

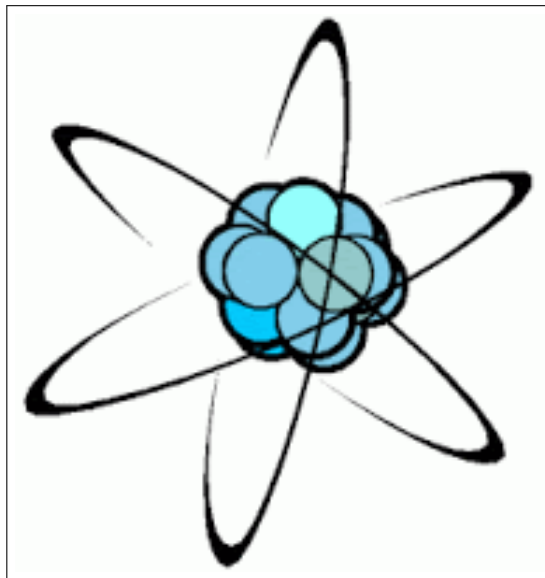
U.E 2.11
PHYSIQUE FONDAMENTALE

SEMESTRE 1

Chapitre 2 : Radioactivité

David ALBERTO
david.alberto@ac-normandie.fr

DTS I.M.R.T
2020 / 2021



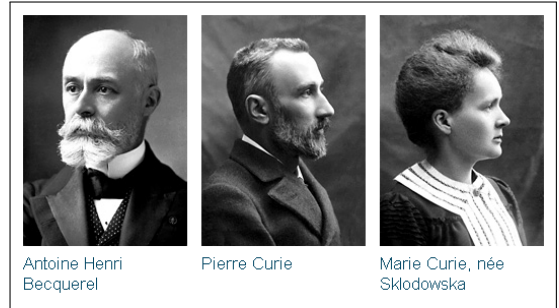
Dans ce chapitre ...

I	Stabilité du noyau	1
I.1	<u>Les forces nucléaires</u>	1
I.2	<u>Isotopes et radioisotopes</u>	1
I.3	<u>Courbe de stabilité</u>	2
I.4	<u>L'unité de masse atomique</u>	2
I.5	<u>Défaut de masse dans le noyau</u>	3
I.6	<u>La courbe d'Aston</u>	4
II	Les désintégrations nucléaires spontanées	5
II.1	<u>Une définition de la radioactivité</u>	5
II.2	<u>Equation de désintégration. Lois de conservation</u>	5
II.3	<u>Radioactivité alpha (α)</u>	5
II.4	<u>Radioactivité bêta (-) (β^-)</u>	6
II.5	<u>Radioactivité bêta (+) (β^+)</u>	7
II.6	<u>La capture électronique</u>	7
II.7	<u>Emission de rayonnement γ</u>	8
III	Bilan énergétique des désintégrations	8
III.1	<u>Règles générales</u>	8
III.2	<u>Energie et désintégration α</u>	9
III.3	<u>Energie et désintégration β^-</u>	10
III.4	<u>Energie et désintégration β^+</u>	11
III.5	<u>Energie et capture électronique</u>	11
IV	Loi de décroissance radioactive	12
IV.1	<u>La constante radioactive λ</u>	12
IV.2	<u>L'activité d'un échantillon</u>	12
IV.3	<u>Expression de la loi de décroissance radioactive</u>	13
IV.4	<u>La période radioactive (ou demi-vie)</u>	13
IV.5	<u>Evolution pas à pas de l'activité</u>	14
IV.6	<u>Relation entre période et constante radioactive</u>	14

La radioactivité est un phénomène découvert en 1896, par H. BECQUEREL, à Paris.

Très vite, Pierre et Marie CURIE poursuivent les recherches. Ces trois physiciens reçoivent le Prix Nobel de Physique en 1903.

La découverte de la radioactivité a déclenché tout une série de nouvelles découvertes en physique fondamentale. Mais les applications ont rapidement été envisagées, notamment en radiothérapie.



I Stabilité du noyau

I.1 Les forces nucléaires

Dans un noyau, les particules sont soumises aux interactions suivantes :

- L'interaction gravitationnelle, qui attire les nucléons du fait de leur masse. Dans le noyau, cette interaction est négligeable.
- L'**interaction électromagnétique** (électrostatique), qui est répulsive entre protons, du fait de leur charge.
- L'**interaction forte**, attractive entre tous les nucléons. Elle assure la cohésion du noyau. Sa portée se limite au noyau.

La stabilité du noyau est donc une compétition entre la *répulsion* entre protons et l'*attraction* due à l'interaction forte.

Si on ne considère que ces interactions, une plus grande stabilité serait obtenue avec un grand nombre de neutrons. C'est le cas des **noyaux lourds** : ils sont stabilisés par un excès de neutrons. Pour les **noyaux légers**, d'autres facteurs doivent être pris en compte ; l'expérience montre qu'ils sont plus stables avec un nombre de neutrons proche de celui des protons.

I.2 Isotopes et radioisotopes

Un élément chimique comporte en général plusieurs **isotopes** : des noyaux ayant le même numéro atomique mais pas le même nombre de masse.

Dans la plupart des cas, un ou deux isotopes seulement sont stables, tous les autres sont radioactifs, et sont par conséquent très rares naturellement. Parfois artificiels.

Exemple : le cas de l'iode

Sur les 37 isotopes connus de l'iode (I), un seul est stable : **l'iode 127**. Il représente la quasi-totalité de l'iode naturel : c'est-à-dire que tous les autres isotopes sont instables, car radioactifs.

l'iode 131 est utilisé en radiothérapie, l'iode 123 en scintigraphie.

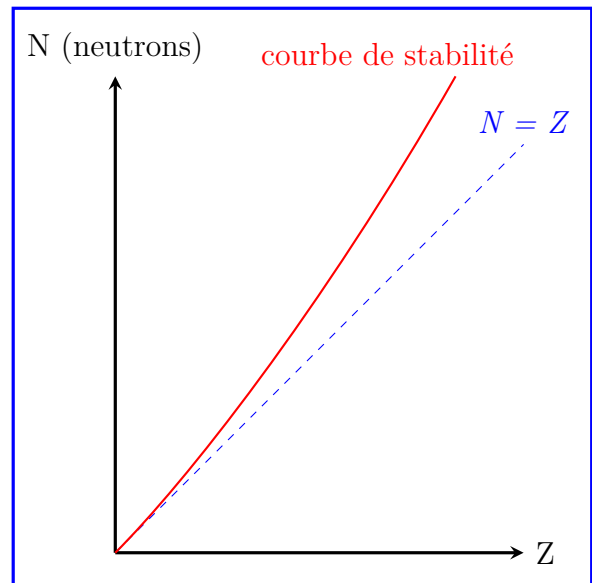
Les noyaux isotopes partagent les mêmes propriétés chimiques et biochimiques. Par conséquent, les radioisotopes sont métabolisés de la même manière que l'isotope stable.

Ecrire les symboles de ces isotopes

I.3 Courbe de stabilité

On peut représenter la stabilité sous la forme d'un DIAGRAMME N - Z :

- Sur un graphique $N = f(Z)$, chaque nucléide correspond à un point.
- L'ensemble des nucléides stables définit la **courbe de stabilité**. Les noyaux radioactifs définissent des zones situées de part et d'autre de la courbe de stabilité (ces zones seront commentées plus loin).
- pour les **noyaux légers**, la courbe de stabilité se confond avec la droite $N = Z$: ces derniers sont donc stables avec $N \simeq Z$
carbone 12, azote 14, oxygène 16
- pour les **noyaux lourds**, la courbe de stabilité se situe au-dessus de la droite $N = Z$: les noyaux lourds stables ont un *excès de neutrons* par rapport aux protons ($N > Z$).
 ${}^{19}_9F$ ${}^{56}_{26}Fe$ ${}^{127}_{53}I$ ${}^{56}_{26}Fe$
- sur ce diagramme, les isotopes sont situés sur une même ligne verticale



I.4 L'unité de masse atomique

Un noyau d'hélium 4_2He possède une masse de $6,6465 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$. Pour exprimer plus facilement les masses des noyaux, on introduit une nouvelle unité de masse : **l'unité de masse atomique**, de symbole **u**.

L'unité de masse atomique est égale à un douzième de la masse d'un atome de carbone 12.

Faire le calcul. Avec $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$, on obtient $1 \text{ u} \simeq 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
C'est justement l'ordre de grandeur de la masse des noyaux.
Calculer ensuite $m_{He} \simeq 4,0015 \text{ u}$

I.5 Défaut de masse dans le noyau

a Définition

Masses des constituants du noyau : $m_p = 1,007276 u$ $m_n = 1,008665 u$

Quelle est la masse totale des nucléons constituant le noyau d'hélium 4 ?

$$m_{\text{nucléons}} = Z \times m_p + (A - Z) \times m_n = 4,031882 u \neq 4,0015 u !$$

Défaut de masse dans le noyau

La masse d'un noyau est plus faible que la masse totale de ses nucléons pris séparément. La différence est appelée **défaut de masse**, noté Δm .

Calculer le défaut de masse de l'hélium 4 : $m_{\text{nucléons}} = 0,030382 u$

b Interprétation : équivalence masse-énergie

En 1905, en posant les bases de la théorie de la relativité, A. EINSTEIN avance la notion d'**équivalence masse – énergie** : tout corps au repos, du fait de sa masse, possède une **énergie de masse**, donnée par la relation dite RELATION D'EINSTEIN :

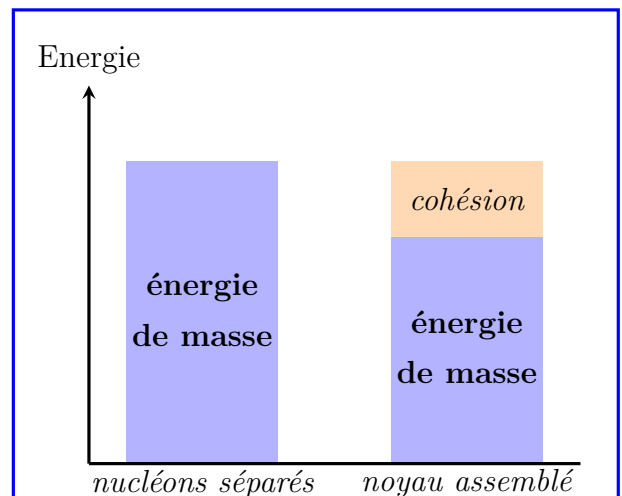
$$E_{\text{masse}} = m \times c^2$$

On peut ainsi interpréter le défaut de masse dans un noyau :

Imaginons la formation du noyau à partir de ses nucléons séparés :

une partie de l'énergie de masse initiale est consacrée à la *cohésion des nucléons*. L'énergie de masse du noyau est donc plus faible que celle des nucléons séparés.

La masse du noyau est donc plus faible que la masse des nucléons séparés.



c Energie de liaison

La relation d'Einstein permet de déterminer l'énergie correspondant au défaut de masse. Elle est appelée **énergie de liaison** du noyau, ou énergie de cohésion :

$$E_L = \Delta m \times c^2 \quad \text{avec } \Delta m \text{ en kg, } E_L \text{ en J, } c \text{ célérité de la lumière dans le vide en } m \cdot s^{-1}.$$

L'énergie de liaison est donc l'énergie libérée lors de la formation du noyau à partir des nucléons séparés. On peut aussi considérer que l'énergie de liaison est l'énergie qu'il faudrait fournir pour dissocier le noyau en nucléons séparés.

Exemple : calculer l'énergie de liaison du noyau d'hélium 4 : $E_L = 4,54 \cdot 10^{-12} J = 28,386 MeV$

d Energie de liaison par nucléon

Pour estimer l'énergie libérée lors d'une transformation nucléaire, il est nécessaire de comparer la stabilité de plusieurs noyaux.

Exemple : noyau de tantale : $E_{L(^{181}\text{Ta})} = 1452 \text{ MeV}$ noyau de cérium : $E_{L(^{142}\text{Ce})} = 1200 \text{ MeV}$

A priori, le plus stable des deux serait Ta, puisque $E_{L(\text{Ta})} > E_{L(\text{Ce})}$.
Mais dans ^{181}Ta , il y a davantage de nucléons à maintenir liés.

L'énergie de liaison, à elle seule, n'est pas un paramètre suffisant pour comparer la stabilité des noyaux. Il faut aussi prendre en compte le nombre de nucléons (A).

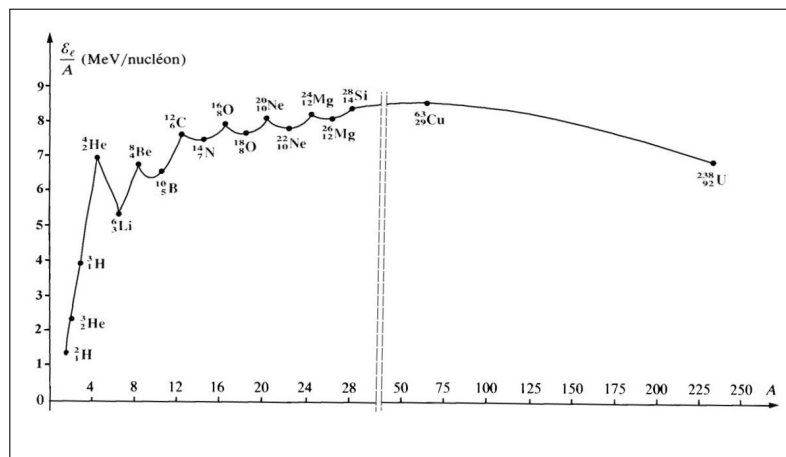
On définit donc **l'énergie de liaison par nucléon** :

$\frac{E_L}{A}$	Plus la valeur de $\frac{E_L}{A}$ est élevée, plus le noyau est stable.
-----------------	---

Calculer pour ces deux noyaux : Ta : $\frac{E_L}{A} = 8,02 \text{ MeV/nucleon}$ Ce : $\frac{E_L}{A} = 8,45 \text{ MeV/nucleon}$

Le noyau de Ce est donc plus stable que celui de Ta.

I.6 La courbe d'Aston



La courbe d'Aston représente $\frac{E_L}{A}$ en fonction du nombre de masse A.

Les noyaux les plus stables possèdent une énergie de liaison par nucléon voisine de 8 MeV/nucléon.

Un maximum de stabilité est rencontré autour de A = 60 (fer, nickel, cuivre...)

Les noyaux très lourds (uranium) sont instables.

Certains isotopes de l'hydrogène et de l'hélium sont très instables.

II Les désintégrations nucléaires spontanées

II.1 Une définition de la radioactivité

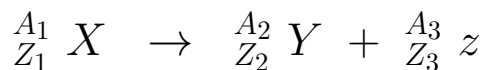
Qu'est-ce que la radioactivité ?

La **radioactivité** est la **désintégration spontanée** d'un noyau instable, avec émission d'une **petite particule**, souvent accompagnée de **rayonnement**.

Caractéristiques du phénomène : • spontané • inéluctable

II.2 Equation de désintégration. Lois de conservation

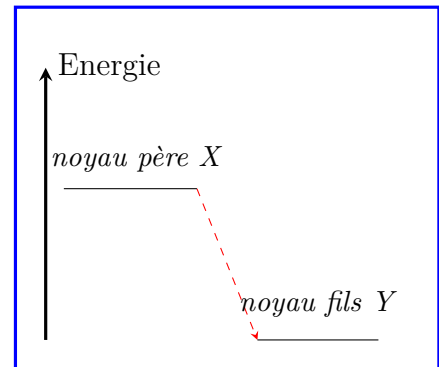
Une désintégration radioactive est représentée par une équation de type :



Les lois de conservation :

- conservation du numéro atomique Z : $Z_1 = Z_2 + Z_3$
- conservation du nombre de masse A : $A_1 = A_2 + A_3$

En se désintégrant, le noyau père se débarrasse d'une partie de son énergie.

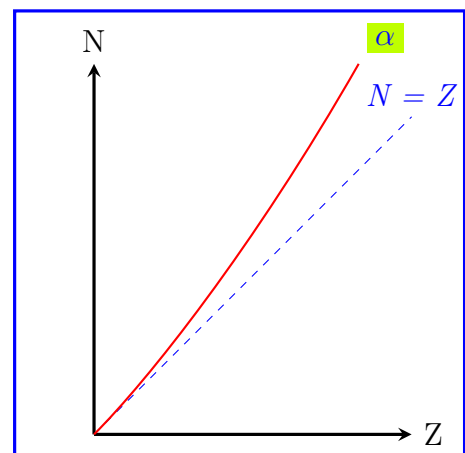
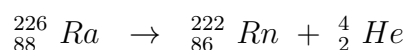


II.3 Radioactivité alpha (α)

Au cours d'une désintégration alpha, la petite particule émise est **un noyau d'hélium**. Cette particule est appelée *particule α* . Son symbole est : ${}^4_2\text{He}$. Cette particule correspond plus précisément à l'ion hélium, mais sa charge (2+) n'est pas écrite dans le symbole du noyau.

Exemple : le radium 226 (${}^{226}_{88}\text{Ra}$) est émetteur α . C'est sa radioactivité qui a permis aux époux Curie de découvrir cet élément chimique, en 1898.

Ecrire l'équation de désintégration du radium 226 :



- Du fait des lois de conservation, le noyau fils aura toujours *deux protons et deux neutrons de moins* que le noyau père.
- Sur le diagramme $N = f(Z)$ (à compléter) : les nucléides émetteurs α se situent essentiellement **en haut**, et **à droite** de la courbe de stabilité. En effet, la perte de 2 protons et 2 neutrons les transforme en nucléides situés plus bas, et plus à gauche, ce qui les rapproche de la courbe de stabilité.
- Le noyau d'hélium porte une charge électrique importante. C'est pourquoi elle interagit fortement avec la matière qu'elle traverse ; elle est donc facilement arrêtée (quelques dm d'air, feuille de papier, couche supérieure de l'épiderme). C'est une particule **peu pénétrante** (donc peu dangereuse par irradiation). Cependant, elle est **très ionisante** (par conséquent, dangereuse par contamination interne).
- Pas d'application médicale du rayonnement alpha, pour l'instant.
- Un flux de particules α est souvent appelé abusivement « rayonnement α », notamment pour des raisons historiques, la nature exacte de l'émission restant longtemps incertaine.

II.4 Radioactivité bêta (-) (β^-)

La petite particule est **un électron**. Pour appliquer les lois de conservation, un symbole lui est attribué : ${}^0_{-1}e$

Comment un électron peut-il sortir d'un noyau qu n'en contenait pas ?

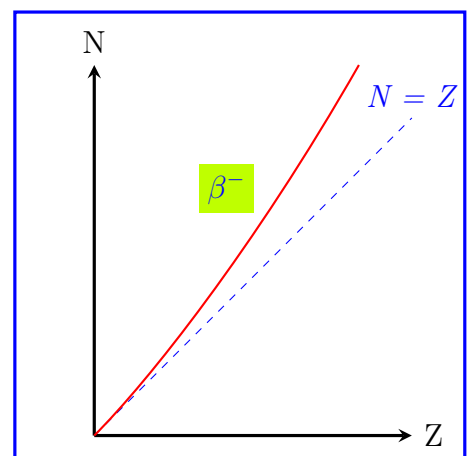
En fait, un neutron s'est transformé en un proton et un électron : ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e$

Le proton reste dans le noyau, tandis que l'électron en est expulsé.

Exemple : l'iode 131 (${}^{131}_{53}I$) est émetteur β^- .

Ecrire l'équation de sa désintégration : ${}^{131}_{53}I \rightarrow {}^{131}_{54}Xe + {}^0_{-1}e$

- Le noyau fils et le noyau père possèdent le même nombre de masse.
- Pour une désintégration β^- , le noyau fils possède toujours **un proton de plus et un neutron de moins** que le noyau père. Ce mode de désintégration est donc caractéristique des noyaux contenant **un excès de neutrons**.
- Sur le diagramme $N = f(Z)$, la zone des nucléides émetteurs β^- se trouve le long de la courbe de stabilité, à gauche ; la désintégration β^- engendre un noyau fils situé **plus bas** (N-1) et **plus à droite** (Z+1), ce qui le rapproche de la courbe de stabilité.
- L'électron émis est **très pénétrant**, mais **peu ionisant**. Du fait de sa faible masse, il est très rapide.
- Application médicale : la scintigraphie.



II.5 Radioactivité bêta (+) (β^+)

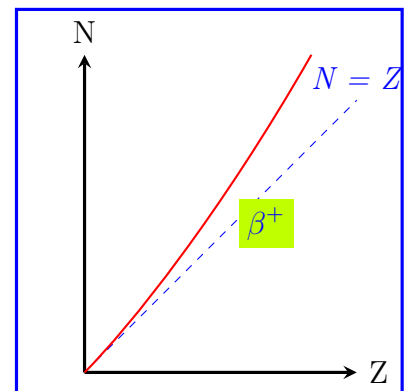
La petite particule est **un positon** (ou anti-électron) : c'est une particule de *même masse que l'électron*, mais de *charge positive*. Son symbole : ${}^0_{+1}e$

Un proton s'est transformé en un neutron et un positon : ${}_1^1p \rightarrow {}_0^1n + {}^0_{+1}e$
 Le neutron reste dans le noyau, tandis que le positon en est expulsé.

Exemple : en 1934, I. et F. JOLIOT-CURIE ont synthétisé le premier nucléide artificiel, émetteur β^+ : le phosphore 30.

Ecrire l'équation de sa désintégration : ${}^{30}_{15}P \rightarrow {}^{30}_{14}Si + {}^0_{+1}e$

- o Le noyau fils possède **un proton de moins** et **un neutron de plus** que le noyau père ; par conséquent, cette désintégration est caractéristique des noyaux possédant **un excès de protons**.
- o Sur le diagramme $N = f(Z)$, la zone des nucléides émetteurs β^+ se trouve le long de la courbe de stabilité, à droite ; la désintégration β^+ engendre un noyau fils situé **plus haut** (N+1) et **plus à gauche** (Z-1) que son noyau père, ce qui le rapproche de la courbe de stabilité.
- o Application : la Tomographie par Emission de Positons (T.E.P.)

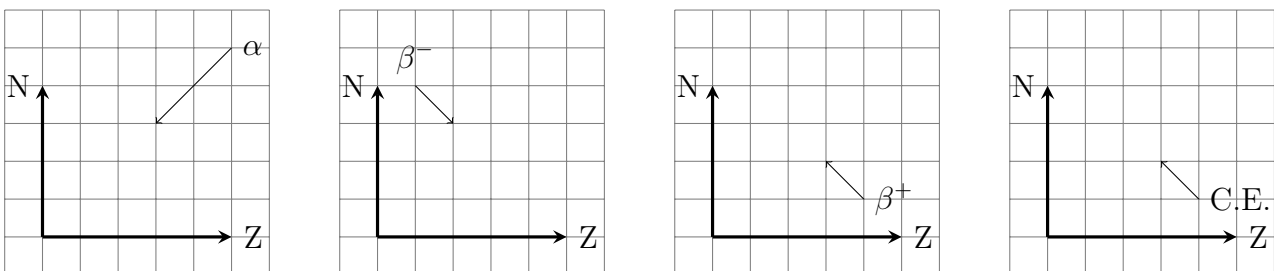


II.6 La capture électronique

Pour certains nucléides possédant un excès de protons, un processus concurrent de la désintégration β^+ peut se produire : un proton du noyau capture un électron du cortège électronique de l'atome (électron K, de la couche la plus proche du noyau).

Exemple : capture électronique avec le gallium ${}^{67}_{31}Ga$: ${}^{67}_{31}Ga + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{67}_{30}Zn$

- o Comme pour une désintégration β^+ , le bilan de la capture électronique est une diminution de Z et une augmentation de A. le proton s'est transformé en neutron. Dans le diagramme N-Z, même emplacement que pour β^+ .
- o Conséquence de la capture électronique : l'électron K capturé laisse une place vacante dans le nuage électronique, ce qui provoque **une réorganisation des électrons** avec émission de **photons de fluorescence X**.



Déplacement sur le diagramme $N = f(Z)$, selon le type de radioactivité

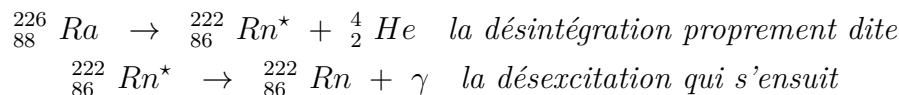
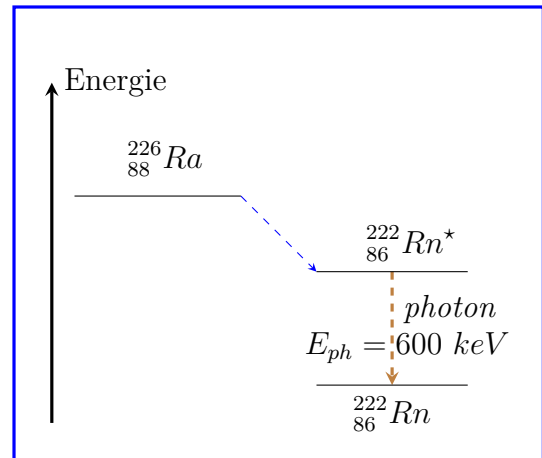
II.7 Emission de rayonnement γ

Lors d'une désintégration, le noyau fils est parfois créé avec un excédent d'énergie : on dit qu'il se trouve dans un *état excité*. Dans ce cas, il y a retour à un état de plus basse énergie, avec **perte d'énergie sous forme de photon**.

L'émission est donc une **désexcitation** du noyau fils, produit dans un état excité.

On représente ce processus à l'aide d'un **schéma de désintégration**.

On peut écrire la désintégration en deux étapes :



A. N. : calculer la longueur d'onde du photon émis lors de la désexcitation du radon.

$$\lambda = \frac{hc}{E_{ph}} \simeq 2,1 \cdot 10^{-12} \text{ m} \simeq 2,1 \text{ pm}$$

Les photons émis selon ce processus appartiennent au domaine des rayons γ . Ils constituent une part importante de la nocivité des substances radioactives.

Gamme d'énergie en radioactivité : 10 keV – 10 MeV. Pour l'imagerie : limité à 80 – 300 keV

L'émission γ peut concerner les 4 types de réactions nucléaires spontanées (α, β^-, β^+ , capture électronique). Les photons sont très peu ionisants. En revanche, leur **pouvoir pénétrant très important** nécessite l'installation d'écrans de protection divers (seringue et tabliers plombés, murs de béton épais dans les services de médecine nucléaire).

III Bilan énergétique des désintégrations

III.1 Règles générales

- Une transformation nucléaire spontanée libère de l'énergie.
- Cette énergie, appelée *énergie libérée* trouve son origine dans une **perte de masse** au cours de la désintégration :

Perte de masse lors d'une désintégration

la masse totale des particules produites est **inférieure** à la masse totale des particules présentes auparavant.

- La perte de masse se calcule avec une **soustraction** des masses des particules.
- L'énergie libérée se calcule en exploitant la formule d'Einstein (équivalence masse-énergie) :

$$\text{masse avant} \rightarrow \text{masse après} \quad E_{lib} = (\Delta m).c^2 = (m_{avant} - m_{apres}).c^2$$

III.2 Energie et désintégration α

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\alpha})$

L'énergie libérée vaut : $E_{lib} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\alpha})] \times c^2$

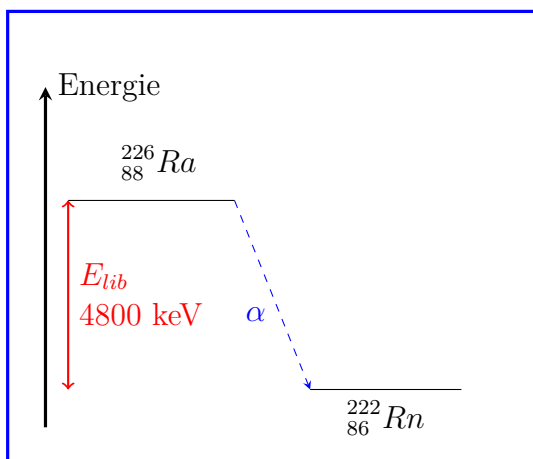
Que devient cette énergie ? La loi de conservation de l'énergie est vérifiée : elle se répartit entre toutes les particules présentes (noyau fils, petite particule émise), sous forme d'**énergie cinétique**.

La particule α est projetée d'un côté, et le noyau fils dans la direction opposée. Cependant, le partage d'énergie n'est pas équitable entre ces deux particules, à cause de l'écart entre leurs masses : la particule la plus légère récupère d'autant plus d'énergie que l'écart de masse est important.

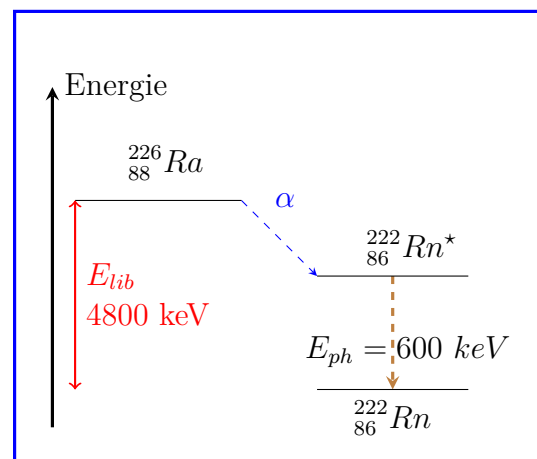
Une particule α a une masse d'environ $4 u$, ce qui est négligeable devant les masses des noyaux fils produits ($\sim 100 u$). On pourra donc faire l'approximation suivante :

la particule α récupère la totalité de l'énergie libérée par la désintégration : $E_{lib} \simeq E_{c(\alpha)}$

Cependant, cette attribution d'énergie peut trouver une exception, si la désintégration est suivie d'une émission γ :



Cas SANS émission γ



Cas AVEC émission γ

L'énergie libérée est égale à l'énergie cinétique de la particule α expulsée.

On peut écrire : $E_{lib} = E_{\alpha}$

L'énergie libérée reste la même.

Mais le photon en prend une partie ; la particule α est émise avec une énergie cinétique plus faible.

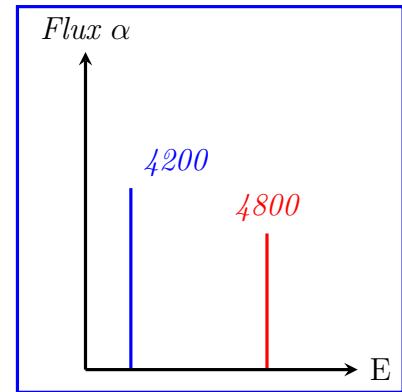
Le bilan énergétique peut s'écrire :

$$E_{lib} = E_{\alpha} + E_{\text{photon}}$$

Les 2 cas précédents se produisent souvent simultanément dans un même échantillon. En analysant l'échantillon, on détecte donc à la fois des particules α d'énergie 4 800 keV, et des particules α d'énergie 4 200 keV.

On dit que les particules α sont **polyénergétiques**. Sur un spectre d'énergie des particules α , on visualiserait 2 raies.

Une source de particules α est polyénergétique si certains noyaux se désintègrent sans émission γ alors que d'autres noyaux émettent des photons γ . Les particules ne reçoivent pas la même quantité d'énergie selon le cas.



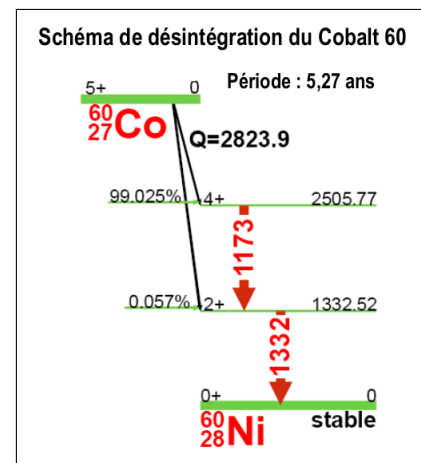
III.3 Energie et désintégration β^-

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^-})$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^-})] \times c^2$

Que devient cette énergie ?

- Comme pour la désintégration α , la loi de conservation de l'énergie implique que l'énergie libérée est acquise par les particules créées (noyau fils et électron), sous forme d'énergie cinétique.
- Une 3^e particule est produite par cette désintégration : l'antineutrino. Il emporte une partie de l'énergie libérée – une partie variable, non prévisible.
- Comme pour la désintégration α , on néglige l'énergie cinétique reçue par le noyau fils, du fait de l'écart de masse très important avec l'électron : ce dernier récupère donc **au maximum** toute l'énergie libérée par la désintégration (moins la part de l'antineutrino).
- Enfin, une émission γ est possible. Alors, l'énergie du photon γ est soustraite de l'énergie des électrons.



Dans le schéma de désintégration du cobalt 60, on remarque que le noyau fils peut avoir **plusieurs niveaux excités** (ici, deux).

Alors, plusieurs photons γ peuvent être émis (leurs énergies sont ici écrites verticalement).

La probabilité que la désintégration passe par l'un ou l'autre des niveaux excités est ici donnée en pourcentage.

III.4 Energie et désintégration β^+

La perte de masse vaut : $m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^+})$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} - (m_{\text{fils}} + m_{\beta^+})] \times c^2$

Que devient cette énergie ?

Ce qui a été dit dans les deux paragraphes précédents s'applique avec la même démarche. La désintégration β^+ s'accompagne de l'émission d'une autre particule « fantôme » : *le neutrino*, qui récupère une part variable et non prévisible de l'énergie libérée.

On ne peut donc calculer qu'une énergie cinétique **maximale** pour le positon. S'il y a passage par un niveau excité du noyau fils, l'énergie cinétique du positon sera réduite, la différence étant l'énergie du photon γ .

III.5 Energie et capture électronique

- Le bilan énergétique s'écrit un peu différemment de ceux des cas précédents : il n'y a pas de petite particule après la transformation, en revanche il faut considérer l'électron présent initialement :

la perte de masse vaut : $m_{\text{père}} + m_{\text{électron}} - m_{\text{fils}}$

L'énergie libérée vaut : $E_{\text{lib}} = [m_{\text{père}} + m_{\text{électron}} - m_{\text{fils}}] \times c^2$

- Un neutrino est produit par capture électronique, qui se partage l'énergie libérée, avec le noyau fils.
- une émission γ est possible, comme pour les autres désintégrations, avec les mêmes considérations sur le bilan énergétique.
- Finalement, le phénomène de capture électronique resterait difficile à détecter (pas de flux de petite particule), sans les photons X émis du fait de la réorganisation du cortège électronique. L'énergie des photons X dépend des niveaux d'énergie électroniques de l'atome fils.
- Dans un échantillon de noyaux trop riches en protons, on observe souvent à la fois une désintégration β^+ et une désintégration par capture électronique.
- La capture électronique présente **un avantage en radiothérapie** : l'absence de petite particule permet de mieux connaître l'énergie des rayonnements émis (gamma et fluorescence X), et donc d'estimer efficacement les doses reçues.

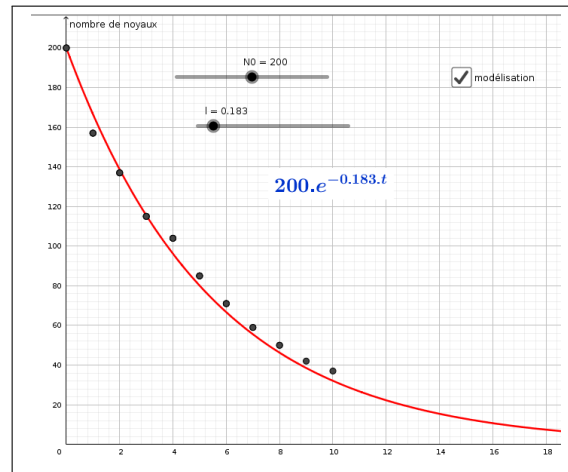
IV Loi de décroissance radioactive

Expérience d'introduction :

On procède à un lancer d'environ 200 cubes, représentant chacun un noyau radioactif susceptible de se désintégrer. On décide que chaque lancer correspond à une seconde écoulée dans la durée de vie de l'échantillon. Les cubes montrant la face marquée sont considérés comme désintégrés. Les cubes restants sont relancés environ 10 fois.

Résultats :

- Malgré le caractère aléatoire du phénomène, les points tracent une courbe présentant une régularité, et donc une prévisibilité.
- Le nombre de cubes désintégrés à chaque lancer diminue au fil des lancers
- La fonction qui modélise le mieux la courbe expérimentale est une **fonction exponentielle décroissante**.
- Dans l'expression de cette fonction, deux paramètres apparaissent :
 - un facteur correspondant au **nombre initial** de cubes
 - un facteur correspondant à la **probabilité** de « désintégration » de chaque cube
- plus le nombre de cubes utilisés est important, plus les résultats se rapprochent du modèle de la fonction exponentielle.



IV.1 La constante radioactive λ

On note λ la **probabilité d'un noyau de se désintégrer en une seconde**. Elle s'appelle **constante radioactive**, et s'exprime en s^{-1} .

Nous utiliserons souvent des unités non S.I. : *jour*⁻¹, *heure*⁻¹, etc

IV.2 L'activité d'un échantillon

On définit l'activité A comme le nombre de désintégrations par seconde.

L'activité se note A, et s'exprime en **becquerels (Bq)** :
1 Bq = 1 désintégration/seconde

	Activité (Bq)
1 L d'eau de mer	10
1 kg de poisson	100
sources utilisées en scintigraphie	500
1 kg de granit	1000
1 kg d'engrais phosphaté	2000
1 homme de 70 kg	7000

IV.3 Expression de la loi de décroissance radioactive

La loi de décroissance radioactive est l'équation de la fonction représentant l'activité d'un échantillon au cours du temps. On peut appliquer cette loi avec le nombre N de noyaux ou encore la masse de l'échantillon :

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

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

$$m = m_0 \times e^{-\lambda \cdot t}$$

- A_0 est l'**activité initiale** de l'échantillon.
- l'origine des temps est prise à un instant où l'activité a été mesurée.
- signification du rapport $\frac{A}{A_0}$:
 $\frac{A}{A_0} = e^{-\lambda \cdot t}$: cette fraction est le **pourcentage d'activité restante** dans l'échantillon.

IV.4 La période radioactive (ou demi-vie)

Période radioactive

La **période radioactive** – aussi appelée **demi-vie** – est le temps nécessaire pour que le nombre de noyaux soit divisé par 2. Elle se note T ou encore $t_{1/2}$.

PÉRIODES DE QUELQUES RADIONUCLÉIDES

^{18}F	^{99m}Tc	^{123}I	^{201}Tl	^{131}I	^{226}Ra
110 min	6 heures	13,2 heures	3 jours	8 jours	1600 ans

On considère généralement que l'activité d'un échantillon devient négligeable (par rapport à sa valeur initiale), au bout d'un temps égal à 10 fois sa période.

La durée de vie dans l'organisme prend en compte la période dite « physique », mais aussi une période *biologique*, dépendant du métabolisme.

IV.5 Evolution pas à pas de l'activité

En faisant s'écouler le temps par « saut » de 1 période, l'activité est divisée par deux à chaque étape :

t	t = 0	t = T	t = 2 T	t = 3 T	t = 4 T	t = 5 T	...	t = n.T
A	A_0	$A = \frac{A_0}{2}$	$A = \frac{A_0}{2 \times 2}$	$A = \frac{A_0}{2^3}$	$A = \frac{A_0}{2^4}$	$A = \frac{A_0}{2^5}$...	$A = \frac{A_0}{2^n}$

L'activité progresse selon **une suite géométrique** de raison $\frac{1}{2}$.

Si n est le **nombre de périodes écoulées**, alors :

- au temps $t = n \cdot T$, l'**activité restante** vaut $A = \frac{A_0}{2^n}$
- l'activité initiale a été divisée par $\frac{A_0}{A} = 2^n$
- le **pourcentage restant** dans l'échantillon vaut : $\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2^n}$

IV.6 Relation entre période et constante radioactive

Le paramètre généralement fourni par les énoncés, au sujet d'un radioélément, est sa période. En revanche, la loi de décroissance exponentielle nécessite la constante radioactive λ .

Ces deux grandeurs sont reliées par la formule :

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

Voici comment on démontre cette formule :

- A tout instant de la durée de vie de l'échantillon : $A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$
- Par définition, lorsque $t = T$, on a : $A = \frac{A_0}{2}$
- En combinant les deux lignes : $\frac{A_0}{2} = A_0 \cdot e^{-\lambda T}$
- En simplifiant par A_0 : $\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$
- Par réciprocity entre $\ln(x)$ et e^x : $\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\lambda \cdot T$
- comme $\ln\left(\frac{1}{2}\right) = -\ln 2$: $\ln 2 = \lambda \cdot T$
- Donc : $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$