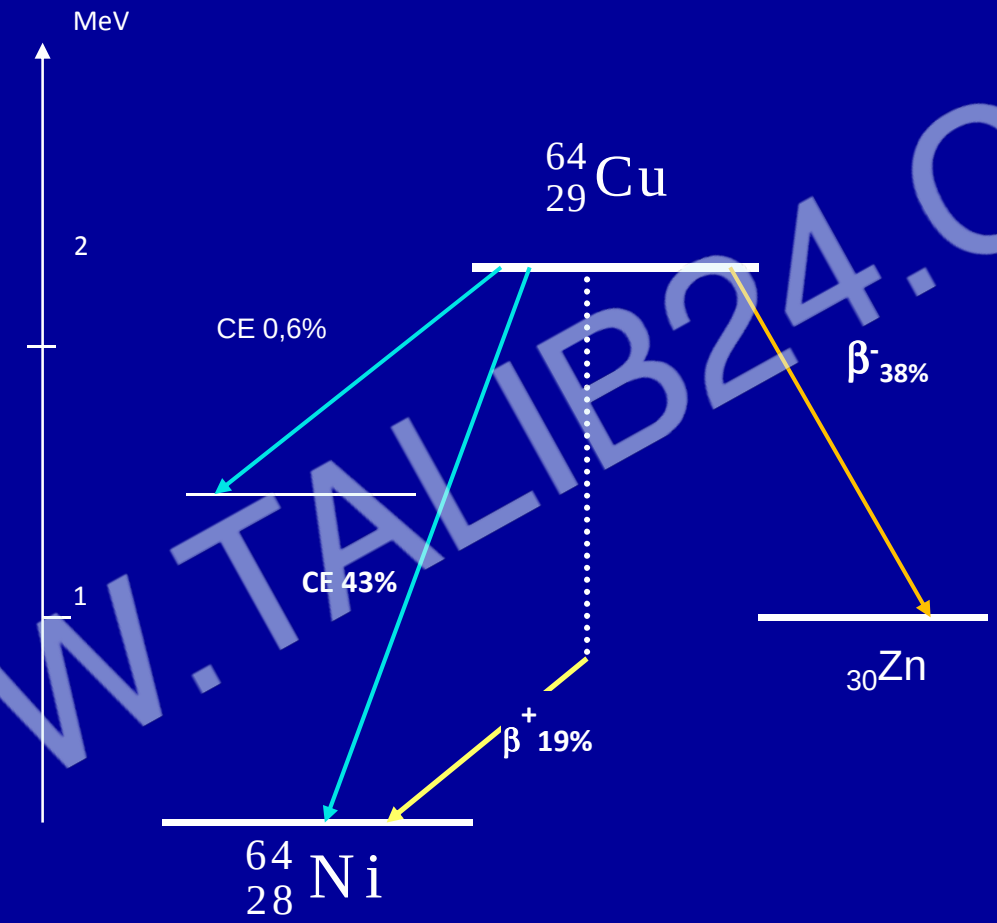
Remarque : dématérialisation

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 $_{11}Na^{22}$

WWW.TALIB24.COM

Diagrammes énergétiques de l'émission β- et β+



WWW.TALIB24.COM

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)

$$ {}^{A}_{Z}X \xrightarrow{CE} {}^{A}_{Z-1}Y + \nu $$

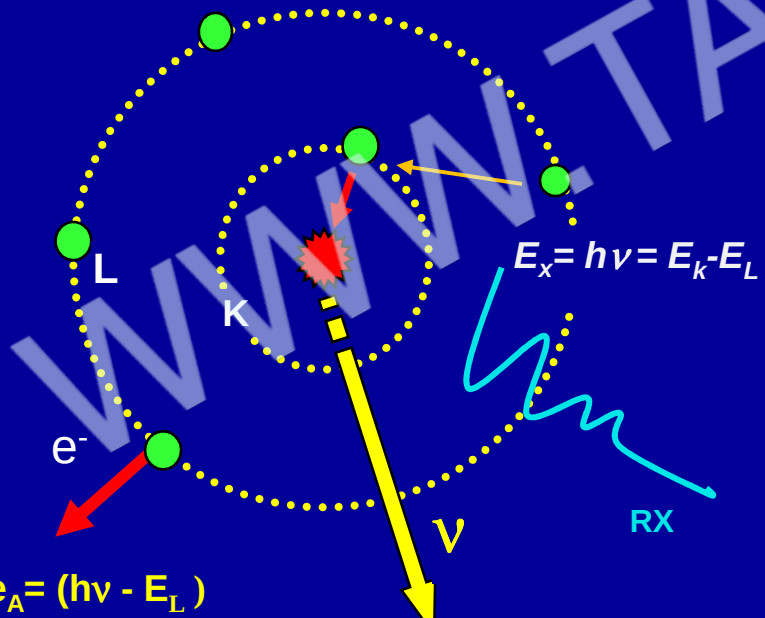
Comme dans la désintégration β^+, il y a transformation dans le noyau , d'un proton en un neutron.

$$ p + e^- \rightarrow n + \nu $$

$|\Psi_{1\neq0}|^2$

$|\Psi 1\neq 0|^2$

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**

WWW.TALIB24.COM

Critère d'instabilité par CE

$$ {}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{z-1}Y + \nu $$

Posons :

Tr : énergie de recul de Y,
Tν énergie du neutrino,
Eℓ énergie de liaison de l'électron capturé (qq 10 eV < Eℓ <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)

$$ \left[M(A, Z) - M(A, Z-1)\right]c^2 \; E_\ell + T_\nu $$

WWW.TALIB24.COM

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 eV < E$_\ell$ <115 keV , si la différence des masses est supérieure à $2m_0c^2$ on voit que les conditions de désintégration par CE et par $\beta+$ sont toutes les deux réunies

la CE et l'émission $\beta+$ 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**

WWW.TALIB24.COM

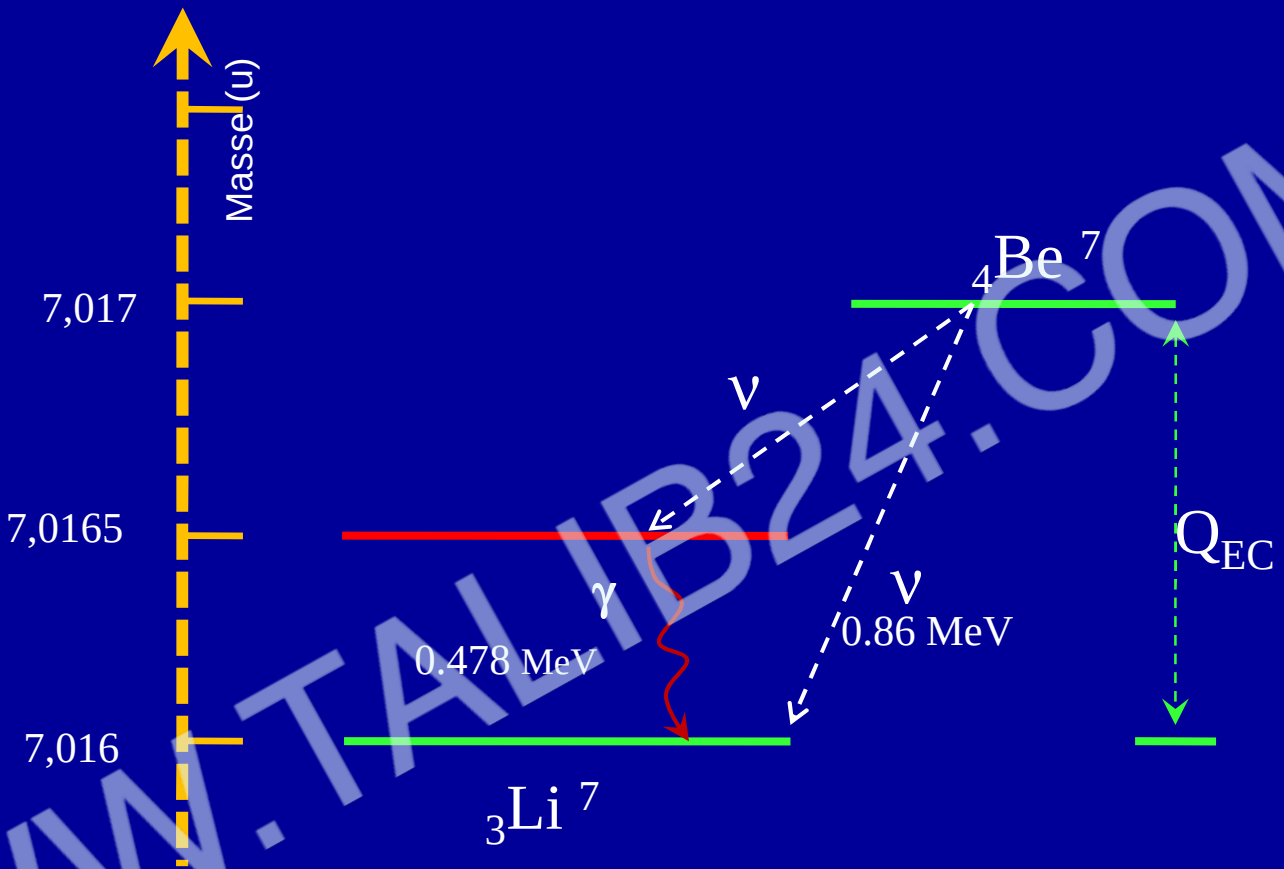


Diagramme énergie- masse atomique
Désintégration du 4Be7 par capture électronique
Pourquoi n'y a-t-il pas de désintégration par β+ ?
Retrouver les énergies de γ et de ν !

WWW.TALIB24.COM

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 reconnaitre 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 (El = 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^+

WWW.TALIB24.COM

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

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

$$ {}^{A}_{Z}Y^{*} \longrightarrow {}^{A}_{Z}Y + \gamma $$

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 a 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 :

$$ T_e = E^* - El $$

WWW.TALIB24.COM

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 MeV) il peut se désexciter en émettant une paire électron-positron dont l'énergie cinétique est :

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

- 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 : $\alpha = \dfrac{\lambda_c}{\lambda_\gamma}$

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

WWW.TALIB24.COM

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.

WWW.TALIB24.COM

Bilan énergétique des transitions gamma :

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

$$ {}^{A}_{Z}Y^{*} \xrightarrow{\gamma} {}^{A}_{Z}Y + \gamma $$

- 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 $\mathbf{p}_\gamma$ 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 :

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

WWW.TALIB24.COM

Évaluation de Tr :

$$\frac{h\nu}{\lambda} = E_{\gamma\,(MeV)} = \frac{1240}{\lambda_{(Fermi)}}$$

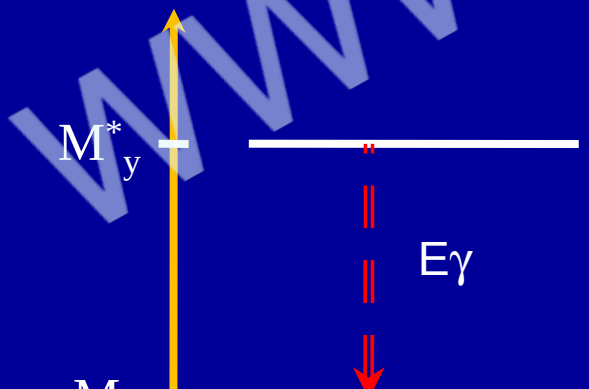
Pour Eγ = 2 MeV et A = 50 on a : $T_r \approx 40$ eV

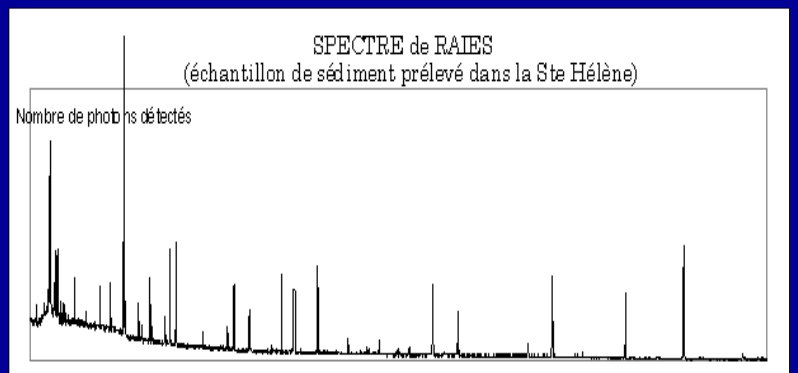
Tr est donc négligeable devant $M_y c^2$ et E_γ.

Il s'ensuit que : $(M_y^* - M_y)c^2 \square E_\gamma$

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**.





WWW.TALIB24.COM

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

$$X^* \dashrightarrow Y \text{ (stable)}$$

on désigne par :
No le nombre de noyaux X instables présents à l'instant initial *to = 0*,
N(t) celui des noyaux X instables encore présents à l'instant *t*

WWW.TALIB24.COM

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

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

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

WWW.TALIB24.COM

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).

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

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

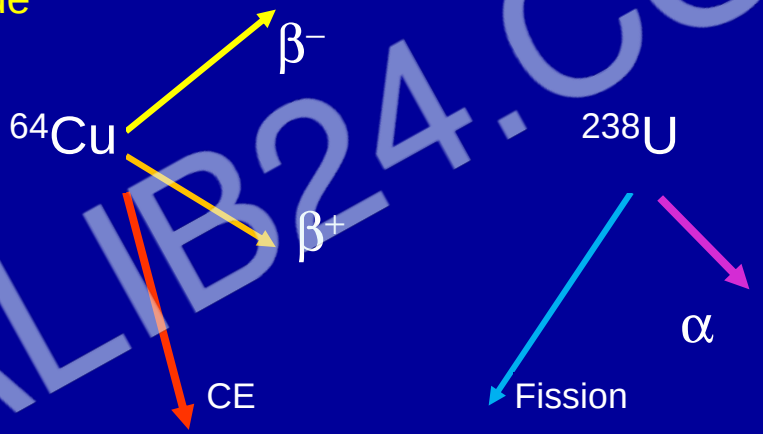
Un « curie » correspond à $3{,}7.10^{10}$ Bq

WWW.TALIB24.COM

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 :

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

WWW.TALIB24.COM

IV - Filiations radioactives

Dans le cas ou le fils Y est lui même instable on peut avoir une filiation qui aboutit à un dernier noyau stable.

$$X_1 \xrightarrow{\lambda_1} X_2 \xrightarrow{\lambda_2} X_3 \xrightarrow{\lambda_3} X_4 \dashrightarrow S$$

où λ_1, λ_2, λ_3 ..... sont les constantes de désintégrations correspondantes.

1) Filiation à deux corps

$$X_1 \xrightarrow{\lambda_1} X_2 \xrightarrow{\lambda_2} S$$

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 :

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

WWW.TALIB24.COM

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

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

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

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

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

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

WWW.TALIB24.COM

L'activité A_2 du fils X_2 est

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

Quelques caractéristiques de l'activité A2 :

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

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

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 disparait par désintégration

c) Cas où **$\lambda_1 > \lambda_2$** ($T_1 < T_2$) : dès que t > 6 T1 : $A_2(t) \approx \lambda_2 N_{01} e^{-\lambda_2 t}$ L'Activité du père a disparue et le fils décroit 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 décroit avec la période du père :**c'est l'équilibre de régime**

WWW.TALIB24.COM

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 $T_{½}$ = 13,9 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 237Np de période $T_{½}$ = 2,2 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 $T_{½}$ = 4,5 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 $T_{½}$ = 7,1 10^8 ans

WWW.TALIB24.COM

Soit une famille radioactive donnée :

$$A \xrightarrow{\lambda_1} B \xrightarrow{\lambda_2} C \xrightarrow{\lambda_3} \text{-------} \xrightarrow{\lambda_n} Z$$

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 énième membre de la famille présents à l'instant t est :

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

Les coefficients Ci étant donnés par les relations

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

Soit :

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

WWW.TALIB24.COM

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 µs
Plomb 210	Radioactivité β^-	22,3 ans
Bismuth 210	Radioactivité β^-	5 j
Polonium 210	Radioactivité α	138 j
Plomb 206	Stable	

WWW.TALB24.COM

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	

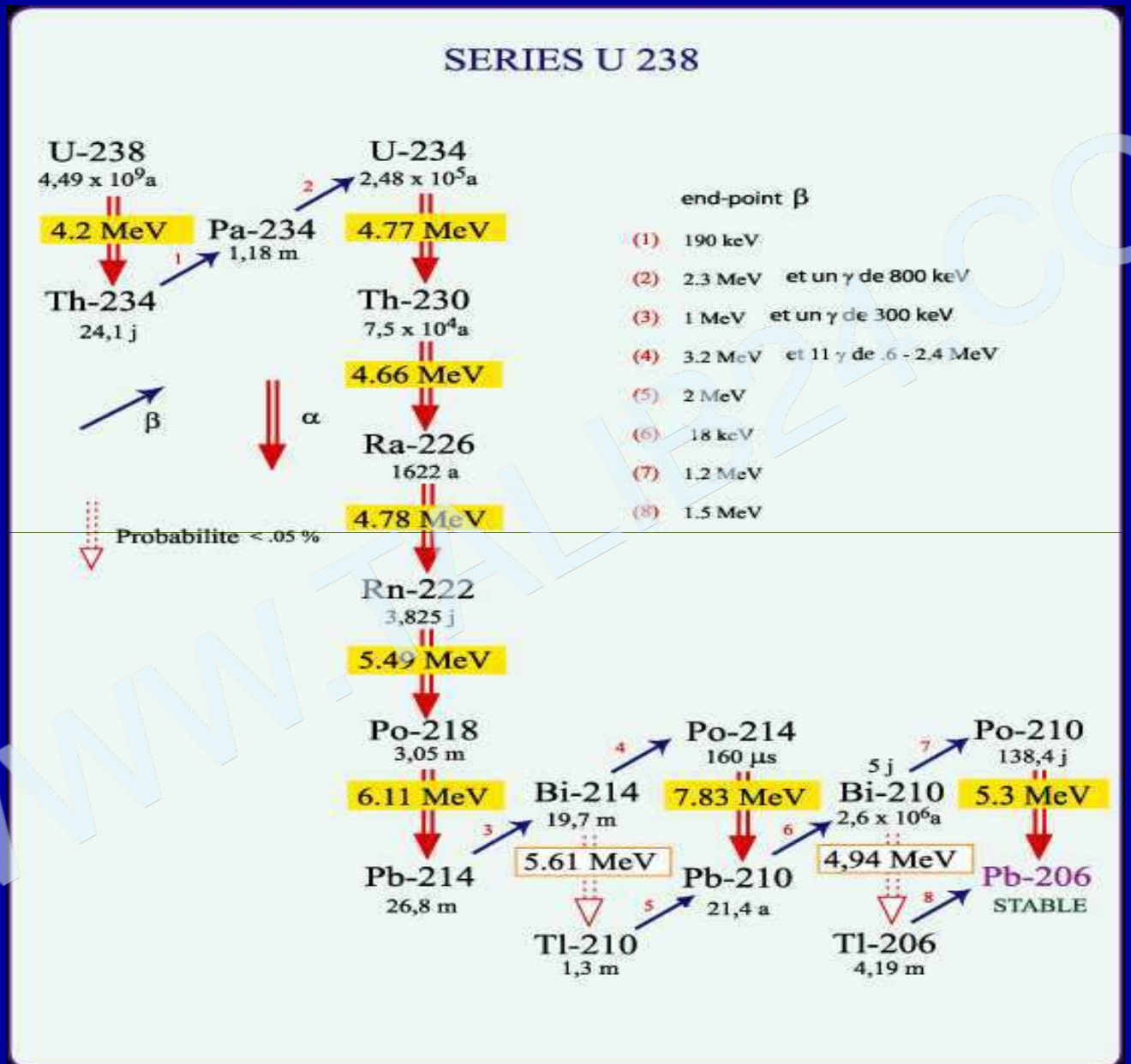
WWW.TALIB24.COM

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	

WWW.TALIB24.COM

SERIES U 238



WWW.FALLER.COM

Chapitre IV :
Interactions Rayonnements-Matière

WWW.TALIB24.COM

SOMMAIRE

I) Généralités et définitions

II) Interactions des Photons avec la matière

IV-1) Effet Compton

IV-2) Effet Photoélectrique

IV-3) Création de paire

IV-4) Atténuation des rayonnements gamma*

III) Interactions des particules chargées lourdes

II- 1) Processus de ralentissement

II- 2) Mesure du ralentissement des particules chargées

IV) Interactions des particules chargées légères

III-1) Phénomènes de diffusion des électrons

III- 2) Ralentissement des électrons

WWW.TALIB24.COM

Les raisons de l’étude :

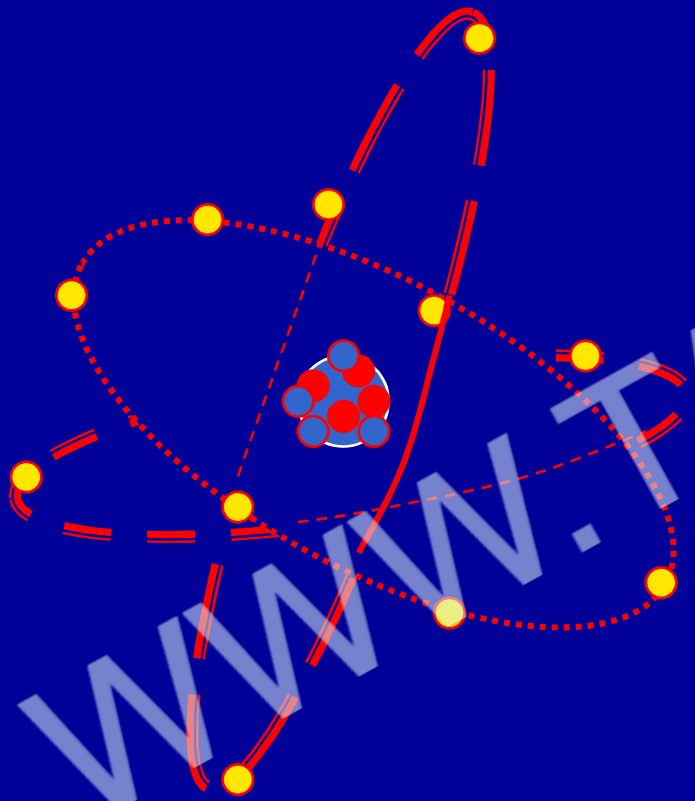
- Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière
- Ils cèdent leur énergie en totalité ou en partie au milieu qu’ils traversent
- La matière traversée subit des modifications dues au passage des radiations

WWW.TALIB24.COM

I - Généralités

WWW.TALIB24.COM

L’Atome



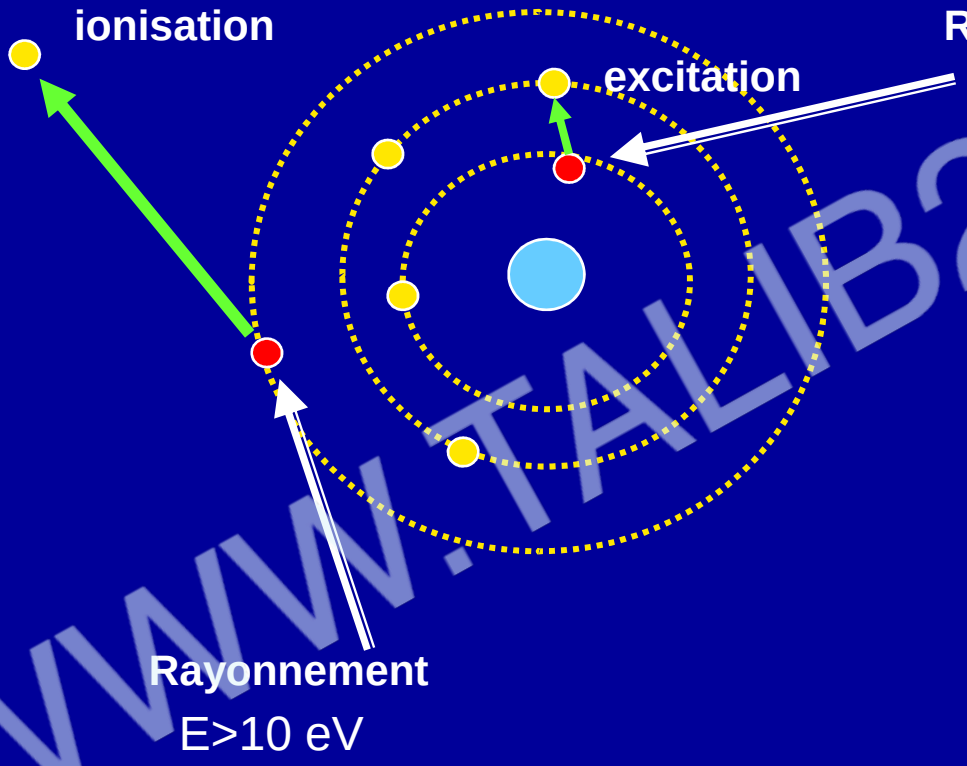
L'atome comprend deux parties : un noyau (lourd) et des électrons (1830 fois + légers), en mouvement rapide autour de ce noyau.

• **Le noyau**: est constitué de protons et de neutrons.

• **Le cortège électronique**
Il est constitué d'électrons qui gravitent autour du noyau.

WWW.TALIB24.COM

Processus d'ionisation et d’excitation



Excitation : L’énergie est insuffisante pour ioniser le milieu , mais capable de déplacer un électron vers un état situé à un niveau d'énergie plus élevé**.**

Ionisation : si l’énergie est suffisante (≈10 eV) pour arracher un e- aux atomes du milieu.

WWW.TALIB24.COM

- Après l'ionisation, il reste une **paire d'ions:** l'ion positif et l'électron.

- le type de rayonnement qui provoque une ionisation est appelé **rayonnement ionisant**

- les particules α et β, les rayons γ et X et les neutrons peuvent tous provoquer l'ionisation: ils sont classés comme des **rayonnements ionisants.**

- Un rayonnement ionisant possédant une charge électrique est dit « rayonnement **directement ionisant** ».

- Les rayonnements non porteurs de charge électrique (X, gamma et neutrons), sont **indirectement ionisants**.

WWW.TALIB24.COM

Hypothèse de travail :

-On supposera que la longueur d'onde λ des particules incidentes est << à la distance entre les atomes du milieu traversé.

-Il en découle qu'en première approximation la particule incidente « voit » le milieu traversé comme un *gaz dilué d'électrons et de noyaux*.

- L'interaction résulte alors des interactions de la particule incidente avec chacun des électrons et des noyaux du milieu.

C'est l'hypothèse de l'incohérence du milieu.

WWW.TALIB24.COM

II - Interaction des photons avec la matière

WWW.TALEB24.COM

Classification des rayonnements électromagnétiques

Nom	Longueur d'onde (m)	énergie
Basses fréquences	10^{8} à 10^{3}	---
Moyennes fréquences	10^{3} à 10^{2}	---
Hautes fréquences	10^{2} à 10^{-1}	---
Micro-ondes	10^{-1} à 10^{-3}	---
Infrarouge	10^{-3} à $7{,}5.10^{-7}$	0,001 à 1,65 eV
Visible	$7{,}5.10^{-7}$ à 4.10^{-7}	1,65 à 3,1 eV
Ultraviolet	4.10^{-7} à 10^{-7}	3,1 à 12,4 eV
Rayon X	**10^{-7} à 10^{-11}**	**12,4 eV à 124 keV**
Rayon γ	**10^{-11} à 10^{-13}**	**0,124 à 12,4 MeV**
Rayons cosmiques	10^{-13} à 10^{-14}	12,4 à 124 MeV

WWW.TALIB24.COM

AVERTISSEMENT

Les interactions des rayons X et gamma avec la matière sont le résultat de la nature corpusculaire du rayonnement électromagnétique.

Par conséquent, les interactions seront décrites en termes de **photons**

Les interactions des photons avec la matière se produisent avec des **probabilités très faibles**.

Pour **Eγ** entre **10 keV** et quelques dizaines de **MeV** les processus les plus probables sont :

l'effet Compton,
l'effet photoélectrique
la création de paire

Rappel : L'énergie **Eγ** du photon est reliée à sa fréquence **ν** et à sa longueur d'onde **λ** par:

$$E_\gamma = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad \boxed{E\gamma_{(eV)} = \frac{1240}{\lambda_{(nm)}}}$$

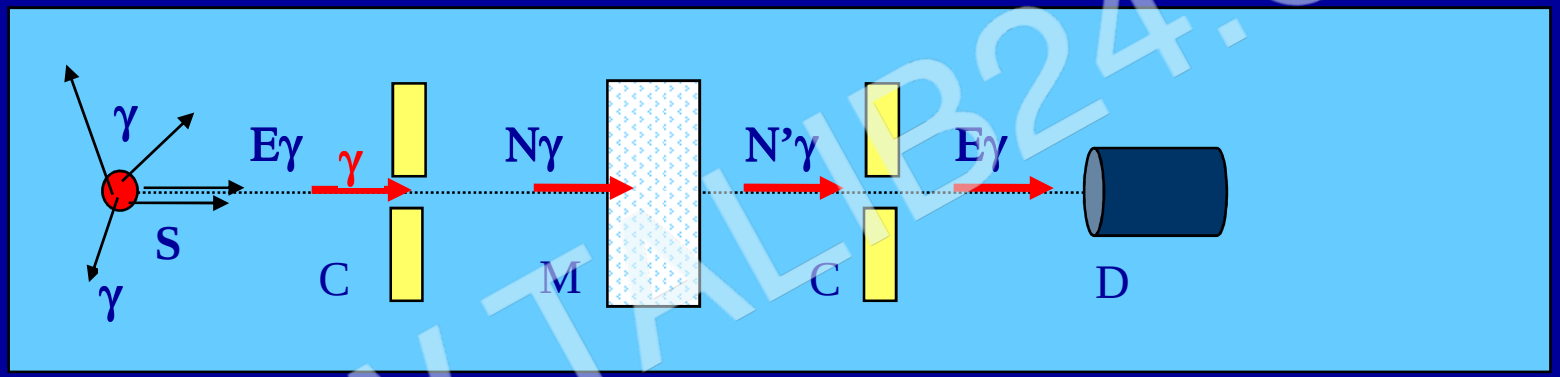
WWW.TALIB24.COM

Soit S une source monochromatique de photons,

C : collimateur,

M milieu traversé.

D : détecteur de rayonnement



Observation : En l'absence d'écran **M** on compte **N** photons d'énergie Eγ.

Avec l'écran, on compte **N' < N** photons de même énergie Eγ

Donc un photon donné est éliminé du faisceau incident au cours d'une seule interaction. Ceux qui restent n'ont perdu aucune énergie.

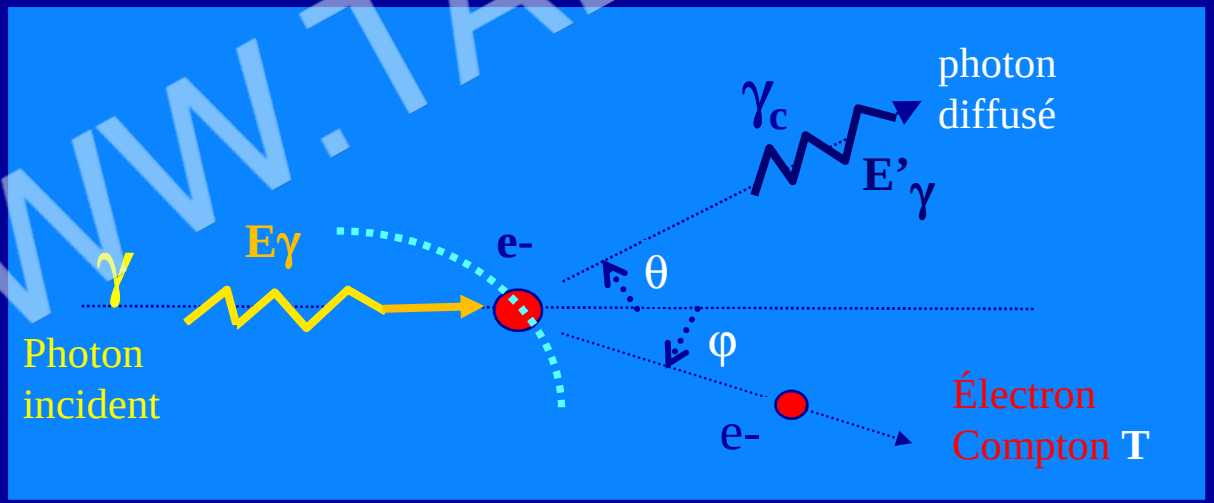
WWW.TALB24.COM

1) l'Effet Compton

C'est la **diffusion élastique** du photon incident d'énergie $E\gamma = h\nu$, sur un **électron libre** ou faiblement lié de la cible.

Remarque : Si l'énergie E_γ du photon incident est >> à l'énergie de liaison $E\ell$ de l' électron cible, on considère que ce dernier est libre et au repos

Au cours de cette interaction l'électron cible acquière une énergie cinétique **T** et un photon diffusé est émis avec l'énergie $E\gamma' = h\nu'$ (voir schéma).



WWW.TALIB24.COM

a) Energétique de l'effet Compton

$$\gamma \quad + \quad e \quad \text{-------} > \quad \gamma' \quad + \quad e'$$

Dans le système du laboratoire les lois de conservations de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent :

pour l'énergie totale: $$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + m_0c^2 + T \Rightarrow \boxed{h\nu = h\nu' + T}$$

pour l'impulsion totale : $$\begin{cases} \dfrac{h\nu}{c} = \dfrac{h\nu'}{c}\cos\theta + p\cos\varphi \\ 0 = \dfrac{h\nu'}{c}\sin\theta - p\sin\varphi \end{cases}$$

en considérant les relations relativistes entre l'impulsion et l'énergie :

$$p = \frac{1}{c}\left[T(T + 2m_oc^2\right]^{1/2} \quad \text{et} \quad \varepsilon^2 = p^2c^2 + m^2c^4$$

WWW.TALIB24.COM

$$E = mc^2 = m_o c^2 + T \quad \Rightarrow \quad T = (m - m_o)c^2$$

$$or \quad m = \frac{m_o}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_o \gamma \quad \Rightarrow \quad \boxed{T = m_o c^2(\gamma - 1)}$$

$$(pc)^2 = T^2 + 2Tm_o c^2 = m_o^2 c^4 (\gamma - 1)^2 + 2(m_o c^2)^2(\gamma - 1)$$

$$(pc)^2 = m_o^2 c^4 \left[(\gamma - 1)^2 + 2(\gamma - 1)\right] = m_o^2 c^4 \left[\gamma^2 - 1\right]$$

$$\boxed{pc = m_o c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}}$$

Les relations de conservation de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\begin{cases} h\nu = h\nu' \cos\theta + m_o c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}\cos\varphi \\ 0 = h\nu' \sin\theta - m_o c^2 \sqrt{\gamma^2 - 1}\sin\varphi \end{cases}$$

WWW.TALIB24.COM

En posant $\alpha = \dfrac{E_\gamma}{m_0 c^2}$, on obtient (*Etablir ces relations !!*) :

- l'énergie du photon diffusé

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\alpha(1-\cos\theta)}$$

l'énergie cinétique de l'électron Compton:

$$T = E_\gamma \frac{\alpha(1-\cos\theta)}{1+\alpha(1-\cos\theta)}$$

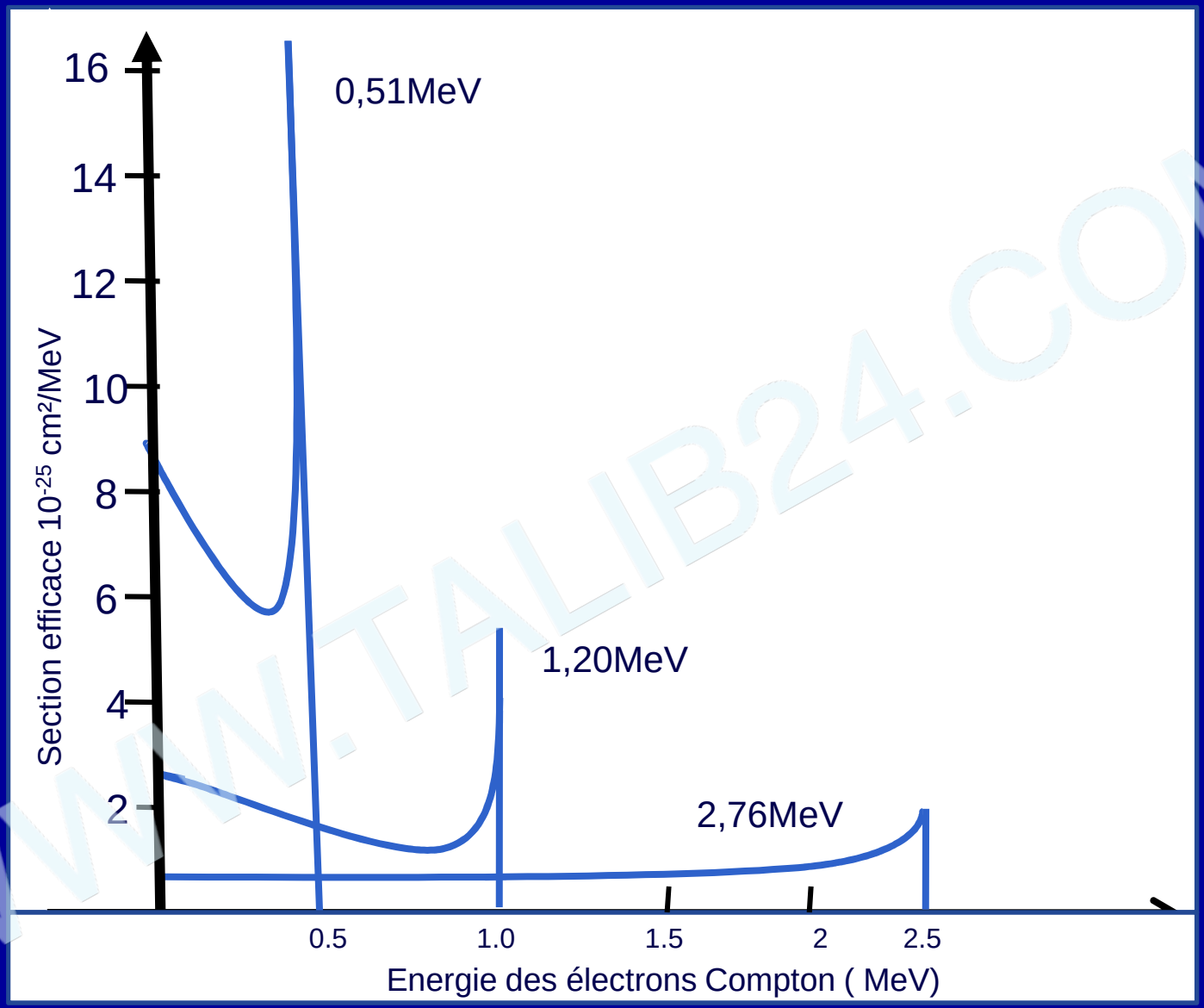
Remarque :

Un faisceau de photons de même énergie donne des électrons Compton dont l'énergie cinétique varie entre :

$T_{e^-} = 0$ (à $\theta = 0°$) et $T_{max} = \dfrac{2\alpha}{1+2\alpha} E_\gamma$ (à $\theta = \pi$)

Le spectre des électrons Compton est donc un spectre continu.

WWW.TALIB24.COM



WWW.TALIB24.COM

Distribution en énergie des électrons Compton pour différentes énergies du photon incident.
L'énergie de l'électron Ee varie de façon continue de Ee = 0 (pour θ = 0) à une valeur max

Déplacement Compton :

relation entre les valeurs des énergies du photon, avant et après collision, en fonction de l'angle de diffusion θ :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta)$$

Remarque : le déplacement Compton ne dépend pas de l'énergie du photon incident.

- Pour $\theta = \pi$ le déplacement Compton est maximal : $\Delta\lambda = 2.\lambda c$. La collision est frontale et le photon diffusé se déplace dans une direction opposée : c'est la rétro diffusion

- Pour $E\gamma >> m_0c^2$) : $\lambda << h/m_0c^2$ et on peut **négliger** λ devant **λ'** pour tous les angles θ (sauf prés de zéro). Dans ce cas les relations deviennent :

$$E'_\gamma \approx \frac{m_0 c^2}{1 - \cos\theta} \quad \text{et} \quad E_{c\,max} = E\gamma - E'_{\gamma min} \approx E\gamma - \frac{m_0 c^2}{1 - \cos\theta}$$

- Pour la rétro diffusion (**q = p**) l'énergie max de recul de l'électron est :

$$E_{c\max} = E_\gamma - 0,225 \quad \text{MeV}$$

WWW.TALIB24.COM

Section efficace de l'effet Compton

La probabilité de l'effet Compton est **proportionnelle à Z** et inversement proportionnelle à **l'énergie Eγ** du photon incident.

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

Résumé :

- Les photons de faibles énergies transfèrent très peu d'énergie à l'électron libéré et sont diffusés à travers de grands angles.

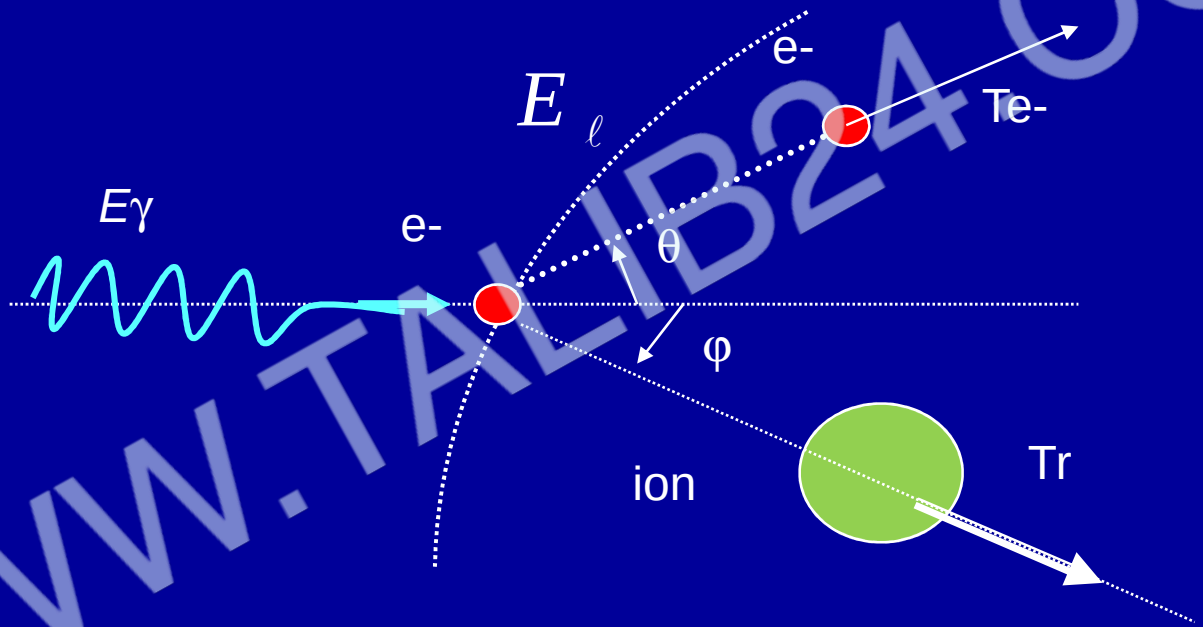
- Les photons d'énergies élevées (10 à 100 MeV) transfèrent leur énergie essentiellement aux électrons libérés et ne sont pas beaucoup diffusés.

- La diffusion Compton est plus importante pour les photons ayant une énergie comprise entre 0.2 et 5.0 MeV, et prédomine dans des absorbants ayant des numéros atomiques plus élevés.

WWW.TALIB24.COM

2) l'Effet Photoélectrique

C'est l'interaction du photon incident sur un **électron lié** de la cible, à qui il communique toute son énergie. Le **photon incident est donc totalement absorbé**.



WWW.TALIB24.COM

Eγ :énergie du photon incident
Eℓ : énergie de liaison de l'e- sur sa couche : pour la couche K, **$E\ell = E_K = 13{,}6.\ (Z-1)^2$** eV
Te : énergie cinétique de l'électron éjecté
Tr : énergie de recul de l'ion formé

La conservation de l'énergie totale s'écrit :

$$h\nu = T_e + T_r + E_\ell$$

$$or \quad T_r \ faible \ \approx qq \ 10 \ eV$$

$$\boxed{T_e \cong h\nu - E_\ell}$$ Énergie de l'électron émis

Remarques:

- Pour que Te soit positif, Eγ doit être supérieur ou égal à l'énergie de liaison Eℓ : il y donc **un seuil d'énergie pour l'EPE**

- Un faisceau de photons de même énergie donne des photoélectrons monocinétiques : le spectre de ces électrons est donc **un spectre de raies**.

- L'EPE **ne peut avoir lieu sur un électron libre**, car dans ce cas il est impossible d'assurer à la fois la conservation de l'énergie et celle de l'impulsion.

WWW.TAIB24.COM

Probabilité de l'EPE

- L'EPE est plus probable sur les **électrons les plus fortement liés**

donc sur la couche **K**, et cela d'autant plus que **Z est grand** (El augmente avec Z). 80% de l'EPE se produit sur les électrons **K** si $E\gamma > E_K$.

- La probabilité d'émission photoélectrique augmente quand $E\gamma$ **tend vers** El.

- La probabilité **croit très vite avec Z** et **décroît** avec l'énergie **E**γ

WWW.TALIB24.COM

Conséquences de l'EPE

L'ion de recul est dans un état d'excitation d'énergie Eℓ . Il se désexcite au moyen d'une réorganisation de son cortège électronique, qui se traduit par :

- Emission de **rayonnement X** E_X < qq 100 keV (**fluorescence**)

- Emission d'un **électron Auger**.

l'énergie de désexcitation est directement transmise à un autre électron d'une couche quelconque, qui est alors éjecté en emportant une énergie cinétique Te- telle que :

$$E_{\ell_1} - E_{\ell_2} = T_{e^-} + E_{\ell}$$

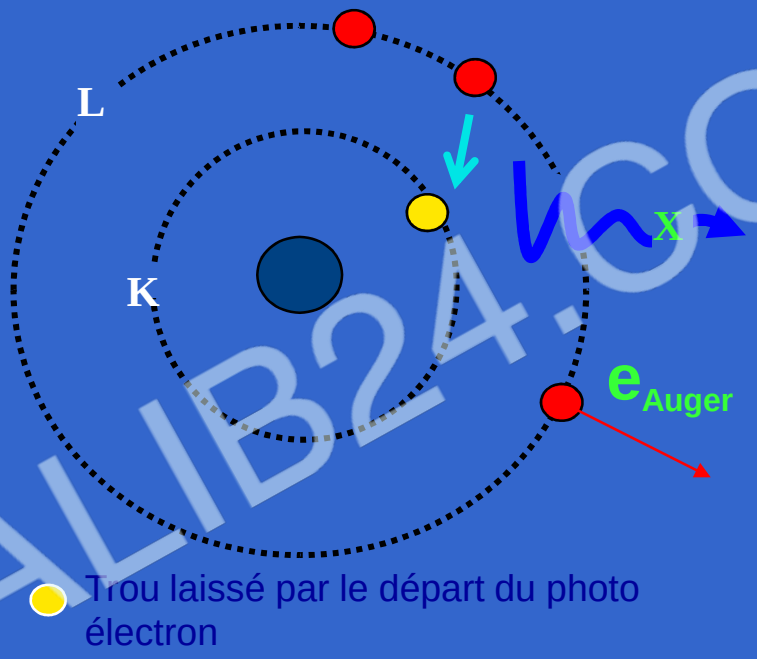
où Eℓ est l'énergie de liaison de l'électron Auger et Eℓ_1 et Eℓ_2 sont celles des couches où a lieu la transition après l'EPE.

WWW.TALIB24.COM

Exemple d'émission Auger

$E_K - E_L = Te_A + E_L$

$Te_A = E_K - 2E_L$



WWW.TALIB24.COM

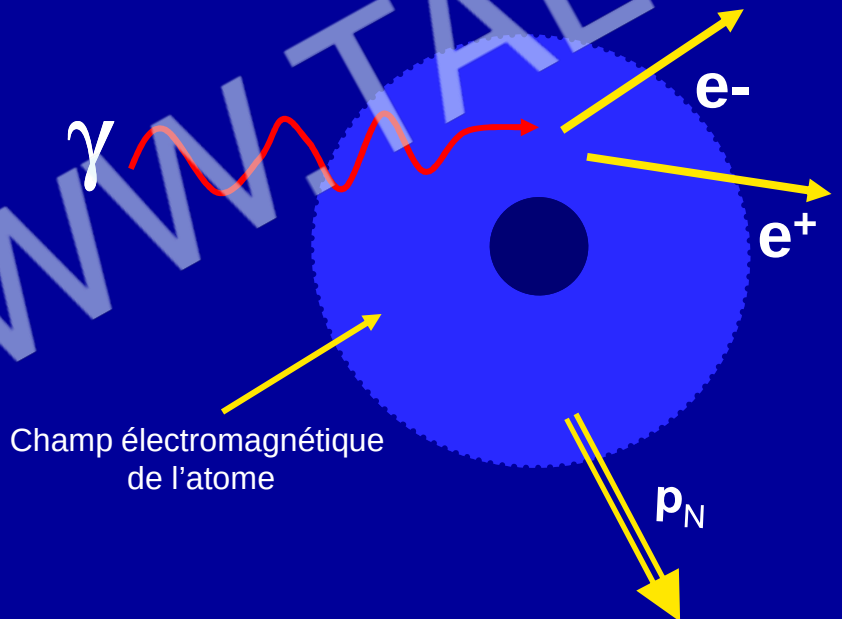
L'émission **Auger** est **favorisée pour les Z faibles**. On retiendra aussi que l'énergie cinétique de l'électron émis dans ce processus est **faible**.

3) Création de paire électron positron

Un photon est **complètement absorbé** et donne lieu à la **matérialisation de deux particules** : un électron et un positron.

Le voisinage d'un noyau (ou un autre photon) est nécessaire pour qu'il y ait conservation de l'impulsion et de l'énergie

La CP *ne peut se produire dans le vide*.



WWW.TALIB24.COM

Soit $E\gamma$ l'énergie du photon γ

Te^- et Te^+ les énergies cinétique des e^- et e^+ crée

P_N la quantité de mouvement du noyau de recul

Lois de conservation

$$\begin{cases} E_\gamma = T_{e-} + T_{e+} + 2m_0c^2 & (1) \\ \dfrac{\vec{E}_\gamma}{c} = \vec{p}_{e-} + \vec{p}_{e+} + \vec{p}_N & (2) \end{cases}$$

La relation (1) montre de plus que la CP ne peut avoir lieu que si :

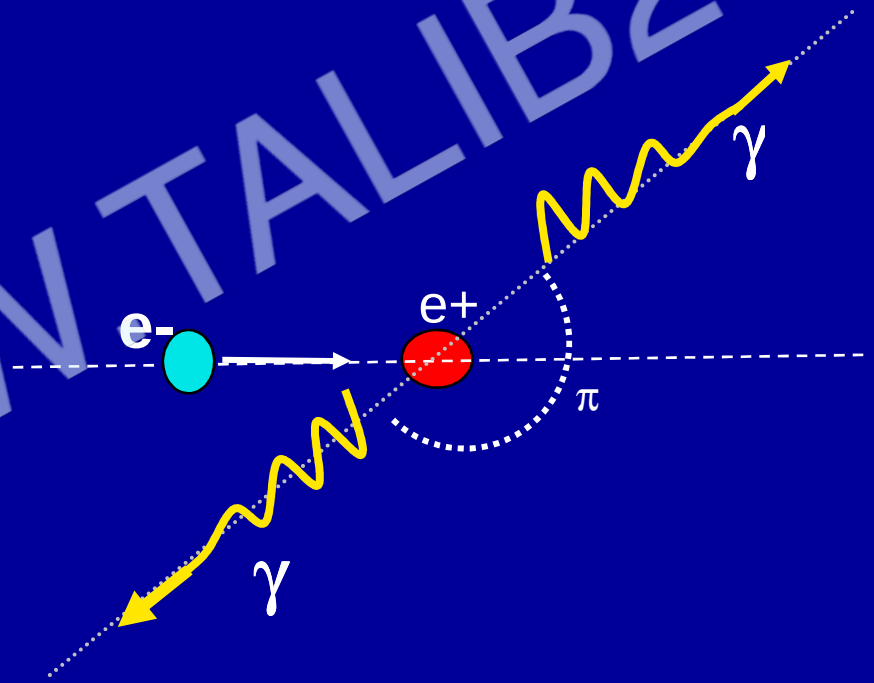
$$E_\gamma = h\nu > 2m_0c^2 = 1,02 \quad MeV$$

WWW.TALIB24.COM

Conséquences de la création de paire

- Le positron produit est ralenti dans la matière.
- Après avoir perdu quasiment toute son énergie cinétique il rencontre un électron peu lié du milieu **et s'annihile** avec lui pour donner des gamma :
  c'est la **dématérialisation.**

Cette annihilation donne deux photons de 511 keV chacun , émis à 180° l'un de l'autre.



WWW.TALIB24.COM

Probabilités comparées des trois processus

- Pour **Eγ < 0,5** MeV, l'**EPE** qui domine. Mais section efficace diminue quand l'énergie augmente

$$\sigma_{EPE} \propto \frac{1}{E_\gamma^3}$$

- Pour **0,5 < Eγ < 3** MeV l'effet Compton domine

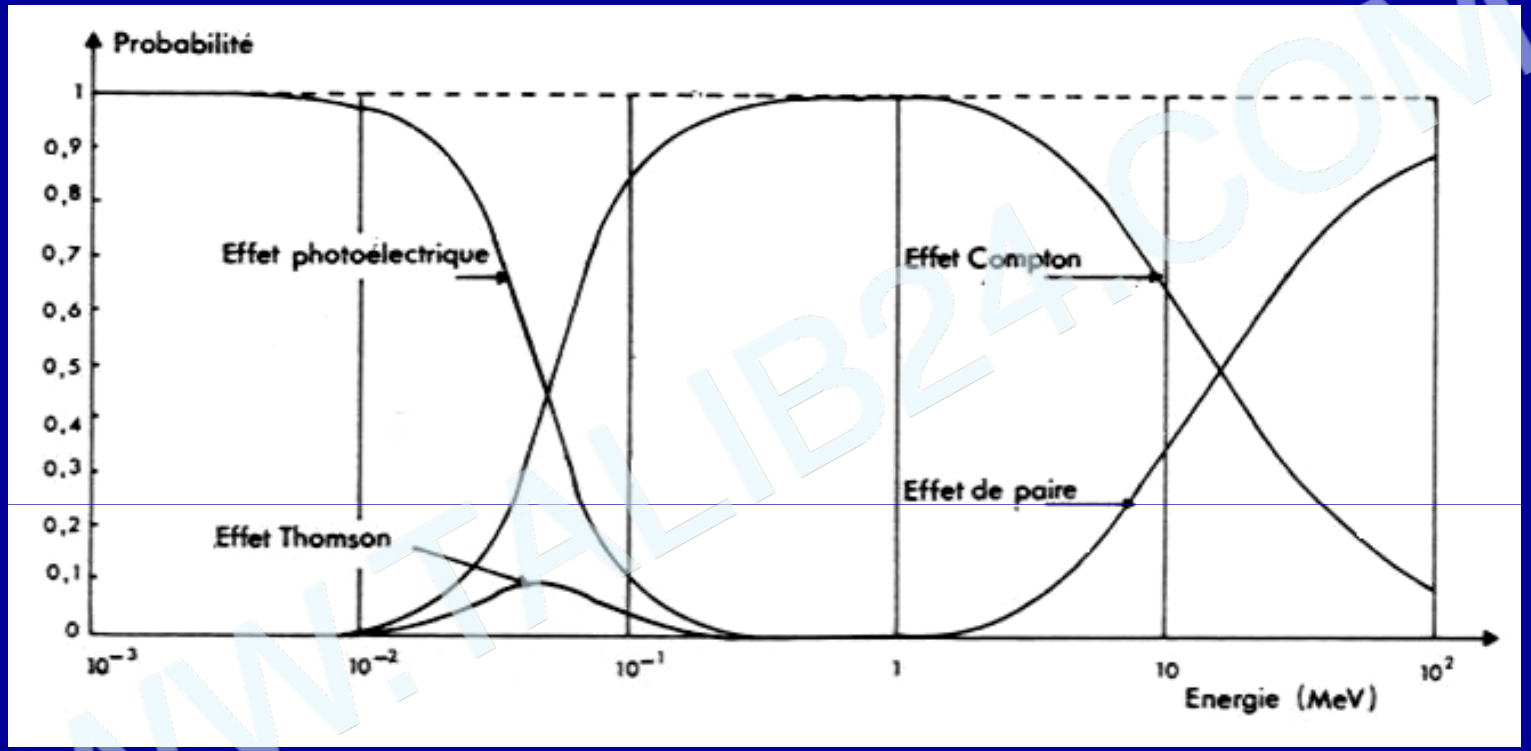
- Pour **Eγ > 1,02** MeV EC et CP sont en concurrence

- Pour **Eγ** > 3 MeV : la **CP** devient dominante.

La section efficace de la CP est proportionnelle à Z^2 et augmente avec Eγ, contrairement à l'effet photoélectrique et l'effet Compton.

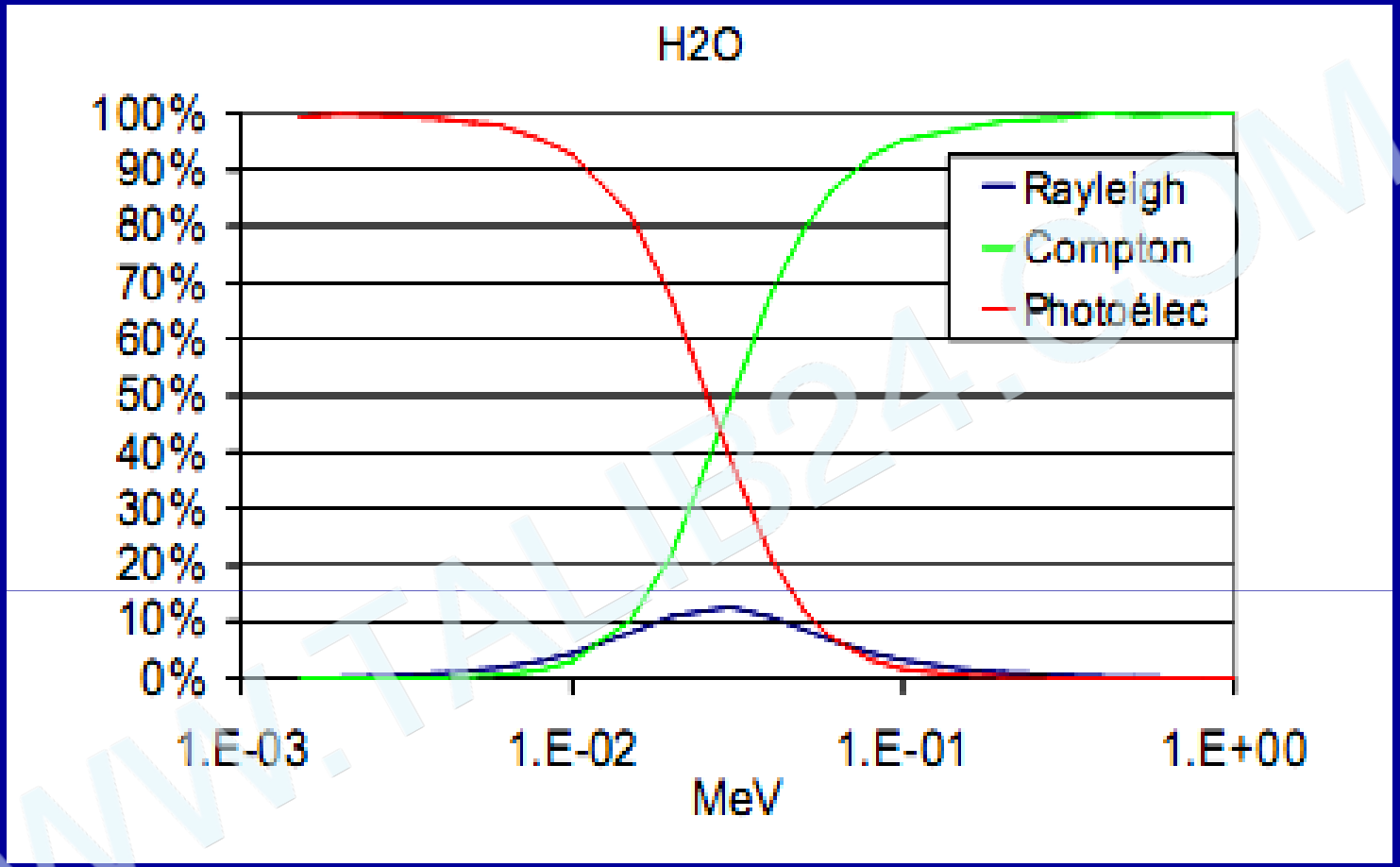
$$\sigma_{CP} \propto Z^2.E_\gamma$$

WWW.TALIB24.COM



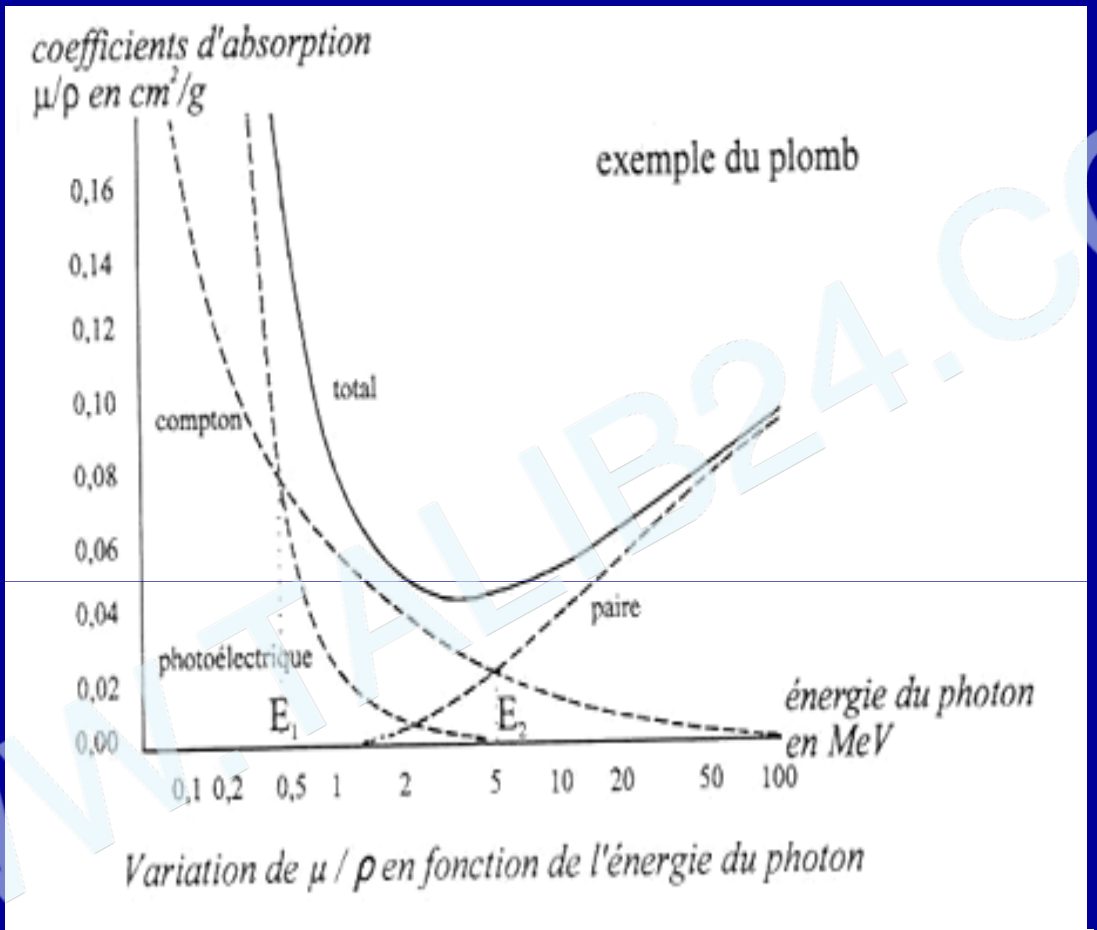
Probabilités des différents mécanismes d'interaction des photons dans une cible d'aluminium, en fonction de l'énergie

WWW.TALIB24.COM



Contribution relative des divers types d'interaction entre le photon et l'eau pour des énergies comprises entre 1 keV et 1 MeV

WWW.TALIB24.COM



$E < E_1$: l'EPE est dominant , $E_1 < E < E_2$ l'Effet Compton est prépondérant, et $E > E_2$ la matérialisation est l'effet le plus important

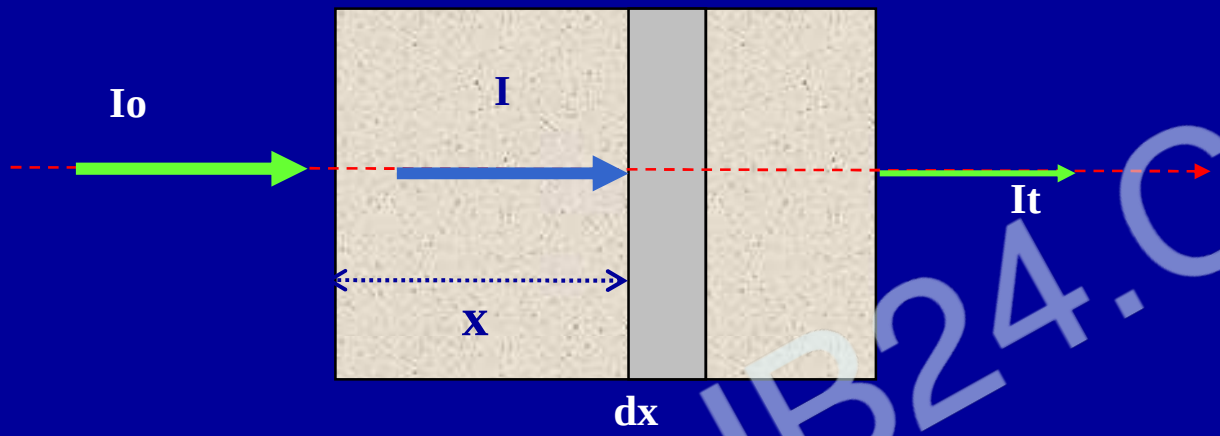
WWW.TALIB24.COM

Tableau
Interactions des photons

	Effet Photoélectrique	Diffusion Compton	Création de Paire
Partie impliquée de l'atome	électron du niveau interne	électron du niveau externe	Noyau
Énergies des Photons	faible (< 1 MeV)	moyenne (0.2 to 5 MeV)	élevée (> 1.02 MeV)
Z de l'absorbant	augmente comme Z^5	Augmente avec Z	augmente comme Z^2
Conséquences	Éjection d'un électron du niveau interne de l'atome. Production des rayons X caractéristiques.	Éjection d'un électron du niveau externe de l'atome. Le photon diffuse avec une énergie réduite.	Production de paire électron positron. le positron subit l'annihilation pour former deux photons de 0.51 MeV.

WWW.TALIB24.COM

IV – 4) Loi d'atténuation des rayonnements gamma



- Un faisceau de photons d'énergie **hν**, d'intensité **Io**, frappe un écran d'épaisseur **x** et de densité **N** atomes par cm^3.

- Tout photon qui subit une interaction est éliminé du faisceau, par EC, EPE ou CP

- Dans une tranche d'épaisseur δx , la variation du nombre de photon **I** est :

$$\boxed{dI = -I\sigma_\tau N.dx} \quad \text{où} \quad \sigma_\tau = (\sigma_{epe} + \sigma_{ec} + \sigma_{cp})$$

WWW.TALIB24.COM

En intégrant, on obtient le nombre **I** de **photons restant** dans le faisceau après la traversée d'une épaisseur **X** d'absorbant est:

$$I = I_o e^{-N.\sigma_\tau.x} = I_o e^{-\mu.x}$$

$\mu = N.\sigma_\tau$: coefficient d'atténuation linéaire des photons dans l'écran (en cm^{-1})

Avec : $$N.\sigma_\tau = N_a(\sigma_{ph} + Z.\sigma_c + \sigma_{CP})$$

N : nombre de cibles par cm^3

N_a : nombre d'atomes par cm^3 de l'absorbant

WWW.TALIB24.COM

Autres Coefficients d'absorption des gamma

- Coefficient d'absorption linéaire μ : A chaque effet correspond un coefficient partiel: $\mu = \mu_{Ph} + \mu_C + \mu_{CP}$

- coefficient d'atténuation massique **μ'** est définit par: $\mu' = \mu / \rho$ (en cm^2/g)
En posant **e = ρ x** l'épaisseur de l'absorbant exprimée en **g/cm²**, on a :

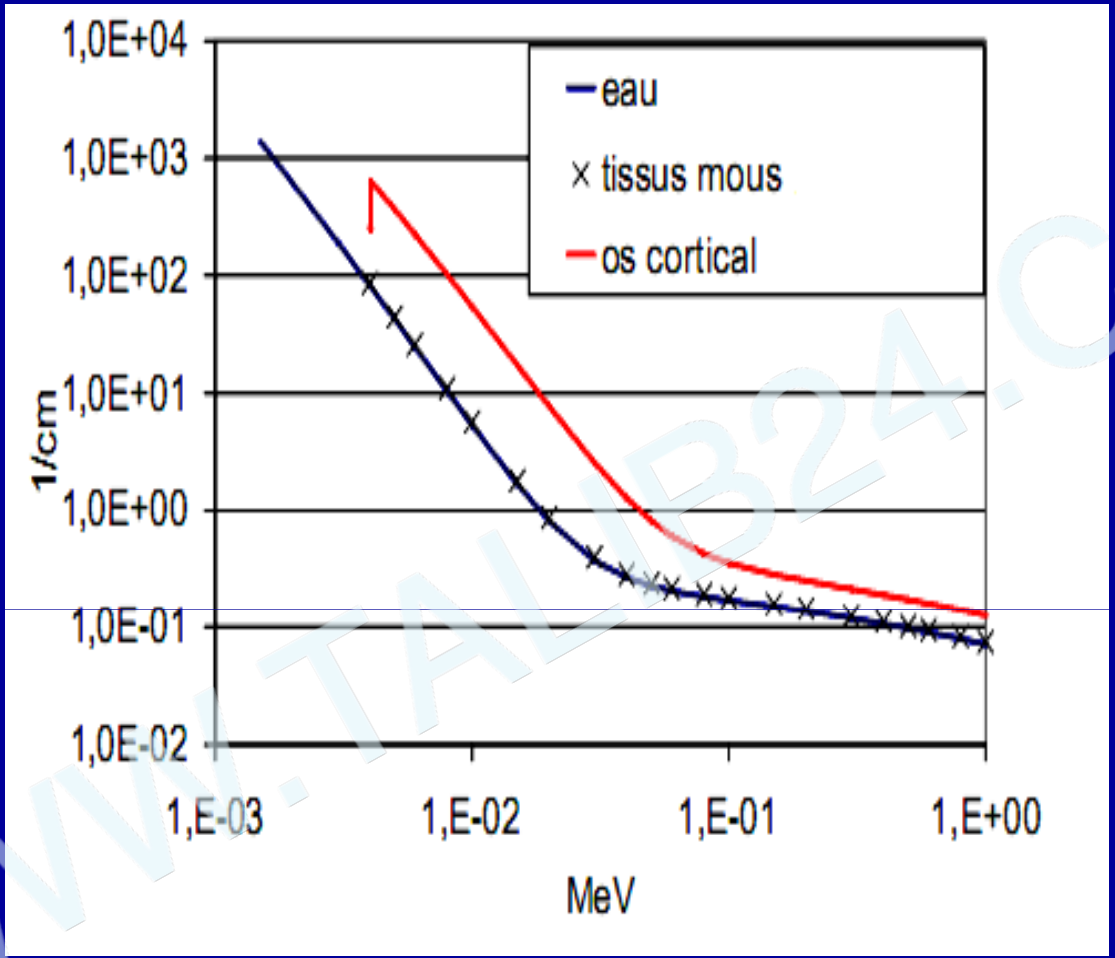
$$I = I_o e^{-\mu' . e}$$

μ' permet de déterminer l'atténuation des photons sans connaître la **nature** et **l'état physique** de l'écran.

-***couche de demi atténuation*** (CDA ou $X_{1/2}$) : épaisseur de matière dans laquelle la moitié des photons incidents a disparu: **CDA = 0,693 / μ**

- ***libre parcours moyen λ*** , est l'inverse de ***μ :*** **$\lambda = 1/\mu = 1{,}44$ CDA**

WWW.TALIB24.COM



Coefficients d'atténuation du photon en fonction de son énergie, pour les tissus mous et l'os cortical. *Cette illustration montre en particulier que du point de vue de l'absorption des photons* γ *les tissus mous peuvent être essentiellement décrits comme de l'eau.*

WWW.TAUB24.COM

Valeurs de μ , CDA, λ et ρ pour certains matériaux

1 MeV	Pb	Fe	Eau	Béton ordinaire
μ (cm^{-1})	0,79	0,47	0,07	0,15
CDA (cm)	0,88	1,47	9,90	4,62
λ (cm)	1,26	2,12	14,28	6,66
ρ ($g.cm^{-3}$)	11,30	7,85	1,00	2,30

WWW.TALIB24.COM

En résumé

Les photons **ne sont pas arrêtés** dans la matière, mais leur faisceau y est simplement **atténué**. Cette atténuation dépend de **l'épaisseur** de matière traversée.

En première approximation, on peut retenir que, pour réduire d'un **facteur 10** l'intensité d'un faisceau de photons γ dont l'énergie est égale à quelques MeV (**de 1 à 3 Mev**) il faut une épaisseur **e** :

$$e \approx \frac{35}{\rho}$$

ρ étant la masse volumique de la matière irradiée, exprimée en $g.cm^{-3}$.

Pour atténuer le faisceau d'un facteur 10^n, l'épaisseur de matière doit être égale à ***n.e***

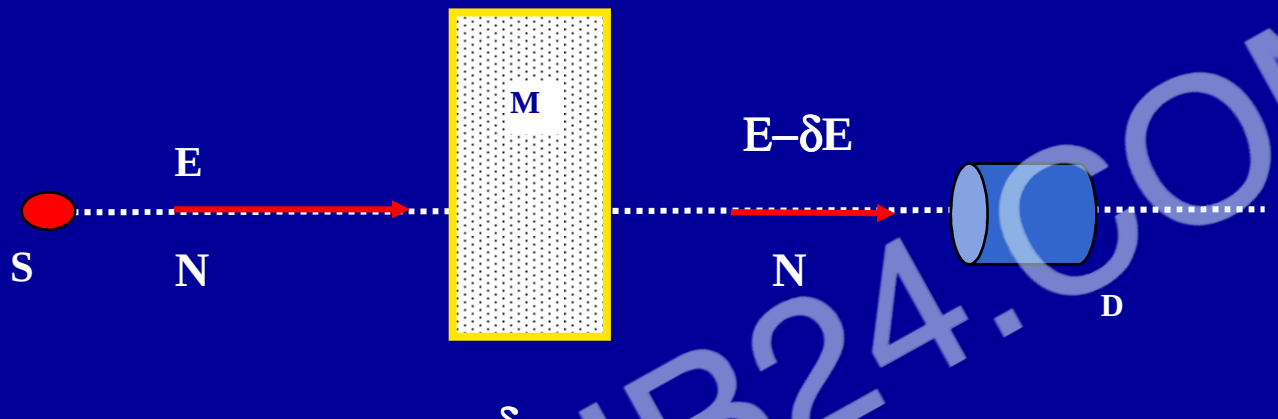
WWW.TALIB24.COM

II - Interaction des particules chargées « lourdes »

(protons: $^{1}H^{+}$, deutons $^{2}H^{+}$, α : $^{4}He^{2+}$, fragments de fission ...)

WWW.TALIB24.COM

Interactions particules chargées lourdes



Remarque: le **nombre** de particules chargées avant et après traversée du milieu ralentisseur **reste le même.**

- l'énergie cinétique du projectile a diminué d'une quantité δE, **très faible** devant E

Définitions:

Diffusion élastique: a + A ----→ a + A : les particules sont inchangées et l' énergie cinétique totale est conservée.

Diffusion Inélastique: a + A -- - → a + A* : les masses sont identiques avant et après le choc, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée, l'énergie perdue est utilisée pour exciter les atomes

WWW.TALIB24.COM

II- 1) Les processus de ralentissement

a) Collisions élastiques avec les électrons atomiques.

La particule cède une partie de son énergie à l'ensemble de l'atome cible. Il y a conservation de l'énergie cinétique totale.

Négligeables dès que E > 100 eV

b) Collisions élastiques avec le noyau

La particule incidente est seulement déviée de sa trajectoire initiale (diffusion de Rutherford), avec conservation de l'énergie cinétique totale.

c) Collisions inélastiques avec le Noyau

C'est un choc sans capture. La déviation de la particule engendre une émission radiative: **rayonnement de freinage**

WWW.TALIB24.COM

d) Collisions inélastiques avec les électrons de l'atome

Sous l'effet du choc, l'électron atomique subit,

- soit une transition vers un état lié : c'est **l'excitation** de l'atome
- soit une transition vers un état non lié (éjection) : c'est **l'ionisation**

❖ A la suite de l'ionisation une **paire d'ions primaires** est formée.

❖ L'ion éjecté peut provoquer des **ionisations et excitations secondaires.** Les électrons secondaires constituent les **rayons δ.**

Pour les particules chargées lourdes, ce processus (d) est le processus dominant.

Sa contribution à la perte d'énergie δE est la contribution dominante.

WWW.TALIB24.COM

II- 2) Mesure du ralentissement des particules chargées

❑ **Transfert Linéique d'Énergie :** représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules chargées due à leur collisions avec les électrons.

$$\mathrm{TLE} = \left| -\frac{dE}{dx} \right| \quad \text{en MeV}.cm^{-1} \text{ ou keV}.\mu m^{-1}$$

Dans le cas non relativiste, le TLE est donné par la **formule de Bethe**

$$\left| -\frac{dE}{dx} \right| = \frac{z^2 e^4}{4\pi\varepsilon_0^2 m_0 V^2} N.Z.\ln\frac{2 m_0 V^2}{I}$$

z charge de la particule incidente; V sa vitesse; m_o, masse de l'électron; **e** sa charge; ***N***, nombre d'atomes par unité de volume du milieu de numéro atomique ***Z*** ***I,*** valeur moyenne du potentiel d'ionisation des atomes ralentisseurs. *[* I ≈ 13.Z eV

Remarque : **Le TLE augmente quand la vitesse V du projectile est faible et que le Z du milieu traversé est grand.**

WWW.TALIB24.COM

❑ Ionisation spécifique I_s :

Pour simplifier les calculs du TLE on introduit une relation simplifiée

$$\left| -\frac{dE}{dx} \right| = I_s . \omega$$

Où I_s est **l'ionisation spécifique**, c'est-à-dire le nombre d'ionisations qu'induit le passage de la particule incidente par unité de parcours. ω est l'énergie moyenne d'ionisation

Pour les gaz ω est quasi indépendant de l'énergie E et de la nature de la particule incidente.

- Dans l'air, ω = 35 eV pour les α et 36 eV pour les **p**.
- Dans l'argon, ω = 26,3 eV pour α et 26,4 eV pour les **p**

WWW.TALIB24.COM

III - Interaction des particules chargées légères

(e- ; e+,...)

WWW.TALIB24.COM

III-1) Diffusion des électrons (de faible énergie)

Excitation, ionisation et diffusion restent valables pour les électrons. Mais leur **faible masse** induit **diffusions importantes** et des parcours très sinueux. De plus à partir de E > 50 keV les électrons sont **relativistes**

WWW.TALIB24.COM

Diffusion sur les électrons du milieu:

Du fait de la répulsion coulombienne, l'e- incident est **dévié de sa trajectoire**:. Cette diffusion est accompagnée d'une **perte d'énergie**, communiquée au électrons cibles.

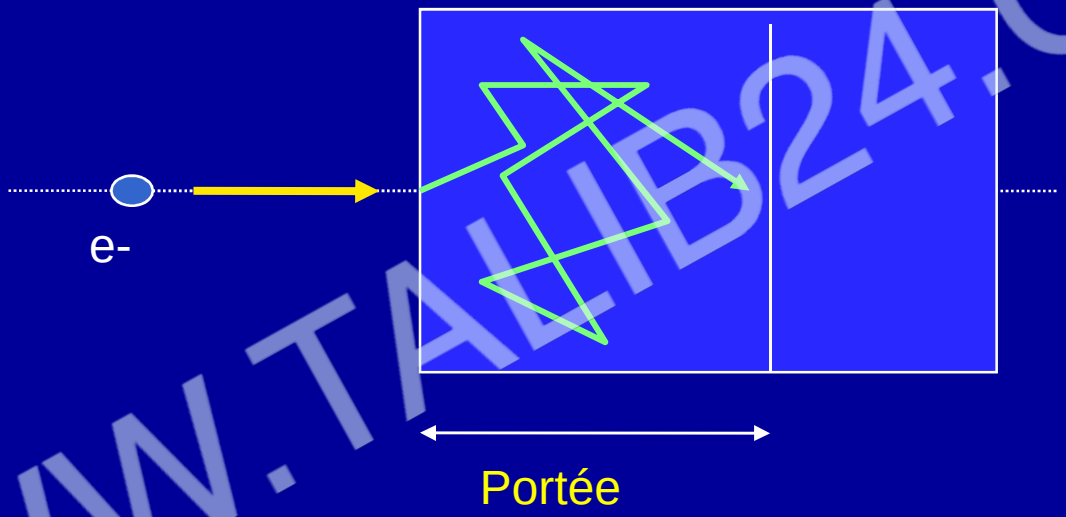
Plus Z est grand, plus les diffusions sont nombreuses et les pertes d'énergie sont importantes

Diffusion sur les noyaux des atomes du milieu

L'e- incident **diffuse par rebondissement** sur un noyau. Il y une déflexion sans émission de rayonnement. La probabilité de cette diffusion **augmente comme Z^2**.

La diffusion par les e- du milieu peut donc être négligée devant la diffusion nucléaire (sauf pour les milieux à Z faible)

Remarque : A cause de ces diffusions la notion de parcours doit être remplacée par celle de portée: **la portée** est la profondeur maximale de pénétration des électrons incident dans le matériau.



Plus la vitesse des électrons incidents diminue, plus leur probabilité d'interaction avec les e- du milieu augmente, et plus leur trajectoire est sinueuse

WWW.TALIB24.COM

III- 2) Ralentissement des électrons

Comme pour les particules chargées plus lourdes les pertes d'énergie δE des électrons sont dues à l'ionisation et l'excitation des atomes du milieu.
Du fait de la faible masse des projectiles, d'autres processus viennent s'y ajouter :

a) Rayonnement de freinage (collision inélastique avec le noyau)

- Si **$E > m_o c^2$**, au voisinage du noyau l'e- subit une accélération qui s'accompagne de l'émission d'un rayonnement de freinage ou « **bremβtrahlung** », identifié à des rayons **X**.

Il en résulte une **perte radiative** de l'énergie de la particule: $\delta E \propto \frac{Z^2 E}{M^2}$

On voit donc que cet effet n'est important que pour les particules de masse *M* faible et pour des énergies élevées

La comparaisons entre les TEL par **ionisations** et par **pertes radiatives** est fournie par la relation :

$$\frac{(dE/dx)_{radiatif}}{(dE/dx)_{ionisation}} = \frac{Z.E}{800} \qquad (E \text{ en MeV})$$

WWW.TALIB24.COM

- Plus le Z du milieu est grand plus les pertes par rayonnement de freinage sont importantes,
- Plus l'énergie de la particule incidente augmente, plus le **bremβtrahlung** est important.

b) L' **Effet Čerenkov**

Il s'agit d'un processus de perte d'énergie par émission d'une radiation lumineuse appelée « **radiation de Čerenkov ».**

Ce processus se produit quand une particule chargée (e-) traverse une milieu transparent, d'indice de réfraction n, avec une vitesse **V** supérieure à la vitesse **c'** de la lumière dans ce milieu (**c' = c /n**)

Cette radiation est émise dans une direction **θ** donnée par la relation :

$$\cos\theta = \frac{1}{n.\beta}$$

où **β = V/c**

Remarque : La mesure de **θ** permet d'avoir la vitesse **V** de la particule incidente

WWW.TALIB24.COM

A partir de la relation précédente on déduit la **condition pour que l'effet C puisse avoir lieu**:

$$\cos\theta < 1 \Rightarrow \frac{1}{n} < \beta \Rightarrow \boxed{V > \frac{c}{n}}$$

- dans l'eau (n = 4/3) === > V > 3.c/4 , l'énergie cinétique minimale des électrons incidents pour observer l'émission est :

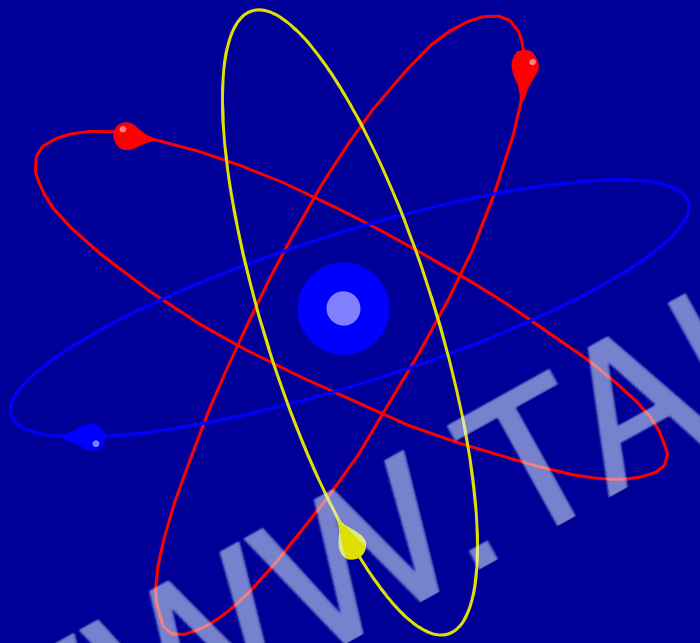
$$E_{\min} = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV} \qquad V > \frac{3}{4}.c$$

Remarque : le terme entre crochet – qui vaut **0,51** - est le même quelque soit la particule traversant **l'eau liquide**.

Pour qu'un **proton** produise cet effet il doit avoir **E_{min} > 478 MeV.**

L'effet Cerenkov n'est facilement observable qu'avec des électrons

WWW.TALIB24.COM



MERCI

WWW.TALIB24.COM