

III.1. Mécanismes d'interaction

L'interaction d'un électron avec la matière est de nature électromagnétique. Le traitement du phénomène est semblable à celui adopté pour les particules chargées lourdes, mais avec une différence notable : le rapport de masse. Il en résulte deux conséquences importantes : une trajectoire erratique due de l'excitation et de l'ionisation des atomes du matériau absorbant, et un rayonnement de freinage non négligeable.

Plusieurs mécanismes concourent au ralentissement d'un électron dans la matière : l'ionisation et l'excitation, le rayonnement de freinage et le rayonnement Cerenkov, et la diffusion élastique

Nous traitons dans ce qui suit, l'ensemble des processus de la perte d'énergie des électrons et des positons. Leurs pouvoirs d'arrêt et leurs parcours sont pratiquement les mêmes à la seule différence que sa charge positive lui confère un comportement spécifique à basse énergie au voisinage du champ électromagnétique de l'électron.

III.2. Ralentissement des électrons

Le comportement des électrons, lors de leurs interactions avec la matière et en raison de deux propriétés spécifiques, diffère notablement de celui des particules lourdes :

- Ils sont relativistes dès que leur énergie cinétique est supérieure à 50 keV, alors que les protons et les particules alpha ne deviennent relativistes qu'à partir de 90 MeV et 350 MeV respectivement.
- Leur masse est égale à celles des électrons atomiques du milieu rencontré.

Le ralentissement des électrons à travers la matière se produit principalement par deux mécanismes très différents selon le niveau d'énergie de ces particules. En effet, ce processus s'opère essentiellement par ionisation et excitation des atomes du milieu irradié pour les électrons de faibles énergies (lors d'interaction coulombiennes identiques à celles des particules lourdes), on parle alors de la diffusion inélastique sur les électrons atomiques, cependant qu'il s'effectue particulièrement par émission de radiations électromagnétiques dans le cas des électrons d'énergies élevées (rapides) de quelques MeV à quelques dizaines de MeV.

III.2.1. Perte d'énergie spécifique des électrons

Le principe fondamental du mécanisme de ralentissement des électrons de basse énergie lors de collisions avec des électrons de la matière traversée est identique à celui des particules chargées lourdes. En revanche, le choc entre électrons se traduit par une déviation importante de la direction initiale de la particule incidente. Le parcours des électrons suit une ligne brisée dont chaque angulation correspond à une ionisation (Figure III.1). À mesure que la vitesse des électrons incidents diminue, leur probabilité d'interaction avec les électrons du milieu irradié augmente et la sinuosité de leur trajectoire d'accroît.

Il faut donc remplacer la notion de parcours par celle de la portée : c'est la distance qui sépare l'origine du point de la trajectoire qui en le plus éloigné, atteint par l'électron.

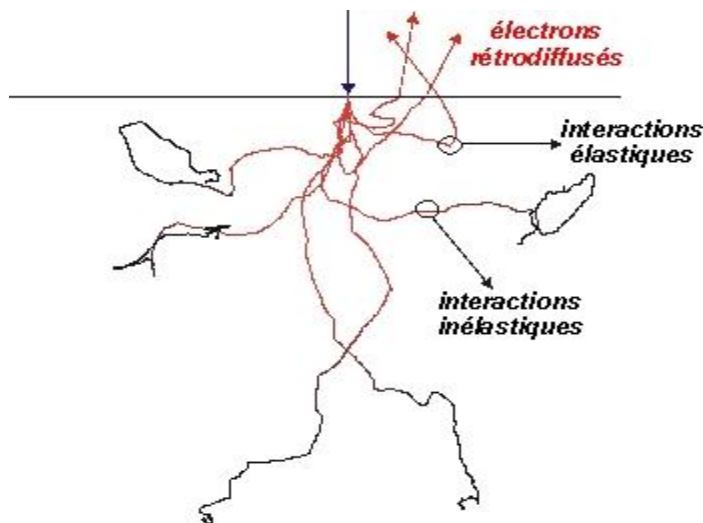


Figure (III.1) : Illustration de la trajectoire d'électron.

En effet une fraction importante de l'énergie de l'électron incident peut être perdue en une seule collision et l'énergie maximale transférable au cours d'une collision est égale à l'énergie de l'électron incident. Cependant, après la collision avec un électron de l'atome percuté, les électrons diffusés et arrachés étant indiscernables. On définit, par convention, comme électron diffusé ou primaire après la collision, celui des deux qui emporte la plus grande énergie, et l'électron le plus lent d'éjecté. De ce fait, le transfert d'énergie peut être plus que la moitié de l'énergie cinétique de l'électron incident.

Les électrons incidents finissent par être arrêtés lorsque leur l'énergie a suffisamment diminué pour atteindre le niveau de celle de tous les électrons présents dans le milieu irradié (énergie thermique).

Le pouvoir d'arrêt massique calculé de l'eau liquide pour les électrons à basse énergie est illustré à la figure (III.2). Le pouvoir d'arrêt radiatif est négligeable à ces énergies, et donc aucun indice n'est nécessaire pour distinguer entre les pouvoirs d'arrêt total et de collision.

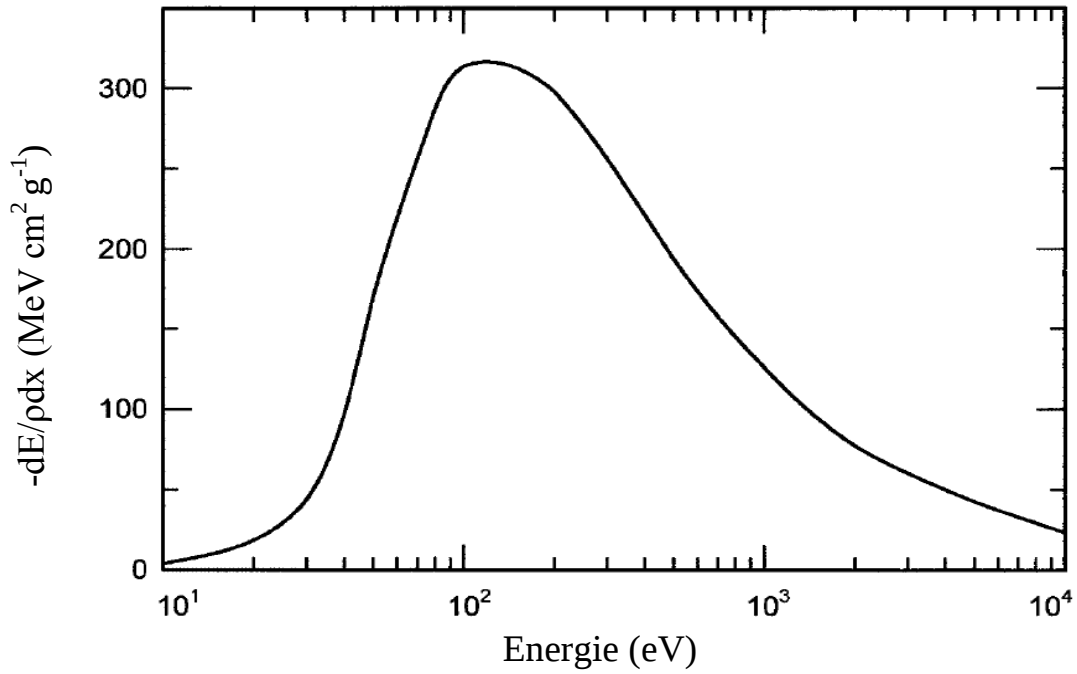


Figure (III.2) : Pouvoir d'arrêt massique de l'eau liquide pour les électrons de basse énergie.

D'autre part, les électrons rapides perdent leur énergie à un taux inférieur par rapport aux particules chargées lourdes et suivent comme les électrons de faibles énergies une trajectoire sinueuse à travers les matériaux absorbants. De ce fait, des grandes déviations dans la trajectoire des électrons sont désormais possibles car sa masse est égale à celle des électrons orbitaux avec lesquels ils interagissent par collision, et une fraction beaucoup plus importante de son énergie peut être perdue en une seule rencontre (Figure III.1). De plus, des interactions électron-nucléaire, qui peuvent changer brusquement la direction des électrons, se produisent par diffusion inélastique sur les noyaux des atomes.

III.2.2. Perte d'énergie par collision

Une expression similaire à celle de l'équation (II.13) a également été dérivée par Bethe pour décrire la perte d'énergie spécifique due à l'ionisation et à l'excitation ou pouvoir d'arrêt de collision pour les électrons rapides:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^2 NZ}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (III.1)$$

Où les symboles ont la même signification que dans l'équation (II.13), et $\beta=v/c$.

La perte d'énergie par interaction coulombienne (ionisation et excitation) est proportionnelle à Z .

III.2.3. Perte d'énergie par radiation

L'accélération d'une particule lourde chargée lors d'une collision atomique est généralement faible et, sauf dans des conditions extrêmes, un rayonnement négligeable se produit. L'électron, d'autre part, ayant une petite masse peut être fortement accéléré par la même force électromagnétique à l'intérieur d'un atome et ainsi perdre son énergie en émettant un rayonnement, appelé *bremsstrahlung*, comme nous l'avons mentionnés au paragraphe (II.1), c'est la diffusion inélastique sur les noyaux des atomes du milieu absorbeur.

Ces pertes de forme de *bremsstrahlung* ou de rayonnement de freinage, peuvent émettre de n'importe quelle position le long de la trace de l'électron. Lors de ce processus, l'électron se déplaçant au voisinage d'un noyau est soumis à des forces d'accélération, selon les lois de l'électromagnétisme classique, toute particule chargée soumise à une accélération sous l'effet du champ coulombien du noyau auquel elle est soumise, émet un rayonnement électromagnétique qu'elle véhiculant une énergie proportionnelle au carrée de l'accélération qu'elle subit. Ceci correspond pour elle à une perte d'énergie et entraîne en fait son ralentissement. Ainsi, la particule subit une déviation notable de leur trajectoire. Par conséquence, les déviations de l'électron dans ses interactions avec l'absorbeur correspondent à une telle accélération. Le pouvoir d'arrêt radiatif ou perte linéique d'énergie spécifique à travers ce processus radiatif est:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (III.2)$$

Avec E est l'énergie cinétique de l'électron.

Pour les types de particules et des gammes d'énergie d'intérêt, seuls les électrons de haute énergie (électrons rapides) peuvent avoir un rendement important de *bremsstrahlung*.

Le rendement des particules lourdes chargées est négligeable comme indiqué par la présence du facteur m_0^2 dans le dénominateur du terme multiplicatif dans équation (III.2). Le facteur E et Z^2 dans le numérateur de équation (III.2) montre que les pertes radiatives ne concerne que les électrons de haut énergie (plusieurs MeV) et pour les matériaux absorbants constitué d'atomes lourds, c'est-à-dire un milieu dense (Z élevé), donc la fraction de l'énergie de l'électron émise sous forme de rayonnement de freinage est proportionnelle à Z^2E .

Le spectre de photons émis est un spectre continu dont l'énergie maximal est égale à l'énergie cinétique des électrons incidents. Cependant, l'énergie moyenne des photons de *bremsstrahlung* est assez faible, et est donc normalement réabsorbée assez près de son point d'origine. Lorsque l'énergie du photon émis est égale à l'énergie du photon incident, le freinage est complet et l'électron incident est stoppé.

III.2.4. Perte d'énergie totale

Le pouvoir total d'arrêt linéaire des électrons est la somme des pertes par collision et radiations:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (III.3)$$

Le rapport des pertes d'énergie spécifiques des deux contributions (collision et radiation) est donné approximativement par la formule suivante pour un électron d'énergie E , exprimé en MeV, dans un matériau de numéro atomique Z :

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{coll}} \cong \frac{EZ}{700} \quad (III.4)$$

Par conséquent, les pertes par rayonnement de freinage représentent toujours une fraction faible de l'énergie perdue par ionisation et excitation. Par contre au-delà de plusieurs MeV, la perte d'énergie par rayonnement de freinage devient prépondérante et est favorisé par des matériaux absorbants à numéro atomique élevé, par conséquent la contribution radiative au pouvoir d'arrêt total ne devient importante dans ce cas comme le montre le tableau (III.1) qui représente l'ensemble des valeurs de l'interaction des électrons dans l'eau.

Energie cinétique	β^2	$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}}^-$ (MeV cm ² g ⁻¹)	$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}^-$ (MeV cm ² g ⁻¹)	$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}}^-$ (MeV cm ² g ⁻¹)	Rendement radiatif	Parcours (cm ⁻²)
10 eV	0.00004	4.0	—	4.0	—	4×10^{-8}
30	0.00012	44.	—	44.	—	2×10^{-7}
50	0.00020	170.	—	170.	—	3×10^{-7}
75	0.00029	272.	—	272.	—	4×10^{-7}
100	0.00039	314.	—	314.	—	5×10^{-7}
200	0.00078	298.	—	298.	—	8×10^{-7}
500 eV	0.00195	194.	—	194.	—	2×10^{-6}
1 keV	0.00390	126.	—	126.	—	5×10^{-6}
2	0.00778	77.5	—	77.5	—	2×10^{-5}
5	0.0193	42.6	—	42.6	—	8×10^{-5}
10	0.0380	23.2	—	23.2	0.0001	0.0002
25	0.0911	11.4	—	11.4	0.0002	0.0012
50	0.170	6.75	—	6.75	0.0004	0.0042
75	0.239	5.08	—	5.08	0.0006	0.0086
100	0.301	4.20	—	4.20	0.0007	0.0140
200	0.483	2.84	0.006	2.85	0.0012	0.0440
500	0.745	2.06	0.010	2.07	0.0026	0.174
700 keV	0.822	1.94	0.013	1.95	0.0036	0.275
1 MeV	0.886	1.87	0.017	1.89	0.0049	0.430
4	0.987	1.91	0.065	1.98	0.0168	2.00
7	0.991	1.93	0.084	2.02	0.0208	2.50
10	0.998	2.00	0.183	2.18	0.0416	4.88
100	0.999+	2.20	2.40	4.60	0.317	32.5
1000 MeV	0.999+	2.40	26.3	28.7	0.774	101.

Tableau (III.1) : Pouvoir d'arrêt massique de collision, radiatif, et total des électrons, et le rendement radiatif et le parcours dans l'eau.

Les électrons peuvent également être diffusés élastiquement par les noyaux atomiques, dans ce processus d'électron est diffusé élastiquement sans perte d'énergie appréciable en raison de la grande différence de masse en comparaison avec celui du noyau. Ce processus a un effet significatif sur la pénétration et la diffusion des électrons de faible énergie dans la matière. La probabilité de diffusion augmente en Z^2 et est, pour un angle de diffusion donné, d'autant plus grande que l'anergie de l'électron est faible.

III.2.5. Rendement radiatif

Nous avons discuté les rendements relatifs de la perte d'énergie par collision et par radiation. Le rendement radiatif est défini comme la fraction moyenne de son énergie qu'une particule bêta rayonne en tant que *bremsstrahlung* en ralentissement complet. Les rendements de rayonnement sont donnés dans le tableau (III.1) pour les électrons de différentes énergies dans l'eau.

À 100 MeV, par exemple, les rendements de la perte d'énergie par collision et par radiation sont approximativement égaux. Comme l'électron ralentit, cependant, la quantité relative perdue par radiation diminue régulièrement. En ralentissement complet, un électron de 100 MeV perd en moyenne 0,317 de son énergie initiale (c'est-à-dire 31,7 MeV) par radiation. Le rendement radiatif augmente avec l'énergie électronique. Un électron de 1000 MeV s'arrêtant dans l'eau perdra en moyenne 0,774 de son énergie par *bremsstrahlung*. Comme mentionné précédemment, pour un électron d'une énergie donnée, le rendement radiatif augmente également avec le numéro atomique Z .

Une estimation du rendement radiatif peut donner une indication du risque potentiel de *bremsstrahlung* d'une source de particules bêta. Si les électrons d'énergie cinétique initiale T en MeV sont arrêtés dans un absorbeur de numéro atomique Z , alors le rendement de radiatif est donné approximativement par la formule suivante:

$$Y \cong \frac{6 \times 10^{-4} ZT}{1 + 6 \times 10^{-4} ZT} \quad (III.5)$$

Pour maintenir le *bremsstrahlung* au minimum, des matériaux à faible teneur en Z peuvent être utilisés comme blindage pour arrêter les particules bêta. Un tel blindage peut, à son tour, être entouré d'un matériau à fort Z pour absorber efficacement les photons de *bremsstrahlung*.

III.2.6. Perte d'énergie par radiation Cerenkov

Le rayonnement Cerenkov est le résultat de l'onde de choc produite par une particule chargée électriquement et qui se déplace dans un milieu transparent (autre que le vide) à une vitesse v supérieure à celle de la lumière ($v_{\text{Lumière}} = c/n$) dans ce milieu, avec n et l'indice de réfraction optique du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

En effet, la particule chargée est entourée d'un champ électrique, elle polarise les atomes et les molécules du milieu qu'il traverse, au voisinage de sa trajectoire. Si la vitesse de la particule n'est pas très grande, les états de polarisation ne présentent pas de direction privilégiée. Par contre, si la vitesse de la particule dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu ($v > v_{\text{Lumière}}$), des photons sont émis selon un angle déterminé par rapport à la trajectoire (photons fortement polarisés) ; c'est le rayonnement Cerenkov.

La lumière est émise à l'intérieur d'un cône dont l'ouverture est fonction du milieu et de la vitesse de la particule, alors les photons Cerenkov forment avec la direction de la particule un angle θ tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{v} \cdot \frac{c}{n} \quad (\text{III. 6})$$

Une partie appréciable du rayonnement Cerenkov appartient au spectre visible (spectre continu) que l'on observe en particulier dans les centrales nucléaires, où il est responsable de la couleur bleutée prise par l'eau des piscines de stockage des sources radioactives. C'est notamment cet effet qui provoque la luminosité bleutée de l'eau entourant le cœur d'un réacteur nucléaire (Figure III.2).

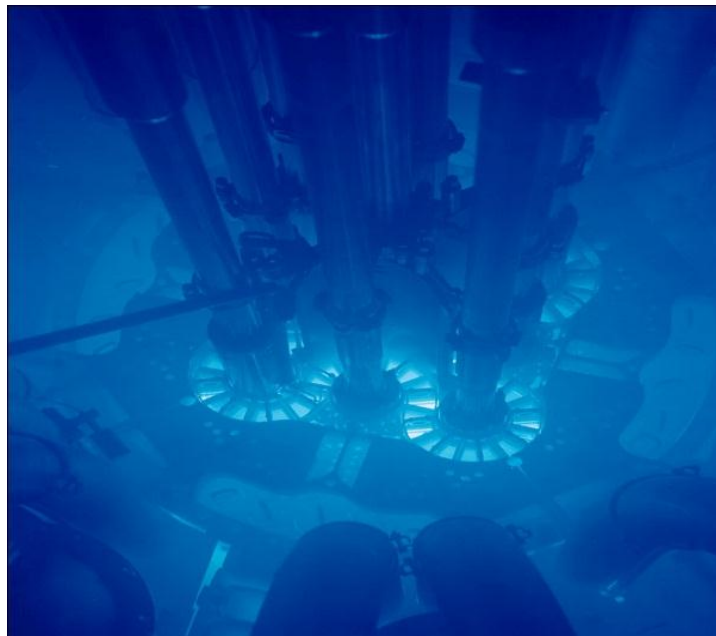


Figure (III.2) : Rayonnement Cerenkov dans le cœur d'un réacteur nucléaire.

III.3. Parcours des électrons et courbes de transmission

III.3.1. Absorption des électrons mono-énergétiques

La notion de parcours n'a pas, pour les électrons, de sens bien défini, et est moins défini également pour les électrons rapides que pour les particules chargées lourdes. Comme déjà invoquer précédemment, la trajectoire d'un électron dans un milieu donné est très sinueuse. En conséquence, la profondeur maximale atteinte par un électron dans la direction incidente initiale est considérablement inférieure à la longueur de sa trajectoire. Cette profondeur maximale est ce que l'on appelle le parcours (ou profondeur de pénétration ou portée).

En tenant compte de l'absorption des particules, on retient comme parcours maximal celui correspondant, en ligne droite, à la distance entre le point d'émission et celui où la particule est arrêtée. Ce parcours est inversement proportionnel à la densité du milieu traversé. Mais varie beaucoup avec l'énergie de la particule.

Le parcours moyen des électrons est mesuré expérimentalement à l'aide d'une source d'électrons rapides mono-énergétique et d'absorbeurs de différentes épaisseurs (Figure III.3). Cette expérience d'atténuation montre que même les petites valeurs de l'épaisseur de l'absorbeur conduisent à la perte de certains électrons du faisceau détecté car la diffusion de l'électron le supprime efficacement du flux frappant le détecteur.

Le tracé du nombre d'électrons détectés en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur commence donc à chuter immédiatement et se rapproche progressivement de zéro pour les grandes épaisseurs d'absorbeur. Ces électrons qui pénètrent la plus grande épaisseur d'absorbeur seront ceux qui changent au moins leur direction initiale dans leur trajectoire à travers l'absorbeur.

Le parcours d'électrons est obtenu à partir du tracé de transmission donné sur la figure (III.3) par extrapolation de la partie linéaire de la courbe à zéro c'est-à-dire à partir du point le plus bas avant l'inflexion de la courbe. Cette valeur assure donc que presque aucun électron ne puisse pénétrer dans toute l'épaisseur de l'absorbeur.

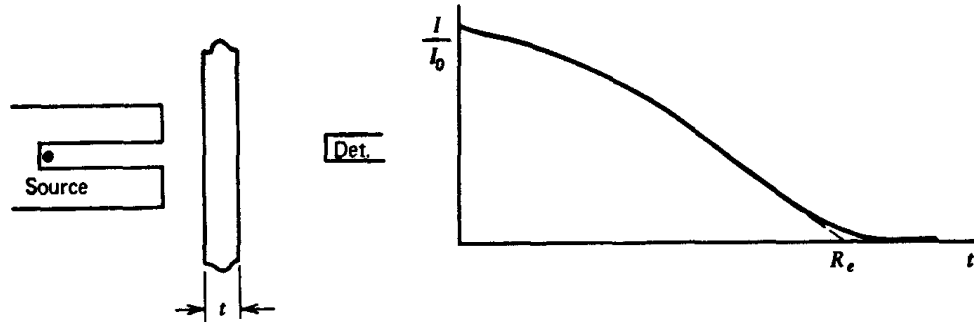


Figure (III.3) : Courbe de transmission d'un faisceau collimaté d'électrons mono-énergétiques en fonction de l'épaisseur t de l'absorbeur. R_e est le parcours extrapolé.

Le parcours des électrons dans un milieu donné est fonction de leurs énergies et ce parcours peut être estimé par des relations empiriques donnant le parcours des électrons β émis par un radionucléide ont été établies.

Pour des énergies inférieures à 0,8 MeV le parcours de la particule β est donné par :

$$R_{\beta(g.cm^{-2})} = 0,407 E^{1,38} (MeV) \quad (III.7)$$

Pour des énergies comprises entre 0,8 MeV et 3,7 MeV la relation devient linéaire :

$$R_{\beta(g.cm^{-2})} = 0,542 E(MeV) - 0,133 \quad (III.8)$$

III.3.2. Absorption des particules Bêta

L'énergie des particules bêta est distribuée en continu de zéro à une certaine énergie maximale, en fonction de l'isotope en désintégration, pour cette raison, la courbe de transmission des particules bêta émises par une source d'isotopes radioactifs, diffère sensiblement de celle décrite dans la figure (III.3) pour les électrons mono-énergétiques. Les particules bêta mous ou de faible énergie sont rapidement absorbées, même en faible épaisseur de l'absorbeur (pénétration faible), de sorte que la pente sur la courbe d'atténuation est beaucoup plus grande. Pour la majorité des spectres bêta, la courbe a une forme quasi exponentielle et est donc presque linéaire sur le graphe semi-log du type illustré à la figure (III.4). Un coefficient d'absorption n est parfois défini par :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-nt} \quad (\text{III.9})$$

Où :

I_0 : est le taux de comptage sans absorbeur

I : est le taux de comptage avec absorbeur

t : est l'épaisseur de l'absorbeur

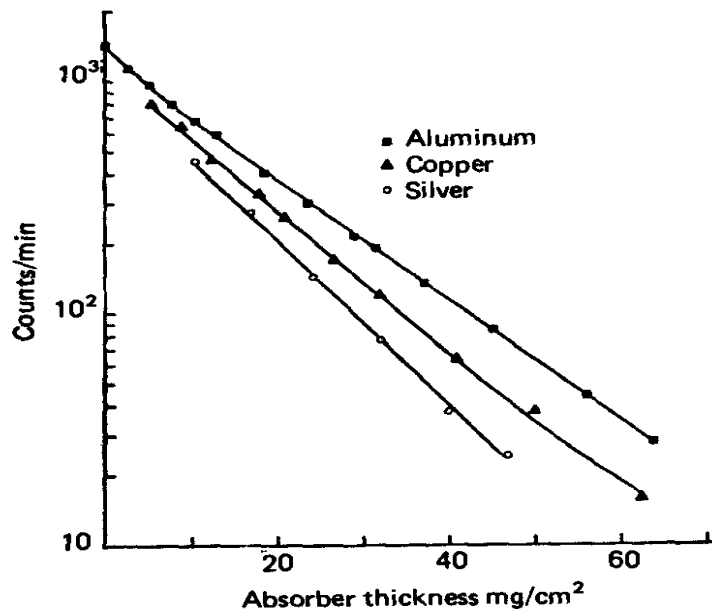


Figure (III.4) : Courbes de transmission des particules bêta émises à partir de l'isotope ^{185}W (énergie de point final de 0,43 MeV).

Le coefficient n est bien corrélé avec l'énergie du point final de l'émetteur bêta pour un matériau absorbant spécifique.

Aux très hautes énergies, la dominance des pertes d'énergie radiatives sur les collisions donne lieu à des averses en cascade électron-photon. Étant donné que le spectre des photons *bremsstrahlung* est approximativement plat à son maximum (égal à l'énergie cinétique de l'électron), les particules bêta de haute énergie émettent des photons de haute énergie. Ceux-ci, à leur tour, produisent des électrons Compton et des paires électron-positon, qui produisent ensuite des photons de *bremsstrahlung* supplémentaires, etc.

III.3.3. Backscattering

Les électrons entrant dans une surface d'un absorbeur peuvent subir une déflexion suffisante à grand angle le long de leur trajectoire pour qu'ils réapparaissent de la surface par laquelle ils sont entrés. Ces électrons conduits au phénomène de rétrodiffusion (back-scattered

electrons en anglais) sont des électrons résultant de l'impact d'un faisceau d'électrons dit primaire et d'un absorbeur (Figure III.1).

Les électrons primaires sont entrés en collision avec des atomes de la surface de l'absorbeur et ont réagi de façon quasi élastique avec eux. Ces électrons sont réémis dans une direction proche de leur direction d'origine et ne déposent pas toute leur énergie dans le milieu absorbant, donc sont rétrodiffusés avec une faible perte d'énergie. La rétrodiffusion est plus prononcée pour les électrons de faible énergie incidente et les absorbeurs de numéro atomique élevé.

III.4. Interaction des positrons

Le positron, ou encore appelé antiélectron, est l'antiparticule associée à l'électron, et qui possède une charge électrique positive. Les forces de coulombiennes qui constituent le principal mécanisme de perte d'énergie pour les électrons et les particules lourdes sont présentes pour chaque charge positive ou négative sur la particule. Alors, Tout ce qui a été écrit précédemment s'applique aussi bien aux négatons qu'aux positons. Par conséquent, les traces de positrons dans un absorbeur sont similaires à celles des électrons, et leur perte d'énergie spécifique et leur parcours sont à peu près les mêmes pour des énergies initiales égales, et comme l'interaction implique une force répulsive ou attractive entre la particule incidente et l'électron orbital, l'impulsion et le transfert d'énergie pour les particules de masse égale sont à peu près les mêmes. Donc le positron est ralenti selon les mêmes processus que l'électron.

En fin de son trajectoire, le positron à une particularité importante apparaît lorsqu'il perde la quasi-totalité de son énergie cinétique, autrement dit quand le positron est en équilibre thermiques avec les atomes du milieu absorbeur il s'annihile ou dématérialise par interaction avec un électron libre du milieu traversé. Ce phénomène de dématérialisation de la paire électron-positron s'accompagne par l'émission de deux photons dits d'annihilation de 0,511 keV d'énergie chacun (Figure III.5).

Les lois générales de la conservation de l'énergie et de l'impulsion appliquées à l'annihilation montrent que ces deux photons d'énergie totale de 1,022 MeV sont émis dans des directions opposées (angle de 180°).

Étant donné que ces photons de 0,511 MeV sont très pénétrants par rapport au parcours du positron, ils peuvent conduire au dépôt d'énergie loin de la trace de positons

d'origine. En revanche, tout écran utilisé pour absorber des positons (β^+) devient donc une source secondaire de photons mono-énergétiques, dont le nombre est deux fois plus important que celui des positons absorbés.

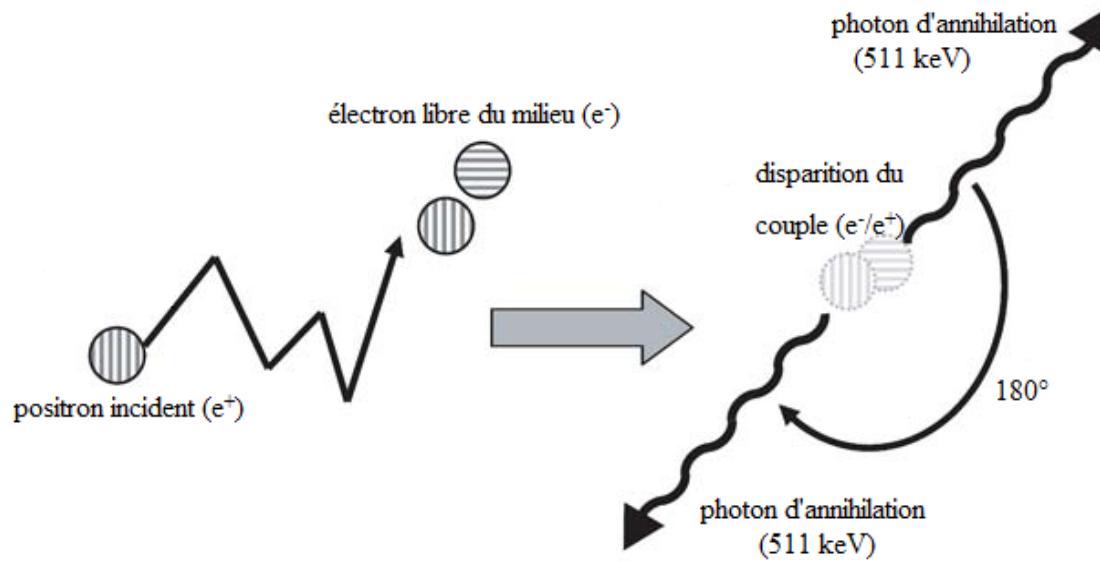


Figure (III.5) : Annihilation d'un positron à la rencontre d'un électron.