

Notions de physique et d'ingénierie nucléaires

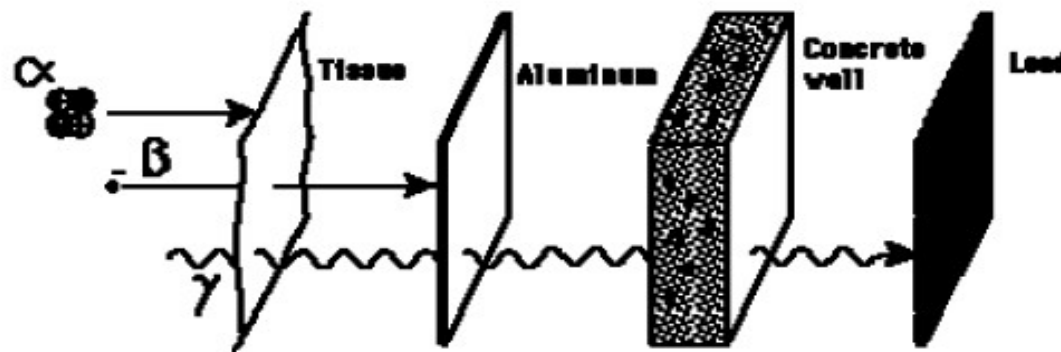
Cours 2 : Interaction rayonnement matière

Interaction des particules avec la matière :

Ce sujet est très vaste. Ici on s'intéressera principalement aux interactions des particules α , β , γ et des neutrons avec la matière.

Ces interactions sont à l'origine :

- d'applications médicales : radiologie, imagerie nucléaire et radiothérapie ;
- de techniques de radioprotection ;
- de détecteurs de particules ;
- de la production de chaleur puis d'électricité dans les centrales nucléaires.



Aspects qualitatifs :

Les interactions des particules avec la matière sont des **processus stochastiques** qui donnent lieu :

- à des **transferts d'énergie** vers la matière ;
- à un **changement de la direction** de propagation des particules incidentes ;
- dans certains cas, à leur **absorption totale** par la matière.

L'énergie absorbée par la matière conduit directement ou indirectement à l'**ionisation ou l'excitation d'atomes**. La recombinaison des électrons libres et le retour à l'état fondamental des atomes peuvent produire des rayons X (photons de 1-100 keV), de la lumière ou encore des électrons Auger.

Aspects quantitatifs :

La perte d'énergie locale dans la matière d'une particule chargée est exprimée par son **pouvoir d'arrêt** : dE/dx , c-à-d la perte d'énergie moyenne par unité de distance parcourue dans la matière.

Le **Transfert Linéique d'Énergie (TLE)** est l'énergie moyenne localement déposée dans la matière par unité de distance parcourue. $TLE < dE/dx$.

On introduit également la **Densité Linéique d'Ionisation (DLI)** qui est reliée au TLE par : $TLE = W \times DLI$, où W représente l'énergie moyenne nécessaire pour provoquer une ionisation. $W \approx 34 \text{ eV}$, dépend peu du milieu biologique.

Dans un tissu biologique, on exprimera fréquemment le **TLE en keV/ μm** et la **DLI en nombre d'ionisations/ μm** .

Interaction des particules lourdes chargées non relativistes ($v \ll c$) : (toutes sauf électrons et positrons)

Perte d'énergie essentiellement par ionisation et excitation des atomes.

$$\text{TLE} \simeq \frac{dE}{dx} \simeq K \frac{z^2 m}{E} n Z$$

Constante

charge de la particule incidente

masse de la particule incidente

numéro atomique du milieu

nombre d'atomes par unité de volume du milieu

énergie cinétique de la particule incidente

Les particules lourdes chargées restent sur une trajectoire essentiellement rectiligne

Interaction des particules alpha :

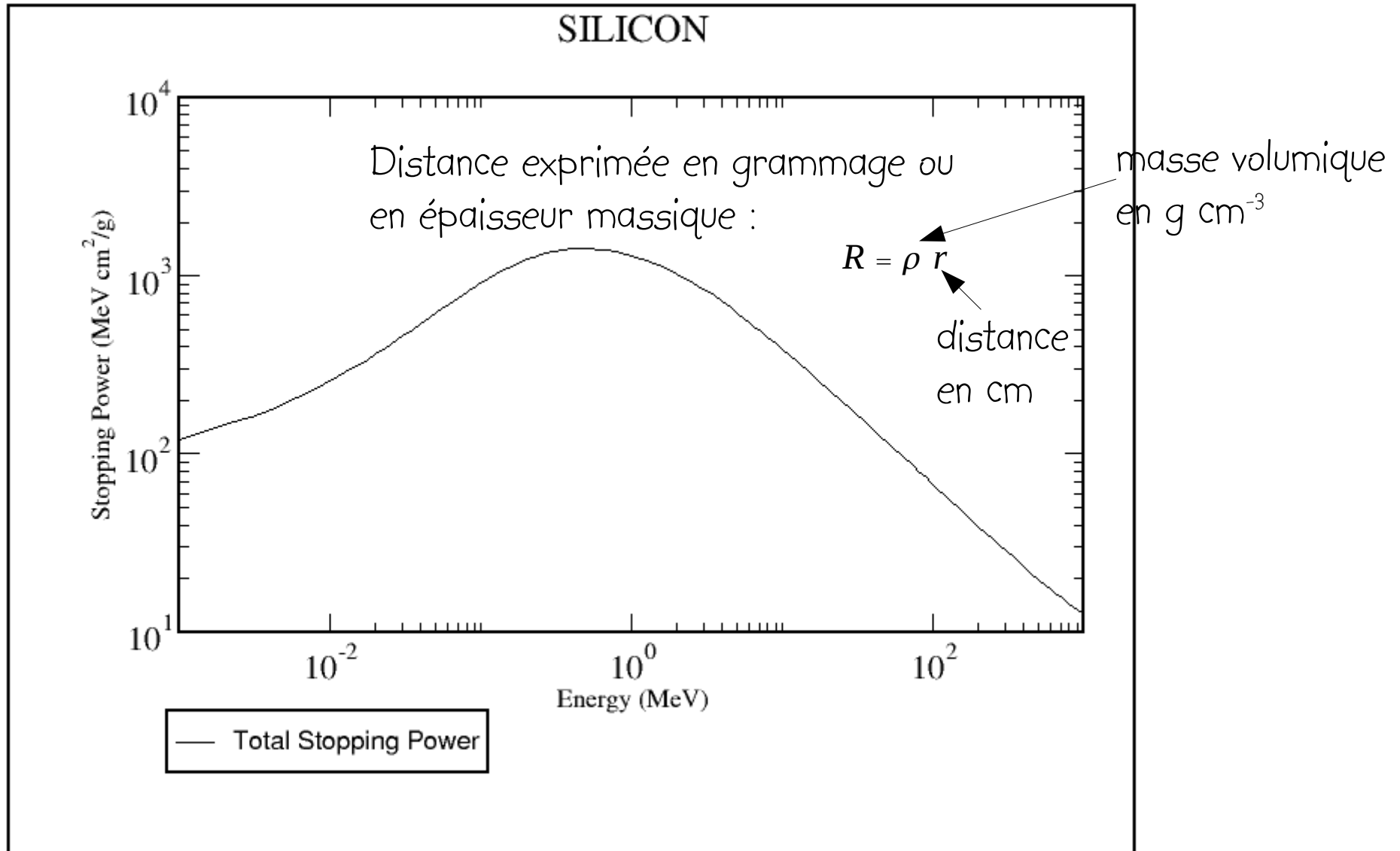
Perte d'énergie essentiellement par ionisation et excitation des atomes de la matière.

Particules fortement ionisantes, c-à-d TLE ou DLI élevés.

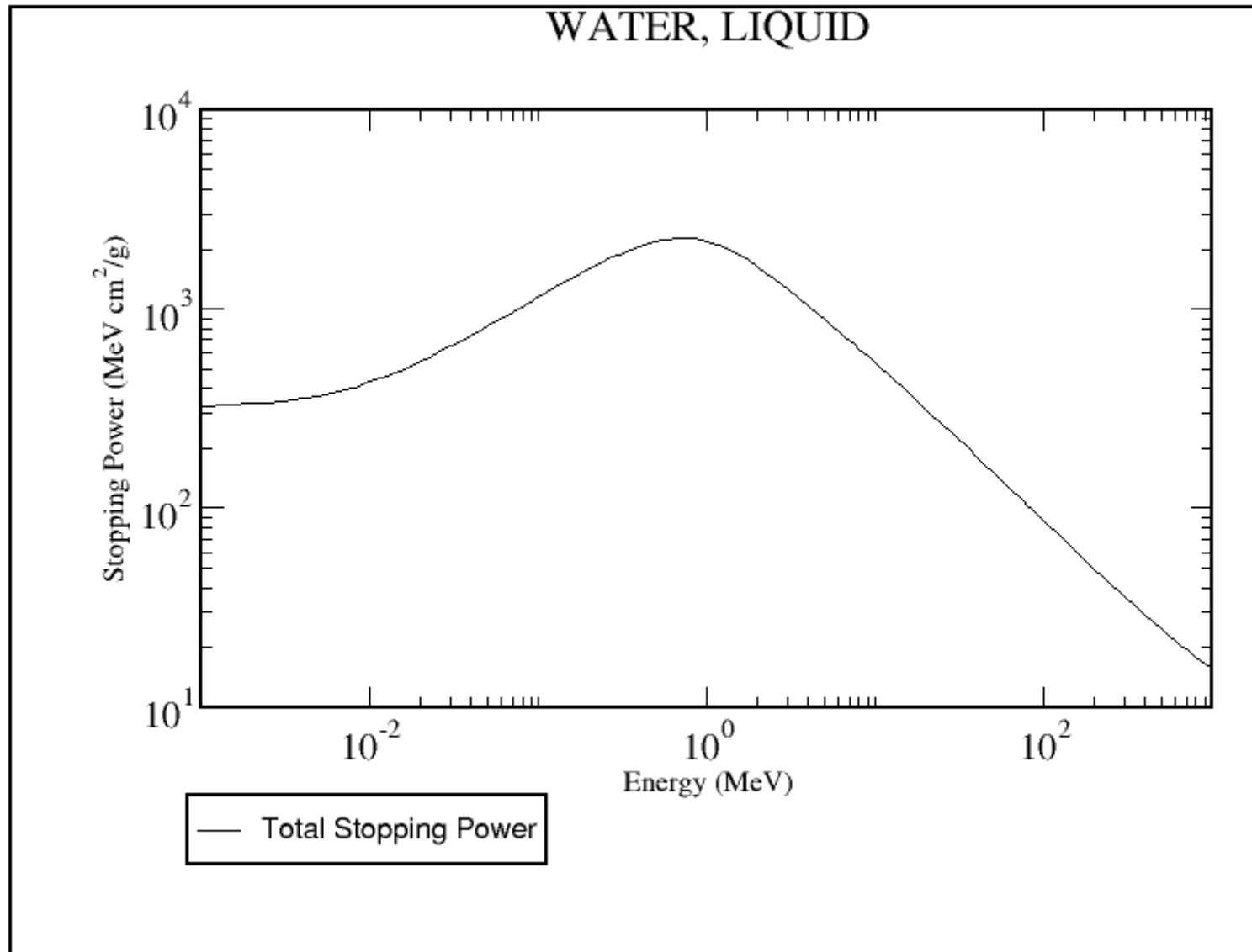
Peu de déviation donc trajectoire rectiligne.

Pour une énergie cinétique de 5,3 MeV, TLE dans l'eau = 180 keV/ μm soit 5300 ionisations/ μm . Une particule de ce type s'arrête après 30 μm parcourus dans l'eau ou environ 4 cm dans l'air.

Graphe du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le silicium



Graphe du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans l'eau



Interactions des particules bêta (électrons ou positrons) :

Deux processus gouvernent ces interactions :

- ionisation et excitation de la matière ;
- émission d'un photon (dit de Bremsstrahlung) au voisinage des noyaux atomiques.

Comme ces particules sont nettement plus légères que toute autre particule chargée, elles sont très déviées lors de leurs interactions avec la matière. Leurs trajectoires sont en lignes brisées.

Le pouvoir d'arrêt des particules bêta comportent deux termes :

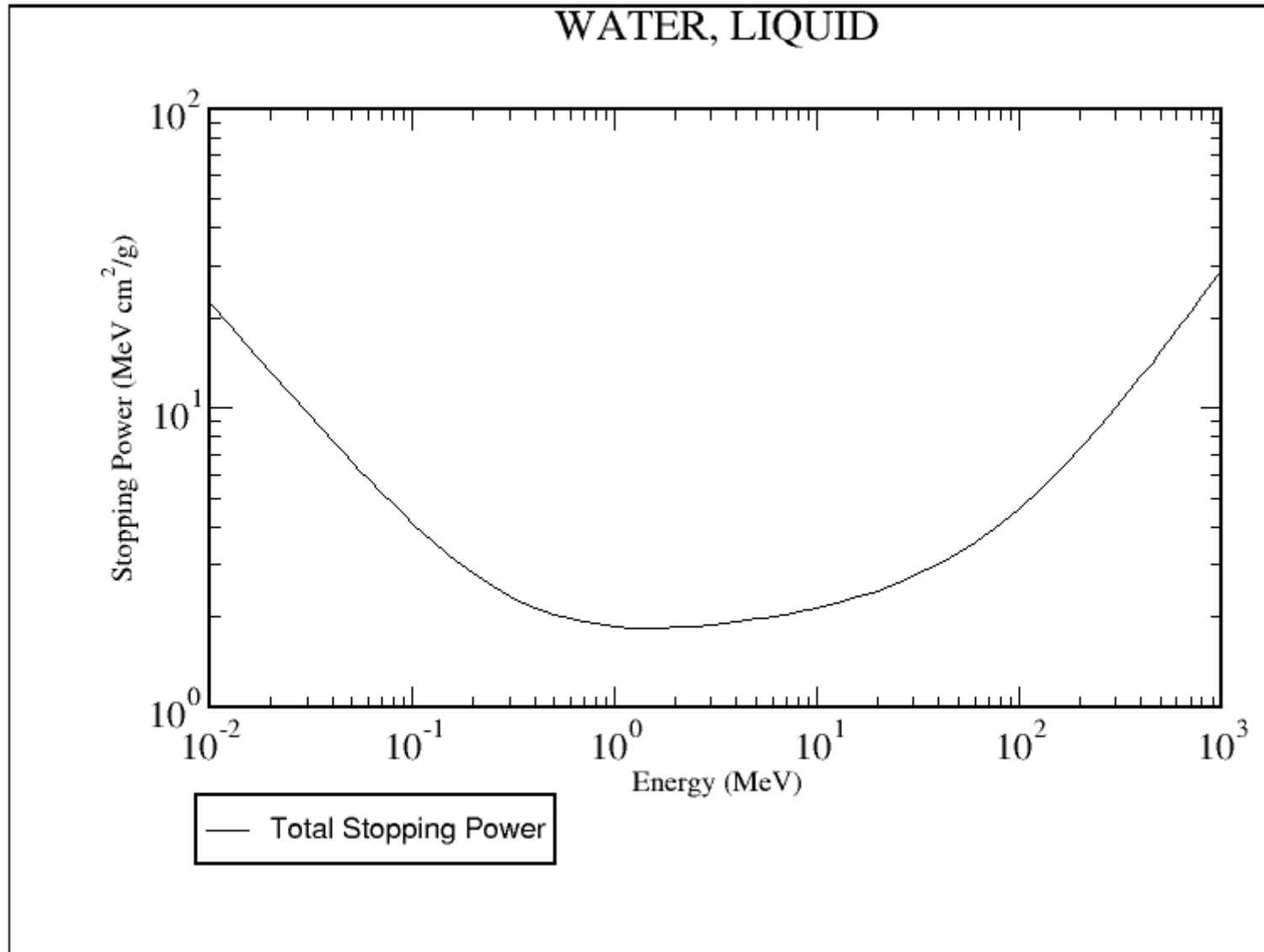
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem}$$

$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \simeq \frac{Z E(\text{MeV})}{800}$

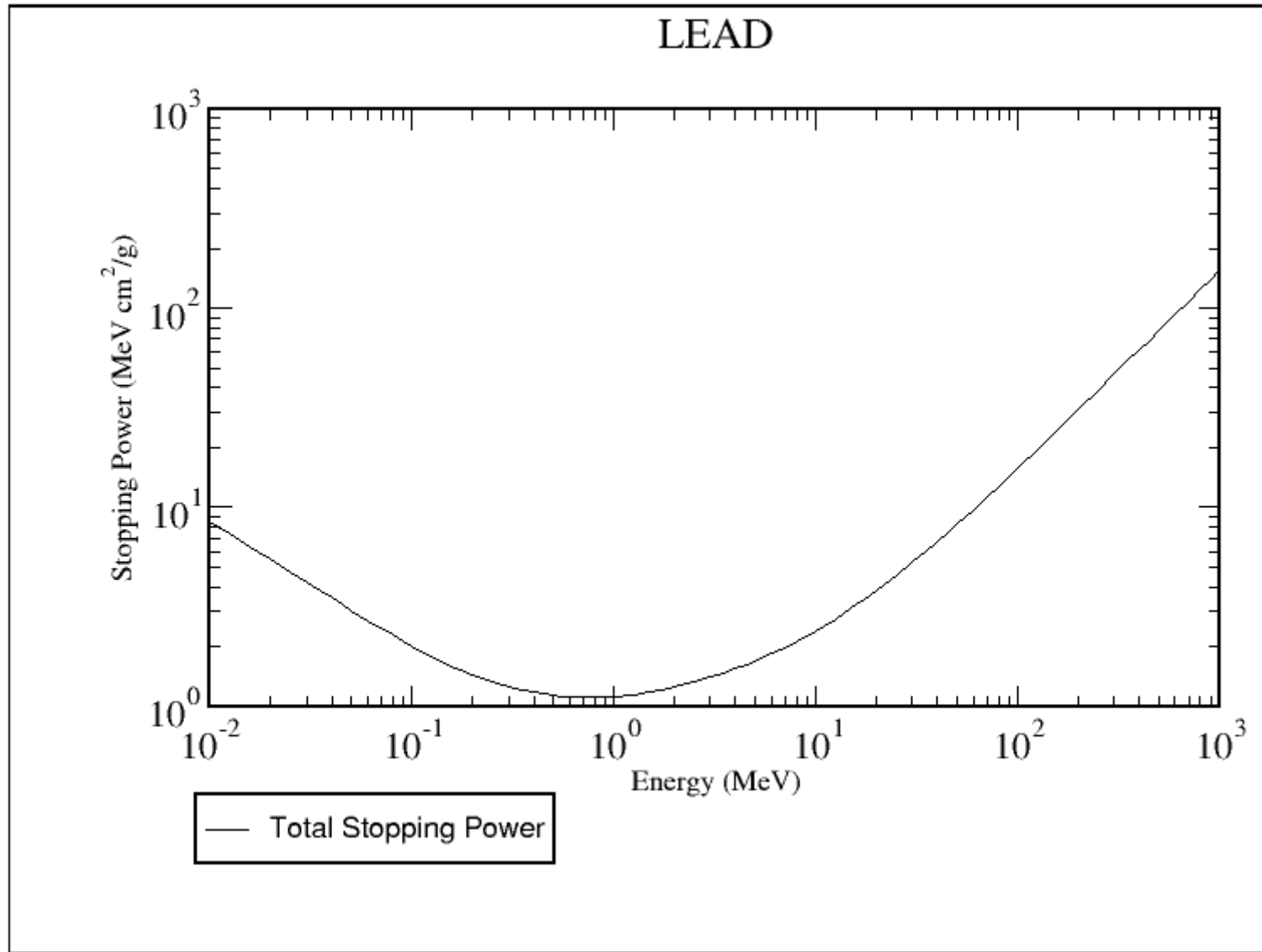
Pouvoir d'arrêt par Bremsstrahlung

Pouvoir d'arrêt par ionisation et excitation d'atomes

Graphe du pouvoir d'arrêt des électrons dans l'eau



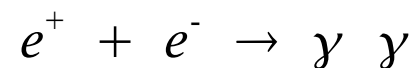
Graphe du pouvoir d'arrêt des électrons dans du plomb



TLE des particules bêta ayant des énergies comprises entre 500 keV et quelques dizaines de MeV dans de l'eau = 0,25 keV/μm
soit une DLI = 7,5 ionisations/μm.

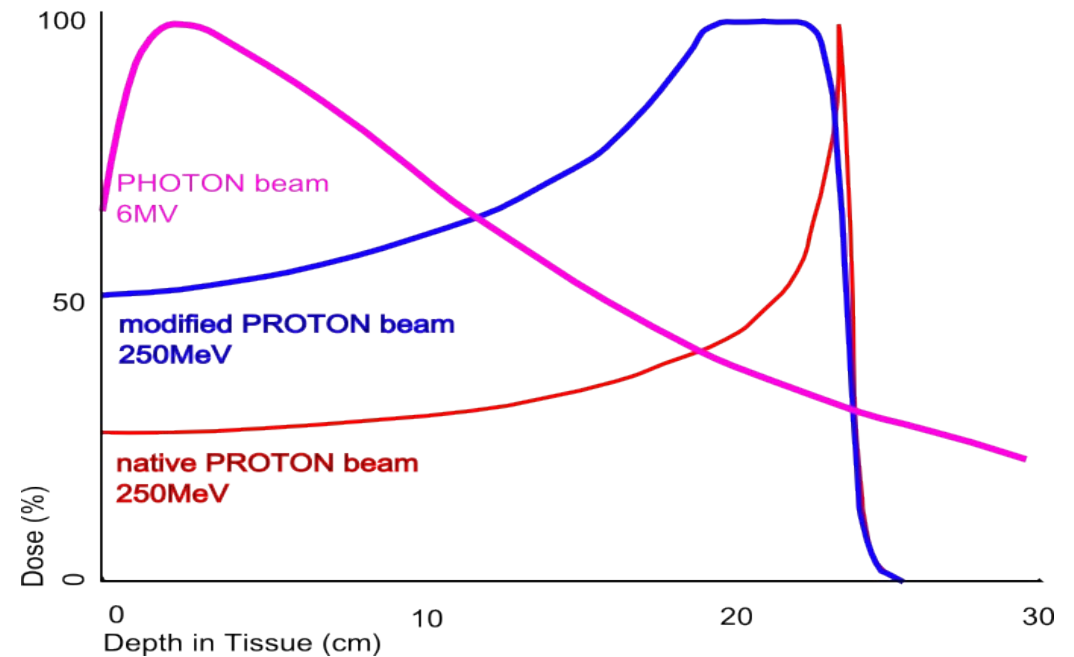
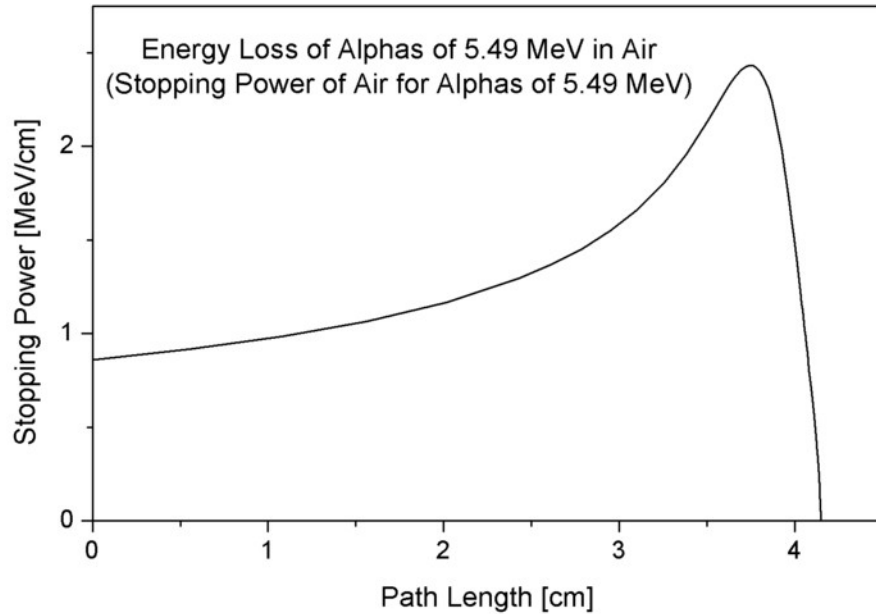
Une particule bêta de 2 MeV s'arrête après avoir traversé environ 6 m d'air, 1 cm d'eau ou encore 3 mm d'aluminium.

Un positron se comporte pratiquement de la même manière qu'un électron, mais en fin de vie - lorsque celui-ci s'arrête - il s'annihile avec un électron atomique pour produire 2 photons de 511 keV chacun.



Parcours des particules dans la matière :

Si le milieu est assez épais, une particule s'arrêtera en présentant un pouvoir d'arrêt croissant à basse énergie ($1/E$). Le pic de cette courbe est appelé pic de Bragg.



Le pic de Bragg des protons est utilisé en protonthérapie pour traiter des tumeurs cancéreuses.

Le comportement stochastique des particules interagissant dans la matière ne permet pas de définir un parcours qui serait précisément reproductible.

Parcours obtenu dans l'approximation de ralentissement continu :

$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\frac{dE}{dx}(T)}$$

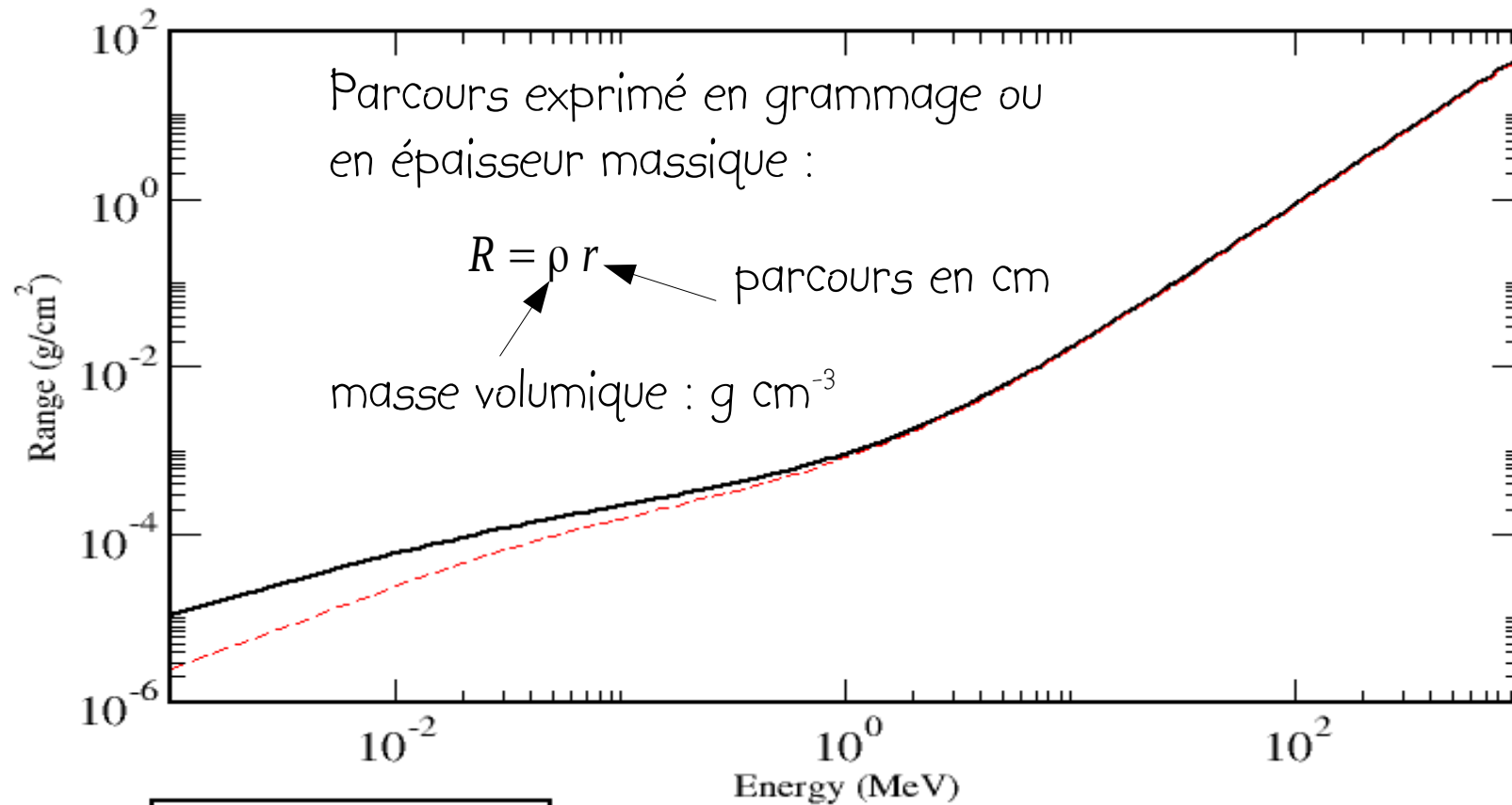
où T_0 est l'énergie cinétique initiale de la particule.

En pratique, l'intégration est effectuée jusqu'à 10 eV.

On utilise également le parcours moyen $\langle R \rangle$ qui correspond à la distance à laquelle la moitié des particules initiales ont été stoppées.

Si $T > 1 \text{ MeV}$, $R \approx \langle R \rangle$.

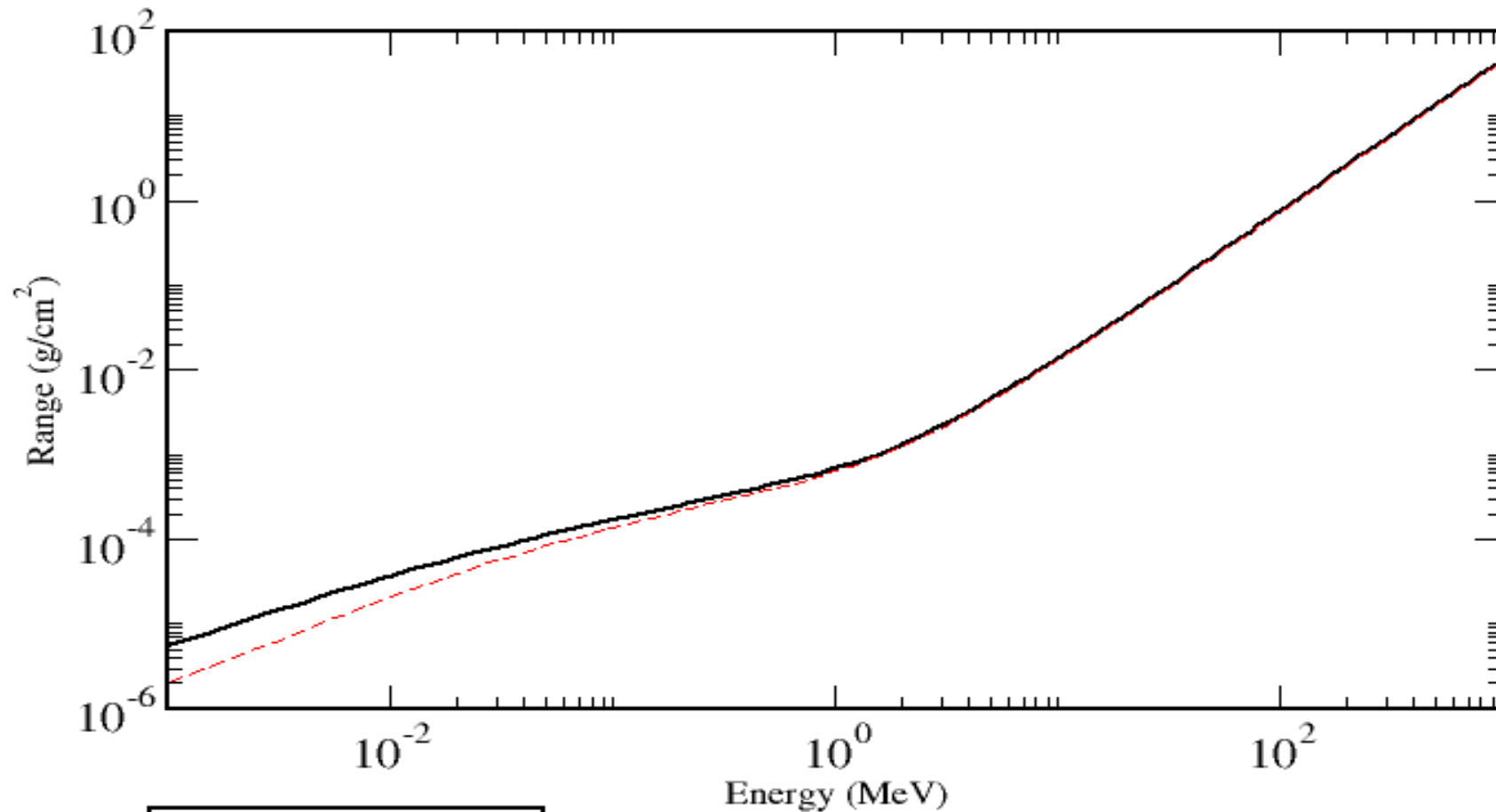
SILICON



Alpha particle range in Si

<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text>

AIR (dry, near sea level)



— CSDA Range
- - - Projected Range

Alpha particle range in Air

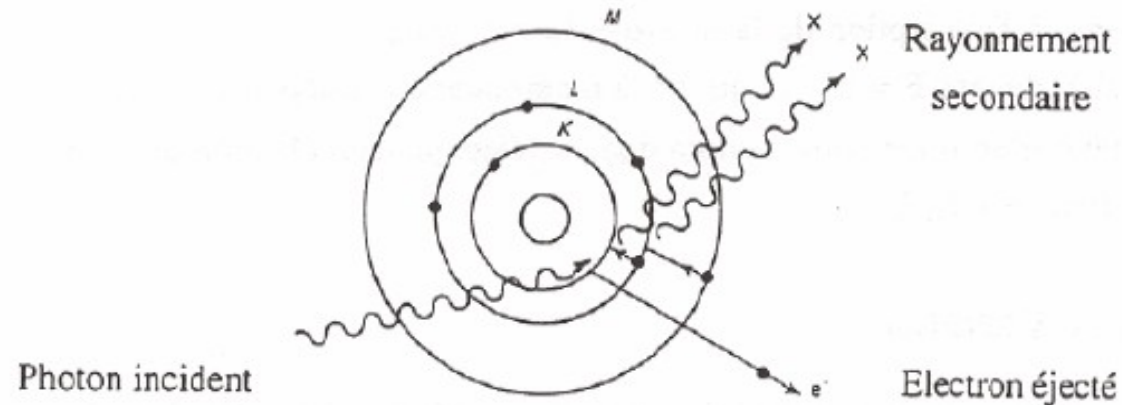
Interactions des photons avec la matière :

Au-dessus de 10 eV les rayonnements électromagnétiques ionisants sont constitués de photons UV, X ou γ .

Ces rayonnements sont indirectement ionisants : ils produisent tout d'abord des électrons et dans certains cas des positrons qui ionisent et excitent alors les atomes du milieu.

Les trajectoires sont celles des électrons et des positrons engendrés.
Ce sont des lignes brisées.

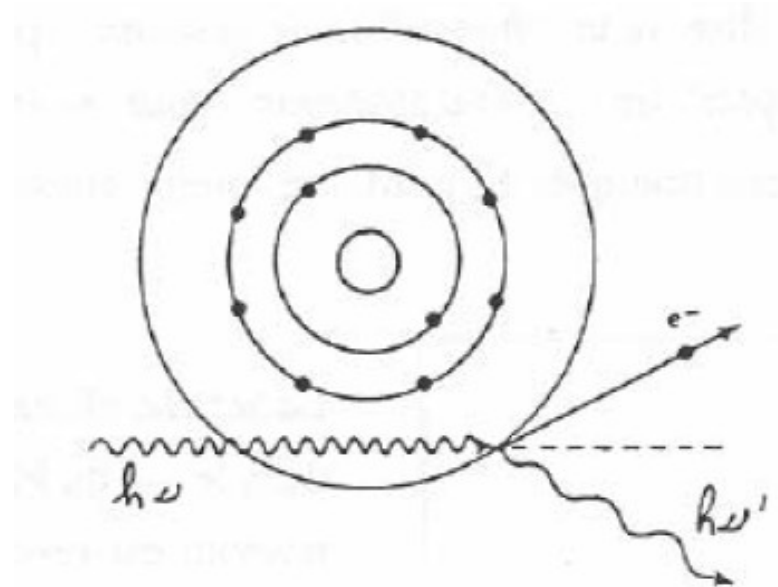
Effet photo-électrique :



Presque toute l'énergie du photon incident est cédée à un électron atomique des couches profondes qui est éjecté. Il y a absorption totale du photon.

L'énergie de l'électron éjecté est égale à l'énergie du photon incident moins l'énergie de liaison atomique de cet électron. L'atome se réorganise ensuite provoquant l'émission de rayons X secondaires ou d'électrons Auger.

La diffusion Compton :

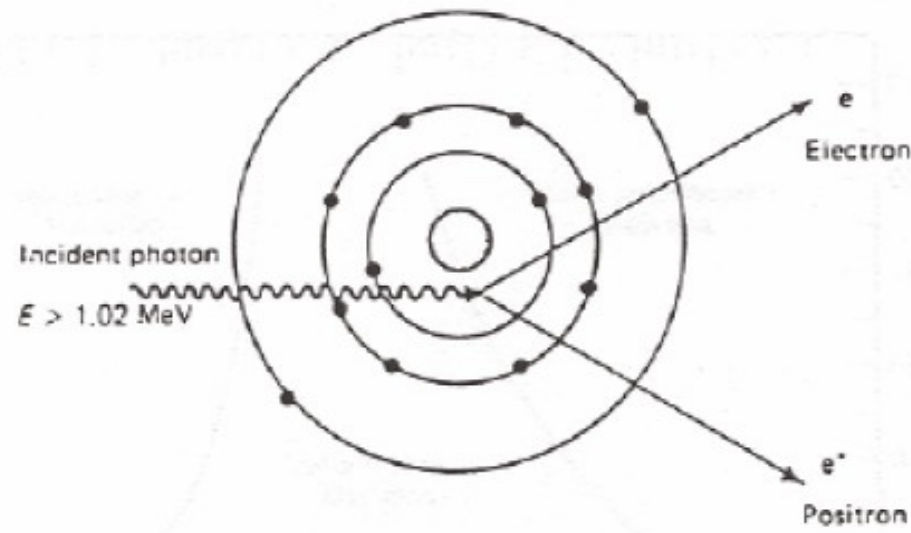


Le photon incident cède une partie de son énergie à un électron atomique qui est éjecté. Le photon incident est diffusé - changement de direction - avec une énergie finale plus faible .

$$h\nu = E_e + h\nu'$$

Il s'agit de l'effet principal pour l'interaction de photons de 1 MeV dans de l'eau.

Création de paires e^+e^- :

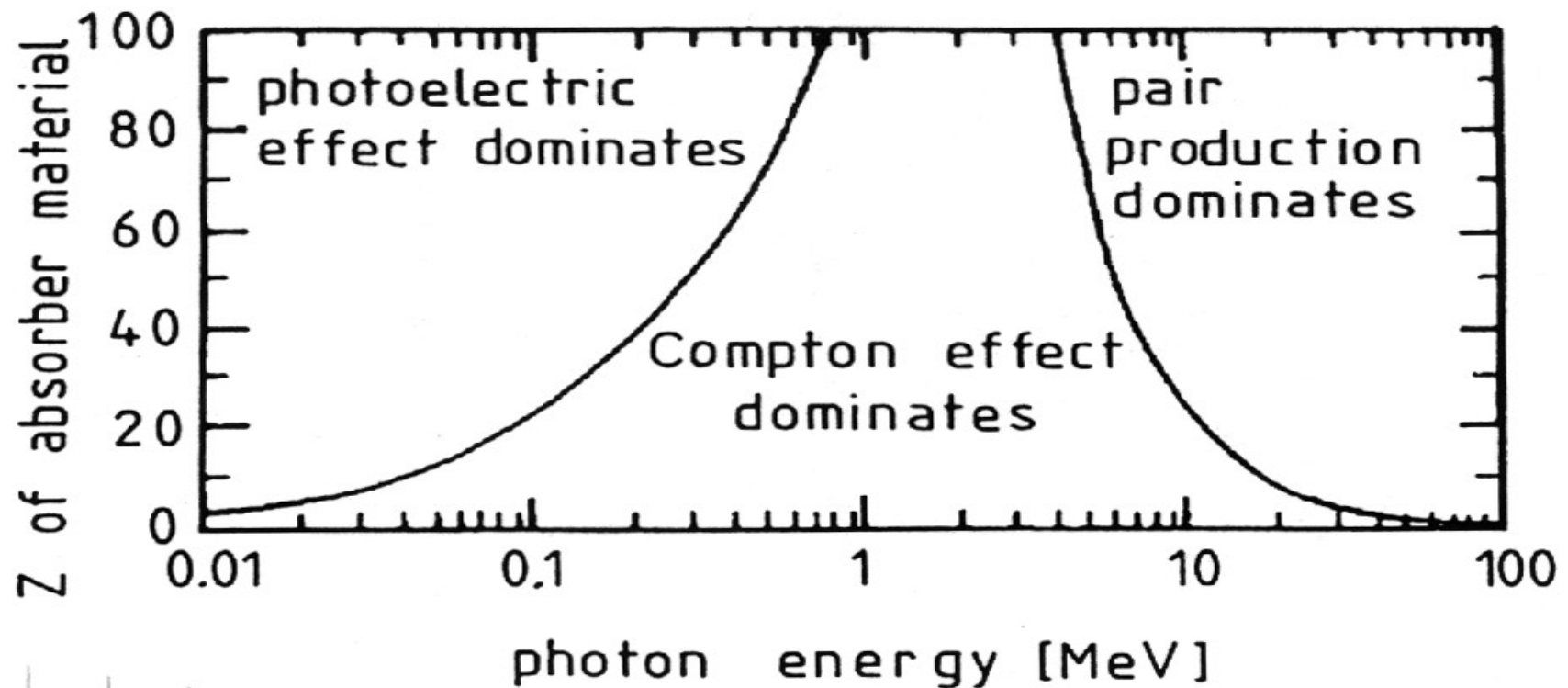


C'est un processus qui se produit principalement dans le champ électromagnétique du noyau d'un atome. Il est donc d'autant plus fort que le numéro atomique du milieu est élevé.

L'énergie du photon se matérialise totalement pour donner naissance à une paire composée d'un électron et d'un positron.

L'énergie du photon doit être supérieure à $2 \times 511 \text{ keV} = 1,022 \text{ MeV}$.

Importance relative des trois processus :

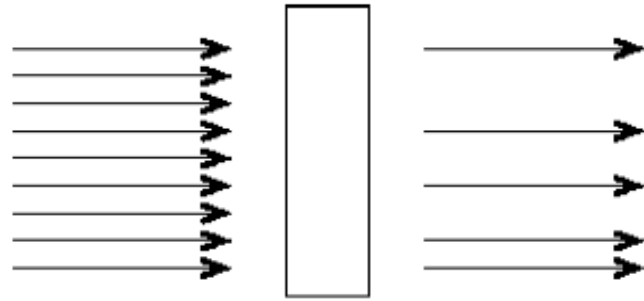


À basse énergie (du photon), c'est toujours l'effet photo-électrique qui domine. À haute énergie, c'est la production de paires. Dans le domaine intermédiaire, la diffusion Compton l'emporte.

L'effet photo-électrique et la création de paires sont d'autant plus forts que le numéro atomique du milieu est grand.

Dans l'eau et les tissus biologiques, c'est la diffusion Compton qui domine.

Atténuation d'un faisceau de photons monoénergétiques par la matière :



Faisceau de photons

Qualitativement, un faisceau de photons traversant une lame matérielle sera atténué.

Si N_0 est le nombre initial de photons, le nombre de photons n'ayant subi aucune interaction après avoir traversé une épaisseur x de matière est donné par :

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

où : μ est le coefficient d'atténuation linéique qui varie selon le milieu et l'énergie des photons.

$[\mu] = \text{m}^{-1}$ mais plus fréquemment cm^{-1}

Dans cette approche, $N(x)$ compte le nombre de photons qui n'ont subi aucune interaction. Les photons qui auraient diffusé et perdu une partie de leur énergie ne sont pas comptés dans $N(x)$.

D'un point de vue microscopique, le coefficient d'atténuation linéique est le produit de deux termes :

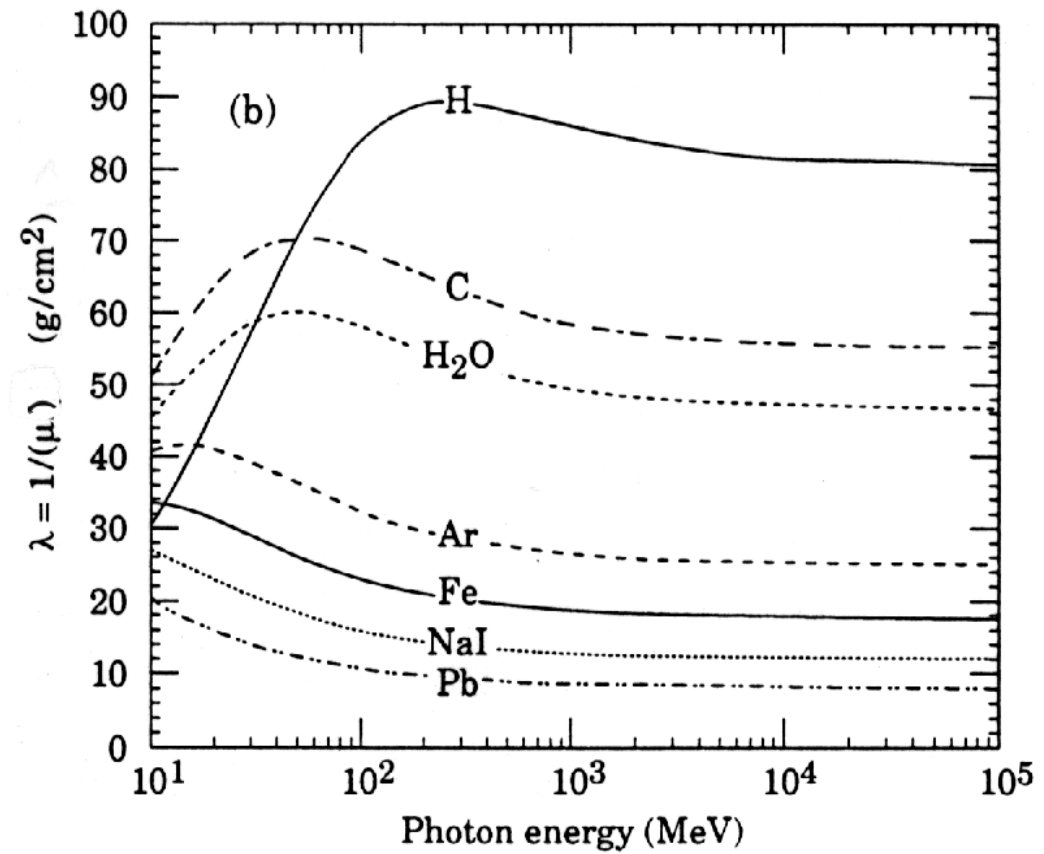
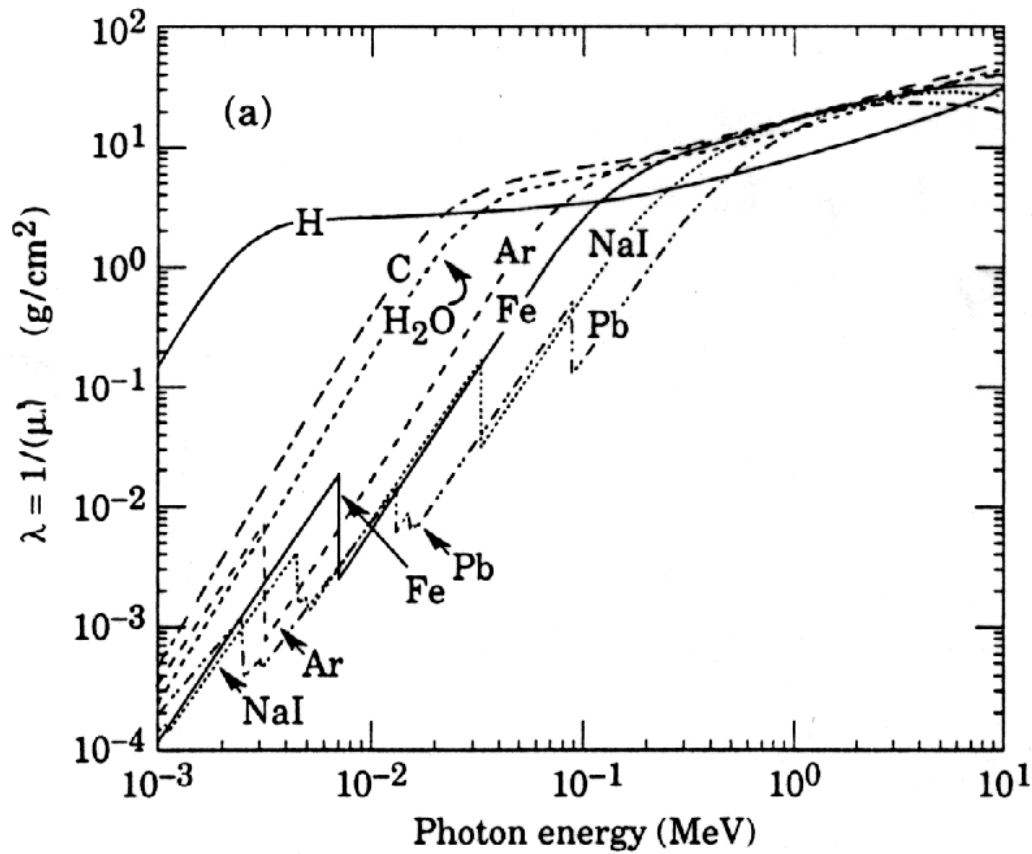
$$\mu = \sigma n$$

nombre d'atomes par unité de volume du milieu matériel

section efficace d'interaction par atome du photon, qui dépend du milieu matériel et de l'énergie du photon et qui exprime la probabilité d'interaction d'un photon avec un seul atome de ce milieu.

$[\sigma] = \text{m}^2$ mais plus fréquemment cm^2

libres parcours moyens de photons dans différents milieux : $\lambda = \frac{1}{\mu}$



Section efficace totale d'absorption :

Dans la diffusion Compton, les photons ne sont pas totalement absorbés.

On peut ainsi définir une section efficace Compton pondérée par l'énergie :

$$\sigma_{cs}^{atom.} = \frac{E'}{E_\gamma} \sigma_c^{atom.}$$

et une section efficace Compton d'absorption :

$$\sigma_{ca}^{atom.} = \sigma_c^{atom.} - \sigma_{cs}^{atom.}$$

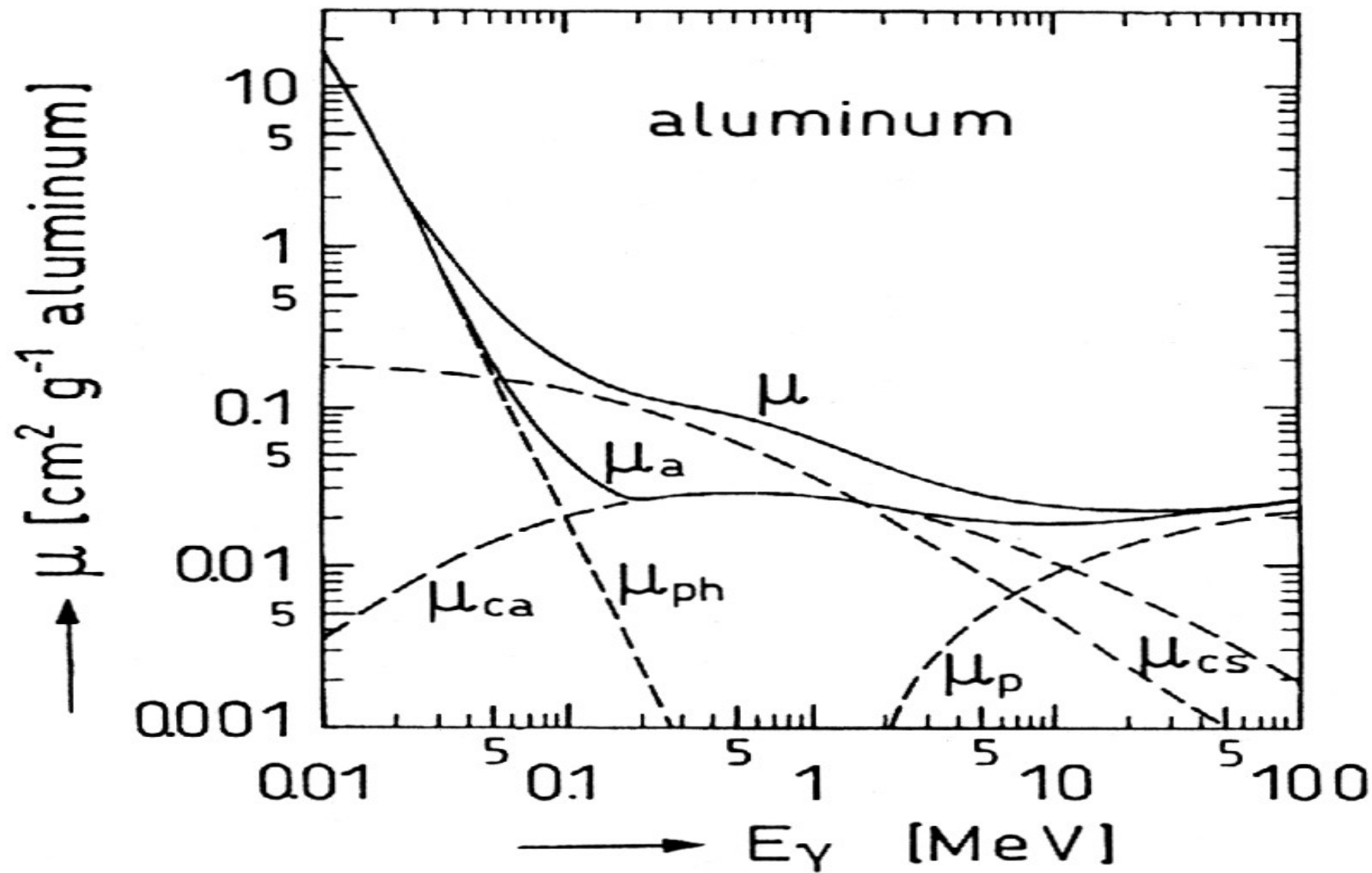
Coefficients massiques en cm^2/g :

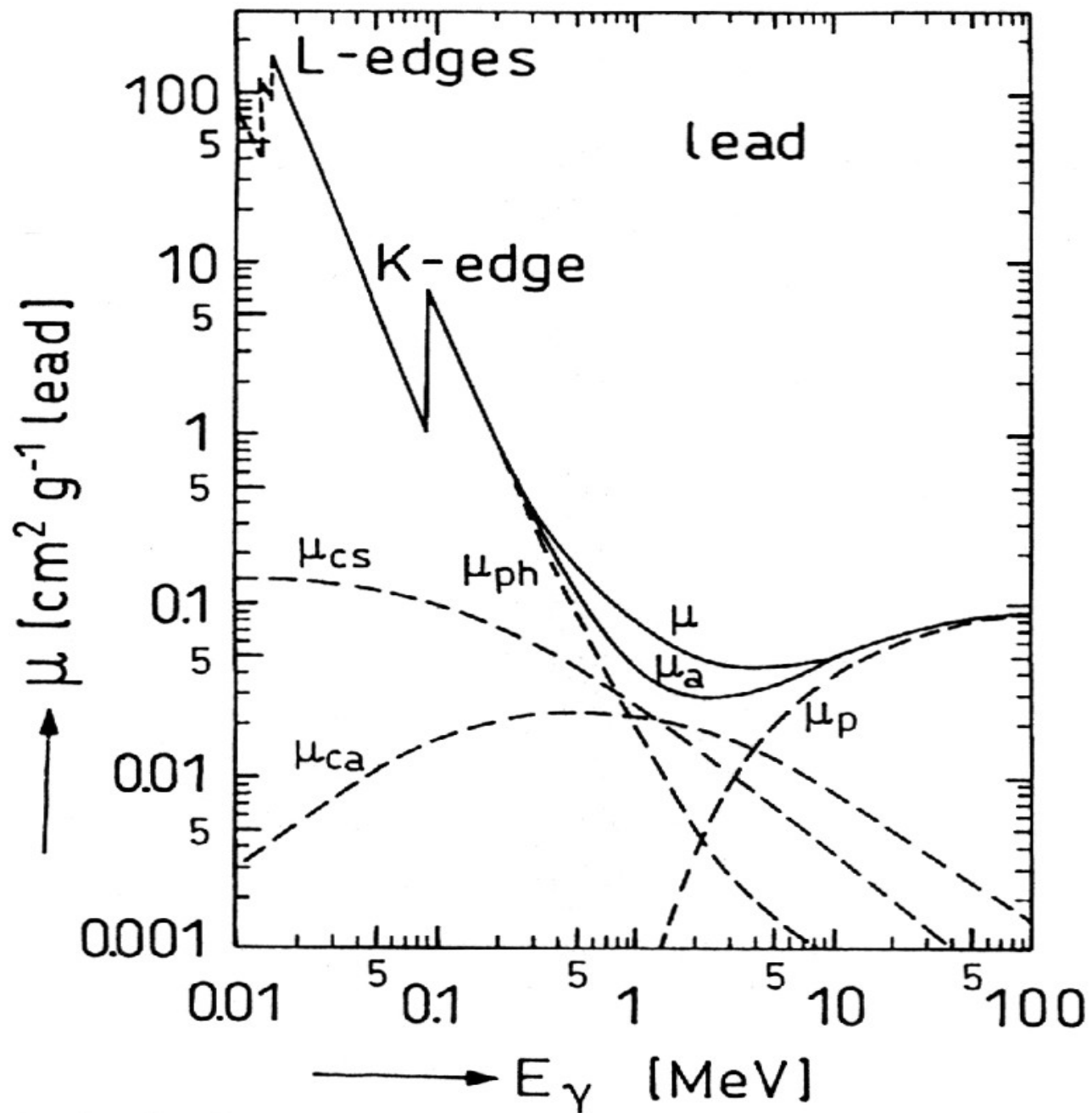
$$\mu_{cs} = \frac{N}{A} \sigma_{cs}^{atom.} \quad ; \quad \mu_{ca} = \frac{N}{A} \sigma_{ca}^{atom.} \quad ; \quad \mu_c = \mu_{cs} + \mu_{ca}$$

$$\mu_p = \frac{N}{A} \sigma_{pair}^{atom.} \quad ; \quad \mu_{ph} = \frac{N}{A} \sigma_{photo}$$

$$\mu_a = \mu_{ph} + \mu_p + \mu_{ca} \quad \text{coefficient massique d'absorption totale}$$

$$\mu = \mu_{ph} + \mu_p + \mu_c \quad \text{coefficient massique d'atténuation totale}$$





Couche de demi-atténuation (CDA) :

épaisseur nécessaire pour réduire d'un facteur deux le nombre initial de photons n'ayant subi aucune interaction

$$N(x_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$\ln(2) = \mu x_{1/2}$$

$$x_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu}$$

Interactions des neutrons avec la matière :

Les neutrons sont des particules neutres qui n'interagissent qu'avec les noyaux.

Les neutrons peuvent être absorbés ou diffusés par les noyaux.

Par rapport à leur énergie, les neutrons peuvent être classés de la manière suivante :

- neutrons thermiques : en équilibre thermique avec la matière , $\langle E_n \rangle = 3/2 k T$
 $\langle E_n \rangle = 0,038 \text{ eV}$ pour $T = 300 \text{ K}$ k étant la constante de Boltzmann
 E_0 (l'énergie la plus probable) = $k T = 0,025 \text{ eV}$ pour $T = 300 \text{ K}$
- neutrons ultra-froids $E < 2 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$ - neutrons très froids $2 \cdot 10^{-7} \text{ eV} < E < 50 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$
- neutrons froids $50 \cdot 10^{-6} \text{ eV} < E < E_0 = 0,025 \text{ eV}$
- neutrons lents $0,025 \text{ eV} < E < 0,5 \text{ eV}$
- neutrons épithermiques : $0,5 \text{ eV} < E < 1 \text{ keV}$
- neutrons d'énergie intermédiaire : $1 \text{ keV} < E < 0,5 \text{ MeV}$
- neutrons rapides : $0,5 \text{ MeV} < E < 50 \text{ MeV}$
- neutrons relativistes : $50 \text{ MeV} < E$

Tous les neutrons peuvent subir des diffusions élastiques et être capturés avec émission d'un photon.

Diffusion élastique :

Elle est principalement utilisée pour ralentir les neutrons , par exemple dans un réacteur nucléaire.

^1H , ^2H et ^{12}C sont les noyaux modérateurs préférés (les plus efficaces).

Jusqu'à 10 MeV et pour quelques noyaux (comme H), le spectre en énergie des neutrons diffusés élastiquement est approximativement plat :

La probabilité de trouver un neutron de masse m_n et d'énergie incidente E_0 ,

suite à une diffusion élastique sur un noyau de masse m ,

dans un intervalle d'énergie dE est donnée par : $P(E_0)dE = \frac{dE}{(1-\alpha)E_0}$ où $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \ll 1$

L'énergie des neutrons

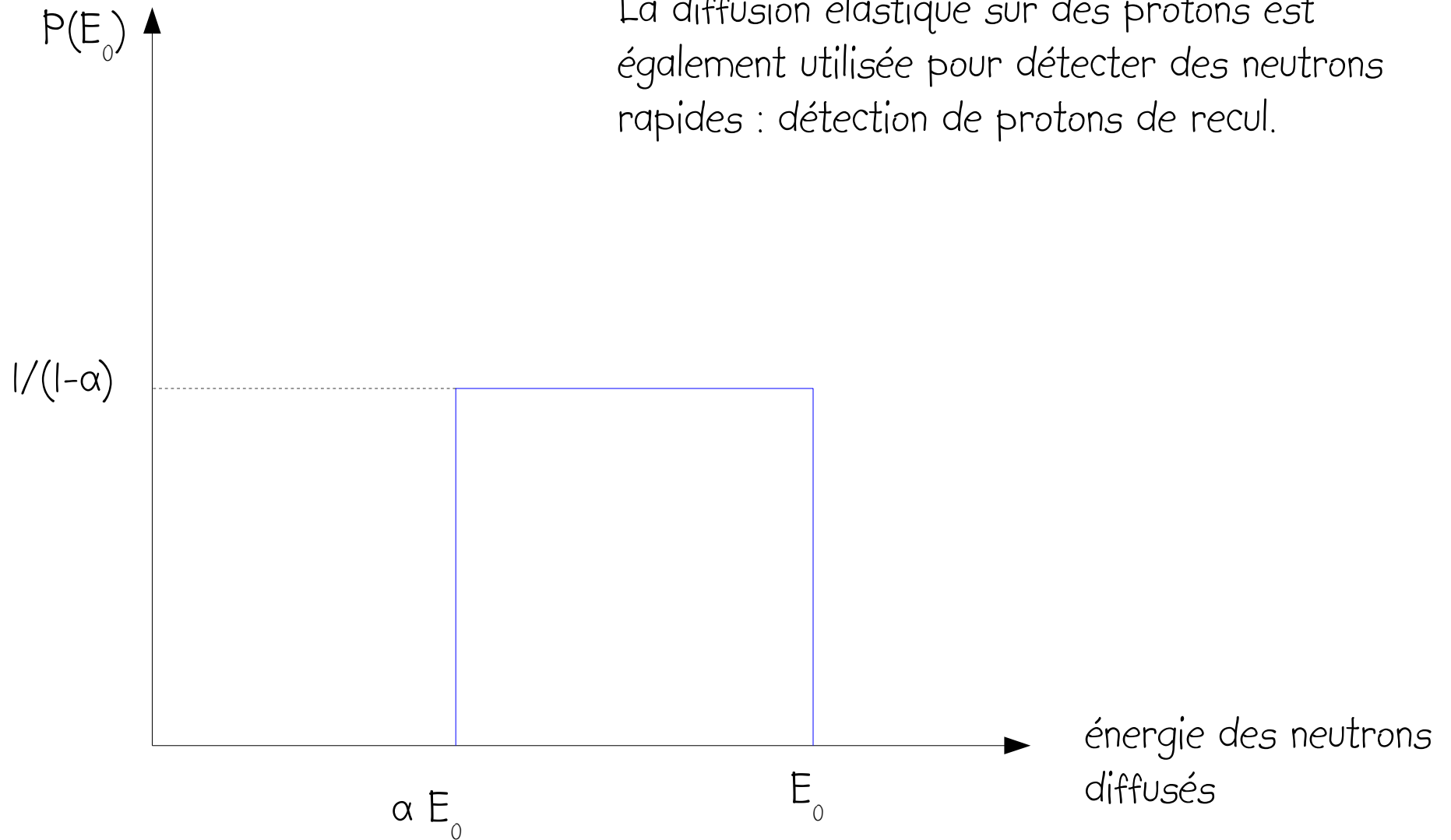
diffusés suit :

$$\alpha E_0 \leq E \leq E_0$$

A est le nombre de

masse du noyau diffuseur

La diffusion élastique sur des protons est également utilisée pour détecter des neutrons rapides : détection de protons de recul.

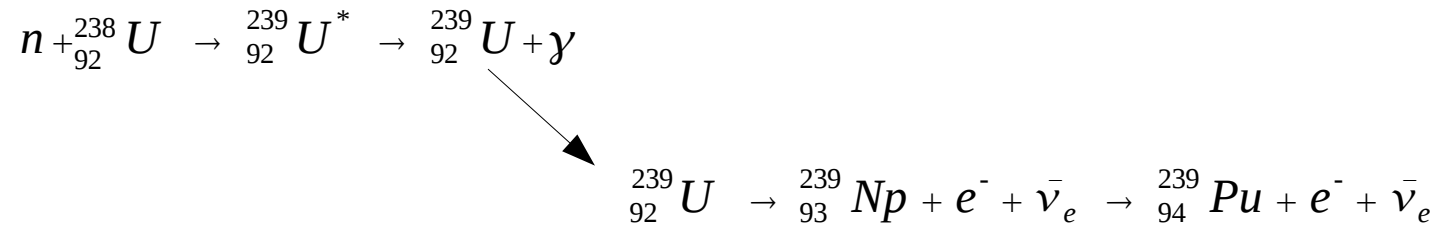


Spectre en énergie de neutrons élastiquement diffusés

(Si l'énergie incidente est plus petite que 10 MeV et que le processus de diffusion est isotrope dans le repère du centre de masse)

(n, γ) capture radiative : Puisque les neutrons sont des particules neutres, la capture radiative par les noyaux peut se produire à très basse énergie (pas de répulsion de Coulomb)

exemple : Production de ^{239}Pu dans un réacteur



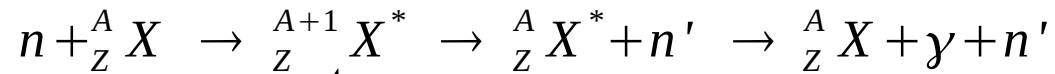
La capture radiative (n, γ) est utilisée pour produire des radioisotopes artificiels dans des réacteurs nucléaires.

Elle peut être aussi utilisée pour détecter et mesurer des fluences de neutrons (flux de neutrons intégrés dans le temps : nombre de neutrons par unité de surface).

En général, la section efficace de capture croît comme l'inverse de la vitesse des neutrons : plus les neutrons sont lents, plus leur section efficace est grande (loi de Gamow). Ce comportement général peut être localement modifié par des pics de capture résonante (absorption forte pour des valeurs d'énergie particulières).

diffusion inélastique ($n, \gamma n'$) : s'agissant de neutrons d'une énergie inférieure à quelques dizaines de MeV

désintégration gamma du noyau

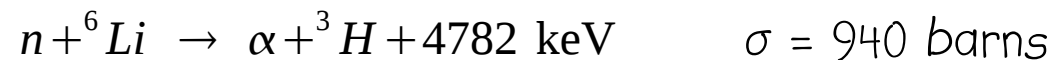
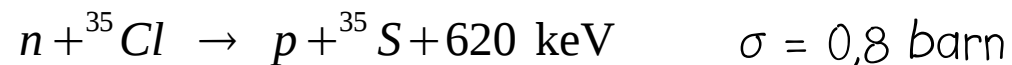
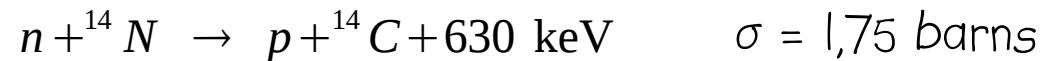


désintégration en un neutron et un noyau excité.

capture du neutron avec
formation d'un noyau composé

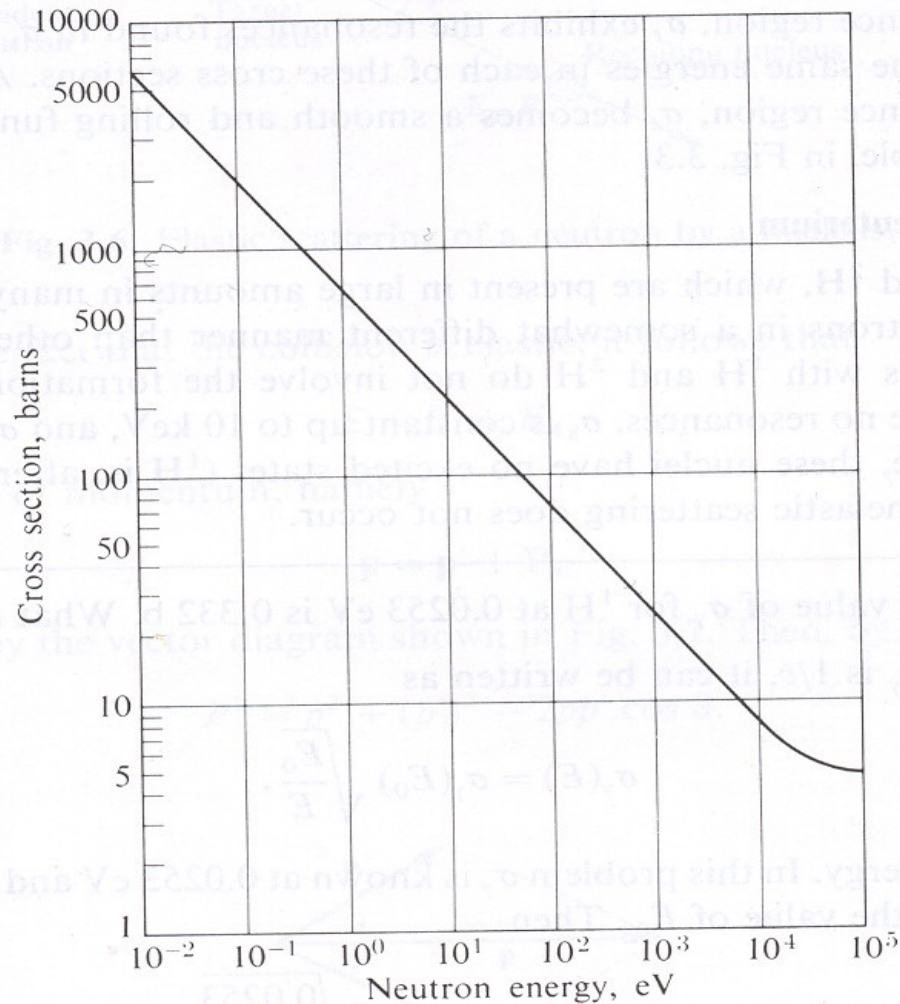
réactions (n , p) et (n , α) : Quelques unes de ces réactions sont exo-énergétiques

Le neutron est d'abord capturé pour produire un noyau composé qui se désintègre presque immédiatement en plusieurs produits :



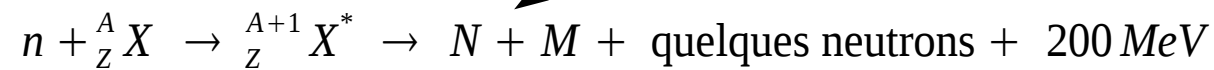
Ces réactions (en particulier sur ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$) sont utilisées pour détecter des neutrons de très basses énergies.

En général, la section efficace de capture croît comme l'inverse de la vitesse des neutrons : plus les neutrons sont lents, plus leur section efficace est grande (loi de Gamow).



section efficace de $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$

fission induite par capture d'un neutron : fragments de fission



Pour quelques noyaux possédant un nombre impair de neutrons, la fission peut se produire à toutes les énergies et en particulier à très basse énergie. C'est le cas pour : ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$

Pour les autres noyaux, la fission ne se produit qu'au-dessus d'un certain seuil en énergie du neutron, par exemple ${}^{238}\text{U}$: 0.9 MeV, ${}^{232}\text{Th}$: 1.3 MeV

Mise à part son utilisation pour la production massive d'énergie en réacteur, la fission peut être aussi utilisée pour détecter des neutrons.

sections efficaces des neutrons :

La section efficace macroscopique est définie par :

$$\Sigma \text{ [cm}^{-1}\text{]}$$

section efficace microscopique

$$\Sigma = n \sigma$$

nombre de noyaux par
unité de volume

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{\text{diffusion élastique}} + \Sigma_{\text{absorption}} + \Sigma_{\text{diffusion inélastique}}$$

Comme dans le cas des particules gamma, nous pouvons utiliser une loi d'atténuation :

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_{tot} x}$$

flux initial de neutrons

distance parcourue par les neutrons dans la matière

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{tot}} \text{ est le libre parcours moyen dans le milieu considéré.}$$

Pour en savoir plus :

- Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection, C. Leroy and P.G. Rancoita
World Scientific
- Nuclei and particles, Émilio Segré, W.A. Benjamin
- Radiation detection and measurement, G.F. Knoll, J. Wiley & Sons
- Radiation detectors, C.F.G. Delaney and E.C. Finch , Oxford Science Publications
- Introduction to nuclear engineering, John R. Lamarsh, Addison-Wesley Publishing