

Physique

Rayonnements ionisants

Rayonnements particuliers

Rayons X et gamma

Dosimétrie

Nicolas HUANG

Quels rayonnements ?

- Rayonnement ionisant : rayonnement électromagnétique ou particulaire suffisamment énergétique pour ioniser la matière

Élément	Énergie de première ionisation (eV)
H	13,6
C	11,3
N	14,5
O	13,6

$$1 \text{ eV} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

(1 électron-volt = énergie cinétique E acquise par un électron accéléré depuis le repos par une différence de potentiel U d'un volt : $E = eU$, avec e la valeur absolue de la charge électrique de l'électron)

Quels rayonnements ?

- Rayonnements particulaires :

- *particules α*

- noyaux d'hélium ${}^4_2\text{He}^{2+}$ (2 protons + 2 neutrons)

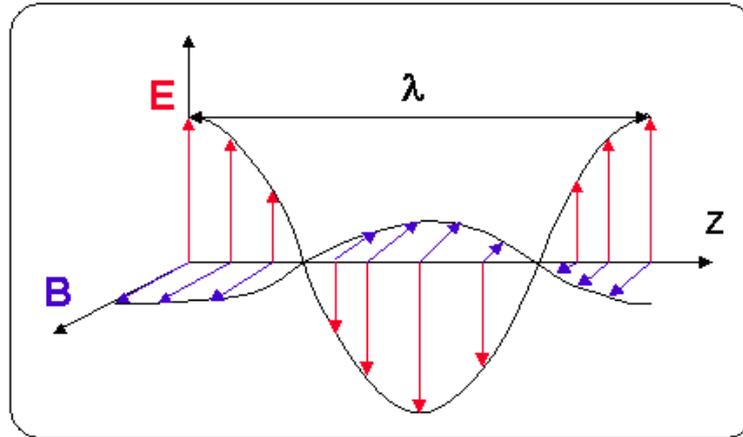
- *particules β*

- électron (noté β^- ou e^-) ou positon (noté β^+ ou e^+)

- *protons, neutrons, ions*

Quels rayonnements ?

- Rayons X et γ : rayonnements électromagnétiques de haute énergie (donc de haute fréquence ou de petite longueur d'onde).



- **Rayons X** : ondes électromagnétiques avec :
 - E compris entre ≈ 100 eV et ≈ 100 keV**
 - λ compris entre $\approx 10^{-11}$ m et $\approx 10^{-8}$ m
 - ν compris entre $\approx 10^{16}$ Hz et $\approx 10^{19}$ Hz
- **Rayons γ** : ondes électromagnétiques avec :
 - E $> \approx 100$ keV**
 - $\lambda < \approx 10^{-11}$ m
 - $\nu > \approx 10^{19}$ Hz

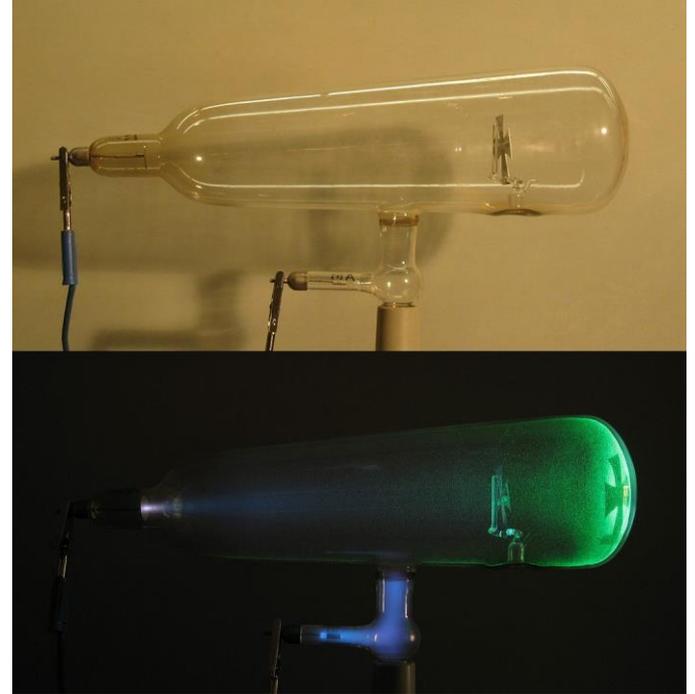
Historique

Novembre 1895 : Découverte des **rayons X** par Wilhelm Conrad Röntgen en novembre 1895



Véritable révolution de la médecine (naissance de la radiologie dès 1896 et de la radiothérapie)

*Tube de Crookes
(générateur de rayons X)*



Les électrons circulent en ligne droite depuis la cathode (à gauche) et frappe la paroi de verre, engendrant des rayons X.

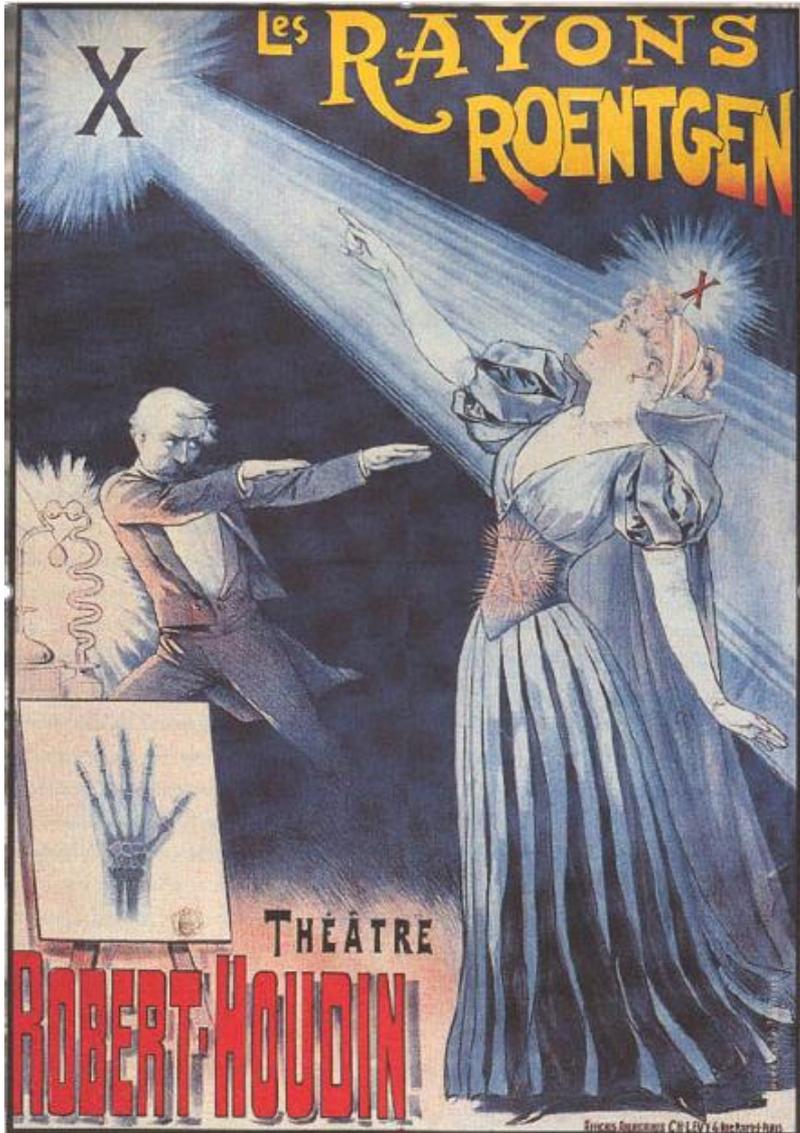
Historique

Radiographie de la main de Anna Bertha Röntgen, épouse de Wilhelm Conrad Röntgen



Historique

Affiche 1897

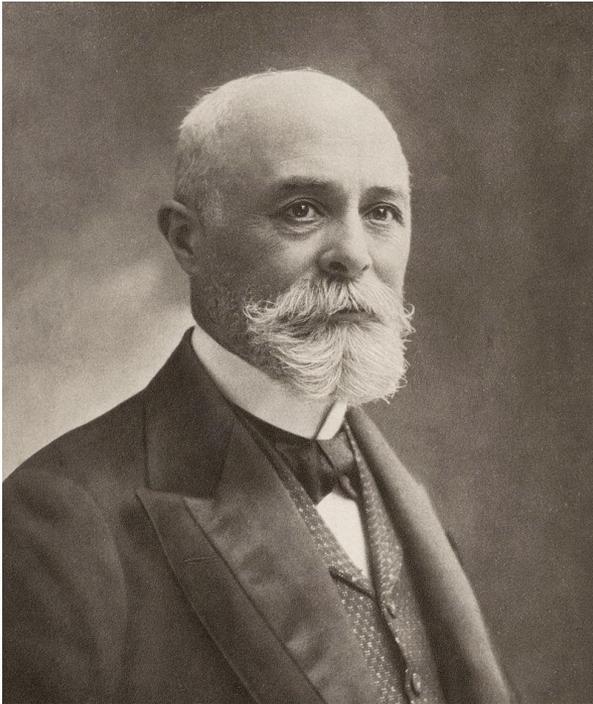


« Des applications pratiques ont été trouvées dans des domaines très variés. Les rayons X étaient utilisés dans les fêtes foraines, lors de séances occultes, ou encore pour le dépistage de fraudes à la douane. Dans les magasins de chaussures, on étudiait même l'adaptation d'une chaussure au pied des clients grâce au rayonnement. Dans le domaine médical, l'extraction d'une balle se trouvait facilitée par un repérage radio préalable. »

Source : Cité des Sciences

Historique

Découverte des premiers rayonnements d'origine radioactive (dits « rayons uraniques ») en février 1896 par Henri Becquerel



Découverte du polonium et du *radium* en 1898 par Pierre et Marie Curie

Grand engouement → *propriétés biologiques des rayonnements*

Le *radium* → substance naturelle en vente libre et très en vogue dans les années 1920

Publicité (années 1930)



CRÈME THO-RADIA POUDRE
THO-RADIA
EMBELLISSANTES PARCE QUE CURATIVES
à base de thorium et de radium selon la formule du
DOCTEUR ALFRED CURIE

CRÈME
Le Pot 15g
POUDRE
N°1000 10g

154

MÉTHODE
THO-RADIA

EMBELLISSANTE PARCE QUE CURATIVE

4^o

DENTIFRICE
THO-RADIA

A BASE DE SELS DE THORIUM

FORMULE
du Docteur Alfred CURIE



Le grand
tube :
6 francs

Astringent et bactéricide, il stérilise la cavité buccale, évite et combat les gingivites, prévient la carie et les pyorrhées alvéolaires. Il assainit les dents, laisse dans la bouche une délicieuse impression de fraîcheur, conserve l'éclat, la blancheur et l'intégrité de la dentition.



**Pas de joli sourire
sans de jolies dents**

CHEZ LES PHARMACIENS EXCLUSIVEMENT

Publicité (années 1950)



ZOË
le soda atomique

*donne une énergie infinie * * **
** * * comme la pile atomique*

A vintage advertisement for ZOË soda. The central image shows a woman with voluminous blonde hair, wearing a black dress with a red and white striped scarf, holding a glass bottle of ZOË soda. The background is a warm, yellowish-orange gradient. The brand name 'ZOË' is prominently displayed in a stylized, outlined font at the top left, with the tagline 'le soda atomique' written in a smaller, italicized font below it. At the bottom, a handwritten-style script reads 'donne une énergie infinie * * *' and '* * * comme la pile atomique'. The overall aesthetic is characteristic of mid-20th-century advertising.

Historique

Les dangers possibles

Les rayons X :

Dès 1902, apparition de cancers cutanés et de leucémies chez les radiologues.

Les rayons sont capables de guérir le cancer (radiothérapie), mais aussi de les provoquer.



Le radium :

- État très enflammé et douloureux des mains de Marie Curie
- 1924 apparition de cancers de la mâchoire chez des ouvrières américaines
- Apparition de graves affections des os chez les personnes ayant abusé de « potions » au radium

➡ *Développement de mesures de protection de la population contre les effets nocifs des rayonnements*

Applications médicales des rayonnements ionisants

Applications diagnostiques (imagerie médicale, radioanalyse)

Applications thérapeutiques (radiothérapie)

Applications médicales des rayonnements ionisants

Applications diagnostiques

Imagerie médicale

avec des rayons X

radiologie standard
scanner X (tomodensimétrie)

La source de rayons X est à l'extérieur du patient. L'image obtenue traduit les différences d'absorption des rayons X par les différents tissus de l'organisme.

avec des rayons γ

scintigraphie
tomographie par émissions de positons (TEP)

La source de rayons γ est à l'intérieur du patient sous la forme d'un « radiopharmaceutique » (composé d'un marqueur et d'un traceur). En médecine, les traceurs sont des molécules organiques complexes choisies pour leur affinité envers l'organe à étudier. Ces molécules sont "marquées" par la présence d'un noyau radioactif.

Radioanalyse

avec des rayons X, γ ou β

analyse biologique *in vivo* ou *in vitro*

localisation et/ou concentration d'un radiopharmaceutique dans le sang, dans un organe, etc.

radio-immunologie

dosage d'anticorps, d'hormones ou d'enzymes à l'aide de composés radioactifs associés à des antigènes

Applications médicales des rayonnements ionisants

Applications thérapeutiques (essentiellement en cancérologie)

Radiothérapie externe

La source d'irradiation (rayons X ou γ) est à l'extérieur du patient. Exemples : accélérateur linéaire, sources de cobalt 60 (gamma knife), etc.

Radiothérapie interne (curiethérapie)

La source d'irradiation est à l'intérieur du patient, sous forme de sources scellées ou non scellées.

sources scellées : source dont la structure ou le conditionnement empêche, en utilisation normale, toute dispersion de matières radioactives dans le milieu ambiant.

sources non scellées : source dont la présentation et les conditions normales d'emploi ne permettent pas de prévenir toute dispersion de substance radioactive.

La curiethérapie par sources scellées (principalement ^{192}Ir ou ^{137}Cs) utilisent des sources placées dans la tumeur ou à son contact, ou dans une cavité naturelle.

La curiethérapie par sources non scellées utilisent des radioéléments (exemples : ^{131}I , ^{169}Er) administrées sous forme liquide, par voie générale ou par voie locale.

Applications médicales des rayonnements ionisants

Remarque :

Des *rayonnements non ionisants* peuvent être utilisées pour le diagnostic ou la thérapie :

ondes acoustiques (propagation de perturbations mécaniques dans un milieu solide, liquide ou gazeux) : échographie

onde électromagnétique radiofréquence : IRM

ondes électromagnétique UV, visible ou IR : laser

Physique

Rayonnements ionisants

Rayonnements particuliers

Rayons X et gamma

Dosimétrie

Nicolas HUANG

Découverte des atomes et des noyaux

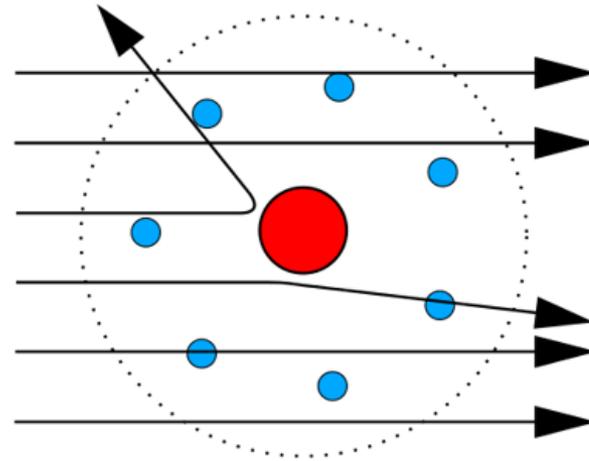
1808 : Hypothèse atomique de John Dalton

(des corps simples réagissent toujours suivant des proportions bien définies)

1897 : Découverte de l'électron par Joseph John Thomson

(les rayons cathodiques issus de la cathode sont chargés négativement)

1909 : Découverte du noyau atomique par Ernest Rutherford (des particules α bombardent de minces feuilles d'or)



1917 : Découverte du proton par Ernest Rutherford



1932 : Découverte du neutron par James Chadwick



Be : Béryllium

Nucléides

- Nucléide : atome ou noyau atomique caractérisé par son nombre de protons et de nucléons, et par son état énergétique.
- Radionucléide : nucléide instable et donc radioactif. Leur composition en protons et neutrons rend leur architecture interne plus fragile. (Les électrons ne sont pas en cause dans cette instabilité.)
- Caractéristique du noyau atomique (ou nucléide) :
 - composé de nucléons (protons, neutrons)
 - cohésion assurée par l'interaction forte (une des 4 interactions fondamentales avec les interactions électromagnétiques, gravitationnelles et faible)

Notation : $\frac{A}{Z}X$

X : symbole de l'élément chimique

A : nombre de nucléons = nombre de masse

Z : nombre de protons = numéro atomique

N = A – Z : nombre de neutrons

Le nombre de protons caractérise l'élément chimique.

Exemple : ${}^{12}_6\text{C}$, noté parfois ${}^{12}\text{C}$

Nucléides

- Classification des nucléides :

Nucléides de même Z sont des isotopes (même nombre de protons)

Exemples : isotopes de l'oxygène $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{18}_8\text{O}$ ont chacun 8 protons

remarque : $^{35,5}_{17}\text{Cl}$ signifie que la masse molaire est de 35,5 g/mol (ou 35,5 uma).

Ce nombre provient de l'abondance naturelle de chlore (Cl) sur Terre, c'est-à-dire du pourcentage en nombre d'atomes, pour un élément donné, de chacun des isotopes par rapport à l'ensemble des isotopes (naturels) trouvés sur une planète. Ainsi, pour Cl, l'abondance naturelle de $^{35}_{17}\text{Cl}$ est d'environ 76 %, et celle de $^{37}_{17}\text{Cl}$ d'environ 24 %.

Nucléides de même A sont des isobares (même nombre de nucléons)

Exemples : argon 40 ($^{40}_{18}\text{Ar}$), calcium 40 ($^{40}_{20}\text{Ca}$) ont chacun 40 nucléons

Nucléides de même N sont des isotones (même nombre de neutrons)

Exemples : azote ($^{15}_7\text{N}$) et oxygène 16 ($^{16}_8\text{O}$) ont chacun 8 neutrons

Nucléides

- Classification des nucléides :

Si les noyaux ont le même A et N (et donc Z), mais des énergies différentes, deux cas :

- Le noyau est dans un état excité avec une durée de vie courte (< 1 ps). (1 ps = 10^{-12} seconde)

Exemple : ${}_{81}^{208}\text{Tl}^*$.

- Le noyau est dans un état excité avec une durée de vie plus longue (> 1 ps) : on parle d'« état métastable ». On dit que le noyau est un **isomère** du nucléide de base.

Exemple : ${}_{43}^{99\text{m}}\text{Tc}$ (isomère de ${}_{43}^{99}\text{Tc}$).

Dans les deux cas, **le noyau se désexcite par émission γ ou par conversion interne** (c'est-à-dire que l'énergie de désexcitation sert à éjecter un électron périphérique de l'atome). **L'émission γ est en compétition avec la conversion interne lors de la désexcitation.**

Dans le cas d'un état métastable, la désexcitation de ce noyau par émission γ est appelé « **transition isomérique** » (noté TI). Une transition isomérique est donc une émission gamma retardée.

Remarques :

- Lorsque le noyau est excité, les nucléons qui le composent se situent à des niveaux d'énergie supérieurs à ceux du noyau stable. (Les électrons ne sont pas en cause dans cet état excité et dans la désexcitation). Les états excités correspondent à des niveaux d'énergie du noyau qui sont quantifiés.
- Certains noyaux métastables ont une longue durée de vie (secondes, minutes voire années). La différence avec leurs noyaux stables correspondants est leur énergie, plus élevée.

Nucléides

- Caractéristique du noyau atomique (ou nucléide) :
 - charge d'un proton : $q_p = + e \approx 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
 - charge d'un neutron : $q_n = 0$
 - masse d'un proton $m_p \approx 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
 - masse d'un neutron $m_n \approx 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ($m_n \gtrsim m_p$)

Remarque : on a :

$$\frac{m_p}{m_e} \approx \frac{m_n}{m_e} \approx 1,84 \cdot 10^3$$

(masse d'un électron $m_e \approx 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$)

Dimension d'un noyau atomique : de 10 000 à 100 000 fois plus petites que celles d'un atome.

Deux unités de masse hors SI sont couramment utilisées en physique nucléaire : le MeV/c² et l'unité de masse atomique (uma).

Unités de masse

MeV/c²

La relation d'Einstein relie la masse m d'un objet isolé et au repos à son énergie E (principe d'équivalence masse – énergie) :

$$E = mc^2$$

avec c vitesse de la lumière : $c = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1} \approx 2,998.10^8 \text{ m.s}^{-1}$

La masse m d'une particule peut donc être exprimée en unité d'énergie divisée par c^2 , soit en J/c² dans les unités SI, ou en MeV/c².

$$1 \text{ eV} \approx 1,6022.10^{-19} \text{ J}$$

(énergie cinétique E acquise par un électron accéléré depuis le repos par une différence de potentiel U d'un volt : $E = qU$)

Remarque : pour une particule de vitesse v relativiste (v proche de c) et de quantité de mouvement p , on a : $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ et $E = mc^2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Pour un photon, $m = 0$ et on a : $E = pc$ et $v = c$. Pour une particule au repos ($v = 0$), on retrouve $E = mc^2$.

Unités de masse

MeV/c²

Exemple : masse d'un électron $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg

$$E_e(\text{eV}) = m_e c^2 = \frac{(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}) \times (2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1})^2}{1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J.eV}^{-1}} \approx 511 \cdot 10^3 \text{ eV}$$

soit $E_e \approx 511 \text{ keV} \approx 0,511 \text{ MeV}$

d'où $m_e \approx 511 \text{ keV}/c^2 \approx 0,511 \text{ MeV}/c^2$

Masse d'un électron : $m_e \approx 0,511 \text{ MeV}/c^2 \approx 511 \text{ keV}/c^2$

Masse d'un proton : $m_p \approx 938 \text{ MeV}/c^2$

Masse d'un neutron : $m_n \approx 940 \text{ MeV}/c^2$

Unités de masse

Unité de masse atomique

L'unité de masse atomique, notée u ou uma , est égale au douzième de la masse d'un atome de carbone 12.

$$1 \text{ uma} = \frac{\overbrace{12 \text{ g. mol}^{-1}}^{\text{masse d'un atome de carbone 12}}}{12 N_A} = \frac{1 \text{ g. mol}^{-1}}{6,02214 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} \approx 1,6605 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

$$1 \text{ uma} \approx 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \approx 931,5 \text{ MeV}/c^2$$

Exemple : masse d'un électron $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

$$m_e = \frac{9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}}{1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = \frac{0,511 \text{ MeV}/c^2}{931,5 \text{ MeV}/c^2} \approx 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ uma}$$

Masse d'un électron : $m_e \approx 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ uma}$

Masse d'un proton : $m_p \approx 1,007 \text{ uma}$

Masse d'un neutron : $m_n \approx 1,009 \text{ uma}$

Stabilité et instabilité des noyaux

Défaut de masse et énergie de liaison

La masse M d'un noyau A_ZX est inférieure à la somme des masses des protons et des neutrons qu'elle contient, du fait de l'existence de **liaison entre les nucléons**. Il existe un « défaut de masse » ΔM :

$$M = \underbrace{Z m_p}_{\text{masse des protons}} + \underbrace{(A - Z) m_n}_{\text{masse des neutrons}} - \Delta M$$

soit $\Delta M = Z m_p + (A - Z) m_n - M$

L'énergie correspondant à ΔM est l'énergie de liaison totale du noyau : c'est l'énergie à fournir au noyau pour le séparer en ses différents nucléons. De manière équivalente, c'est l'énergie libérée quand le noyau se forme.

$$\text{On a : } \Delta E = \Delta M c^2.$$

Un noyau est d'autant plus stable que son énergie de liaison moyenne E_ℓ par nucléon est élevé. On a :

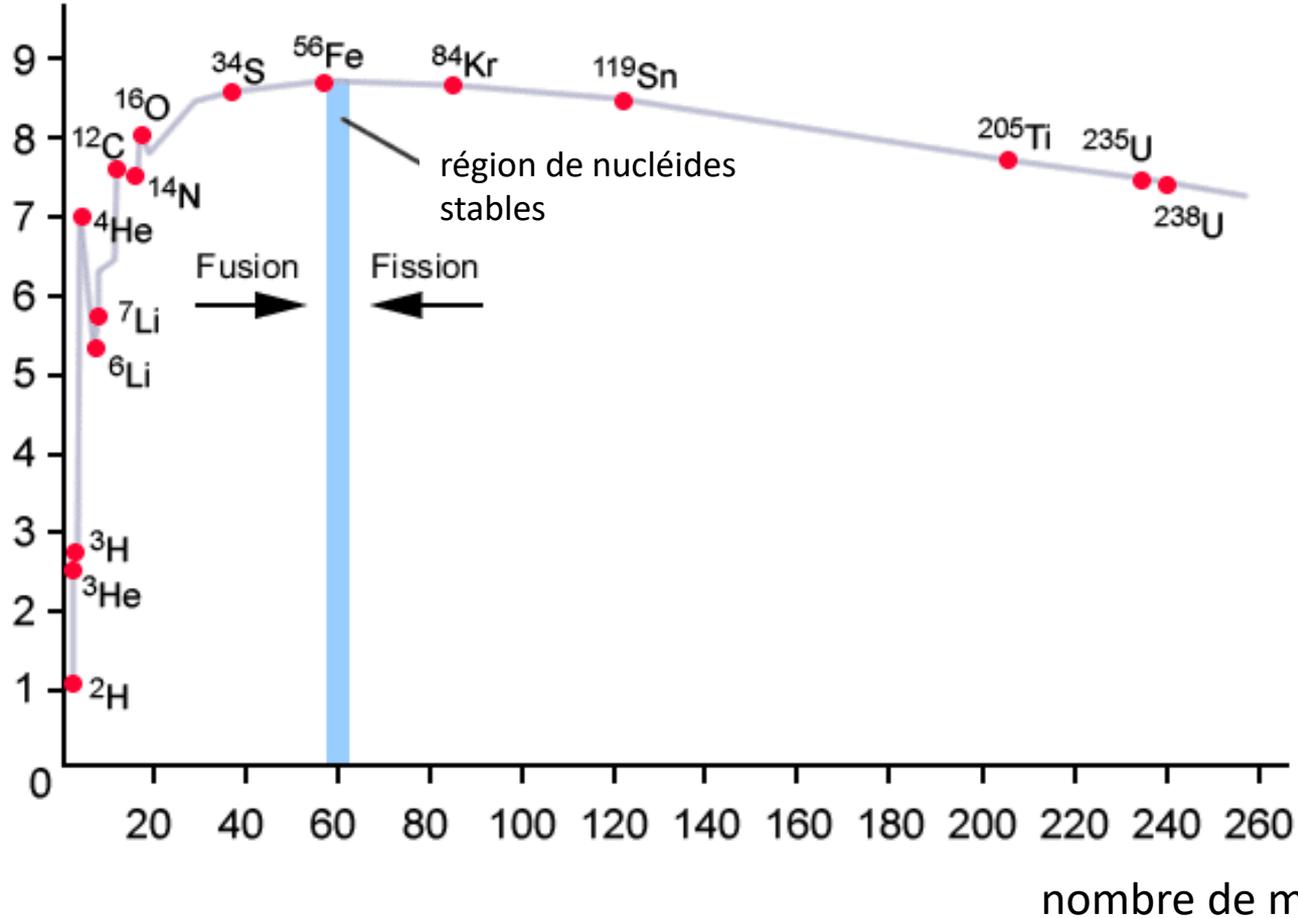
$$E_\ell = \frac{\Delta E}{A} = \frac{\Delta M c^2}{A}$$

Comment varie E_ℓ en fonction de A ?

Stabilité et instabilité des noyaux

Courbe d'Aston (courbe des énergies de liaison par nucléon en fonction de A pour des nucléides stables)

E_ℓ (MeV)



Stabilité et instabilité des noyaux

3 régions dans la courbe d'Aston :

- $A < 40$ (éléments légers)

E_ℓ augmente rapidement avec A . La fusion nucléaire éventuelle de 2 noyaux légers donne ainsi un noyau avec une E_ℓ plus élevée : il y a libération d'énergie. Exemple : fusion entre deutérium ^2H et tritium ^3H .

- $40 < A < 100$

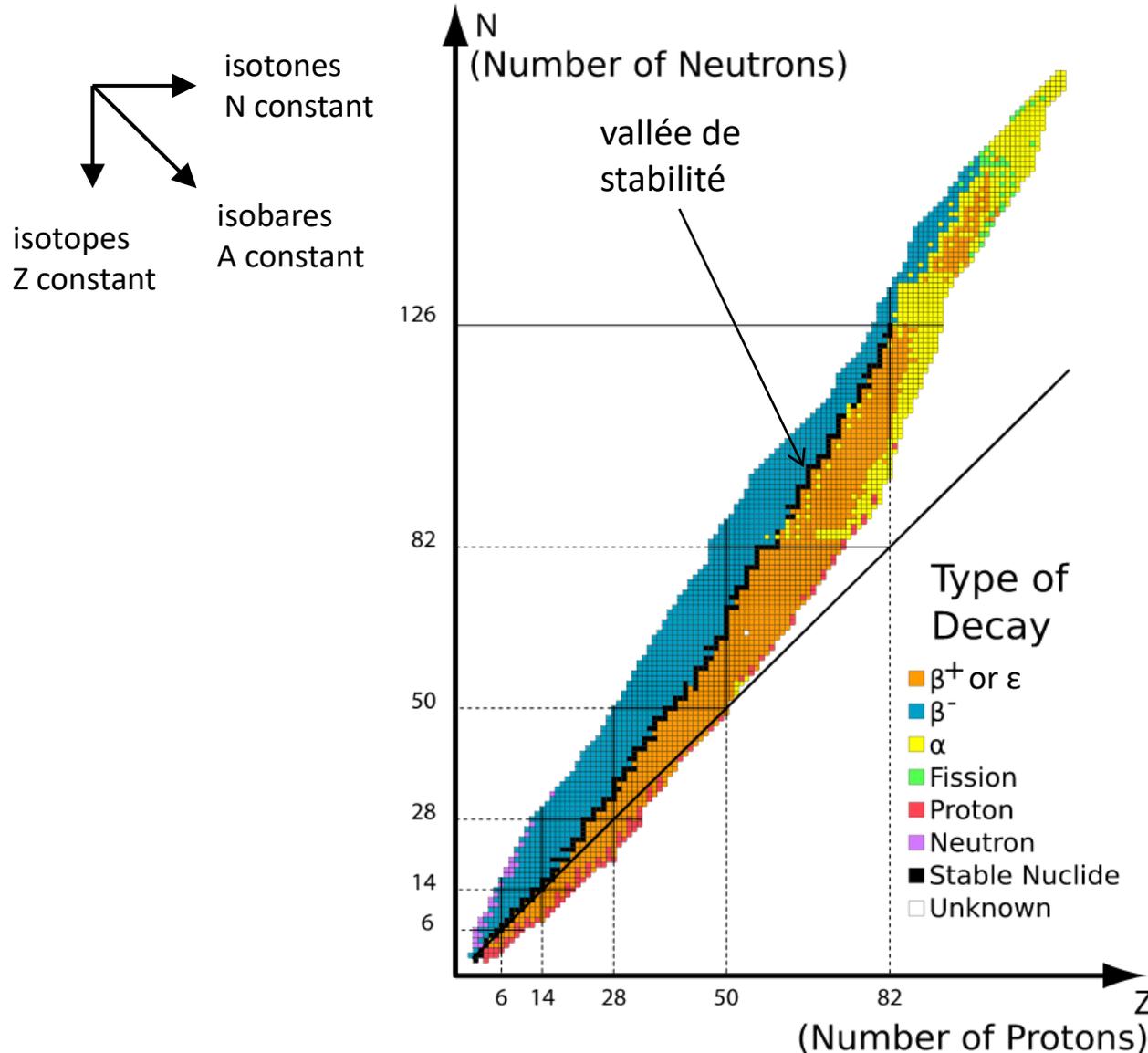
La variation de E_ℓ est faible. Le maximum de E_ℓ se situe autour de $A = 60$, avec $E_\ell = 8,7$ MeV/nucléon.

- $A > 100$ (éléments lourds)

E_ℓ diminue lentement avec A . La fission nucléaire d'un noyau lourd donne deux noyaux plus légers avec des E_ℓ plus élevées : il y a libération d'énergie. La fission est exploitée pour la production d'énergie dans les centrales nucléaires. Exemple : fission de l'uranium 235 (^{235}U).

Stabilité et instabilité des noyaux

La stabilité des noyaux est liée à la proportion des protons et neutrons qu'ils renferment.



Stabilité et instabilité des noyaux

Dans la courbe de $N = f(Z)$:

- Les noyaux stables sont situés dans la « vallée de stabilité ».
Pour les éléments légers stables, chaque nucléon contribue à la cohésion totale du noyau. **Les noyaux sont tels que $N \approx Z$.**
Pour des éléments plus lourds, chaque nucléon n'interagit plus qu'avec ses proches voisins, car l'interaction forte a une portée limitée. Ainsi, **plus le nombre de protons Z augmente** (et donc plus la répulsion électrostatique, à longue portée, est forte), **plus le nombre de neutrons N doit être grand pour stabiliser le noyau.**
- Les noyaux instables sont situés hors de la « vallée de stabilité ».
La majorité des nucléides sont instables : ce sont des noyaux **radioactifs** ou **radionucléides**.

Les noyaux instables se désintègrent spontanément au cours du temps : on parle de **désintégration** ou de **transition radioactive**.

Ces noyaux donnent naissance à d'autres noyaux qui peuvent être stables ou instables. Dans ce dernier cas, la désintégration se poursuit jusqu'à obtenir un noyau stable (on parle de filiation radioactive).

Stabilité et instabilité des noyaux

Parmi les noyaux instables :

- **Les noyaux excédentaires en neutrons** évoluent spontanément vers des noyaux stables par **désintégration β^- (émission d'un électron)**. La transformation est isobarique.

- **Les noyaux excédentaires en protons** évoluent spontanément vers des noyaux stables par **désintégration β^+ (émission d'un positon) ou par capture électronique**. La transformation est isobarique.

- Les noyaux lourds et instables pour lesquels une transformation isobarique est impossible peuvent donner naissance à des noyaux d'hélium (**désintégration α**) ou se scinder en deux noyaux (fission).

Transitions radioactives

Phénomènes primaires :

- Désintégration α (émission d'un noyau d'He)
- Désintégration β^- (émission d'un électron)
- Désintégration β^+ (émission d'un positon)
- Capture électronique (CE ou ε)

Phénomènes secondaires :

- Émission γ
- Conversion interne

Transitions radioactives

Lois de conservation

Les transformations (ou transitions) radioactives obéissent à des lois de conservation :

- conservation de l'énergie totale ;
- conservation de la quantité de mouvement ;
- conservation du nombre de nucléons A ;
- conservation de la charge électrique Z .

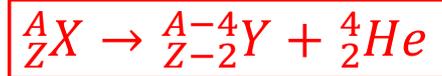
Les deux dernières lois sont connues sous le nom de *lois de Soddy*.

Transitions radioactives

Désintégration α

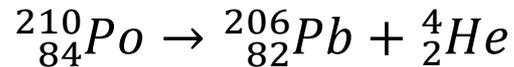
Transitions radioactives pour certains noyaux lourds (typiquement, $A > 100$).

- Equation de désintégration



avec ${}_2^4He \equiv \alpha$

Exemple : polonium-210 et plomb-206



Remarque : les particules α sont chargées $+2e$, mais les équations de désintégrations ne tiennent compte que des noyaux, donc ${}_2^4He$ représente bien un noyau d'hélium. En tenant compte des électrons, on devrait écrire ${}_2^4He^{2+}$.

Transitions radioactives

Désintégration α : ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 He$

- Energie libérée au cours de la transition

L'énergie Q libérée lors de la désintégration α est, en notant $M(X)$ la masse du noyau père X , $M(Y)$ la masse du noyau fils Y , et $M(He)$ la masse du noyau d'hélium He :

$$Q = [M(X) - M(Y) - M(He)] c^2$$

or, en exprimant les masses atomiques M_{at} en fonction des masses M des noyaux :

$$M(X) = M_{at}(X) - Zm_e$$

$$M(Y) = M_{at}(Y) - (Z - 2)m_e$$

$$M(He) = M_{at}(He) - 2m_e$$

d'où :

$$Q = [M_{at}(X) - Zm_e - \{M_{at}(Y) - (Z - 2)m_e\} - \{M_{at}(He) - 2m_e\}] c^2$$

$$Q = [M_{at}(X) - Zm_e - M_{at}(Y) + (Z - 2)m_e - M_{at}(He) + 2m_e] c^2$$

$$Q = [M_{at}(X) - Zm_e - M_{at}(Y) + Zm_e - 2m_e - M_{at}(He) + 2m_e] c^2$$

$$Q = [M_{at}(X) - M_{at}(Y) - M_{at}(He)] c^2$$

Transitions radioactives

Désintégration α : ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 He$

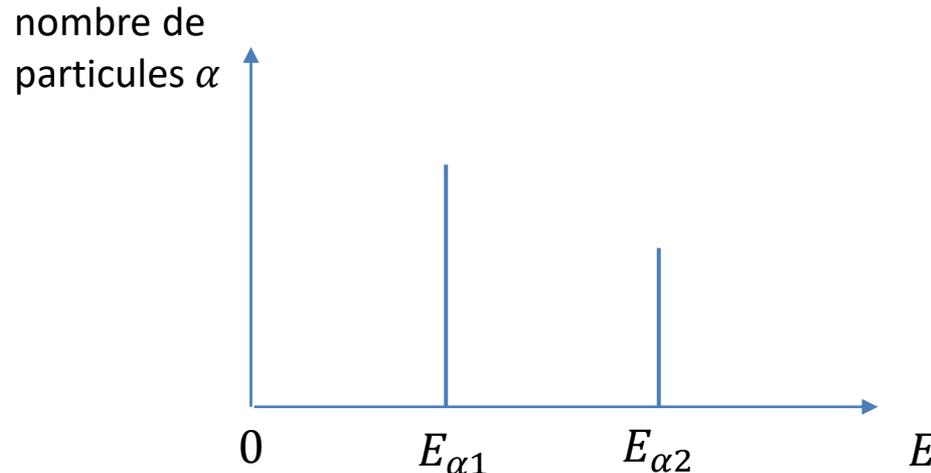
- Energie libérée au cours de la transition

L'énergie Q libérée lors de la désintégration α est :

$$Q = [M_{at}(X) - M_{at}(Y) - M_{at}(He)] c^2$$

Cette énergie est essentiellement emportée sous forme d'énergie cinétique par la particule α , l'énergie de recul du noyau étant négligeable.

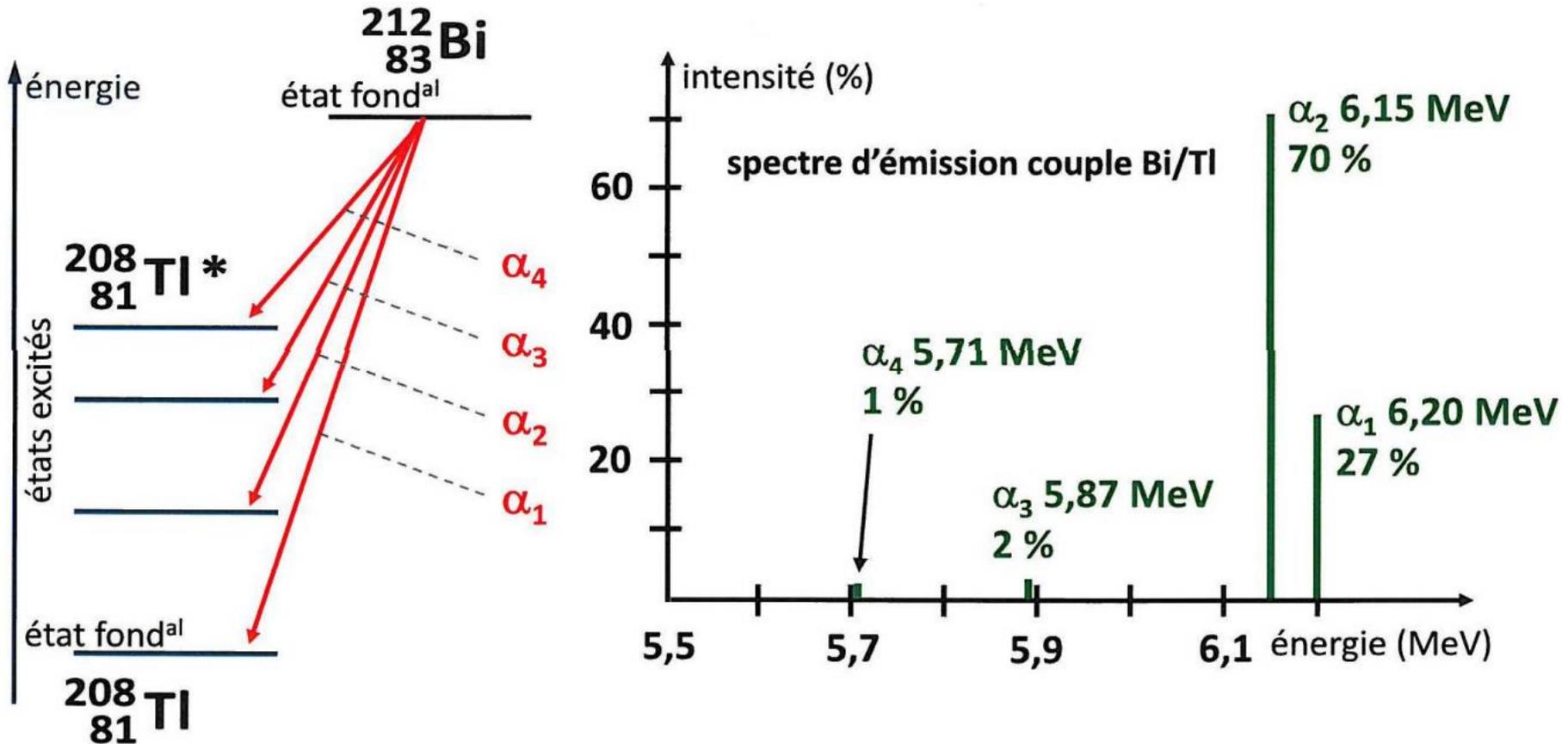
Dans le cas d'un **noyau fils excité** (ce qui est la quasi-totalité des cas, l'éjection d'un noyau rendant le noyau fils instable), la particule α n'emporte pas toute l'énergie : l'autre partie de l'énergie est emportée par une émission γ , qui est quantifiée. Par conséquent, **le spectre d'émission α (nombre de particules α en fonction de leur énergie) est discret (c'est-à-dire non continu) : on a un spectre de raies.**



Transitions radioactives

Désintégration α : schéma de désintégration et spectre

Désintégration du Bismuth-212 en Thallium-208* et en Thallium-208



- Issu de la chaîne de désintégration du ^{232}Th . Le ^{232}Th est présent naturellement sur Terre
- Utilisation possible en immunothérapie

Transitions radioactives

Désintégration β^- (noyaux excédentaires en neutrons)

- Equation de désintégration



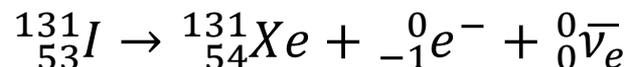
$e^- \equiv \beta^-$ électron, $\bar{\nu}_e$ antineutrino (noté $\bar{\nu}$ s'il n'y a pas d'ambiguïté avec des antineutrinos d'autres particules)

L'antineutrino est une antiparticule de charge électrique nulle et de masse extrêmement faible, qui n'interagit quasiment pas avec la matière. Cette particule interagit par le biais de l'interaction faible.

Il s'agit d'une **transformation isobarique** (A inchangé) d'un noyau **excédentaire en neutrons**.



Exemple : molybdène-99 et technétium-99 métastable ; iode 131 et xénon 131



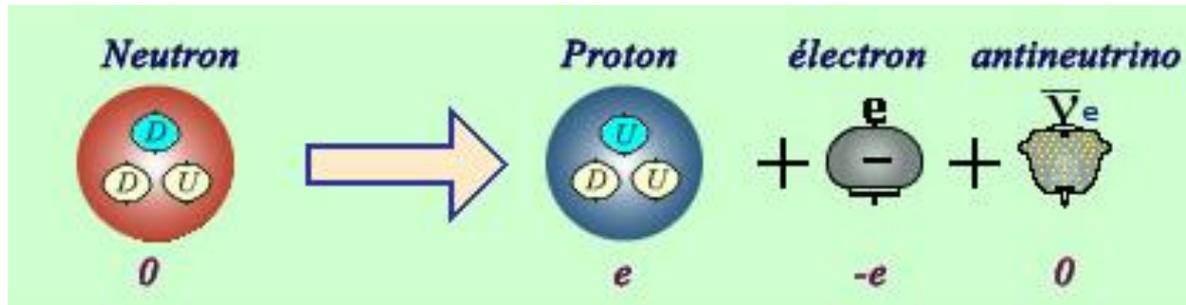
Transitions radioactives

Désintégration β^- : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Comment un neutron peut se transformer en proton ?

Un neutron est composé de 1 quark up (charge $+2e/3$) et de 2 quarks down (charge $-e/3$).

Un proton est composé de 2 quarks up (charge $+2e/3$) et de 1 quark down (charge $-e/3$).



« Au départ, un quark down d'un neutron, dont la charge électrique vaut $-e/3$, émet une particule porteuse d'une charge électrique négative $-e$. Sa charge passe à $+2e/3$. Il est devenu un quark up. En général, le quark up réabsorbe immédiatement la charge négative et redevient quark down. La charge négative brièvement émise puis réabsorbée est portée par une particule appelée « boson W-moins ». Or, cet objet est instable et peut se désintégrer en électron et antineutrino. Si le boson se désintègre durant l'instant extraordinairement bref qui s'écoule entre son émission et sa réabsorption, une désintégration bêta-moins s'est produite. » Source : CNRS/IN2P2, site Internet

www.laradioactivite.com

Remarque : le boson W-moins est un des intermédiaires de l'interaction faible.

Transitions radioactives



- Condition énergétique

La réaction n'est possible que si la masse $M(X)$ du noyau père X est supérieure à la somme de la masse $M(Y)$ du noyau fils Y et de la masse m_e de l'électron créé.

$$\text{soit } M(X) c^2 > [M(Y) + m_e] c^2$$
$$[M(X) - M(Y)] c^2 > m_e c^2$$

d'où, avec les masses atomiques : $M(X) = M_{at}(X) - Zm_e$
 $M(Y) = M_{at}(Y) - (Z + 1)m_e$

$$[M_{at}(X) - Zm_e - \{M_{at}(Y) - (Z + 1)m_e\}] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - Zm_e - M_{at}(Y) + (Z + 1)m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - Zm_e - M_{at}(Y) + Zm_e + m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - M_{at}(Y) + m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$\boxed{[M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2 > 0}$$

Transitions radioactives

Désintégration β^-

- Energie libérée au cours de la transition

L'énergie Q libérée lors de la désintégration β^- se répartit *aléatoirement* entre la particule β^- créée et l'antineutrino. **Le spectre d'émission β^- est donc continu.** L'énergie cinétique de β^- varie de 0 (lorsque $\bar{\nu}$ emporte toute l'énergie) à E_{β^-max} (lorsque $\bar{\nu}$ n'emporte pas d'énergie).

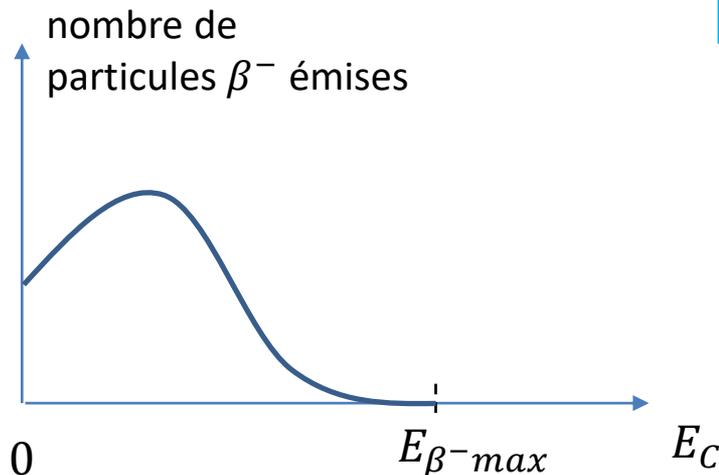
$$E_{\beta^-max} = [M(X) - M(Y) - m_e] c^2$$

soit

$$E_{\beta^-max} = [M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2$$

La valeur moyenne de l'énergie cinétique \bar{E}_{β^-} des particules β^- est approximativement donnée par :

$$\bar{E}_{\beta^-} \approx \frac{E_{\beta^-max}}{3}$$

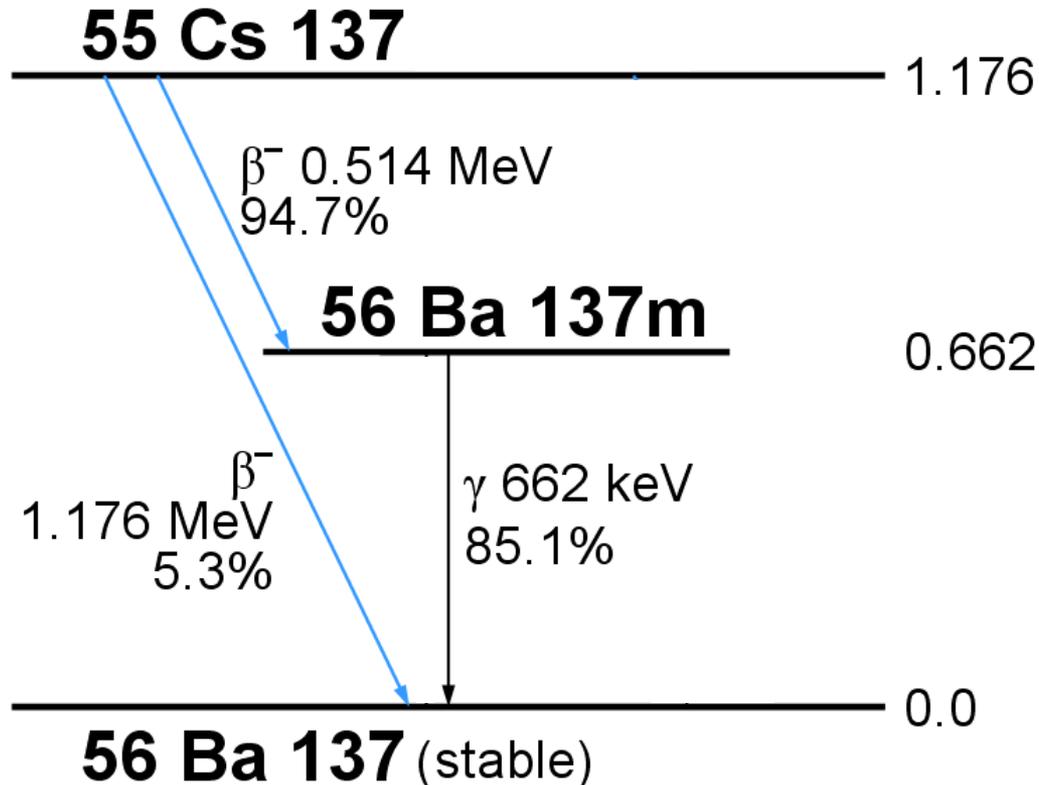


Un nombre non négligeable de particules β^- sont émises avec une très faible énergie. En effet, les particules β^- de faible énergie restent attirées par le noyau positif et s'en éloignent difficilement, d'où une accumulation de particules β^- finalement émises avec une énergie quasi nulle.

Transitions radioactives

Désintégration β^- : schéma de désintégration

Désintégration du césium-137 (^{137}Cs) en baryum-137 métastable ($^{137\text{m}}\text{Ba}$) et en ^{137}Ba



- Le césium-137 est un des produits de la fission de l'uranium.
- Utilisation en radiotoxicologie ou en radiothérapie.

Transitions radioactives

Désintégration β^+ (noyaux excédentaires en protons)

- Equation de désintégration



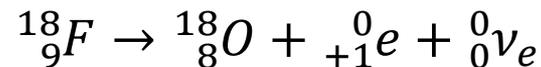
$e^+ \equiv \beta^+$ positon (ou positron ou antiélectron : il s'agit de l'antiparticule associée à l'électron), ν_e neutrino (noté ν s'il n'y a pas d'ambiguïté avec des neutrinos d'autres particules)

Le neutrino est une particule de charge électrique nulle et de masse extrêmement faible, qui n'interagit quasiment pas avec la matière. Cette particule interagit par le biais de l'interaction faible.

Il s'agit d'une *transformation isobarique* (A inchangé) d'un noyau **excédentaire en protons**.



Exemple : fluor 18 en oxygène 18



Transitions radioactives

Désintégration β^+ :



- Condition énergétique

La réaction n'est possible que si la masse $M(X)$ du noyau père X est supérieure à la somme de la masse $M(Y)$ du noyau fils Y et de la masse m_e du positon créé.

$$M(X) c^2 > [M(Y) + m_e] c^2$$

soit $[M(X) - M(Y)] c^2 > m_e c^2$

d'où, avec les masses atomiques :

$$M(X) = M_{at}(X) - Z m_e$$
$$M(Y) = M_{at}(Y) - (Z - 1) m_e$$

$$[M_{at}(X) - Z m_e - \{M_{at}(Y) - (Z - 1) m_e\}] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - Z m_e - M_{at}(Y) + (Z - 1) m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - Z m_e - M_{at}(Y) + Z m_e - m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - M_{at}(Y) - m_e] c^2 > m_e c^2$$

$$[M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2 > 2 m_e c^2$$

avec $2 m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$

Si cette condition énergétique est remplie, le noyau excédentaire en protons se stabilise par désintégration β^+ ou par capture électronique (CE).

Si cette condition énergétique n'est pas remplie, le noyau excédentaire en protons se stabilise uniquement par capture électronique (CE).

Transitions radioactives

Désintégration β^+

- Energie libérée au cours de la transition

L'énergie Q libérée lors de la désintégration β^+ se répartit *aléatoirement* entre la particule β^+ créée et le neutrino. **Le spectre d'émission β^+ est donc continu.** L'énergie cinétique de β^+ varie de 0 (lorsque ν_e emporte toute l'énergie) à E_{β^+max} (lorsque ν_e n'emporte pas d'énergie).

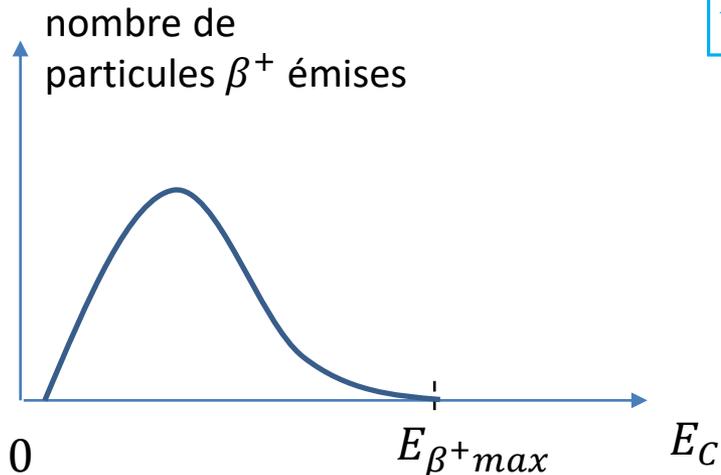
$$E_{\beta^+max} = [M(X) - M(Y) - m_e] c^2$$

soit

$$E_{\beta^+max} = [M_{at}(X) - M_{at}(Y) - 2 m_e] c^2$$

La valeur moyenne de l'énergie cinétique \bar{E}_{β^+} des particules β^+ est approximativement donnée par :

$$\bar{E}_{\beta^+} \approx \frac{E_{\beta^+max}}{3}$$



Pratiquement pas de particules β^+ émises avec une énergie nulle. En effet, même avec une très faible énergie, les particules β^+ sont repoussées par le noyau (répulsion électrostatique) et s'en éloignent sans difficulté.

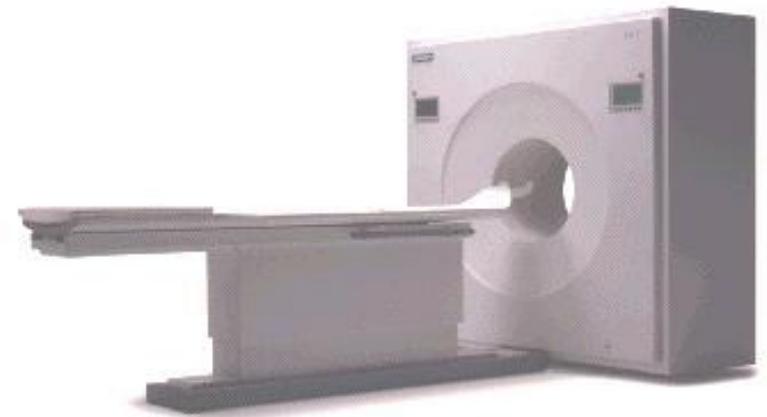
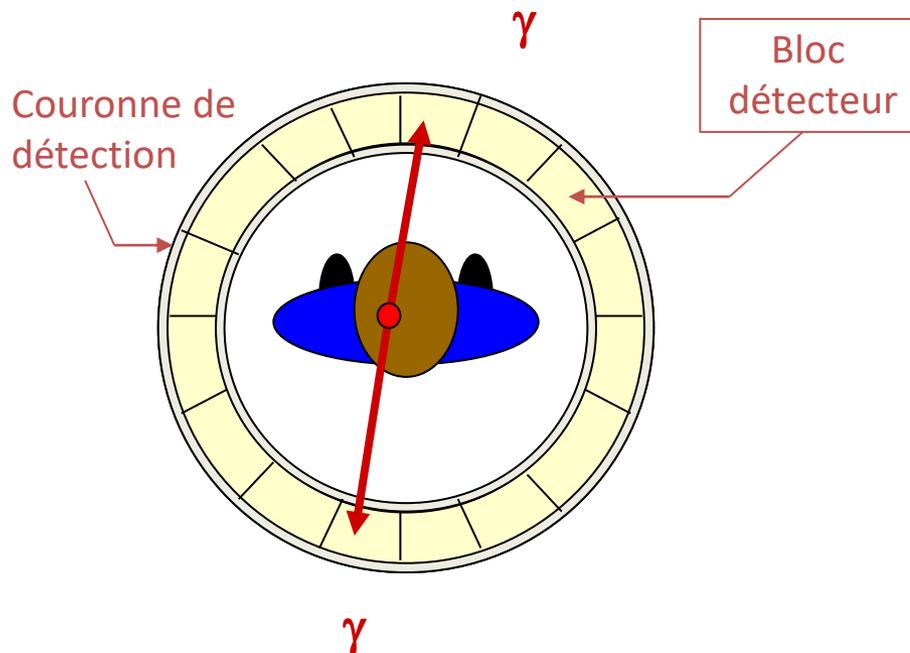
Transitions radioactives

Désintégration β^+

- Devenir de β^+

Lors de la traversée d'un matériau, le positon épuise progressivement son énergie cinétique sous forme de collisions multiples. En fin de parcours, la collision du positon avec un électron donne lieu à une réaction d'annihilation des 2 particules, qui aboutit à la formation de 2 photons γ de 511 keV, qui partent dans des directions opposées. **Le principe de fonctionnement de la TEP (Tomographie par Emission de Positons) repose sur ce mécanisme d'annihilation.**

L'émetteur β^+ le plus fréquemment utilisé pour la TEP est le fluor 18 (combiné avec du glucose).



Scanner



TEP



Fusion des images

TEP/Scanner



Diagnostic:

La lésion est localisée dans
la région aorto-pulmonaire
inaccessible pour
une Médiastinoscopie

Transitions radioactives

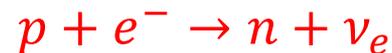
Capture électronique (CE ou ε) (noyaux excédentaires en protons)

Il s'agit de la capture par le noyau d'un électron appartenant à une couche profonde de l'atome (souvent la couche K qui est la plus profonde ; on parle alors de capture K).

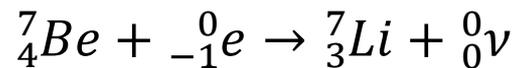
- Equation de désintégration



Il s'agit d'une *transformation isobarique* (A inchangé) d'un noyau excédentaire en protons.



Exemple : béryllium-7 et lithium-7



Transitions radioactives

Capture électronique (CE ou ε) : ${}^A_ZX + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_0\nu_e$

- Condition énergétique

La réaction n'est possible que si la somme de la masse $M(X)$ du noyau père X et de la masse m_e de l'électron capturé est supérieure à la masse $M(Y)$ du noyau fils Y créé.

$$[M(X) + m_e] c^2 > M(Y) c^2$$

d'où, avec les masses atomiques :

$$M(X) = M_{at}(X) - Zm_e$$
$$M(Y) = M_{at}(Y) - (Z - 1)m_e$$

d'où

$$[M_{at}(X) - Zm_e + m_e] c^2 > [M_{at}(Y) - (Z - 1)m_e] c^2$$
$$[M_{at}(X) - Zm_e + m_e - \{M_{at}(Y) - (Z - 1)m_e\}] c^2 > 0$$
$$[M_{at}(X) - Zm_e + m_e - \{M_{at}(Y) - Z m_e + m_e\}] c^2 > 0$$
$$[M_{at}(X) - Zm_e + m_e - M_{at}(Y) + Z m_e - m_e] c^2 > 0$$
$$\boxed{[M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2 > 0}$$

Par comparaison, la condition énergétique pour une désintégration β^+ est

$$[M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2 > 2 m_e c^2$$

Transitions radioactives

Capture électronique (CE ou ϵ)

Remarques :

- La CE est seule possible quand l'énergie disponible n'est pas suffisante pour obtenir une désintégration β^+ .
- Si la désintégration β^+ est possible, alors la CE l'est également.
- La CE se produit essentiellement pour des noyaux lourds (grands rayons nucléaires et orbites électroniques plus compactes). Les électrons capturés sont généralement issus de la couche la plus proche du noyau (couche K).

• Energie libérée au cours de la transition

L'énergie Q libérée lors de la CE est emportée par le neutrino. On a :

$$Q = [M(X) + m_e - M(Y)] c^2$$

soit

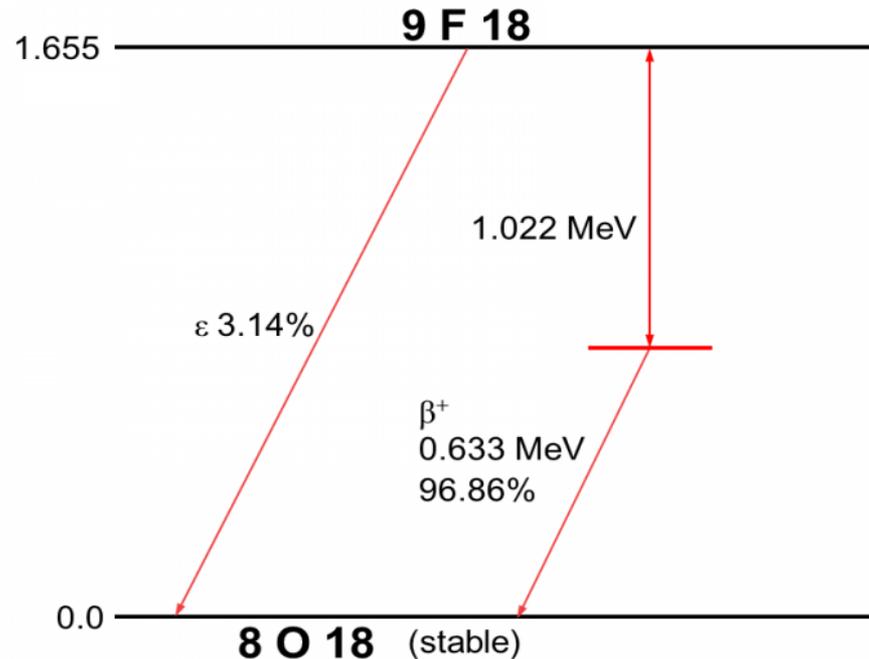
$$Q = [M_{at}(X) - M_{at}(Y)] c^2$$

• Effets secondaires

Les effets secondaires consécutifs à une capture électronique sont identiques à ceux de la conversion interne. Suite à la **capture de l'électron d'un atome**, la **place vacante dans la couche électronique** correspondante provoque un **réarrangement du cortège électronique**. Ce réarrangement libère de l'énergie et donne naissance à des photons de fluorescence et/ou à une émission d'un électron appelé « électron Auger ».

Transitions radioactives

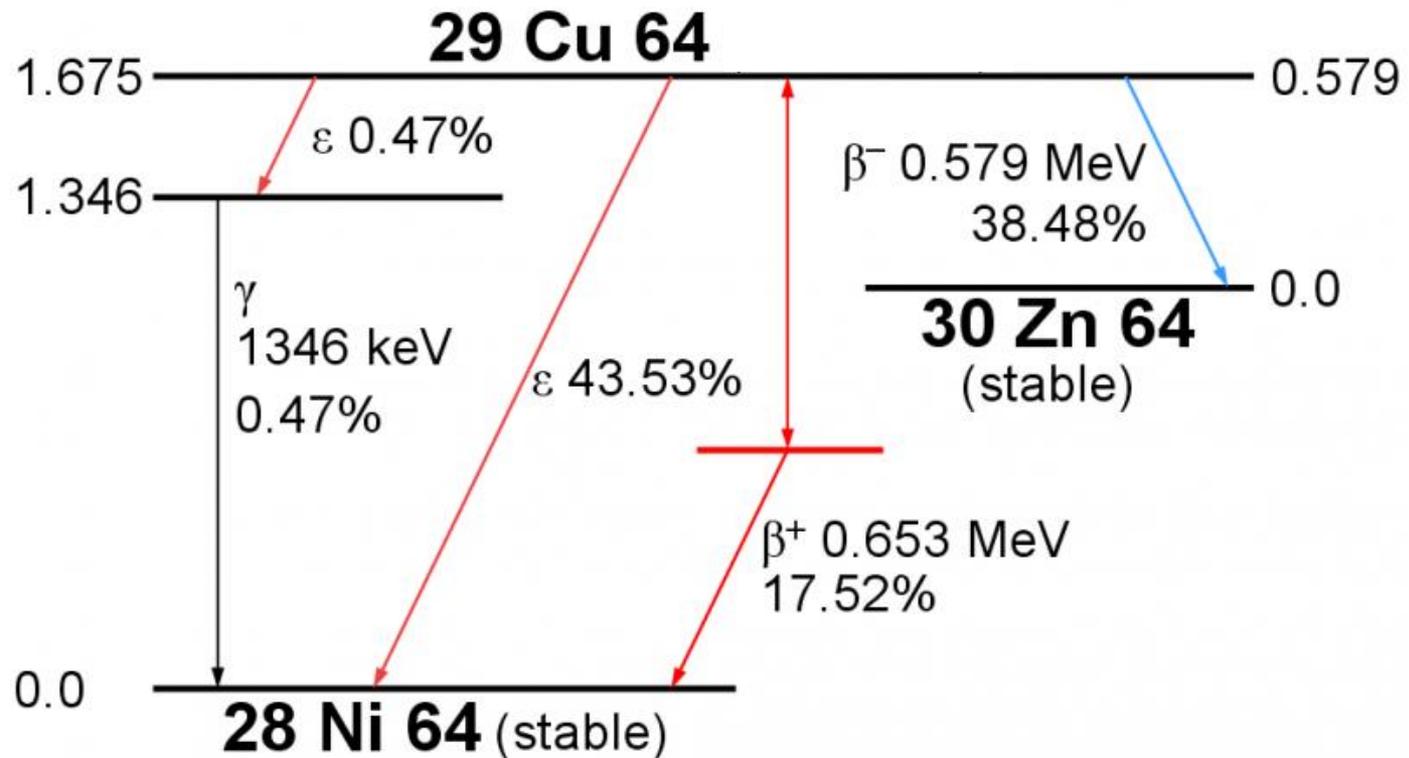
Exemple : schéma de désintégration du fluor-18



- Production du ^{18}F par bombardement de ^{18}O avec des protons.
- Le ^{18}F est utilisé en médecine nucléaire pour l'imagerie TEP. Le ^{18}F est intégré dans une molécule de glucose où il remplace un groupement hydroxyle pour former du fluorodésoxyglucose (^{18}F -FDG). Celui-ci est capté par les cellules, proportionnellement à leur activité métabolique, mais y reste piégé car les cellules ne pourront le consommer pour des raisons métaboliques. Les cellules cancéreuses, se multipliant sans cesse, consomment davantage de glucose que les saines, et concentrent donc davantage de ^{18}F -FDG, ce qui permet de les localiser.

Transitions radioactives

Exemple : schéma de désintégration du cuivre-64



- Production du ^{64}Cu par bombardement de ^{64}Ni ou ^{64}Zn avec des protons, ou de ^{63}Ni ou de ^{63}Cu avec des neutrons.

- Le ^{64}Cu est utilisé en médecine nucléaire pour l'imagerie TEP.

Transitions radioactives

Émission γ et conversion interne

- Suite à une désintégration α , β^- , β^+ ou CE, le noyau fils peut être excité. Le noyau fils peut revenir à son état fondamental soit par **émission γ** , soit par **conversion interne**, ces deux phénomènes étant en **compétition**.

- **Émission γ et conversion interne ne sont pas des modes de désintégration**. Ce sont des **phénomènes secondaires** qui peuvent apparaître **après une désintégration α , β^- , β^+ ou CE**. On a :

- **Émission γ et conversion interne** sont des **phénomènes très fréquents**, qui se produit avec de très nombreux radionucléides. Il est rare que des désintégrations ne s'accompagnent jamais de ce processus secondaire.

Remarque : La probabilité d'une conversion interne augmente avec Z et avec la période radioactive, et augmente lorsque l'énergie de l'émission γ avec laquelle elle est en compétition diminue.

- **Pour une émission γ , on a :**



Transitions radioactives

Émission γ et conversion interne

- Dans la conversion interne, l'énergie excédentaire du noyau fils excité est transféré à un des électrons orbitaux, qui est expulsé de l'atome. On a :



- L'énergie cinétique E_C de l'électron émis sera :

$$E_C = E - W$$

avec E énergie de transition et W énergie de liaison de l'électron.

- Suite à une **conversion interne**, la **place vacante dans la couche électronique** correspondante provoque un **réarrangement du cortège électronique**. Ce réarrangement libère de l'énergie et donne naissance à des photons de fluorescence et/ou à une émission d'un électron appelé « électron Auger ».

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

Il est impossible de prévoir à quel moment un noyau particulier va se désintégrer : la désintégration radioactive est un phénomène **intrinsèquement aléatoire**. Il par contre possible de prévoir **statistiquement** la désintégration d'un ensemble de noyaux.

- Soit **λ la probabilité de désintégration d'un noyau par unité de temps.**

On appelle **λ la constante radioactive. Unités SI : s^{-1} .**

- Quelle est la loi de variation du nombre de noyaux pères N en fonction du temps ?

Soit $N(t)$ le nombre de noyaux radioactifs pères présent à l'instant t . La diminution $N(t + dt) - N(t) = dN$ de noyaux pères pendant un intervalle de temps dt s'écrit :

$$dN = -\lambda dt N$$

λN : nombre de noyaux désintégrés par unité de temps (positif car λ et N sont positifs)

$\lambda dt N$: nombre de noyaux désintégrés pendant dt (positif car λN et dt sont positifs)

$dN < 0$ car $N(t + dt) < N(t)$ (moins de noyaux au temps $t + dt$ qu'au temps t)

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

- Quelle est la loi de variation du nombre de noyaux pères N en fonction du temps ?

On a :

$$dN = -\lambda dt N$$

d'où l'équation différentielle du 1^{er} ordre :

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

qu'on peut encore écrire, en séparant les variables :

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

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

La résolution de l'équation $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$ donne, avec $N(t = 0) = N_0$:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

soit

$$[\ln N]_{N_0}^N = -\lambda [t]_0^t$$

soit

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$$

soit

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

soit

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

soit

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

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

Remarque : résolution de $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$ avec une intégration sans bornes (donc avec une constante d'intégration) :

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

soit $\ln N = -\lambda t + C$, avec C constante

(soit $N = e^{-\lambda t + C} = e^{-\lambda t} e^C$; on pose alors $K = e^C$)

soit $N = K e^{-\lambda t}$, avec K constante

Or, on a la condition initiale : $N(t = 0) = N_0$

et, de plus, d'après l'expression $N = K e^{-\lambda t}$, on a : $N(t = 0) = K$

d'où : $K = N_0$

d'où $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

- On définit la **période radioactive T** ou **demi-vie** comme étant **le temps au bout duquel la moitié des noyaux pères se sont désintégrés**. On a donc par définition :

$$N(t = T) = \frac{N_0}{2}$$

- Lien entre T et λ

On a :

$$\begin{cases} N(t = T) = \frac{N_0}{2} \\ N(t = T) = N_0 e^{-\lambda T} \end{cases}$$

d'où

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

soit

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

D'où

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t} = N_0 e^{-\frac{t}{T} \ln 2} = N_0 e^{\ln 2^{-t/T}} \text{ car } \ln a^n = n \ln a \text{ avec } a > 0$$

Soit

$$N(t) = N_0 2^{-t/T}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

Nombre de noyaux pères au bout de n périodes :
que vaut N au bout d'un temps $t = n T$?

$$N(t = n T) = N_0 2^{-n T/T}$$

soit

$$N(t = n T) = N_0 2^{-n}$$

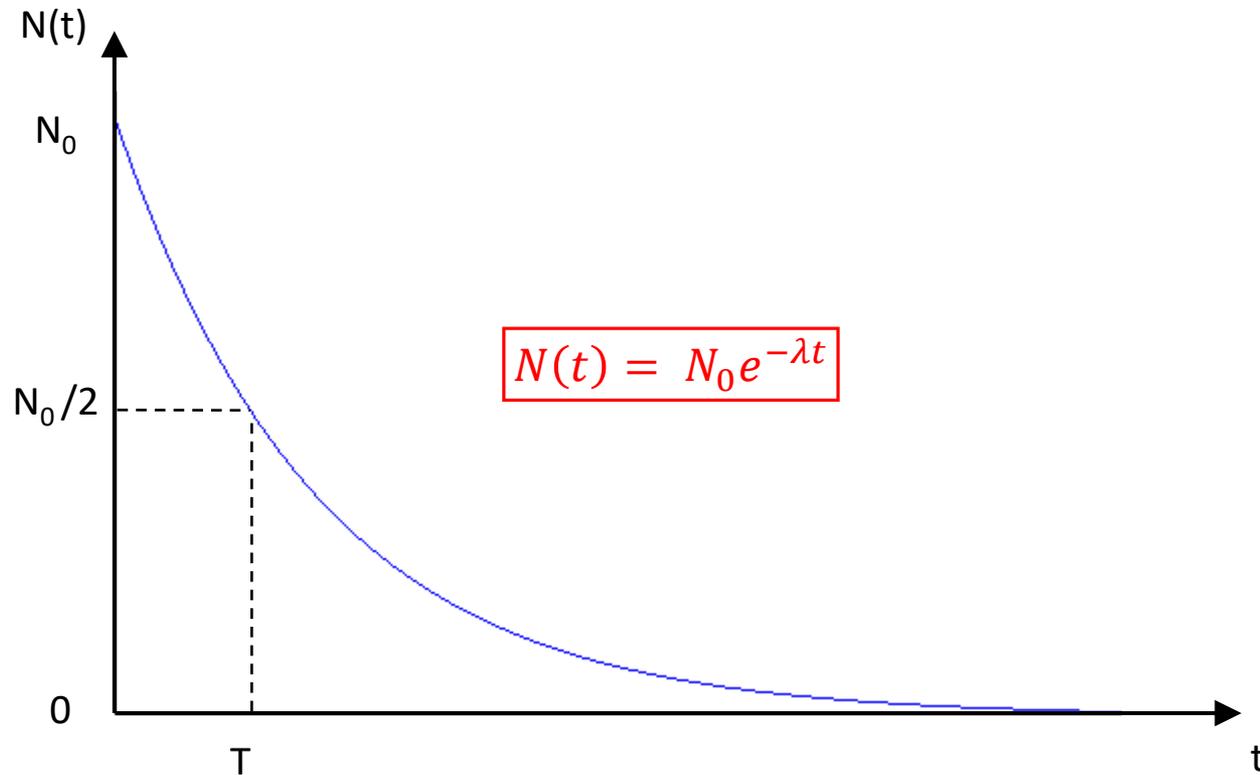
soit

$$N(t = n T) = \frac{N_0}{2^n}$$

Par exemple, pour $t = 10 T$:

$$N(t = 10 T) = \frac{N_0}{2^{10}} = \frac{N_0}{1024}$$

Cinétiques des transitions radioactives



Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

Activité : nombre de désintégrations de noyaux pères par unité de temps.

Unités SI : $s^{-1} \equiv \text{Bq}$

Un becquerel (Bq) correspond à une désintégration par seconde.

Autre unité : le curie (Ci), qui est l'activité de 1 gramme de radium 226 ($T \approx 1600$ ans).

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

On a :

$$A(t) = \lambda N(t)$$

On retrouve donc, avec $A(t = 0) = A_0$:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \text{ ou } A(t) = A_0 2^{-t/T}$$

et

$$A(t = n T) = \frac{A_0}{2^n}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Activité des sources radioactives

Comment évolue la masse des atomes radioactifs en fonction du temps ?

Lien entre la masse des atomes et le nombre de noyaux, et donc avec l'activité ?

Soit $N(t)$ le nombre de noyaux radioactifs et $m(t)$ la masse totale des atomes correspondants.

On donne la masse molaire d'un noyau M_{mol} et le nombre d'Avogadro N_A .

On a :

$$m(t) = N(t) \times \underbrace{\frac{M_{mol}}{N_A}}_{\text{masse d'un atome}}$$

soit

$$m(t) = \frac{A(t)}{\lambda} \frac{M_{mol}}{N_A}$$

soit

$$m(t) = \frac{A(t)}{\ln 2} T \frac{M_{mol}}{N_A}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

- Quel est la loi de variation du nombre de noyaux fils en fonction du temps ?

Deux cas possibles : le noyau fils est stable ou le noyau fils est instable.

Cas 1 : le noyau fils est stable

Soit X_1 le radioélément père, et $N_1(t)$ le nombre de noyaux radioactifs pères présent à l'instant t . Le radioélément père X_1 est caractérisé par :

λ_1 constante radioactive

$$N_1(t = 0) = N_{10}$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} N_1(t) = 0$$

On a :

$$N_1(t) = N_{10}e^{-\lambda_1 t}$$

Soit X_2 le noyau fils, et $N_2(t)$ le nombre de noyaux fils présent à l'instant t . Le noyau fils X_2 est caractérisé par :

$$N_2(t = 0) = 0$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} N_2(t) = N_{10}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 1 : le noyau fils est stable

- Le nombre de noyaux fils X_2 produits est égal au nombre de noyaux pères X_1 désintégrés.
- La variation dN_2 de noyaux fils pendant un intervalle de temps dt s'écrit donc :

$$dN_2 = -dN_1$$

or, on a : $dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt$

d'où :

$$dN_2 = +\lambda_1 N_1 dt$$

or, on a : $N_1(t) = N_{10}e^{-\lambda_1 t}$

d'où :

$$dN_2 = +\lambda_1 N_{10}e^{-\lambda_1 t} dt \Rightarrow \int_0^{N_2} dN_2 = +\lambda_1 N_{10} \int_{t=0}^t e^{-\lambda_1 t} dt$$

soit :

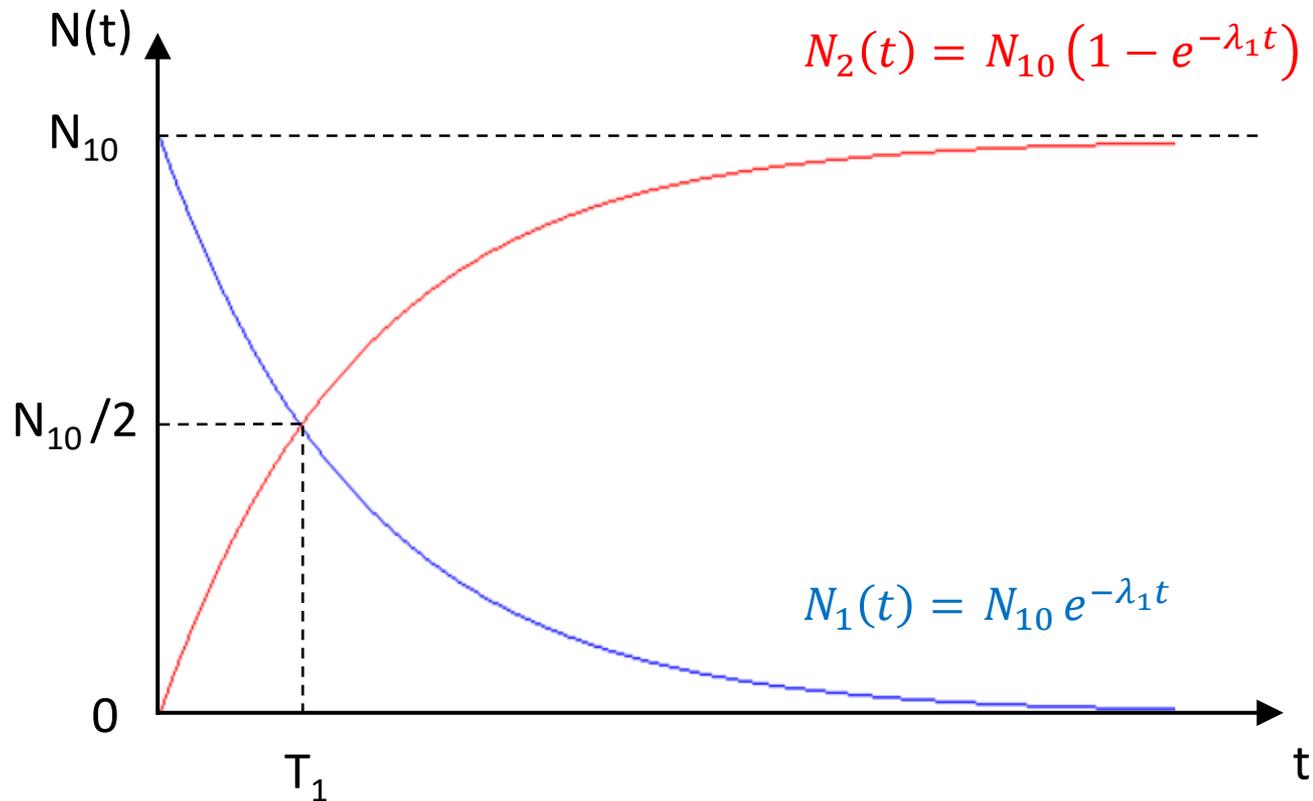
$$N_2(t) = +\lambda_1 N_{10} \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{-\lambda_1} \right]_{t=0}^t \Rightarrow N_2(t) = -N_{10}(e^{-\lambda_1 t} - 1)$$

soit :

$$\boxed{N_2(t) = N_{10}(1 - e^{-\lambda_1 t})} = N_{10} - N_{10}e^{-\lambda_1 t}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Courbe des variations des populations de noyaux père et fils en fonction du temps



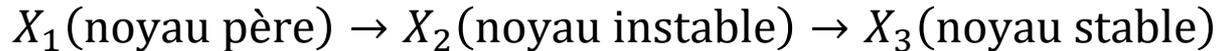
Remarque : les courbes se croisent en $t = T_1$, et $N_1(T_1) = N_2(T_1) = \frac{N_{10}}{2}$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 2 : le noyau fils est instable

On considère la filiation suivante :



On s'intéresse à $A_1(t)$ et $A_2(t)$. Les noyaux X_1 et X_2 ont respectivement pour constantes radioactives λ_1 et λ_2 . Les conditions initiales sont :

$$\begin{aligned} N_1(t = 0) &= N_{10} \\ N_2(t = 0) &= N_3(t = 0) = 0 \end{aligned}$$

On a :

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Pendant dt , la variation de dN_2 correspond à :

- la production, à partir de X_1 , de $-dN_1$ noyaux X_2 (le nombre de noyaux X_2 produits est égal au nombre de noyaux X_1 désintégrés), avec $-dN_1 = +\lambda_1 N_1 dt$;
- la désintégration de noyaux X_2 suivant la probabilité λ_2 .

D'où :

$$dN_2 = +\lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$$

soit :

$$\frac{dN_2}{dt} = +\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \Rightarrow \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = +\lambda_1 N_1$$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 2 : le noyau fils est instable

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = +\lambda_1 N_1 \Rightarrow \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = +\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Il s'agit d'une équation différentielle du premier ordre à coefficients constants, avec un second membre dépendant du temps. La résolution de cette équation n'est pas à connaître.

La solution de cette équation est :

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

D'où l'activité $A_2(t)$ de X_2 :

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2(t) \Rightarrow A_2(t) = \lambda_2 N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

soit :

$$A_2(t) = A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Pour quel temps $t = t_{max}$ l'activité du noyau fils X_2 est-elle maximale ?

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 2 : le noyau fils est instable

On vient de trouver l'expression de $A_2(t)$:

$$A_2(t) = A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Or, l'activité du noyau fils X_2 est maximale pour un temps $t = t_{max}$ tel que :

$$\left. \frac{dA_2}{dt} \right|_{t=t_{max}} = 0$$

En dérivant l'expression de $A_2(t)$ par rapport au temps, on trouve :

$$\frac{dA_2}{dt} = A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t})$$

D'où :

$$\left. \frac{dA_2}{dt} \right|_{t=t_{max}} = 0 \Rightarrow A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_{max}} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_{max}}) = 0$$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 2 : le noyau fils est instable

$$\left. \frac{dA_2}{dt} \right|_{t=t_{max}} = 0 \Rightarrow A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_{max}} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_{max}}) = 0$$

soit $-\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_{max}} + \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_{max}} = 0$

soit $\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_{max}} = \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_{max}}$

soit $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = e^{(\lambda_1 - \lambda_2) t_{max}}$

soit $\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = (\lambda_1 - \lambda_2) t_{max}$, d'où : $t_{max} = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{1}{\ln 2} \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{T_2}{T_1}$

Cinétiques des transitions radioactives

Evolution des populations des noyaux pères et fils en fonction du temps

Cas 2 : le noyau fils est instable

Remarque : Au temps $t = t_{max}$, donc lorsque l'activité du noyau fils X_2 est maximale, on a :

$$\left. \frac{dA_2}{dt} \right|_{t=t_{max}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{t=t_{max}} = 0 \quad \Rightarrow \quad dN_2(t = t_{max}) = 0$$

\downarrow

car $A_2(t) = \lambda_2 N_2(t)$

Or, on a :

$$dN_2 = +\lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$$

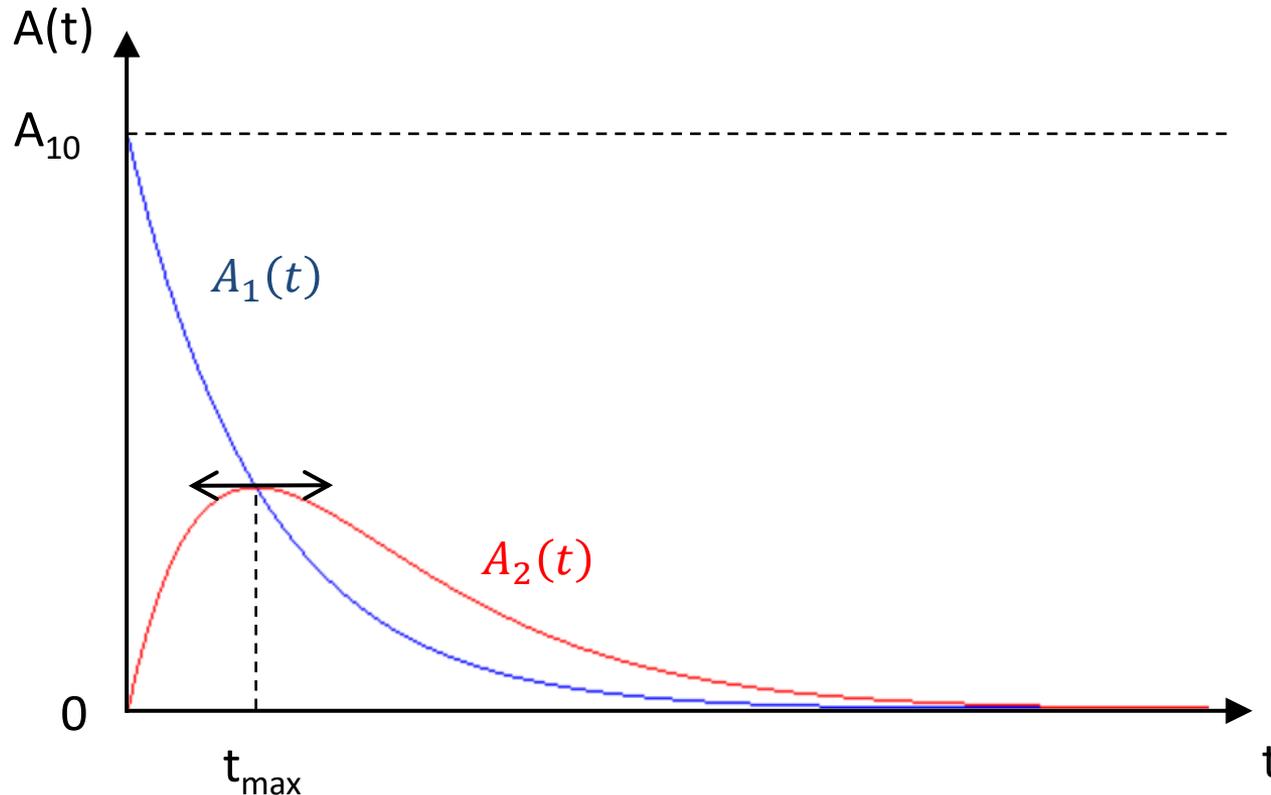
D'où, au temps $t = t_{max}$:

$$dN_2 = 0 \Rightarrow \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \Rightarrow \boxed{A_1 = A_2}$$

Ainsi, lorsque $t = t_{max}$, les activités du noyau père X_1 et du noyau fils X_2 sont égales.

Cinétiques des transitions radioactives

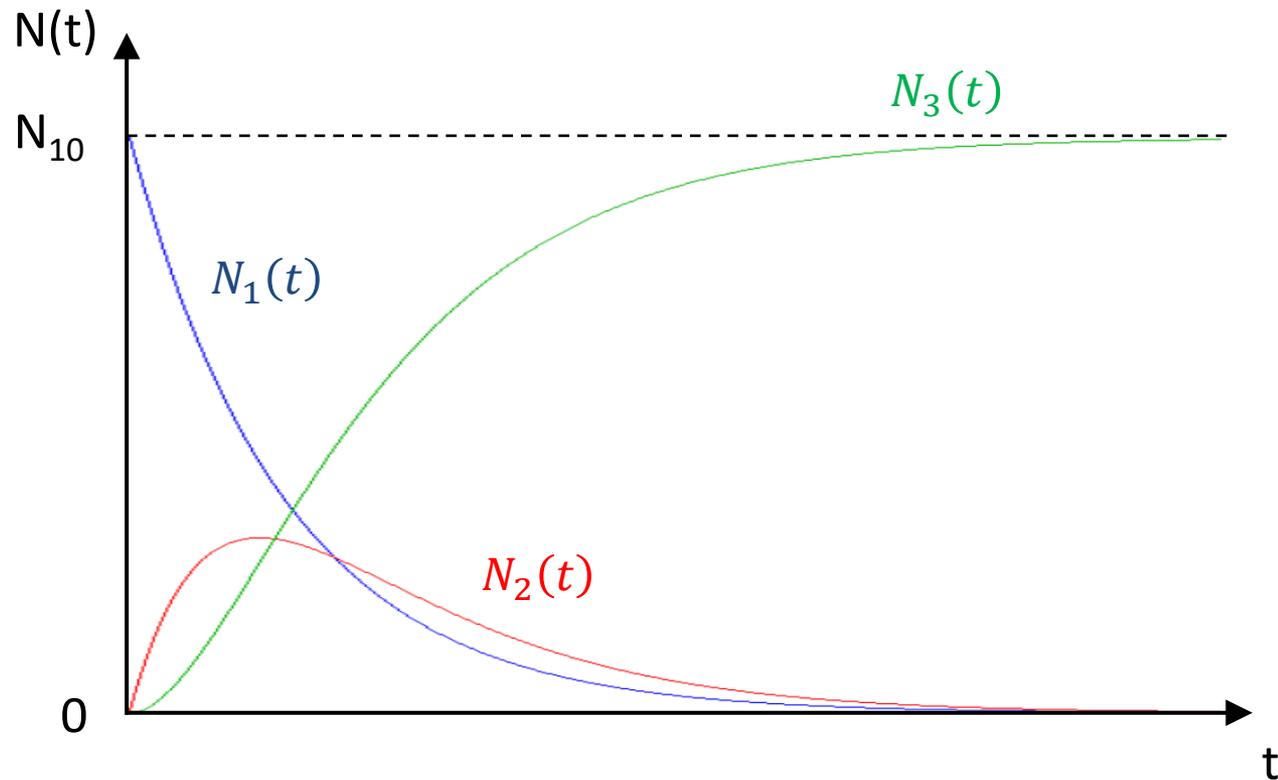
Courbe des variations des activités des noyaux X_1 et X_2
en fonction du temps



Remarque : Pas d'activité pour le noyau X_3 qui est supposé stable.

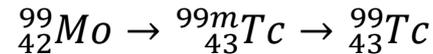
Cinétiques des transitions radioactives

Courbe des variations des nombres des noyaux X_1 , X_2 et X_3 en fonction du temps



Cinétiques des transitions radioactives

Exemple : générateur de technétium 99m dans les services de médecine nucléaire
(« vache à technétium »)



Pour le molybdène-99 (émission β^-) : $T_1 \approx 66$ h .

Pour le technétium-99m (émission γ) : $T_2 \approx 6$ h. Cette période convient pour des acquisitions d'images scintigraphiques, mais est trop courte pour pouvoir conserver le technétium 99m plus d'une journée.

D'après l'étude précédente, la production maximale de ${}_{43}^{99m}\text{Tc}$ à partir du ${}_{42}^{99}\text{Mo}$ est atteinte en un temps t_{max} qui vaut :

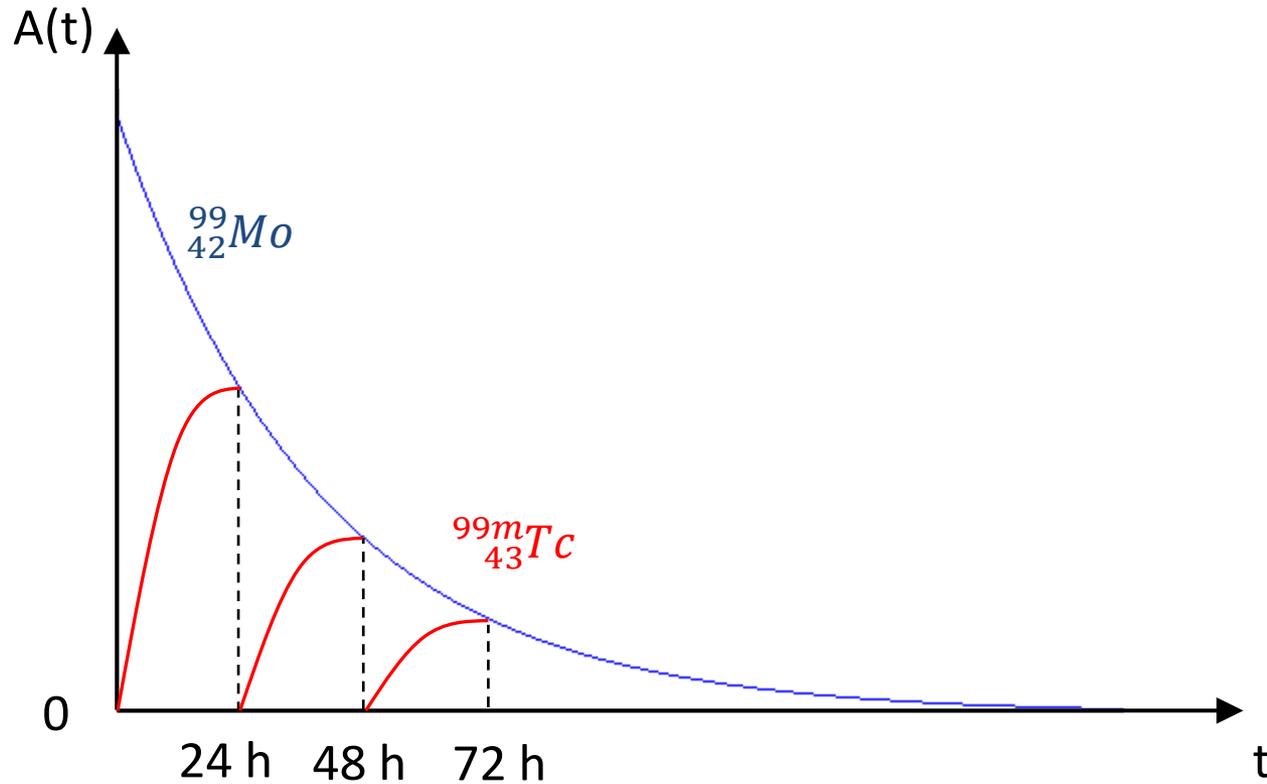
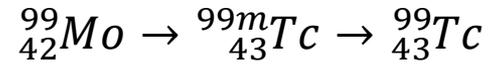
$$t_{max} = \frac{1}{\ln 2} \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{T_2}{T_1} \approx 23 \text{ h}$$

La quantité de technétium est ainsi prélevée toutes les 23 heures environ pendant plusieurs jours successifs (séparation du molybdène par chromatographie sur colonne). **Cette technique permet d'effectuer les examens scintigraphiques nécessitant du technétium 99m pendant plusieurs jours, et ce à partir d'une seule livraison de molybdène.**

Remarque : La scintigraphie osseuse repose sur la fixation dans les structures osseuses de molécules phosphatées marquées au technétium-99m. Le radiopharmaceutique est injecté par voie intraveineuse. L'imagerie se fait par détection des rayons γ grâce à des gamma-caméras. Il existe également la scintigraphie pulmonaire, rénale, cérébrale, thyroïdienne, cardiaque.

Cinétiques des transitions radioactives

Exemple : générateur de technétium 99m dans les services de médecine nucléaire
(« vache à technétium »)



Cinétiques des transitions radioactives

Cas 2 : le noyau fils est instable

$$A_2(t) = A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Cas particuliers :

- Equilibre de régime :

Si $T_1 > T_2$, donc si $\lambda_1 < \lambda_2$, et lorsque t est suffisamment grand, $e^{-\lambda_2 t}$ est négligeable par rapport à $e^{-\lambda_1 t}$. $A_2(t)$ devient :

$$A_2(t) \approx A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}. \text{ Or, on a toujours } A_1(t) = A_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

d'où :

$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \text{constante}$$

Si $T_1 > T_2$, donc si $\lambda_1 < \lambda_2$, lorsque t est suffisamment grand, les activités des noyaux X_1 et X_2 sont proportionnelles. C'est « l'équilibre de régime ».

Exemple : baryum ${}^{140}_{56}\text{Ba} \rightarrow$ lanthane ${}^{140}_{57}\text{La} \rightarrow$ cérium ${}^{140}_{58}\text{Ce}$

avec $T_1({}^{140}_{56}\text{Ba}) \approx 12,75$ jours et $T_2({}^{140}_{57}\text{La}) = 1,678$ jour

Cinétiques des transitions radioactives

Cas 2 : le noyau fils est instable

$$A_2(t) = A_{10} \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Cas particuliers :

- Equilibre séculaire :

Si $T_1 \gg T_2$, donc si $\lambda_1 \ll \lambda_2$, et lorsque t est suffisamment grand, $e^{-\lambda_2 t}$ est négligeable par rapport à $e^{-\lambda_1 t}$ et T_2 est négligeable par rapport à T_1 .

$A_2(t)$ devient :

$$A_2(t) \approx A_{10} e^{-\lambda_1 t}, \text{ or, on a toujours } A_1(t) = A_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

d'où :

$$A_2(t) \approx A_1(t)$$

Si $T_1 \gg T_2$, donc si $\lambda_1 \ll \lambda_2$, lorsque t est suffisamment grand, les activités des noyaux X_1 et X_2 sont égales. C'est « l'équilibre séculaire ».

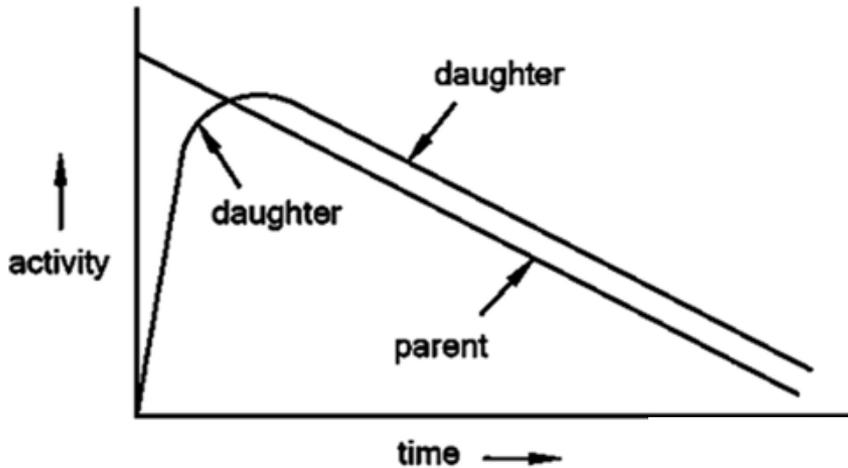
Exemple : radium ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow$ radon ${}^{222}_{86}\text{Rn} \rightarrow$ polonium ${}^{218}_{84}\text{Po}$

avec $T_1({}^{226}_{88}\text{Ra}) \approx 1620$ ans et $T_2({}^{222}_{86}\text{Rn}) = 4,2$ jours

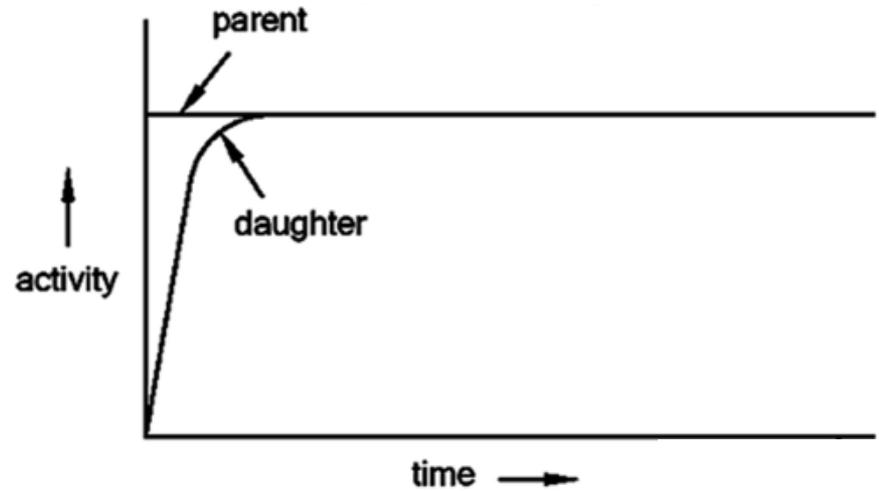
Cinétiques des transitions radioactives

Cas 2 : le noyau fils est instable

équilibre de régime
(activité en échelle logarithmique)



équilibre séculaire
(activité en échelle logarithmique)



Cinétiques des transitions radioactives

- **Période effective et période biologique d'un radioélément**

Des radionucléides peuvent être introduits dans l'organisme ou dans un organe pour diverses raisons, soit naturelles (potassium-40, radon, etc.), soit artificielles (diagnostic ou thérapie). Ils peuvent être éliminés :

- par désintégration physique, caractérisée par la période radioactive ou demi-vie T ;
- par élimination biologique, caractérisée par la période biologique T_b .

La période biologique T_b est le temps au bout duquel la quantité du radioélément introduite dans l'organisme ou dans un organe a été réduite de moitié par voies biologiques (métabolisme, excrétion). La période biologique dépend des caractéristiques chimiques du radioélément et de la molécule à laquelle elle appartient, et de leurs interactions avec l'organisme ou organe.

La période effective T_{eff} est le temps au bout duquel la quantité du radioélément introduite dans un organisme a été réduite de moitié par désintégration physique ou par voies biologiques. T_{eff} dépend de T et T_b , et on a : $T_{\text{eff}} < T$ et $T_{\text{eff}} < T_b$.

On a :

$$\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T} + \frac{1}{T_b}$$

soit

$$T_{\text{eff}} = \frac{T T_b}{T + T_b}$$

Cinétiques des transitions radioactives

Démonstration :

La diminution élémentaire dN du nombre de radionucléides par désintégration physique ou par voies biologiques s'écrit :

$$N(t + dt) - N(t) = dN = -\lambda dt N - \lambda_b dt N$$

avec λ_b la probabilité par unité de temps d'éliminer les radionucléides par voies biologiques.

$$\text{D'où : } dN = -(\lambda + \lambda_b) dt N$$

qu'on peut écrire, en posant $\lambda_{\text{eff}} = \lambda + \lambda_b$:

$$dN = -\lambda_{\text{eff}} dt N \quad \Rightarrow \quad N(t) = N_0 e^{-\lambda_{\text{eff}} t}$$

λ_{eff} est la probabilité par unité de temps d'éliminer les radionucléides par désintégration physique ou par voies biologiques.

$$\text{D'où : } \frac{\ln 2}{T_{\text{eff}}} = \frac{\ln 2}{T} + \frac{\ln 2}{T_b}$$

soit

$$\boxed{\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T} + \frac{1}{T_b}}$$

Interaction des rayonnements particulaires avec la matière

L'interaction entre un rayonnement et la matière se traduit par un transfert d'énergie, engendrant ionisation, excitation ou transfert thermique.

→ Les interactions avec les différents tissus de l'organisme permet l'imagerie diagnostique et peuvent avoir des conséquences biologiques sur les tissus.

L'énergie d'une particule incidente diminue progressivement au cours de son trajet dans la matière. **La trajectoire d'une particule est donc limitée.** La trajectoire d'une particule incidente est caractérisée par :

- sa distance L parcourue dans la matière (longueur de la trajectoire) ;
- sa profondeur P de pénétration dans la matière (portée).

On distingue les interactions rayonnement-matière engendrées par :

- les particules chargées légères : électrons, positons ;
- les particules chargées lourdes : particules α , protons, ions ;
- les particules non chargées : neutrons.

Interaction des rayonnements particulaires avec la matière

Quantification énergétique des interactions des particules avec la matière

L'énergie transférée par une particule incidente peut être quantifiée par 2 paramètres :

- **le transfert linéique d'énergie (TLE) ;**
- **la densité linéique d'ionisation (DLI).**

Le transfert linéique d'énergie (TLE) (ou transfert d'énergie linéique TEL)

Le transfert linéique d'énergie (TLE) est la quantité d'énergie cinétique transférée à la cible par unité de longueur de la trajectoire de la particule incidente.

$$TLE = \frac{E_c}{L}$$

E_c énergie cinétique de la particule incidente

L longueur de la trajectoire de la particule incidente dans la cible

Unité usuelle : keV/ μ m

Le TLE est l'énergie transférée *localement* au milieu suite à la perte d'énergie de la particule incidente. Il traduit la nuisance biologique d'un rayonnement donné.

Interaction des rayonnements particuliers avec la matière

Quantification énergétique des interactions des particules avec la matière

La densité linéique d'ionisation (DLI) ou ionisation spécifique

La densité linéique d'ionisation est le nombre d'ionisations créés par une particule incidente, par unité de longueur de la trajectoire.

$$DLI = \frac{TLE}{W}$$

avec W l'énergie moyenne transférée par la particule incidente lors d'une ionisation (on dit « par paires d'ions créés », en parlant de l'atome ionisé et de l'électron éjecté). Exemple : pour l'eau, $W = 32$ eV ; pour l'air, $W = 34$ eV.

Unité usuelle : paires d'ions par μm

TLE et DLI peuvent être calculés pour les particules matérielles chargées, mais aussi pour les photons (qui peuvent engendrer de multiples ionisations par l'intermédiaire des premiers électrons éjectés par les photons) et les neutrons (qui mettent en mouvement des noyaux qui peuvent ioniser la matière). Photons et neutrons peuvent ainsi engendrer indirectement de multiples ionisations, responsables de leur efficacité biologique.

Interaction des rayonnements particulaires avec la matière

Interaction des particules chargées avec la matière

Les particules chargées peuvent interagir :

- avec un électron de l'atome cible ;
- avec le noyau de l'atome cible.

Les particules chargées interagissent électriquement, essentiellement avec les électrons atomiques du matériau cible, les noyaux occupant un faible volume dans l'atome.

Interaction avec un électron de l'atome cible

Soit ΔE l'énergie transférée par la particule incidente à un électron de l'atome cible, et W l'énergie de liaison de cet électron.

Si $\Delta E \geq W$, l'électron est éjecté de son orbite : il y a **ionisation.** L'électron éjecté peut créer d'autres ionisations si son énergie est suffisante.

Si $\Delta E < W$, l'électron est porté à un niveau d'énergie supérieur : il y a excitation électronique de l'atome. Si ΔE est faible, cette excitation conduit à une dissipation thermique (les molécules cibles voient leur énergie de translation, de rotation ou vibration augmenter). Si ΔE est élevé, il peut y avoir dissipation d'énergie avec émission d'un photon peu énergétique.

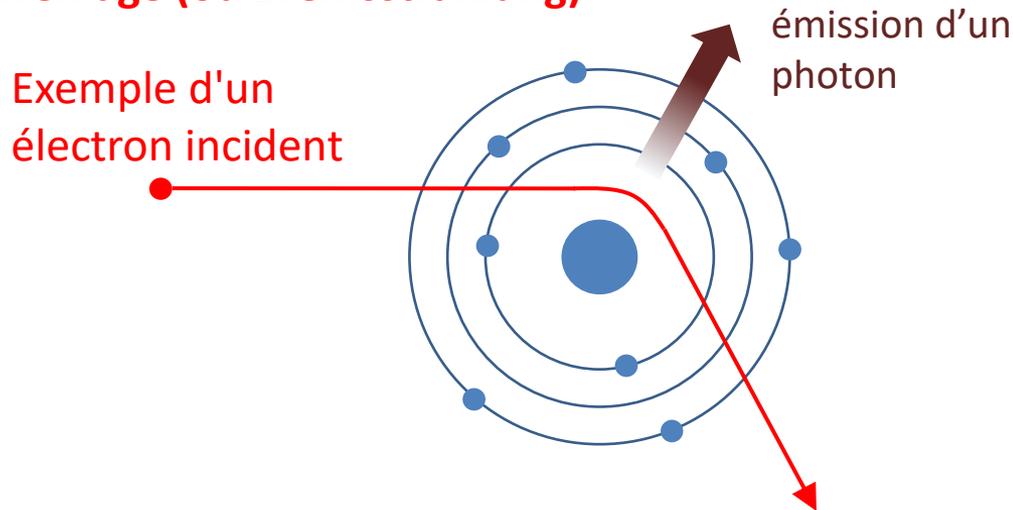
Interaction des rayonnements particulaires avec la matière

Interaction des particules chargées avec la matière

Interaction avec le noyau de l'atome cible

Une particule passant à proximité du noyau est soit **attirée** par celui-ci (particule chargée négativement), soit **repoussée par le noyau** (particule chargée positivement).

La trajectoire de la particule est donc **déviée**, entraînant une perte d'énergie cinétique, énergie transformée sous forme d'une émission d'un photon X : c'est le **rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung)**.



L'énergie du photon de freinage peut varier de manière continue entre une valeur nulle (aucune déviation) et une valeur maximale égale à l'énergie cinétique de la particule incidente : le spectre d'énergie des photons de freinage est continu (v. cours sur les rayons X).

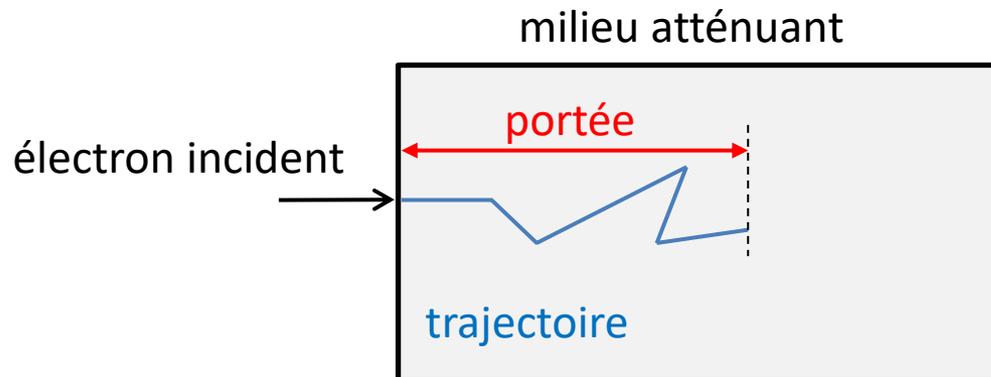
Effets des rayonnements particulaires

2 cas à considérer pour les particules chargées :

- Cas des particules chargées légères : électrons et positons
- Cas des particules chargées lourdes : protons, particules α , ions

Cas des particules chargées légères : électrons et positons

La particule incidente change de direction à chaque transfert d'énergie, suite aux collisions avec d'autres électrons ou par rayonnement de freinage. La trajectoire est donc une ligne brisée, et $P < L$ (la portée P est inférieure à la longueur L de la trajectoire) :



L'électron incident peut ioniser des atomes du matériau. Les électrons expulsés peuvent à leur tour être ionisants. Ainsi, un électron incident peut engendrer des ionisations multiples dans la matière.

Effets des rayonnements particuliers

Cas des particules chargées légères : électrons et positons

Pour des électrons d'énergie comprise entre 0,3 MeV et quelques dizaines de MeV, la portée P dans l'eau et les tissus mous est approximativement donnée par :

$$P(\text{cm}) \approx \frac{E_c(\text{MeV})}{2}$$

Dans les tissus mous, P varie entre quelques millimètres et plusieurs centimètres.

Le TLE dépend de l'énergie de la particule incidente.

Dans l'eau, pour des électrons incidents de 1 MeV, on a :

TLE \approx 0,25 keV/ μm et DLI \approx 8 paires d'ions. μm^{-1} .

Différence entre électrons et positons

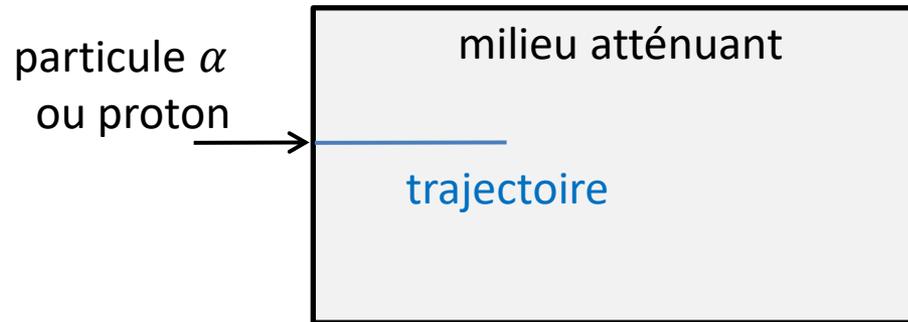
En fin de parcours (E_c nulle), un positon incident s'annihile avec un électron. Il se crée alors 2 photons qui partent dans des directions diamétralement opposés, avec une énergie de 511 keV.

Effets des rayonnements particulaires

Cas des particules chargées lourdes : protons, particules α , ions

On a : $m_p \approx 2000 m_e$, et $m_\alpha \approx 8000 m_e$.

Les protons, les particules α et les ions ne sont donc pratiquement pas déviés lors des transferts d'énergie. Leurs trajectoires dans un matériau sont à peu près rectilignes. La portée P est alors peu différente de la longueur de la trajectoire L .



Ils interagissent essentiellement avec les électrons, et ne subissent pas le rayonnement de freinage à cause de leur masse élevée.

Quand la particule pénètre dans le matériau, la vitesse est grande et le temps d'interaction est faible. Une fois la vitesse suffisamment faible, le nombre d'interactions (et donc le nombre d'ionisations) augmente et présente un maximum à une profondeur bien déterminée : c'est le pic de Bragg.

Effets des rayonnements particuliers

Cas des particules chargées lourdes : protons, particules α , ions

On a, dans l'eau et les tissus mous :

$$L(\text{cm}) \approx P(\text{cm}) \approx \frac{E_c(\text{MeV})}{1500}$$

Les particules α ont typiquement des énergies comprises entre 4 et 10 MeV. La profondeur de pénétration moyenne P ne dépasse pas quelques centimètres dans l'air, et quelques dizaines de micromètres dans l'eau et les tissus mous.

Les protons et les particules α sont donc totalement arrêtés par une simple feuille de papier ou par la couche cornée de la peau. **Ils sont peu pénétrants et donc peu dangereux en cas d'irradiation externe. En revanche, leur absorption est très dangereuse.**

Pour une même énergie cinétique, la vitesse de ces particules est beaucoup plus faible que celle des particules légères. Les valeurs du TLE et de la DLI sont donc nettement plus élevées : dans l'eau, TLE $\approx 150 \text{ keV}/\mu\text{m}$ et DLI $\approx 4500 \text{ paires d'ions}.\mu\text{m}^{-1}$.

Effets des rayonnements particuliers

Cas des neutrons

Les neutrons n'étant pas chargés électriquement, ils peuvent traverser une quantité de matière importante avant d'interagir. Neutrons et électrons peuvent interagir via l'interaction faible, qui est de courte portée et de faible intensité : on peut considérer les interactions neutrons-électrons comme négligeable. Ainsi, l'énergie cinétique des neutrons est absorbée lors des interactions avec les noyaux, jusqu'à leur arrêt total.

Pour les « neutrons rapides » ($E_c > 1 \text{ keV}$), le ralentissement se fait par collisions élastiques avec les noyaux atomiques (*collision élastique : collision avec conservation de l'énergie cinétique totale du système*). Ces chocs étant peu probables (le diamètre du noyau étant très faible par rapport au diamètre de l'atome), **les neutrons rapides sont très pénétrants**.

Les noyaux mis en mouvement par le choc d'un neutron sont appelés **noyaux de recul**. Les noyaux (chargés positivement) épuisent leur énergie cinétique sous forme **d'ionisations** avec un TEL et un DLI élevés. Ces ionisations indirectes expliquent l'efficacité biologique élevée des faisceaux de neutrons.

Les « neutrons lents » ($E_c < 1 \text{ keV}$) peuvent passer un temps suffisant à proximité d'autres noyaux pour interagir avec eux. **Les neutrons lents peuvent alors être capturés par les noyaux** (capture radiative). **Ceux-ci deviennent instables** et retombent vers leur état fondamental en émettant des rayons γ . La capture radiative est très utilisée pour la production de radioéléments artificiels.