

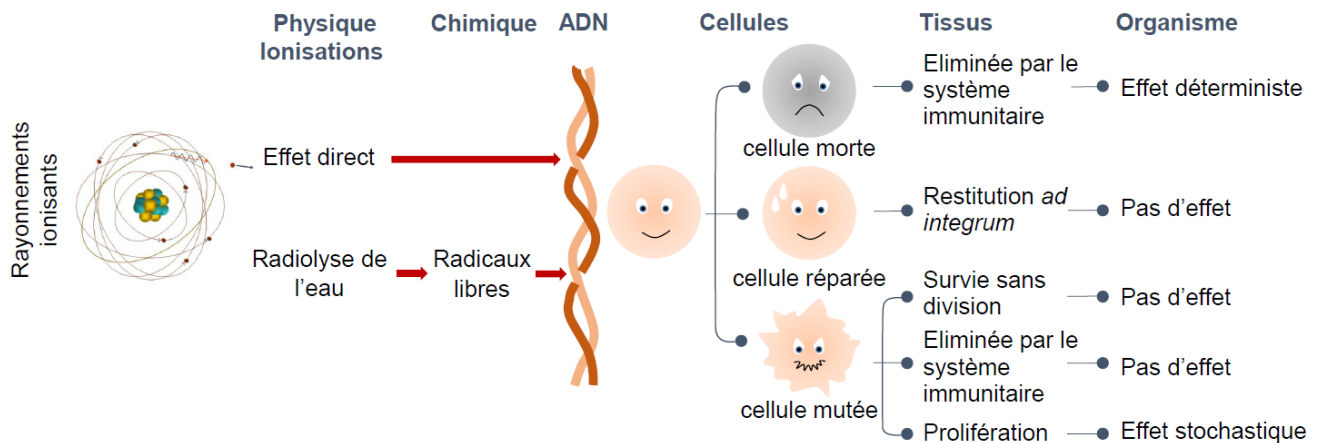
INTERACTIONS RAYONNEMENTS IONISANTS - MATIERE

1- Introduction aux rayonnements ionisants

1.1- Définition

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.

1.2- Intérêt des RI en santé



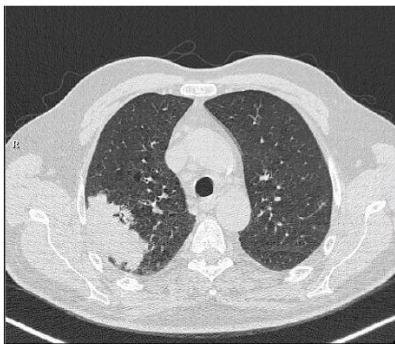
La pénétration des rayonnements dans les tissus implique des **effets biologiques**.

Dans l'ordre, l'ionisation des atomes de la matière va entraîner des effets chimiques, qui pourront avoir des effets sur l'ADN. Ces effets se traduiront alors à l'échelle de la cellule, des tissus, voire de l'organisme. (*ces effets seront bien détaillés dans le cours sur la radiobiologie !*)

De plus, les RI sont utilisés pour l'**exploration diagnostique** ainsi que pour certains **traitements**.

Exemple de cas clinique :

On reçoit un homme de 52 ans, fumeur, qui présente des douleurs thoraciques et de la toux.



Voilà un exemple de **tomodensitométrie (scanner)** : on utilise ici des **rayons X**, qui sont des rayonnements ionisants.

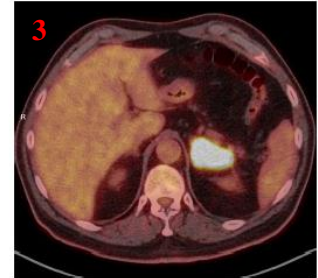
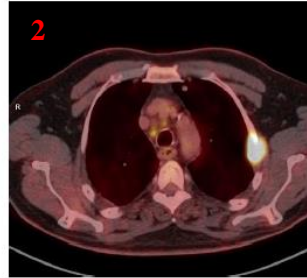
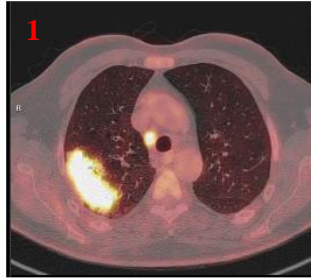
On voit ici une zone plus claire dans le poumon droit, qui correspond probablement à une tumeur pulmonaire.

On réalise un autre examen d'imagerie : une tomographie par émission de positons (TEP) au 18-FDG, une molécule de glucose à laquelle on a attaché un atome radioactif de fluor 18, émetteur de radioactivité β^+ .



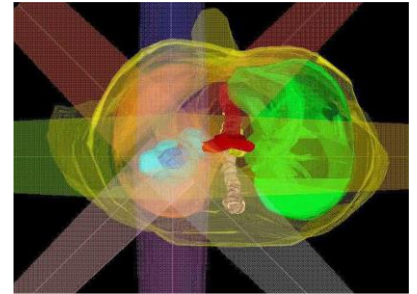
Cette technique peut également être couplée au scanner, on aperçoit ici :

- 1- La tumeur pulmonaire avec une lésion d'un ggg du médiastin
- 2- Une métastase osseuse costale
- 3- Une métastase au niveau de la surrenale gauche



On peut alors décider du traitement le plus adapté : une radiothérapie, utilisant des RX de haute énergie.

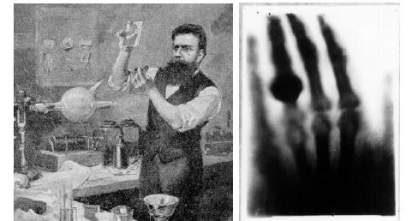
On voit donc l'intérêt des RI dans le diagnostic et le traitement.



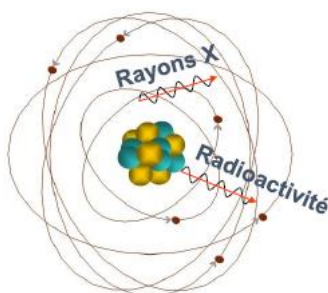
1.3- Fondements physiques

Les physiciens du corps humain :

- Wilhem Cd Röntgen : **les rayons X**, 1895 (Nobel de physique 1901)
- Henri Becquerel, Pierre Curie et Marie Curie née Sklodowska : **la radioactivité naturelle**, 1896 (Nobel de physique 1903)
- Marie Curie : **le radium et le polonium**, 1898 (Nobel de Chimie 1911)
- Frédéric et Irène Joliot-Curie : **la radioactivité artificielle**, 1934 (Nobel de chimie 1935)



Les RI proviennent de l'atome :



Il faut différencier 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.

Cela a de l'importance pour :

- Les explorations médicales : interaction pour **détecter un rayonnement** (interactions dans le patient puis interactions rayonnement/détecteur pour l'imagerie).
- La santé : les interactions sont la **première étape de l'action biologique** des rayonnements (intérêt en radiothérapie et en radioprotection).


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).

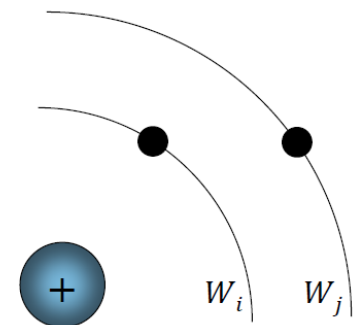
Quelques conventions d'écriture :

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

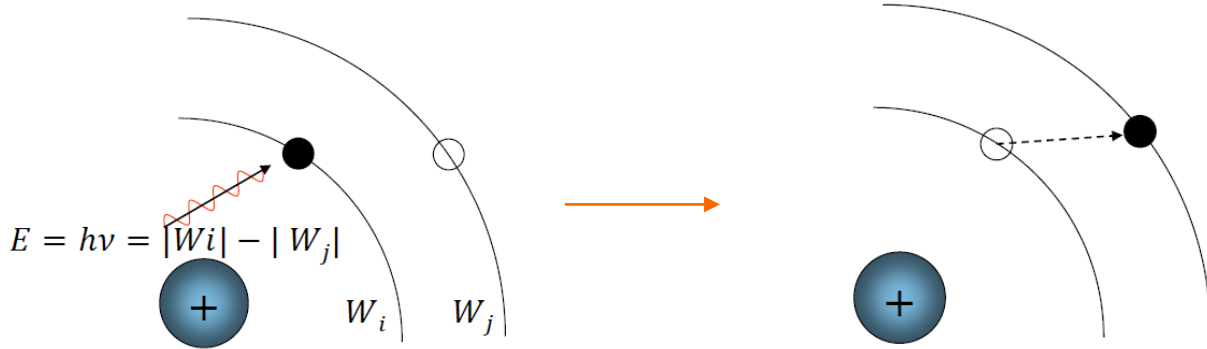
Interaction par excitation :

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 :

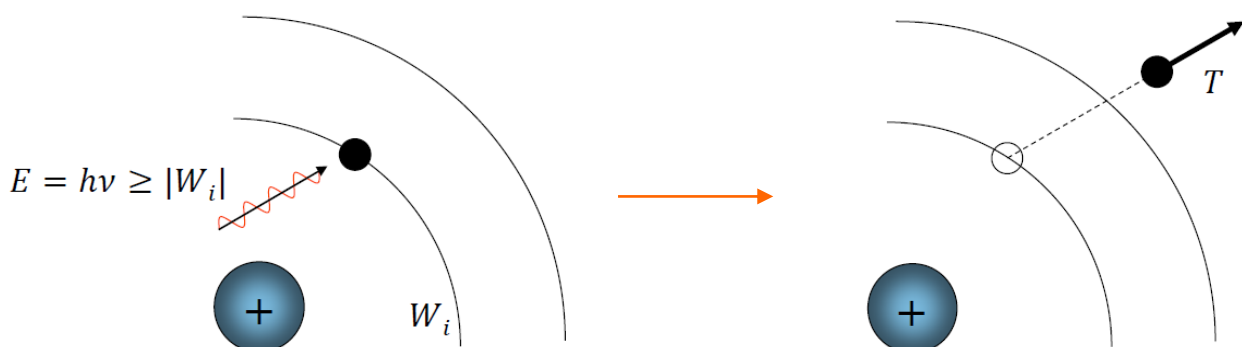
Si $E = h\nu$ est **supérieure ou égale** à l'énergie de liaison $|W_i|$ d'un électron, celui-ci est **expulsé**, il y a alors **ionisation de l'atome**.

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 .

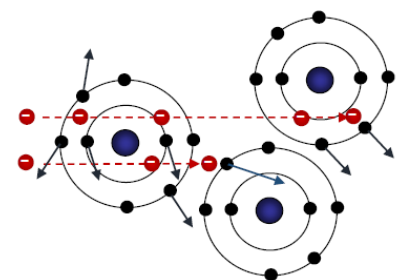
2.2- Caractère ionisant ou non d'un rayonnement

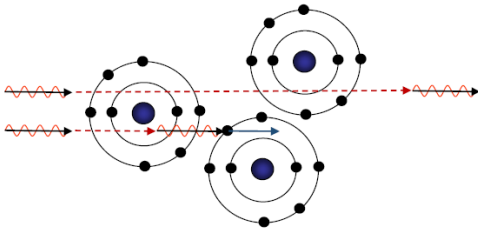
Rayonnements directement et indirectement ionisants :

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 : α^{2+} ; β^- ; β^+ ; 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 γ et X**) ou par les **protons secondaires 0_1n** .

Caractère ionisant des REM :

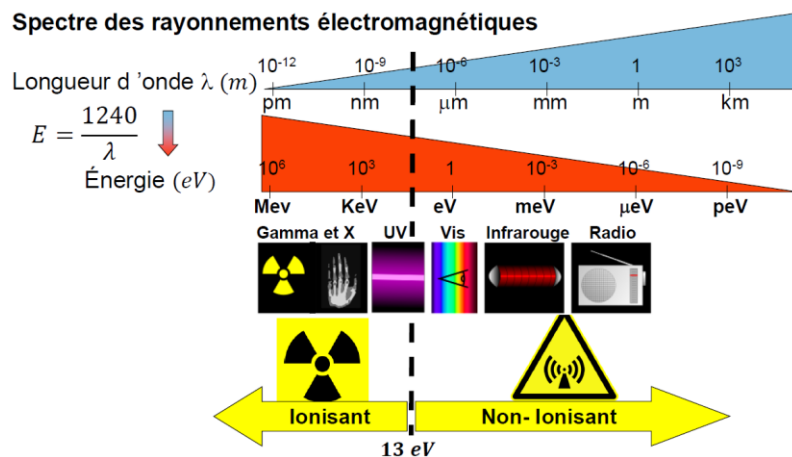
Voici les énergies de liaison des principaux atomes biologiques (pas à retenir) :
On va donc définir comme limite $|W_{H2O}| \cong 13,6 \text{ eV}$, cela correspond à la limite entre les REM ionisants et non ionisants.

Ainsi :

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

Atome	$ W $ (eV)
C	11,24
H	13,54
O	13,57
N	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**.

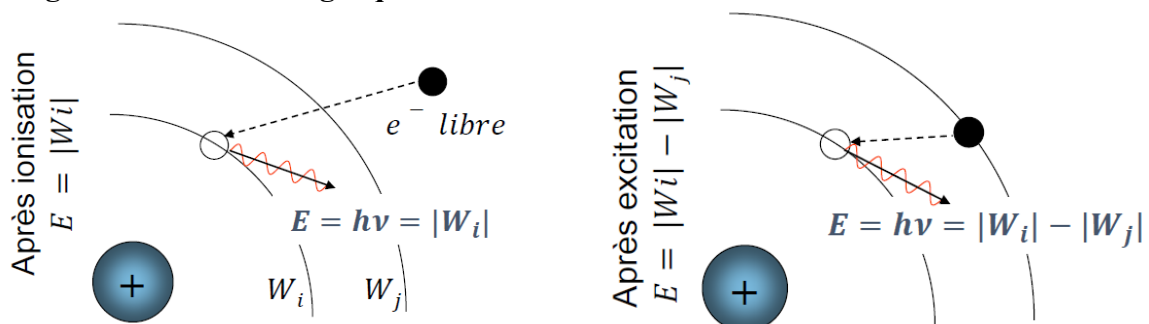


2.3- Conséquences pour la matière

Emission d'un photon de fluorescence :

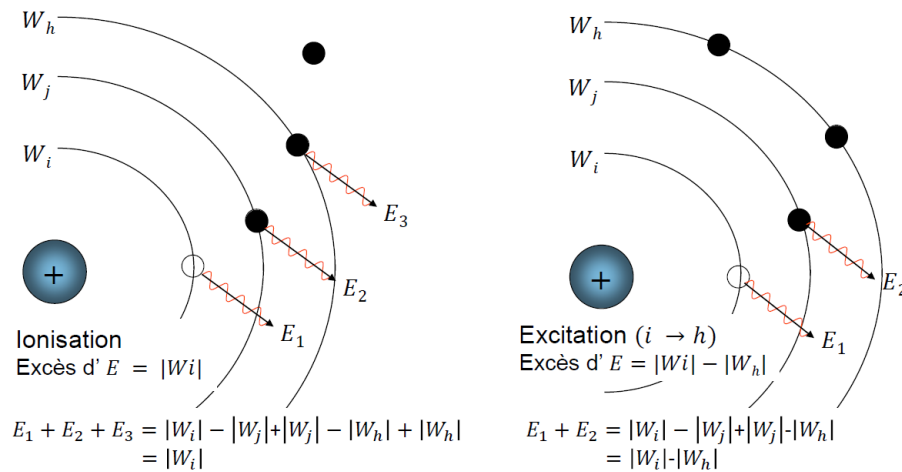
L'atome excité ou ionisé n'est plus dans son état fondamental, il possède un excès d'énergie (il est instable). Il tend à **retourner à son état fondamental** (se désexciter) pour **retrouver son architecture initiale** et **restituer l'excès d'énergie**.

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 .

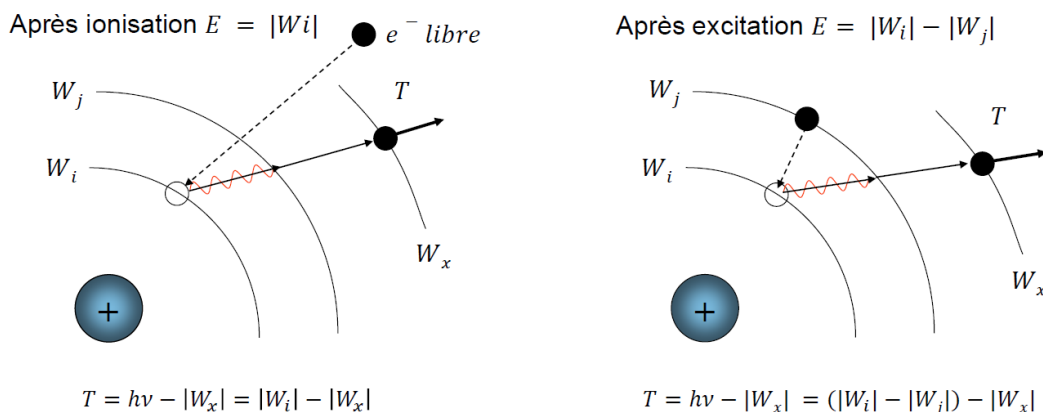
Encore une fois, la somme des énergies de tous les photons émis est égale à l'excès d'énergie qu'avait l'atome après son excitation.

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 sur les conséquences pour la matière :

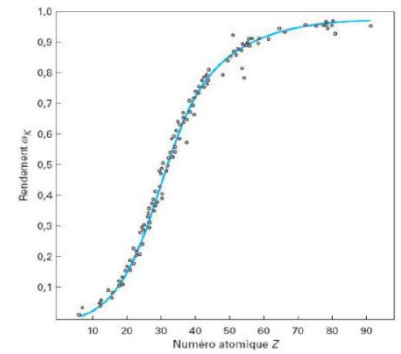
Un atome ionisé ou excité peut retourner à son état fondamental :

- 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** ω_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 μ = **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 μ :

• μ 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 : $N(x) = N(0) \cdot e^{-\mu x}$

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**.

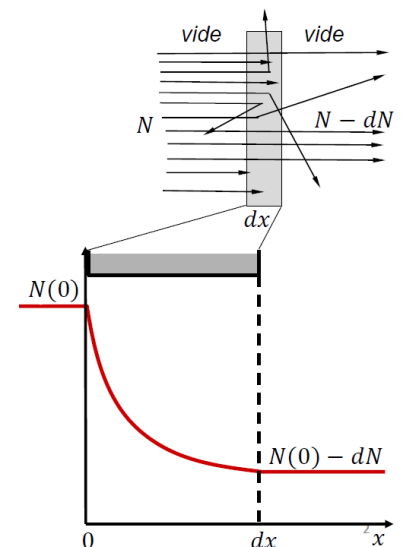
L'expression du nombre de photons transmis selon le coefficient massique d'atténuation devient alors :

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

On n'a donc plus besoin de mesurer l'épaisseur x mais la **masse surfacique** ρx 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 $[L^2 \cdot M^{-1}]$ (par exemple des $cm^2 \cdot g^{-1}$).

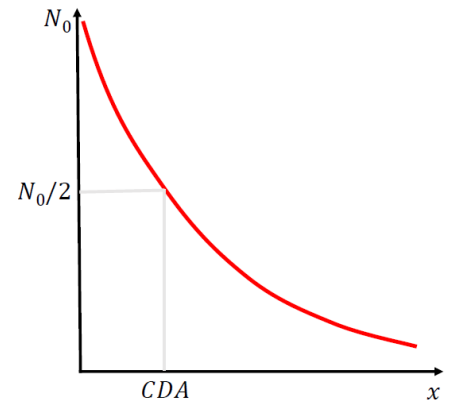


Couche de demi-atténuation :

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 μ)



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

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

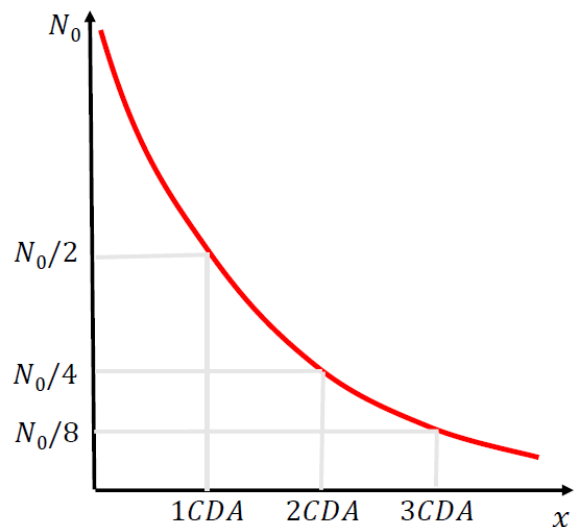
En gros, pour k CDA, le nombre de photons transmis sera égal au nombre de photons initial divisé k fois par 2 ! Donc une CDA on divise par 2, 2 CDA on divise 2 fois par 2 (4), 3 CDA on divise 3 fois par 2 ($2 \times 2 \times 2 = 8$), etc...

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**.

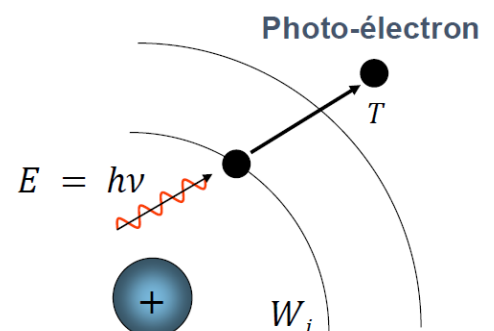
3.2- Mécanismes d'interactions des photons

Effet photo-électrique : (correspond à l'ionisation)

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 E_a** (ou transférée)
- Pour le photon : une partie du rayonnement est diffusée, avec l'**énergie diffusée E_d** ($h\nu_2$)

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^- :

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

On a donc une notion de **seuil**, si $h\nu \geq 1022 \text{ KeV}$ (2×511), 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 τ .

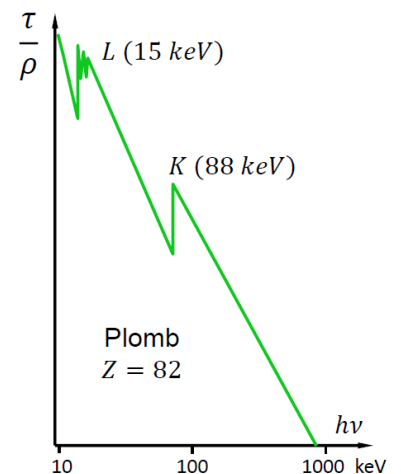
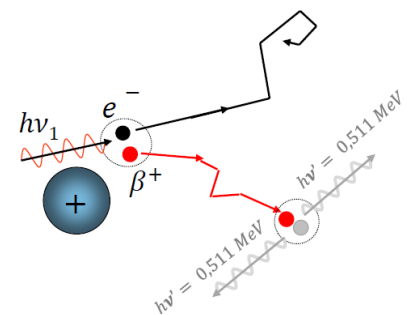
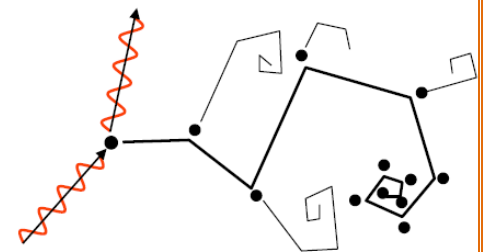
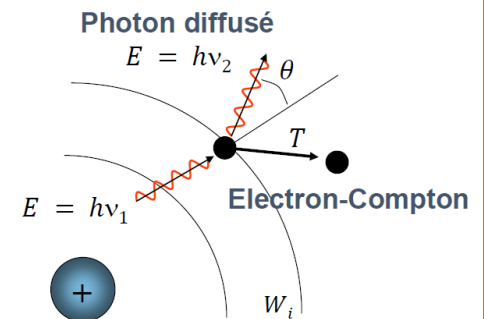
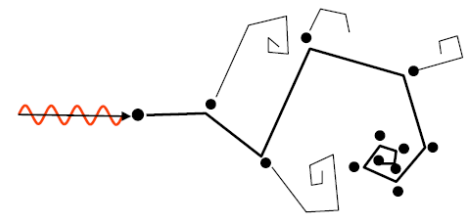
On a donc : $N(x) = N(0)e^{-\tau x}$

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

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.

	H	C	N	O	Ca	I	Ba	→ Produits de contraste radiologique
Z	1	6	7	8	20	53	56	

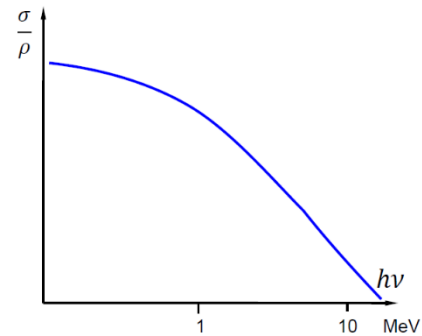
Probabilité faible | probabilité forte

Effet Compton :

La probabilité d'interaction par effet Compton est notée σ .

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

$$\sigma = k\rho \frac{1}{hv} \quad \frac{\sigma}{\rho} = k \frac{1}{hv}$$



La probabilité d'interaction pour l'effet Compton est pratiquement **indépendante de la nature de la matière**, comme le montre cette comparaison entre l'eau et le plomb :

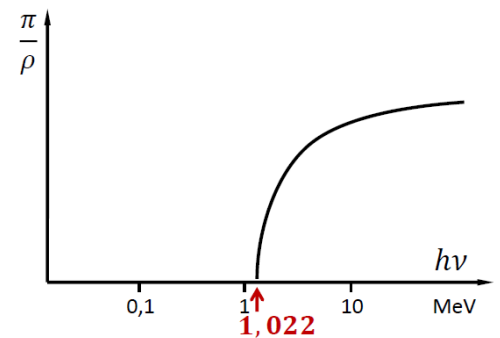
- Eau $\sigma/\rho = 0,15 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$
- Plomb $\sigma/\rho = 0,13 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

De plus, cette probabilité **diminue quand l'énergie du photon augmente** (hv au dénominateur).

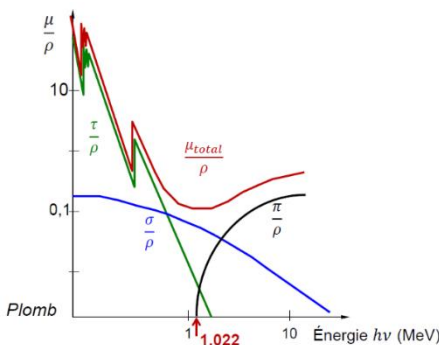
Création de paires :

La probabilité de la création de paires est notée π .

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 :

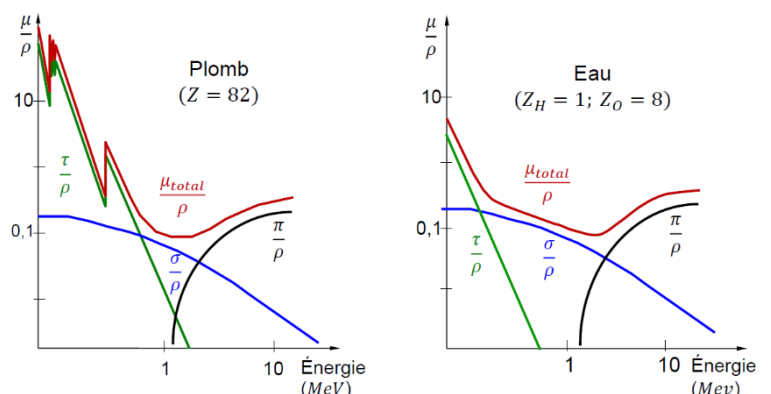


• En fonction de l'énergie du photon :

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 :

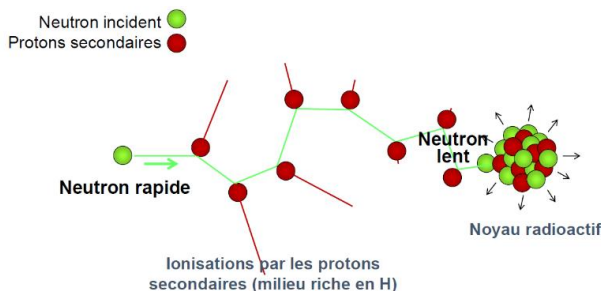
- **Les neutrons rapides** (d'énergie cinétique élevée) :

- 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).

Ces propriétés expliquent l'utilisation d'eau dans les réacteurs nucléaires, afin de créer beaucoup d'interactions et de ralentir les neutrons du réacteur.

Cela explique aussi l'utilisation de bombes à neutrons, qui vont respecter les infrastructures (diffusion des noyaux lourds), tout en affectant principalement les organismes (milieu riche en hydrogène). *fun*

- **Les neutrons lents** (d'énergie cinétique faible ou neutrons «thermiques») qui sont absorbés par les noyaux (cela correspond à la capture nucléaire à l'origine de transformations radioactives («capture radiative»)).



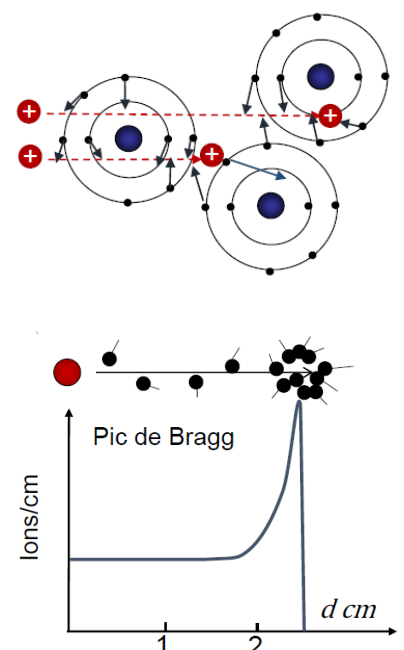
On voit ici le trajet d'un neutron incident, d'abord rapide ce qui provoque des ionisations grâce à des protons secondaires, puis qui ralentit à force de perdre de l'énergie cinétique, il devient alors trop lent et est simplement absorbé par un noyau qui devient radioactif.

4.2- Interactions des particules chargées positivement

On parle ici des **protons** et des **particules α** 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.

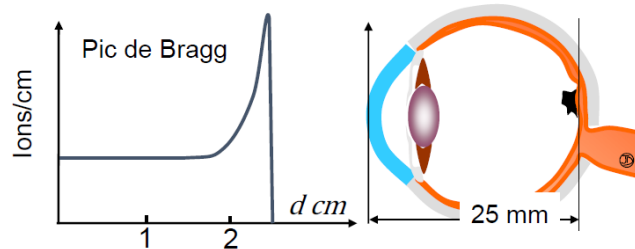
Il est important de parler de la distribution particulière des ionisations provoquées par ces particules. En effet elles ont un parcours relativement **court** comparé à un électron de même énergie, et elles provoquent des **effets biologiques importants**.

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.



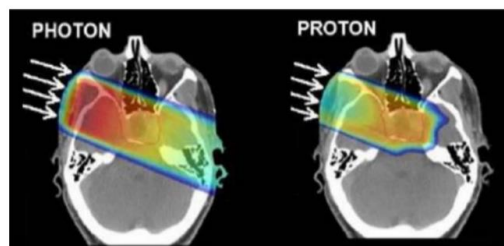
Exemple de la protonthérapie :

Cela a un intérêt thérapeutique, avec la **protonthérapie** par exemple. Cette méthode consiste à diriger un faisceau de protons sur une tumeur afin de la détruire, principalement pour des tumeurs superficielles. Le **trajet rectiligne** de ces particules permet une certaine **précision** pour ne pas endommager les tissus environnants, et la propriété du **Pic de Bragg** permet de déterminer l'énergie nécessaire pour avoir un **maximum d'ionisations à la distance de la tumeur**, en préservant les tissus sous-jacents notamment.



On voit ici l'exemple de la protonthérapie dans le cadre du traitement des mélanomes de la choroïde. Avec des photons de 65 MeV, le Pic de Bragg est à la même distance que la rétine, ce qui permet d'avoir peu d'ionisations dans la partie antérieure de l'œil, un dépôt maximal d'énergie au niveau de la tumeur, et pas du tout d'effet au-delà de celle-ci, donc aucune atteinte du nerf optique.

Autre exemple avec la protonthérapie de haute énergie, avec des protons de 230 MeV pour le traitement de tumeurs plus profondes. On voit la comparaison avec d'un côté les photons qui ont un dépôt d'énergie trop large, avec des dépôts également en avant et en arrière de la tumeur, et de l'autre côté les protons qui sont plus ciblés, avec un faible dépôt en avant de la tumeur et aucun dépôt en arrière, ce qui permet de mieux préserver les tissus sains.



4.3- Interactions des électrons

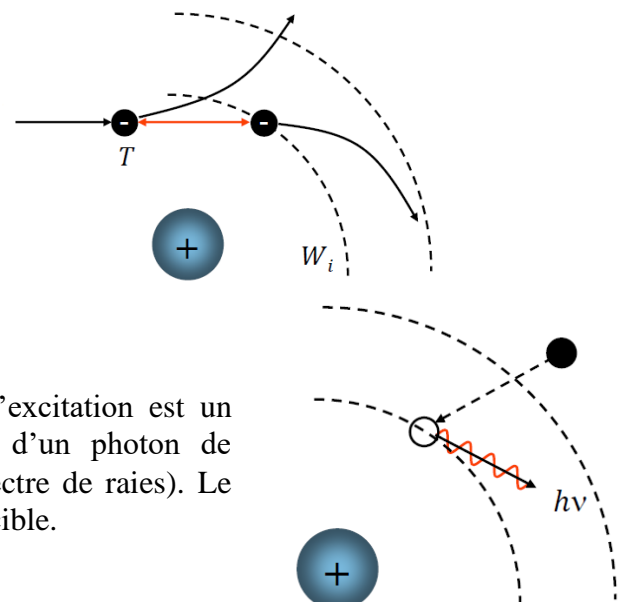
Interaction électron-électron : interaction dite « par collision » :

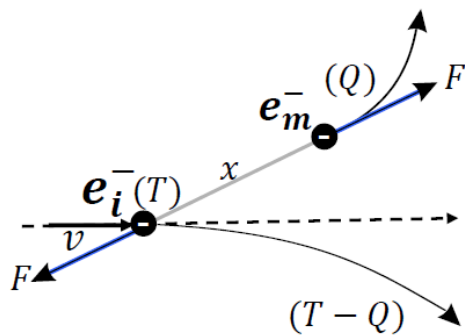
Il s'agit d'une **interaction coulombienne**.

On note T = l'énergie cinétique de l'e- incident et $|W_i|$ = énergie de liaison d'un e- d'une matière cible.

- Si $T < |W_i|$ et $\neq \Delta|W_i|$ → vibration et chaleur
- Si $T = \Delta|W_i|$ → excitation
- Si $T \geq |W_i|$ → ionisation

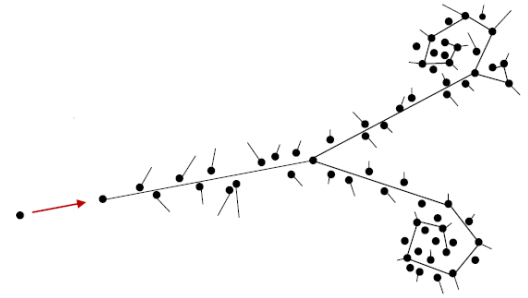
La conséquence pour la cible en cas d'ionisation ou d'excitation est un retour à l'état fondamental de l'atome par émission d'un photon de fluorescence d'énergie $h\nu$ quantifiée (on a donc un spectre de raies). Le photon est alors un **rayon X** dit « caractéristique » de la cible.





L'électron incident va avoir de très nombreuses interactions coulombiennes avec des électrons de la matière plus ou moins distants : **son énergie initiale T va se répartir entre l'électron incident ($T - Q$) et l'électron mis en mouvement (d'énergie Q)**. On aura des interactions **successives** de l'e- incident tant que $T - Q$ le permet, de même que les e- secondaires auront aussi des interactions tant que Q le permet.

Au cours de ces interactions successives, des photons caractéristiques vont être émis, et les électrons pourront être déviés.



Interaction électron-noyau : interaction dite « par freinage » :

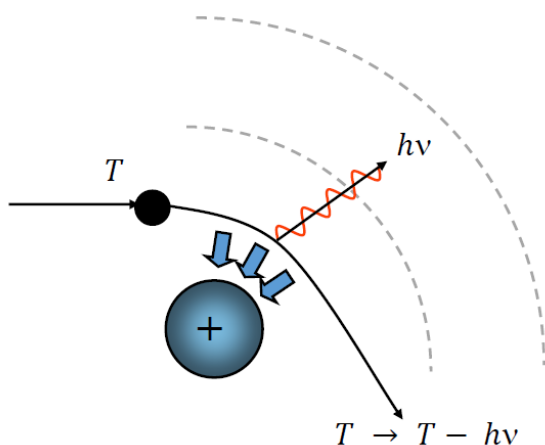
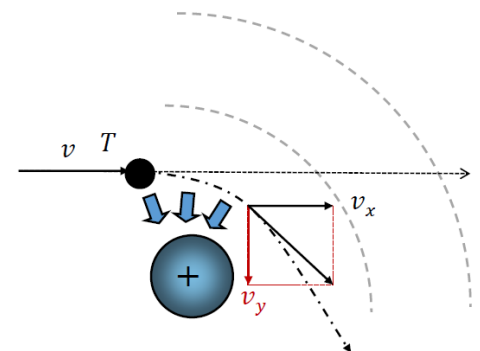
Du fait de la différence des masses, le transfert d'énergie au noyau est pratiquement nul.

Si les deux particules étaient neutres, on aurait une simple diffusion de l'e-. Mais du fait de l'attraction coulombienne exercée par le noyau (+) sur l'e- (-), celui-ci subit une « **accélération centripète** ».

En termes de vecteurs, il subit :

- Une accélération v_y (dans le sens du noyau)
- Un freinage v_x (dans le sens de sa trajectoire initiale)

Or un électron soumis à une accélération rayonne de l'énergie sous forme électromagnétique.



La conséquence pour la matière est la production d'un **REM d'énergie $h\nu$** (photon X également) due à l'accélération centripète de l'e- par le noyau. L'énergie $h\nu$ est d'autant plus élevée que l'e- incident passe à proximité du noyau, et **elle peut prendre toutes les valeurs entre 0 et T** l'énergie incidente, elle n'est donc **pas quantifiée** (spectre continu).

L'électron incident sera lui dévié, et va perdre son énergie petit à petit : $T \rightarrow T - h\nu$ d'où le nom de « rayonnement de freinage ».

Conclusion :

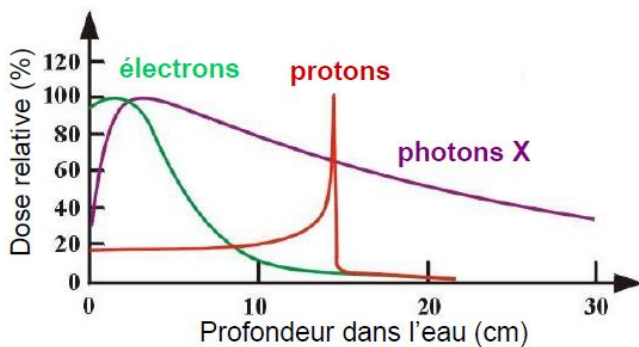
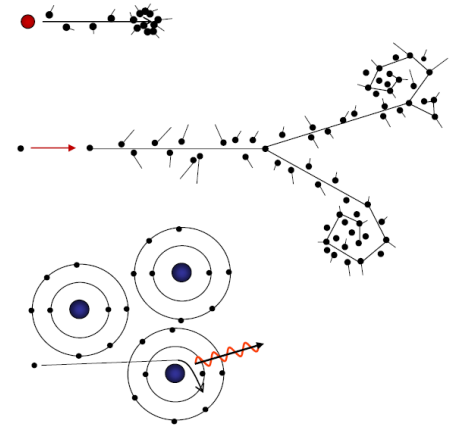
Lorsqu'elles traversent la matière, les particules perdent progressivement leur énergie en y provoquant des ionisations.

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

Est représentée en haut la **trajectoire courte et rectiligne des protons**, avec une quantité importante d'ionisations en fin de courses.

On voit au milieu l'interaction d'un **électron avec d'autres électrons**, avec une **trajectoire plus longue et sinueuse**.

Enfin en bas est représentée l'interaction entre un **électron et un noyau** produisant un REM.



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 α
- les particules β^- sont arrêtées par une fine couche d'aluminium
- les rayons γ (REM) sont partiellement arrêtés après plusieurs épaisseurs de plomb
- enfin les neutrons sont très pénétrants dans les milieux lourds.

