

PASS - Module 3 R

Rayonnements électromagnétiques et particulaires

Dominique SAPPEY-MARINIER

MCU-PH en Biophysique et Médecine Nucléaire

CERMEP-Imagerie du Vivant - Hôpital Neurologique

Faculté de Médecine Lyon-Est - Université Claude Bernard-Lyon1

CREATIS UMR 5220 CNRS & U1294 INSERM

PASS – Module 3 R

Chapitre 2 « Rayonnements particuliers »

Dominique SAPPEY-MARINIER

MCU-PH en Biophysique et Médecine Nucléaire

CERMEP-Imagerie du Vivant - Hôpital Neurologique

Faculté de Médecine Lyon-Est - Université Claude Bernard-Lyon1

CREATIS UMR 5220 CNRS & U1294 INSERM

PLAN

- 1. Les particules élémentaires**
 1. Généralités
 2. Les particules élémentaires
 3. Les interactions fondamentales
- 2. Le noyau atomique**
 1. Composition du noyau atomique
 2. Définition d'un nucléide
 3. Dimension du noyau atomique
 4. Les modèles nucléaires
 5. Défaut de masse et énergie de liaison
 6. Stabilité nucléaire
- 3. Nucléides instables et radioactivité**
 1. Radioactivité
 2. Transformations radioactives
 3. Décroissance radioactive
 4. Filiations radioactives
- 4. Interaction des rayonnements particuliers avec la matière**
 1. Le rayonnement alpha (α)
 2. Le rayonnement bêta (β)
 3. Interaction des neutrons avec la matière

1. Les particules élémentaires

1 - Dimensions

Domaine de l'infiniment petit :

- **par la taille**

$$0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m} < \text{rayon atomique} < 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$1 \cdot 10^{-15} \text{ m} < \text{rayon nucléaire} < 1 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

$$\text{rayon du proton} \sim 10^{-15} \text{ m}$$

- **par la masse**

$$\text{proton} : 1,7 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$\text{électron} : 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\text{neutrino} : \sim \text{nulle}$$

- **par la durée de vie**

$$\text{neutron (libre)} : 1000 \text{ s}$$

$$\text{muon} \sim 10^{-6} \text{ s}$$

$$\text{tau} \sim 10^{-13} \text{ s}$$

Conséquences : les connaissances n'ont pu progresser qu'avec l'apparition de technologies de très haut niveau.

2 - Les particules élémentaires

- Historiquement :

Electron

Proton

Neutron

(Thompson 1897) (Rutherford 1913) (Chadwick 1932)



- Deuxième moitié du XX^{ème} siècle \Rightarrow découverte de particules avec les accélérateurs (CERN)
- Connaissances actuelles :

Dans le cadre du « **modèle standard** », les particules élémentaires sont : - soit des **fermions** : quarks & leptons
- soit des **bosons**

2-1 Qu'est ce qu'un fermion ?

- Particule constitutive de la matière
- Spin demi-entier

Le mouvement intrinsèque de toute particule se traduit par un moment cinétique intrinsèque de **spin** \vec{S} et un moment magnétique de spin $\vec{\mu}_s$

$$\vec{\mu}_s = \gamma_s \cdot \vec{S} \quad (\gamma_s = \text{rapport gyromagnétique de spin})$$

Particules	Spin	Noyaux	Spin
proton	1/2	^{12}C	0
neutron	1/2	^{14}N	1
électron	1/2	^{23}Na	3/2
photon	1	^{31}P	1/2
neutrino	1/2	^{39}K	1/2

Toutes les particules élémentaires, chargées ou non, les ensembles de particules, les noyaux des atomes possèdent un spin (nul ou pas).

2-1-1 Les quarks

Caractérisés par :

⇒ Leur **saveur** (6 saveurs ≠) :

u (up)

c (charm)

t (top)

d (down)

s (strange)

b (bottom, beauty)

⇒ Leur **charge électrique** : $2/3$ ou $-1/3$ de e

⇒ Leur **charge de couleur** (bleu, vert et rouge) ⇒ Interaction forte

Comment se combinent les quarks ?

- Pas de quark à l'état libre

- **Par 2 ou 3 = hadron**

- 2 quarks = méson ($q + \bar{q}$)

- ex : méson π ou pion: $\begin{cases} u\bar{d} = \pi^+ \\ \bar{u}d = \pi^- \end{cases}$

- 3 quarks = baryon

- ex : $uud = \text{proton}$ et $udd = \text{neutron}$

2-1-2 Les leptons

- Qu'est-ce qui différencie les quarks des leptons ?
 - Pas de charge de couleur
 - Non soumis à l'interaction forte
 - Charge électrique = 0 ou -1

- Il y a 6 espèces de leptons :

☞ 3 ont une charge électrique = -1

e : électron

μ : muon

τ : tau

☞ 3 ont une charge électrique = 0

masse très faible & vitesse $\sim c \Rightarrow$ très difficilement détectables

ν_e = neutrino électronique, ν_μ = neutrino-muon, ν_τ = neutrino-tau

\Rightarrow 12 particules élémentaires constitutives de la matière
+ 12 antiparticules

\neq particule - antiparticule :

- même masse, même spin
- caractères électromagnétiques opposés

2- 2 Les bosons

- ◆ Spin : nombre entier
- ◆ Associés à la transmission des interactions :
 - graviton ? (interaction gravitationnelle)
 - photon (interaction électromagnétique)
 - gluon (interaction forte)
 - bosons vecteurs intermédiaires (interaction faible)

	LEPTONS		QUARKS	
FERMIONS				
1 ^{ère} famille (matière stable)	électron	neutrino électron	bas (down)	haut (up)
2 ^{ème} famille	muon	neutrino muon	étrange (strange)	charme (charm)
3 ^{ème} famille	tau	neutrino tau	beauté (beauty)	sommet (top)
BOSONS Messagers des Forces	photon	bosons vecteurs Z^0 W^- W^+	gluon	graviton

**LES PARTICULES
ELEMENTAIRES**

3 - Les interactions fondamentales

3 - 1 La gravitation (Newton XVII^{ème} siècle)

- forces attractives entre les masses
- négligeable en physique nucléaire
- particule associée : le graviton (?)
- énergie transportée par le graviton très faible

3 - 2 L'électromagnétisme (Maxwell XIX^{ème} siècle)

- forces entre les charges électriques
- particule associée : le photon
- énergie transportée : $h\nu$

3 - 3 L'interaction forte

Dans les noyaux, les protons (+e) se repoussent. Or ils sont stables?

⇒ Des forces attractives très intenses assurent la cohésion de l'ensemble.
Chaque nucléon est formé de 3 quarks (baryon).

Interaction entre quarks = interaction forte

⇒ **L'interaction forte** agit, via la charge de couleur par l'échange d'un quantum d'énergie, **le gluon**.

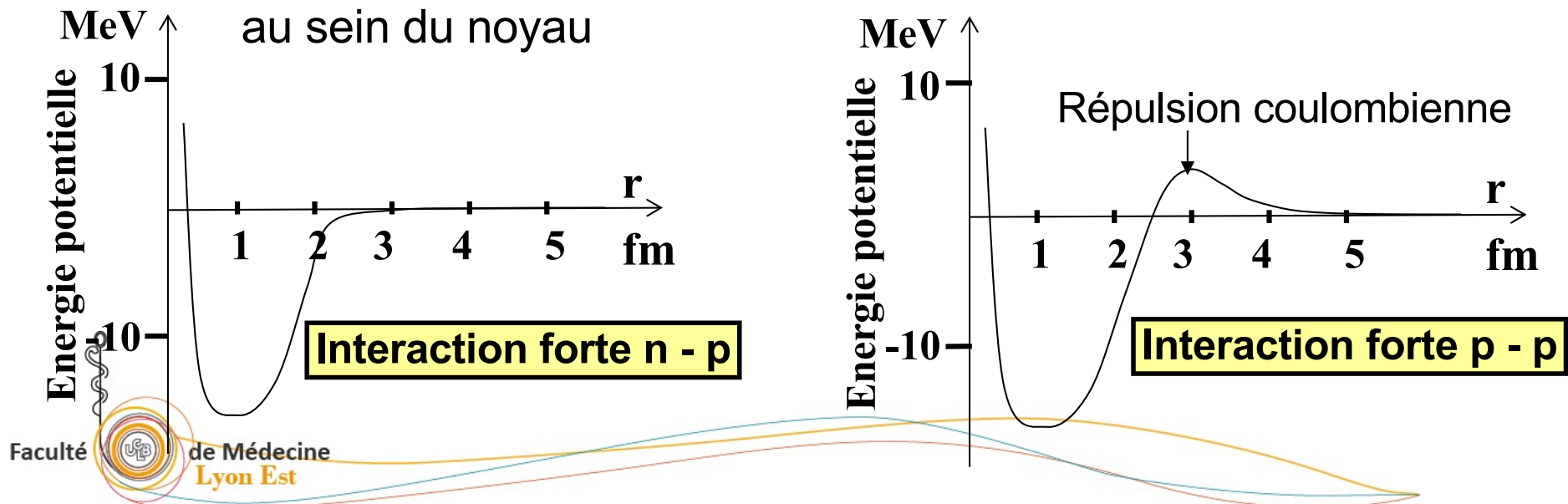
⇒ Dans le noyau atomique, les échanges de gluons sont confinés à l'intérieur des **baryons (neutrons et protons)**.

Propriétés de l'interaction forte

- Force de courte portée : $\sim 10^{-15}$ m
- Force attractive quand $d \sim 1$ à $2 \cdot 10^{-15}$ m, répulsive pour $d < 10^{-16}$ m
- La plus forte des interactions : 100 à 1000 fois plus intense que l'interaction électromagnétique
- L'interaction forte sature quand le nombre de particules augmente
- Indépendante de la charge électrique, donc identique pour les systèmes: n – n p – p n – p

↪ L'ensemble de ces propriétés permet d'expliquer :

- la cohésion nucléaire
- l'existence d'une certaine « liberté de mouvement » des nucléons



3 - 4 L'interaction faible

- ⇒ conduit à la désintégration des quarks et des leptons
- ⇒ processus transmis par des bosons vecteurs intermédiaires W^+ , W^- et Z^0

Propriétés de l'interaction faible

- de portée très faible $\sim 10^{-17}$ m à $\sim 10^{-18}$ m
- beaucoup moins intense que l'interaction forte

L'interaction faible permet d'expliquer la désintégration β .

Types d'interaction	Intensité relative	Portée (m)	Interaction entre	Bosons vecteurs
Forte	1	10^{-15}	Charges de couleur des quarks	Gluon
Électromagnétique	10^{-2}	∞	Charges électriques	Photon
Faible	10^{-13}	$\sim 2 \cdot 10^{-18}$	Leptons et hadrons	Boson W^\pm, Z^0
Gravitationnelle	10^{-38}	∞	Toutes particules	Graviton ?

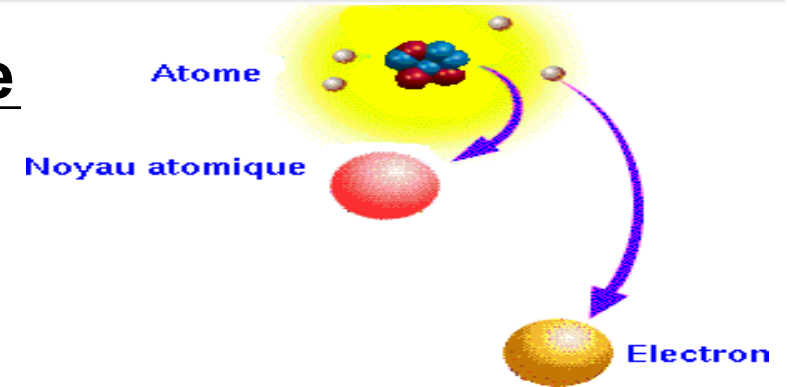
2. Le noyau atomique

1 - Composition du noyau atomique

A nucléons (protons et neutrons)

A = nombre de masse

- proton (baryon)
- neutron (baryon)



	Proton	Neutron
Symbole	p	n
Constitution (quarks)	uud	udd
Charge électrique	+e	0
Masse (u)	1,007276	1,008665
Durée de vie moyenne (particule libre)	∞	~ 1000 s

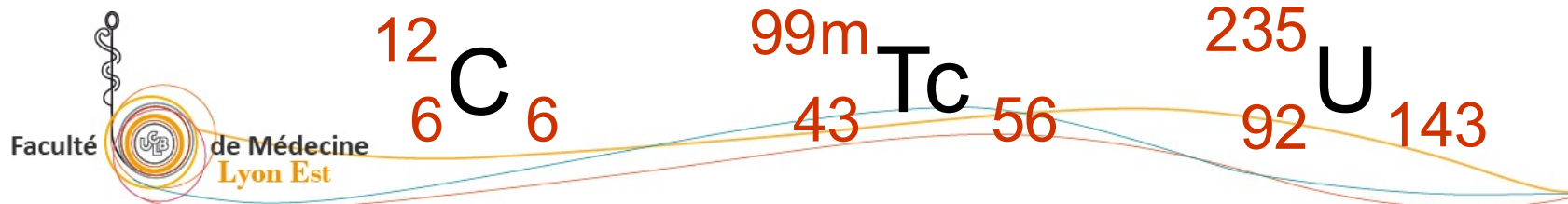
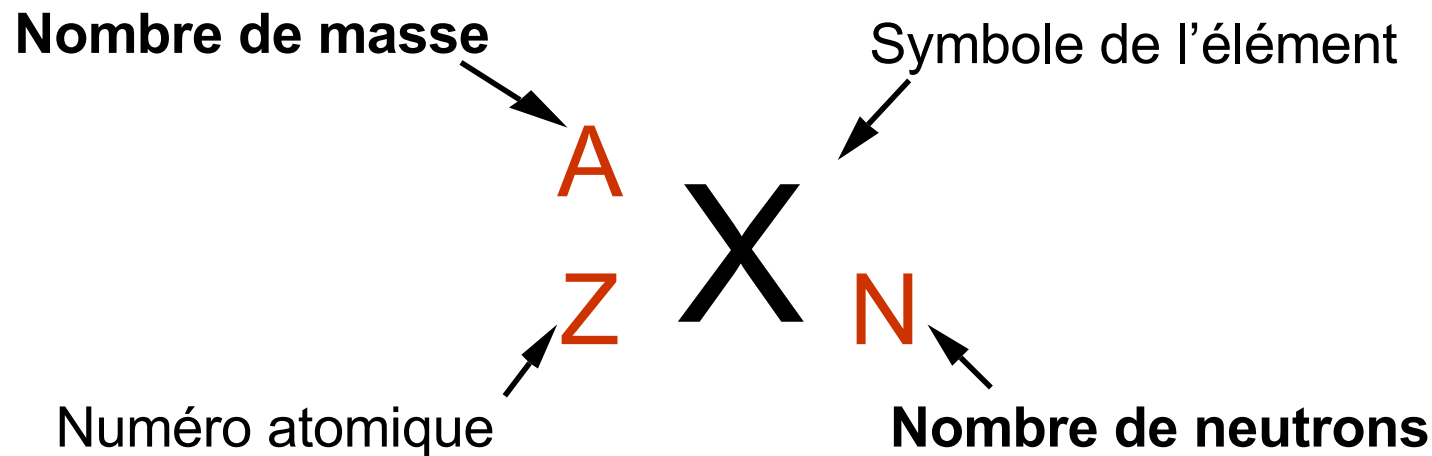
2 - Qu'est-ce qu'un nucléide ?

2-1 Définition

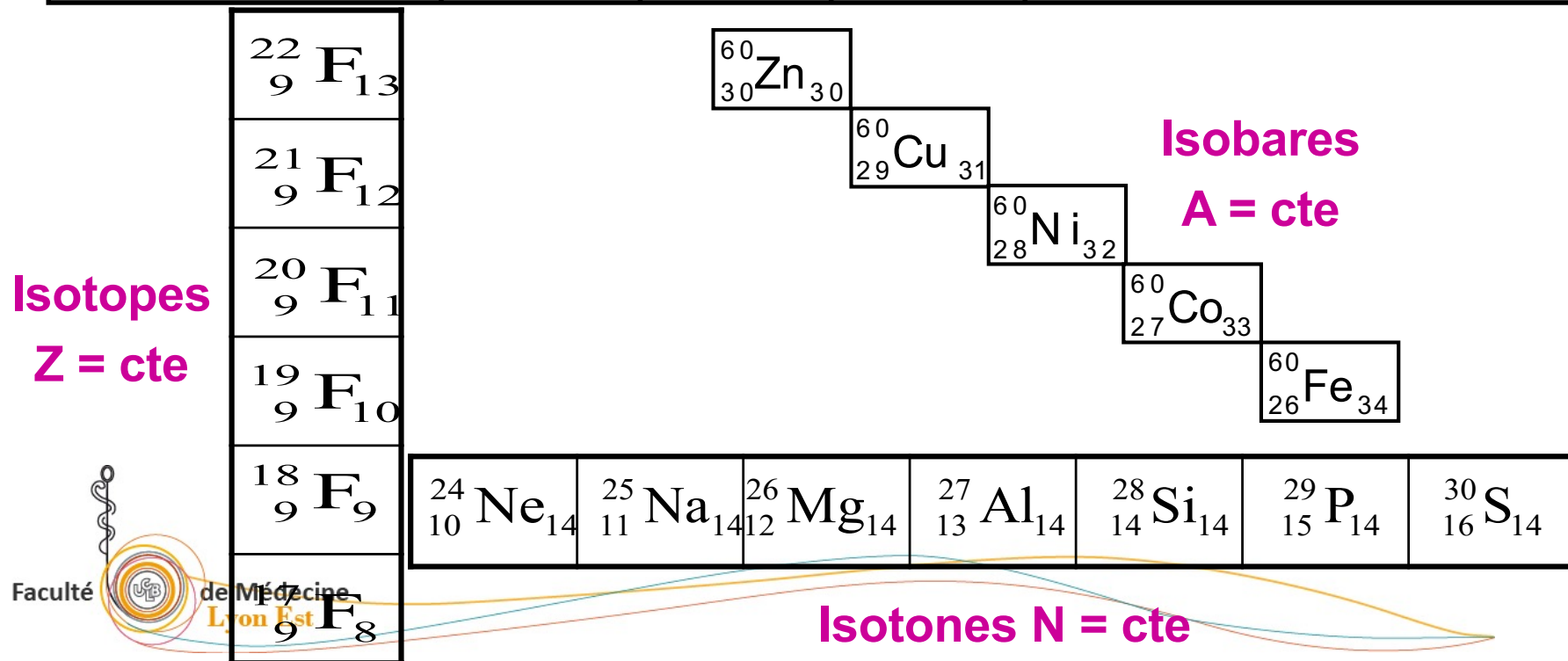
Espèce atomique définie par

- son nombre de masse A
 - son numéro atomique Z
 - son état énergétique nucléaire
- ↪ ≠ Élément (Z) et Isotope (Z, A)

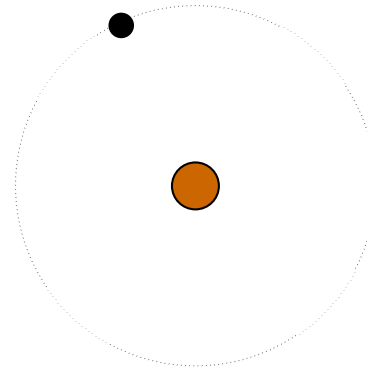
2-2 Représentation symbolique



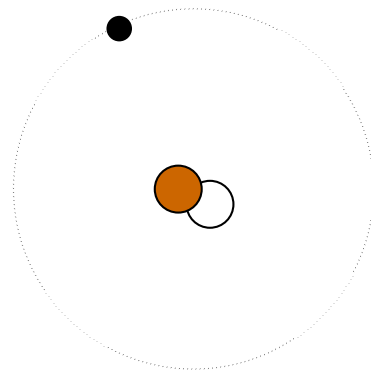
	Z	A	N	Exemples :
Isotopes	=	≠	≠	${}^1_1\text{H}_0$ ${}^2_1\text{H}_1$ ${}^3_1\text{H}_2$
Isobares	≠	=	≠	${}^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$ ${}^{57}_{27}\text{Co}_{30}$ ${}^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$
Isotones	≠	≠	=	${}^{30}_{14}\text{Si}_{16}$ ${}^{31}_{15}\text{P}_{16}$ ${}^{32}_{16}\text{S}_{16}$



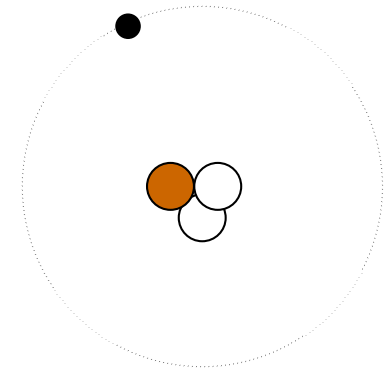
Protium
 ${}^1_1\text{H}$
Stable
99,985 %



Deutérium
 ${}^2_1\text{H}$
Stable
0,015 %



Tritium
 ${}^3_1\text{H}$
Instable
~ 0 %



Isotopes de l'hydrogène

3 - Dimension du noyau atomique

3-1 Dimension du rayon nucléaire

$$R = R_0 \cdot A^{1/3}$$

avec $R_0 = 1,2 \text{ fm } (10^{-15})$

3-2 Masse volumique nucléaire

avec $V = 4/3 \cdot \pi \cdot R^3$

$$\rho = M/V$$

soit $\rho = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$

3-3 Unité de masse atomique

3-3-1 Définition

Unité de masse atomique = u

u représente 1/12^{ème} de la masse réelle d'un atome de ^{12}C , soit $1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

3-3-2 Équivalent énergétique de u

$$m_u \cdot c^2 = 931,5 \text{ MeV}$$

4 - Les modèles nucléaires

4-1 Modèle de la goutte liquide

Assimilation du noyau à une goutte de liquide.

- Molécules \Leftrightarrow nucléons
- Forces entre les molécules \Leftrightarrow forces nucléaires

↳ Formule empirique de Bethe et Weizsäcker :

$$E_{\ell} = f (E_v, E_s, E_c, E_{sy}, E_p)$$

- E_{ℓ} = Énergie de liaison nucléaire
- E_v = Énergie de volume

Fonction de R^3 , donc de A : \Rightarrow forces nucléaires de courte portée
 \Rightarrow saturation des forces nucléaires

- E_s = Énergie de surface

Terme correctif de E_v , car plus faible liaison des nucléons en surface qu'au cœur du noyau

- E_c = Énergie coulombienne

Répulsion électrostatique due aux protons \Rightarrow diminution de la cohésion nucléaire

- E_{sy} = Énergie de symétrie

Les noyaux légers sont plus stables quand $N = Z$, et deviennent instables quand N augmente

- E_p = Énergie d'appariement

Terme qui prend en compte la stabilité ou l'instabilité des noyaux selon la parité du nombre de protons et de neutrons

N	Z	Noyaux stables
pair	pair	~ 152 (55%) $I = 0$
pair	impair	~ 55 (20%) $I = 1/2$
impair	pair	~ 52 (19%) $S = 1/2$
impair	impair	~ 15 (6%) S entier

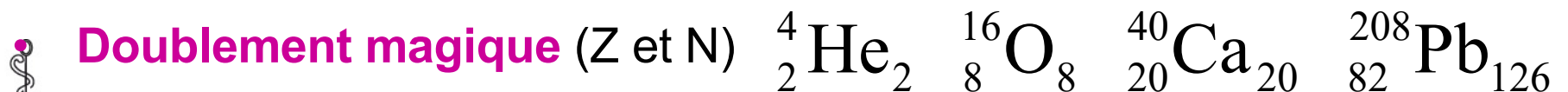
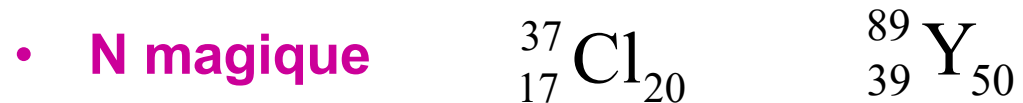
4-2 Modèle des couches: Calqué sur le modèle atomique

- Description du mouvement des nucléons subissant individuellement le potentiel créé par tous les autres nucléons
- Les nucléons sont soumis à un puit de potentiel
- Quantification des états énergétiques

Principe d'exclusion de Pauli

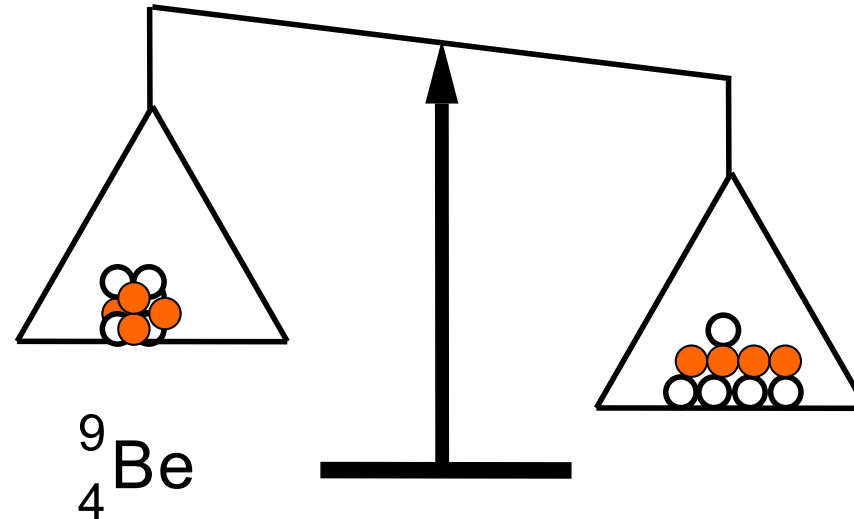
- Transitions nucléaires soumises à des règles de sélection
- Couches saturées

↪ **nombre magiques = stabilité : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**



5 - Défaut de masse et énergie de liaison

5-1 Défaut de masse



La masse M d'un noyau atomique est toujours inférieure à la somme des masses de ses constituants pris isolément.

Exemple :

☞ noyau de ${}^4\text{He}$ (particule α)

neutron	$2 \times 1,008665 \text{ u}$
proton	$2 \times 1,007276 \text{ u}$
	$= 4,031882 \text{ u}$

Masse de la particule $\alpha = 4,00150 \text{ u}$

⇒ $\Delta M = 0,030382 \text{ u} (\approx 7/1000)$

5-2 Énergie de liaison nucléaire totale

Énergie qu'il faut fournir au noyau pour le séparer en ses divers constituants

$$B = \Delta M \cdot c^2$$

Exemple :

Noyau de ${}^4\text{He}$ ou particule α

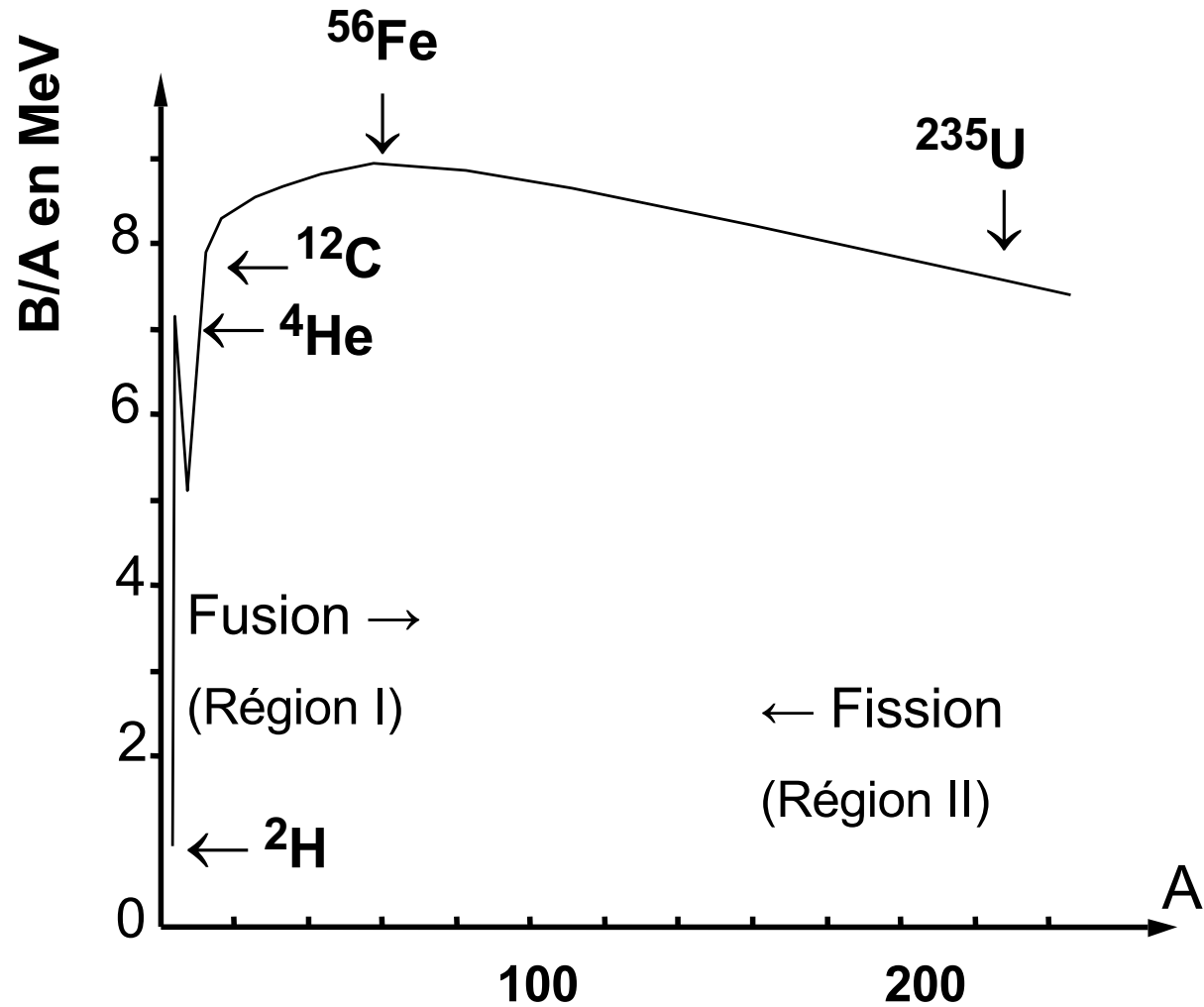
$$B = 0,030382 \times 931,5 = 28,3 \text{ MeV}$$

et pour une mole de gaz He ($\sim 4 \text{ g}$)

$$E = 28,3 \times N_A \quad \text{soit } 1,7 \cdot 10^{25} \text{ MeV (2 700 milliards J)}$$

5-3 Énergie de liaison par nucléon

- Rapport de l'énergie totale de liaison du noyau au nombre de nucléons, soit B/A .
- Noyaux stables $B/A \sim 8 \text{ MeV}$ (sauf pour les noyaux légers)
- Plus B/A est élevé plus le noyau est stable
- Valeur max $B/A = 8,8 \text{ MeV}$ pour ${}^{56}\text{Fe}$



Stabilité nucléaire

Energie moyenne de liaison en fonction de A

Le graphe montre que :

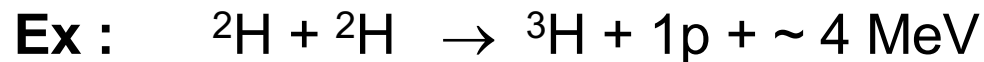
- **Région I** (noyaux légers): stabilité pour les nucléides dont le noyau est constitué d'un nombre entier de particules α : **fusion nucléaire**

- **Région II** = domaine des noyaux de + en + lourd : **fission nucléaire**

Noyaux les plus stables pour $40 < A < 100$

Ex : Ca, Fe, Ni, Cu.

- **Fusion nucléaire** : union de deux noyaux légers en un seul.



Pour initier une réaction de fusion il faut une énergie considérable

Phénomène naturel que l'on trouve au sein des étoiles (soleil)

- **Fission nucléaire** : Phénomène \pm spontané qui se caractérise par la cassure d'un noyau lourd, peu stable, en deux noyaux plus légers (produits de fission) et de quelques neutrons (neutrons de fission)



Les neutrons vont à leur tour induire des fissions = réactions en chaîne.

Equivalent énergétique 1 TEP : 11 600 kWh

Deuterium (fusion)	0,15 g
^{235}U (fission)	0,5 g
Pétrole	1 t
Charbon	1,6 t
Bois	3,4 t
Gaz naturel	1000 m³

6 - Stabilité nucléaire

6-1 Définition

Le noyau stable ne subit aucune transformation ni dans sa structure ni dans son état énergétique sans apport d'énergie extérieure.

6000 noyaux possibles

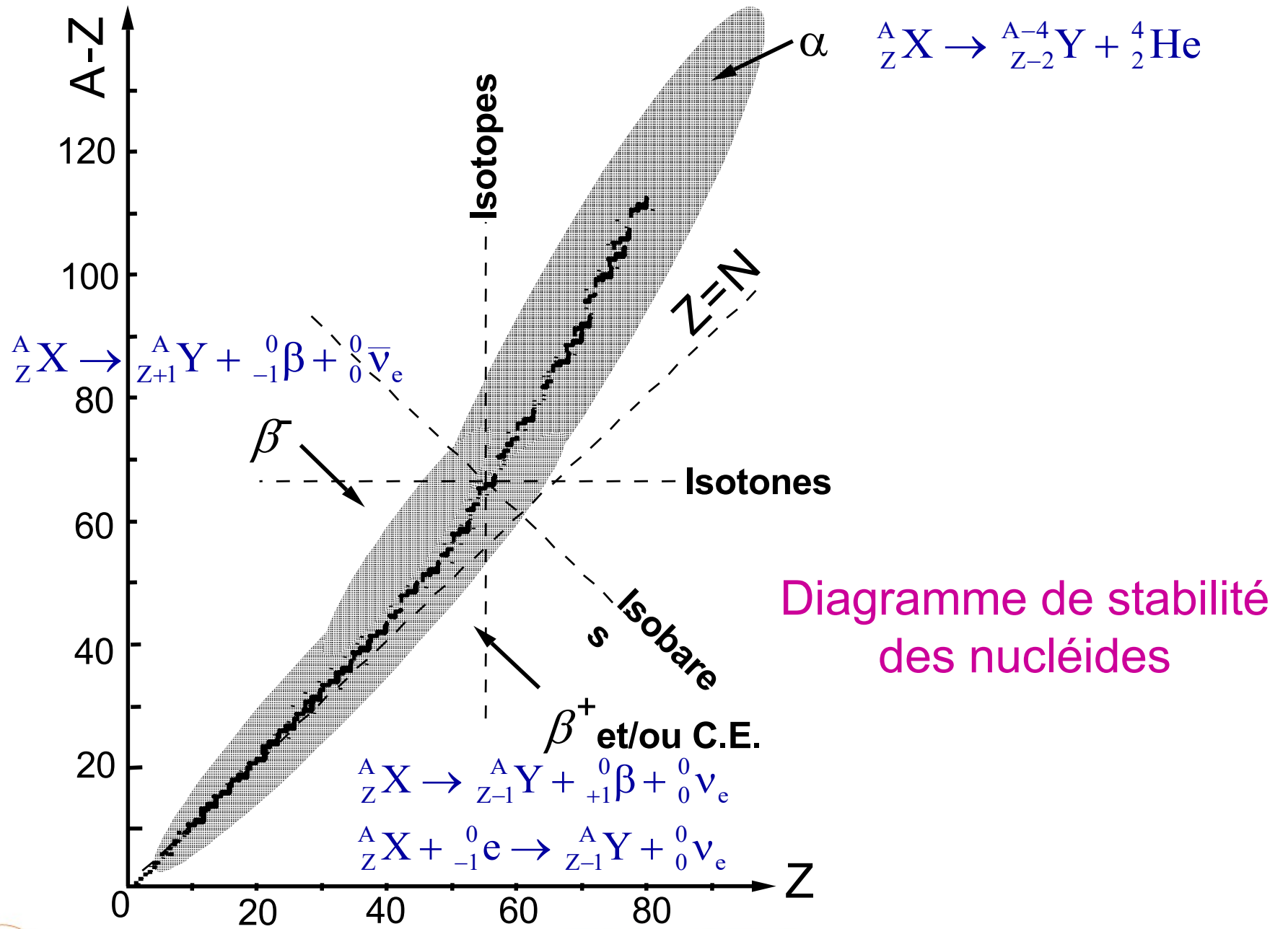
2000 noyaux identifiés

274 noyaux stables

6-2 Vallée de la stabilité

Sur le diagramme N, Z : les points noirs = nucléides stables

les autres = nucléides instables



6-2 Vallée de la stabilité

Sur le diagramme N, Z : les points noirs = nucléides stables
les autres = nucléides instables

Noyaux légers stables : $N \sim Z$

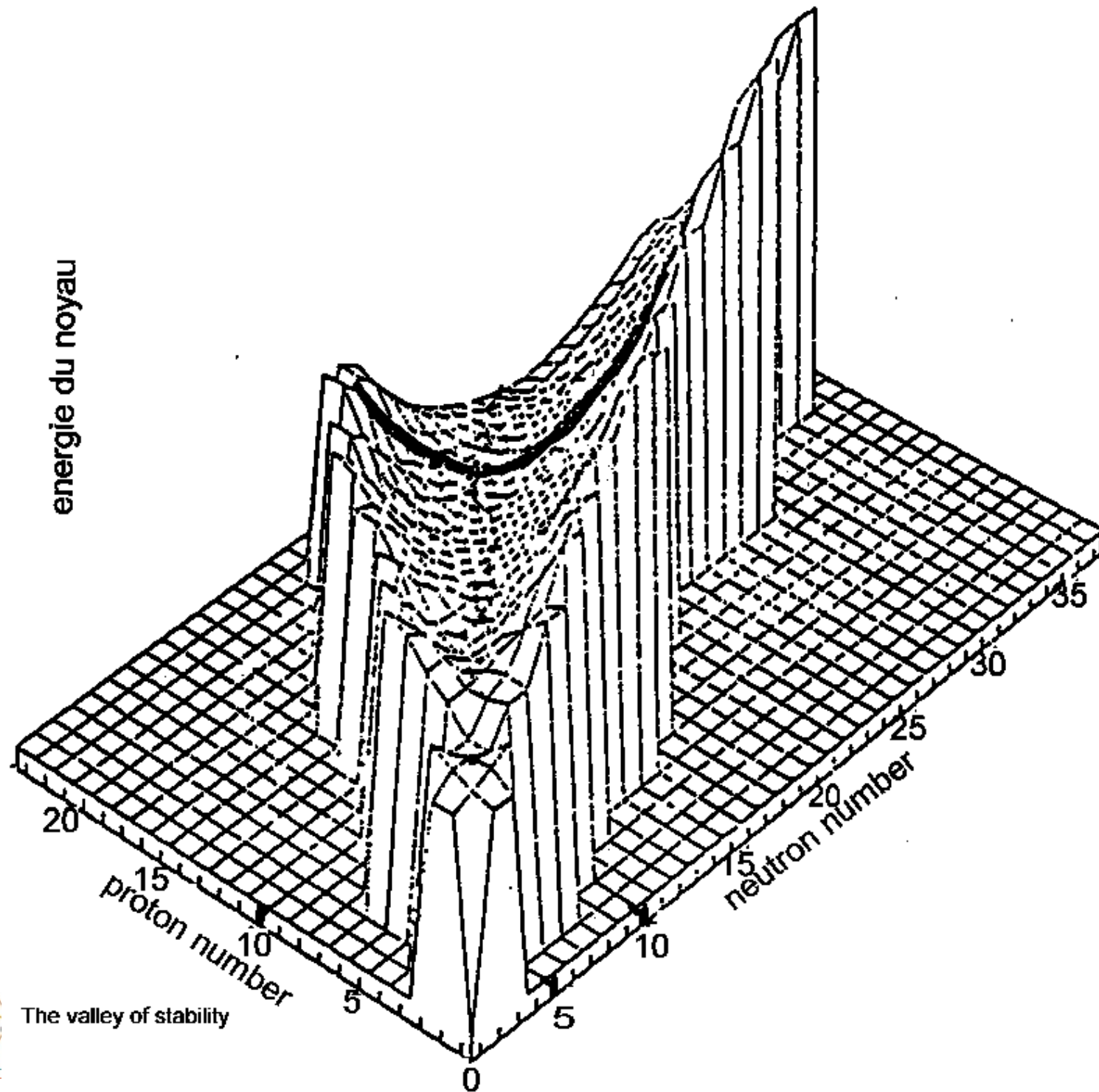
Au-delà, stabilité nucléaire quand $N > Z$

Enfin, pour $Z > 83$, pas de nucléides stables (${}_{83}^{209}\text{Bi}$).

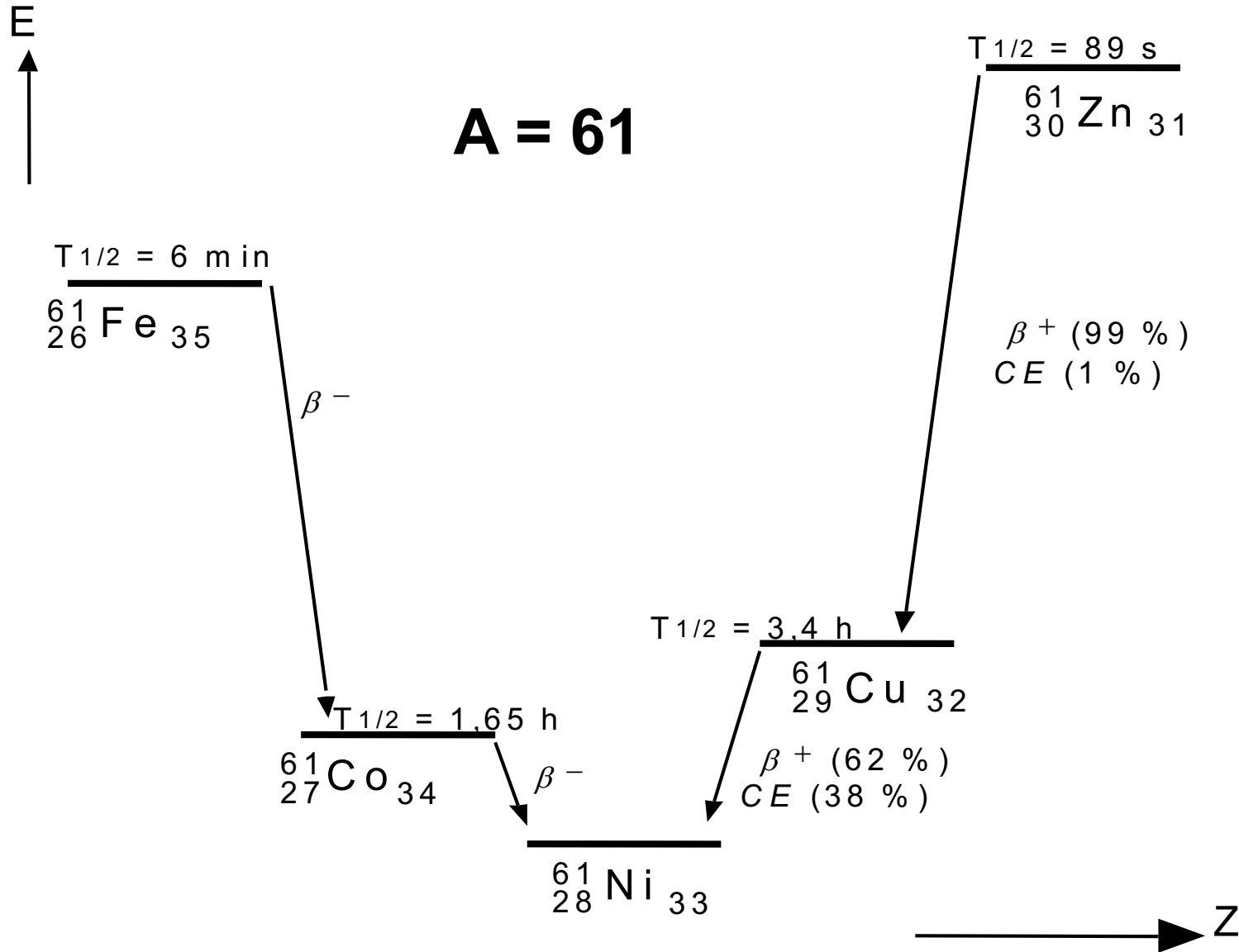
⇒ Graphe en 3 dimensions : N, Z et ΔM = « **Vallée de la stabilité** »

- Fond de la vallée : nucléides stables
- Flancs de la vallée : nucléides instables

Pour atteindre la stabilité, les nucléides instables se transforment (désintégration), et « tombent » au fond de la vallée.



The valley of stability



3. Nucléides instables et radioactivité

1 - Radioactivité

1-1 Définition

La radioactivité est un phénomène physique caractérisé par la transformation spontanée d'un nucléide avec émission de rayonnement(s).

- Rayonnements de particules (α , β , n, e ...)
de photons (X, γ)

1-2 Historique

Découvert par Henri Becquerel en 1896

- ⇒ Prix Nobel de Physique
avec P. et M. Curie (1903)



2 - Transformations radioactives

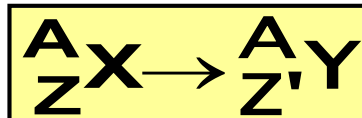
2-1 Lois de conservation

Les transformations radioactives sont des réactions nucléaires spontanées qui obéissent à des lois de conservation :

- Conservation de la charge électrique
- Conservation du nombre baryonique $B =$ nombre de nucléons
- Conservation du nombre leptonique
- Conservation de la quantité de mouvement
- Conservation de l'énergie totale
- Conservation du moment cinétique total

2-2 Transformations isobariques

Transformations radioactives aux cours desquelles **le nombre de masse du nucléide final est identique** à celui du nucléide initial (A constant).



Concerne l'émission β^- , β^+ et C.E.

2-2-1 Émission β^-

- La particule β^- est un électron.
- Le nombre de neutrons est trop important par rapport à celui des protons, d'où l'instabilité nucléaire.

Mécanisme

Par interaction faible, un neutron se transforme en un proton avec émission d'une particule β^- et d'un antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$

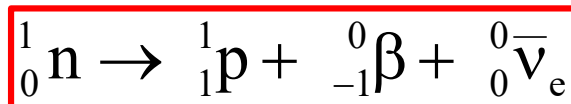
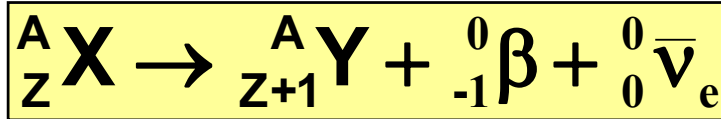
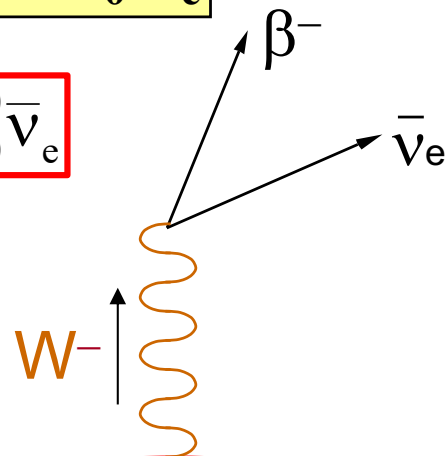


Diagramme
de Feynman



Désintégration β^-
Interaction faible

Energie mise en jeu lors de l'émission β^-

La transformation d'un nucléide X (dans son état fondamental), en un nucléide Y (dans son état fondamental) met en jeu une énergie $\Delta m \cdot c^2$ (conservation de l'énergie totale).

m = masse de l'atome et M = masse du noyau

➤ Bilan énergétique à l'échelle du noyau

$$M_{X(A,Z)} \cdot c^2 = [M_{Y(A,Z+1)} + m_{\beta^-} + m_{\bar{\nu}_e}] c^2 + Q_{\beta} \quad (1)$$

Transformation possible si $Q_{\beta} > 0$

$$Q_{\beta} = [M_{X(A,Z)} - M_{Y(A,Z+1)} - m_{\beta^-}] c^2$$

car $m_{\bar{\nu}_e} \sim 0$

L'énergie libérée est emportée sous forme d'énergie cinétique par le couple $(\beta^-, \bar{\nu}_e)$:

$$E_{\beta^-} + E_{\bar{\nu}_e} = \text{cte}$$

Si $E_{\beta^-} = 0$, $E_{\bar{\nu}_e}$ max et si $E_{\bar{\nu}_e} = 0$, E_{β^-} max

Pour une émission uniquement β^- (sans émission γ) :

$$\Rightarrow E_{\beta_{\max}^-} = Q_{\beta} = \left[M_{X(A,Z)} - M_{Y(A,Z+1)} - m_{\beta^-} \right] c^2$$

$E_{\beta_{\max}^-}$ paramètre caractéristique d'une émission β^-

➤ Bilan énergétique à l'échelle de l'atome

En reprenant la relation (1) et en négligeant l'énergie de liaison des e^- :

$$\left[m_{X(A,Z)} - Zm_e \right] \cdot c^2 = \left[\left[m_{Y(A,Z+1)} - (Z+1)m_e \right] + m_{\beta^-} \right] c^2 + Q_{\beta}$$

$$Q_{\beta} = \left[m_{X(A,Z)} - m_{Y(A,Z+1)} \right] c^2 = \Delta m \cdot c^2$$

- Nucléides au repos \rightarrow énergie de recul de $Y(A, Z+1)$ négligeable
- m_{ν_e} négligeable

Pour une émission uniquement β^- (sans émission γ) :

$$\Rightarrow E_{\beta_{\max}^-} = Q_{\beta} = \Delta m c^2$$

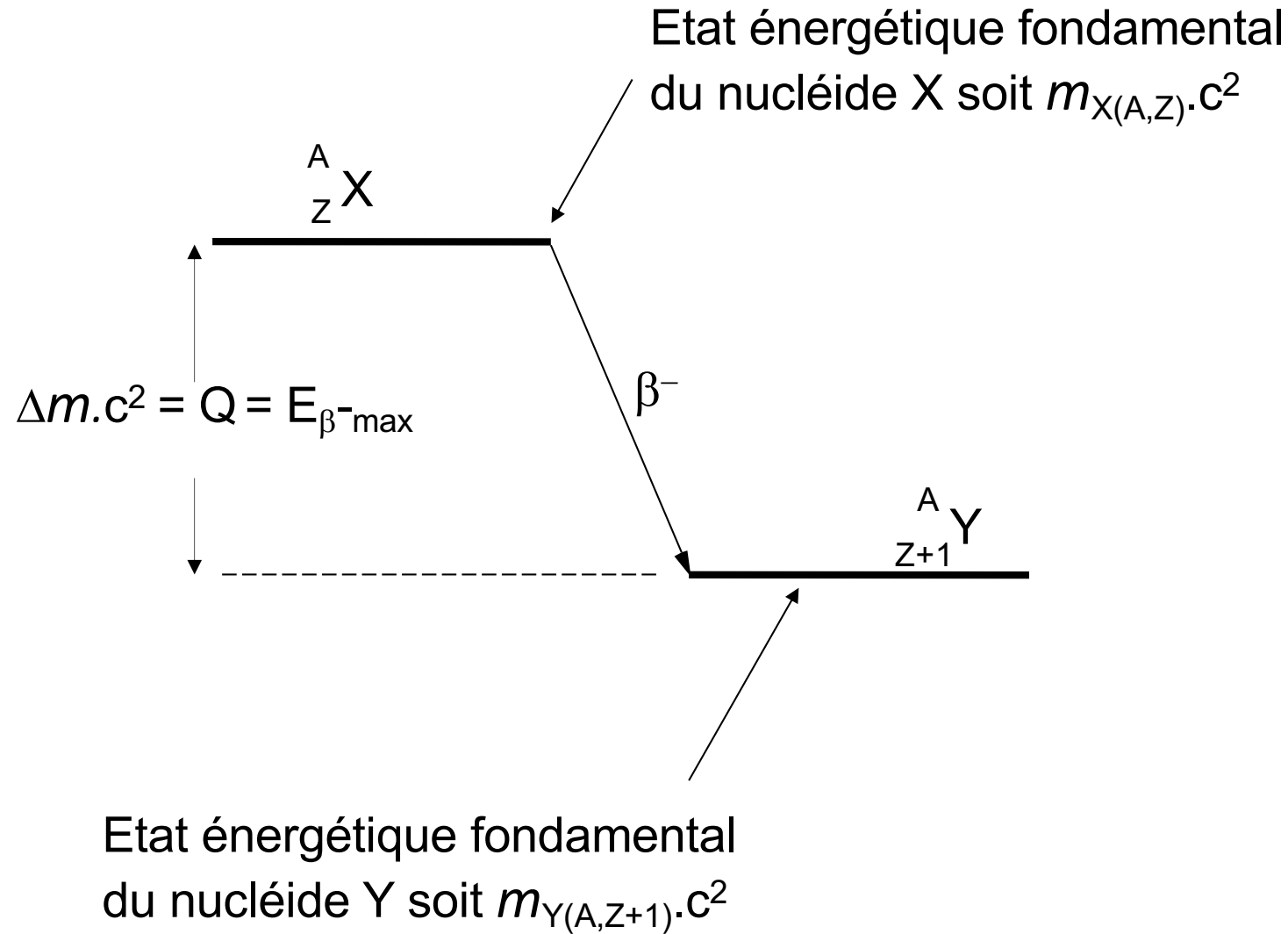
Sinon,

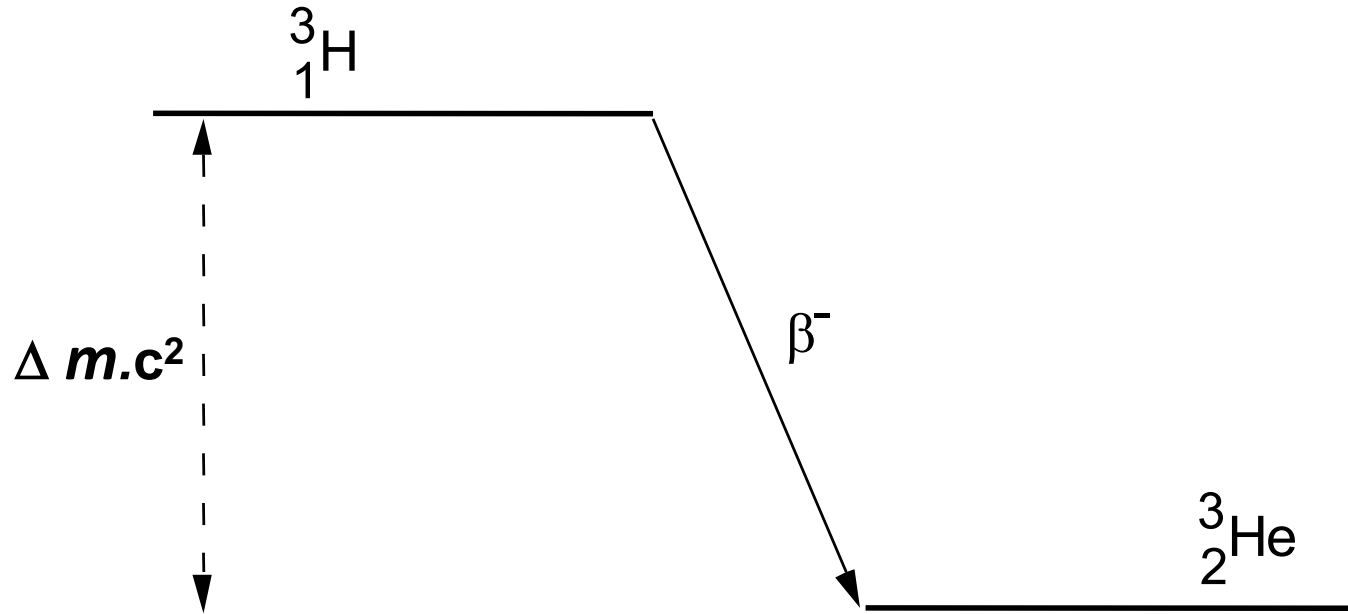
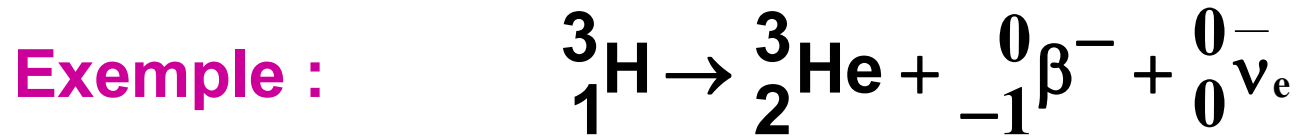
et

$$m_{X(A,Z)} \cdot c^2 = m_{Y(A,Z+1)} \cdot c^2 + E_{\beta_{\max}^-} + E_{\gamma}$$

$$\Delta m \cdot c^2 = Q = E_{\beta_{\max}^-} + E_{\gamma}$$

Schéma de désintégration





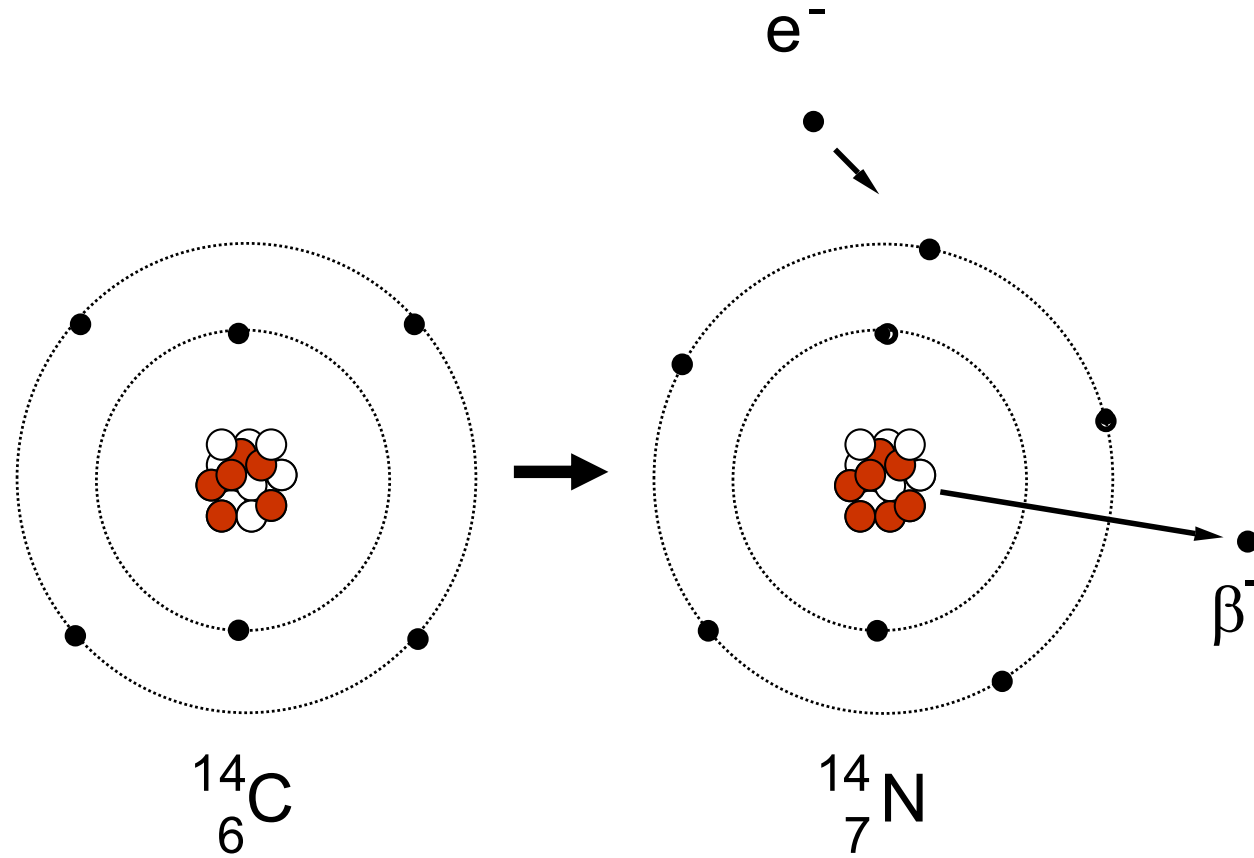
$$m({}^3\text{H}) = 3,01604927 \text{ u}$$

$$m({}^3\text{He}) = \underline{3,01602931 \text{ u}}$$

$$\Delta m = 0,00001996 \text{ u}$$

$$\Delta m.c^2 = Q = E_{\beta\text{max}}$$

$$E_{\beta\text{max}} = 0,00001996 \times 931,5 = \mathbf{0,0186 \text{ MeV (18,6 keV)}}$$



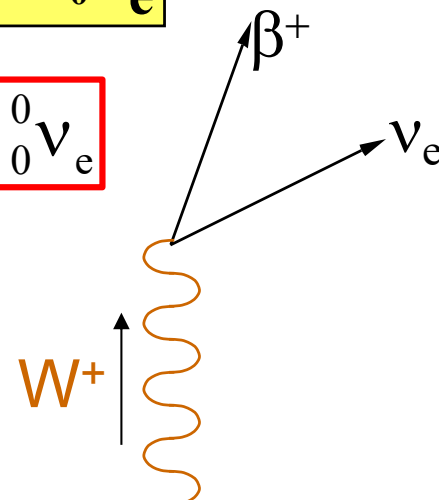
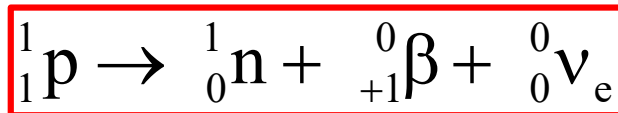
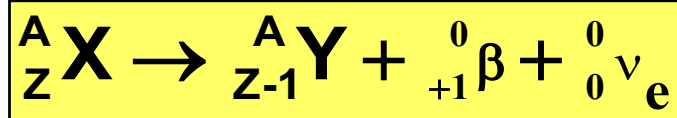
Désintégration β^-

2-2-2 Émission β^+

- La particule β^+ , ou positon, est l'antiparticule de l'électron
- Instabilité nucléaire due à un excès de protons.

Mécanisme

Par interaction faible, un proton se transforme en un neutron avec émission d'une particule β^+ et d'un ν_e



Désintégration β^+
Interaction faible

Energie mise en jeu lors de l'émission β^+

La transformation d'un nucléide X (dans son état fondamental) en un nucléide Y (dans son état fondamental) met en jeu une énergie $\Delta m \cdot c^2$ (conservation de l'énergie totale).

➤ Bilan énergétique à l'échelle du noyau

$$M_{X(A,Z)} \cdot c^2 = \left[M_{Y(A,Z-1)} + m_{\beta^+} + m_{\nu_e} \right] c^2 + Q_{\beta^+} \quad (2)$$

Transformation possible si $Q_{\beta^+} > 0$

$$Q_{\beta^+} = \left[M_{X(A,Z)} - M_{Y(A,Z-1)} - m_{\beta^+} \right] c^2$$

car $m_{\nu_e} \approx 0$

L'énergie libérée est emportée en partie ou en totalité sous forme d'énergie cinétique par le β^+ et le ν_e de telle sorte que :

$$E_{\beta^+} + E_{\nu} = \text{cte}$$

Si $E_{\beta^+} = 0 \rightarrow E_{\nu} = \text{max}$ et si $E_{\nu} = 0 \rightarrow E_{\beta^+} = \text{max}$.

Pour une émission uniquement β^+ (sans émission γ) :

$$E_{\beta^+\max} = [M_{X(A,Z)} - M_{Y(A,Z-1)} - m_{\beta^+}] \cdot c^2$$

$E_{\beta^+\max}$, paramètre caractéristique d'une émission β^+

➤ Bilan énergétique à l'échelle de l'atome

En reprenant la relation (2) et en négligeant l'énergie de liaison des e^- :

$$[m_{X(A,Z)} - Zm_e] \cdot c^2 = [[m_{Y(A,Z-1)} - (Z-1)m_e] + m_{\beta^+}] \cdot c^2 + Q_{\beta^+}$$

$$Q_{\beta^+} = [m_{X(A,Z)} - m_{Y(A,Z-1)} - 2m_e] \cdot c^2$$

Soit

$$Q_{\beta^+} = \Delta m \cdot c^2 - 2m_e \cdot c^2$$

Pour qu'il y ait désintégration β^+ il faut que $Q_{\beta^+} > 0$

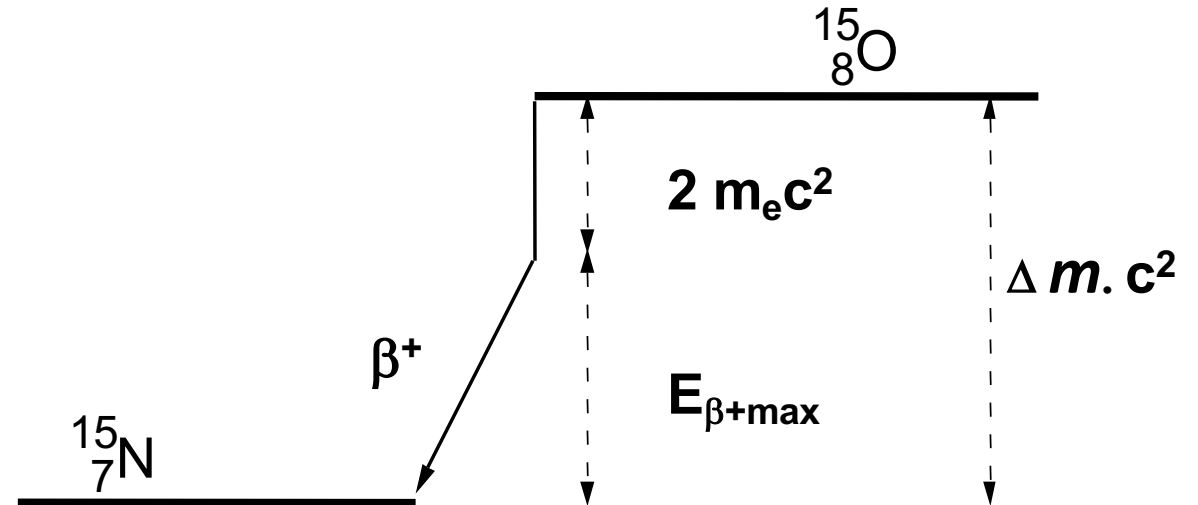
Ou
$$\Delta m > 1,022 \text{ MeV}/c^2$$

Pour une émission uniquement β^+ (sans émission γ) :

$$E_{\beta^+\max} = \Delta m \cdot c^2 - 2m_e \cdot c^2$$

Sinon,
$$\Delta m \cdot c^2 = E_{\beta^+\max} + 2m_e \cdot c^2 + E_\gamma$$

Exemple de schéma de désintégration



$$m {}^{15}\text{O} = 15,003070 \text{ u}$$

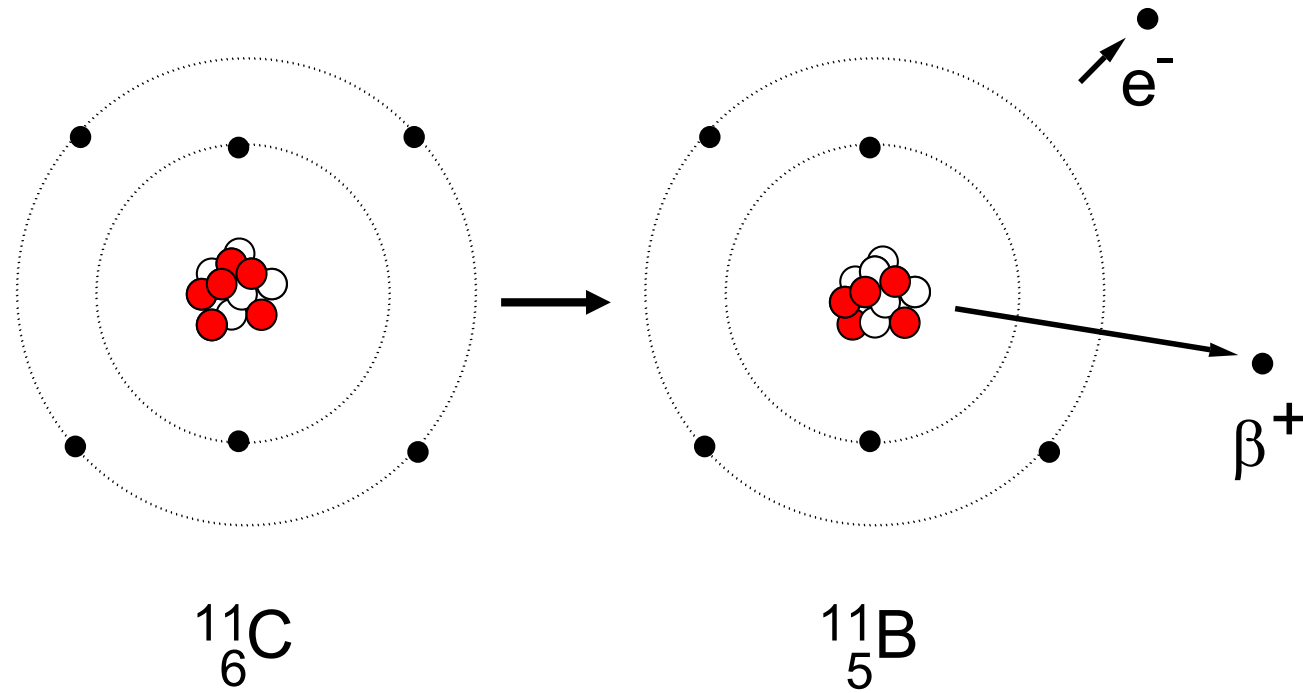
$$m {}^{15}\text{N} = \underline{15,000109 \text{ u}}$$

$$\Delta m = 0,002961 \text{ u}$$

$$\Delta m \cdot c^2 = 0,002961 \times 931,49 \text{ soit } 2,758 \text{ MeV}$$

$$2 m_e \cdot c^2 = 2 \times 5,4858 \cdot 10^{-4} \times 931,5 \text{ soit } 1,022 \text{ MeV}$$

$$E_{\beta^+\text{max}} = 2,758 - 1,022 = 1,736 \text{ MeV}$$



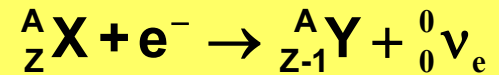
Désintégration β^+

2-2-3 Capture électronique (C.E.)

Comme dans l'émission β^+ , le noyau a trop de protons.

Mécanisme

Par interaction faible, un **proton** se transforme en un **neutron** par capture d'un électron du cortège électronique et émission d'un neutrino ν_e .



➤ Energie mise en jeu lors de la capture électronique

➤ Bilan énergétique à l'échelle du noyau

$$M_{X(A,Z)} \cdot c^2 + m_e \cdot c^2 + E_\ell = [M_{Y(A,Z-1)} + m_\nu] \cdot c^2 + Q_{CE}$$

E_ℓ = énergie nécessaire à la capture électronique

L'énergie libérée est emportée par ν_e .

Avec $m_\nu \sim 0$:

$$Q_{CE} = [M_{X(A,Z)} - M_{Y(A,Z-1)}] \cdot c^2 + m_e \cdot c^2 + E_\ell$$

➤ Bilan énergétique à l'échelle de l'atome

$$Q_{CE} = [(m_{X(A,Z)} - Zm_e) - (m_{Y(A,Z-1)} - (Z-1)m_e)]c^2 + m_e c^2 + E_\ell$$

$$Q_{CE} = \Delta m \cdot c^2 + E_\ell$$

↳ Conditions énergétiques de C.E. :

$$Q_{CE} \geq 0 \quad \text{soit} \quad \Delta m \cdot c^2 \geq |E_e|$$

Probabilité de capture électronique K > L > M ...

Ex : ^{51}Cr $P_K = 89,5 \%$
 $P_L = 9,2 \%$
 $P_M = 1,3 \%$

La C.E. prédomine pour les atomes lourds.

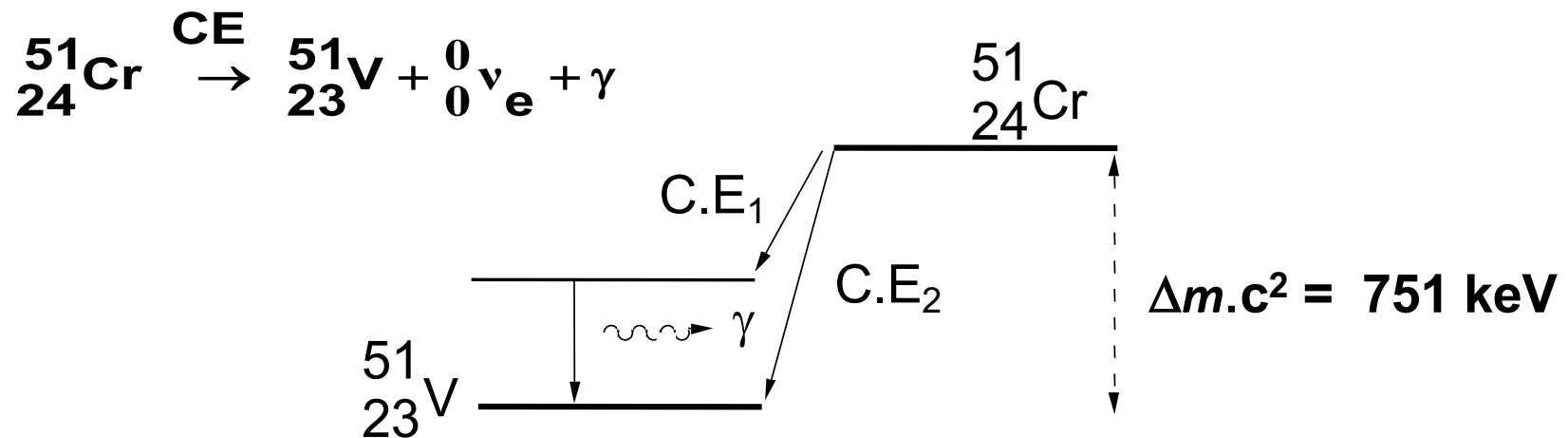
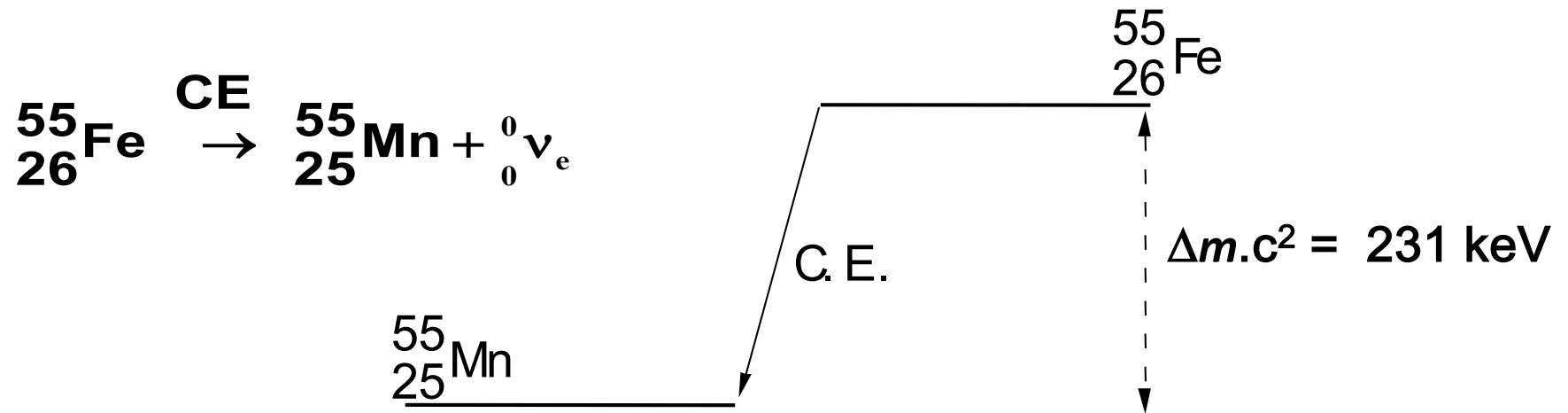
➤ Si énergie disponible > 1,022 MeV → compétition entre CE et β^+

Ex : ^{58}Co C.E. = 15 % $\beta^+ = 85 \%$

Ex : ^{194}Au C.E. = 97 % $\beta^+ = 3 \%$

➤ Si l'énergie disponible < 1,022 MeV → seule CE est possible.

Exemples de schéma de désintégration

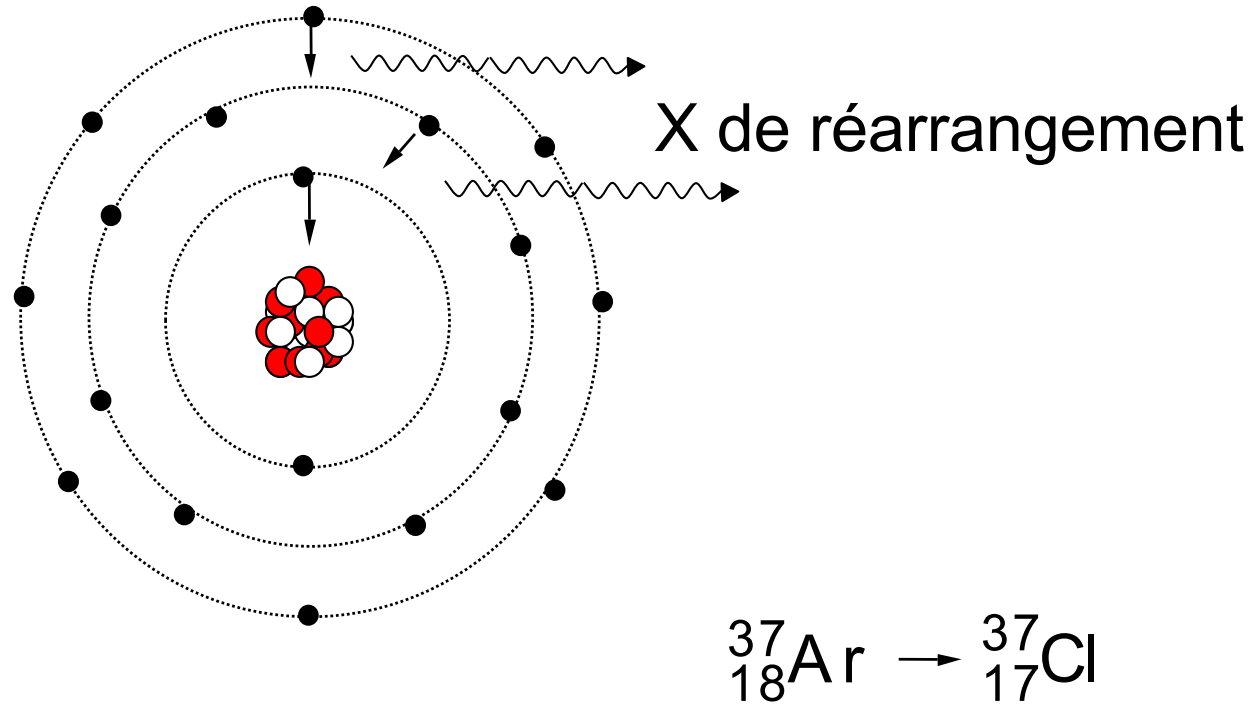


Emissions secondaires

- Capture d'un électron \Rightarrow « trou dans la couche correspondante »
 \Rightarrow réarrangement électronique \Rightarrow transition électronique (ΔE)
= émission d'un **photon X** ($\Delta E = h\nu$), caractéristique de la transition, donc de l'élément Z-1 (K_α , K_β , L_α ...).

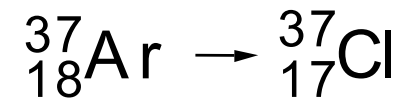
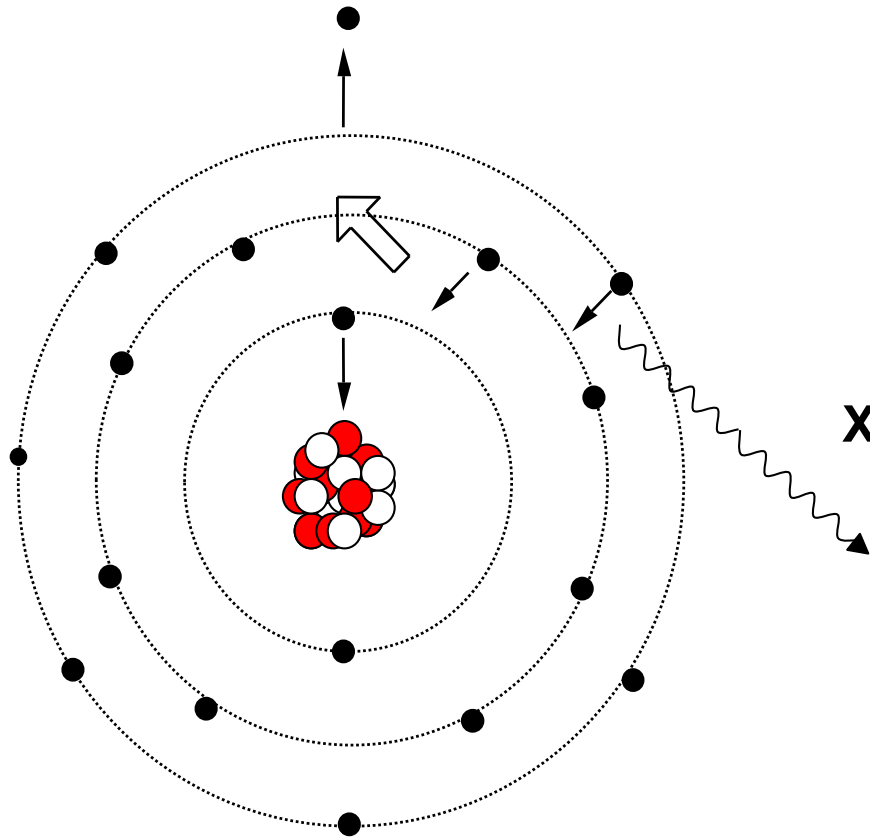
- Transfert d'énergie (ΔE) à un électron des couches supérieures
= émission d'un **électron AUGER** monoénergétique :

$$E_{c_e} = \Delta E - E_i$$



Désintégration par capture électronique
(émission photonique secondaire à une capture K)

e^- Auger



Désintégration par capture électronique
(émission Auger secondaire à une capture K)

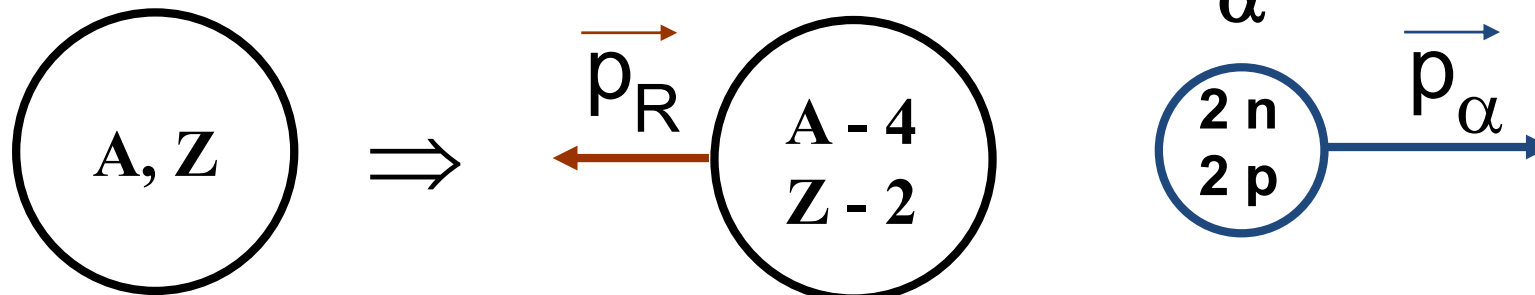
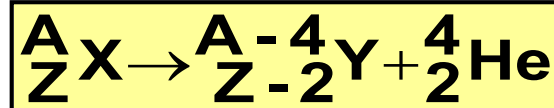
2-3 Transformations par partition

Les noyaux lourds sont susceptibles de se scinder en 2 ou plusieurs noyaux par interaction forte

2-3-1 Émission α

- Ne survient que pour **des noyaux lourds** ... au dessus du plomb ($Z > 82$)
- Particule α = noyau de ${}^4\text{He}$ avec 2 n et 2 p
- Transformation d'un élément Z en un élément Z-2

➤ Mécanisme



Noyau parent
Lourd instable

Noyau descendant

${}^4\text{He}$

Conditions énergétiques de l'émission α

➤ Bilan énergétique

$$m_{\substack{A \\ Z}}X \cdot c^2 = m_{\substack{A-4 \\ Z-2}}Y \cdot c^2 + m_{\substack{4 \\ 2}}\text{He} \cdot c^2 + Q_{\alpha}$$

Q_{α} = énergie mise en jeu lors de la transformation



$$\Delta m \cdot c^2 = m_{\text{He}} c^2 + Q_{\alpha} \quad \rightarrow \quad \text{émission } \alpha \text{ possible si } Q_{\alpha} > 0$$

$$\text{avec } Q_{\alpha} = E_{\text{R}} + E_{\alpha} \quad \text{ou} \quad Q_{\alpha} = E_{\text{R}} + E_{\alpha} + E_{\gamma}$$

$$Q_{\alpha} = E_{\alpha} [1 + (m_{\alpha} / m_{\text{R}})] + E_{\gamma}$$

m_{R} = masse du noyau de recul

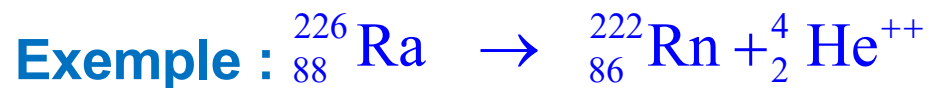
➤ Distribution de l'énergie entre particule α et noyau Y

- Répartition de Q_{α} entre les 2 noyaux :

$$Q_{\alpha} = E_{\alpha} + E_{\text{R}} = \frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2 + \frac{1}{2} m_{\text{R}} v_{\text{R}}^2$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

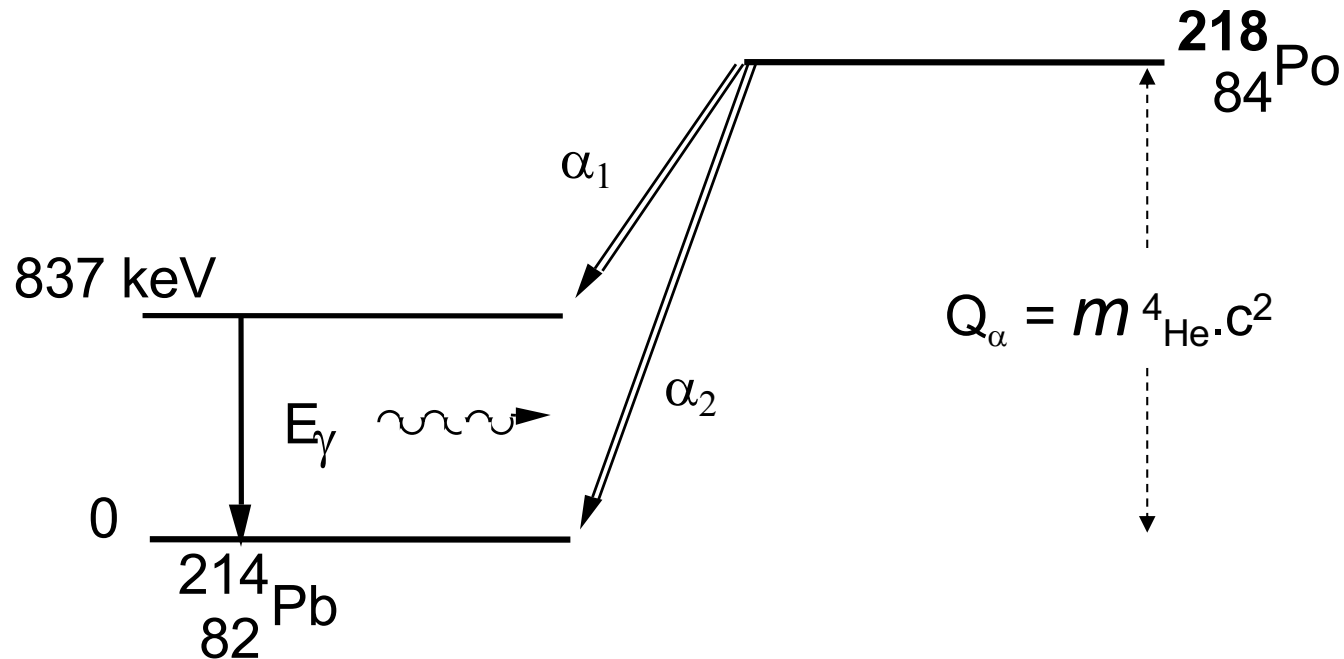
$$0 = \vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_{\text{R}} \quad \Leftrightarrow \quad m_{\alpha} v_{\alpha} = m_{\text{R}} v_{\text{R}} \quad \Leftrightarrow \quad m_{\alpha} E_{\alpha} = m_{\text{R}} E_{\text{R}}$$



La particule α emporte M_{R}/m_{α} fois plus d'énergie que le noyau Y

Soit $222/4 = 55,5$ fois plus dans le cas du ${}^{226}\text{Ra}$

Exemple de schéma de désintégration par émission α



2-3-2 Fission spontanée

N'intervient que pour certains noyaux lourds.

Le noyau se scinde généralement en 2 noyaux de masse différente et émission de neutrons.

Ex : ^{235}U , ^{238}U , ^{252}Cf

2- 4 Transformations isomériques

A et Z ne varient pas. Seul change l'état énergétique du noyau
Désexcitation nucléaire après une étape de désintégration

2- 4- 1 Émission γ spontanée

2- 4- 2 Isomères métastables

2- 4- 3 Conversion interne

L'énergie de désexcitation nucléaire ΔE est directement transférée à un électron du cortège électronique de l'atome.

↳ **émission d'un électron de conversion mono-énergétique.**

$$E_{Cl} = \Delta E - E_i$$

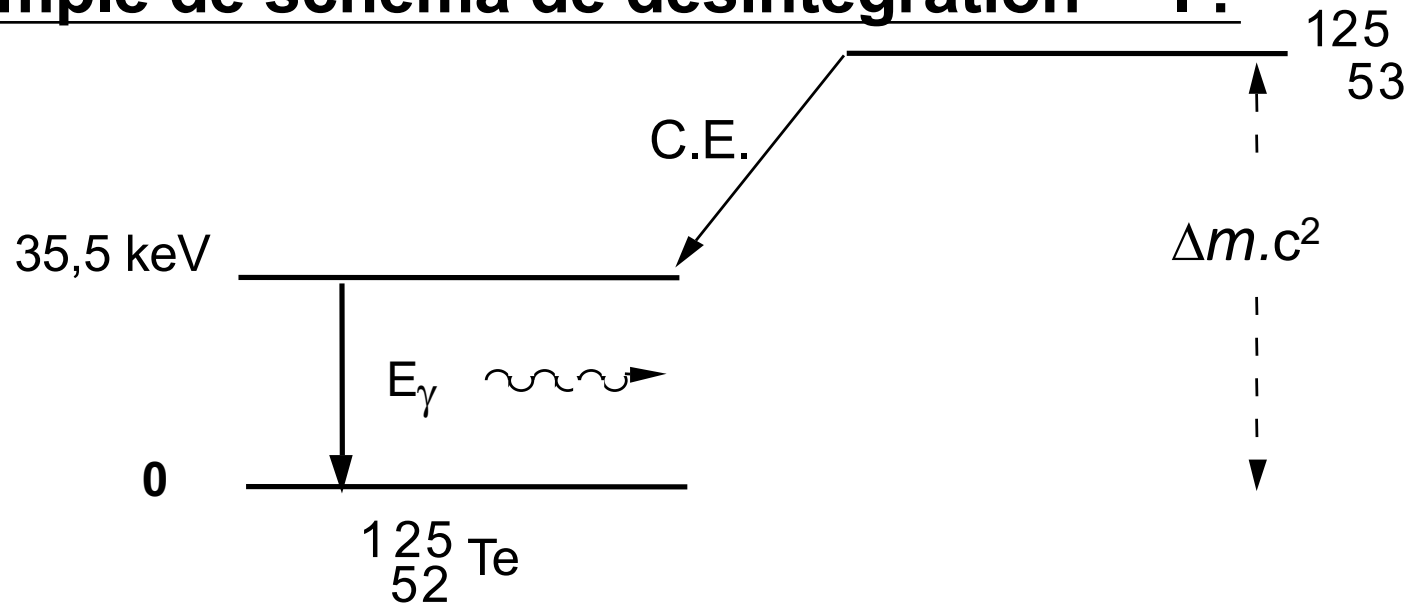
E_i = énergie d'ionisation

⇒ réarrangement du cortège électronique avec émission de photons X caractéristiques (du noyau final) et d'électrons Auger.

(l'émission d'un électron de conversion est compensée par la capture d'un électron libre du milieu pour maintenir la neutralité électrique de l'atome)

- Coefficient de conversion interne = N_e/N_γ
- Compétition entre les processus de désexcitation

Exemple de schéma de désintégration ^{125}I :



Photons	γ	$E_\gamma = 35,5 \text{ keV}$	6,7 %	
Electrons de conversion		$E_{i(\text{Te})}$	E_{Cl}	%
	ec_K	31,8 keV	3,7 keV	79,3 %
	ec_L	4,6 keV	30,9 keV	10,7 %
	$ec_{M,N,O\dots}$	$\sim 0,5 \text{ keV}$	35 keV	3,3 %
			100,0 %	

3 - Décroissance radioactive

3 - 1 Constante radioactive

La désintégration spontanée des noyaux radioactifs est un **phénomène aléatoire**

Soit une population N_t de noyaux radioactifs d'un même isotope présents au temps t , dN = nombre de noyaux radioactifs qui se désintègrent pendant l'intervalle de temps dt :

$$dN = -\lambda \cdot N_t \cdot dt$$

λ = constante radioactive en s^{-1} , caractéristique d'un radionucléide

λ = **probabilité** de désintégration d'un noyau radioactif **par unité de temps** :

λ indépendante des conditions physiques et chimiques.

$$\lambda = -\frac{dN/N_t}{dt}$$

Ex : $\lambda (^{15}\text{O}) = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

\Rightarrow la probabilité pour un noyau de ^{15}O de se désintégrer en une seconde est de 0,564 %.

3 - 2 Loi de décroissance radioactive

$$dN = -\lambda \cdot N_t \cdot dt$$

Soit

$$\frac{dN}{N_t} = -\lambda \cdot dt$$

En intégrant

$$\ln N_t = -\lambda \cdot t + cte$$

À $t = 0$, $N_t = N_0$

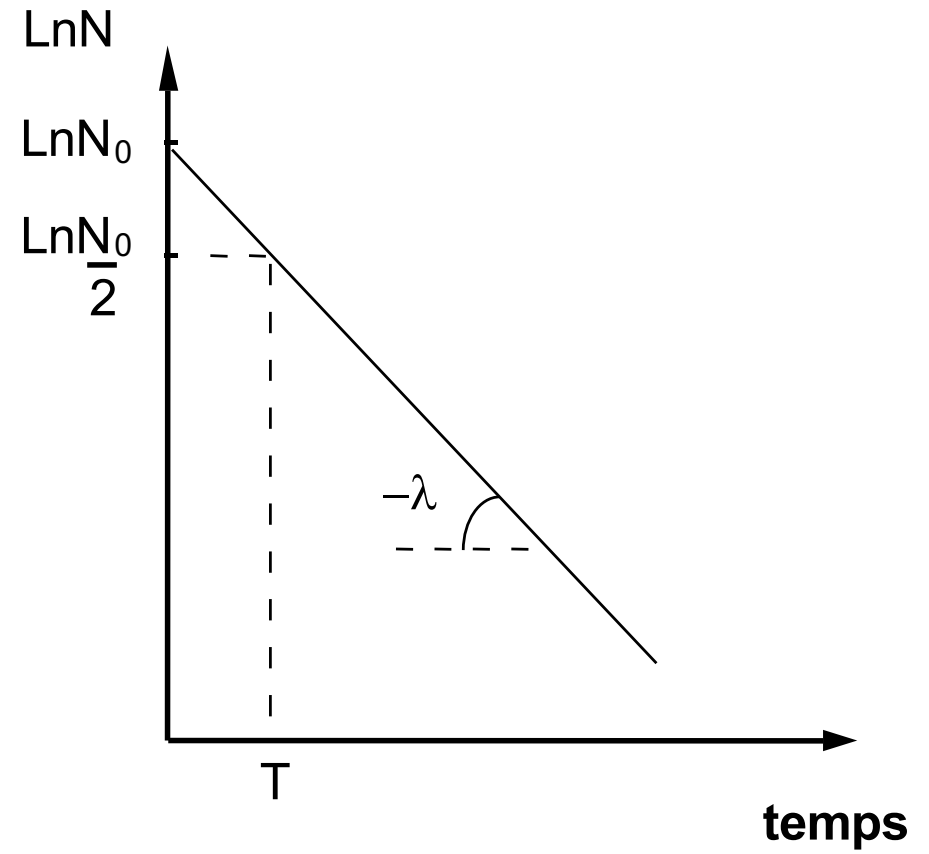
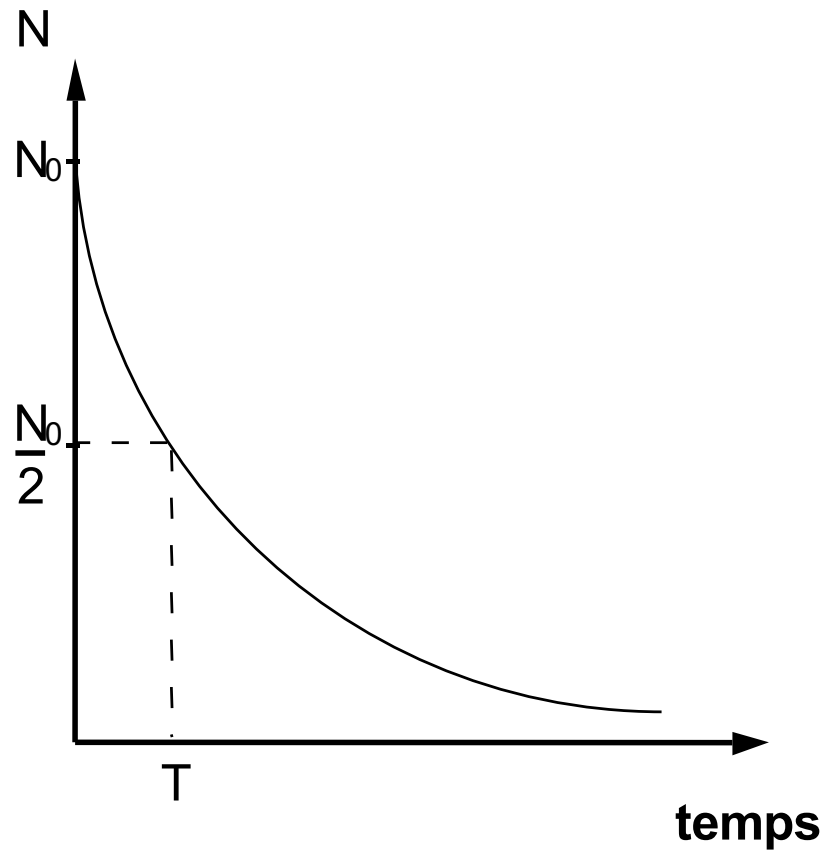
$$\Rightarrow cte = \ln N_0$$

D'où

$$\ln N_t = -\lambda \cdot t + \ln N_0$$

Et

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$



Décroissance radioactive

3 - 3 Période radioactive

La période radioactive, ou demi-vie, est le temps au bout duquel le nombre de noyaux d'une population d'un radionucléide donné a diminué de moitié.

Si au temps t_0 \Rightarrow N_0
 Pour $t = T$ (ou $T_{1/2}$) \Rightarrow $N_t = N_0/2$
 T exprimée en s dans le SI

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda \cdot T} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot T} \quad \rightarrow \quad \boxed{\ln 2 = \lambda \cdot T}$$

On définit également la vie moyenne :

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

Ex: ^{11}C $T = 20,4 \text{ min}$
 $\lambda = 0,034 \text{ min}^{-1}$
 $\tau = 29,4 \text{ min}$

La période radioactive T est le paramètre le plus utilisé.

<u>Ex :</u>	^{13}N	$T = 10 \text{ min}$	^{60}Co	$T = 5,27 \text{ ans}$
	^{111}In	$T = 2,83 \text{ jours}$	^{14}C	$T = 5730 \text{ ans}$
	^{125}I	$T = 2 \text{ mois}$	^{40}K	$T = 1,28 \cdot 10^9 \text{ ans}$

La loi de décroissance radioactive peut s'écrire sous la forme :

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda t} = N_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{t/T} = N_0 \cdot \frac{1}{2^n}$$

Avec $n = t / T$

Au bout de $6,6 T$	\Rightarrow	$N/N_0 = 1\%$
$10 T$	\Rightarrow	$N/N_0 \sim 1/1000$
$20 T$	\Rightarrow	$N/N_0 \sim 1/10^6$

3 - 4 Désintégration selon des modes multiples

Certains radionucléides ont plusieurs possibilités de se désintégrer.

Ex : ^{64}Cu se désintègre par β^+ , β^- et C.E.

Il possède 3 constantes radioactives partielles : λ_{β^+} , λ_{β^-} et λ_{CE}

Désintégration :

$$\beta^+ = 18\%$$

$$\beta^- = 45\%$$

$$\text{C.E.} = 37\%$$

$$\lambda_{\beta^+} = 9,82 \cdot 10^{-3} \text{ h}^{-1}$$

$$\lambda_{\beta^-} = 2,46 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

$$\lambda_{\text{CE}} = 2,02 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$$

Total : $\lambda (^{64}\text{Cu}) = 5,46 \cdot 10^{-2} \text{ h}^{-1}$

$$\lambda = \sum_i \lambda_i$$

Ce résultat s'applique également en biologie où au lieu d'une désintégration multiple, on a une élimination multiple en raison de l'élimination du radioélément par les voies du métabolisme.

On définit la période effective : $1/T_{\text{eff}} = 1/T_{\text{phys}} + 1/T_{\text{biol}}$

Ex : Iode 131 $T_{\text{phys}} = 8 \text{ j}$ et $T_{\text{biol}} = 30 \text{ j} \rightarrow T_{\text{eff}} = 6,32 \text{ jours}$

3 - 5 Définition de l'activité

Par définition l'activité A_t représente le nombre de transformations nucléaires spontanées d'un radionucléide par unité de temps. C'est la valeur absolue du rapport dN/dt .

$$A_t = \left| \frac{dN}{dt} \right| = - \frac{dN}{dt}$$

et

$$A_t = \lambda \cdot N_t$$

avec

$$N_t = \frac{m \cdot N_A}{M_A}$$

Activité exprimée en Bq (becquerel) ou s^{-1}

Le curie (Ci) = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq ne doit plus être utilisé (hors SI)

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

en multipliant par λ

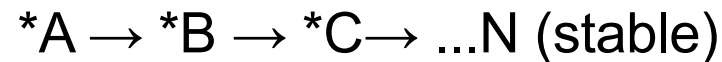
$$\lambda \cdot N_t = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

soit

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

4 - Filiations radioactives

Certains radionucléides se désintègrent en donnant des noyaux également radioactifs, et ainsi de suite = **filiation radioactive**



Cas de 3 nucléides en filiation:

$*(1) \rightarrow *(2) \rightarrow (3)$ avec 1 et 2 : radioactifs et 3 : stable

A t_0 , on a $N_{1(0)}$, $N_{2(0)}$, $N_{3(0)}$

$$\text{A l'instant } t, \text{ on a } \left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 \quad (1) \\ \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 \quad (2) \\ \frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 \cdot N_2 \quad (3) \end{array} \right.$$

Calcul de $N_1(t)$

(1) s'écrit

$$N_1(t) = N_1(0) \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \quad (4)$$

Expression de $N_2(t)$

$$N_{2(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(0)} \cdot \left[e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t} \right] + N_{2(0)} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \quad (5)$$

Dans le cas où au temps $t = 0$, seule la substance 1 est présente

$$N_{2(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(0)} \cdot \left[e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t} \right] \quad (6)$$

Et en multipliant par λ_2 on obtient :

$$A_{2(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot A_{1(0)} \cdot \left[e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t} \right] \quad (7)$$

Pas de calcul de $N_3(t)$.

On remarquera qu'à tout instant : $N_1(t) + N_2(t) + N_3(t) = N_1(t_0)$

Cas général

$N_2(t)$ passe par un maximum et la relation (2) s'annule

Pour $t = t_M \rightarrow$ activité de (1) = activité de (2) \rightarrow $\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2$

👉 Calcul de t_M

↪ Dérivation de (6) par rapport au temps

↪ Annulation de la dérivée

↪ $t = t_M$

$$\frac{dN_{2(t)}}{dt} = \frac{d\left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(0)} \cdot \left[e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}\right]\right]}{dt}$$

soit

$$\frac{dN_{2(t)}}{dt} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(0)} \cdot \left[-\lambda_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + \lambda_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t}\right]$$

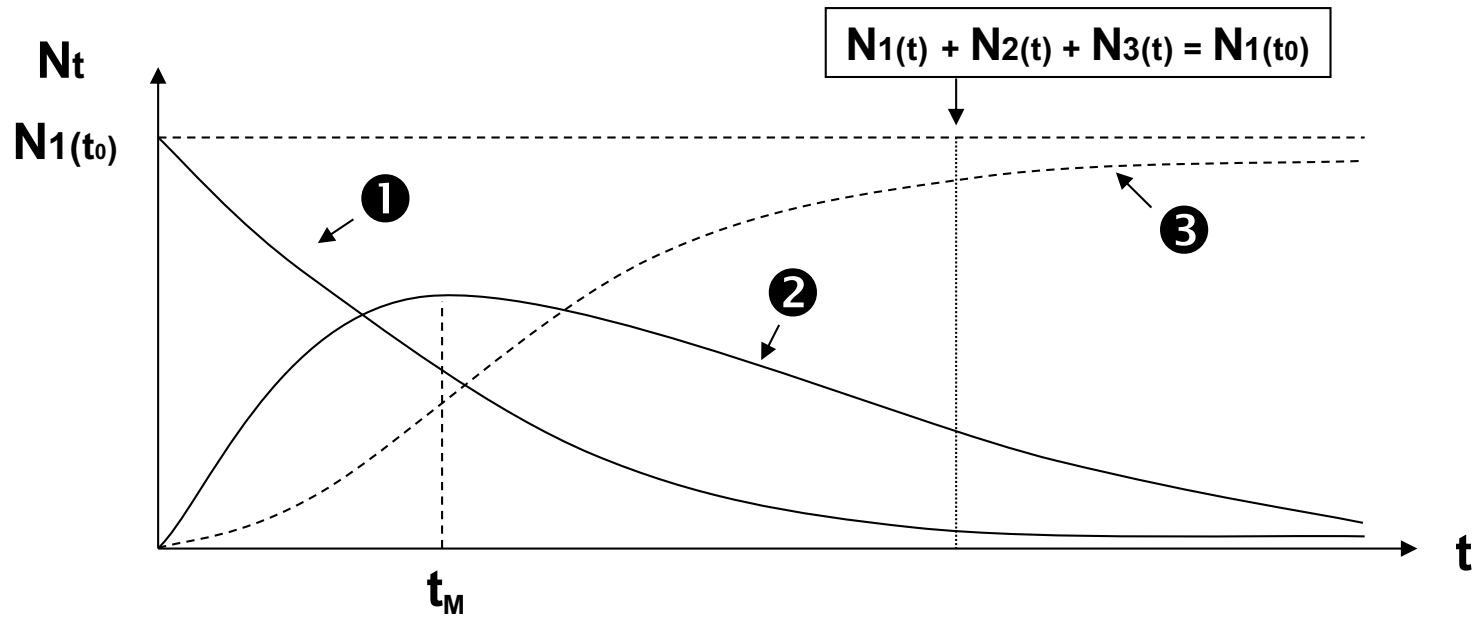
Annulons la dérivée :

$$\frac{dN_{2(t)}}{dt} = 0$$

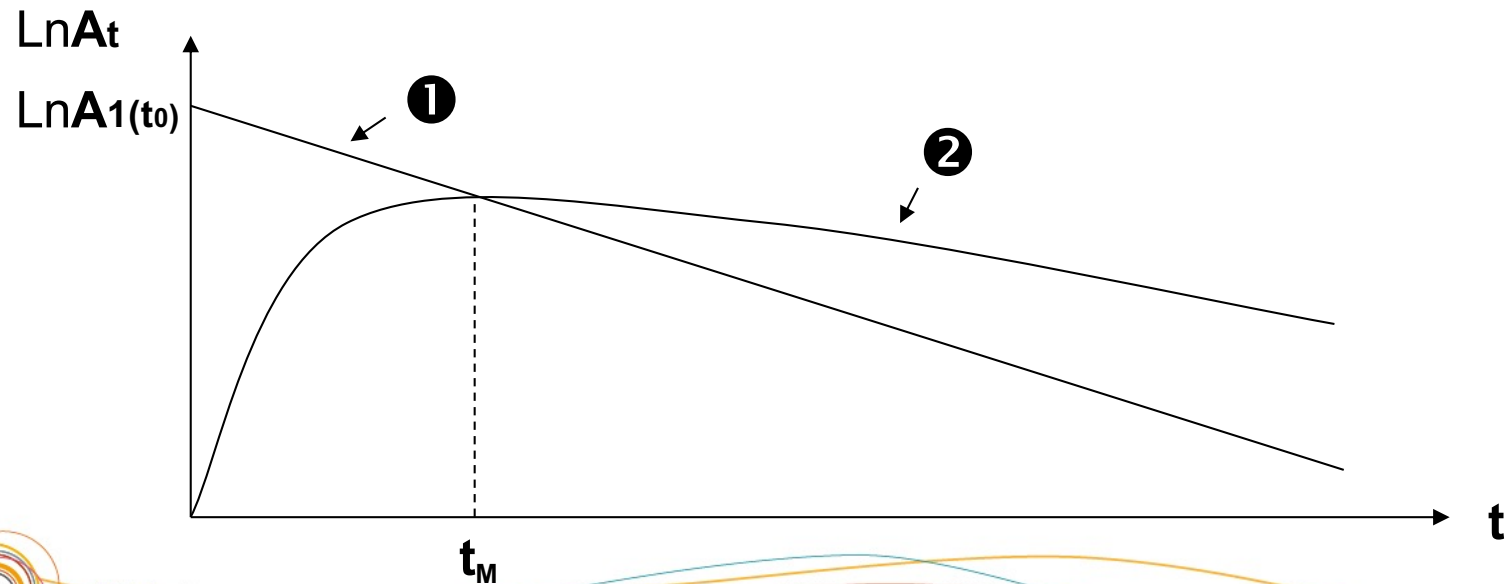
d'où $\lambda_1 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t_M} = \lambda_2 \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t_M}$ et $e^{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot t_M} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$

soit

$$t_M = \frac{\ln\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)}{(\lambda_2 - \lambda_1)}$$



Filiation radioactive : cas général



Filiation radioactive : cas général

➤ Cas particulier: $\lambda_1 < \lambda_2$ ou $(T_1 > T_2)$

Dans (6) quand $t \nearrow$, $e^{-\lambda_2 \cdot t}$ devient négligeable devant $e^{-\lambda_1 \cdot t}$

$$N_{2(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(0)} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \quad \text{ou} \quad N_{2(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1(t)}$$

soit

$$\frac{N_{2(t)}}{N_{1(t)}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \text{cte}$$

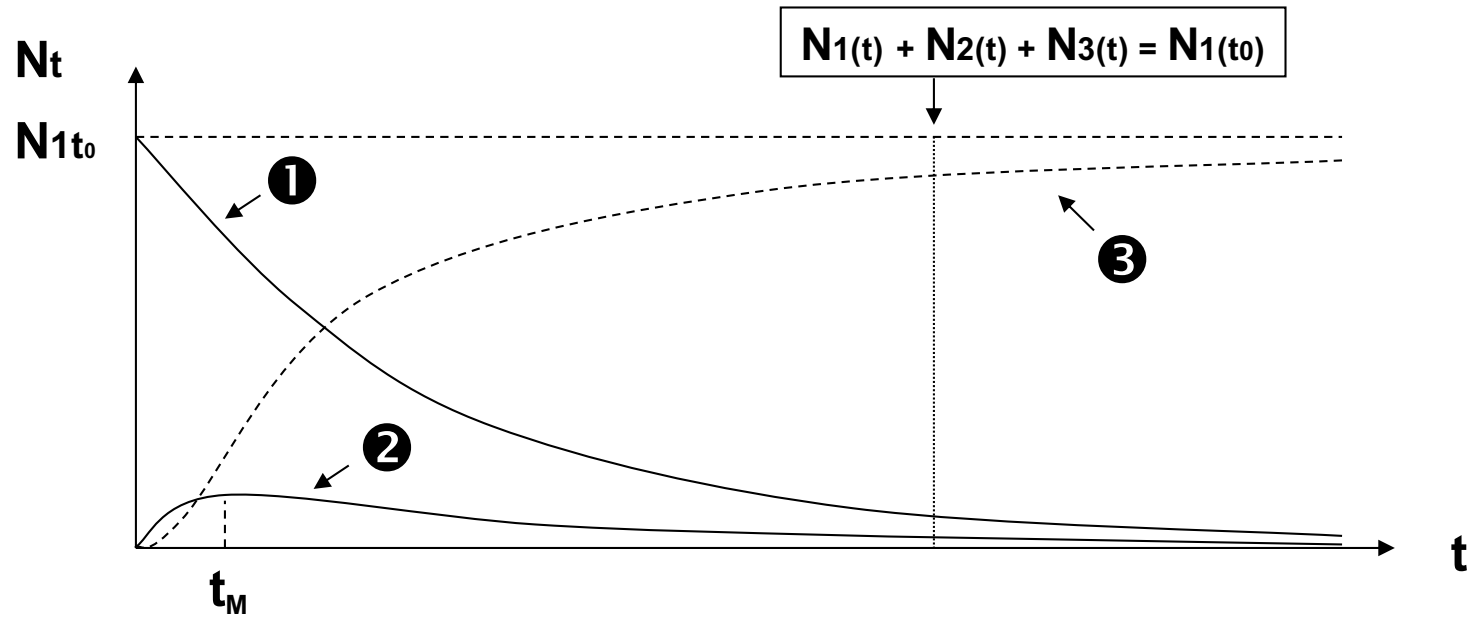
et en multipliant le numérateur et le dénominateur du premier membre de l'égalité par $\lambda_1 \cdot \lambda_2$

$$\frac{A_{2(t)}}{A_{1(t)}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \text{cte} \quad \Rightarrow \text{équilibre de régime}$$

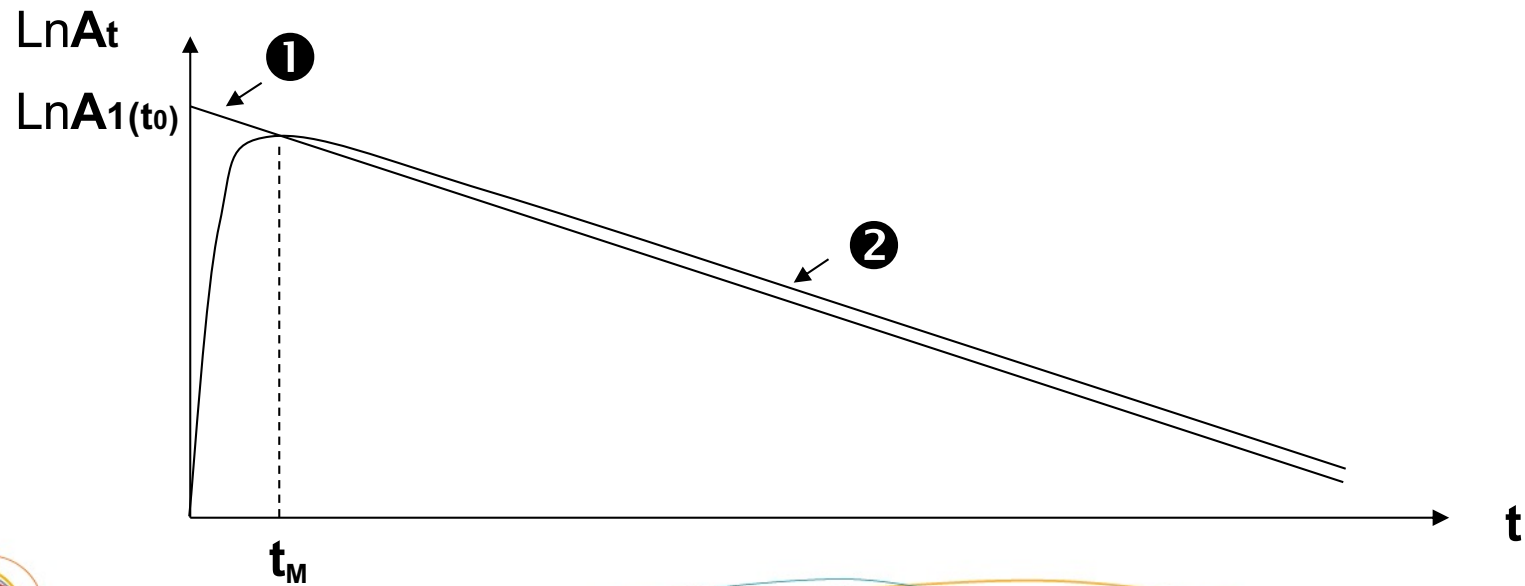
➤ En admettant que λ_1 est négligeable devant λ_2 ($\lambda_1 \ll \lambda_2$ ou $T_1 \gg$

T_2)

$$\frac{N_{2(t)}}{N_{1(t)}} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad \text{et} \quad A_{1(t)} \approx A_{2(t)} \quad \Rightarrow \text{équilibre séculaire}$$



Filiation radioactive : $T_1 \gg T_2$



Filiation radioactive : $T_1 \gg T_2$

👉 Les générateurs d'isotopes à vie courte

En médecine nucléaire, on utilise souvent des radionucléides (radiopharmaceutiques) de courte période, de façon à ne pas irradier inutilement les patients.

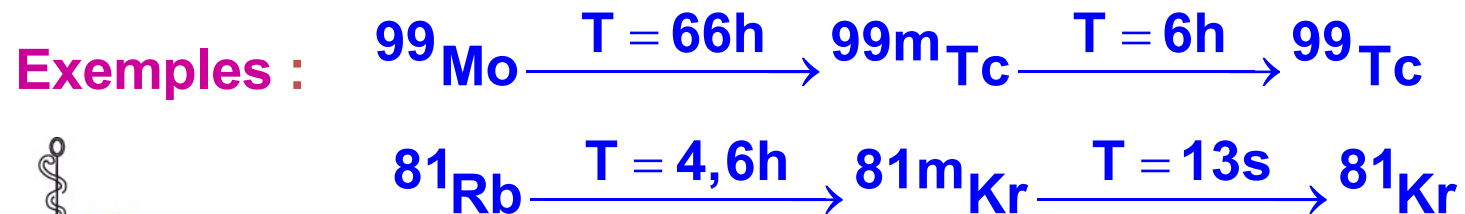
La durée de vie du radionucléide utilisé ne doit pas excéder :

- ⇒ la durée de l'examen (diagnostic)
- ⇒ la durée du traitement (thérapie).

Approvisionnement délicat car disparition du produit par désintégration pendant les étapes de préparation, de mise en forme, de contrôle de qualité et d'acheminement.

Solution intéressante : le générateur d'isotopes à vie courte.

⇒ filiation radioactive artificielle qui produit des radionucléides de courte période sur le site même d'utilisation.



4. Interaction des rayonnements particulaire avec la matière

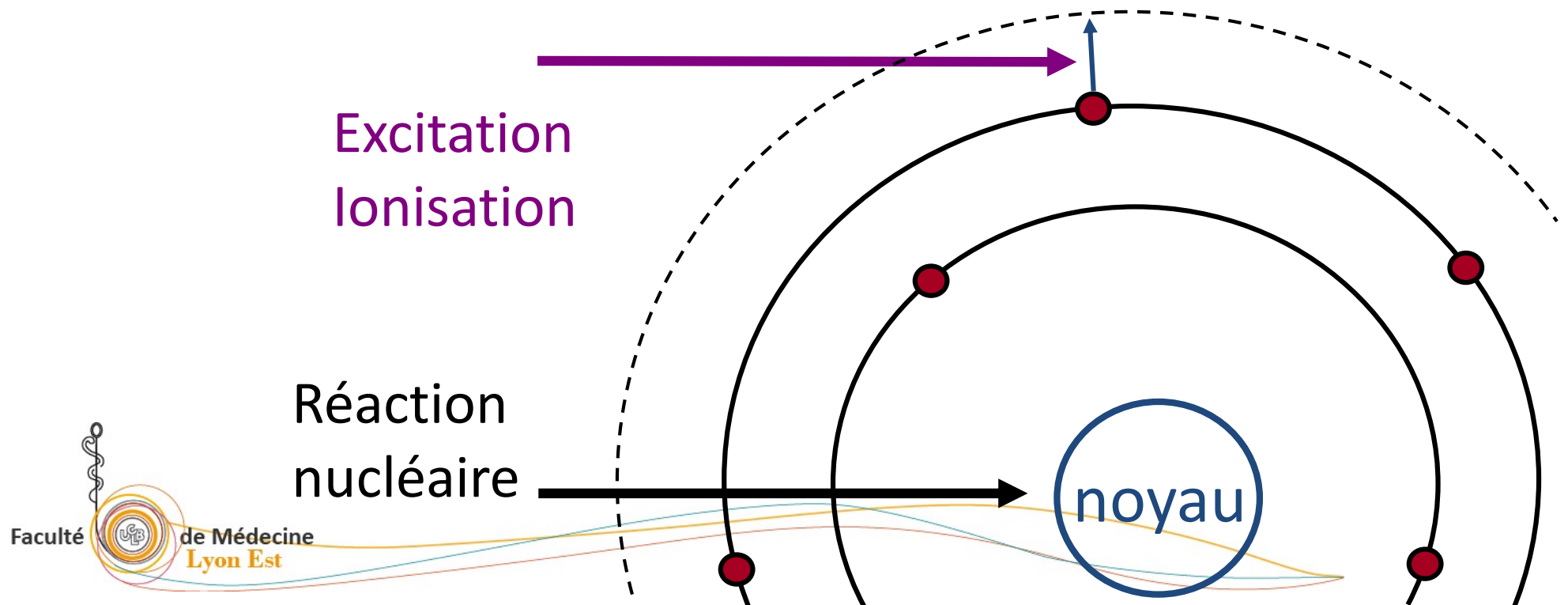
- Tout phénomène qui se produit lorsqu'un rayonnement traverse un milieu quel qu'il soit:
- **Rayonnement :**
 - particulaire (particules chargées ou non comme les neutrons)
 - électromagnétique
- **Milieu :** air, eau...
 - systèmes de détections → dosimétrie/imagerie
 - tissus biologiques → radiobiologie/radioprotection
- Aboutit à un échange d'énergie entre le rayonnement et la matière (dépôt d'énergie de la part du rayonnement)

Interaction des particules chargées lourdes

1. Phénomènes élémentaires (collisions)

Une particule chargée qui passe au voisinage d'un atome

- peut interagir
 - avec le cortège électronique de l'atome
 - avec le noyau de l'atome
- en lui conférant une énergie cinétique (ΔQ)



Interaction avec un électron de l'atome cible

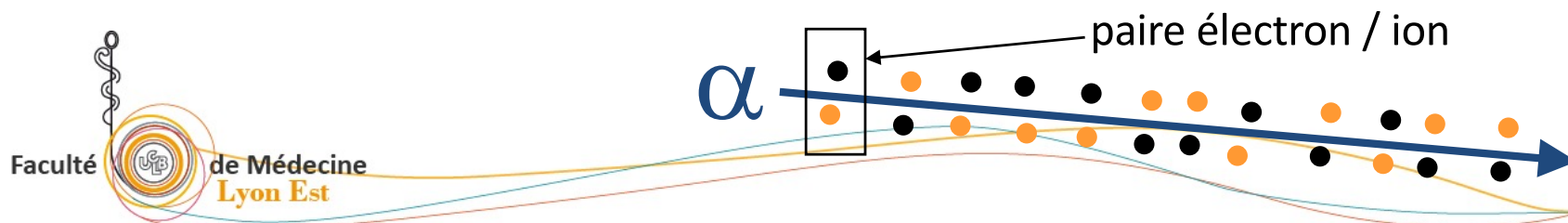
- Ionisation $\Delta E > E_{liaison}$
- Excitation $\Delta E < E_{liaison}$
- Thermique $\Delta E \ll E_{liaison}$

ex. Eau : $E_{ionis.} = 16 \text{ eV}$

Statistiquement: 3 excitations (16 eV) pour 1 ionisation (+ thermique)

→ 32 eV pour 1 ionisation en moyenne (air 34 eV)

Lorsque $E_C \gg E_L$: ionisations successives multiples



Pouvoir d'arrêt du milieu

- La perte d'énergie de la particule dans le milieu correspond au pouvoir d'arrêt linéique du milieu, définit par :

z : charge de la particule

m : masse de la particule

E : énergie de la particule

N : nombre d'électrons du milieu par unité de volume

$$-\frac{dE}{dx} \propto z^2 \frac{m}{E} N$$

L'énergie perdue par unité de longueur augmente donc :

- quand m augmente (arrêt plus simple)

- quand E diminue (parcours plus court)

- quand N augmente (plus haute probabilité d'interaction avec le milieu)

Pertes d'énergie des particules chargées lourdes

- **Transfert d'Énergie Linéique (TEL)**

Energie transférée par unité de longueur de trajectoire

$$TEL \propto (z/v)^2 \cdot nZ \quad \text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$$

Avec z = charge de la particule, $Z = n^\circ$ atomique du milieu, v = vitesse particule, n = nombre d'atomes de matière traversés par unité de volume

- **Densité Linéique d'Ionisation (DLI)**

$$DLI = TEL / \bar{W} \quad \text{ionisations} \cdot \mu\text{m}^{-1}$$

\bar{W} est l'énergie nécessaire moyenne pour provoquer une ionisation dans un milieu considéré

→ 32 eV pour l'eau (statistiquement 3 excitations pour 1 ionisation)

→ 34 eV pour l'air

Importance relative des interactions

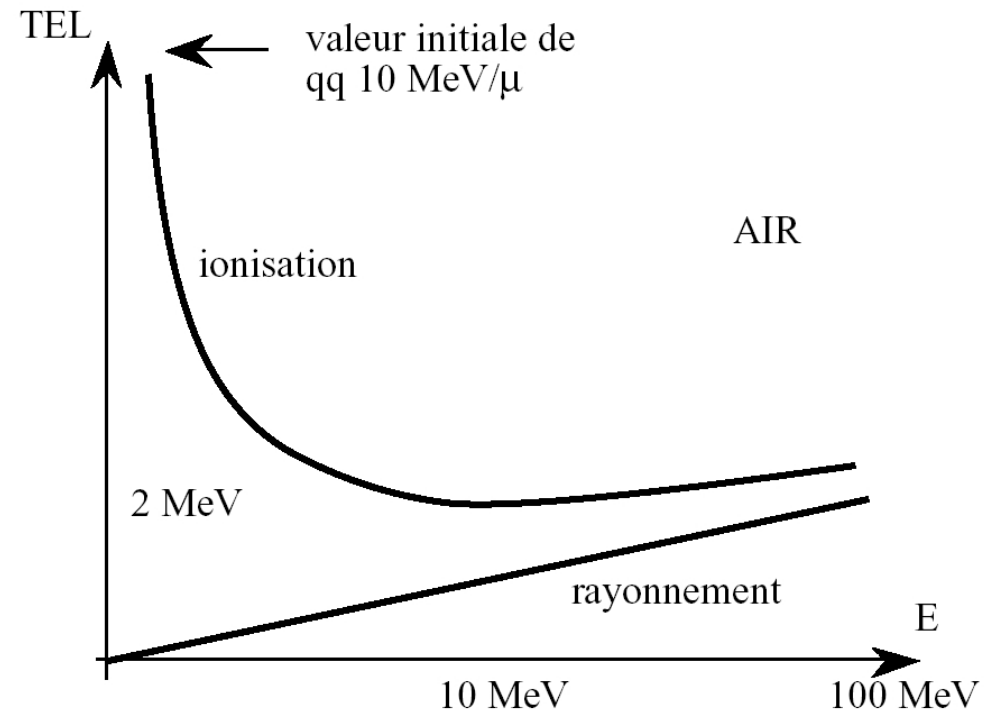
- La relation entre les TEL dus à l'ionisation (cortège électronique) et au rayonnement (noyau) est donnée par :

$$TEL_{\text{rad}} \cong \frac{Z \cdot E}{800} TEL_{\text{ion}}$$

Z : charge du noyau

E : énergie de la particule (en MeV)

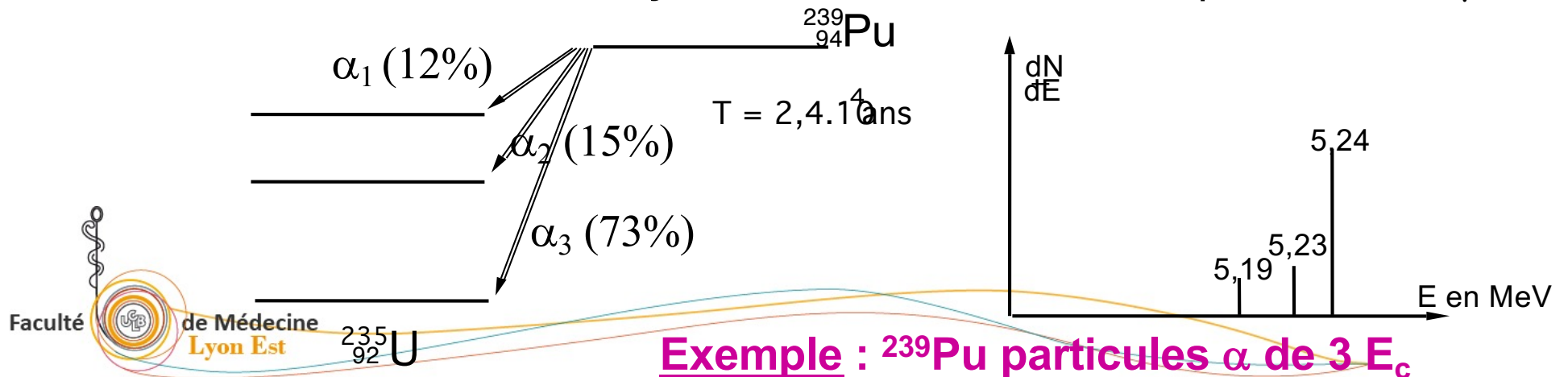
Dans l'eau (Z=8), un rayon de 1 MeV (très énergétique) ne produit donc que 1% du TEL par rayonnement



1 – Le rayonnement α

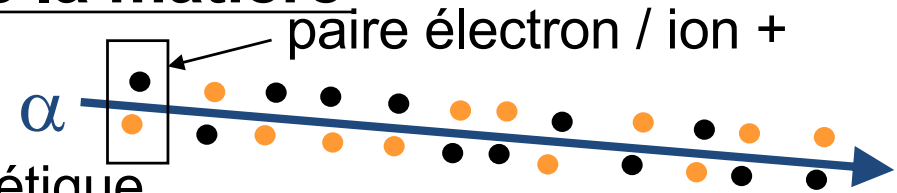
1-1 Principales caractéristiques

- constitué de particules = noyau de ^4He
- particules chargées = + 2 e
- particule de masse élevée ~ 4 u
- particules très stables
- particules émises avec vitesse $\leq 0,1$ c
- très énergétiques : de 4 à 8 MeV
- parcours fini qui augmente avec l'énergie (qq cm dans l'air et 0,03 mm dans tissus mous)
- parcours rectiligne
- très ionisantes de façon localisée : 1400 à 4500 paires d'ions/ μm



1-2 Interaction des α avec la matière

Trajectoires rectilignes dans la matière



1-3-2 Perte d'énergie cinétique

Interaction avec les électrons du milieu \Rightarrow très importante ionisation

Ionisation du milieu encore plus importante en fin de parcours

On appelle **transfert linéique d'énergie (TLE)** la quantité d'énergie cédée par unité de longueur : $TLE = -dE / dx$

$$TLE \propto (z/v)^2 \cdot nZ \quad \text{unité usuelle : keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$$

z charge de la particule, Z numéro atomique du milieu, v = vitesse,

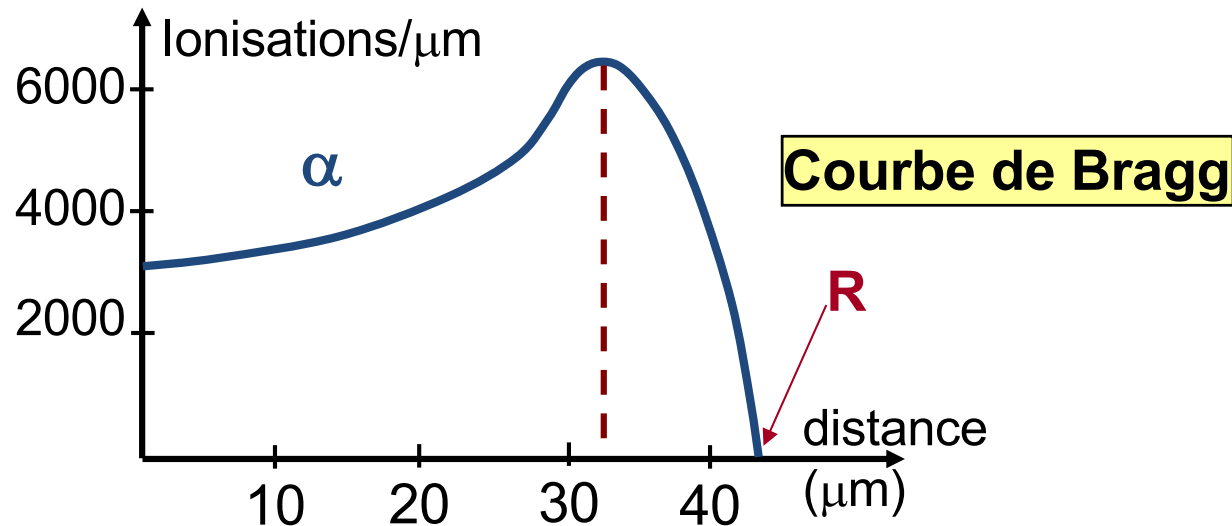
n = nombre d'atomes de matière traversée par unité de volume

On appelle **densité linéique d'ionisation (DLI)**, le nombre de paires d'ions créées par unité de longueur: $TLE = DLI \times \bar{w}$

\bar{w} = énergie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions dans le milieu (32 eV pour l'eau, statistiquement 3 excitations pour 1 ionisation et 34 eV pour l'air)

1-3 Parcours des particules α

- Particules chargées sont toutes arrêtées
- Comportement spécifique des particules chargées lourdes
- parcours = distance totale R



Ex: ^{218}Po

$E_{\alpha} = 5,3 \text{ MeV}$, TLE = $130 \text{ keV}/\mu\text{m}$

R dans l'eau (tissus) = $40 \mu\text{m}$, (R dans l'air = 40 mm)

Conséquences :

- Dans le cadre de l'irradiation externe il est facile de se protéger contre le rayonnement α (une feuille de papier suffit).
- En revanche, dans le cadre de l'irradiation interne, le danger est réel (cas du ^{222}Rn au niveau des alvéoles pulmonaires).

2 - Le rayonnement β

2-1 Principales caractéristiques

- constitué de particules : β^- = électron (e^-) et β^+ = positon (e^+)
- charge = $\pm e$
- masse = $0,511 \text{ MeV}/c^2$
- vitesse $\leq 0,8 c$

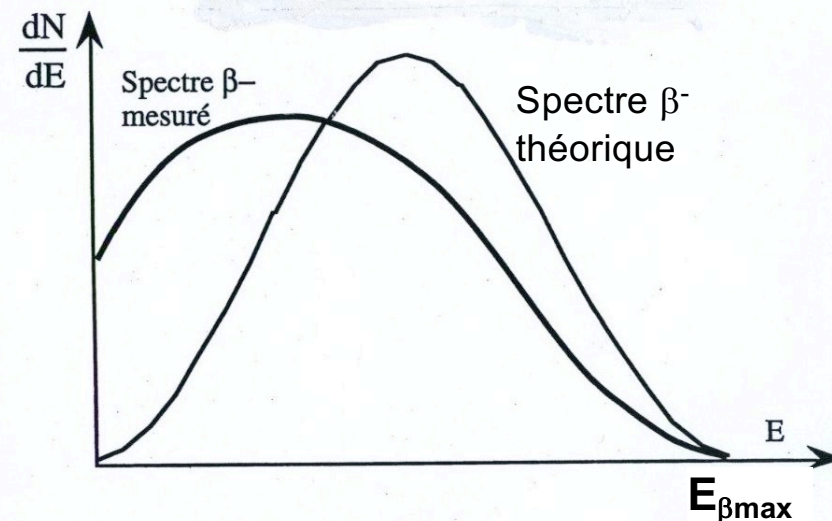
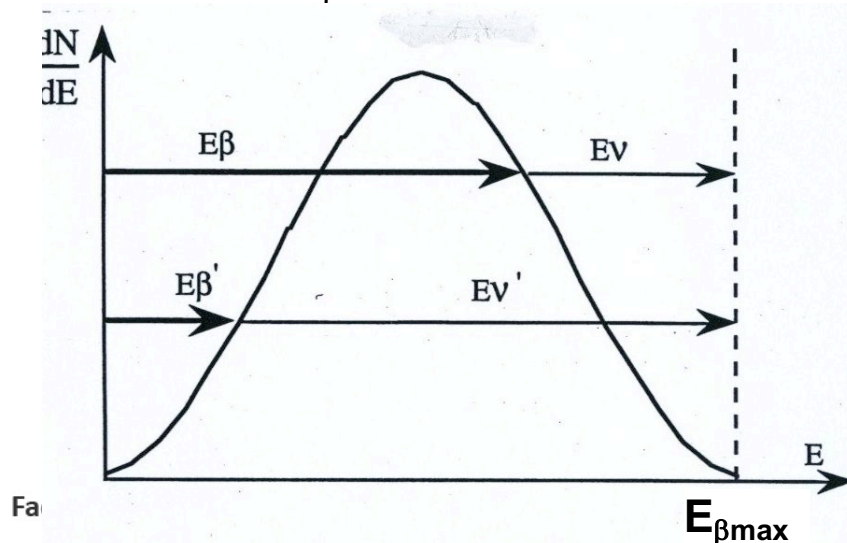
2-2 Spectre énergétique

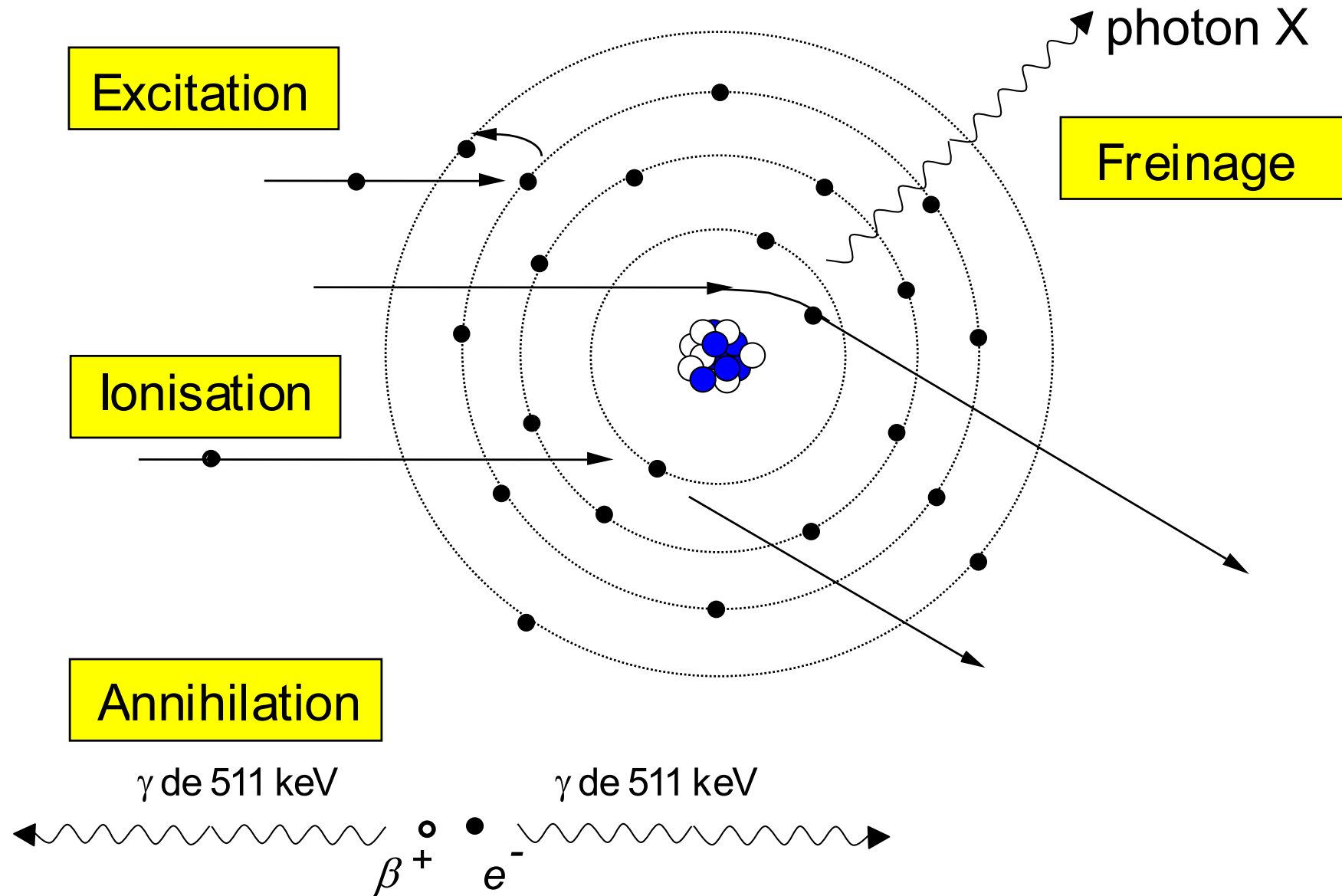
Les particules β émises par les noyaux d'une population d'un même radionucléide n'ont pas toutes la même E_c .

$$0 \leq E_c \leq E_{\beta\max}$$

→ spectre continu

$E_{\beta\max}$ est caractéristique du radionucléide.





Interaction des β avec la matière

2-3 Interaction des β avec la matière

2-3-1 Mécanismes de perte d'énergie

- Interaction avec les électrons atomiques :
 - Excitation
 - Ionisation
- Interaction avec les noyaux atomiques :
 - Freinage : modification trajectoire et perte de vitesse \Rightarrow **photons X**

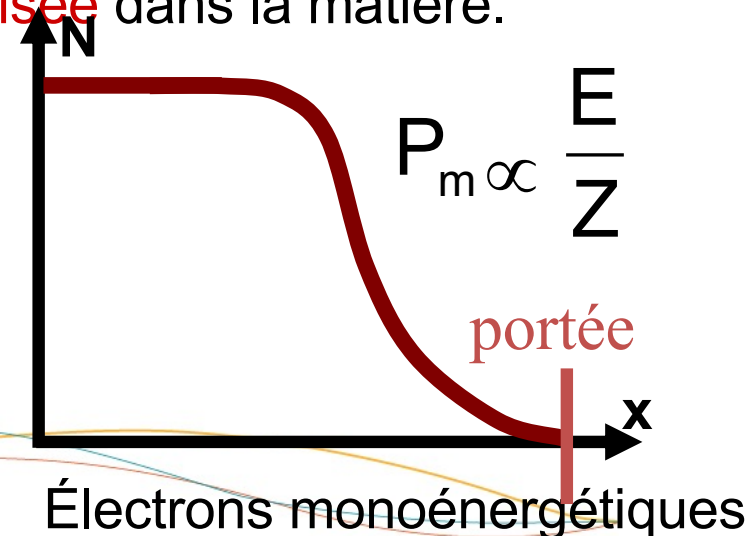
Pour des électrons $E_c < 100$ MeV, pertes d'énergie dans l'air et dans l'eau essentiellement par ionisation (collision).

Cas particulier des β^+

Après perte d' E_c par les interactions ci-dessus, phénomène d'annihilation avec un électron libre e^- du milieu \Rightarrow **2 photons γ émis à 180°** .

2-3-2 Trajectoire

Particule légère \Rightarrow **trajectoire en ligne brisée** dans la matière.



2-3-2 Parcours

Le parcours des particules β est plus long que celui des particules α , mais la trajectoire en ligne brisée limite la pénétration dans la matière.

Dans l'eau TLE(β) $\sim 0,25$ keV/ μm
 DLI(β) ~ 8 paires d'ions / μm (250/32)

Quelques mm d'eau suffisent pour arrêter les particules β .

	<u>Energie (MeV)</u>	<u>Air (cm)</u>	<u>Eau (cm)</u>
Portée des électrons dans l'air et dans l'eau	0,1	15	0,015
	0,5	130	0,16
	1	315	0,4
	4	2 000	2
	10	4 000	5,3

<u>Energie</u>	<u>TLE (keV.cm⁻¹)</u>	<u>DLI (ion.cm⁻¹)</u>
1 MeV	50	100
10 keV	1000	10 ⁶

TLE (et donc DLI) sont plus faibles pour les électrons que pour les particules α
 A énergie égale: DLI(α) ~ 1000 x DLI(β)

3 - Interaction des neutrons avec la matière

En raison de leur charge nulle, les neutrons ont une interaction négligeable avec les électrons de la matière traversée.

Leur énergie cinétique est peu à peu absorbée par les noyaux selon deux types d'interactions, en fonction de la vitesse des neutrons :

3.1 - Neutrons rapides ($E > 1$ keV) diffusion élastique

- **Energie cinétique** perdue transmise intégralement au noyau heurté (noyau de recul) qui va produire des ionisations.
 - Diamètre des noyaux très faible (par rapport à l'atome) :
 - Faible probabilité des chocs élastiques neutrons-noyau
 - Neutrons rapides très pénétrants.
- $${}^A_Z X + {}^1_0 n \rightarrow {}^{A+1}_Z X + \gamma$$
- **Rendement** (Energie perdue par rapport à E_c initiale du neutron) :
 - Maximum dans l'hydrogène (eau, paraffine)
 - Très faible pour les éléments lourds (neutron rebondit et la probabilité d'interaction est encore plus faible (cortège électronique plus volumineux).

3.2 - Neutrons lents ou thermiques : $E < 1 \text{ keV}$

- capture radiative

Neutron absorbé puis relâché par le noyau, qui passe par un stade intermédiaire excité et se stabilise avec émission de rayonnement γ

- capture non radiative

- émission particulaire α , β
- fission nucléaire (contrôlée ou explosive)

• **TEL et DLI**

Les neutrons sont **indirectement ionisants**, par l'intermédiaire :

- des particules lourdes chargées (noyaux de recul)
- des photons γ émis

Les ionisations créées indirectement par les neutrons auront des DLI très élevées (noyaux de recul). Le nombre d'ions diminue progressivement (les neutrons rapides deviennent lents).

4 - Interaction des photons γ avec la matière

Le rayonnement γ possède un **très fort pouvoir de pénétration** dans la matière.

Ex : Pour diminuer de 99 % l'intensité d'un faisceau de photons γ de 1 MeV il faut 85 cm d'eau.

⇒ d'où des valeurs de TLE et de DLI **beaucoup plus faibles** que pour les α et les β .

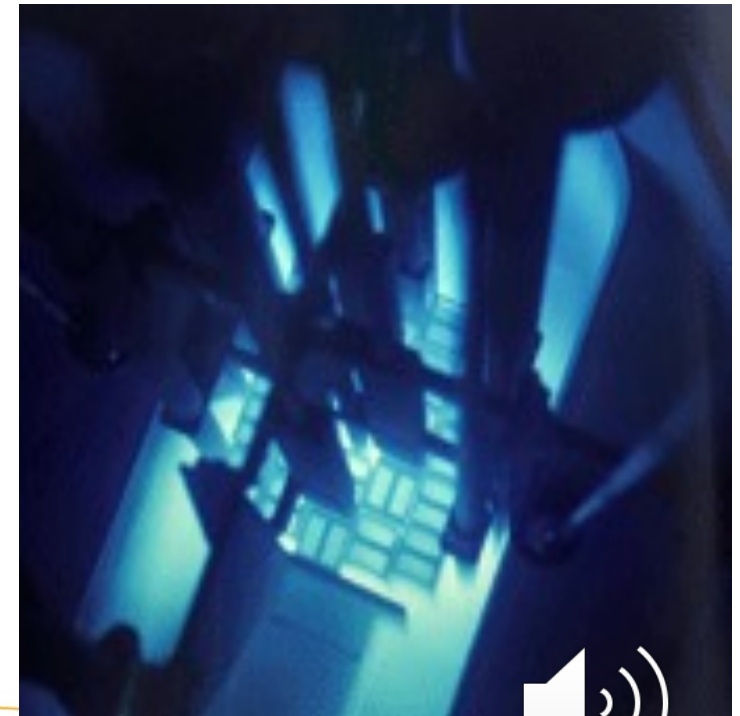
5 – Effet Cerenkov

pour des énergies (et donc des vitesses) très grandes) soit :

- $E(p) > 470 \text{ MeV}$
- $E(^4\text{He}) > 3740 \text{ MeV}$

alors $v > c / n$

→ émission lumière bleue ou UV



5. APPLICATIONS EN SANTÉ DES PARTICULES

- **Radiothérapie externe**

- Accélérateur de particules: Electrons (6 à 25 MeV, DD = 2 à 6 Gy/min)



- **Médecine nucléaire**

- *Radiothérapie interne vectorisée*

Administration du radio-pharmaceutique ionisant à dose importante

- Cancer thyroïdien Iode¹³¹ (Emission β et γ , A = 4000 Bq): *hospitalisation*
- Métastases osseuses:
 - strontium⁸⁹ (β^-) ou samarium¹⁵³ (β^-): *ambulatoire*



5. APPLICATIONS EN SANTÉ DES PARTICULES

➤ **Curie-thérapie**

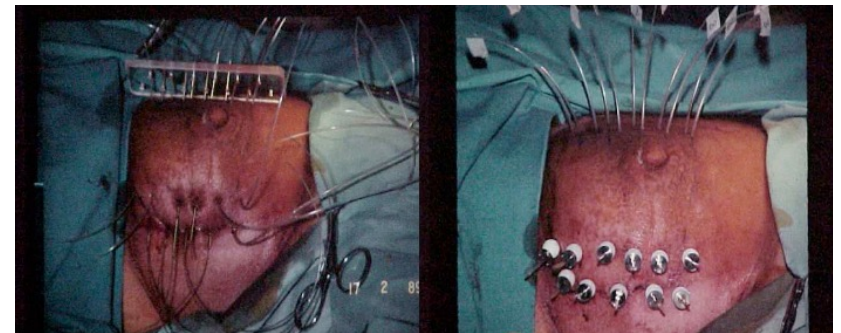
Tumeurs de la sphère ORL, peau, sein, prostate,...

- **3 isotopes**

- Césium 137 (T=30a) (endocavitaire)
- Iridium 192 (T=74j): *hospitalisation en chambre plombée*
- Iode 125 (T=60j): → prostate, *implantation permanente*

• **3 débits de dose (DD)**

- Bas (0,4 à 2 Gy/h):
- Moyen (2 à 12 Gy/h)
- Haut (DD > 12Gy/h)



Exemple de l'hadronthérapie

Les particules lourdes (p, He, C) perdent leur énergie dans la matière selon la courbe de Bragg soit essentiellement en fin de parcours. Cela permet de cibler avec précision la région à irradier. Si l'on peut accélérer les particules à une grande énergie de l'ordre de 200 MeV à 400 MeV.

