

les rayonnements ionisants

L'étude de l'interaction rayonnement-matière a fait ces premiers pas au XXe siècle et devenu un sujet d'étude majeur après la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel en 1896, ce qui a mené aux grandes progressions fondamentales et technologiques dans la physique moderne.

Les rayonnements qui sont classés selon deux catégories, les ionisants et les non-ionisants ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Dans ce travail on ne s'intéresse qu'aux cas ionisants, c'est-à-dire ceux susceptibles d'ioniser ou d'exciter la matière.

Dans le présent chapitre, on traite de la physique des événements qui se produisent lorsque les rayonnements ionisants interagissent avec la matière. Durant l'irradiation d'une matière, divers phénomènes se produisent, la production de ces phénomènes dépend du type de rayonnement, de son énergie et des propriétés physiques des matériaux. D'autre part, plusieurs grandeurs physiques sont utilisées pour la description des rayonnements ionisants, on distingue ; les grandeurs radiométriques servant à caractériser le champ de rayonnement et les grandeurs dosimétriques servant à caractériser l'effet physique des rayonnements sur la matière en terme d'énergie transférée ou de dépôt d'énergie.

En résumé, le premier chapitre décrit les concepts de base de l'interaction rayonnement matière.

I. Classification des rayonnements

I.1 Classification des rayonnements selon la nature physique

Un rayonnement est un mode de transfert d'énergie dans l'espace, vide ou matériel. Cette énergie, peut être trouvée sous deux formes différentes, électromagnétiques ou particulaires. Les interactions avec la matière subie par ces deux formes de rayonnement sont distinctes et doivent être considérées séparément.

I.1.1 Les rayonnements électromagnétiques

Le rayonnement électromagnétique est un rayonnement constitué par un flux de photons, il peut être considéré comme de l'énergie à l'état pur [1].

Les ondes électromagnétiques sont caractérisées par l'amplitude, la longueur d'onde [nm], la fréquence [Hz] et la vitesse c. Lors de l'interaction rayonnement matière, le rayonnement électromagnétique est généralement traité comme une série de particules individuelles, connues sous le nom de photons. Sachant que h représente la constante de planck et ν représente la fréquence ; l'énergie de chaque photon est donnée par [2] :

$$E = h\nu \quad (I.1)$$

Parmi les ondes électromagnétiques on distingue, la lumière visible, l'infrarouge et l'ultraviolet, les rayons X et les rayons gamma.

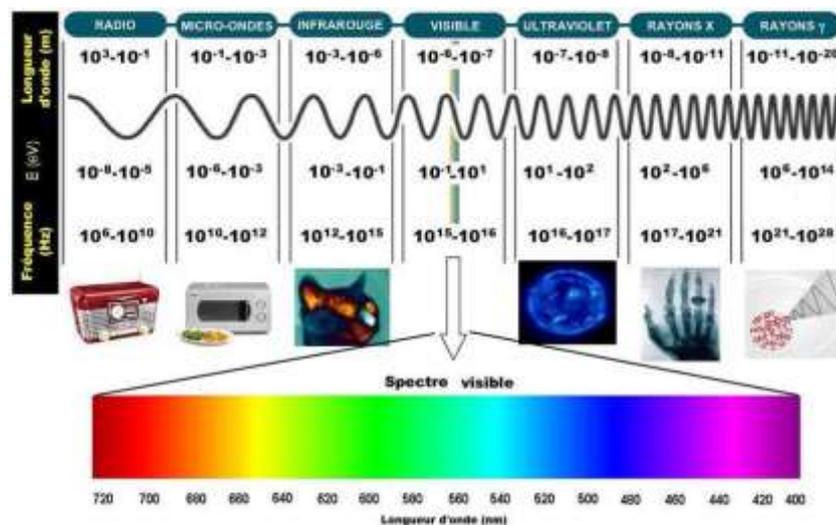


Figure 1: spectre électromagnétique [3]

I.1.2 Rayonnements particuliers

Le rayonnement particulaire est un rayonnement formé d'un flux de particules matérielles dotées d'une masse au repos. Ces particules forment un faisceau de rayonnement caractérisé par :

- Une charge électrique Q .
- Une énergie totale : $E=mc^2$.
- Une vitesse v .
- Une quantité de mouvement : $\vec{p} = m\vec{v}$
- une masse au repos m_0 .
- Une masse cinétique : $m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)}}$.

I.2 Classification des rayonnements selon leurs effets sur la matière

I.2.1 Les rayonnements ionisants

Les rayonnements ionisants sont caractérisés par leur capacité à exciter et à ioniser les atomes de matière avec lesquels ils interagissent, il est nécessaire que l'énergie individuelle des particules ou des photons soit supérieure à l'énergie de liaison minimale des électrons de milieu considéré pour avoir un effet d'ionisation [4].

Les rayonnements ionisants sont classés en deux catégories selon leur façon de produire des ionisations dans la matière :

- *Les rayonnements directement ionisants*

Ce type Comprend les particules chargées (les électrons, les protons, les particules α et les ions lourdes) qui déposent l'énergie au milieu par une seule étape, par le biais de plusieurs interactions coulombiennes le long de leurs trajets [5].

- *Les rayonnements indirectement ionisants*

Ce type Comprend les neutrons et les rayonnements électromagnétiques (photons X, et γ) qui déposent l'énergie au milieu par deux étapes [6] :

- Au premier temps une particule chargée est libérée dans le milieu absorbant (le photon libère un électron ou une paire électron/positon, le neutron libère un proton ou un noyau de recul).
- Dans la deuxième étape, les particules libérées déposent l'énergie au milieu absorbant par des interactions coulombiennes avec les électrons des atomes.

I.2.2 Les rayonnements non-ionisants

Ce sont des rayonnements qui n'ayant pas une énergie suffisante pour ioniser les atomes, parmi ces rayonnements on compte les ondes radioélectriques, l'ultraviolet, la lumière visible et l'infrarouge.

II. Les types d'interaction rayonnement matière

Au fond, le comportement des rayonnements électromagnétiques dans la matière est très différent à celui des particules chargées. Les photons en général ont zéro, une ou quelques interactions et sont atténués de façon exponentielle ce qui fait que les interactions avec les photons sont exprimées en termes de sections efficaces et de coefficients d'atténuation. Par contre, les particules chargées éprouvent un grand nombre d'interactions et perdent progressivement de l'énergie jusqu'à ce qu'ils soient arrêtés ceci est exprimé en termes de parcours d'électrons et de pouvoir d'arrêt des matériaux.

II.1 Interaction photons-matière

Lors de l'interaction photon-matière, les photons transfèrent leur énergie au milieu traversé selon différents mécanismes : la diffusion Rayleigh, l'effet photo électrique, l'effet Compton et la création de paires. Les trois derniers types sont les plus importants, car ils sont comme conséquence le transfert d'énergie aux électrons qui donnent alors cette énergie à la matière par plusieurs interactions coulombiennes le long de leur trajet. La probabilité qu'un photon subit l'un des divers phénomènes d'interaction dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du milieu absorbeur. En général, l'effet photoélectrique prédomine aux faibles énergies, l'effet Compton aux énergies intermédiaires et la production de paires aux hautes énergies, comme le montre la figure ci-dessous :

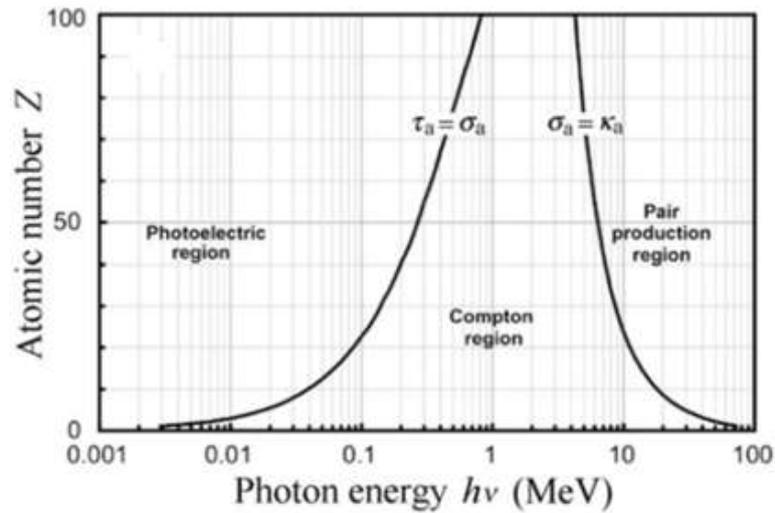


Figure 2: Représentation de la prédominance relative des trois processus d'interaction photon-matière [7]

II.1.1 Effet photo-électrique

C'est un phénomène caractérisé par transfert d'énergie totale au milieu et l'absorption totale d'un photon par un électron atomique, suite à cette absorption, l'électron sera éjecté de son orbite (ionisation) avec une énergie cinétique défini par la relation [7] :

$$E_c = h\nu - E_l \quad (I.2)$$

En effet, le photon doit avoir une énergie supérieure à l'énergie de liaison de l'électron pour que ce phénomène ait lieu.

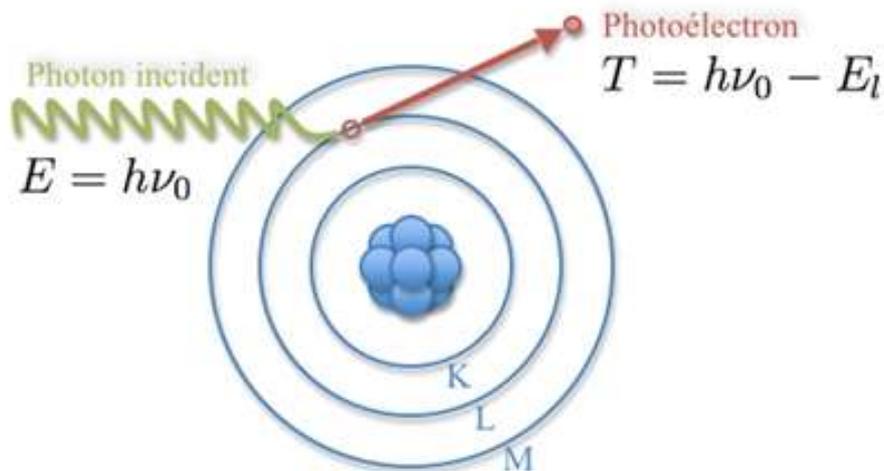


Figure 3 : l'effet photoélectrique [8]

À la suite de l'ionisation de l'atome, l'électron expulsé laisse une place vacante dans sa couche que l'on appelle lacune, cette lacune sera comblée grâce au phénomène de réorganisation du cortège électronique, ce processus de désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon X de fluorescence ou l'émission d'un électron d'une couche périphérique (l'effet Auger), les deux processus étant en compétition.

II.1.2 Effet Compton

L'effet Compton résulte d'une collision entre un photon énergétique et un électron de matière pouvant être considéré « libre ». Ce choc relativiste élastique se traduit par l'échange d'une partie de l'énergie entre le photon et l'électron. Cependant, le photon ne perd qu'une partie de son énergie initiale, en effet, cette perte dépend de l'angle de diffusion de gamma qui peu varie de 0° jusqu'à 180° [9].

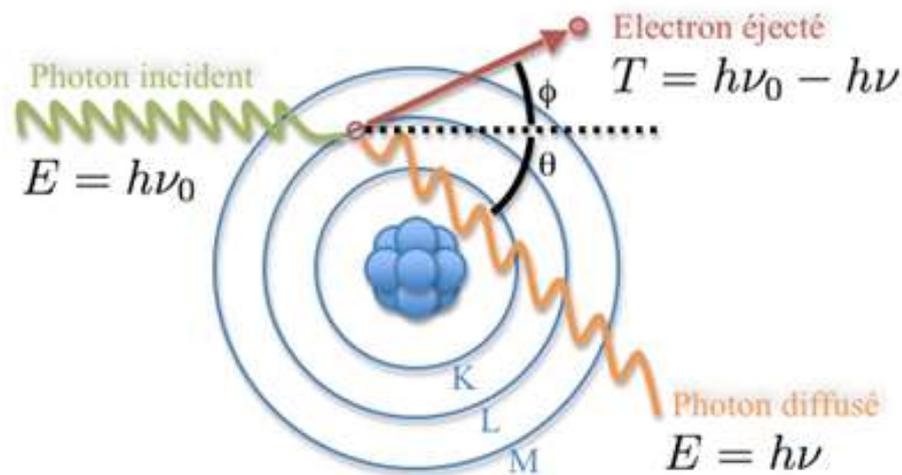


Figure 4: l'effet Compton [8]

Dans la diffusion Compton, un photon se disperse à partir d'un électron, ce qui donne un électron diffusé et un photon moins énergétique. Si nous considérons le choc comme élastique et l'électron comme libre et au repos, nous pouvons utiliser la conservation relativiste de la quantité de mouvement totale et de l'énergie pour trouver la formule suivante [10] :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (E_{\gamma} / mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (I.3)$$

II.1.3 Création de paires (matérialisation)

Pour les hautes énergies, la création de paires est le phénomène le plus dominant. Lorsqu'un photon passe à proximité d'un noyau atomique, il peut interagir avec le champ coulombien de noyau par un processus appelé création de paires, à condition que l'énergie de photon dépasse un seuil énergétique égal à 1.02 MeV [11].

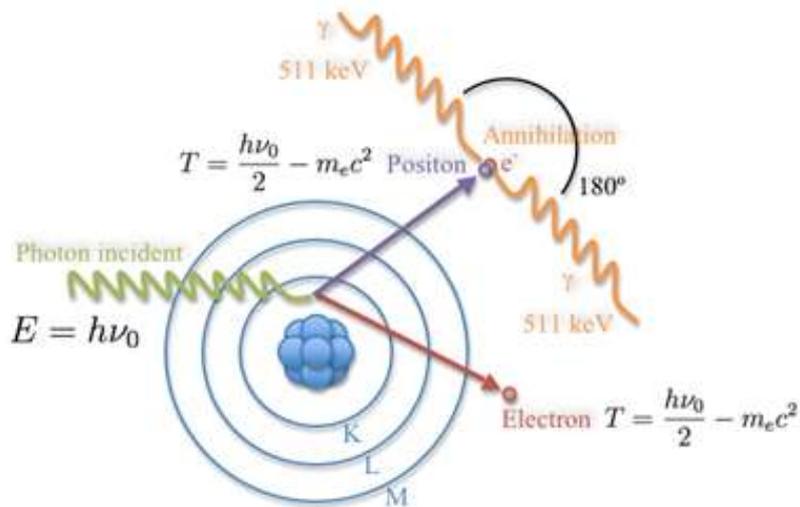


Figure 5: la création de paires [8]

Le photon est converti en une paire électron-positon, chacune ayant sa propre énergie cinétique. Le bilan énergétique est [2] :

$$h\nu = T_+ + T_- + 2m_0c^2 \quad (I.4)$$

Lorsque l'effet de matérialisation déroule dans le champ d'un électron orbital, il y'aura une création de triplets, car l'électron cible est lui-même éjecté avec une énergie considérable. Deux électrons et un positon sont ainsi mis en mouvement. Le seuil d'énergie pour la création de triplets est de $4m_0c^2$ [6].

II.1.4 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est une diffusion élastique des photons, le phénomène avoir lieu lorsqu' un photon passe au près d'un électron atomique ou moléculaire lié, cette dernière

rayonne en conséquent en émettant un photon de même énergie que le photon incident avec une diffusion à faible angle (car il n'y a pas d'excitation ou d'ionisation).

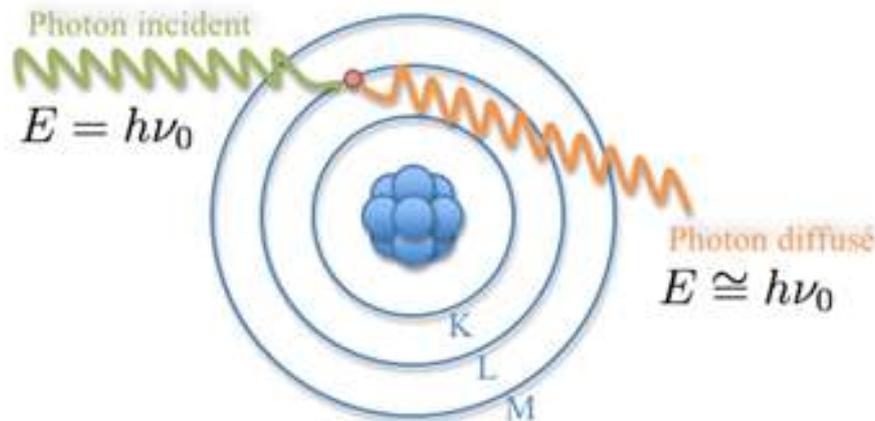


Figure 6: la diffusion Rayleigh [8]

II.2 Interaction particules chargées-matière

Quelle que soit leur masse, toutes les particules chargées cèdent de l'énergie cinétique à leur environnement principalement par l'intermédiaire des interactions coulombiennes avec les électrons et les noyaux de matériau traversé. Puisque les électrons sont significativement plus abondants que les noyaux chargés dans n'importe quel milieu, la prépondérance des interactions sera avec les électrons du milieu [12, 13]. Selon leur nature, les particules chargées peuvent être classées en deux catégories :

1. **Les particules chargées légères :** Les particules chargées légères comme les électrons et les positrons qui interagissent essentiellement par interaction coulombienne sont dotés par une énergie limitée à quelques centaines de KeV et un parcours assez faible dans les tissus (inférieur au millimètre). Lorsqu'elles sont produites par des accélérateurs à des énergies de plusieurs dizaines de MeV, elles peuvent traverser des épaisseurs de tissu plus importantes (quelques centimètres) [13].
2. **Les particules chargées lourdes :** Les particules chargées lourdes, essentiellement, les protons, les particules alphas (α) et les produits de fissions sont généralement mono-énergétiques, peu pénétrants mais peuvent déposer une énergie considérable le long de leur faible parcours. Par conséquent, ils sont très ionisants, avec faible parcours dans l'air [13].

Généralement, les particules chargées peuvent interagir avec la matière par trois processus dominants :

- **Ionisation** : l'ionisation des atomes du milieu traversé intervient lorsque l'énergie transmise à l'électron est suffisante pour éjecter celui-ci du cortège électronique de l'atome en formant un ion positif instable. Afin de retrouver une meilleure stabilité, le trou laissé sur l'orbitale va être comblé par un électron provenant d'une couche électronique supérieure. De telles transitions sont accompagnées par une émission d'énergie, sous forme d'un rayonnement X caractéristique et lui-même pénétrant, c'est le phénomène de la fluorescence X.
- **Excitation** : Si l'énergie cédée par la particule incidente au milieu est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique, ce dernier n'aura pas été éjecté de l'atome mais le gain d'énergie se traduirait par la migration d'un électron vers une couche supérieure. L'atome ou la molécule se désexcite ensuite en émettant un photon qui est généralement absorbé par le milieu.
- **Rayonnement de freinage** : Les collisions inélastiques avec les noyaux des atomes, où les petites particules chargées sont déviées par le champ coulombien des noyaux lorsqu'elles passent au voisinage de ces derniers, génèrent une production des rayons X de freinage (Bremsstrahlung). L'énergie du photon émis peut prendre n'importe quelle valeur de zéro jusqu'à l'énergie de l'électron initial, de sorte que le passage d'un faisceau d'électrons dans la matière est accompagné par l'émission d'un spectre de photons couvrant cette gamme d'énergie [6, 11].

Généralement, lors de l'interaction de rayonnement ionisant avec la matière, le dépôt d'énergie produit un grand nombre d'électrons secondaire le long de trajet avec des énergies bien inférieurs à l'énergie primaire, la distribution énergétique des électrons secondaires se situe majoritairement sous le seuil des 100 eV. Cependant, les électrons secondaires les plus abondants sont celle avec des énergies entre 1 et 20 eV (environ $5 \cdot 10^4$ /MeV). Un électron secondaire pourra interagir élastiquement avec le milieu ou inélastiquement en produisant des excitations électroniques et /ou vibrationnelles, des ionisations ou des dissociations [14]. Les électrons secondaires des photons sont des particules à bas TEL ($0.2-3 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$) [15].

II.3 Interaction d'un faisceau de photons avec la matière

II.3.1 Le coefficient d'atténuation linéique

Le paramètre le plus important utilisé pour caractériser la pénétration d'un faisceau de photons dans la matière est le coefficient d'atténuation linéique μ qui dépend principalement de l'énergie de faisceau incident et de numéro atomique Z du milieu absorbeur, il est défini comme la probabilité par unité de longueur qu'un photon aura une interaction avec la matière.

Les photons ne sont pas arrêtés dans la matière, mais leur faisceau est simplement atténué. En général, lors de l'atténuation photon-matière, c'est l'intensité de faisceau qui change, ainsi le nombre de photons traversés. Dans une tranche d'épaisseur dx , la variation du flux $d\varphi$ de photons mono énergétique dans un milieu homogène est [1,4] :

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{I.5})$$

Tandis que φ_0 représente le flux de photons du faisceau incident, $\varphi(x)$ représente le flux de photons sortant à une distance x et μ représente le coefficient d'atténuation linéique exprimé en cm^{-1} .

Par définition, la probabilité totale par unité de longueur qu'un photon incident provoque un enlèvement des électrons de matériau cible est connue sous le nom de coefficient d'atténuation linéaire total [16]. Sachant que la diffusion Rayleigh peut être considérée comme négligeable grâce à sa faible contribution dans l'atténuation. L'atténuation totale due aux trois processus d'interaction restants est égale à la somme des coefficients d'atténuations respectifs pour l'effet photoélectrique τ , l'effet Compton σ et la production de paires κ [10] :

$$\mu_t = \tau + \sigma + \kappa \quad (\text{I.6})$$

Ce coefficient varie notamment avec l'énergie de photon et avec le numéro atomique du matériau absorbant.

II.3.2 Le coefficient d'atténuation massique

Attendu que le coefficient d'atténuation linéique totale détermine la rapidité ou la lenteur d'un certain faisceau de photon atténuera en passant par un matériau, il est caractérisé comme une fonction influencé par la nature de milieu absorbant. Sa dépendance à l'égard de l'énergie de photon, le type et la densité de matériau est en fait un problème de tabulation majeur.

Donc, au lieu de coefficient d'atténuation linéique total, il est souvent utile d'utiliser le coefficient d'atténuation massique exprimé en $cm^2 g^{-1}$ [17] :

$$\mu_m = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (I.7)$$

En fonction de la nature du milieu et de l'énergie des photons incidents, les trois processus d'interaction sont définis par les coefficients d'atténuation massique suivants :

- τ/ρ pour l'effet photo-électrique.
- σ/ρ pour l'effet Compton.
- κ/ρ pour la création des paires.

L'atténuation massique totale due à ses trois processus s'écrit [10] :

$$\mu_m = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (I.8)$$

La courbe ci-dessous représente les variations des coefficients d'atténuation massique de l'eau pour les différents processus d'interaction (l'effet photoélectrique τ/ρ , l'effet Compton σ/ρ et la création de paires κ/ρ) pour des photons d'énergie comprise entre 0.01 et 100 MeV. Aux basses énergies, l'effet photo-électrique est le plus dominant, il diminue ensuite avec l'augmentation de l'énergie des photons. Quand l'énergie est de plusieurs centaines de KeV, l'énergie de liaison des électrons atomiques devient relativement sans importance et la diffusion Compton prédomine. La diffusion Compton continue à être importante au-dessus du seuil de la production de paires 1,022 MeV jusqu'à ce que dernier processus devient plus important.

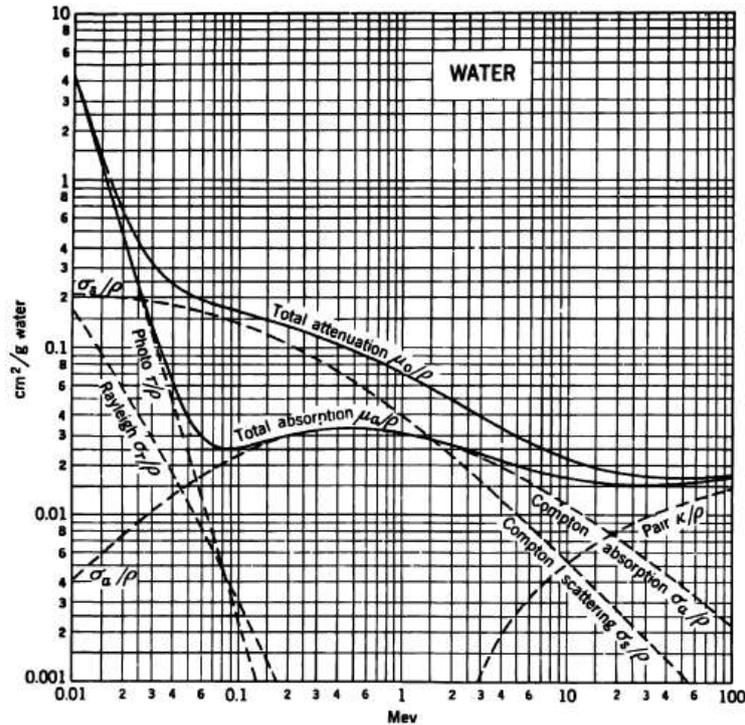


Figure 7: le coefficient d'atténuation massique pour les rayons gamma dans l'eau en fonction de l'énergie du rayonnement gamma [18]

II.3.3 La section efficace d'interaction

La section efficace d'interaction notée (σ) est une grandeur qui caractérise la probabilité que se produise une interaction d'un type déterminé entre une particule incidente et une particule cible. Elle est proportionnelle au taux d'interaction et varie en fonction de la nature du matériau cible ainsi que du type de particules interagissent et de leur énergie. La probabilité d'une interaction entre un photon et un atome (ou l'un de ses électrons) est donnée par la section efficace σ , rapport entre le nombre d'interactions par seconde et le nombre de photons incidents par unité de surface et par seconde. La section efficace σ a donc la dimension d'une surface et exprimée en barn (10^{-24} cm^2) [19, 11, 20].

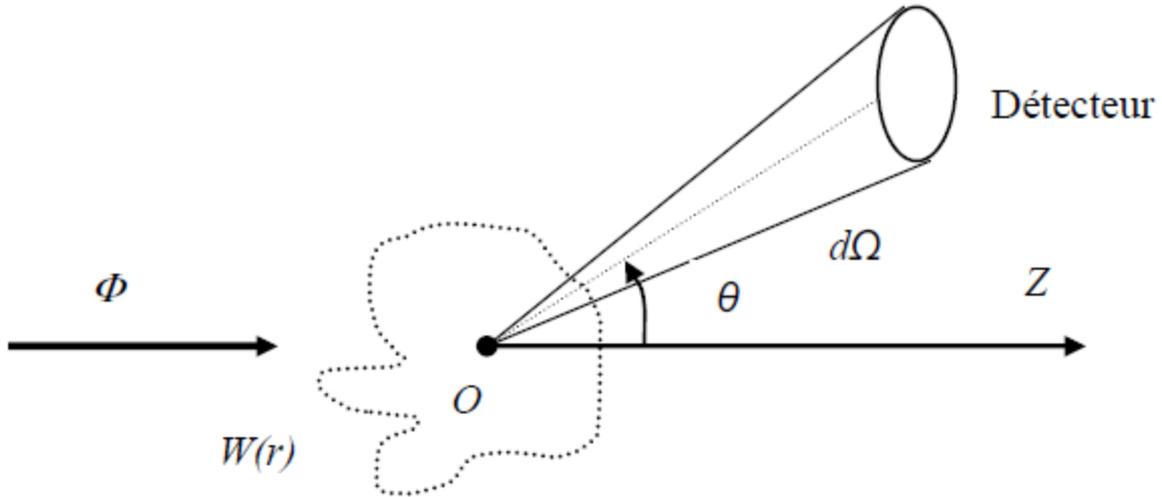


Figure 8: Définition de la section efficace de diffusion [21]

La figure ci-dessus représente géométriquement le principe de la section efficace où $W(r)$ est le potentiel d'interaction, ϕ le flux de particules incidentes et $d\Omega$ l'angle solide décrivant la diffusion des particules après interaction dans une direction θ donnée. Pour une collision entre une particule projectile de type A en mouvement et une particule cible de type B dont le nombre de diffuseurs interagissant avec les particules A est n_B , en tenant compte que N_{tot} est le nombre de particules totales détectées et ϕ_A le flux de particules incidentes A , la section efficace totale, nommée σ_{tot} s'écrit [21]:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{tot}}{\phi_A n_B} \quad (\text{I.9})$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il y'a trois types majeurs d'interactions photon-matière (en ignorant l'effet Rayleigh) se produisent avec des probabilités différentes ; par conséquent, chaque type possède sa propre section efficace d'interaction. La section efficace totale (microscopique) est donc la somme des sections efficaces partielles σ_i , on écrit [19] :

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \quad (\text{I.10})$$

Dans un milieu d'une densité nucléaire N_a (le nombre de particules du système par cm^3), on introduit la notion de section efficace macroscopique qui caractérise l'interaction d'un nombre de particules incidentes avec un système de particules cibles et désigne pour une énergie

donnée, le nombre moyen d'interactions par centimètre parcouru. La section efficace macroscopique s'écrit [19] :

$$\sigma_{ma} = N_a \sigma \quad (\text{I.11})$$

$$\sigma_{ma}(\text{tot}) = \sum_i \sigma_{ma}(i) \quad (\text{I.12})$$

Où $\sigma_{ma}(i)$ est la section efficace macroscopique de l'interaction type i .

Etant donné que le coefficient d'atténuation total caractérise aussi la probabilité d'interaction des photons avec la matière. Ces deux quantités sont liées l'une avec l'autre par la relation suivante [17] :

$$\mu_t = \sigma_t N = \sigma_t \frac{\rho N_A}{A} \quad (\text{I.13})$$

Où : N , ρ et N_A représentent respectivement le nombre d'atomes par volume unitaire dans le matériau ayant le numéro atomique A , la densité massique du matériau et le nombre d'Avogadro.

II.4 Les caractéristiques d'interaction des particules chargées avec la matière

II.4.1 Le pouvoir d'arrêt

Lors de leur traversée dans la matière, les rayonnements directement ionisants subissent deux sortes d'interactions : collisions avec les électrons du milieu ou déviation dans le champ de noyau qui conduit à l'émission d'un rayonnement X de freinage. La matière agit donc comme un ralentisseur caractérisé par un pouvoir d'arrêt total [MeV/cm] qui est défini comme étant le quotient de l'énergie perdue dE par la particule chargée en traversant l'épaisseur dx de la matière. En outre, le pouvoir d'arrêt total S est la somme de pouvoir d'arrêt par collision $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{elec}$ et de pouvoir d'arrêt radiatif $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{nucl}$. On écrit [22,6] :

$$S = -\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{elec} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nucl} \quad (\text{I.14})$$

II.4.2 Transfert linéique d'énergie (TEL)

Tout au long de son parcours dans la matière, une particule chargée est soumise à une série d'interactions au cours desquelles elle transfère une partie de son énergie jusqu'à son arrêt

total ; cette action est exprimée par le transfert d'énergie linéique TEL généralement exprimé en [KeV/ μm], qui est une mesure de la densité d'ionisation moyenne le long de la trajectoire de la radiation. Dans un milieu donné, le TEL est définie par l'énergie moyenne localement transmise dE et la distance dl traversée par la particule, selon la relation [23,16] :

$$TEL = \frac{dE}{dl} \quad (\text{I.15})$$

II.4.3 Parcours des particules chargées

Le parcours d'une particule chargée dans un matériau donné est la distance maximale transportée par le rayonnement à travers ce matériau, jusqu'à ce que la particule perde complètement son énergie cinétique, la relation entre le parcours et le pouvoir d'arrêt est donné par [9 ,24] :

$$R = \int_{E_{ion}}^0 \frac{dx}{dE} dE = \int_0^{E_{ion}} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE = \int_0^{E_{ion}} \frac{dE}{TEL} \quad (\text{I.16})$$

III. Grandeurs radiométriques et dosimétriques

III.1 Grandeurs radiométriques

III.1.1 La fluence particulaire

Un faisceau de rayonnement dans un point P peut être quantifié par une quantité physique non-stochastique appelée fluence exprimé en [cm^{-2}]. Elle permet de caractériser un champ d'irradiation appliqué à un espace libre ou dans la matière, pour tous les types de rayonnements. C'est le quotient de nombre de particules incidentes dN traversant une surface dS , supposée petite, qui lui est perpendiculaire. Cette grandeur peut s'appliquer aux particules chargées comme aux particules non chargées [19,25] :

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (\text{1.17})$$

Le débit de fluence exprimé en [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] est défini comme la dérivation par rapport au temps de la fluence particulaire, il exprime le nombre de particules traversant une surface dS par unité de temps dt [25] :

$$\dot{\Phi} = \frac{dN}{dSdt} \quad (\text{I.18})$$

III.1.2 La fluence énergétique

Si le faisceau de rayonnement est défini comme mono-énergétique, la fluence énergétique exprimée en (J / m^2) est alors reliée avec la fluence particulaire par une simple équation [10]:

$$\Psi_0 = \Phi h\nu \quad (\text{I.19})$$

Le débit de fluence énergétique est défini comme la dérivation par rapport au temps de la fluence énergétique, il est donc :

$$\dot{\Psi}_0 = \dot{\Phi} h\nu \quad (\text{I.20})$$

Pour des rayonnements poly-énergétiques, les notions de fluence particulaire et de fluence énergétique sont remplacées par des spectres différentiels en énergie. Pour chaque valeur d'énergie E , on tient compte de la fluence particulaire différentielle Φ_E et la fluence énergétique différentielle Ψ_E des particules ayant une énergie comprise entre E et $E+dE$ [25].

III.2 Grandeurs dosimétriques

La notion de dose utilisée pour quantifier l'effet des rayonnements ionisants recouvre trois grandeurs :

III.2.1 La dose absorbée

La dose absorbée D exprimée en Grey [Gy] est la grandeur physique fondamentale pour la dose, c'est la valeur d'énergie transmise à la matière par unité de masse à un point. Cette grandeur est définie comme une grandeur moyenne qui s'obtient soit à partir d'un grand nombre de mesures soit à partir d'une mesure dans un volume fini de taille suffisante pour pouvoir négliger les incertitudes statistiques. Elle est donnée comme le rapport de l'énergie effectivement absorbée $d\varepsilon$ dans un élément de volume de masse dm [26, 4, 27,28].

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \quad (\text{I.21})$$

Ainsi, le débit de dose (\dot{D}) est la dose délivrée par unité de temps, on écrit :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{I.22})$$

III.2.2 La dose équivalente

La dose équivalente exprimée en Sievert [Sv] est la dose moyenne absorbée sur un tissu ou un organe et pondérée en fonction de la qualité du rayonnement considéré, un facteur de pondération radiologique w_R est introduit pour tenir compte d'efficacité biologique relative du rayonnement, il est donc sélectionné selon le type et l'énergie de rayonnement incident sur le corps. Cette grandeur est donnée par l'expression [28, 22] :

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (I.23)$$

Où $D_{T,R}$ représente la dose moyenne absorbée sur le tissu T, due au rayonnement R.

Type de rayonnement	Facteur de pondération pour les rayonnements, w_R
Photons	1
Électrons ^a et muons	1
Protons et pions chargés	2
Particules alpha, fragments de fission, ions lourds	20
Neutrons	Une fonction continue de l'énergie des neutrons (voir la figure 4.1 et l'équation 4.3)

Tableau 1: Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération pour les rayonnements [26]

III.2.3 La dose efficace

La dose efficace, est la grandeur de protection radiologique de référence. Son utilisation principale consiste à estimer le risque de rayonnement chez les travailleurs et le public. Il s'agit de la somme des doses équivalentes pondérées dans tous les tissus et organes du corps. Elle est donnée par l'expression [23, 28, 26] :

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \quad (I.24)$$

Où H_T est la dose équivalente dans le tissu T et w_T est le facteur de pondération tissulaire T.

Tissu	w_T	Σw_T
Moelle osseuse (rouge), côlon, poumons, estomac, sein, tissus restants*	0,12	0,72
Gonades	0,08	0,08
Vessie, œsophage, foie, thyroïde	0,04	0,16
Surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau	0,01	0,04
	Total	1,00

Tableau 2: Valeurs recommandées pour les facteurs de pondération tissulaires [26]