



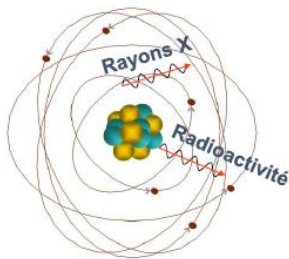
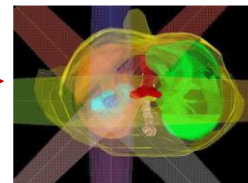
# Fiche TTR – INTERACTIONS RAYONNEMENTS IONISANTS/MATIERE

## 1– Introduction aux rayonnements ionisants

Un rayonnement ionisant (RI) est un rayonnement électromagnétique (REM) ou particulaire capable de **produire directement ou indirectement des ionisations d'atomes** lors de sa traversée de la matière.

Les RI présentent différents intérêts en santé :

- **Effets biologiques** (à l'échelle de la cellule, des tissus, de l'organisme...)
- **Exploration diagnostique** (rayons X par exemple)
- **Traitements** (radiothérapie)



Les RI proviennent de l'**atome**, mais il faut distinguer les **rayons X** qui proviennent de l'**extérieur du noyau**, de la **radioactivité**, qui provient du **noyau lui-même**.

## 2– Mécanismes généraux des interactions des rayonnements avec la matière

Un rayonnement (électromagnétique ou particulaire) qui traverse la matière, lui transfère une partie de son énergie par :

- **Échauffement**
- **Excitation**
- **Ionisation**

Cette interaction se traduit par un transfert d'énergie rayonnement → matière.


Les rayonnements (électromagnétiques ou particulaires) qui traversent un milieu entrent en « collision » avec les éléments de ce milieu, essentiellement **les électrons des atomes**.

Ce qu'on appelle interaction correspond à un échange d'énergie entre le rayonnement et la matière. On lui décrira 3 aspects :

- **L'interaction élémentaire** : transfert d'énergie, mécanisme, probabilité...
- **Les conséquences pour le rayonnement** : perte d'énergie, déviation, ralentissement...
- **Les conséquences pour la matière** : absorption et restitution d'énergie...

Pour décrire les **interactions élémentaires**, on prendra l'exemple des photons (rayonnements électromagnétiques).

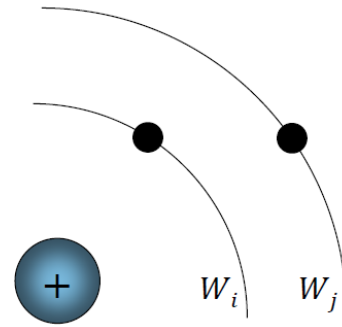
Quelques conventions d'écriture :

Photon  $E = h\nu$  

Atomes de la matière selon le modèle de Bohr ( $K, L, M, \dots$ )

Energie de l'électron =  $W_i$

Energie de liaison de l'électron =  $|W_i|$



## 2.1– Interactions élémentaires

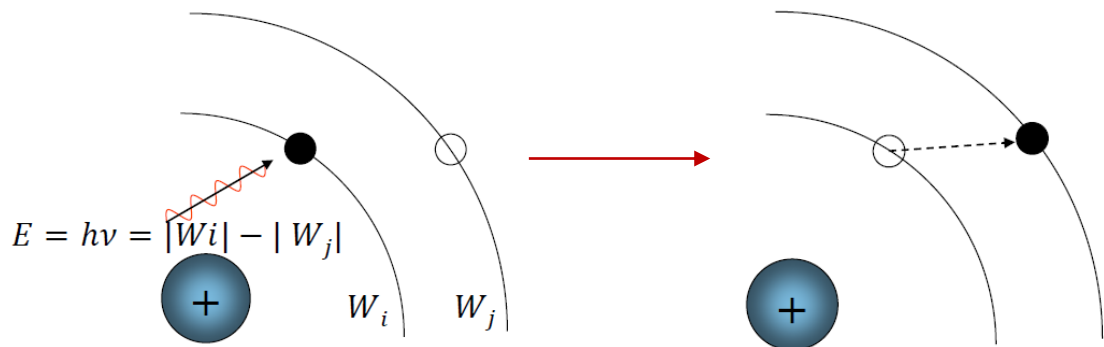
### • Interaction par excitation :

L'atome peut absorber l'énergie apportée par un photon incident.

Si  $E = h\nu$  est **inférieure** à l'énergie de liaison de l'électron ( $E < |W_i|$ ) et **correspond exactement** à l'écart entre deux énergies de liaison ( $E = |W_i| - |W_j|$ ), l'électron change d'orbite (sur une case quantique libre).

Il y a **excitation** car l'atome passe de son **état fondamental** à un **excès d'énergie** qui vaut :  $E = |W_i| - |W_j|$ .

L'énergie absorbée est **quantifiée** (elle ne peut prendre comme valeurs que les différences d'énergie entre deux couches).



On voit ici un photon entrer en contact avec un électron d'une couche notée  $i$ , son énergie est égale à la différence d'énergie de liaison entre les couches  $i$  et  $j$ . L'atome passe dans un état excité avec un excès d'énergie, avec l'électron qui se retrouve sur la couche  $j$ .

### • Interaction par ionisation :

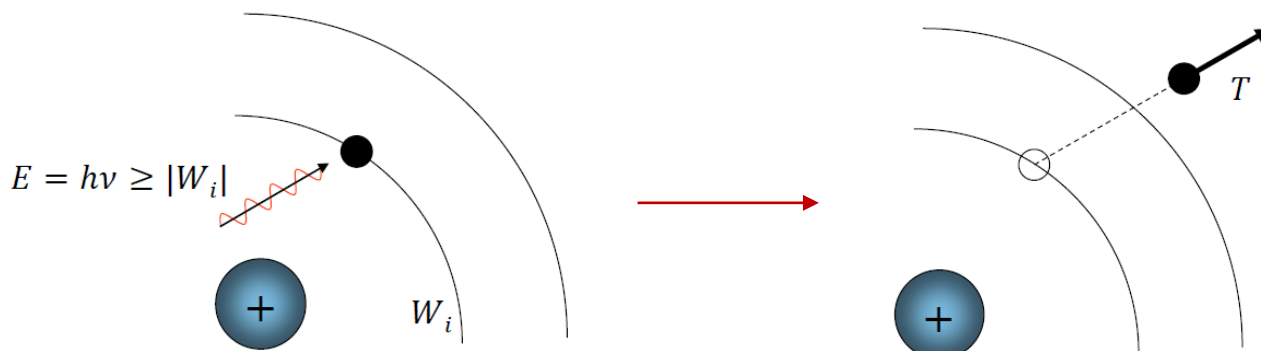
Si  $E = h\nu$  est **supérieure ou égale** à l'énergie de liaison  $|W_i|$  d'un électron, celui-ci est **expulsé**, il y a alors **ionisation de l'atome**.

L'atome passe de son état fondamental à un **excès d'énergie** qui vaut  $|W_i|$ .

L'électron est alors expulsé avec une énergie cinétique  $T$  :

On a  $E = h\nu = |W_i| + T$  et  $T = h\nu - |W_i|$  : une partie de l'énergie incidente du photon est consommée pour expulser l'électron, ça correspond à l'énergie de liaison  $|W_i|$ , le reste de l'énergie est apportée à l'électron sous forme d'énergie cinétique  $T$ .

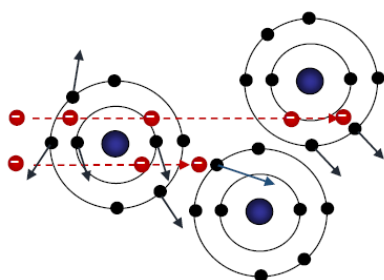
L'énergie absorbée n'est **pas quantifiée** (tant que l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, celle-ci peut prendre n'importe quelle valeur).



On voit ici que le photon incident a une énergie supérieure à l'énergie de liaison d'un électron d'une couche  $i$ , ce qui va permettre de l'expulser de l'atome avec une énergie cinétique  $T$ .

## 2.2– Caractère ionisant ou non d'un rayonnement

### • Rayonnements directement et indirectement ionisants :

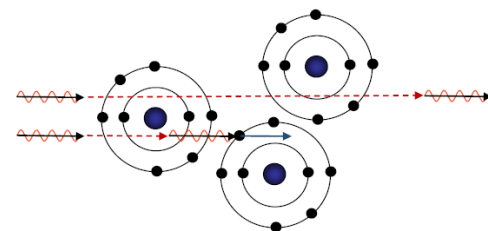


Les **particules chargées** ont des interactions coulombiennes obligatoires avec la matière, puisqu'elle est elle-même chargée. Ce sont des interactions électrostatiques qui peuvent avoir lieu même **à distance** de la trajectoire.

Exemples de particules chargées :  $\alpha^{2+}$  ;  $\beta^-$  ;  $\beta^+$  ;  $e^-$  ;  $p^+$   
Ces particules sont **directement ionisantes**.

Les **REM** et les **particules neutres** ont des interactions non-obligatoires : balistiques (statistiques).

Ils sont **indirectement ionisants**, par les électrons mis en mouvement (avec les **photons  $\gamma$  et  $X$** ) ou par les **protons secondaires ( $^0n$ )**.



### • Caractère ionisant des REM :

Voici les énergies de liaison des principaux atomes biologiques (pas à retenir) :  
On va donc définir comme limite  $|W_{H2O}| \cong 13,6 \text{ eV}$ , cela correspond à la limite entre les REM ionisants et non ionisants.

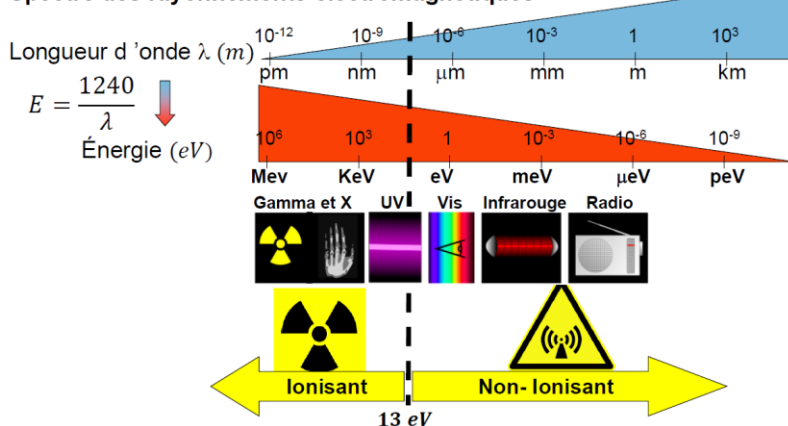
Ainsi :

- Si  $E \geq 13,6 \text{ eV} \rightarrow$  **REM ionisant**
- Si  $E < 13,6 \text{ eV} \rightarrow$  **REM non ionisant**

Atome	$ W  \text{ (eV)}$
<i>C</i>	11,24
<i>H</i>	13,54
<i>O</i>	13,57
<i>N</i>	14,24

En plaçant cette limite sur notre spectre des REM, on voit que les **rayons gamma, X et une partie des UV sont ionisants**, et que **l'autre partie des UV, le visible, les ondes infrarouge et radio sont non-ionisants**.

Spectre des rayonnements électromagnétiques

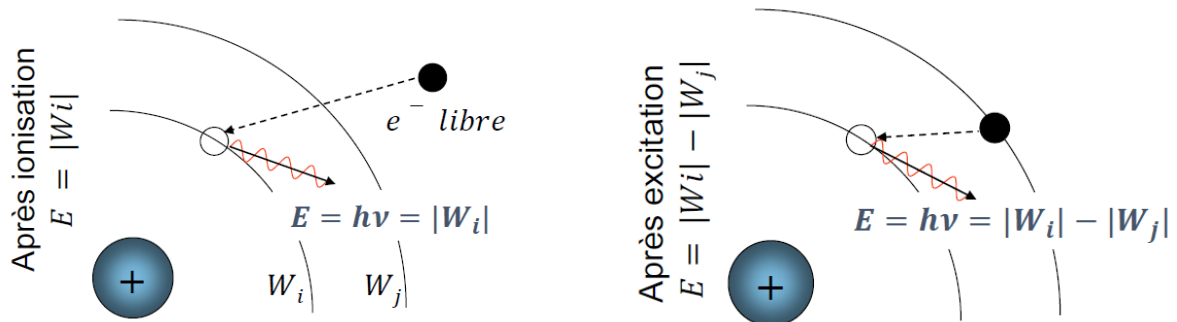


## 2.3 – Conséquences pour la matière

### • Emission d'un photon de fluorescence :

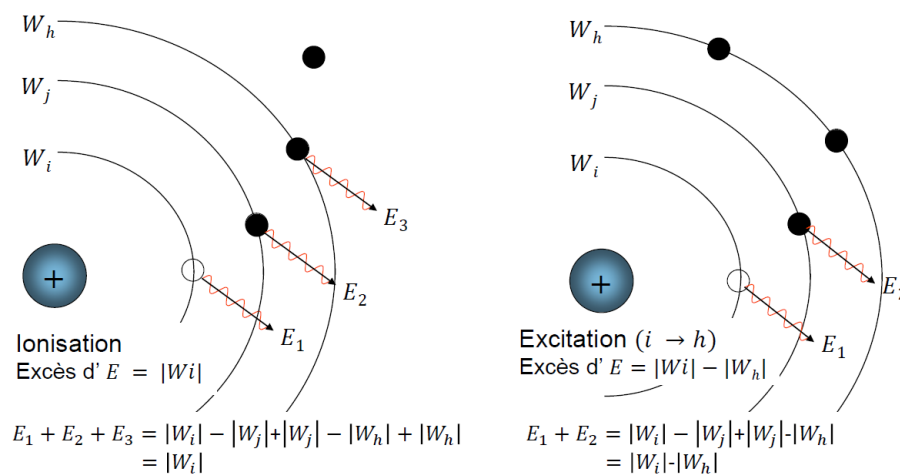
L'atome excité ou ionisé n'est plus dans son état fondamental, il possède un excès d'énergie (il est instable). Il tend à **retourner à son état fondamental** (se désexciter) pour **retrouver son architecture initiale** et **restituer l'excès d'énergie**.

Un électron vient combler la case quantique laissée vacante, et un **photon dit de fluorescence**  $E=h\nu$  est émis,  $E$  étant égale à l'excès d'énergie qui est libéré.



Après une **ionisation**, il manque un électron dans l'atome donc on aura besoin d'un **électron libre du milieu**, alors qu'après une **excitation** on a le bon nombre d'électrons dans l'atome il s'agit d'un simple **réarrangement de leurs positions**.

Le retour à l'état fondamental peut se faire via une **cascade de réarrangement**.



- **Ionisation** : un électron de la couche  $j$  peut combler la case vacante sur  $i$  et donner un photon de fluorescence  $E_1$  : une nouvelle case vacante se formera sur la couche  $j$ . Cette case vacante peut être comblée par un électron de la couche  $h$  et produire un photon  $E_2$ . La nouvelle case vacante sur la couche  $h$  peut être comblée par un **électron libre** qui produira un troisième photon de fluorescence  $E_3$ .

**La somme des énergies de tous les photons émis reste égale à l'excès d'énergie qu'avait l'atome après son ionisation.**

- **Excitation d'un électron de la couche  $i$  à  $h$**  : la case peut être comblée par un électron de la couche  $j$  qui produit un premier photon de fluorescence  $E_1$ . Cette vacance d'électron sur la couche  $j$  peut être comblée par un électron de la couche  $h$  qui produit un deuxième photon de fluorescence  $E_2$ .

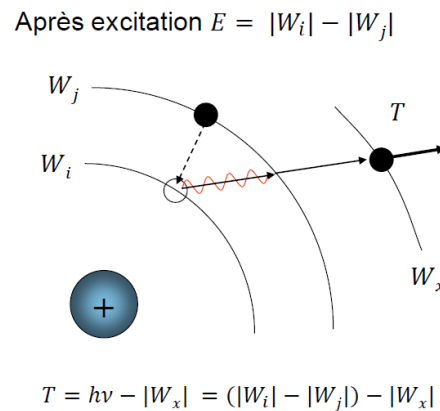
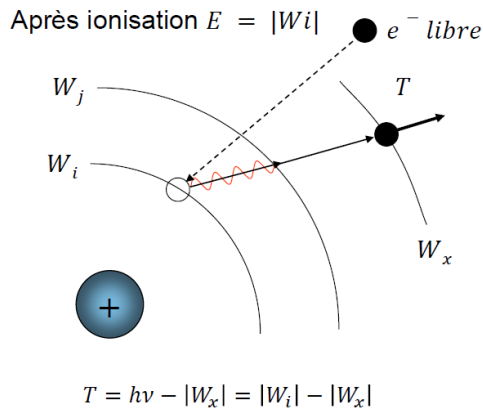
**Encore une fois, la somme des énergies de tous les photons émis est égale à l'excès d'énergie qu'avait l'atome après son excitation.**

### • Emission d'un électron Auger :

Un photon de fluorescence peut lui-même expulser un électron de l'atome qui lui a donné naissance : **électron Auger** (électron volontiers périphérique)

Energie cinétique de l'électron Auger :  $T = \text{l'excès d'énergie de l'atome } E - |W_x|$

(il faut comprendre ici que  $E$  correspond de fait à l'énergie du photon de fluorescence émis, en supposant qu'il n'y ait pas eu de cascade de réarrangement)



### • Conclusion pour les conséquences pour la matière :

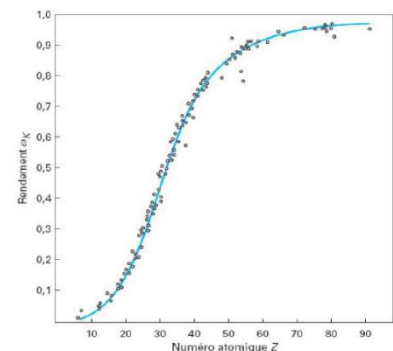
Un atome ionisé ou excité peut retourner à son état fondamental :

- Soit par émission d'un **photon de fluorescence**
- Soit par émission d'un **électron Auger**

La compétition entre ces 2 phénomènes est caractérisée par le **rendement de fluorescence**  $\omega_i$  qui dépend du  $Z$  de l'atome.

$$\omega_i = \frac{\text{Proba Fluorescence}}{\text{Proba Auger}}$$

On voit que plus le  $Z$  augmente plus le rendement de fluorescence augmente, et donc la probabilité d'émettre un photon de fluorescence est importante. L'émission Auger est donc plus probable pour les atomes légers, avec un  $Z$  faible.



Rendement de fluorescence pour la couche K

## 3– Interactions des photons avec la matière

### 3.1– Atténuation des photons dans la matière

Les photons dans la matière vont pouvoir être : **absorbés** / **diffusés** (déviés) / **transmis** (traversent la matière sans interagir).

#### • La loi d'atténuation (photons transmis) :

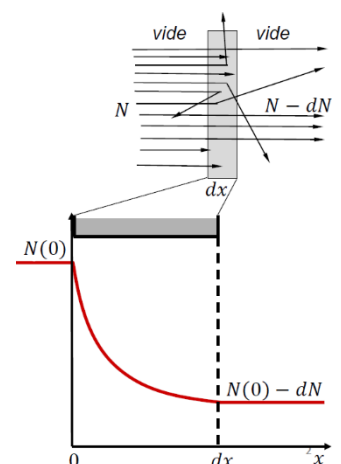
Soit un faisceau étroit de  $N$  photons mono-énergétiques qui traversent une épaisseur  $dx$  de matière, le nombre de **photons transmis** est :  $N - dN$  avec  $-dN = \mu N dx$

On note  $\mu$  = **probabilité d'interaction par unité de longueur**

D'une manière générale on peut noter le nombre de photons transmis :

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\mu x}$$

L'atténuation des photons se fait donc **de façon exponentielle**.



### • Les différentes expressions de $\mu$ :

-  $\mu$  correspond au **coefficient linéique d'atténuation** :

C'est une probabilité d'interaction par unité de longueur. Il a donc pour dimension l'inverse d'une longueur  $[L^{-1}]$  (par exemple le  $cm^{-1}$ ).

Ce coefficient est spécifique du milieu et de l'énergie des photons, et dépend de l'état de ce milieu (compression, densité...).

On a donc notre expression du nombre de photons transmis :  $N(x) = N(0).e^{-\mu x}$

Le problème étant que l'épaisseur  $x$  peut être difficile à mesurer.

- On peut donc utiliser  $\frac{\mu}{\rho}$  qui correspond au **coefficient massique d'atténuation**.

L'expression du nombre de photons transmis selon le coefficient massique d'atténuation devient alors :

$$N(x) = N(0)e^{-\frac{\mu}{\rho}\rho x}$$

On n'a donc plus besoin de mesurer l'épaisseur  $x$  mais la **masse surfacique  $\rho x$**  ce qui est plus facile :

$$\rho x = \frac{m}{vol} \times x = \frac{m \cdot x}{s \cdot x} = \frac{m}{s}$$

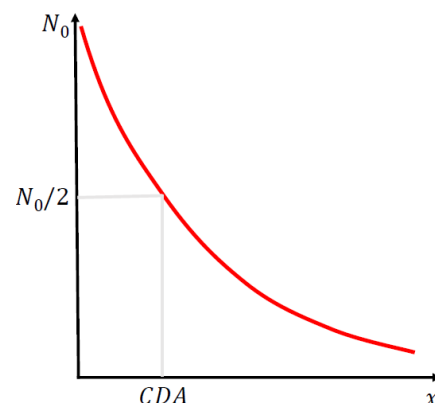
Ce coefficient massique d'atténuation ne dépend pas de l'état du milieu (compression, densité ...). Il a pour dimension une longueur au carré par unité de masse  $[L^2.M^{-1}]$  (par exemple des  $cm^2.g^{-1}$ ).

### • Couche de demi-atténuation :

La couche de demi-atténuation ou **CDA** correspond à l'épaisseur  $x$  qui diminue le flux de photon d'un facteur 2 :

$$\frac{N(0)}{2} = N(0)e^{-\mu \cdot CDA}$$

On peut donc écrire :  $CDA = \frac{\ln 2}{\mu}$  (la seule formule qu'il faut vraiment retenir avec un  $\mu$ )



On peut alors exprimer d'une autre façon la loi d'atténuation des photons, en fonction de la CDA :

$$N(k \cdot CDA) = N(0)e^{-\mu \cdot k \cdot CDA} = N(0)\left(\frac{1}{2}\right)^k = \frac{N(0)}{2^k}$$

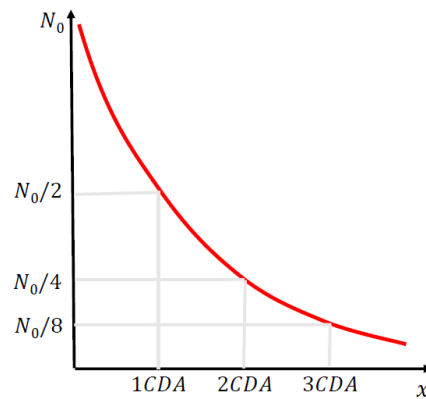
En gros, pour  $k$  CDA, le nombre de photons transmis sera égal au nombre de photons initial divisé  $k$  fois par 2 ! Donc une CDA on divise par 2, 2 CDA on divise 2 fois par 2 (4), 3 CDA on divise 3 fois par 2 ( $2 \times 2 \times 2 = 8$ ), etc...

En modifiant un peu l'équation, on obtient directement la proportion de photons transmis :

$$\frac{N(k \cdot CDA)}{N(0)} = \left(\frac{1}{2}\right)^k$$

Le tableau associé à cette formule ainsi que le graphique qui permet de bien comprendre tout ça :

$x$	$N(x)/N(0)$	%
$1 \times CDA$	$1/2$	50
$2 \times CDA$	$(1/2)^2$	25
$3 \times CDA$	$(1/2)^3$	12,5
$n \times CDA$	$(1/2)^n$	
$10 \times CDA$	$1/1024$	0,1



L'absorption d'un faisceau de photon n'est **jamais totale**, cependant on considère que **le nombre de photons transmis après 10 CDA est négligeable**.

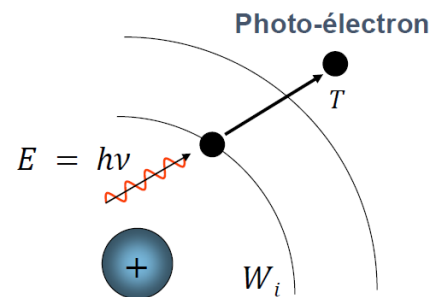
### 3.2– Mécanismes d'interaction des photons

#### • Effet photo-électrique :

Cela correspond à un **transfert de la totalité de l'énergie du photon** incident à un électron des atomes de la matière.

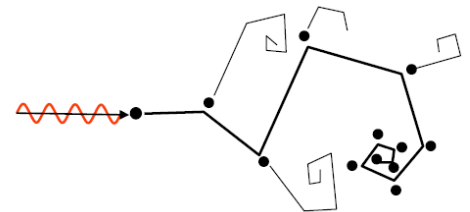
On note  $T$  l'énergie cinétique du **photo-électron** :

$$T = h\nu - |W_i|$$



Les conséquences sont :

- Pour l'atome : réarrangement par photons de fluorescence et e- Auger
- Pour l'électron ionisé : perte de son énergie  $T$  par ionisations successives
- Pour le rayonnement : disparition

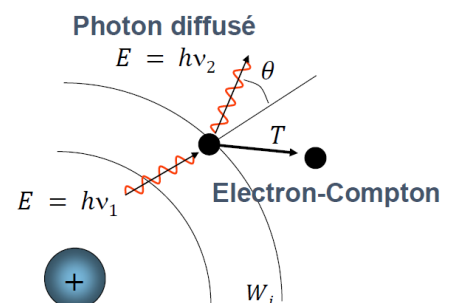


#### • Effet Compton :

Cela correspond à un **transfert partiel de l'énergie du photon** incident à un électron des atomes de la matière (électron faiblement lié).

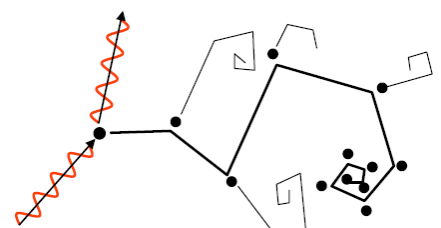
L'énergie incidente se répartit alors entre l'énergie cinétique de l'**électron-Compton émis**, l'énergie consommée pour l'arracher (énergie de liaison), et l'énergie du **photon diffusé** :

$$h\nu_1 = T + h\nu_2 + |W_i|$$



Les conséquences sont :

- Pour l'atome : réarrangement par photons de fluorescence et e- Auger
- Pour l'électron ionisé : perte de son énergie  $T$  par ionisations successives, cette énergie correspond à l'**énergie absorbée Ea** (ou transférée)
- Pour le photon : une partie du rayonnement est diffusée, avec l'**énergie diffusée Ed** ( $h\nu_2$ )





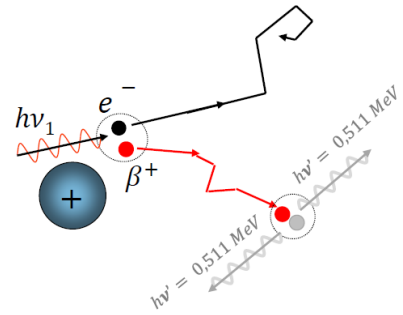
### • Création de paires :

Un photon très énergétique passant à proximité d'un noyau voit son énergie transformée en 2 particules.

Exemple de l'équivalence masse-énergie pour l' $e^-$  :

$$931 \times 0,548. 10^{-3} = 0,511 \text{ MeV} = 511 \text{ KeV}$$

Donc si  $h\nu \geq 1022 \text{ KeV}$  ( $2 \times 511$ ), l'énergie peut se transformer en masse (2 particules).



### 3.3– Probabilités des différents mécanismes d'interactions

#### • Effet photo-électrique :

La probabilité d'interaction par effet photo-électrique est notée  $\tau$ .

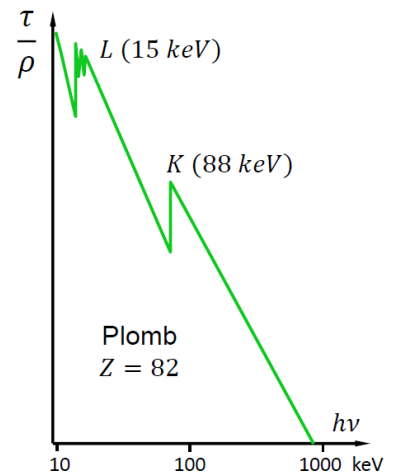
On a donc :  $N(x) = N(0)e^{-\tau x}$

$$\tau = k\rho \frac{Z^3}{(h\nu)^3} \quad \frac{\tau}{\rho} = k \frac{Z^3}{(h\nu)^3}$$

Ce qu'il faut retenir, c'est que la probabilité d'interaction par cet effet est **élevée** pour :

- les éléments lourds avec un **Z élevé** ( $Z^3$  au numérateur)
- les photons de **faible énergie** ( $(h\nu)^3$  au dénominateur)

Les maxima (pics) sur le graphique correspondent aux énergies exactes des énergies de liaison des différentes couches de l'atome.



Cette propriété est utilisée dans le cadre des rayons X :

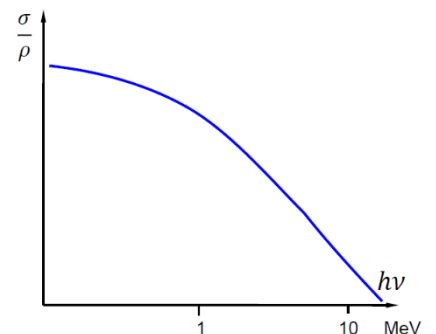
Les atomes du vivant ont une faible probabilité d'interaction par effet photo-électrique, à la différence du calcium ou des produits de contraste radiologique utilisés, d'où les contrastes observés sur les radios.

#### • Effet Compton :

La probabilité d'interaction par effet Compton est notée  $\sigma$ .

On a donc :  $N(x) = N(0)e^{-\sigma x}$

$$\sigma = k\rho \frac{1}{h\nu} \quad \frac{\sigma}{\rho} = k \frac{1}{h\nu}$$

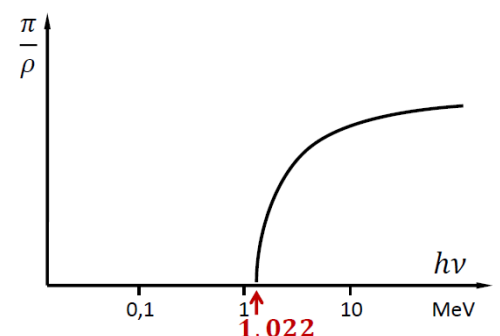


La probabilité d'interaction pour l'effet Compton est pratiquement **indépendante de la nature de la matière**. De plus, cette probabilité **diminue quand l'énergie du photon augmente** ( $h\nu$  au dénominateur).

#### • Création de paires :

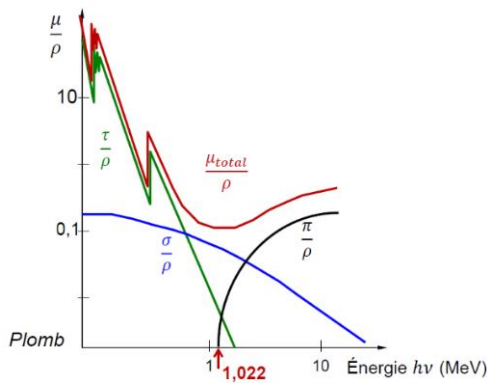
La probabilité de la création de paires est notée  $\pi$ .

On voit sur le graphique le **seuil d'énergie nécessaire de 1,022 MeV** (1022 keV), qui correspond à l'énergie équivalente à la masse des deux particules créées.



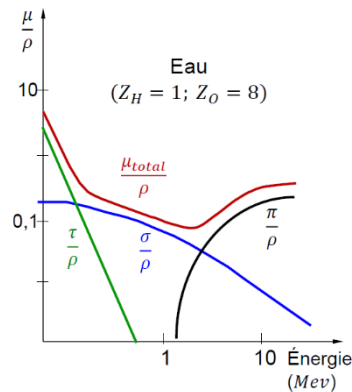
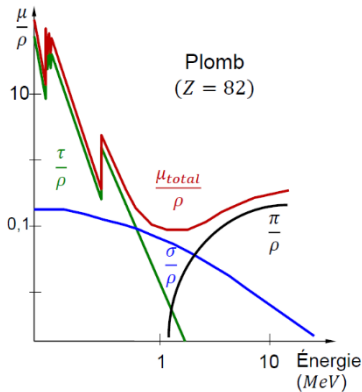


## • Importances relatives :



### • En fonction de l'énergie du photon :

Pour les photons à **énergie faible**, l'**effet photo électrique** est le **plus probable**. L'**effet Compton** est également possible. Plus l'énergie augmente plus les probabilités d'effet photo-électrique et d'effet Compton diminuent (moins rapidement pour l'effet Compton). Encore une fois, la **création de paires** ne peut se faire qu'au-delà de **1,022 MeV**.



### • En fonction du milieu :

Seule la probabilité d'interaction par **effet photo-électrique** dépend du **Z** du milieu, on voit ici qu'elle **augmente avec le Z** (la proba pour le plomb est plus importante que pour l'eau). Les autres probabilités d'interactions ne sont pas significativement modifiées.

## 4– Interactions des particules avec la matière

### 4.1– Interactions des neutrons

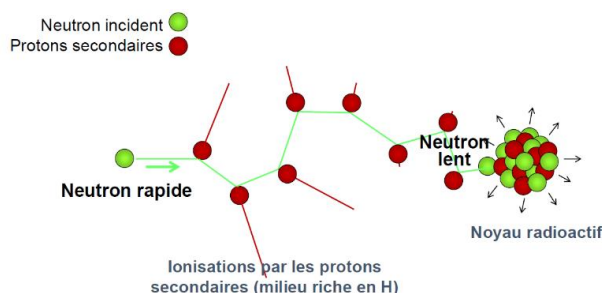
Les neutrons étant non-chargés, on a des interactions balistiques avec les noyaux des atomes par choc direct. La probabilité d'interactions est donc faible du fait du faible diamètre du noyau par rapport à l'atome. Les neutrons sont donc très pénétrants (=interagissent très peu).

On va alors distinguer :

#### • Les neutrons rapides (d'énergie cinétique élevée) :

- Dans les **milieux riches en hydrogène** (où la masse du noyau est proche de celle du neutron) : **transfert d'E maximal**. Le noyau H percuté est alors expulsé avec une **E** cinétique, on parle alors de **proton secondaire**, qui peut provoquer des ionisations (les neutrons sont donc indirectement ionisants).
- Dans les **milieux composés de noyaux lourds**, les neutrons «rebondissent» sans perdre beaucoup d'énergie (diffusion).

#### • Les neutrons lents (d'énergie cinétique faible ou neutrons «thermiques») qui sont absorbés par les noyaux.



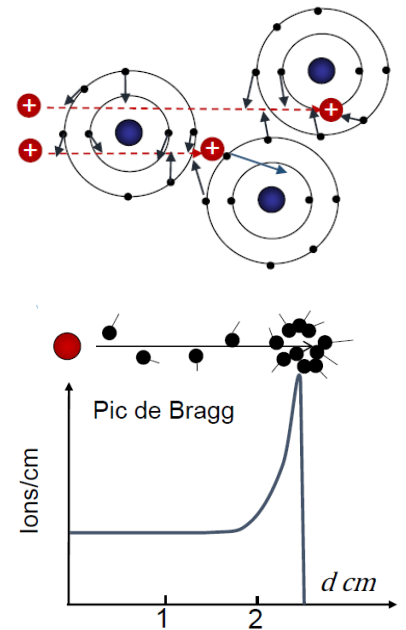
On voit ici le trajet d'un neutron incident, d'abord rapide ce qui provoque des ionisations grâce à des protons secondaires, puis qui ralentit à force de perdre de l'énergie cinétique, il devient alors trop lent et est simplement absorbé par un noyau qui devient radioactif.

## 4.2– Interactions des particules chargées positivement

On parle ici des **protons** et des **particules  $\alpha$**  qui vont avoir des **interactions coulombiennes** avec les électrons de la matière. Ce sont des particules **directement ionisantes**, dont la masse est largement supérieure à celle de l'électron. Cela implique donc une **trajectoire avec peu de fluctuations (rectiligne)**, et de très nombreuses ionisations, avec des ionisations secondaires.

Il est important de parler de la distribution particulière des ionisations provoquées par ces particules. En effet elles ont un parcours relativement **court** comparé à un électron de même énergie, et elles provoquent des **effets biologiques importants**.

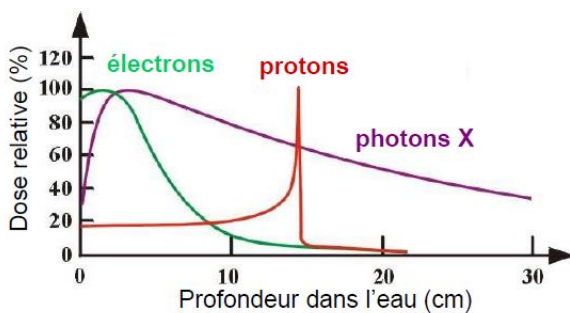
On voit ainsi sur ce schéma le nombre d'ionisations effectuées selon la distance, et on voit qu'il existe un **Pic de Bragg**, qui correspond à une augmentation brutale de la concentration des ionisations au moment où la vitesse diminue, avec une chute brutale des ionisations à partir d'une certaine distance, lorsque la totalité de l'énergie de la particule a été consommée.



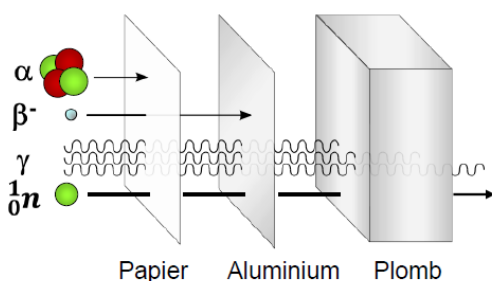
## Conclusion

Lorsqu'elles traversent la matière, les particules perdent progressivement leur énergie en y provoquant des ionisations.

L'importance et la distribution de ce transfert d'énergie dépend du **type de particule**, de son **énergie** et des **milieux traversés**.



On voit sur ce graphique que la distribution de l'énergie déposée **dépend du type de RI**.



On voit que l'importance des interactions (le pouvoir d'arrêt) dépend de l'énergie et de la **matière**.

Ainsi :

- une feuille de papier suffit à arrêter les particules  $\alpha$
- les particules  $\beta^-$  sont arrêtées par une fine couche d'aluminium
- les rayons  $\gamma$  (REM) sont partiellement arrêtés après plusieurs épaisseurs de plomb
- enfin les neutrons sont très pénétrants dans les milieux lourds.

*Finitooo pour cette fiche TTR, vous avez déjà pas mal d'infos ! J'ai essayé d'abrégé l'intro et je vous ai supprimé toute une partie sur les électrons, elle a tout son intérêt pour comprendre les rayons X mais comme ce cours ne sera pas abordé à la TTR je vous l'épargne pour l'instant :). Sinon à part ça c'est à quelques détails près comme la fiche complète, qui fait environ 14 pages et que vous aurez une fois que le cours aura été fait par le prof !*

*Dédi à tout le tut, et à ma co-tut Cassandra un peu plus <3*