

INTERACTIONS DES PARTICULES AVEC LA MATIÈRE

L'interaction des photons avec la matière a été étudiée dans les chapitres précédents ; le chapitre qui suit traite de l'interaction des particules chargées (électrons, positrons, protons, particules α) avec la matière : ces particules sont dites directement ionisantes, par opposition avec les photons qui sont indirectement ionisants.

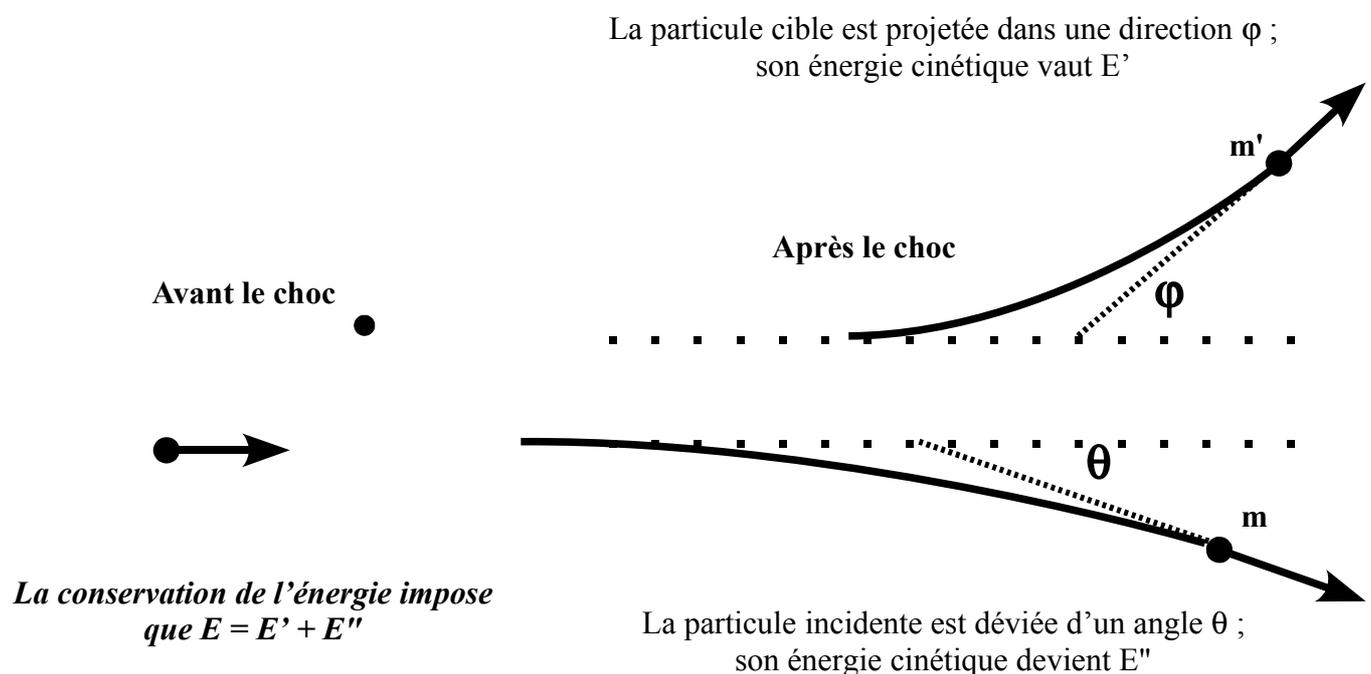
Le cas des neutrons (eux aussi indirectement ionisants) est évoqué en fin de chapitre.

1. Interaction entre deux particules chargées.

Les particules chargées interagissent par la force électrostatique (loi de Coulomb) : $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q q'}{r^2}$

Au cours d'un choc d'une particule incidente d'énergie cinétique E avec une particule cible considérée comme immobile, il y a transfert d'énergie d'une particule à l'autre.

Les chocs sont considérés comme élastique et il y a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement du système formé par les deux particules.



Cas limites :

Dans le cas d'un choc éloigné, $\varphi = \pi / 2$ et le transfert d'énergie est faible.

Dans le cas d'un choc frontal, la particule cible est projetée vers l'avant ; son énergie vaut :

$$E' = \frac{4 m m'}{(m + m')^2} E$$

Les interactions sont très différentes selon que la particule incidente interagit avec des électrons ou avec des noyaux.

Par ailleurs, la masse de la particule incidente (la masse d'une particule α est environ 7000 fois plus importante que celle d'un électron) influe sur le comportement de celle-ci dans la matière.

2. Effets élémentaires produits dans le milieu.

Les particules chargées interagissent avec les électrons liés des atomes du milieu cible soit en les éjectant (il y a ionisation des atomes cibles), soit en les portant à un niveau d'énergie supérieur (il y a excitation des atomes puis émission de photons par fluorescence lorsque l'atome revient à son état fondamental). C'est le mécanisme le plus rencontré au cours des interactions entre les particules chargées et les milieux biologiques.

Les particules chargées peuvent également être freinées par déviation au voisinage du noyau des atomes cibles lorsque le milieu est très dense : c'est le cas des électrons dans un tube à rayon X (rayonnement de freinage) ; il est peu fréquent dans les milieux biologiques.

D'autres interactions sont possibles, avec les noyaux des atomes, mais peuvent être négligées dans les milieux biologiques.

Le pouvoir d'arrêt linéique mesure la quantité d'énergie perdue aux cours de ces diverses interactions par la particule incidente, par unité de longueur de la trajectoire de celle-ci ; il s'exprime, par exemple, en keV / μm (ou en MeV / mm).

$$\frac{dE}{dl} = \left(\frac{dE}{dl}\right)_{el} + \left(\frac{dE}{dl}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dl}\right)_{nuc}$$

Si on ne tient compte que des interactions {particules chargées / électrons}, le pouvoir d'arrêt d'une particule chargée de vitesse v et de charge z pénétrant dans un matériau de densité atomique N (nombre d'atomes par unité de volume) et de numéro atomique Z est donné par la formule de Bethe :

$$\left(\frac{dE}{dl}\right)_{el} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z B$$

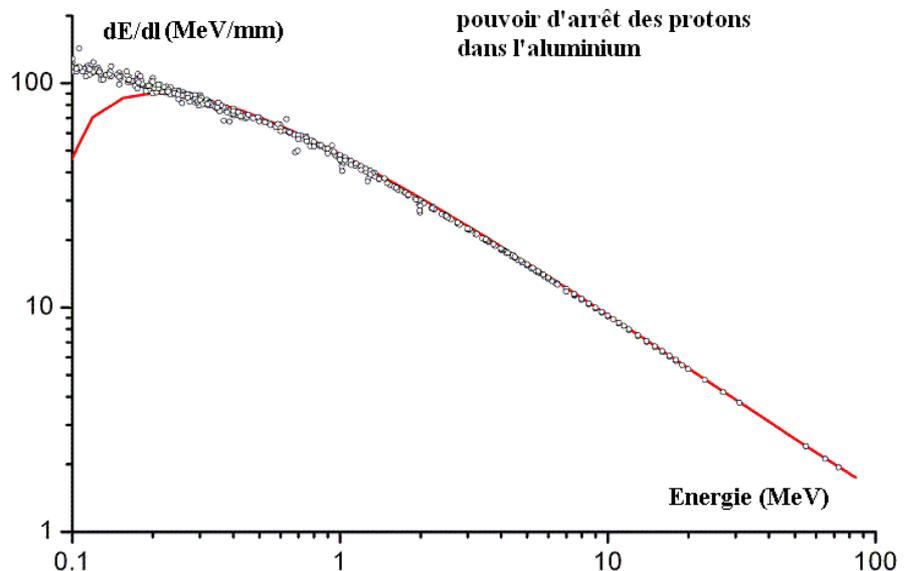
avec $B = \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$

où c est la vitesse de la lumière, m_e est la masse de l'électron et I représente un potentiel moyen d'excitation et d'ionisation dont la valeur dépend du matériau pénétré.

Le terme B varie lentement en fonction de l'énergie de la particule chargée et peut être considéré comme constant.

Dans cette approximation, on voit que le pouvoir d'arrêt est proportionnel à l'inverse du carré de la vitesse de la particule. Plus l'énergie de la particule diminue, plus elle en cède au milieu par unité de longueur (voir plus loin "pic de Bragg").

Le pouvoir d'arrêt linéique est également proportionnel à la densité électronique (NZ) du milieu et au carré de la charge de la particule incidente.



Dans une approximation encore plus grossière, pour calculer la profondeur de pénétration, on peut considérer que le pouvoir d'arrêt reste constant pendant le parcours de la particule (on néglige son évolution avec la vitesse de la particule une fois qu'elle a pénétré dans la matière).

Le transfert linéique d'énergie TLE (ou TEL) mesure l'énergie transférée localement au milieu cible suite à la perte d'énergie de la particule chargée ; il est dans la plupart des cas étudiés identique au pouvoir d'arrêt linéique.

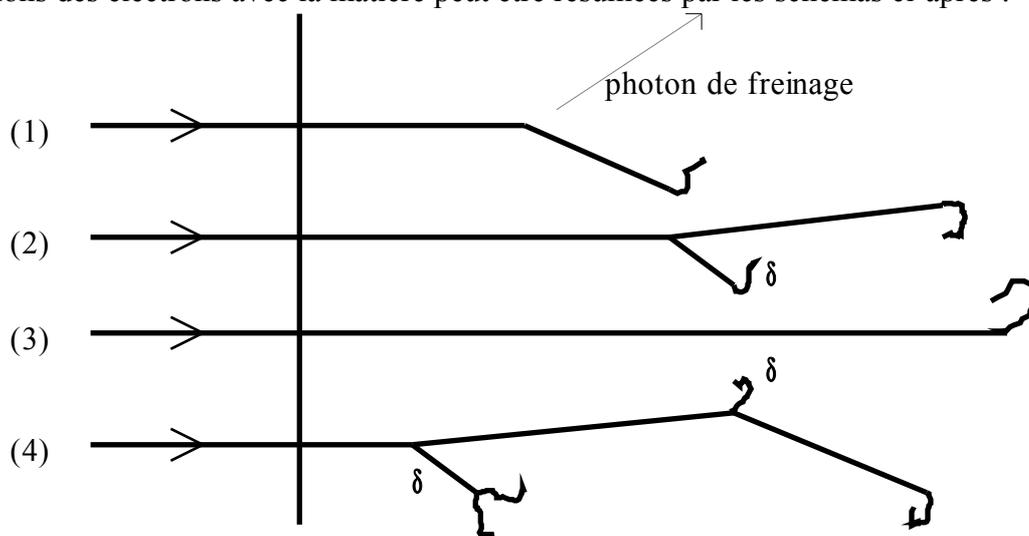
Exemple : un faisceau d'électrons d'énergie cinétique $E = 0,67 \text{ MeV}$ traverse une paroi de platine ; dans ces conditions, le TLE vaut $3,4 \text{ keV} / \mu\text{m}$; la longueur de parcours est d'environ $0,2 \text{ mm}$.

La densité linéique d'ionisation DLI, ou ionisation spécifique I_s mesure le nombre de paires électrons / ions créés par la particule incidente, toujours par unité de longueur de la trajectoire de celle-ci : elle s'exprime en ion / μm .

Ces deux grandeurs sont liées (en première approximation) : $\text{TLE} = \text{DLI } w$; ou w correspond à l'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions (pour l'eau, $w = 32 \text{ eV}$)

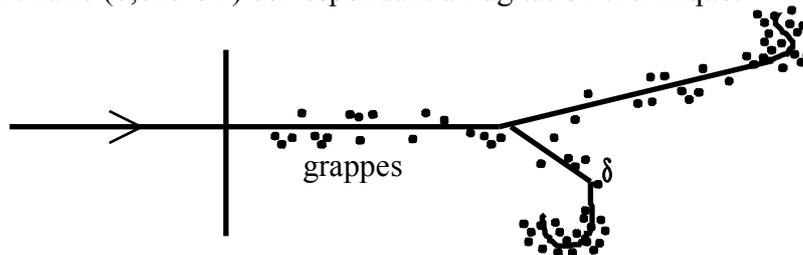
3. Trajectoires des électrons dans la matière.

Les interactions des électrons avec la matière peut être résumées par les schémas ci-après :



Un électron perd progressivement son énergie dans le milieu et sa trajectoire se termine lorsque son énergie est réduite à une valeur pratiquement nulle ($0,025 \text{ eV}$) correspondant à l'agitation thermique.

Le ralentissement s'effectue principalement par de nombreux et faibles transferts d'énergie qui n'affectent pas sensiblement la direction de la trajectoire ; de brusques changements de directions, dus à des transferts d'énergie plus importants, donnent à la trajectoire une allure de ligne brisée.



La profondeur de pénétration est donc un peu plus faible que la longueur de la trajectoire.

D'autres électrons peuvent être éjectés des atomes avec des énergies importantes (électrons δ) ; dans ce cas on conçoit qu'il y ait une différence entre le pouvoir d'arrêt et le TLE.

Pour les électrons d'énergies comprises entre 1 MeV et 100 MeV , le TLE (dans l'eau) vaut environ $0,2 \text{ keV} / \mu\text{m}$; la longueur de la trajectoire vaut donc environ $R(\text{cm}) = E_1(\text{MeV}) / 2$.

La longueur de la trajectoire est inversement proportionnelle à la densité électronique du milieu, elle-même grossièrement proportionnelle à la masse volumique du milieu : dans un milieu de densité d , la longueur de la trajectoire vaut environ $R = R_{\text{eau}} / d$.

Ces formules ne permettent de calculer que des ordres de grandeurs.

4. Trajectoires des particules lourdes dans la matière.

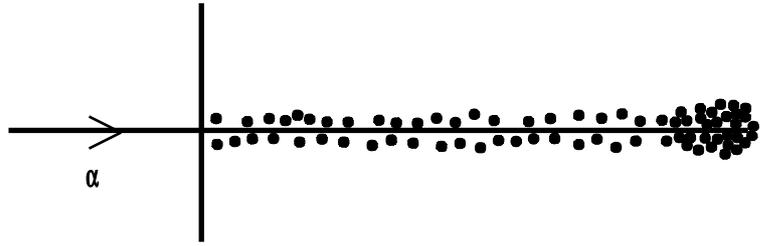
Le cas le plus rencontré est celui des particules α .

Les particules α ont des vitesses plus faibles que celles des électrons et des énergies variant d'environ 1 MeV à 10 MeV.

À énergies égales, le parcours d'une particule α est beaucoup plus court que celui d'un électron

Leur masse étant plus importante, le transfert d'énergie au cours d'une collision est faible devant l'énergie de la particule incidente, et la trajectoire reste rectiligne.

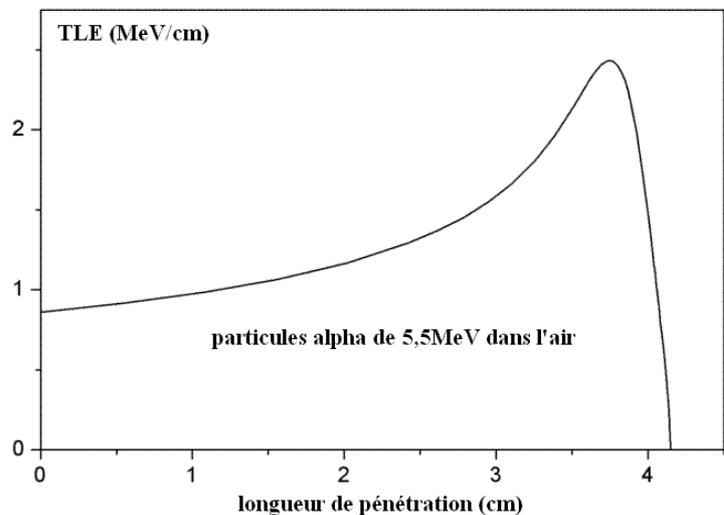
Le TLE est en première approximation proportionnel au carré de la charge de la particule (4 fois plus important pour une particule α que pour un proton) et inversement proportionnel à l'énergie de celle-ci.



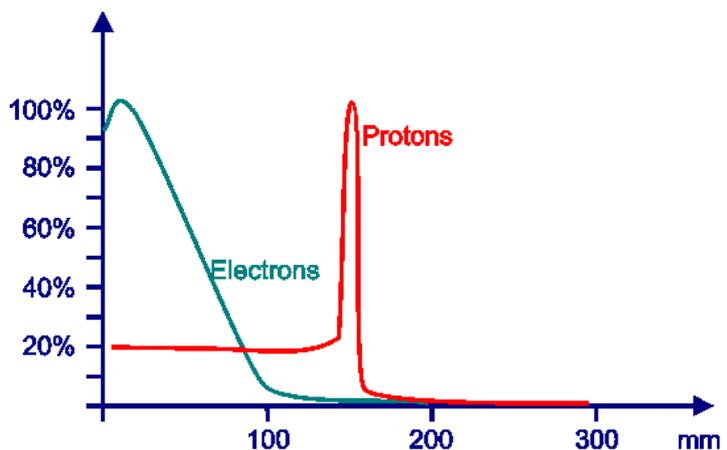
Exemple : le TLE du rayonnement α du polonium ($E_c = 5,3 \text{ MeV}$) vaut environ $100 \text{ keV} / \mu\text{m}$ dans l'eau ; le parcours moyen est de $50 \mu\text{m}$ dans l'eau, 4 cm dans l'air.

5. Courbe de Bragg.

L'évolution du TLE d'une particule dans la matière est représentée ci-contre (courbe de Bragg). La perte d'énergie étant fonction de l'énergie cinétique (voir formule de Bethe), la particule ne perd pas la même quantité d'énergie durant tout son parcours. Elle est beaucoup plus ionisante vers la fin de sa trajectoire : la particule commence alors à se lier aux électrons et la perte d'énergie augmente brutalement. Ce comportement est particulièrement utilisé dans les applications médicales où l'on désire donner une grande dose de radiation à une certaine distance de la surface.



Le graphe ci-contre compare le comportement d'un faisceau d'électrons et d'un faisceau de protons



6. Interaction des neutrons.

Les neutrons peuvent être capturés par les noyaux pour former des nucléides instables et radioactifs.

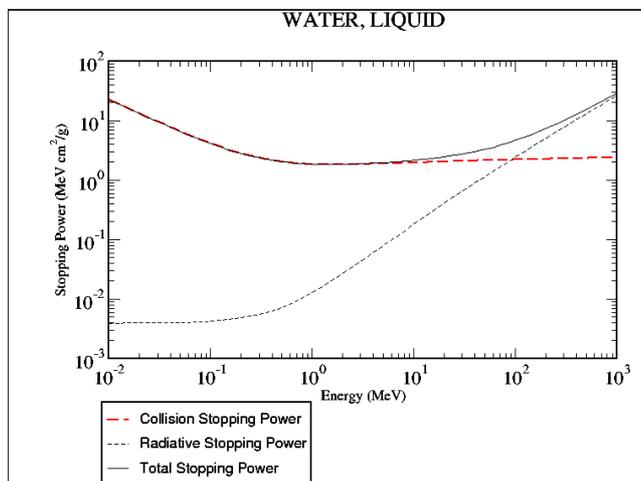
Les neutrons rapides peuvent également perdre leur énergie par chocs avec les noyaux atomiques ; les interactions sont aléatoires.

Si la masse du noyau est importante, les neutrons sont diffusés (ils changent de direction).

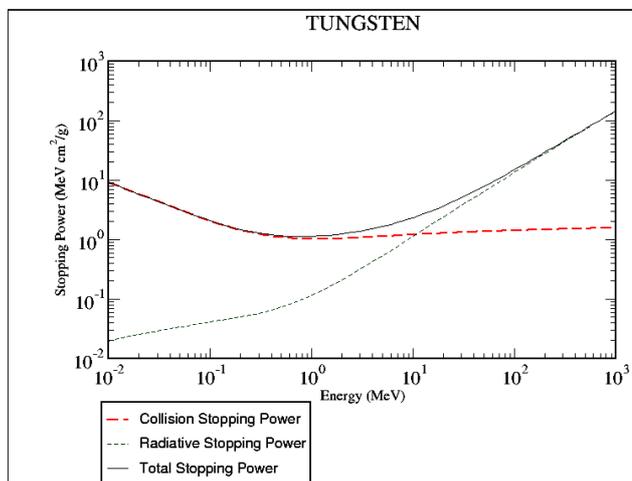
Si la masse du noyau est faible (par exemple de l'hydrogène), celui-ci est projeté en dehors de son cortège électronique, alors que le neutron voit son énergie cinétique réduite à zéro (en particulier en cas de choc frontal) : les protons secondaires ainsi formés vont ioniser la matière (cf paragraphe précédent). L'élément hydrogène (par exemple dans l'eau) apparaît ainsi comme le meilleur atténuateur des faisceaux de neutrons.

Tableau comparatif de quelques pouvoirs d'arrêt massiques

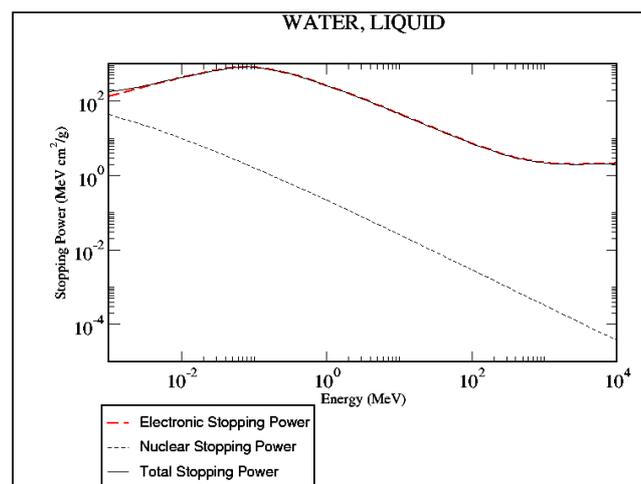
Électrons dans l'eau



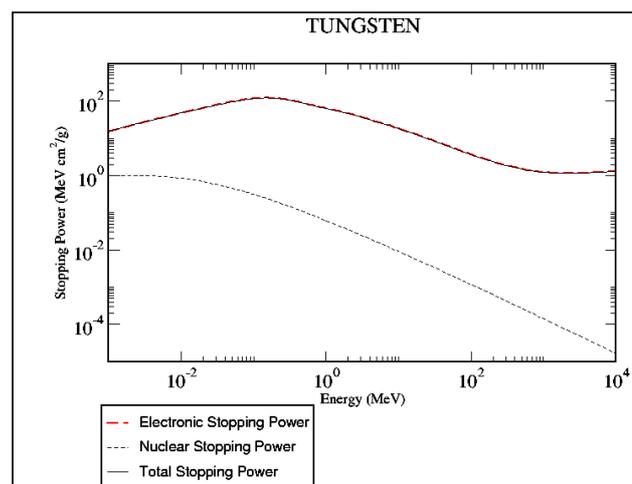
Électrons dans le tungstène



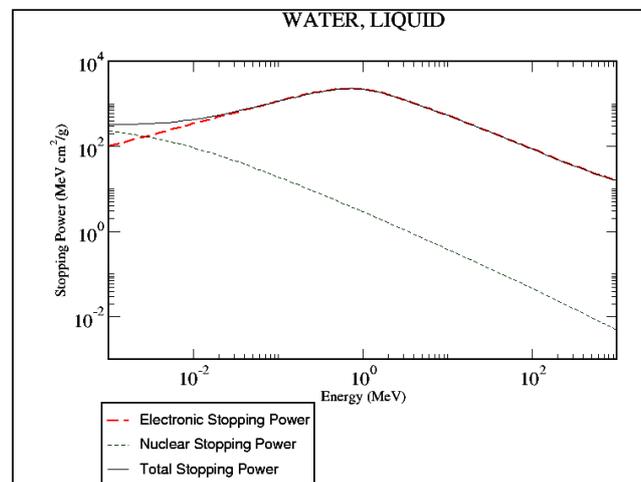
Protons dans l'eau



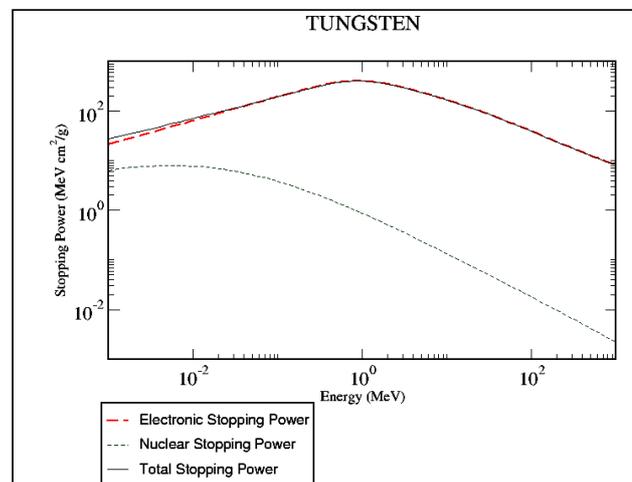
Protons dans le tungstène



Particules alpha dans l'eau



Particules alpha dans le tungstène



Pour calculer les pouvoirs d'arrêt, il faut multiplier ces valeurs par la masse volumique du milieu.