

Cours de Radioactivité

Yannick ARNOUD

Le but de ce cours est de permettre aux étudiants qui seront amenés à utiliser des sources radioactives d'acquérir les bases de la radioactivité. Aussi bien au niveau du vocabulaire que des mesures de radioprotection.

En fin de formation, vous devrez être capables :

- de mettre en œuvre de façon efficace une protection contre les rayonnements des sources radioactives (ex. ^{32}P) que vous pourrez être amenés à utiliser dans le cours de votre formation de biologiste,
- d'associer types de radioactivité et impact en termes de dégâts biologiques,
- de déchiffrer le contenu physique d'un diagramme de désintégration,
- de mettre en œuvre le principe ALARA...

I - Introduction

a. La radioactivité dans la nature

La radioactivité est d'origine naturelle. L'intégralité des éléments présents sur Terre, y compris les noyaux radioactifs, ont été formés :

- dans la phase de nucléosynthèse aux premiers instants de l'univers, pour les éléments légers (hydrogène et hélium),
- dans les étoiles, pour les éléments jusqu'au fer,
- lors de l'explosion des étoiles, marquant la fin de vie de celles-ci, pour les éléments au-delà du fer.

La radioactivité est à l'origine de l'apparition de la vie sur Terre.

C'est la chaleur qu'elle génère qui maintient le noyau terrestre sous forme liquide, et qui a permis lors des éruptions volcaniques la formation de l'atmosphère primitive (protection contre les météorites, effet de serre pour diminuer les écarts thermiques entre le jour et la nuit).

C'est aussi la radioactivité qui entretient la combustion au sein du soleil, par le biais des réaction thermonucléaires où l'hydrogène est transformé en hélium.

b. La radioactivité et l'homme

Depuis plus d'un siècle, l'homme a découvert l'existence de la radioactivité. Il a su exploiter l'énergie fabuleuse cachée au cœur de la matière, avec plus ou moins de bonheur, et même créer de nouveaux éléments qui n'existent pas sur Terre !

Quelques applications :

- énergétiques : centrales nucléaires à fission,
- médicales : utilisation de traceurs radioactifs pour les diagnostics, traitement des cancers,
- biologiques / géologie : études in vivo à l'aide de marqueurs radioactifs, datation
- militaires : bombes nucléaires à fusion ou à fission

c. Ordres de grandeur

On va comparer les grandeurs physiques du monde atomique avec celles du monde subatomique.

Echelles de distance (1 : 10^{-5})

La taille des atomes est de l'ordre de 10^{-10} m ou 1 Å.

La taille des noyaux est de l'ordre de 10^{-15} m ou 1 fermi (fm).

Echelle de masse volumique (1 : 10^{14})

La quasi totalité de la masse d'un atome est concentrée dans le noyau. Pour rendre compte de la compacité du noyau, on peut comparer la masse d'un volume d'un centimètre cube (un dé à coudre) rempli d'atomes de fer, et de noyaux de fer :

- masse d'un cm^3 **d'atomes** de fer : 7,874 g
- masse d'un cm^3 **de noyaux** de fer $\approx 2,125 \times 10^{14}$ g soit plus de 200 millions de tonnes dans un dé à coudre !!! On peut trouver dans l'univers des objets aussi denses, sous la forme d'étoiles à neutrons.

Echelle d'énergie (1 : 10^6)

Si compare les énergies en jeu au sein des atomes et des noyaux d'atomes, on observe que l'énergie de liaison des électrons au noyau est environ un million de fois plus petite que l'énergie de liaison qui assure la cohésion des protons et des neutrons au sein du noyau.

C'est cette différence entre énergies de liaison qui explique l'écart entre les effets des réactions chimiques (ex. dynamite) et des réactions nucléaires (ex. bombe atomique).

II. Notations

Un noyau comportant Z protons et N neutrons est noté sous la forme : ${}^A_Z X_N$. A est le nombre de nucléons, c'est-à-dire le nombre de protons et de neutrons : $A=Z+N$.

Pour définir un noyau, on donne souvent le nom de l'élément chimique (qui fixe le nombre de protons) et le nombre de nucléons (qui fixe la somme du nombre de protons et de neutrons) :

- carbone 12 : ${}^{12}_6 C_6$

(carbone = 6^{ième} élément de la classification de Mendeleïev.

Il y a 6 électrons dans cet atome donc le noyau considéré contient 6 protons.

Le nombre total de nucléons est 12, le noyau contient donc $12-6 = 6$ neutrons).

- uranium 235 : ${}^{235}_{92} U_{143}$

(uranium = 92^{ième} élément de la classification de Mendeleïev.

Il y a 92 électrons dans cet atome donc le noyau contient 92 protons.

Le nombre total de nucléons est 235, le noyau contient donc $235-92 = 143$ neutrons).

a. Classification des noyaux

Les noyaux ayant le même nombre Z de protons s'appellent des isotopes : ${}^{16}_8 O_8$, ${}^{17}_8 O_9$, ${}^{18}_8 O_{10}$

Les noyaux ayant le même nombre N de neutrons s'appellent des isotones : ${}^{15}_7 N_8$, ${}^{16}_8 O_8$

Les noyaux ayant le même nombre A de nucléons s'appellent des isobares : ${}^{40}_{18} Ar_{22}$, ${}^{40}_{20} Ca_{20}$

On peut noter que plusieurs isotopes d'un même élément chimique sont naturellement présents dans l'atmosphère. Ainsi, le carbone que l'on trouve dans le CO₂ par exemple, est réparti de la manière suivante :

- 98,89% de ${}^{12}_6 C$ (stable)
- 1,11 % de ${}^{13}_6 C$ (stable)
- et une infime fraction de ${}^{14}_6 C$ (radioactif de période 5730 ans) : le rapport $\frac{{}^{14}_6 C}{{}^{12}_6 C}$ vaut $1,3 \times 10^{-12}$

Le carbone est fixé par les êtres vivants et on le retrouve par exemple dans la cellulose des arbres, créée lors de la photosynthèse. Ainsi, le bois d'un arbre est naturellement radioactif. C'est cette propriété des tissus vivants à fixer le CO₂ (donc le ${}^{14}_6 C$) qui est à l'origine de la méthode de datation par le carbone 14.

Plus surprenant, le corps humain est lui aussi naturellement radioactif !

La radioactivité du corps humain provient de la présence en son sein de deux radioéléments d'origine naturelle, le potassium-40 et le carbone-14, à l'origine de 8000 désintégrations par seconde.

b. Vallée de stabilité

La représentation des noyaux connus dans un graphe (N, Z) permet de mettre en évidence la ligne de stabilité, peuplée par les noyaux stables (on devrait plutôt parler de courbe de stabilité).

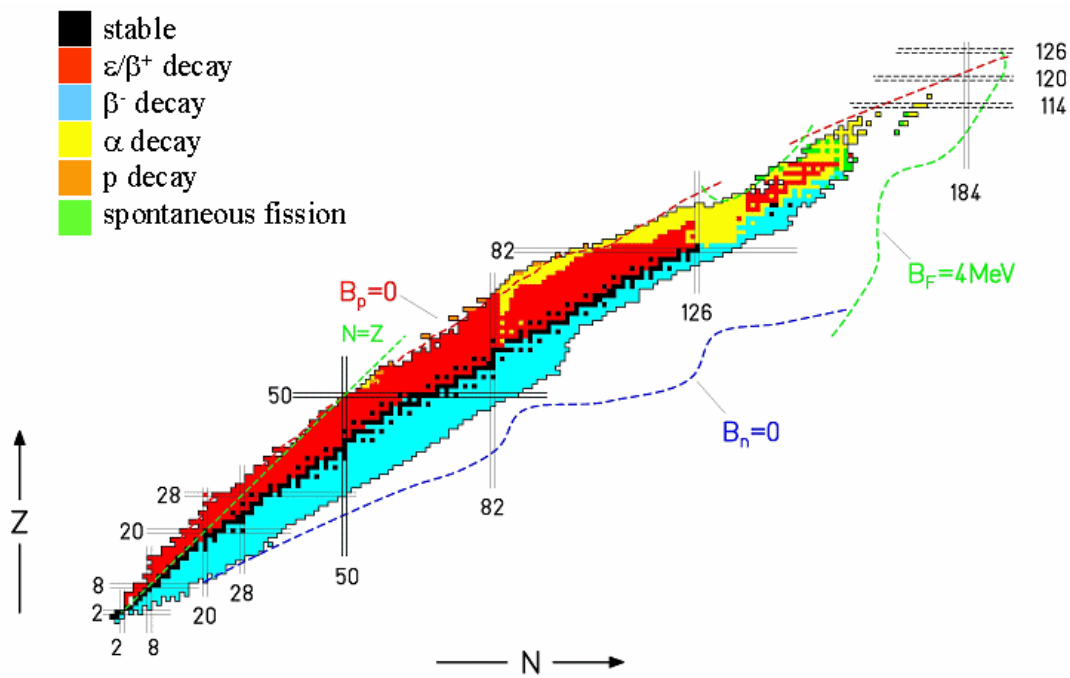
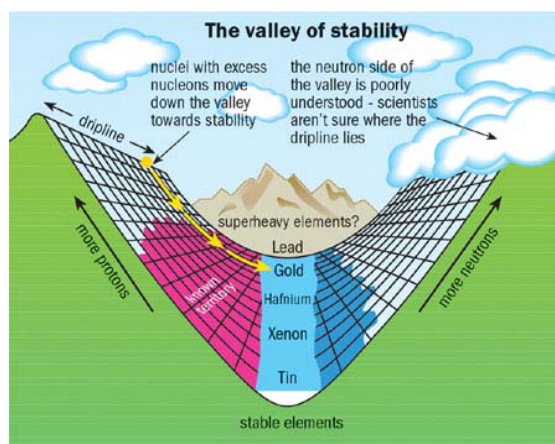


Figure 1 : carte des noyaux connus. Les noyaux stables sont notés en noir.

Les noyaux instables vont, par une suite de désintégrations radioactives, se transformer jusqu'à devenir stables :

- au dessous des noyaux stables, on trouve en bleu les noyaux trop riches en neutrons. Ces noyaux reviennent vers la ligne de stabilité par **désintégration β^-** , qui transforme au sein du noyau un neutron en proton.
- au dessus des noyaux stables, on trouve en rouge les noyaux trop riches en protons. Ces noyaux reviennent vers la ligne de stabilité par **désintégration β^+** ou par **capture électronique**, qui transforme au sein du noyau un proton en neutron.
- les noyaux lourds riches en protons sont revenir vers la ligne de stabilité par **désintégration alpha**
- Enfin, les noyaux très lourds se **fissionnent** en donnant naissance à des produits de désintégration légers.

Une représentation en 3D où le troisième axe représente la masse des noyaux permet les transformations nucléaires jusqu'à atteindre stabilité maximal, en fond de vallée.



d'illustrer l'état de

III. Bilan d'énergie de masse

D'où vient l'énergie libérée lors des transformations nucléaires ? Lors d'une réaction nucléaire spontanée, la masse des particules dans l'état initial est supérieure à la masse des produits de désintégration.

Exemples :

- désintégration alpha : ${}_{84}^{212}\text{Po} \rightarrow \alpha + {}_{82}^{208}\text{Pb}$ avec $m_{\text{Po}} > m_{\alpha} + m_{\text{Pb}}$
- désintégration β^- : ${}_{27}^{60}\text{Co} \rightarrow {}_{28}^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ avec $m_{\text{Co}} > m_{\text{Ni}} + m_e$
- fission spontanée : ${}_{98}^{252}\text{Cf} \rightarrow {}_{56}^{146}\text{Ba} + {}_{42}^{106}\text{Mo}$ avec $m_{\text{Cf}} > m_{\text{Ba}} + m_{\text{Mo}}$

On observe une différence de masse entre m_i (masse de la particule dans l'état initial) et m_f (somme des masses des particules dans l'état final) : $\Delta m = m_i - m_f$.

On appelle bilan d'énergie de masse de la désintégration la quantité Q définie par :

$$Q = \Delta m \times c^2 = (m_i - m_f) \times c^2$$

C'est cette transformation de l'énergie de masse en énergie cinétique et / ou d'excitation qui est communiquée aux produits de désintégration.

IV. Désintégrations radioactives

Le retour à la stabilité s'effectue par des désintégrations alpha, bêta, capture électronique, ou encore par émission gamma.

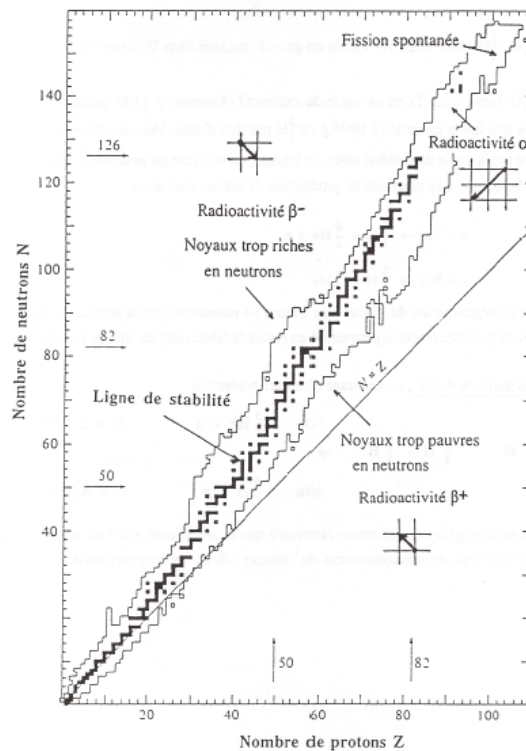
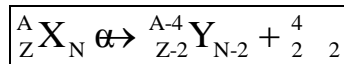


Figure 2 : Déplacements sur la carte des noyaux lors des désintégrations radioactives (attention les axes ont été intervertis avec la figure 1 précédente)

a. Désintégration alpha

Le noyau expulse une particule alpha. La transformation s'écrit :

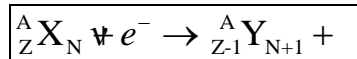


b. Désintégration β^+ et capture électronique

Le noyau expulse un positron (particule de charge +e et de même masse que l'électron). Un proton du noyau se transforme en neutron et l'émission du positron s'accompagne de l'émission d'un neutrino (particule de masse nulle). La transformation s'écrit :

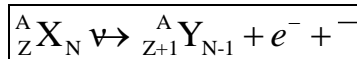


Le processus de désintégration β^+ apparaît presque toujours en compétition avec le processus de capture électronique dans lequel un e- du cortège électronique entourant le noyau (en général, un e- proche du noyau). Cette capture, tout comme le processus de désintégration β^+ , conduit à la transformation d'un proton du noyau en neutron. La capture s'écrit :



c. Désintégration β^-

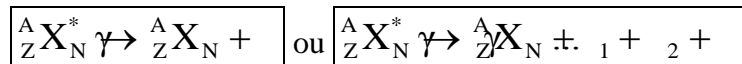
Le noyau expulse un électron, c'est-à-dire qu'un neutron se transforme en proton, et l'émission de l'électron s'accompagne de l'émission d'un anti-neutrino (particule de masse nulle). La réaction s'écrit :



d. Désintégration gamma

Au même titre que les atomes, les noyaux peuvent se trouver dans un état excité. La désexcitation d'un noyau ${}_Z^A X_N^*$ vers son état fondamental ${}_Z^A X_N$ se fait de deux manières :

- par émission gamma (γ),
 - par transition directe si l'énergie du photon γ émis est égale à l'énergie d'excitation du noyau,
 - par cascade de rayonnements γ dont la somme des énergies est égale à l'énergie d'excitation.



- par conversion interne, c'est-à-dire un transfert direct de l'énergie d'excitation à un électron du cortège électronique.

V. Unités de mesure

Les unités de mesure usuelles ne sont pas adaptées au monde subatomique.

a. L'unité de masse atomique

La masse du proton est $1,67252 \times 10^{-27}$ kg. Cette valeur très faible nous conduirait à travailler avec des puissances de 10, aussi une nouvelle échelle de masse a-t-elle été définie : l'unité de masse atomique ou u.m.a.

Par définition,

$$1 \text{ u.m.a.} \square \frac{1}{12} \times \text{masse atome de } {}^{12}\text{C} = 1,66056 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

La définition du nombre d'Avogadro \mathcal{N}_A est basée sur la masse d'une mole d'atomes de ${}^{12}\text{C}$, qui est égale à 12 g. En notant $\mathcal{M}({}^{12}\text{C})$ la masse d'un atome de ${}^{12}\text{C}$,

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_A \times \mathcal{M}({}^{12}\text{C}) &\square 12 \text{ g} \\ \mathcal{M}({}^{12}\text{C}) &= \frac{12}{\mathcal{N}_A} \text{ g} \\ 1 \text{ u.m.a.} &= \frac{1}{12} \times \mathcal{M}({}^{12}\text{C}) \\ 1 \text{ u.m.a.} &= \frac{1}{\mathcal{N}_A} \text{ g} \end{aligned}$$

Dans ce système d'unités, une bonne approximation de la masse d'un atome comportant un noyau ${}^A_Z\text{X}_N$ est A u.m.a. (ex. $\mathcal{M}({}^{12}\text{C}) \square 12$ u.m.a., $\mathcal{M}({}^{235}\text{U}) \approx 235$ u.m.a., ...).

b. L'électron-volt

L'électron-volt est l'énergie acquise par un électron accéléré par une différence de potentiel de 1 volt. La variation de l'énergie cinétique de l'électron étant égale au produit de la charge de l'électron par la différence de potentiel, on trouve que :

$$1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Joule}$$

On utilise souvent des multiples de l'électron-volt :

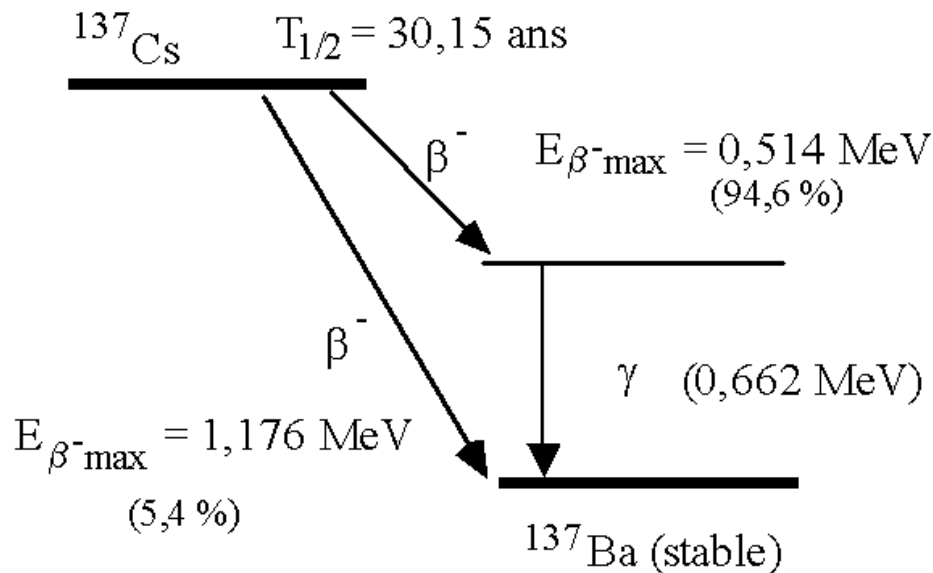
- 1 keV = 10^3 eV
- 1 MeV = 10^6 eV
- 1 GeV = 10^9 eV

Lors du calcul du bilan d'énergie de masse Q , les masses sont souvent exprimées en u.m.a. alors qu'on cherche à exprimer Q en MeV. On peut montrer que :

$$1 \text{ u.m.a} \times c^2 = 931,5 \text{ MeV}$$

VI. Diagrammes de désintégration

Le diagramme de la désintégration β^- ${}^{137}_{55}\text{Cs}_{82} \rightarrow {}^{137}_{56}\text{Ba}_{81} + e^- + \bar{\nu}$ est représenté ci-dessous.



Le noyau de ${}^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$ se désintègre :

- dans 94,6% des cas par émission β^- dans un état excité du ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$,
- dans 5,4% des cas par émission β^- dans l'état fondamental du ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$.

Dans le premier cas, le bilan Q d'énergie de masse est égal à 514 keV, cette énergie étant partagée sous forme d'énergie cinétique entre les trois produits de désintégration : ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}^*$, e^- et neutrino. Le noyau de ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}^*$ retourne à son fondamental en émettant un photon de 662 keV.

Dans le deuxième cas, le bilan Q d'énergie de masse est égal à 1175,63 keV, cette énergie étant partagée sous forme d'énergie cinétique entre les trois produits de désintégration : ${}^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$, e^- et neutrino.

VII. Evolution temporelle d'une population de noyaux

La probabilité que présente un noyau radioactif de se désintégrer pendant l'unité de temps s'appelle la constante radioactive λ . Elle s'exprime comme l'inverse d'un temps, en s^{-1} .

Ce caractère probabiliste fait qu'un ne connaît jamais le moment où un noyau donné va se désintégrer. Par contre, on peut statistiquement prédire le comportement d'un grand nombre de noyaux.

a. Loi de décroissance

Dans un échantillon de matière radioactive constitué de noyaux radioactifs d'une espèce donnée, le nombre de noyaux va décroître au cours du temps, et sera noté $N(t)$. Si on appelle N_0 le nombre de noyaux initialement présents, on a la relation :

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

Démonstration :

A priori, on ne sait rien de l'évolution d'un système de noyaux radioactifs. On va dans un premier temps décrire ce qui se passe sur un tout petit intervalle de temps dt , très inférieur à la seconde.

Pendant ce tout petit intervalle, les choses varient tellement peu que le problème devient linéaire. On dit qu'on a linéarisé le problème, c'est une technique très utilisée en physique, parce qu'elle permet de décrire très simplement l'évolution d'un système.

Ensuite, à partir de l'évolution sur un tout petit intervalle de temps, on va en déduire ce qui se passe sur des échelles de temps très grandes, grâce au calcul différentiel (opération mathématiques sur les dérivées des fonctions). C'est Newton qui fut le précurseur de cette approche...

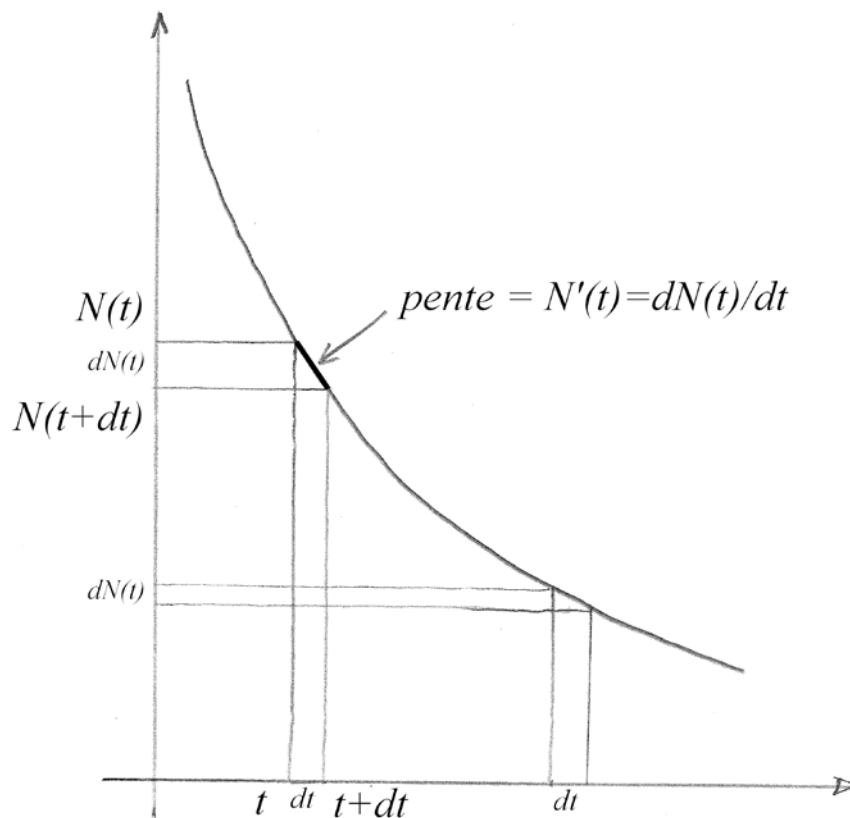


Figure 3 : Illustration de la variation du nombre de noyaux $N(t)$ sur un tout petit intervalle de temps dt . A une variation du temps égale à dt correspond une variation du nombre de noyaux $dN(t)$. Ces deux quantités sont reliées par la dérivée de la fonction : $N'(t) = dN(t)/dt$.

On considère à l'instant t un ensemble de noyaux radioactifs $N(t)$.

Par définition de la constante de désintégration radioactive, chacun de ces noyaux a une probabilité λ de se désintégrer par unité de temps.

Pendant un temps dt très petit, la probabilité qu'un noyau se désintègre est donc égale à $\lambda \times dt$. On vérifie que le produit $\lambda \times dt$ n'a pas de dimension ($s^{-1} \times s$), ce qui correspond bien à une probabilité.

Si on considère maintenant non plus un seul noyau, mais les $N(t)$ noyaux présents, $N(t) \times \lambda \times dt$ noyaux vont se désintégrer pendant le petit temps dt .

$$\text{On a donc } \underbrace{N(t)}_{\text{présents à l'instant } t} = \underbrace{N(t+dt)}_{\text{encore présents à l'instant } t+dt} + \underbrace{\lambda \times N(t) \times dt}_{\text{ceux qui se sont désintégrés}} .$$

$$\text{Que l'on peut réécrire sous la forme : } N(t+dt) - N(t) = -\lambda \times N(t) \times dt$$

$N(t+dt) - N(t)$ est la variation infinitésimale du nombre de noyaux pendant le temps dt . On la note aussi $dN(t) = N(t+dt) - N(t)$

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

$$dN(t)/dt = -\lambda \times N(t)$$

$$\frac{dN(t)/dt}{N(t)} = -\lambda$$

Cette dernière formule est de la forme à $\frac{u'}{u} = -\lambda$

On sait que si deux fonctions sont égales (ici, ce sont des fonctions qui dépendent du temps), alors leurs primitives sont égales à une constante près :

$$\ln N(t) = -\lambda \times t + C$$

$$\begin{aligned} N(t) &= e^{-\lambda t + C} \\ &= e^C \times e^{-\lambda t} \\ &= K \times e^{-\lambda t} \end{aligned}$$

A $t = 0$, on a $N(t=0) = N_0$ noyaux, donc $K = N_0$

$$\text{Finalement, } \boxed{N(t) = N_0 \times e^{-\lambda t}}$$

b. Période radioactive

La période T est le temps au bout duquel le nombre de noyaux initialement présent a été divisé par un facteur 2.

$$\boxed{T \text{ est défini par } N(T) = \frac{N_0}{2}}$$

On a aussi $N(t+T) = \frac{N(t)}{2}$: après une période, le nombre de noyaux radioactifs encore présents a été divisé par deux.

On peut déduire de cette définition une relation entre T et λ :

$$\begin{aligned}
 N(t) &= N_0 \times e^{-\lambda t} \\
 N(T) &= N_0 \times e^{-\lambda T} \\
 N(T) &= \frac{N_0}{2} \\
 N_0 \times e^{-\lambda T} &= \frac{N_0}{2} \\
 e^{-\lambda T} &= \frac{1}{2} \\
 e^{\lambda T} &= 2 \\
 \lambda T &= \ln 2
 \end{aligned}$$

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

Exemples de période :

^{14}C	: 5730 ans
^{18}Ne	: 1672 ms
^{235}U	: 703,8 millions d'années !

VIII. Activité d'une source

a. Définition

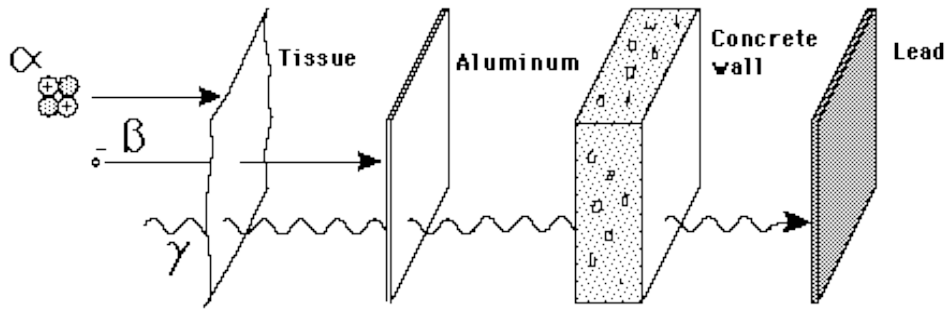
On appelle activité, notée $a(t)$, le nombre de désintégrations par unité de temps. On calcule l'activité en multipliant la probabilité qu'a un noyau de se désintégrer par unité de temps (λ) par le nombre de noyaux :

$$a(t) = \lambda N(t) = a_0 \times e^{-\lambda t}$$

b. Unités

La période s'exprime en Becquerel (Bq), qui correspond à une désintégration par seconde. On trouve une autre unité historique, le Curie (Ci) qui correspond à $3,7 \times 10^{10}$ Bq.

IX. Interaction des particules avec la matière



On va s'intéresser à l'interaction des particules α , β et γ avec la matière, qui constitue un vaste sujet que nous ne ferons qu'aborder. Pour information, les applications de ces interactions sont à l'origine :

- des détecteurs de particules (les particules ne sont décelables que par leur interaction avec la matière)
- des applications médicales (radiothérapie par exemple)
- de l'élaboration de mesures de radioprotection
- du dégagement de chaleur dans les centrales nucléaires
- ...

a. Aspects qualitatifs

Les interactions particules–matière sont liées au transfert d'énergie de la particule vers les atomes de la matière :

- pour la particule émise lors d'une désintégration radioactive : ralentissement par perte d'énergie et éventuellement diffusion (changement de direction). Certaines particules peuvent même être absorbées complètement
- pour la matière, par l'absorption d'énergie qui conduit à l'excitation ou l'ionisation des atomes. On assiste ensuite au retour à l'état fondamental par l'émission de rayonnement X (réarrangement du cortège électronique) qui peut conduire à de la fluorescence (émission de lumière visible) ou encore à des électrons Auger.

La perte d'énergie locale dans la matière dépend de la **nature** de la particule. On définit la densité linéique d'énergie (D.L.I.) comme le nombre d'ionisations produit par une particule par unité de longueur de matière traversée. On l'exprime en général en nombre d'ionisations par μm .

b. Interaction des particules alpha

Perte d'énergie essentiellement par interaction électromagnétique avec les électrons atomiques. Importante création de paires électrons-ions : on dit que **le rayonnement alpha est fortement ionisant**.

A cause de sa grande masse, la particule alpha est peu déviée. La trajectoire des alpha dans la matière est rectiligne.

Particules alpha de 5,3 MeV émis par le polonium 210 :

- parcours : ~ 4 cm dans l'air, ~ 50 μm dans les tissus humains (essentiellement H_2O)
- DLI : ~ 5000 ionisations par μm dans H_2O

c. Interaction des particules bêta

Perte d'énergie des électrons (et positrons) :

- par interaction avec les électrons atomiques provoquant l'excitation ou l'ionisation de la matière
- par interaction avec les noyaux des atomes du milieu, qui devient la trajectoire des électrons. Lors du changement de trajectoire, un photon de Bremsstrahlung est émis (conservation de la quantité de mouvement).

Les particules bêta sont plus 8000 fois plus légères que les particules alpha et elles sont facilement déviées par le champ électromagnétique des noyaux. Leur trajectoire est en forme de ligne brisée. Les particules bêta sont nettement moins ionisantes que les particules alpha.

Particules bêta de 2 MeV :

- Parcours : ~ 6 mètres dans l'air, ~ 1cm dans H₂O et ~ 3mm dans l'aluminium
- DLI : ~ 10 ionisations par µm dans H₂O

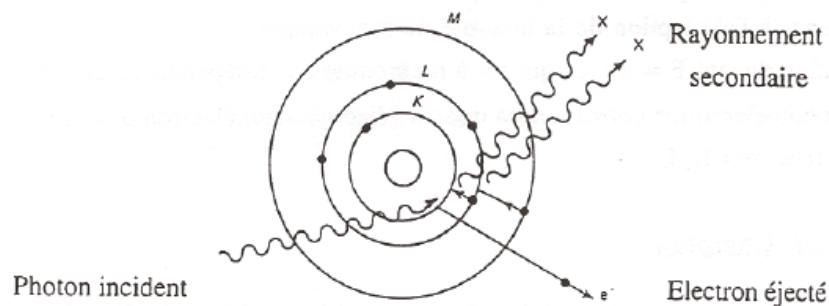
d. Interaction du rayonnement gamma

Du point de vue microscopique, l'interaction des photons de haute énergie est pour l'essentiel une interaction avec les électrons atomiques.

En fonction de l'énergie du photon, l'interaction donnera lieu à :

- l'effet photo électrique

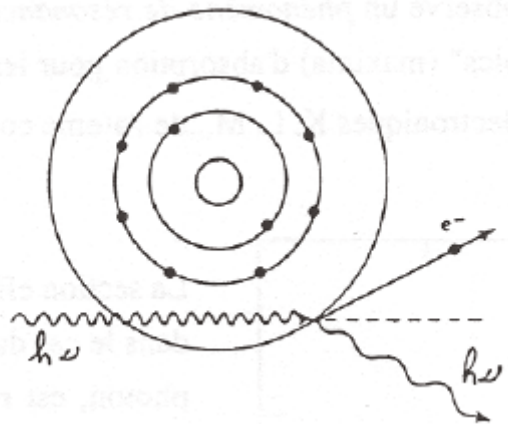
C'est un processus par lequel le photon incident, d'énergie $h\nu$, cède toute son énergie à un électron des couches profondes qui est alors éjecté de l'atome : il y a absorption totale du photon et ionisation de l'atome :



L'énergie de l'électron est égale à l'énergie du photon incident moins l'énergie de liaison de l'électron qui a été éjecté : $E_{e^-} = h\nu - W_e$. L'atome réorganise ensuite son cortège électronique provoquant l'émission d'un rayonnement X secondaire.

- la diffusion Compton

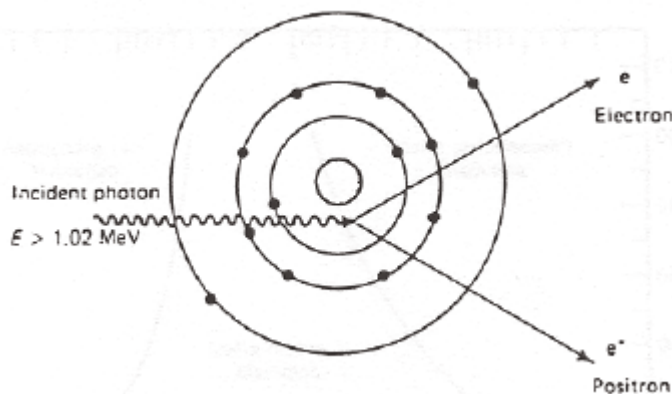
Le photon incident cède une partie de son énergie à un électron des couches périphériques de l'atome, qui est éjecté. Il apparaît un nouveau photon diffusé, d'énergie $h\nu' < h\nu$. Il y a donc diffusion du photon incident et ionisation de l'atome.



L'énergie du photon incident est répartie sous la forme d'énergie cinétique apportée à l'électron et d'énergie du photon diffusé : $h\nu = E_{e^-} + h\nu'$ (on néglige ici l'énergie de liaison de l'électron des couches périphériques).

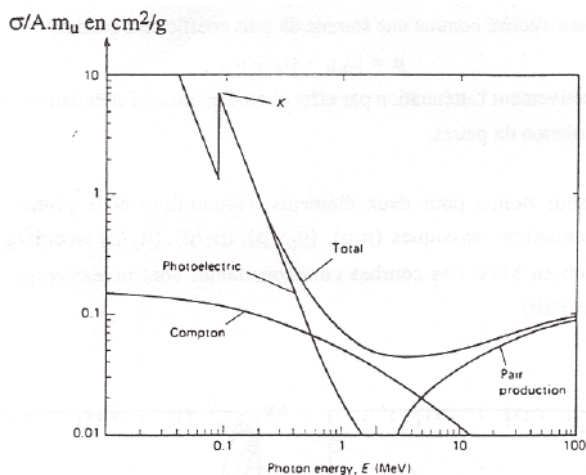
- la création de paire e+e-

C'est un processus par lequel le photon incident disparaît, son énergie se matérialisant pour donner naissance à une paire e+e- :



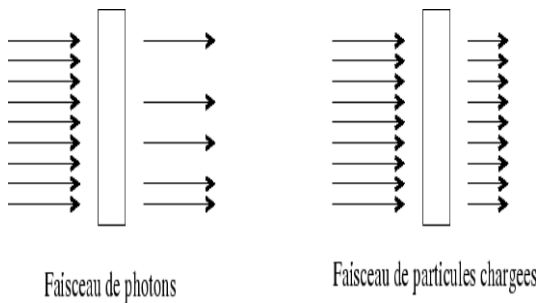
Pour que ce processus ait lieu, le photon doit avoir une énergie supérieure au seuil de création e+e-, i.e. $h\nu > 2 \times 0,511 \text{ MeV}$.

e. Importance relative des trois processus



En fonction de l'énergie du photon incident, l'interaction photon-matière se fera préférentiellement par effet photoélectrique, diffusion Compton ou encore par création de paires. La figure ci-contre représente la probabilité d'interaction des photons dans le plomb, en fonction de leur énergie. Cette probabilité s'appelle la section efficace et sera définie au paragraphe suivant.

f. Atténuation d'un faisceau de photons par la matière



Du point de vue macroscopique, un faisceau de photons va être atténué lors de son passage dans la matière. Le nombre de photons n'ayant subi aucune interaction suit une loi de décroissance exponentielle, similaire à la loi de décroissance des noyaux. En notant N_0 le nombre de photons initial (à gauche) et $N(x)$ le nombre de photons n'ayant subi aucune interaction dans un matériau d'épaisseur x (à droite) :

$$N(x) = N_0 \times e^{-\mu x}$$

On peut noter que si un photon survit au passage dans la matière, il a une énergie égale à son énergie initiale.

Le coefficient μ s'appelle le coefficient d'atténuation linéique. Il s'exprime comme l'inverse d'une longueur.

Ce coefficient est le produit de deux termes : $\mu = n \times \sigma$, où :

n est le nombre de noyaux par unité de volume dans la matière (cm^{-3})

σ est la probabilité d'interaction des photons dans la matière. Elle a la dimension d'une surface (cm^2).

La section efficace varie énormément en fonction de l'énergie des photons et de la nature du matériau.

De façon similaire à la période, on définit l'épaisseur de demi-atténuation $x_{1/2}$:

$$N(x_{1/2}) = \frac{N_0}{2}$$

$x_{1/2}$ est relié à μ par la relation :

$$N(x) = N_0 \times e^{-\mu x}$$

$$N(x_{1/2}) = N_0 \times e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$N(x_{1/2}) = \frac{N_0}{2}$$

$$N_0 \times e^{-\mu x_{1/2}} = \frac{N_0}{2}$$

$$e^{-\mu x_{1/2}} = \frac{1}{2}$$

$$e^{\mu x_{1/2}} = 2$$

$$\mu x_{1/2} = \ln 2$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

X. Radioprotection

Comme nous l'avons vu précédemment, le rayonnement ionisant (particules α , β , γ , ...) interagit avec la matière en lui cédant son énergie (excitation, ionisation). Mais qu'advient-il lorsque des tissus humains sont irradiés ?

a) Effets sur le vivant

La cellule est détruite si l'irradiation est intense (ex : stérilisation par irradiation aux neutrons). Si l'irradiation est plus faible, on assiste à la création de radicaux libres (H_2O_2) au sein de la cellule, qui conduira à une altération des bases.

Si le patrimoine génétique de la cellule est modifié, celle-ci peut être détectée comme non-conforme et détruite. Dans le cas où la cellule survit, elle sera amenée tôt ou tard à se reproduire. Là encore, deux cas de figures se présentent :

- le nouveau gène est récessif et les nouveaux caractères ne seront pas transmis,
- le nouveau gène est dominant et les nouvelles cellules auront la fonctionnalité liée à la mutation génétique.

Ce dernier cas conduit parfois à l'apparition de cancers.

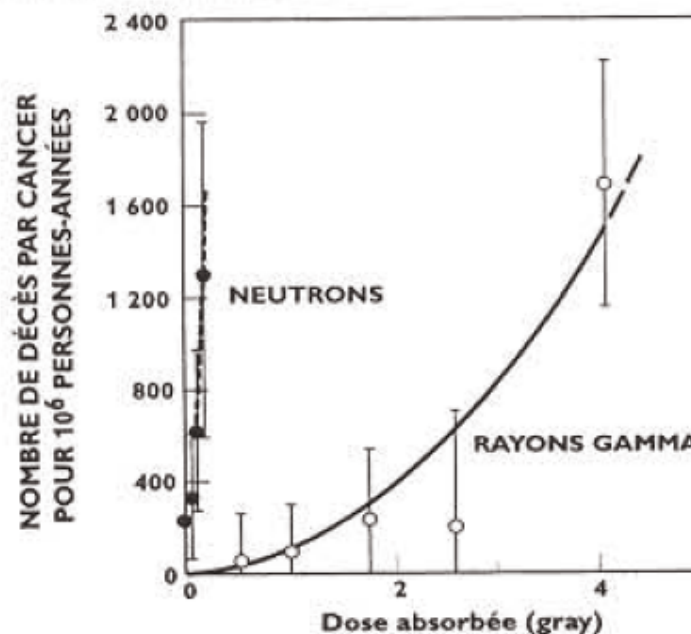
b) Quantification de l'irradiation, unités

- activité : nombre de désintégrations par seconde, unité Becquerel,
- dose : énergie déposée en Joules par kg, unité Gray.

Mais ces unités rendent-elles bien compte des dégâts sur le vivant ?

c) Importance de la nature des rayonnements en jeu, dose équivalente

Les explosions nucléaires de Hiroshima (n) et Nagasaki (γ) ont donné lieu à des études de la mortalité engendrée par l'exposition à des doses intenses.



Il apparaît nettement qu'à dose égale, les dégâts sont considérablement plus importants dans le cas d'une exposition aux neutrons. Il faut donc tenir compte de la nature des rayonnements dans l'évaluation de l'impact d'une exposition à la radioactivité. On introduit pour ce faire un facteur de pondération radiologique W_R :

Type et gamme d'énergie	Facteur de pondération radiologique W_R
- Photons, toutes énergies	1
- Électrons et muons, toutes énergies	1
- Neutrons, énergie de moins de 10 keV	5
- Plus de 10 à 100 keV	10
- Plus de 100 keV à 2 MeV	20
- Plus de 2 MeV à 20 MeV	10
- Plus de 20 MeV	5
- Protons, autres que les protons de recul, énergie supérieure à 2 MeV	5
- Particules alpha, fragments de fission, noyaux lourds	20

On définit la dose équivalente qui tient compte de la nature du rayonnement par : $H = W_R \times D$. L'unité de dose équivalente est le Sievert (Sv).

Si on a plusieurs types de rayonnements, on prend en compte toutes les contributions : $H = \sum_R W_R \times D_R$ où D_R est la dose déposée par le rayonnement R.

d) Importance de la nature des tissus irradiés

Pour 100 cancers radio-induits dans une population humaine irradiée de façon homogène par des photons gamma, on observera 12 cancers pulmonaires, 5 cancers du sein et un cancer de la peau. Ceci amène à introduire un facteur de pondération tissulaire W_T , permettant de rendre compte des effets différents selon la nature des tissus irradiés :

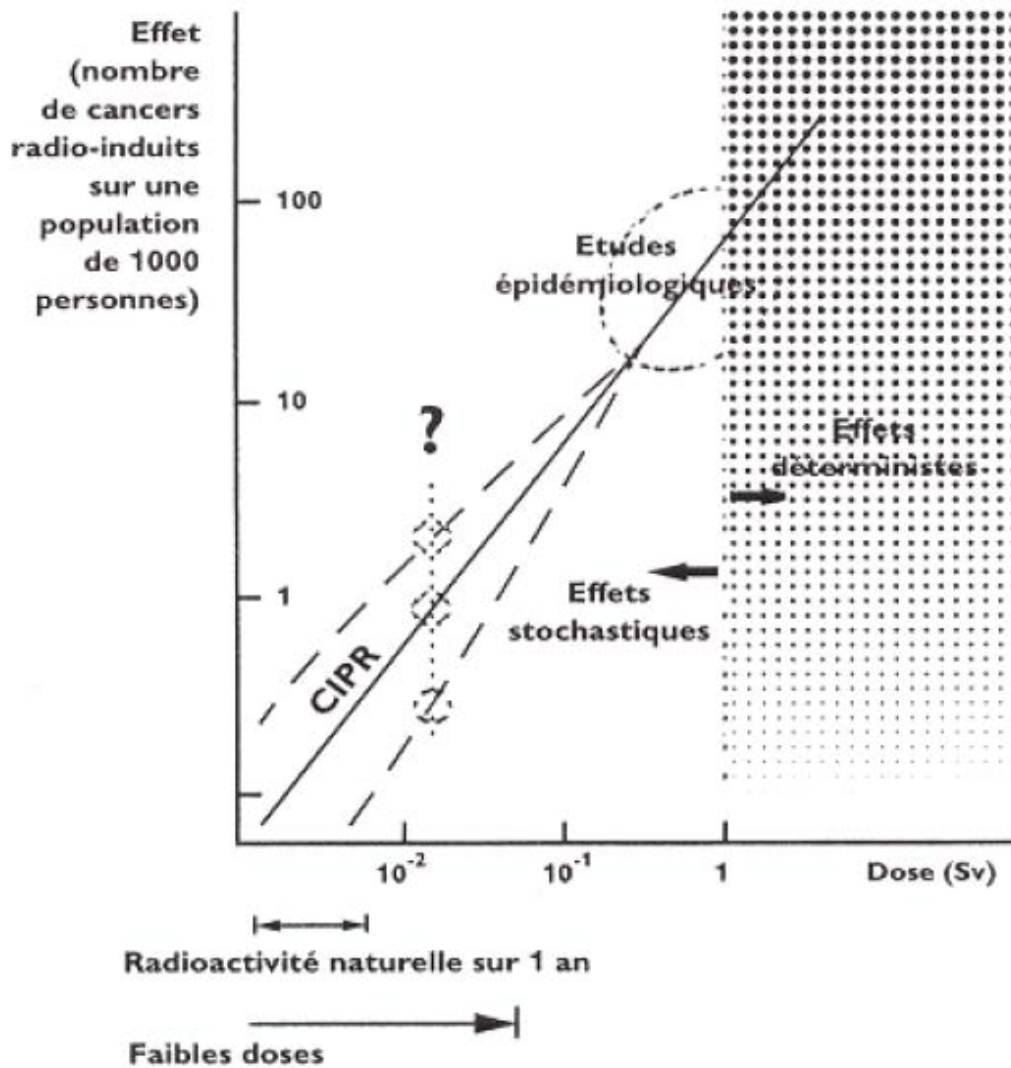
Tissu ou organe	Facteurs de pondération tissulaire W_T
Gonades	0,20
Moelle rouge	0,12
Colon	0,12
Poumons	0,12
Estomac	0,12
Vessie	0,05
Seins	0,05
Foie	0,05
Œsophage	0,05
Thyroïde	0,05
Peau	0,01
Surface des os	0,01
Autres	0,05

On rappelle que la dose équivalente pour un tissu T est $H_T = \sum_R W_R \times D_{RT}$ où D_{RT} est la dose déposée par le rayonnement R dans le tissu T .

Si on intègre sur le corps entier, on obtient la dose efficace $E = \sum_T W_T \times H_T$. La dose efficace s'exprime aussi en Sievert.

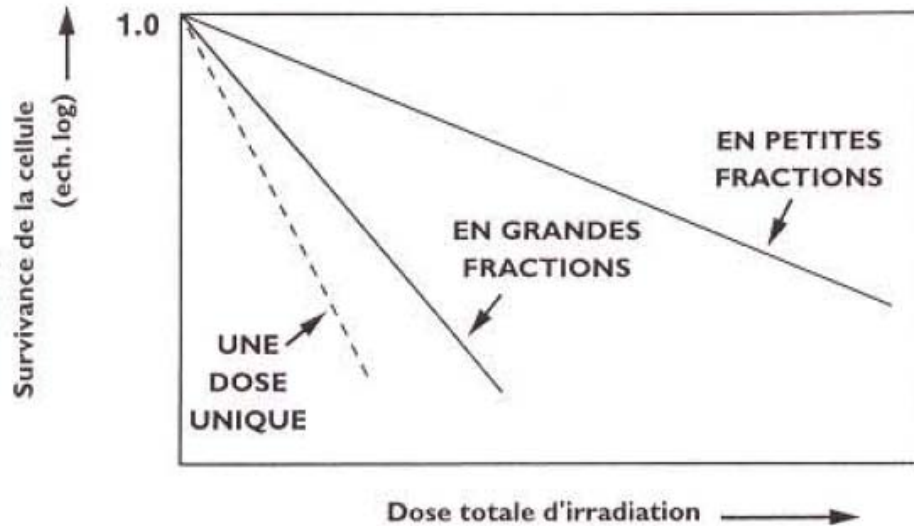
e) Effets de seuil

Les effets des faibles doses sont mal connus, on peut seulement définir un caractère probabiliste de l'apparition de cancers :



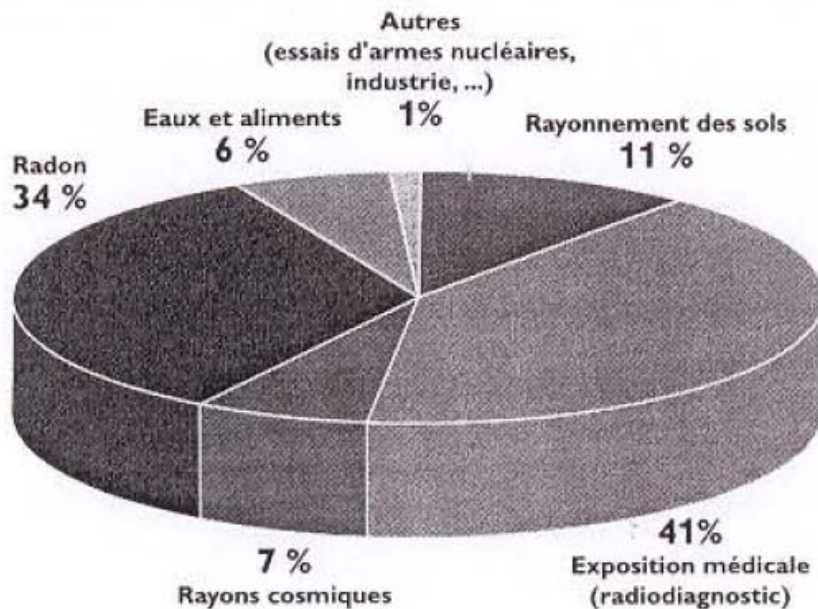
f) Débit de dose

Enfin, une dose reçue en peu de temps (d'un bloc) est plus nocive que la même dose étalée sur une longue période.



g) Ordre de grandeur des doses reçues par le public

La dose reçue annuellement par le public est de 4 mSv, répartie à 50% sous forme d'irradiation naturelle et à 50% sous forme d'irradiation artificielle. **Attention aux examens radiologiques**, le personnel médical est souvent peu formé aux risques d'irradiation.



© Institut de Protection et de Sureté Nucléaire

Origine des données :
UNSCEAR 1993 ET IPSN

mSv : millisievert
Le Sievert est l'unité de dose relative
aux rayonnements ionisants.

Dose totale
moyenne annuelle : 4 mSv*

Les nouvelles normes en vigueur imposent que l'exposition supplémentaire à d'autres sources de radioactivité (ex : TP de physique nucléaire) ne contribue pas à plus de 25% de l'irradiation annuelle déjà acquise. On doit donc rester en deçà de 1mSv/an, pour un total annuel restant inférieur à 5 mSv.

h) Quelques chiffres en radiodiagnostic :

Type d'examen	mSv
Rachis dorsal	0,7
Rachis lombaire	1,3
Bassin, hanche	0,3 à 0,7
Abdomen, sans préparation	1
poumon, face	0,02
Urographie intraveineuse	2,5
Lavement baryté	7
Scanner tête	2,3
Scanner thoracique	8
Scanner abdominal ou pelvien	10
Scintigraphie cardiaque Tc 99m	6
Scintigraphie thyroïdienne Tc 99m	1

Références de sites Web :

- CEA jeunes : ensemble de questions réponses sur la radioactivité :
<http://www.cea.fr/jeunes/themes>
- <http://www.laradioactivite.com>
- <http://fr.wikipedia.org/wiki/Radioactivit%C3%A9>
- <http://www.acro.eu.org/liens.html>

29. COMMONLY USED RADIOACTIVE SOURCES

Table 29.1. Revised November 1993 by E. Browne (LBNL).

Nuclide	Half-life	Type of decay	Particle		Photon	
			Energy (MeV)	Emission prob.	Energy (MeV)	Emission prob.
²² ₁₁ Na	2.603 y	β^+ , EC	0.545	90%	0.511 Annih. 1.275 100%	
⁵⁴ ₂₅ Mn	0.855 y	EC			0.835 100% Cr K x rays 26%	
⁵⁵ ₂₆ Fe	2.73 y	EC			Mn K x rays: 0.00590 24.4% 0.00649 2.86%	
⁵⁷ ₂₇ Co	0.744 y	EC			0.014 9% 0.122 86% 0.136 11% Fe K x rays 58%	
⁶⁰ ₂₇ Co	5.271 y	β^-	0.316	100%	1.173 100% 1.333 100%	
⁶⁸ ₃₂ Ge	0.742 y	EC			Ga K x rays 44%	
\rightarrow ⁶⁸ ₃₁ Ga		β^+ , EC	1.899	90%	0.511 Annih. 1.077 3%	
⁹⁰ ₃₈ Sr	28.5 y	β^-	0.546	100%		
\rightarrow ⁹⁰ ₃₉ Y		β^-	2.283	100%		
¹⁰⁶ ₄₄ Ru	1.020 y	β^-	0.039	100%		
\rightarrow ¹⁰⁶ ₄₅ Rh		β^-	3.541	79%	0.512 21% 0.622 10%	
¹⁰⁹ ₄₈ Cd	1.267 y	EC	0.063 e^- 0.084 e^- 0.087 e^-	41% 45% 9%	0.088 3.6% Ag K x rays 100%	
¹¹³ ₅₀ Sn	0.315 y	EC	0.364 e^- 0.388 e^-	29% 6%	0.392 65% In K x rays 97%	
¹³⁷ ₅₅ Cs	30.2 y	β^-	0.514 e^- 1.176 e^-	94% 6%	0.662 85%	
¹³³ ₅₆ Ba	10.54 y	EC	0.045 e^- 0.075 e^-	50% 6%	0.081 34% 0.356 62% Cs K x rays 121%	
²⁰⁷ ₈₃ Bi	31.8 y	EC	0.481 e^- 0.975 e^- 1.047 e^-	2% 7% 2%	0.569 98% 1.063 75% 1.770 7% Pb K x rays 78%	
²²⁸ ₉₀ Th	1.912 y	6 α : 3 β^- :	5.341 to 8.785 0.334 to 2.246		0.239 44% 0.583 31% 2.614 36%	
(\rightarrow ²²⁴ ₈₈ Ra \rightarrow ²²⁰ ₈₆ Rn \rightarrow ²¹⁶ ₈₄ Po \rightarrow ²¹² ₈₂ Pb \rightarrow ²¹² ₈₃ Bi \rightarrow ²¹² ₈₄ Po)						
²⁴¹ ₉₅ Am	432.7 y	α	5.443 5.486	13% 85%	0.060 36% Np L x rays 38%	
²⁴¹ ₉₅ Am/Be	432.2 y	6×10^{-5} neutrons (4-8 MeV) and 4×10^{-5} γ 's (4.43 MeV) per Am decay				
²⁴⁴ ₉₆ Cm	18.11 y	α	5.763 5.805	24% 76%	Pu L x rays \sim 9%	
²⁵² ₉₈ Cf	2.645 y	α (97%) Fission (3.1%)	6.076 6.118	15% 82%		
					\approx 20 γ 's/fission; 80% $<$ 1 MeV \approx 4 neutrons/fission; $\langle E_n \rangle = 2.14$ MeV	

"Emission probability" is the probability per decay of a given emission; because of cascades these may total more than 100%. Only principal emissions are listed. EC means electron capture, and e^- means monoenergetic internal conversion (Auger) electron. The intensity of 0.511 MeV e^+e^- annihilation photons depends upon the number of stopped positrons. Endpoint β^\pm energies are listed. In some cases when energies are closely spaced, the γ -ray values are approximate weighted averages. Radiation from short-lived daughter isotopes is included where relevant.

Half-lives, energies, and intensities are from E. Browne and R.B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes* (John Wiley & Sons, New York, 1986), recent *Nuclear Data Sheets*, and *X-ray and Gamma-ray Standards for Detector Calibration*, IAEA-TECDOC-619 (1991).

Neutron data are from *Neutron Sources for Basic Physics and Applications* (Pergamon Press, 1983).