

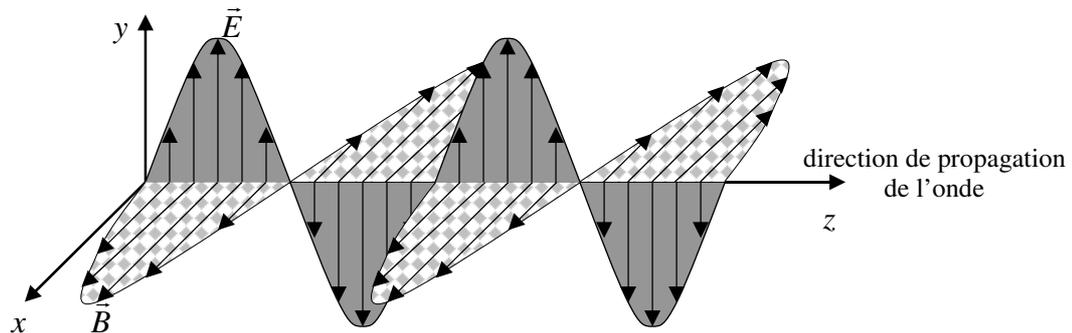
RESUME DU CHAPITRE 3 BIOPHYSIQUE DES RADIATIONS ET IMAGERIE MEDICALE

Les rayonnements ou radiations sont constituées par des flux de particules de nature et d'énergie différentes. On classe les rayonnements selon leur nature et leur effet sur la matière biologique. On distingue :

- selon la nature :
 - Rayonnement électromagnétique (R.E.M).
 - Rayonnement particulaire (R.P)
- selon l'effet sur la matière biologique :
 - Rayonnement ionisant.
 - Rayonnement non ionisant.

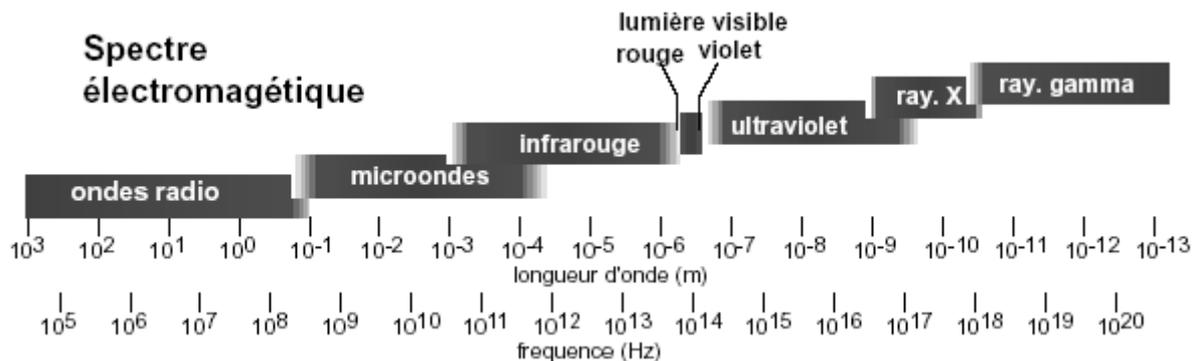
1- Rayonnement électromagnétique et photon :

Le rayonnement électromagnétique est une double vibration du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} qui se propage dans l'espace. La vibration de ces deux champs s'effectue dans deux plans perpendiculaires entre eux.



Les rayonnements électromagnétiques sont caractérisés par :

- leur vitesse dans le vide qui vaut $c = 3.10^8 \text{ m/s}$.
- leur fréquence f , leur longueur d'onde λ et leur période T , reliées par : $f = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda}$.
- leur intensité I .



Le comportement d'un rayonnement électromagnétique peut des fois être décrit sous la forme d'**une onde** et des fois sous la forme de **corpuscules** de masse nulle appelés **photons**. *C'est la dualité onde corpuscule.*
L'aspect ondulatoire domine à basse énergie (ondes radio, TV..) et l'aspect corpusculaire domine à haute énergie (effet Compton, matérialisation...). Pour les énergies intermédiaires les deux comportements sont présents (effet photoélectrique, interférence...).

Le grain de lumière appelé photon a une énergie donnée par :

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$$

Où h est la constante de Planck qui vaut $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$, ν la fréquence, c la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde.

Dans ces domaines d'énergies, on utilise comme unité l'*électron Volt* (eV) qui est une unité plus appropriée.

$$1.eV = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Formules pratiques : elles permettent un calcul rapide de l'énergie.

$$E(eV) = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \qquad E(keV) = \frac{12,4}{\lambda(A)}$$

2- Rayonnement particulaire :

Le rayonnement particulaire est caractérisé par :

- la masse de la particule.
- la charge de la particule.
- la vitesse de la particule.

Dans le *cas classique ou non relativiste*, c'est à dire pour des faibles vitesses par rapport à la vitesse de la lumière, l'énergie cinétique de la particule est donné par :

$$E_c = \frac{1}{2} m_0 v^2$$

Où m_0 est la masse au repos de la particule v et sa vitesse.

Dans le *cas relativiste*, c'est à dire pour des vitesses proches de la vitesse de la lumière, on a :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad E = mc^2 = E_c + m_0 c^2$$

Où m est la masse relativiste et E est l'énergie totale de la particule.

Prenons l'exemple de l'électron, nous pouvons calculer son énergie cinétique et sa masse relativiste pour différentes vitesses :

$v = 0,416c$	$m = 1,1m_0$	$E_c = 0,051MeV$
$v = 0,866c$	$m = 2m_0$	$E_c = 0,511MeV$
$v = 0,942c$	$m = 3m_0$	$E_c = 1,022MeV$
$v = 0,996c$	$m = 11m_0$	$E_c = 5,110MeV$

Le rayonnement particulaire peut lui aussi être décrit par comportement ondulatoire, c'est à dire comme une onde. On associe à la particule de masse relativiste m et de vitesse v une longueur d'onde λ dite *longueur d'onde de De Broglie* donnée par :

$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

Où h est la constante de Planck.

Le tableau suivant donne les masses et charges des particules qui ont le plus d'intérêt pour nous.

Particules fondamentales	Masse au repos		Charge en e
	uma	MeV	
Electron e^- ou β^-	0,00054860	0,511009	-1
Proton p	1,00727663	938,256	+1
Neutron n	1,00866841	939,550	0
Positron e^+ ou β^+	0,00054860	0,511009	+1
Alpha α ou ${}^4_2\text{He}^{++}$	4,00150	3727,31	+2

Puisque la matière vivante est très abondante en atome d'hydrogène dont l'énergie d'ionisation est de 13,6eV, on classe les rayonnements selon leur effets sur la matière par :

- Un rayonnement dit *ionisant* si l'énergie du photon ou de la particule est supérieure ou égale à 13,6eV.
- Un rayonnement dit non *ionisant* si l'énergie du photon ou de la particule est inférieure à 13,6eV.

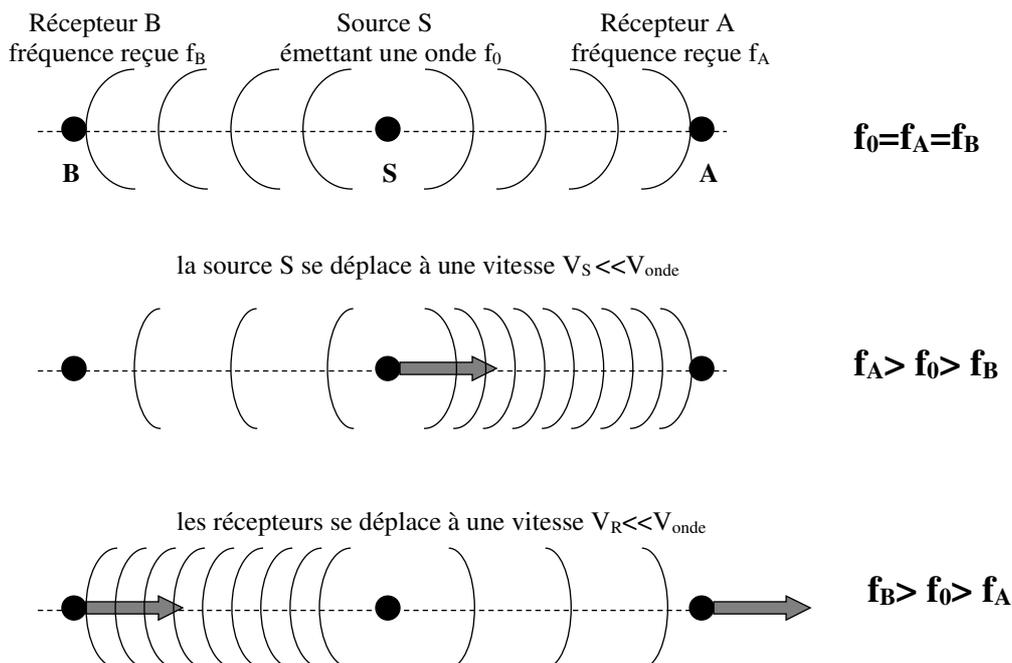
Tous les rayonnements particulaires sont ionisants (ceux de faible énergie n'ont aucun intérêt pratique). Les rayonnement X et gamma sont ionisants. Par contre les rayonnements visibles, infrarouges ou ultraviolets sont non ionisants.

- Les rayonnements chargés (e, p, alpha,...) sont dits *directement ionisants*.
- les rayonnements non chargés (n, RX, R, gamma...) sont dits *indirectement ionisants*.

La raison est que les ionisations sont produites essentiellement par les particules chargées. Pour les particules non chargées, traversant le milieu, ce sont les particules chargées secondaires (surtout les électrons) qui produisent les ionisations.

4- Effet Doppler :

Lorsqu'un émetteur ou un récepteur d'une onde se déplace par rapport au milieu conduisant la vibration, la fréquence reçue varie. On distingue schématiquement les cas suivant :



On démontre que si c'est la source S qui se déplace à une vitesse V_R , la fréquence f_R reçue par le récepteur est donnée par :

$$f_R = \frac{f_0}{1 \pm \frac{V_S}{V_{onde}}} \quad (+) \text{ si la source S s'éloigne du récepteur et } (-) \text{ si elle se rapproche.}$$

Où f_0 et V_{onde} sont la fréquence émise et la vitesse de l'onde dans le milieu.

De la même manière, on démontre que si le récepteur R se déplace à une vitesse V_R , la fréquence f_R reçue par le récepteur est donnée par :

$$f_R = f_0 \left(1 \pm \frac{V_R}{V_{onde}} \right) \quad (+) \text{ si le récepteur se rapproche de la source et } (-) \text{ s'il s'éloigne.}$$

Ce phénomène peut être mis à profit pour la mesure de la vitesse de déplacement d'un objet (atome, molécule, cellule...) : c'est la *vélocimétrie Doppler*.

On démontre que le déplacement relatif en fréquence, mesurée par une sonde, est donnée par :

$$\left| \frac{\Delta f}{f} \right| = \frac{2V_R}{V_{onde}} \quad \text{Où } \Delta f = f_{re\acute{c}ue} - f_{\acute{e}mise}$$

Remarque importante : Si l'angle entre la vitesse du récepteur et la vitesse de l'onde est différent de zéro, il faut remplacer dans les formules V_R par : $V_R \cos \theta$ où $\theta = (\vec{V}_R, \vec{V}_{onde})$.

5- Production des REM ionisants, Rayons X et Rayons Gamma :

C'est l'aspect corpusculaire qui domine car l'énergie est grande. Ce sont des photons d'énergie supérieure à 10keV. En médecine le domaine d'énergie le plus utilisé est compris entre 50keV et 10MeV. La différence entre rayons X et rayons γ tient uniquement à leur origine :

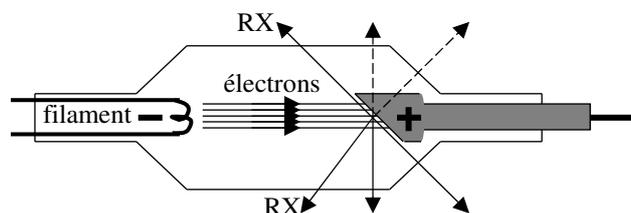
- Les rayons X prennent naissance hors du noyau, lors des transitions électrons entre les couches électroniques.
- Les rayons γ prennent naissance dans le noyau, lors des transitions de nucléons entre les couches nucléaires.

Un photon X et un photon γ de même énergie sont rigoureusement identiques.

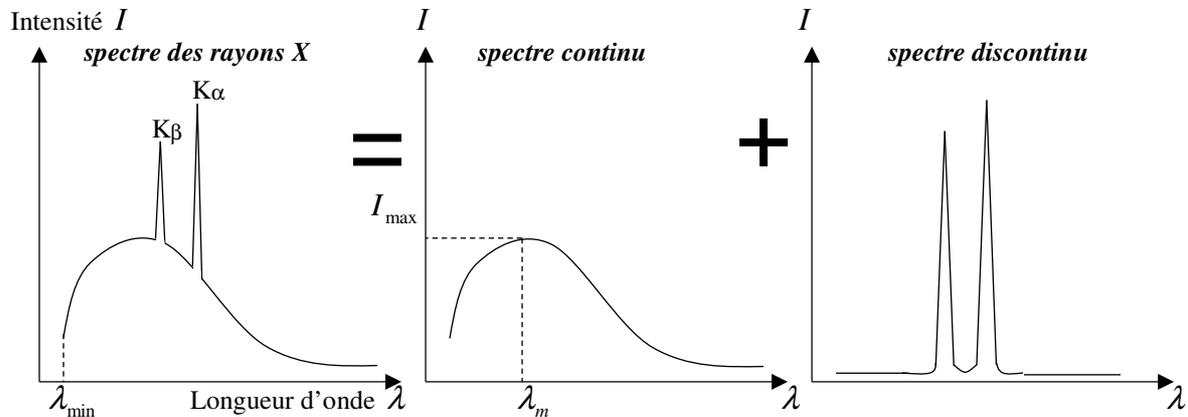
5-1 Production des rayons X :

Les rayons X prennent naissance chaque fois que des particules chargées, animées d'une vitesse suffisante, entre en collision avec la matière. On distingue les rayons X mous, utilisés en cristallographie ($0,5\text{\AA}$ à $2,5\text{\AA}$), et les rayons X ($0,05\text{\AA}$ à 1\AA) durs utilisés dans le domaine médical.

Le principe de la production des rayons X consiste à bombarder une cible métallique (Cu, W...) par des électrons énergétiques, accélérés par une haute tension sous vide d'air. Ces électrons incidents vont éjecter les électrons des couches atomiques profondes de la cible créant ainsi un état vacant. Les électrons des couches supérieures vont subir des transitions en émettant des photons. Les plus énergétiques étant les rayons X. Les électrons incidents peuvent aussi interagir avec le noyau qui les dévient de leur trajectoire. Cette déviation s'accompagne aussi d'une émission de photon X. La figure ci-dessous montre un tube à rayons X.



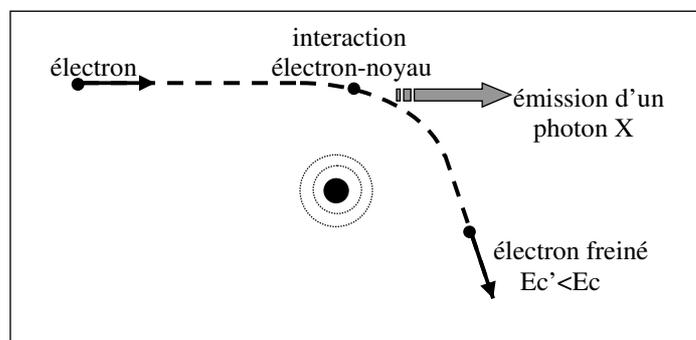
Le spectre $I = f(\lambda)$ des rayons X émis résulte de la superposition de deux spectres : le *spectre continu* et le *spectre discontinu*.



Le spectre continu : L'intensité des photons X est une fonction continue de la longueur d'onde. Le spectre commence à partir d'une longueur d'onde minimale. L'intensité devient maximale pour une longueur d'onde λ_m , reliée expérimentalement à λ_{\min} par :

$$\lambda_m = \frac{3}{2} \lambda_{\min} \quad \text{Où } \lambda_{\min} = \frac{hc}{E_C} = \frac{hc}{eV} \quad \text{ou bien } \lambda_{\min} (\text{Å}) = \frac{12,4}{E_C (\text{keV})}$$

Ce spectre est aussi appelé *spectre de freinage*. Il est dû à l'interaction des électrons incidents avec les noyaux des atomes de la cible métallique.



Un électron incident d'énergie cinétique E_c , passant assez près du noyau, est attiré par lui suivant la loi d'attraction de Coulomb. La trajectoire de l'électron s'incurve et la particule est freinée. Ceci entraîne une diminution de l'énergie cinétique de la particule. Cette fraction d'énergie cinétique perdue se retrouve sous forme d'un rayonnement électromagnétique X.

Les paramètres influençant le spectre continu sont :

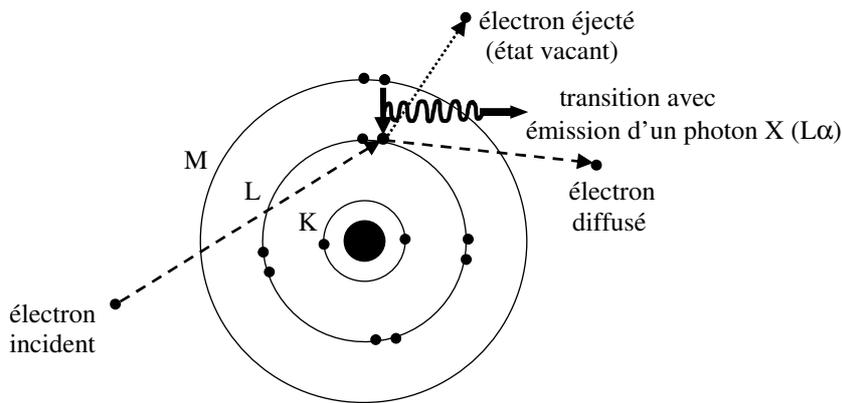
- *L'énergie cinétique des électrons incidents* : Le spectre se déplace parallèlement à lui-même vers les courtes longueurs d'ondes lorsque l'énergie cinétique des électrons incidents augmente.
- *Nombre d'électrons incidents* : Il y aura augmentation des intensités si le nombre des électrons incidents venait à augmenter.
- *Numéro atomique de la cible* : Il y aura augmentation des intensités si le numéro atomique de la cible venait à augmenter.

Le spectre discontinu : L'intensité n'est différente de zéro que pour certaines longueurs d'ondes caractéristiques de la cible métallique. Ces longueurs d'onde correspondent aux énergies de transitions des électrons entre les couches atomiques et sont notées λ_{K_α} , λ_{K_β} , λ_{K_γ} ..., λ_{L_α} , λ_{L_β} , λ_{L_γ} ...

Les lettres K, L, M... indiquent où va l'électron lors de la transition.

Les lettres α , β , γ ... indiquent d'où vient l'électron lors de la transition : α veut dire la première couche au dessus, β la deuxième couche au dessus...

L'origine du spectre discontinu est due à une interaction électron-électron. Il est aussi appelé *spectre de raies* ou *spectre caractéristique*, et il est assez simple à comprendre. Les électrons incidents sont accélérés sous une tension accélératrice de telle sorte que leur énergie cinétique soit supérieure ou égale à l'énergie de liaison des électrons des couches atomiques profondes. Ils sont alors susceptibles d'éjecter des électrons des couches des atomes de la cible métallique. Les électrons arrachés sont alors remplacés par les électrons des couches supérieures. Ces transitions s'accompagnent d'émission de photons X et UV dont l'énergie totale est égale à l'énergie d'ionisation..

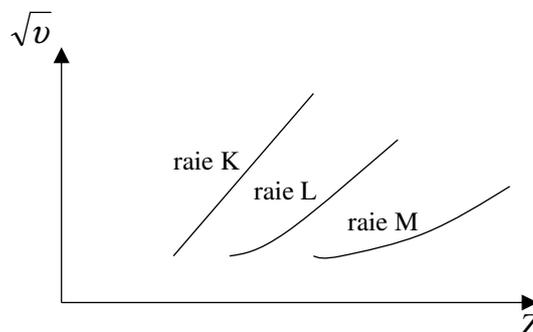


Pour qu'il y ait apparition d'une raie, il faut que l'énergie cinétique soit supérieure à un certain seuil, d'où la nécessité d'un minimum de voltage. Nous pouvons par exemple faire apparaître les raies $K\alpha$ et $K\beta$ avec une tension élevée. Mais si nous diminuons progressivement la tension, la raie $K\beta$ disparaîtra.

Il existe une relation entre la fréquence ν ou la longueur d'onde λ d'une raie déterminée et le numéro atomique Z de l'anticathode métallique. C'est la relation de Moseley donnée par :

$$\sqrt{\nu} = \sqrt{\frac{c}{\lambda}} = A(Z - Z_0)$$

Cette relation n'est valable que pour une raie déterminer $K\alpha$ ou $K\beta$ ou $K\gamma$...



Cette loi est bien vérifiée pour les raies K, mais ne l'est pas absolument pour les raies L, M,...

La constant Z_0 est appelée *constante d'écran* et dépend de la famille de raies. Elle vaut $Z_0=1$ pour les raies K et $Z_0=7,4$ pour les raies L. Par contre la constante A dépend de la raie. Sa valeur pour la raie $K\alpha$ est différente de celle pour la raie $K\beta$.

Le rendement énergétique R de l'émission des rayons X par un tube est donnée par :

$$R = \frac{P_{\text{rayonnée}}}{P_{\text{fournie}}} = \frac{KZIV^2}{IV} = KZV$$

Où K est une constante, Z le numéro atomique de l'anticathode, V la tension accélératrice et I le courant traversant le filament pour la thermoémission. Ce rendement est très faible de l'ordre de quelques pourcent.

5-2 Production des rayonnements particuliers et gamma : (voir cours de Chimie)

La principale source de rayonnement particuliers (électron, proton, alpha...) et de rayonnement gamma ($R\gamma$) est la désintégration des radioéléments (radioactivité). La désintégration des noyaux instables suit la loi de désintégration radioactive donnée par :

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

Où N est le nombre de noyaux non désintégrés à l'instant t, N_0 est le nombre initial de noyaux et λ est la probabilité de désintégration par unité de temps appelée aussi la constante radioactive. On définit aussi la demi-vie ou période T par :

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

La période est le temps au bout duquel la moitié des noyaux se sont désintégrés. Dans le domaine médical à la période physique T_P s'ajoute une période biologique T_B . Cette période est le temps au bout duquel les noyaux radioactifs sont éliminés par une voie biologique (les urines, la sueur...); La période effective T_{eff} est donnée par :

$$\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_B}$$

On définit aussi l'activité d'une source par la grandeur A donnée par :

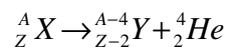
$$A = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Où A_0 est l'activité à $t=0$. L'activité s'exprime en désintégration par seconde (dps) ou en Becquerel (Bq) ou en Curie (Ci) avec :

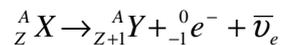
$$1\text{Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{Bq} = 3,7 \times 10^{10} \text{dps}$$

Il existe différents types de désintégration dont les principales sont :

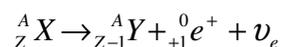
La désintégration α : Il y a émission d'un noyau d'hélium appelée particule alpha.



La désintégration β : Il y a émission d'un électron e^- appelé β^- ou d'un positon e^+ appelé β^+ .

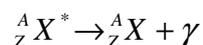


L'émission β^- s'accompagne toujours d'une émission d'un anti-neutrino électronique.



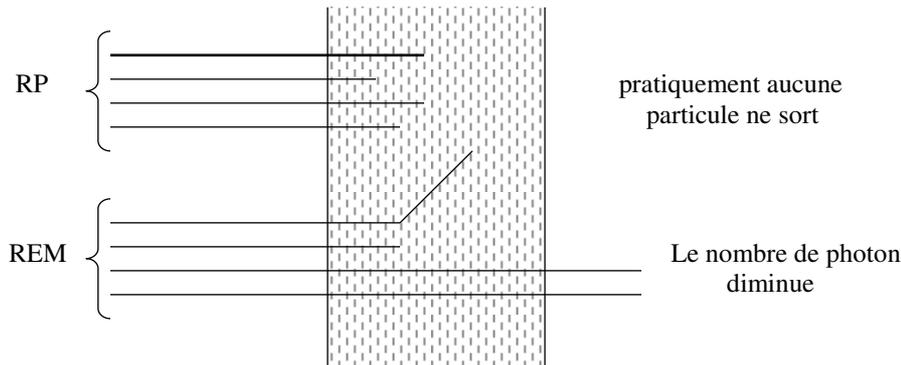
L'émission β^+ s'accompagne toujours d'une émission d'un neutrino électronique.

La désintégration γ : Il y a émission d'un photon γ à partir d'un noyau métastable.



6- Interaction des rayonnements électromagnétiques avec la matière :

On ne peut plus parler de ralentissement des photons car ils ont tous la même vitesse. Les particules matérielles sont stoppées mais pour les photons il y a une diminution de leur nombre à la sortie du milieu. C'est le phénomène d'*atténuation*.



6-1 La loi d'atténuation :

Soit N_0 le nombre de photons incidents et N le nombre de photons émergents. La loi d'atténuation est donnée par :

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Où x est l'épaisseur traversée et μ est le *coefficient linéique d'atténuation*. En réalité c'est une probabilité d'interaction du photon avec le milieu. En réalité, on utilise les intensités I qui sont proportionnelles au nombre de photons N . La loi d'atténuation est alors :

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

Où I_0 est l'intensité incidente et I l'intensité émergente. Le coefficient linéique d'atténuation μ dépend de la nature du milieu et de l'énergie des photons incidents. Pour l'eau, μ a une valeur différente pour l'eau liquide et pour l'eau gazeuse : μ dépend donc de la masse volumique. Par contre le rapport μ/ρ est pratiquement indépendant de ρ , donc du degré de compressibilité de la matière (solide, liquide, gaz). $\frac{\mu}{\rho}$ est le *coefficient*

massique d'atténuation.

La loi d'atténuation est aussi donnée par :

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot x} = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot m}$$

Où m est la masse surfacique en kg/m^2 .

On définit la *couche de demi atténuation* ou CDA l'épaisseur qui donne une intensité transmise moitié de l'intensité initiale.

$$CDA = \frac{\ln 2}{\mu} \quad x = CDA \Leftrightarrow I = \frac{I_0}{2}$$

6-2 Les mécanismes d'interaction des photons avec la matière :

Les causes de l'atténuation d'un faisceau de photons sont principalement :

1. Une atténuation par effet photoélectrique.
2. Une atténuation par effet Compton.
3. Une atténuation par effet de création de paires e^-/e^+ .

Le coefficient linéique d'atténuation global μ est la somme des coefficients linéiques d'atténuations par effet photoélectrique τ , par effet Compton σ et par effet de création de paires π .

$$\mu = \tau + \sigma + \pi$$

De même, nous dirons que le coefficient massique d'atténuation global $\frac{\mu}{\rho}$ est la somme des coefficients

massiques d'atténuations par effet photoélectrique $\frac{\tau}{\rho}$, par effet Compton $\frac{\sigma}{\rho}$ et par effet de création de

paires $\frac{\pi}{\rho}$.

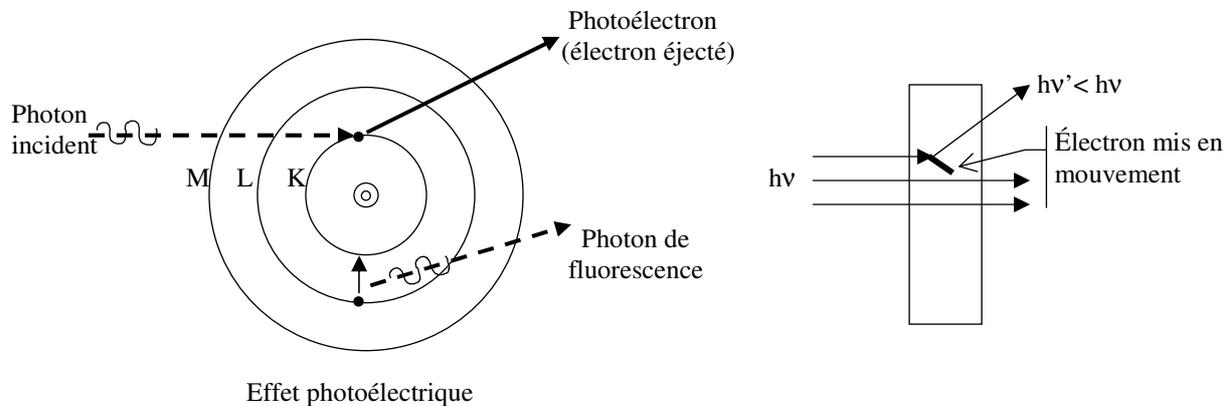
$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\pi}{\rho}$$

Coefficient de l'effet photoélectrique :

L'énergie du photon incident est absorbée par un électron atomique dans la couche n et ayant une énergie de liaison W_N inférieure à celle du photon. Cette électron émis appelé *photoélectron* aura une énergie cinétique E_C donnée par :

$$E_C = h\nu - W_N$$

L'atome retourne à son état fondamental en émettant des photons de fluorescence.



L'énergie initiale du photon se retrouve sous forme d'énergie cinétique de l'électron et de photon de fluorescence.

$$h\nu = E_C + h\nu'$$

L'énergie des électrons mis en mouvement dans la matière est transférée au milieu. L'autre partie de l'énergie incidente sera perdue sous forme de photons diffusés.

Nous pouvons dire que l'atténuation est due à une atténuation par transfert d'énergie et à une atténuation par diffusion d'énergie. Donc les deux coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par effet photoélectrique sont la somme de coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par transfert d'énergie et par diffusion.

$$\tau = \tau_t + \tau_d$$

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_t}{\rho} + \frac{\tau_d}{\rho}$$

Le coefficient massique d'atténuation par effet photoélectrique est donnée par la loi de Bragg et Pierce :

$$\frac{\tau}{\rho} = C^{te} \cdot \frac{Z^3}{E_{\text{photon}}^3}$$

Où Z est le numéro atomique du milieu traversé.

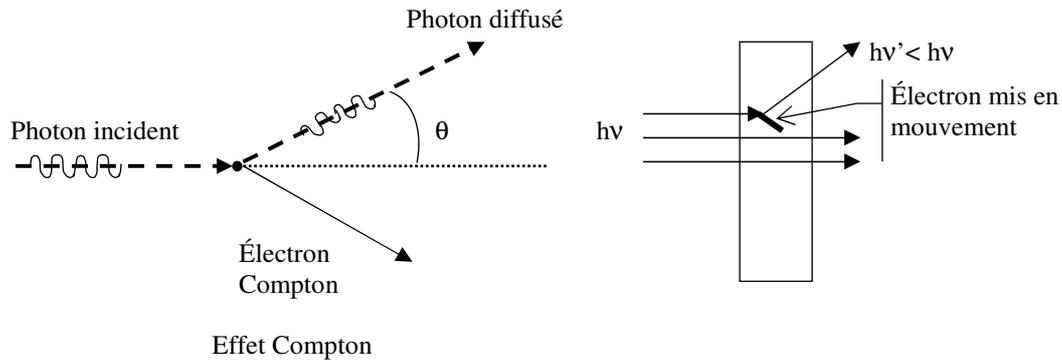
Le coefficient massique d'atténuation par effet photoélectrique :

1. Croit rapidement avec le numéro atomique Z du milieu.
2. Diminue rapidement avec l'énergie des photons.

L'effet photoélectrique est important pour les milieux à Z élevé et pour les rayonnements peu énergétiques.

Coefficient de l'effet Compton :

L'effet Compton résulte d'une collision entre le photon et les électrons presque libres (électrons des couches extérieures). L'électron diffusé a une énergie plus petite que le celle du photon incident. La différence d'énergie est emportée par l'électron sous forme d'énergie cinétique.



La longueur d'onde λ' du photon diffusé est reliée à la longueur d'onde λ du photon incident par la relation de Compton :

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0 (1 - \cos \vartheta) \quad \text{Avec} \quad \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0.024 \text{ \AA}$$

L'énergie initiale du photon se retrouve sous forme d'énergie cinétique de l'électron et de photon diffusé.

$$h\nu = E_c + h\nu'$$

L'énergie des électrons mis en mouvement dans la matière est transférée au milieu. L'autre partie de l'énergie incidente sera perdue sous forme de photons diffusés.

De la même manière que pour l'effet photoélectrique, nous pouvons dire que l'atténuation est due à une atténuation par transfert d'énergie et à une atténuation par diffusion d'énergie. Donc les deux coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par effet Compton sont la somme de coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par transfert d'énergie et par diffusion.

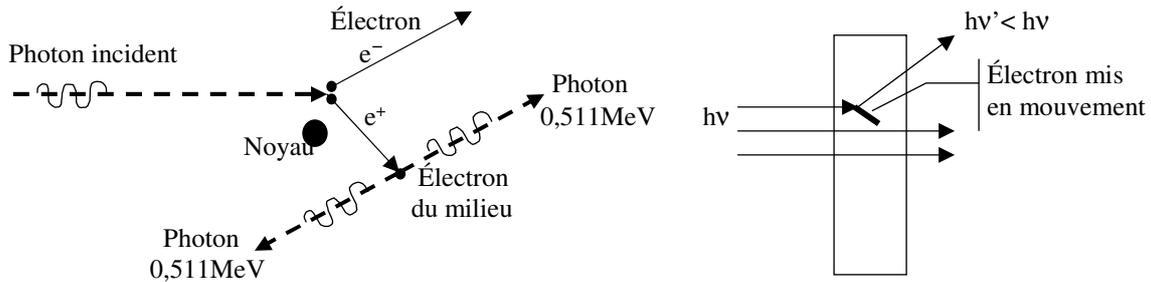
$$\sigma = \sigma_t + \sigma_d$$

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_t}{\rho} + \frac{\sigma_d}{\rho}$$

Le coefficient massique d'atténuation par effet Compton $\frac{\sigma}{\rho}$ est pratiquement indépendant de Z et diminue très lentement avec l'énergie du faisceau incident.

Coefficient de l'effet de création de paire ou matérialisation :

Un photon d'énergie minimale égale à 1,022MeV et au voisinage d'un noyau donne naissance à une paire d'électron positon (e^-/e^+). Le positon émis se recombine avec un électron du milieu pour donner naissance à deux photons de 0,511MeV et de direction opposées.



Effet de matérialisation

L'énergie initiale du photon se retrouve sous forme d'énergie cinétique de l'électron et des photons diffusés.

$$h\nu = E_c + h\nu'$$

L'énergie des électrons mis en mouvement dans la matière est transférée au milieu. L'autre partie de l'énergie incidente sera perdue sous forme de photons diffusés.

De la même manière que pour l'effet photoélectrique et l'effet Compton, nous pouvons dire que l'atténuation est due à une atténuation par transfert d'énergie et à une atténuation par diffusion d'énergie. Donc les deux coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par effet de création de paire sont la somme de coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par transfert d'énergie et par diffusion.

$$\pi = \pi_t + \pi_d$$

$$\frac{\pi}{\rho} = \frac{\pi_t}{\rho} + \frac{\pi_d}{\rho}$$

Le coefficient massique d'atténuation par effet Compton $\frac{\pi}{\rho}$ croit à peu près comme Z et croit lentement avec

l'énergie du faisceau incident dont l'énergie doit être au moins égale à 1,022MeV.

Comparaison et importance relative des trois effets :

Tous les trois transfèrent à la matière une partie de l'énergie des photons incidents sous forme d'énergie cinétique d'électrons mis en mouvement dans le milieu. L'autre partie est perdue sous forme de photons diffusés dans toutes les directions.

$$E_{incidente} = E_{transférée} + E_{diffusée}$$

Il vient que les coefficients (linéique ou massique) d'atténuation globale sont la somme de coefficients (linéique ou massique) d'atténuation par transfert d'énergie et par diffusion.

$$\mu = \mu_t + \mu_d$$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_t}{\rho} + \frac{\mu_d}{\rho}$$

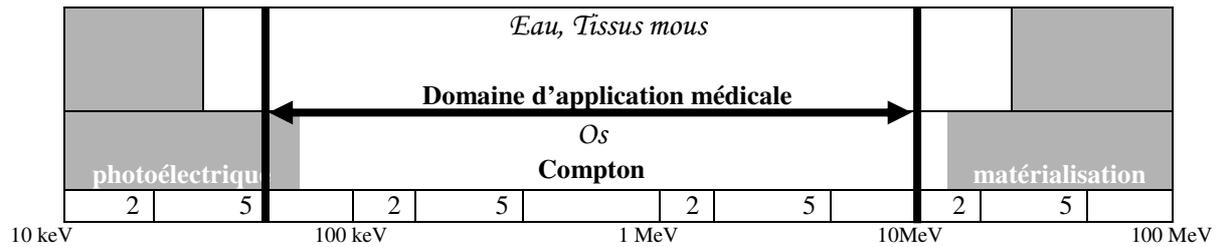
Avec :

$$\mu_t = \tau_t + \sigma_t + \pi_t \quad \text{et} \quad \mu_d = \tau_d + \sigma_d + \pi_d$$

Si l'on s'intéresse aux effets produits par les rayonnements sur la matière, c'est la partie transférée qui mérite

l'attention par l'étude du coefficient (linéique ou massique) d'atténuation par transfert d'énergie (μ_t ou $\frac{\mu_t}{\rho}$).

Concernant l'importance relative et dans le domaine d'application médicale, c'est l'effet Compton qui est le plus important (surtout en radiothérapie). En radiodiagnostic (50KeV-100KeV), l'effet photoélectrique intervient. C'est lui qui permet de faire apparaître le contraste naturel dû au Calcium dans l'os ($_{20}\text{Ca}$).



Le graphique ci-dessus schématise les principaux effets et leurs importances en fonction de l'énergie et des milieux biologiques tissus mous et os.

7- Notion de Dosimétrie :

La dosimétrie est la mesure de l'énergie absorbée par la matière. Les effets des radiations sur la matière sont dus à cette énergie absorbée.

7-1 La fluence énergétique :

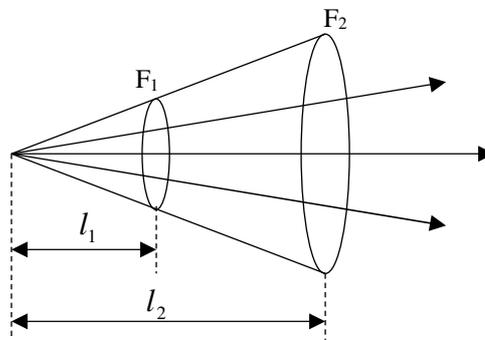
Tout rayonnement transporte de l'énergie. L'énergie transportée par unité de surface est appelée la fluence énergétique. Elle est donnée par :

$$F = \frac{dE}{dS}$$

La fluence s'exprime en J/m^2 .

La fluence dépend de la distance à la source. On a la relation suivante entre la fluence F en un point distant de l de la source :

$$F \cdot l^2 = C^{te}$$



Lorsque la distance à la source passe de l_1 à l_2 , la fluence passe de F_1 à F_2 tels que :

$$F_1 \cdot l_1^2 = F_2 \cdot l_2^2$$

La fluence diminue à mesure que l'on s'éloigne de la source.

7-2 KERMA K et Dose absorbée D :

On définit le KERMA K comme étant le rapport de l'énergie dE_C transférée (donc cinétique) à une masse dm par des électrons nés dans dm .

$$K = \frac{dE_C}{dm}$$

Le Kerma s'exprime en J/kg ou en Gray (Gy) : 1 Gy=1 J/kg

Nous pouvons dire que l'énergie transférée à la matière est donnée par :

$$dE_C = \mu_t \cdot E \cdot dx$$

Où dx est l'épaisseur traversée, μ_t est le coefficient linéique d'atténuation par transfert d'énergie et E est l'énergie incidente. Nous pouvons l'écrire de la manière suivante :

$$dE_C = \frac{\mu_t}{\rho} \cdot E \cdot \frac{dm}{S} \quad \text{avec} \quad dm = \rho \cdot S \cdot dx$$

Sachant que : $F = \frac{E}{S}$, il vient que :

$$F_\lambda = \frac{\mu_t}{\rho} \cdot F$$

On définit la dose absorbée par le rapport de l'énergie dE_a absorbée par la masse dm . Cette énergie étant déposée par les électrons nés dans dm .

$$D = \frac{dE_a}{dm}$$

La dose absorbée s'exprime en J/kg ou en Gy.

En général, la dose absorbée est différente du KERMA. Mais si on a une compensation entre l'énergie emportée à l'extérieur par les électrons nés dans dm et l'énergie apportée à dm par les électrons nés à l'extérieur de dm , alors il y a égalité entre la dose absorbée et le KERMA. On dit qu'il y a un *équilibre électronique*, qui est généralement obtenu pour des photons d'énergie inférieure ou égale à 3 MeV.

$$h\nu \leq 3\text{MeV} \quad \text{L'équilibre électronique est obtenu : } K = D$$

$$h\nu > 3\text{MeV} \quad \text{L'équilibre électronique n'est pas obtenu : } K \neq D$$

7-3 Exposition X et densité massique de charge Y :

L'exposition est le rapport entre la charge électrique totale (négative ou positive) des ions produits dans l'air par les électrons mis en mouvement dans une masse d'air dm .

$$X = \frac{dQ}{dm}$$

L'exposition s'exprime en C/kg ou en Röntgen (R) tels que : 1R=2,58 10^{-4} C/kg.

L'exposition est reliée au KERMA dans l'air par la relation :

$$X = \frac{e}{\bar{w}_{air}} \cdot K_{air}$$

Où \bar{w}_{air} est l'énergie moyenne d'ionisation dans l'air et e la charge élémentaire.

La densité massique de charge est définie comme le rapport de la charge électrique totale (négative ou positive) des ions produits dans un milieu de masse dm par les électrons traversant dm .

$$Y = \frac{dq}{dm}$$

La densité massique de charge s'exprime comme l'exposition en C/kg.

La densité massique de charge est reliée à la dose absorbée par :

$$Y = \frac{e}{\overline{w}} \cdot D$$

Où \overline{w} est l'énergie moyenne d'ionisation du milieu.

Synthèse dans les conditions d'équilibre électronique :

Dans l'air	Dans un milieu
$Y_{air} = X = \frac{e}{\overline{w}_{air}} \cdot K_{air} = \frac{e}{\overline{w}_{air}} \cdot \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_{air} \cdot F$ $K_{air} = D_{air}$	$Y_{milieu} = X = \frac{e}{\overline{w}_{milieu}} \cdot K_{milieu} = \frac{e}{\overline{w}_{milieu}} \cdot \left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_{milieu} \cdot F$ $K_{milieu} = D_{milieu}$

Il vient que :

$$\frac{K_{milieu}}{K_{air}} = \frac{D_{milieu}}{D_{air}} = \frac{\left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_{milieu}}{\left(\frac{\mu_t}{\rho} \right)_{air}}$$

Cette relation permet de mesurer la dose dans un milieu. Pour cela, il suffit de mesurer à l'aide d'une chambre à ionisation¹ à paroi équivalent-air, la densité massique de charge dans l'air qui est directement reliée à la dose dans l'air. Les coefficients d'atténuation massique par transfert d'énergie sont des grandeurs expérimentales connues, ce qui nous permet de calculer la dose absorbée par le milieu.

7-4 Effets biologiques des radiations et courbes de survie cellulaire :

Les rayonnements ionisants peuvent avoir une action directe ou indirecte sur les cellules qui peuvent être assimilées à une solution aqueuse :

- Une action directe provoquant des lésions au niveau des molécules de soluté.
- une action indirecte due à l'interaction des produits de la radiolyse de l'eau avec les molécules de soluté.

Action directe :

La molécule reçoit la particule ionisante. La molécule ainsi ionisée peut :

- transférer sa charge vers une autre molécule.
- se couper en deux fragments plus petits.
- ...

Action indirecte :

La radiolyse de l'eau conduit à la formation de radicaux très réactifs :

- HO^{•2} : oxydant.
- H[•] (hydrogène), e_{aq}³⁻ : réducteurs.

Ces radicaux libres peuvent réagir entre eux ou avec d'autres molécules.

L'importance de l'effet direct et de l'effet indirect dépend en pratique de la quantité d'eau présente à son voisinage immédiat. Pour la molécule d'ADN multi enroulée sur sa gaine de protéine l'effet direct est dominant.

Effets des radiations sur l'ADN :

Les radiations ionisantes provoquent des ruptures de chaînes. On distingue :

- les ruptures simples.

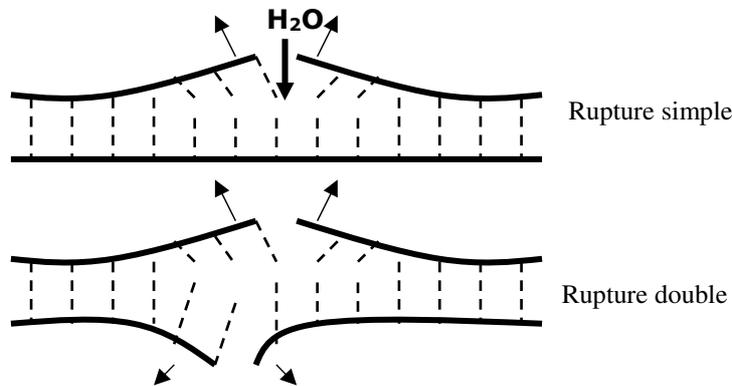
¹ Voir Cours.

² • signifie électron célibataire.

³ L'électron aqueux est un électron hydraté (piégé par une molécule d'eau)

- Les ruptures doubles.

Il existe approximativement une rupture double pour une dizaine de ruptures simples.

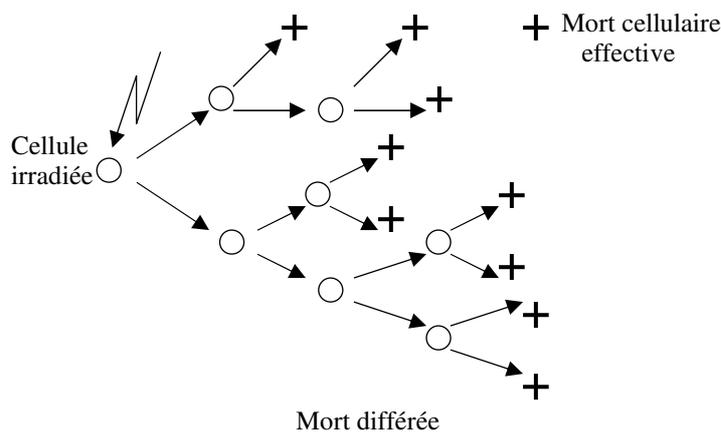


Une dose de un gray (qui tue une cellule sur quatre) provoque dans l'ADN d'une cellule environ 1000 ruptures simples et de 50 à 100 ruptures doubles.

Il existe des mécanismes de réparation pour les ruptures simples et doubles.

Conséquences au niveau cellulaire :

La mort cellulaire (perte de toute activité métabolique) peut être immédiate pour des doses de quelques milliers de grays. Pour des doses de quelques grays par séance (donnée en radiothérapie) la cellule conserve une certaine activité mais sa descendance finit par disparaître. La cellule est survivante si sa descendance atteint la 5^{ème} génération car les divisions peuvent alors se poursuivre.

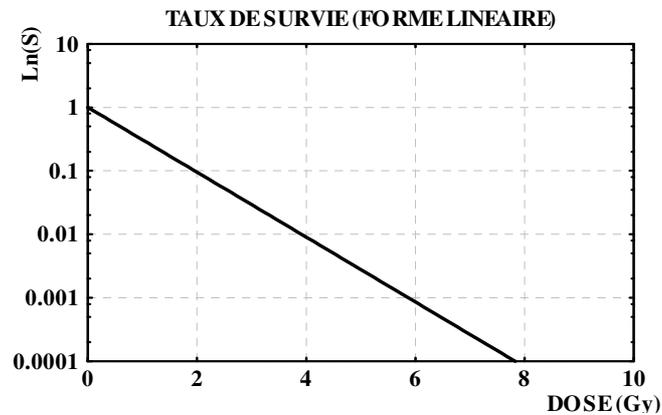


On appelle *taux de survie S* le rapport entre le nombre de cellules survivantes et le nombre de cellules initiales.

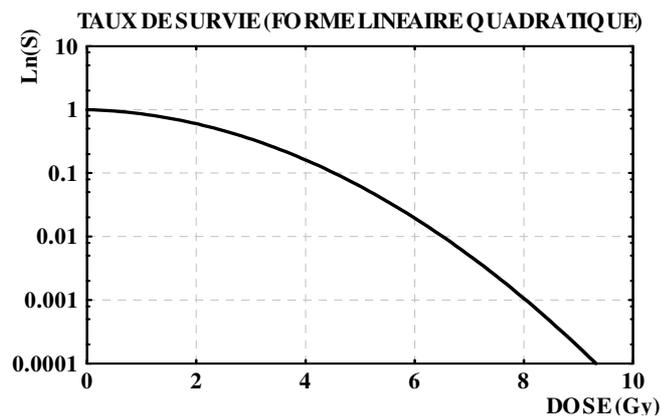
$$S = \frac{\text{Nombre de cellules survivantes}}{\text{Nombre de cellules initiales}} < 1$$

On appelle *courbe de survie cellulaire* la relation effet-dose ou $S = f(D)$. C'est une courbe en coordonnées semi-logarithmique (Log S en fonction de D). Il existe deux sortes de courbes :

1. une courbe *linéaire L* : $S = e^{-\alpha \cdot D} = e^{-D/D_0}$.
2. une courbe, avec un épaulement, dite *linéaire quadratique LQ* : $S = e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)}$



La forme linéaire est valable pour les bactéries. La valeur D_0 caractérise la radiosensibilité des cellules. Ce paramètre dépend de l'espèce cellulaire et de la nature du rayonnement. Nous pouvons vérifier que si la dose délivrée est D_0 , le taux de survie est de 37%.



La forme linéaire quadratique, avec un petit épaulement aux faibles doses, est valable pour les cellules de mammifères.

Nous pouvons interpréter la forme linéaire quadratique comme étant la contribution d'un facteur linéaire plus un facteur quadratique :

$$S = e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)} = e^{-\alpha \cdot D} \times e^{-\beta \cdot D^2}$$

- Le terme $e^{-\alpha \cdot D}$ explique le fait que si la cellule est atteinte ceci entraîne sa mort. La mort est due à une lésion létale.
- Le terme $e^{-\beta \cdot D^2}$ explique le fait que la cellule doit être atteinte deux fois pour entraîner la mort. La mort est due à deux lésions sublétales.
- Le terme $e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)}$ est donc un modèle qui tient compte à la fois que la mort cellulaire peut résulter aléatoirement de l'un des deux mécanismes précédent.

Les paramètres α et β caractérisent la radiosensibilité des cellules et dépendent de l'espèce cellulaire et de la nature du rayonnement.

7-5 Fractionnement de dose :

Dans la pratique courante la dose D délivrée est souvent fractionnée sur n séances où l'on délivre une dose D_s . Le taux de survie après n séances est donnée par :

$$S_{\text{Dose-fractionnée}} = [S_{\text{par-séance}}]^n = \left[e^{-(\alpha \cdot D_s + \beta \cdot D_s^2)} \right]^n = e^{-(\alpha(nD_s) + \beta \cdot nD_s^2)} = e^{-\left(\alpha \cdot D + \beta \frac{D^2}{n} \right)}$$

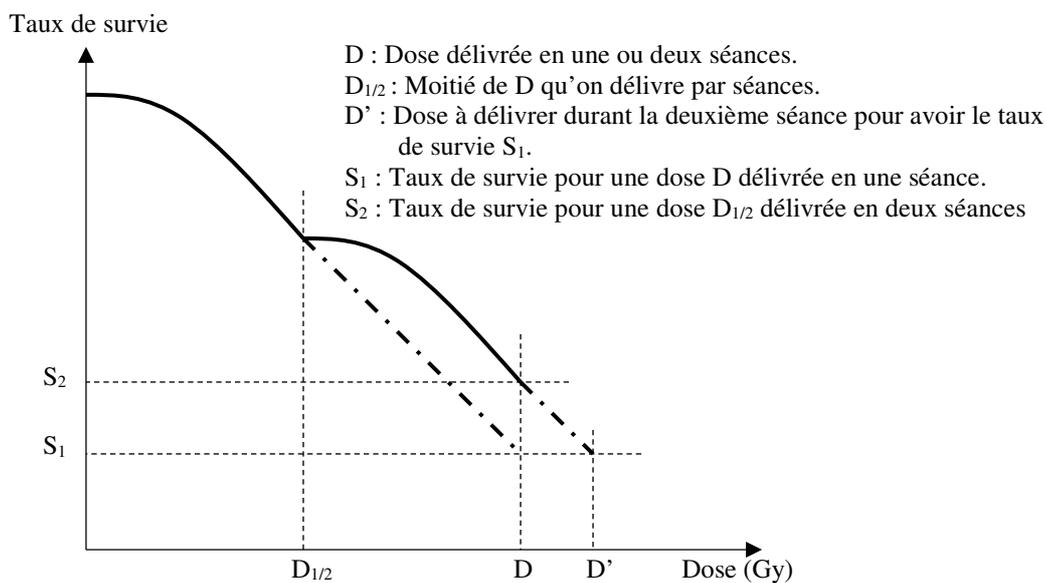
Sachant que si la dose D est donnée en une seule fois, on a :

$$S_{\text{non-fractionnée}} = e^{-(\alpha \cdot D + \beta \cdot D^2)}$$

On voit que :

$$S_{\text{fractionnée}} > S_{\text{non-fractionnée}}$$

Le taux de survie donné pour une dose fractionnée est toujours supérieur au taux de survie pour la même dose mais non fractionnée. Pour avoir le même taux de survie il faut augmenter la dose fractionnée.



Le graphique ci-dessus résume les différences entre une dose D donnée en une seule fois et la même dose D fractionnée en deux séances. La raison de ceci est due à la *réparation des lésions cellulaires* sublétales après l'arrêt de l'irradiation.

8- Imagerie médicale :

L'imagerie médicale est de plusieurs types. Il y a l'imagerie par atténuation (Radiographie standard et Scanner) et l'imagerie par émission en médecine nucléaire (Scintigraphie, Positron emission Tomography ou PET).

8-1 Radiographie standard :

C'est l'examen de base pour l'exploration des structures anatomiques. Son principe repose sur la différence d'atténuation des RX d'un tissu à l'autre. Les structures ont de ce fait des *opacités radiologiques* différentes qui se traduisent par des *contrastes radiologiques*.

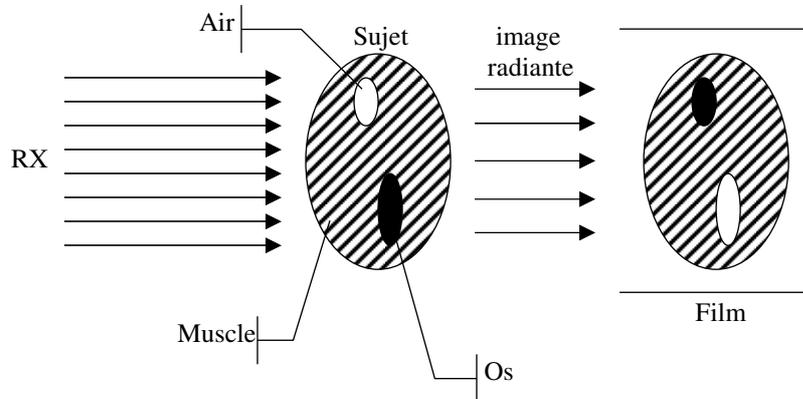
On définit le contraste radiologique par le rapport :

$$C = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$$

Où I_1 I_2 sont les intensités transmises à la sortie des structures :

$$I_2 = I_0 \cdot e^{-\mu_2 \cdot x_2} \quad \text{et} \quad I_1 = I_0 \cdot e^{-\mu_1 \cdot x_1}$$

Le contraste décroît lorsque la tension du tube à RX croît. Pour obtenir un contraste suffisant entre la graisse et le muscle, il est nécessaire d'utiliser des faibles tensions.



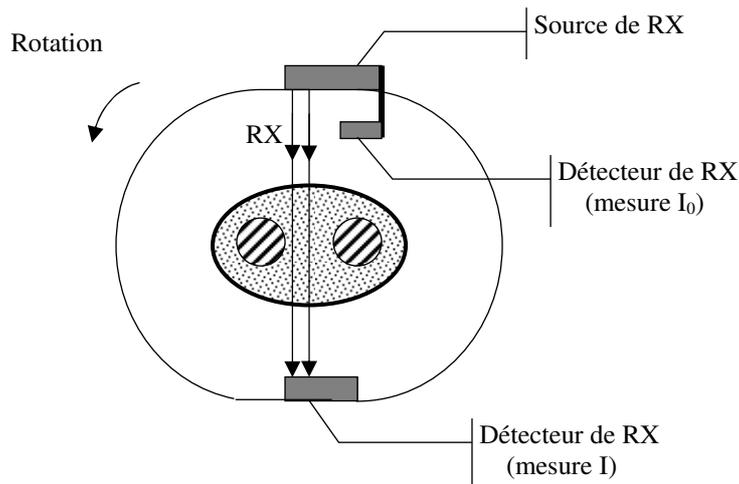
Il est possible d'obtenir un contraste dit *contraste artificiel* par des produits iodés (à l'iode) ou barytés (au baryum) qui permettent d'augmenter l'atténuation là où ils ont été injectés. Le film est sensible aux rayons X et après développement, le noircissement est d'autant plus élevé que la quantité de rayonnement reçue est élevée. Le degré de noircissement est exprimé en *densité optique* DO définie par :

$$DO = \log \frac{B_0}{B}$$

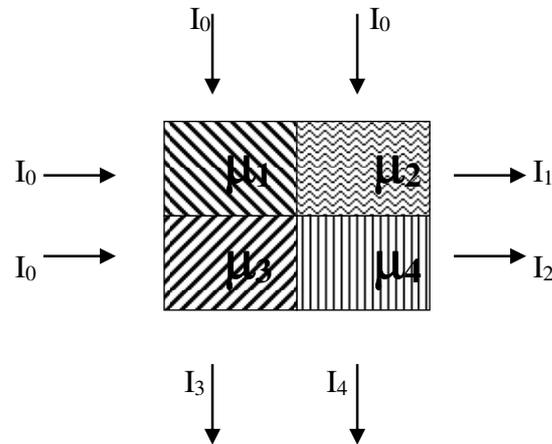
Où B_0 est la brillance à l'entrée du film (celle du négatoscope) et B la brillance transmise par le film. Les densités optiques permettant un examen visuel correct sont comprises entre 0,5 et 3.

8-1 Tomodensitométrie TDM : (Prix Nobel 1979, Cormack et Hounsfield)

La TDM (improprement appelée scanner) fournit l'image d'une coupe du corps



Le principe de reconstitution de l'image est basé sur le calcul des différents coefficients d'atténuation des structures traversées. Supposons que le milieu est divisé en 4 structures carrées de côté a de coefficients d'atténuation $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$.



Les quatre coefficients d'atténuations sont calculés à partir des quatre équations suivantes :

$$\mu_1 + \mu_2 = \frac{1}{a} \cdot \ln \frac{I_0}{I_1}$$

$$\mu_3 + \mu_4 = \frac{1}{a} \cdot \ln \frac{I_0}{I_2}$$

$$\mu_1 + \mu_3 = \frac{1}{a} \cdot \ln \frac{I_0}{I_3}$$

$$\mu_2 + \mu_4 = \frac{1}{a} \cdot \ln \frac{I_0}{I_4}$$

On attribue au milieu le plus absorbant (opaque aux RX) le plus faible degré de noircissement (clair) et au milieu le moins absorbant (transparent aux RX) le degré de noircissement le plus élevé (noir).

En réalité on divise l'espace en mailles de 2 mm de côté et il y a une résolution de 128×128 pixels. C'est à dire 23040 inconnues qui ne peuvent être résolues que par l'ordinateur.

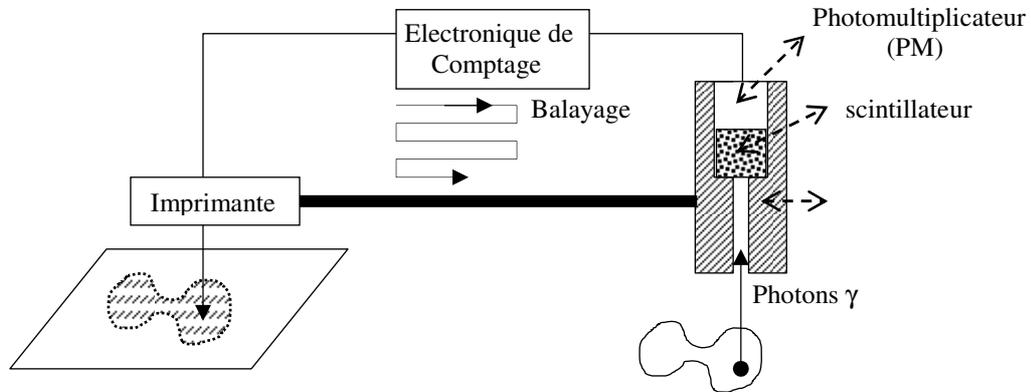
8-2 Scintigraphie :

La scintigraphie est un examen courant en médecine nucléaire. Elle repose sur la détection des rayonnements émis par les tissus où il a été implanté, de manière sélective, des substances radioactives. L'intérêt de l'isotope radioactif d'un élément est de présenter les mêmes propriétés chimiques que cet élément. Au cours d'une réaction biochimique ou physiologique, les isotopes permettent de suivre le comportement des atomes stables. L'élément radioactif est appelé *traceur*. L'iode 131 (^{131}I est émetteur β^- et γ) et l'iode 123 (^{123}I est émetteur et γ) sont des traceurs de l'iode naturel 127 (^{127}I naturel et stable). Des fois le traceur est un ensemble composé d'une molécule appelé *vecteur* que l'on marque par un atome radioactif appelé *marqueur*.

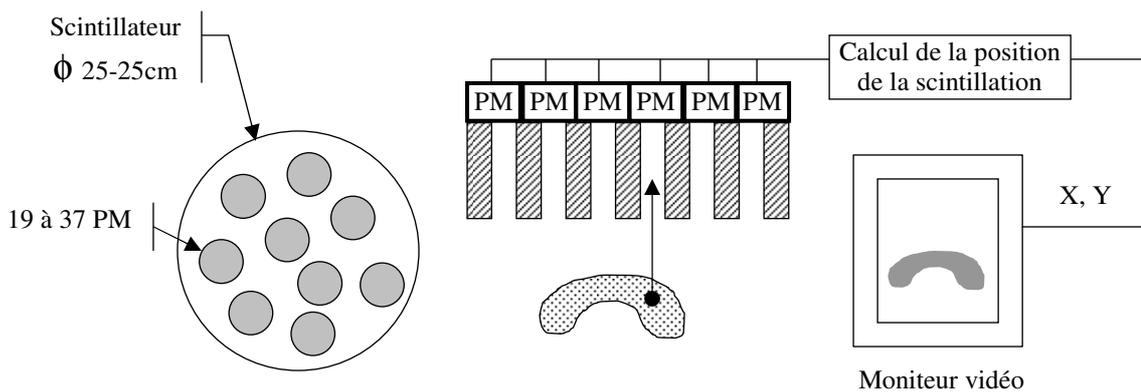
Nous pouvons citer à titre d'exemple :

- Thyroïde : le traceur est ^{131}I (Iode).
- Poumon : le traceur est ^{133}Xe (Xénon).
- Cœur : le marqueur est $^{113\text{m}}\text{In}$ (Indium métastable), le vecteur est l'hématie et le traceur est l'ensemble hématie marquée à l'indium métastable.
- Rein : le marqueur est $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (Technétium métastable), le vecteur est l'hipuran et le traceur est l'hipuran marqué au Technétium métastable.

Scintigraphie à balayage : Cette technique utilise un collimateur, un scintillateur et un photomultiplicateur solidaire et mobile qui mesure l'activité (émission gamma) dans un petit volume de l'organe étudié. A l'aide d'un balayage, on mesure l'activité dans tout l'organe. L'image est reproduite à l'aide d'une imprimante qui dessine des bâtonnets d'autant plus nombreux que l'activité détectée est grande.

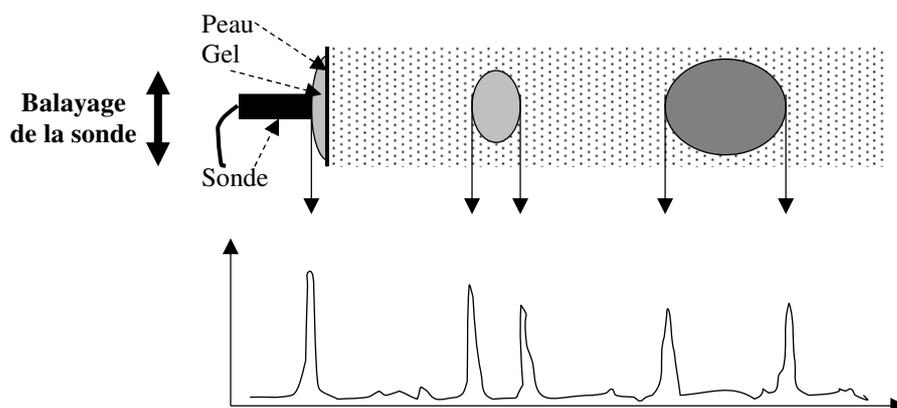


Caméra à scintillation ou Gamma caméra : Il n y a pas de balayage. Elle est équipée d'un détecteur de grande dimension qui détecte l'activité de tous les points d'une zone de grande dimension.



8-3 Echographie :

L'onde utilisée est une onde ultrasonore. Un faisceau d'ultrasons est dirigé sur un organe. A chaque interface entre deux milieu différents, il y'a une partie de l'onde qui est réfléchi (et une autre transmise). Cet écho est analysé par la sonde réceptrice. La position de l'interface est calculé connaissant la vitesse de l'onde dans les milieux traversés (dans l'eau 1500m/s). Cette technique, appelée *échographie type A*, permet de mesurer par exemple les dimensions de l'œil qui serviront aux calculs des dimensions d'un implant.



Concernant l'imagerie échographique ou échographie type B, on enregistre pour chaque position de la sonde les échos en les convertissant en distances. Ces positions sont enregistrées dans une mémoire et visualisés sous la forme de points brillants dans la direction de la sonde. Un balayage de la sonde permet l'enregistrement dans différentes directions parallèles (ou non) et de reconstituer l'image grâce aux ordinateurs.



Bibliographie :

1. Biophysique, Physico-chimie/physique PCEM1-PCEM2, J. Magné et R.M. Magné-Marty, édition Ellipse
2. Biophysique des radiations et imagerie médicale, J. Dutreix, A. Desgrez, B. Bok et J. M. Vinot, collection abrégés, édition Masson
3. Physique générale 3, ondes, optique et physique moderne, D.C. Giancoli, édition DeBoeck université.
4. Biophysique PCEM 1, D. Farhi & R. Smadja, édition ESTEM.
5. Biophysique, 2. utilisation médicale des rayonnements, vision, audition, A. Bertrand, D. Ducassou, J.C. Healey, J. Robert, édition Masson.

Fin du troisième chapitre et de l'année... alors

Je vous souhaite de brillantes études en médecine