

Introduction

Le rayonnement est un mode de propagation de l'énergie dans l'espace.

Les rayonnements ne peuvent être détectés que grâce à leurs interactions avec la matière : ils cèdent totalement, ou en partie, leur énergie et en subissent des modifications.

On peut classer ces rayonnements en deux types :

- les **rayonnements particulaires** (masse non-nulle):
 - **chargés** (électrons et positons), qui agissent avec les électrons de la matière cible
 - **neutres** (neutrons), qui agissent sur les noyaux de la matière cible
- les **rayonnements électromagnétiques** (masse nulle), qui sont de l'énergie pure :
 $E = h\nu$
⇒ rayons **X** et **γ**

Une autre classification est possible, selon l'ionisation (capacité d'un rayonnement à fournir « assez » d'énergie pour extraire un ou plusieurs électrons du cortège électronique de l'atome, et donc de « faire » de celui-ci un ion : $X \rightarrow X^+ + e^-$)

- **rayonnements non-ionisants** : les quantums d'énergie sont insuffisants pour ioniser l'atome, ils peuvent cependant le faire passer dans un état d'énergie plus élevé : atome *excité*
⇒ UV, visible, IR, ondes millimétriques, micro-ondes, ondes radio, champs magnétiques statiques (RMN)

Le principal effet des rayonnements non-ionisants est un **chauffage** du corps

- **rayonnements ionisants** : rayonnements qui provoquent l'ionisation de l'atome ; pour le vivant (H, C, N, O), sont ionisantes les radiations d'énergie $> 12,4 \text{ eV}$
⇒ tous les **rayonnements particulaires** sont ionisants
⇒ les rayonnements électromagnétiques de longueur d'onde $< 0,1 \mu\text{m}$ sont ionisants : **rayons X et γ**

Remarque : les radiations $\alpha, p, \beta^+, \beta^-$, les deutons 2_1H , ainsi que les ions lourds sont **directement ionisants**, alors que les neutrons, les rayons X et γ sont **indirectement ionisants**, seuls leurs effets produisent des **interactions secondaires**

I. Interaction d'un faisceau de photons avec la matière (phénomène global) :

On s'intéresse à l'interaction d'un ensemble de photons (faisceau de photons X ou γ) avec la matière, en caractérisant leur atténuation en fonction de l'épaisseur.

a) Loi d'atténuation exponentielle :

Dans le cas d'un faisceau monochromatique collimaté (mince, parallèle) de ravons X ou γ , le nombre de rayons émergeant N n'ayant subit aucune interaction dans la traversée d'un écran d'épaisseur x (cm) est lié au nombre de rayons incidents N_0 par la relation :

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

μ est le coefficient d'atténuation linéique, ou : probabilité d'interaction par unité de longueur \Rightarrow son unité est le cm^{-1}

μ dépend : $\begin{cases} \text{de l'énergie des photons incidents : plus } E \text{ élevée, plus } \mu \text{ élevée} \\ \text{de la nature du matériau : } Z, \rho \text{ (os ≠ eau ≠ tissus ...)} \end{cases}$

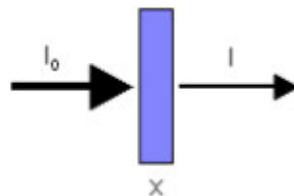
Remarques :

→ Le nombre de photons ayant interagi avec la matière est donc :

$$N_{\text{inter}}(x) = N_0 - N_0 \cdot e^{-\mu x} = N_0(1 - e^{-\mu x})$$

→ Puisque les photons considérés sont monochromatiques, une relation analogue relie l'énergie incidente (I_0) du faisceau et son énergie après avoir traversé une épaisseur x :

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



- Si le faisceau traverse plusieurs milieux de coefficients d'atténuation différents : $\mu_1, \mu_2, \mu_3 \dots \mu_i$, sur des épaisseurs $x_1, x_2, x_3, \dots, x_i$, le nombre de rayons émergeants sera :

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2 + \mu_3 x_3 + \dots + \mu_i x_i)} \Rightarrow N(x) = N_0 \cdot e^{-\sum \mu_i x_i}$$

- **Coefficient d'atténuation massique :** afin de tenir compte de la densité d'un matériau, il est pratique d'utiliser la notion de coefficient d'atténuation massique: μ/ρ où ρ est la masse volumique du matériau. Le coefficient d'atténuation massique a l'avantage d'être indépendant de l'état solide, liquide ou gazeux du matériau.
Dans ce cas, la loi d'atténuation s'écrit : $N(x) = N_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho}x}$
(avec $= \rho x$, masse par unité de surface du matériau considéré (unité : kg.m⁻²))
- **Imagerie médicale :** l'image radiographique est formée par les différences d'atténuation du faisceau de rayons X dans les milieux traversés

Remarque : dans le vide, un faisceau de rayonnements électromagnétiques émis à partir d'une source perd de son intensité à cause de la divergence dans l'espace de ce faisceau ; à la distance d de la source, l'intensité est :

$$I_x = \frac{I_0}{d^2}$$

b) Couche de demi-atténuation

On appelle *couche de demi-atténuation (CDA)* ou *épaisseur moitié* ($x_{\frac{1}{2}}$, exprimé en cm) l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 (diminuer de moitié) le nombre initial de photons (ou bien leur énergie initiale) :

$$CDA = x_{\frac{1}{2}} = \ln 2 / \mu \quad (\text{unité : m})$$

L'épaisseur d'écran dépend de sa nature, de la nature du rayonnement ionisant (photons X ou γ) et de son énergie.

- on définit selon le même principe une épaisseur dixième, qui ne laisse passer que 10 % du débit de dose

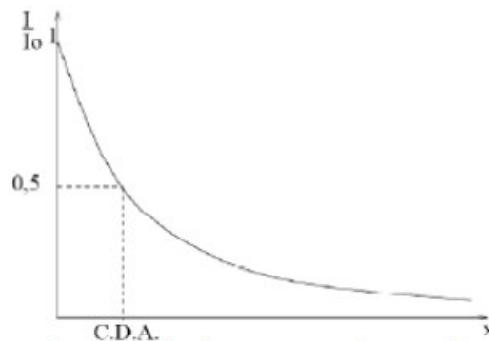
c) Autre relation pour la Loi d'atténuation :

$$\left\{ \begin{array}{l} N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x} \\ CDA = \ln 2 / \mu \Rightarrow \mu = \ln 2 / CDA \end{array} \right. \Rightarrow N(x) = N_0 \cdot e^{-\ln 2 \cdot x / CDA}$$

$$N(x) = N_0 \cdot (e^{\ln 2})^{-x / CDA} = \frac{N_0}{(e^{\ln 2})^{x / CDA}}$$

$$N(x) = \frac{N_0}{2^{x / CDA}}$$

- on ne peut jamais arrêter totalement un faisceau de photons ; mais partir de **10 CDA**, le rayonnement N_0 est divisé par $2^{10CDA/CDA} = 2^{10} = 1024$
 \Rightarrow le flux devient négligeable



Atténuation du faisceau incident en fonction de l'épaisseur x

II. Interaction d'un photon avec la matière (phénomènes élémentaires) :

Lorsqu'on étudie comment un photon incident interagit avec la matière, plusieurs cas sont possibles :

Interaction *photon-électron* (le plus souvent) :

- le photon transmet toute son énergie à un électron et disparaît : **effet photo-électrique φ**
- le photon transmet une partie de son énergie et est diffusé : **effet-Compton χ**
- le photon est dévié, sans perte d'énergie, par un électron : *diffusion Thomson-Rayleigh*
- le photon n'interagit pas avec la matière : il est transmis sans aucune perte d'énergie

Interactions *photon-noyau* (rarement) :

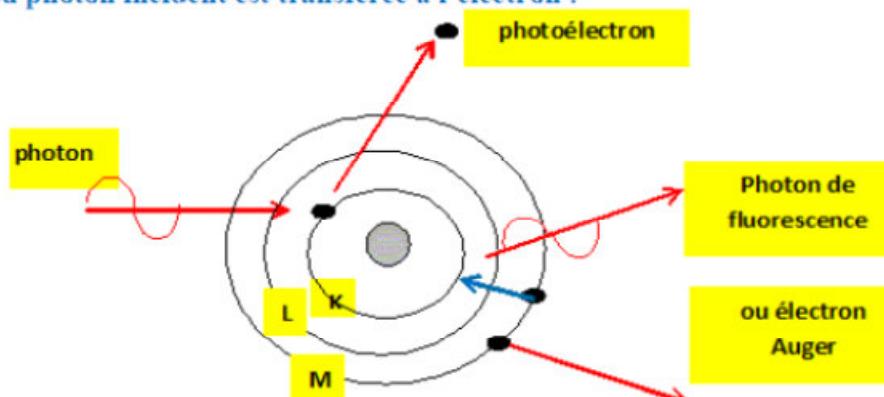
- **matérialisation π**
- **réaction photo-nucléaire**

a) **effet photo-électrique φ :**

Le photon incident a une énergie : $E_i = h\nu_i$

Dans le cortège électronique de l'atome-cible, chaque électron est lié au noyau avec une énergie de liaison $E_{L(e^-)}$

Si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie d'ionisation de l'électron, l'intégralité de l'énergie du photon incident est transférée à l'électron :



- le photon disparaît, cédant la totalité de son énergie à l'électron (souvent la couche K)
- l'électron se trouve alors éjecté de sa couche électronique : l'énergie cinétique qu'il possède alors est donnée par le principe de la conservation de l'énergie

$$\Rightarrow E_{cin(e^-)} = h\nu_i - E_{L(e^-)}$$

La direction d'émission du photoélectron varie avec l'énergie du photon incident ; plus l'énergie est grande, plus la probabilité que le photoélectron soit émis dans la même direction que le photon est grande

Ce photoélectron va progressivement perdre son énergie cinétique par interactions avec d'autres atomes du milieu, créant ainsi des ionisations (secondaires)

- l'atome se retrouve sous forme ionisé, et cette ionisation (primaire) est suivie d'une réorganisation en cascade du cortège électronique de l'atome (pour combler la lacune sur la couche dont a été expulsé l'électron) : il en résulte l'émission d'un autre photon (rayon X de fluorescence) ou l'expulsion d'un électron d'une couche encore plus périphérique : l'électron-Auger.

Coefficient d'atténuation photoélectrique τ :

La fraction de photons incidents non arrêtés par phénomène photoélectrique est : $\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\tau x}$

τ : probabilité d'atténuation par effet photoélectrique \Leftrightarrow probabilité d'interaction entre un photon incident et un atome du milieu-cible \Leftrightarrow probabilité de survenue de l'effet photoélectrique

Relation de Bragg & Pierce : la probabilité de survenue de l'effet photoélectrique τ est fonction du numéro atomique Z et de l'énergie $h\nu$ des photons incidents

$$proba\ d'\text{atténuation linéaire} : \tau = K\rho \times \frac{Z^3}{(h\nu)^3}$$

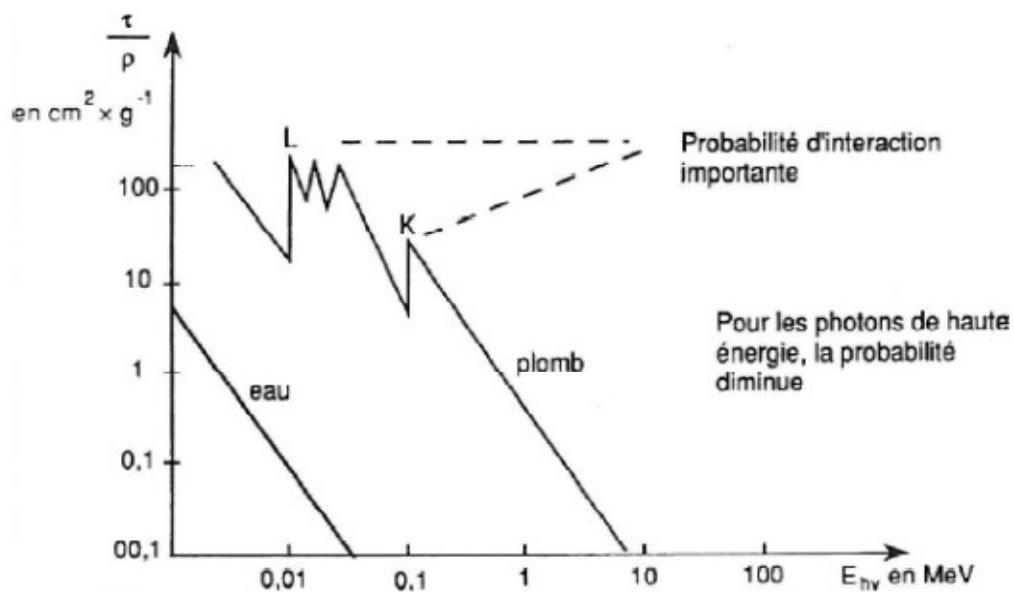
$$proba\ d'\text{atténuation massique} : \frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{E_i}\right)^3$$

K : constante dépendant de la couche de l'électron

ρ : masse volumique du matériau

$h\nu$: énergie du photon incident

\propto : "proportionnel à"



Variation du coefficient d'atténuation massique en fonction de l'énergie incidente $E_i = h\nu$

- ✓ Les **pics** correspondent aux valeurs de l'énergie du photon égales à celles de **l'énergie de liaison** d'un électron (pour le plomb, couche K $\sim 88 \text{ keV}$, couche L $\sim 15 \text{ keV}$)

⇒ on constate que τ croît très vite avec Z , et diminue lorsque l'énergie $h\nu$ des photons augmente : *pour favoriser l'effet photo-électrique, il faut donc prendre des photons d'énergie relativement faible (10 à 50 keV)*, et les orienter sur des éléments denses (lourds)

⇒ *relation surtout valable dans le cadre de l'absorption des rayons X utilisés en radiologie*

b) diffusion Compton χ (1923) : diffusion incohérente

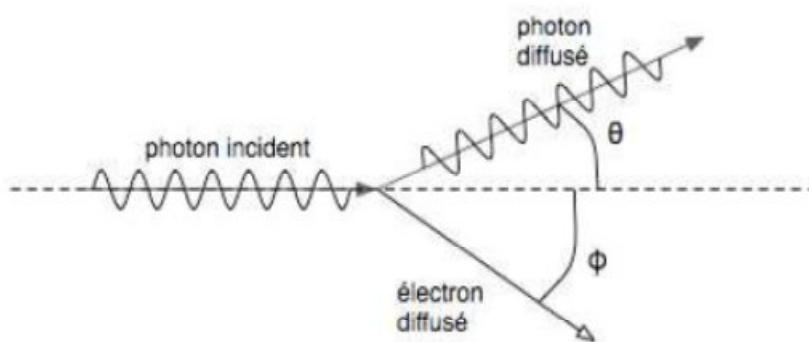
Le photon incident a une énergie élevée et interagit avec des électrons faiblement liés, voire libres (ils sont les plus nombreux).

(Ces électrons sont considérés au repos car leur énergie de liaison ainsi que leur énergie cinétique sont négligeables devant $E = h\nu$ du photon incident)

Le photon, d'énergie incidente $E_i = h\nu_i$, heurte alors l'électron, d'énergie de liaison $E_{L(e^-)}$ (éventuellement nulle)

L'électron absorbe une partie de l'énergie incidente E_i et le choc :

- diffuse le photon avec une direction modifiée (angle θ par rapport à la direction incidente), et une énergie plus basse : $E_{diff} = h\nu_d < E_i$
- éjecte l'électron avec une énergie cinétique : $E_{c_e} = E_i - E_{diff} - E_{L(e^-)}$ (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement -telle une collision entre boules de billard-) ; celui-ci aura un parcours très court dans la matière et sera absorbé localement



Diffusion Compton: Collision d'un photon avec un électron au repos

- **Bilan énergétique** : relation entre l'énergie incidente E_i et l'énergie diffusée E_{diff}

$$\frac{1}{E_{diff}} - \frac{1}{E_i} = \frac{1 - \cos \theta}{m_0 c^2}$$

- **Relation de Compton-Debye** : (m_0 : masse de l'électron au repos)

- Le photon incident est diffusé selon une direction θ telle que :

$$\lambda_{diff} - \lambda_i = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$$

$$\Rightarrow \text{longueur d'onde de Compton} : \quad \lambda_c = \frac{h}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$$

- L'électron au repos est éjecté vers l'avant suivant la direction ϕ telle que :

$$\sin \phi = \frac{h \cdot \sin \theta}{\lambda_d \sqrt{2 m_e E_{c_e}}}$$

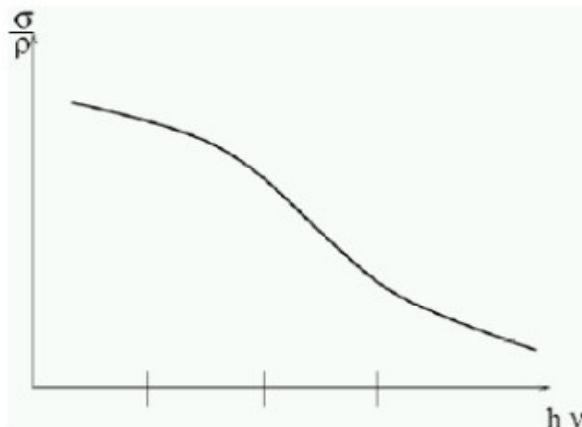
Remarques :

- l'effet-Compton n'est possible que si l'énergie du photon incident (E_i) est supérieure à l'énergie de liaison $E_{L(e^-)}$ de l'électron
- lorsque l'énergie du photon incident croît, l'énergie emportée par l'électron Compton devient de plus en plus importante par rapport à celle du photon diffusé.
- en cas de choc frontal, l'énergie cédée à l'électron est maximum, celle du photon diffusé est minimum et il retourne d'où il vient : **rétrodiffusion ($\theta = 180^\circ$)**
Pour une diffusion rasante (ou choc tangentiel : $\theta = 0$) : $E_{c_e} = 0$ et le photon garde sa trajectoire et toute son énergie

Coefficient d'atténuation Compton σ_c :

il est indépendant de la matière irradiée, donc indépendant de Z , et décroît donc uniquement en fonction de l'énergie incidente $E_i = h\nu$

$$proba\ d'atténuation\ massique\ Compton : \frac{\sigma_c}{\rho} \propto \frac{1}{E_i}$$



*Variation du coefficient d'atténuation massique
en fonction de l'énergie incidente $E_i = h\nu$*

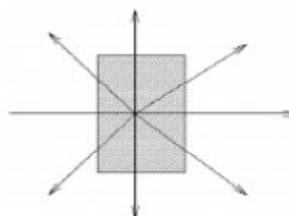
c) diffusion Thomson-Rayleigh

La diffusion Thomson-Rayleigh (ou diffusion simple) concerne les photons de faible énergie : $< 45\ keV$

Ce processus est néanmoins beaucoup moins probable que l'effet photoélectrique dans ce domaine d'énergie (phénomène cependant important pour les photons peu énergétiques : IR, visibles, UV)

- Diffusion Thomson : les photons rencontrent une particule chargée de matière au repos, généralement un **électron libre**, c'est-à-dire non lié à un atome.
- Diffusion Rayleigh : se produit sur les électrons liés

L'énergie du photon incident n'est pas absorbée par l'atome : il y a simplement un changement de direction de propagation du photon : le photon incident, absorbé par l'atome cible, est réémis sans changement de fréquence, dans toutes les directions.



diffusion Thomson – Rayleigh $\left\{ \begin{array}{l} \text{changement dans la direction de propagation} \\ \text{de l'onde électromagnétique associée au photon} \\ \text{pas de variation d'énergie} \end{array} \right.$

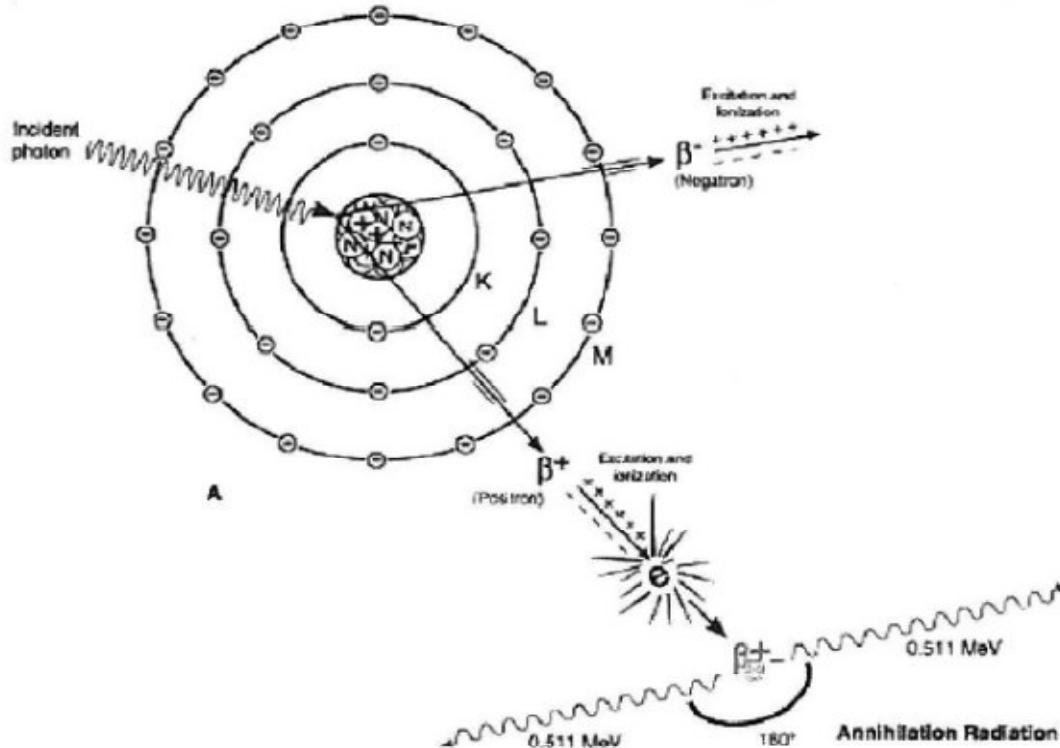
d) effet de création de paires ou matérialisation π (1948) :

Condition : l'effet création de paires peut se produire si $E_i = h\nu_i > 2m_0c^2$
 c - à - d : $h\nu_i > 1,022 \text{ MeV}$

La matérialisation π correspond à l'interaction entre un photon et le noyau.

Un photon très énergétique passant au voisinage du champ électrique très intense du noyau, peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positon : paire $\{e^-; e^+\} \Rightarrow$ l'énergie cinétique excédentaire se partage alors entre celle du positon et celle de l'électron

- disparition du photon au voisinage du noyau
- le positon est rapidement freiné (ionisation + excitation), puis il s'annihile (dématérialisation) avec un électron du milieu en donnant naissance à 2 photons de 0,511 MeV chacun, et à 180° l'un de l'autre (qui vont être absorbées par le milieu)
- l'électron e^- devient un électron libre de la matière uniquement soumis à l'agitation thermique

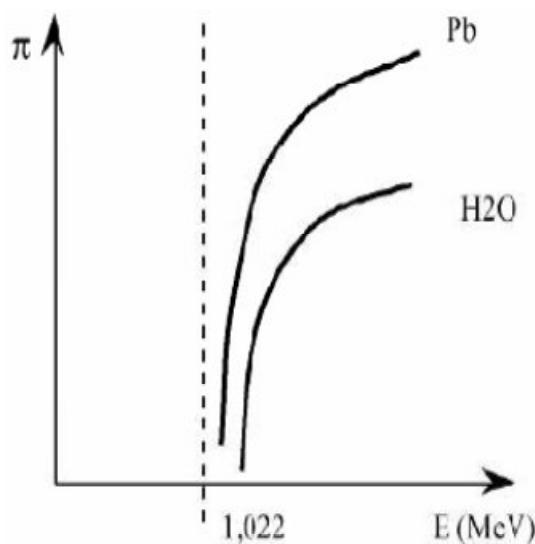


remarques :

- ✓ l'effet de production de paires est le processus inverse de l'annihilation
- ✓ la matérialisation est un phénomène marginal dans le domaine médical

Coefficient d'atténuation lié à la matérialisation π :

à partir de $h\nu_i > 1,022 \text{ MeV}$, la probabilité d'atténuation $\frac{\pi}{\rho}$ augmente avec le Z du milieu et lentement avec l'énergie incidente E_i (π est inférieur à σ pour les énergies plus basses) : $\frac{\pi}{\rho} \propto Z \cdot \ln E_i$

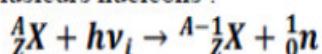


Variation de π en fonction de l'énergie des photons incidents pour quelques matériaux

e) réaction photo-nucléaire ou photodésintégration :

Condition : la réaction photo-nucléaire peut se produire si $E_i = h\nu_i > 10 \text{ MeV}$ (la matérialisation se produit pour des énergies supérieures à celles donnant un effet photo-électrique et un effet-Compton)

- Le photon est absorbé par le champ électrique intense du noyau, qui devient alors instable et se désintègre en émettant un ou plusieurs nucléons :

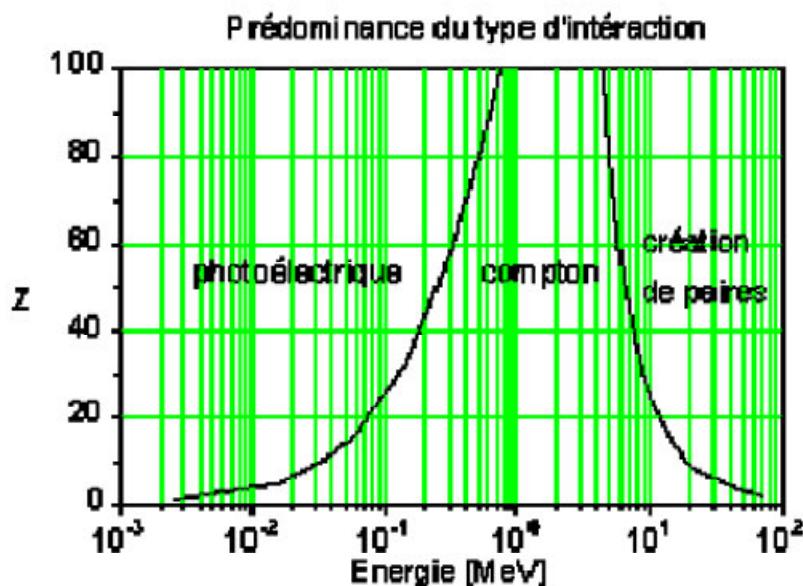


- l'isotope ${}_{Z}^{A-1}X$ du noyau formé est radioactif, il émet un photon gamma lors du retour à l'état fondamental

Remarque : ces réactions de très haute énergie n'ont pas d'intérêt médical

f) domaines de prédominance :

Répartition des 3 effets élémentaires en fonction de l'énergie E des photons incidents (en abscisse) et du nombre Z d'électrons de la cible (en ordonnée).



L'importance relative entre ces trois phénomènes dépend de la nature du matériau et de l'énergie du photon.

On constate que :

- L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie et pour les matériaux lourds (Z élevé).
- L'effet Compton est prépondérant pour les énergies intermédiaires (imagerie) et pour les matériaux légers (faible Z).
- La matérialisation est le processus dominant pour les rayonnements d'énergie supérieure à quelques MeV et pour les matériaux lourds.

Classification en fonction du coefficient d'atténuation linéique μ :

Rappel : $\mu(cm^{-1})$ représente la probabilité d'interaction par unité de longueur ; μ dépend de la nature du matériau et de l'énergie des photons incidents

On définit les coefficients d'atténuation linéaire suivants :

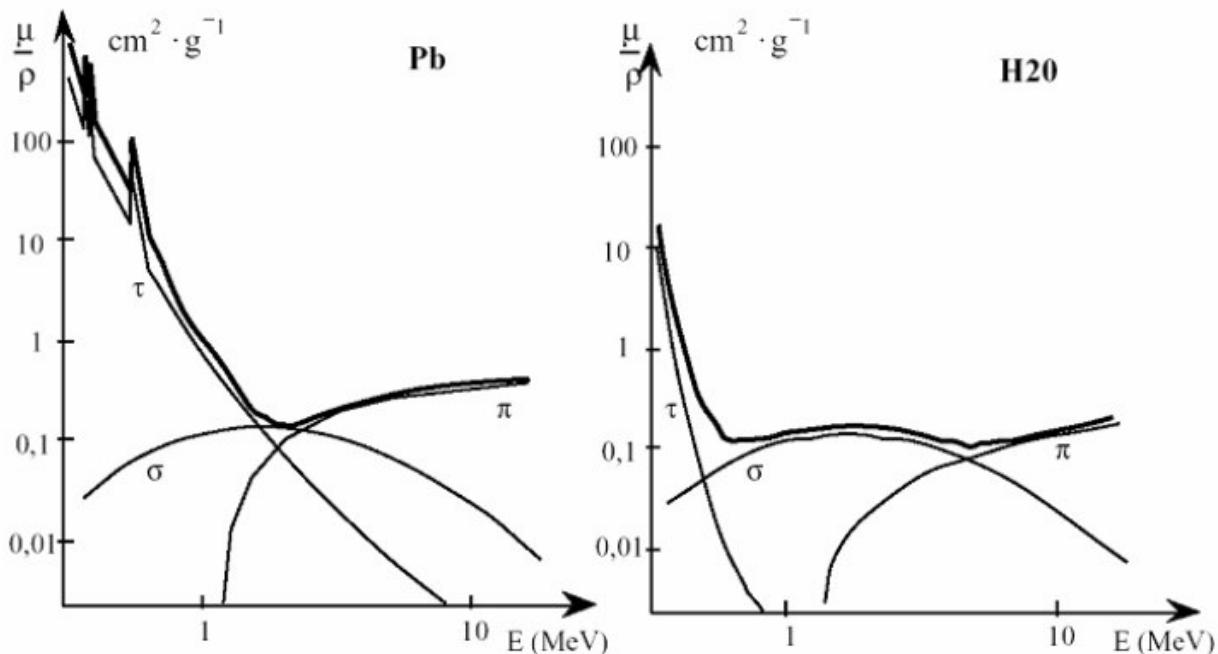
- τ** : coefficient d'atténuation linéaire par effet photo-électrique
- σ_R** : coefficient d'atténuation linéaire par diffusion Rayleigh
- σ_C** : coefficient d'atténuation linéaire par diffusion Compton
- κ** : coefficient d'atténuation linéaire par matérialisation

Pour un photon (E) et un milieu (Z) donnés, le coefficient d'atténuation globale est la somme des coefficients liés à chaque interaction :

$$\mu = \tau + \sigma_R + \sigma_C + \kappa$$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_R}{\rho} + \frac{\sigma_C}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}$$

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\tau x} \cdot e^{-\sigma_R x} \cdot e^{-\sigma_C x} \cdot e^{-\kappa x}$$



Variation de $\frac{\mu}{\rho}$ en fonction de l'énergie incidente dans le plomb et dans l'eau

g) Application en Imagerie Médicale :

La part d'énergie diffusée et absorbée lors des phénomènes d'interactions des photons avec la matière est importante pour 3 raisons :

- la direction des faisceaux diffusés est aléatoire, ce qui correspond à une **diffusion** du faisceau de rayons dans toutes les directions ; l'énergie des rayons diffusés est inférieure à celle du faisceau primaire, mais est encore suffisamment énergétique pour avoir des effets significatifs sur l'image radiographique : **fous, voiles, noircissements de l'image**
- le rayonnement diffusé se propage dans toute la pièce et justifie une grande partie des mesures de radioprotection, en particulier le port du tablier plombé, pour éviter l'**irradiation**.
- elle constitue une **énergie perdue** (ou tout du moins incontrôlable) en radiothérapie

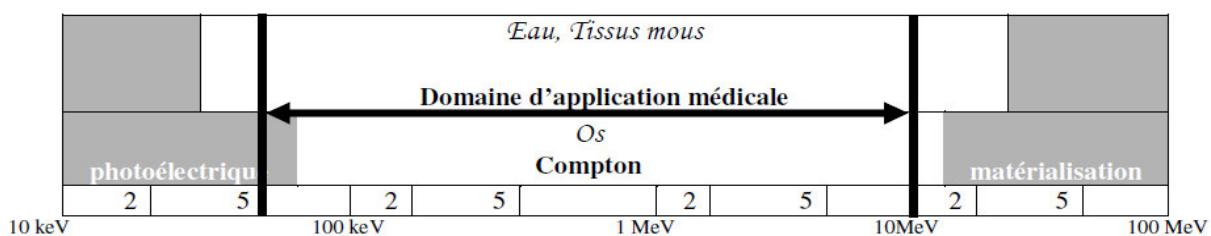
Tableau donnant les effets prépondérants d'un rayonnement chez un malade (eau) suivant l'énergie du photon incident

Eau (le malade)	Effets prépondérants
$0 < h\nu < 50 \text{ keV}$	Effet photoélectrique (on ne voit rien en imagerie)
$50 \text{ keV} < h\nu < 20 \text{ MeV}$	Effet Compton (les photons diffusés génèrent une image)
$h\nu > 20 \text{ MeV}$	Effet création de paires (utilisé en thérapie)

Tableau donnant les effets prépondérants d'un rayonnement lors de la traversée d'un matériau de protection (plomb) suivant l'énergie du photon incident

Eau (le malade)	Effets prépondérants
$0 < h\nu < 500 \text{ keV}$	Effet photoélectrique
$500 \text{ keV} < h\nu < 5 \text{ MeV}$	Effet Compton
$h\nu > 5 \text{ MeV}$	Effet création de paires

- En médecine, on n'utilise pas de photons incidents de plus de 1,3 MeV
- En radiodiagnostic, les photons sont compris entre **60 et 140 keV** pour qu'on ait à la fois un effet photoélectrique et un effet-Compton en fonction de Z, permettant ainsi le contraste entre les tissus de différentes densités. L'effet Compton trop dominant est source de « flou » donc on essaie de les limiter.
- Pour la radiothérapie, les photons sont compris entre **200 et 250 keV**



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