

# CH.V Diffusion du rayonnement

## Introduction :

La diffusion (*scattering*) est la déviation que subit une radiation (lumière, ondes, particules) initialement rectiligne vers une ou plusieurs directions. Dans ce chapitre on va étudier la diffusion causée par une interaction fondamentale (électromagnétique, nucléaire, faible) où il y a échange d'énergie entre la radiation et le milieu d'interaction.

## I. Rayons X

### 1. définition :

Les rayons X ont été découverts par Röntgen en 1895. C'est un rayonnement électromagnétique (Von Laue 1912) d'énergie  $>13.6$  eV et  $<62$ keV et de longueur d'onde :  $10^{-12} \leq \lambda \leq 10^{-14} m$

Les rayons X peuvent provenir de deux interactions avec la matière :

- Interactions entre un électron incident et un noyau-cible : rayonnement continu de freinage *Bremsstrahlung*
- Interactions entre un électron incident et le nuage électronique de l'atome cible : ionisation expulsion d'un électron (proche du noyau) et réarrangement électronique.

Les rayons X sont des *rayonnements ionisants*, qui peuvent provoquer brûlures (radiomes) et cancers.

### 2. Caractéristiques des rayons X:

#### a. Rayonnement de freinage :

Lorsqu'une particule chargée (ici l'électron) passe au voisinage du noyau, il y a une interaction de type coulombien  $F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$  avec les protons Z du noyau ; d'où une accélération radiale (dirigée selon le rayon et vers le centre de l'atome) et une incurvation de sa trajectoire.

Or, d'après les théories de Maxwell sur l'électromagnétisme, tout changement dans la direction ou la vitesse d'une charge en mouvement engendre un rayonnement : émission d'un photon  $h\nu$  dont l'énergie est prélevée sur l'énergie cinétique de l'électron incident : rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung*.

C'est un ralentissement de la particule chargée : perte d'énergie cinétique :

$$E_c(e^- \text{ freiné}) = E_c(e^- \text{ incident}) - h\nu$$

Toutes les distances entre l'électron incident et le noyau étant possibles, toutes les valeurs de  $h\nu$  sont possibles :

- depuis :  $h\nu=0$  lorsque l'électron incident passe loin du noyau
- jusqu'à :  $h\nu = E_c(e^- \text{incident}) = E_{\text{max}}$  lorsque toute l'énergie cinétique de l'électron incident est transférée au photon.

Dans ce cas le spectre d'émission est continu

### b. ionisation :

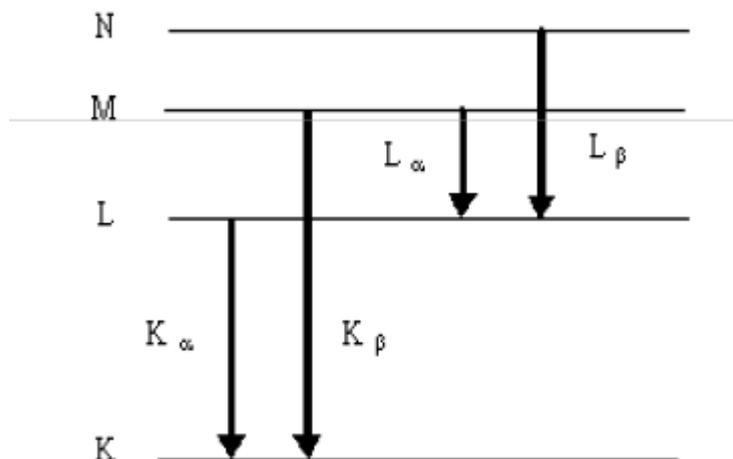
Dans l'atome-cible, chaque électron est lié au noyau avec une certaine énergie de liaison  $E_{L(e)}$ . L'électron incident possède une énergie :  $E_c$

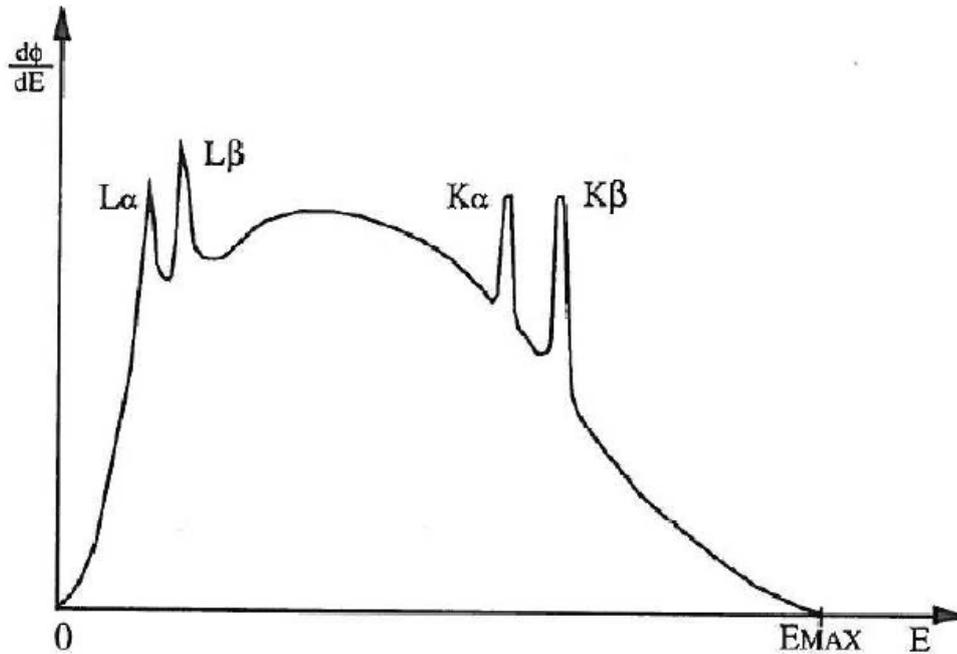
Lorsqu'un électron incident arrive sur un atome de la cible, la probabilité pour qu'il heurte un électron du cortège électronique n'est pas négligeable.

Si  $E_c \geq E_{L(e)}$ , un électron de la cible est expulsé du cortège électronique de l'atome-cible, celui-ci s'ionise, deux cas se présentent :

- S'il s'agit d'un électron périphérique très externe, son énergie de liaison est la plus faible du cortège électronique, cet électron expulsé est remplacé par un électron libre de la matière, émettant un rayonnement faible, en tous cas pas dans le domaine des fréquences X.
- Si l'électron incident a une énergie cinétique assez forte, il pourra expulser un électron des niveaux internes de l'atome *K* ou *L* (énergies de liaison plus élevées). Dès lors, l'atome devient instable, la lacune électronique en *K* ou *L* est comblée par un électron d'une couche *n* plus externe d'où l'émission d'un photon de fluorescence dont la fréquence correspond à la différence de niveaux énergétiques selon :  $E_n - E_{K/L} = h\nu_{n \rightarrow K/L}$

Souvent le réarrangement se fait avec plusieurs électrons, plusieurs raies X sont donc émises. Les rayons X émis par ionisation présentent donc un spectre de raies.





### 3. Interactions des X avec la matière

Seuls trois effets dominant →

- Diffusion Compton : Le photon est diffusé par un électron libre ou faiblement lié → La somme de l'énergie du photon et de l'énergie cinétique de l'électron est égale à l'énergie du photon incident. L'énergie du photon incident ( $E$  *entre 100 keV et 1 MeV*)
- Effet Photoélectrique : Le photon est absorbé par un système électronique (atome) → il cède toute son énergie → un électron atomique est éjecté hors de l'atome avec une énergie cinétique égale à l'énergie du photon moins l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Le photon incident est peu énergétique ( $E$  *entre 1 à 100 keV*)
- Création de paire : Dans le champ électrique d'un noyau ou d'un électron → le photon disparaît et une paire électron-positron apparaît.

### 4. Diffusion des rayons X

#### a. diffusion de Compton :

L'effet Compton est la diffusion d'un photon très énergétique (rayon X dur ou rayon  $\gamma$  de longueur d'onde  $\lambda < 10^{-10}$  m environ) sur un électron. Cette diffusion se comporte comme le choc relativiste élastique des deux particules, elle se traduit par l'échange d'une partie de l'énergie entre le photon et l'électron.

## Photon

$p_1 = h/\lambda$  Quantité de mouvement avant le choc

$p'_1 = h/\lambda'$  Quantité de mouvement après le choc

$E_1 = p_1 c = hc/\lambda$  Energie avant le choc

$E'_1 = p'_1 c = hc/\lambda'$  Energie après le choc

## Electron

m Masse

v Vitesse avant le choc

v' Vitesse après le choc

$$\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

$$\gamma' = 1/(1 - v'^2/c^2)^{1/2}$$

$p_2 = \gamma m v$  Quantité de mouvement avant le choc

$p'_2 = \gamma' m v'$  Quantité de mouvement après le choc

$E_2 = (p_2^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2}$  Energie avant le choc

$E'_2 = (p'^2_2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} = \gamma' m c^2$  Energie après le choc

Le choc étant élastique, la quantité de mouvement totale et l'énergie se conservent.

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2$$

$$E = E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2$$

De ces deux formules on trouve l'équation de Compton :  $\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta'_1)$

La relation entre l'énergie du photon diffusé  $E'_1$ , l'angle  $\theta'_1$  sous lequel il est diffusé et l'énergie du photon incident  $E_1$  est :

$$E'_1 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{mc^2}(1 - \cos \theta'_1)}$$

A noter que cette énergie est maximale lorsque l'angle  $\theta'_1$  vaut  $\pi$ .

## **b. Sections efficaces et coefficient d'atténuation**

Les photons X parcourent de grandes distances entre deux collisions. Toutefois, ils peuvent perdre en une seule collision une grande partie de leur énergie. Pour caractériser la probabilité qu'une interaction se produise, on utilise la notion de section efficace (SE). De manière simpliste, imaginons que dans une cible d'épaisseur dx et de surface A, chaque noyau présente une certaine surface  $\sigma$ . La probabilité dP qu'une particule incidente sur la surface A subisse une interaction

en traversant une épaisseur de matière dx vaut :  $dP = \frac{\sigma N A dx}{A} = \sigma N dx$

Où N est la densité de noyaux par unité de volume et  $\sigma$  est la section efficace microscopique.

La section efficace se mesure en unité de surface et l'unité couramment utilisée est le barn qui vaut  $10^{-24}\text{cm}^2$ .

Lorsque plusieurs types différents d'interactions sont possibles, on peut définir des probabilités conditionnelles  $p_i$  pour que l'interaction soit d'un type particulier défini par l'indice  $i$ . Il convient également de définir les sections efficaces partielles  $\sigma_i = p_i \sigma$ . On a évidemment que la somme des probabilités conditionnelles vaut un, et que la somme des sections efficaces partielles vaut  $\sigma$ . Comme exemple de section efficace partielle, mentionnons :

- la section efficace de diffusion  $\sigma_s$  ;
- la section efficace d'absorption  $\sigma_a$  ;
- la section efficace de fission  $\sigma_f$  ;
- la section efficace de capture  $\sigma_c$  ;
- la section efficace totale  $\sigma_t$ , cette dernière étant la somme de toutes les autres ;

Pour terminer, signalons que le terme  $\sigma N$  se note parfois  $\Sigma$  et s'appelle la section efficace macroscopique.

Le coefficient d'atténuation  $\mu$  est défini de la façon suivante : soit un nombre  $N$  de particules d'énergie  $E$  traversant une cible d'épaisseur  $dx$  et de densité  $\rho$  ; il se produit un nombre  $dN$  d'interactions de type quelconque durant la traversée de cette cible ;  $dN$  est proportionnel à  $N$  et à  $dx$  selon la loi

$$dN = -\mu \rho N dx \text{ et après intégration } N(x) = N(0) \exp(-\mu \rho x)$$

Le coefficient de proportionnalité  $\mu$  représente la probabilité pour un photon de subir une interaction. Notons que ce coefficient est égal à la section efficace macroscopique, divisée par la densité  $\rho$ . On a donc :

$$\mu = \frac{\Sigma}{\rho} = N_a \frac{\sigma}{m_A}$$

Où  $N_a$  est le nombre d'Avogadro et  $m_A$  la masse atomique du milieu.

Pour la diffusion de Compton Klein et Nishina ont calculé par des méthodes de l'électrodynamique quantique la section efficace différentielle par unité d'angle solide. Ils ont obtenu le résultat suivant :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2 E_1} \right)^2 \left( \frac{E'_1}{E_1} + \frac{E_1}{E'_1} - \sin^2 \theta'_1 \right)$$

Pour trouver la section efficace totale, il faut intégrer cette dernière relation sur tous les angles. Pour un milieu de numéro atomique  $z$ , on peut admettre que chaque électron contribue de la même façon. On peut donc écrire que la section efficace totale de l'effet Compton  $\sigma_t$  vaut le produit de  $\sigma$  par  $z$ .

### c. diffusion de Thomson

Thomson calcula (1906) classiquement la section efficace de diffusion d'une onde électromagnétique par un électron libre. L'électron oscille en réponse à la force exercée par le vecteur champ électrique de l'onde. Cette oscillation a la même

fréquence que l'onde et sa direction est celle du champ électrique ce qui conduit à la diffusion de l'onde incidente de manière continue

• Pour une onde incidente non polarisée, la section efficace de diffusion Thomson  $d\sigma_0$  dans l'angle solide  $d\Omega$  et dans la direction formant un angle  $\theta$  par rapport à la

direction de l'onde incidente est  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2 \theta)$

Avec  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2 = 2.8 \cdot 10^{-15}$  m, le rayon classique de l'électron.

En intégrant sur les angles, on obtient la section efficace totale de diffusion

Thomson :  $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.665 \cdot 10^{-28} m^2 \approx \frac{2}{3} \text{ barn} / \text{électron}$

L'onde incidente est diffusée de manière continue.

#### **d. diffraction des rayons X :**

Le phénomène à la base de la diffraction par un cristal est la diffusion élastique du rayonnement par les atomes.

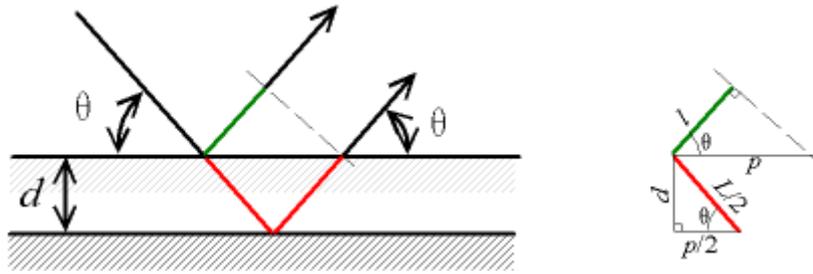
Pour simplifier, on considère un rayonnement monochromatique. Le rayonnement de longueur d'onde  $\lambda$  peut être décrit par sa fonction d'onde  $\psi$  en tout point  $\vec{r}$  de l'espace et à chaque instant  $t$  :  $\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$

$\vec{k}$  est le vecteur d'onde ( $\|\vec{k}\| = \frac{1}{\lambda}$ ) et  $\omega$  est la pulsation  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$

La longueur d'onde des rayons X étant de l'ordre de grandeur des distances interatomiques (quelques angström), les interférences des rayons diffusés vont être alternativement constructives ou destructives. Selon la direction de l'espace, on va donc avoir un flux important de photons X, ou au contraire très faible ; ces variations selon les directions forment le phénomène de diffraction des rayons X. Les directions dans lesquelles les interférences sont constructives, appelées « pics de diffraction », peuvent être déterminées très simplement par la formule suivante, dite loi de Bragg :  $2d \sin \theta = n \cdot \lambda$

avec

- $d$  = distance interréticulaire, c'est-à-dire distance entre deux plans cristallographiques ;
- $\theta$  = demi-angle de déviation (moitié de l'angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur) ;
- $n$  = ordre de réflexion (nombre entier) ;
- $\lambda$  = longueur d'onde des rayons X.



## II. Neutrons

### 1. Définition :

Le neutron est Découvert en 1932 par Chadwick en utilisant la réaction



Sa charge est 0 et sa masse est  $1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  et de spin  $\frac{1}{2}$ .

Le neutron libre est instable, sa période de vie est environ 14.8mn.

Un neutron de vitesse  $v$  a une longueur d'onde associée de De Broglie donnée

$$\text{par } \lambda = \frac{h}{p} .$$

Un neutron qui a une énergie cinétique  $E$  se déplace à une vitesse  $v = \sqrt{2m / E}$

$$\text{Donc } \lambda = \frac{h}{\sqrt{2Em}}$$

Les neutrons sont habituellement classés selon leur énergie :

- Les neutrons rapides ont une énergie supérieure à 100 keV. Lors de la fission, tous les neutrons sont rapides.
- Les neutrons intermédiaires ont une énergie comprise entre 0.5 eV et 100 keV.
- Les neutrons thermiques ont une énergie inférieure à 0.5 eV. C'est l'énergie d'une particule en équilibre avec son milieu.

Comme les rayonnements X, les neutrons ne sont pas des radiations directement ionisantes.

### 2. Interaction des neutrons :

Les neutrons sont des particules neutres. Il n'y a pas d'interactions coulombiennes comme les particules chargées.

Cinq réactions sont possibles entre un neutron et un noyau. Deux sont des réactions de diffusion dont l'un des produits est un neutron. Les autres réactions sont des réactions d'absorption, le neutron se soude au noyau et une particule est émise.

#### a. Transmutation — (n, p), (n,α)

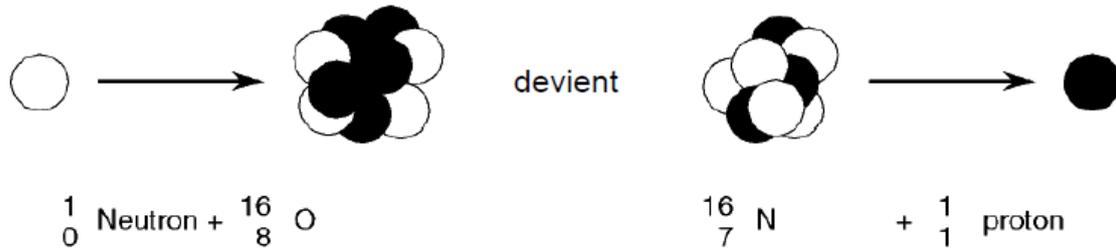
Un noyau peut absorber un neutron pour former un noyau composé qui se désexcitera en émettant une particule chargée : un proton ou une particule alpha. Un noyau différent est produit par cette réaction nommée transmutation.

La transmutation est la transformation d'un élément en un autre, par réaction nucléaire.

Exemples :

- Réaction neutron-proton (n, p)

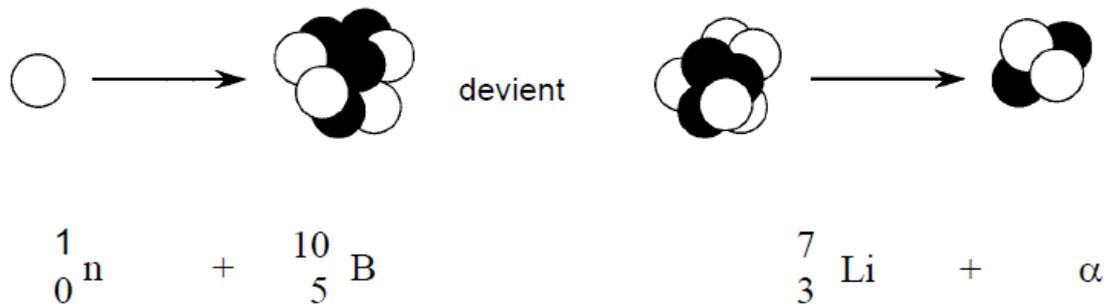
L'oxygène 16 capture un neutron et émet un proton pour former de l'azote 16.



Le produit, l'azote 16, est radioactif et sa période est de 7,1 secondes. C'est un exemple de réaction d'activation. L'azote 16 émet des particules bêta et, surtout, des rayons gamma très pénétrants.

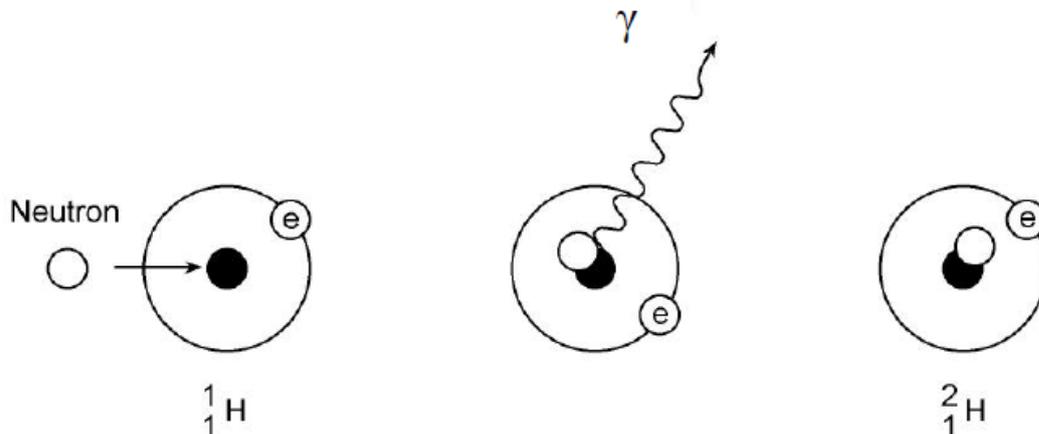
- Réaction neutron-alpha (n,  $\alpha$ )

La capture d'un neutron par le bore 10 provoque la réaction suivante :



### b. Capture radiative — (n, $\gamma$ )

C'est la réaction nucléaire la plus courante. Le noyau composé ainsi formé n'émet qu'un photon gamma. En d'autres termes, le noyau produit est un isotope du noyau cible. Son nombre de masse augmente de 1.



### Exemples

La capture radiative la plus simple est l'absorption d'un neutron par un noyau d'hydrogène pour former du deutérium (ou hydrogène lourd).

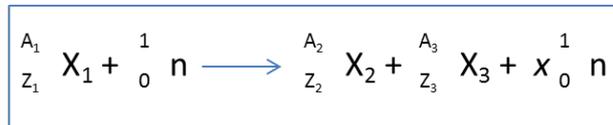
### 6.7 Fission

La réaction de fission se produit pour des matériaux à Z élevé quand la capture d'un neutron conduit à la scission du noyau et à la production de fragments lourds ainsi que de nucléons de grande énergie cinétique

• Par exemple : la fission de  $^{235}\text{U}$  libère une énergie de  $\approx 200$  MeV qui est distribuée entre les fragments de fission, des neutrons émis (2 ou 3), des particules  $\beta$  provenant de la désintégration radioactive des fragments de fission et des photons

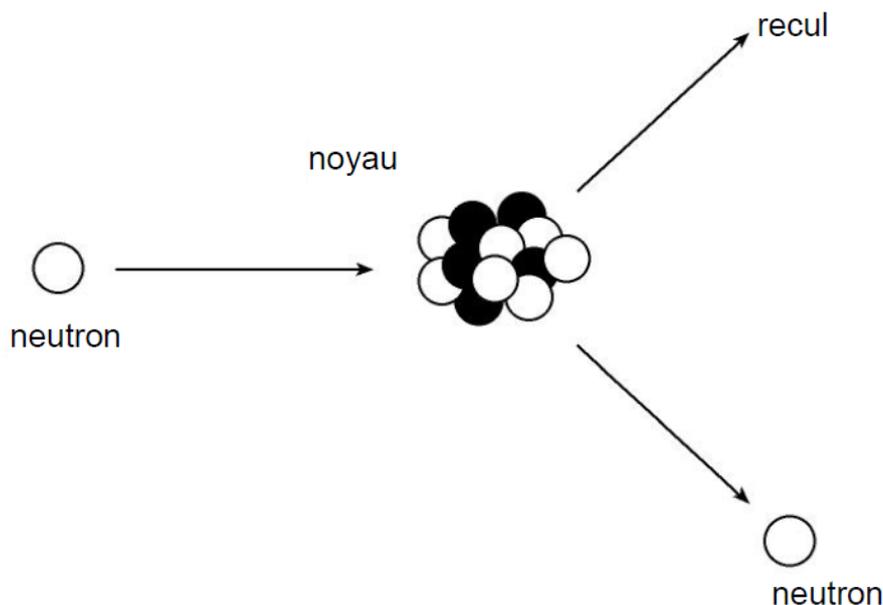
• L'émission de neutrons est utilisée pour induire d'autres réactions de fission ce produit une réaction en chaîne.

Cette réaction s'écrit :



### 6.3 Diffusion élastique — (n, n)

Un neutron frappe un noyau, lui transfère de l'énergie et rebondit dans une direction différente. (Parfois le noyau absorbe le neutron puis le réémet avec la même énergie cinétique.) La fraction de l'énergie de départ qui sera absorbée par le noyau dépend de l'angle d'incidence. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron et se déplace ensuite à plus grande vitesse.



Les noyaux légers sont les « ralentisseurs de neutrons » les plus efficaces. Lorsqu'un neutron heurte un noyau lourd, il rebondit en ayant perdu que peu de

vitesse et communique très peu d'énergie. D'autre part, les neutrons ne seront pas plus diffusés par le nouage d'électrons légers autour du noyau, mais continueront en ligne droite.

Lorsqu'il entre dans la zone d'action du noyau, on dit qu'il y a diffusion élastique si un neutron est réémis dans une direction quelconque, l'énergie cinétique, la quantité de mouvement et les masses au repos du système neutron-noyau étant conservées dans le processus. Lorsqu'un neutron d'énergie cinétique  $E_n$  frappe un noyau cible initialement supposé au repos, l'énergie transmise au noyau de "recul" est donnée, dans le système du Laboratoire par :

$$E_r = E_n \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta$$

$E_r$  : énergie du noyau de recul,  $E_n$  : énergie du neutron,  $A$  : masse atomique du noyau de recul et  $\theta$  : angle entre la direction du neutron incident et celle du noyau de recul.

Le Système de Centre de Masse permet de transformer le problème à deux corps en un problème à un seul corps. L'énergie transférée au noyau de recul dans le Système de Centre de Masse est :

$$E_r = E_n \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \phi)$$

$\Phi$  : angle de diffusion du noyau de recul.

La dernière équation montre qu'un projectile ne peut céder une part importante de son énergie qu'à des masses sensiblement égales à la sienne. On justifie ainsi le choix des gaz hydrogénés comme milieux "ralentisseurs" de neutrons.

Si le noyau cible est un proton, les relations deviennent :

-dans le Système du Laboratoire :

$$E_p = E_n \cos^2 \theta$$

-dans le Système de Centre de Masse

$$E_p = \frac{E_n}{2} (1 - \cos \phi)$$

Dans le cas de la diffusion élastique, la probabilité pour qu'un proton ait une énergie comprise entre  $E_p$  et  $E_p + dE_p$  est :

$$\begin{aligned}
 P(E_p)dE_p &= \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_s} d\omega \\
 &= \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_s} 2\pi \sin\phi d\phi
 \end{aligned}$$

Où  $\sigma(\phi)$  est la section efficace différentielle angulaire de diffusion et  $\sigma_s$  est la section efficace totale de diffusion. En combinant les équations nous avons :

$$P(E_p) = \frac{\sigma(\phi)}{\sigma_s} \frac{4\pi}{E_n}$$

En admettant que la diffusion élastique des neutrons sur les atomes d'hydrogène est isotrope jusqu'à 5 MeV dans le SCM, la symétrie sphérique entraîne :

$$\frac{\sigma(\phi)}{\sigma_s} = \frac{1}{4\pi}$$

La répartition énergétique des protons de recul déplacés par les neutrons d'énergie  $E_n$  est donc :

$$\begin{aligned}
 P(E_p) &= \frac{1}{E_n} \quad \text{Pour} \quad E_p < E_n \\
 &= 0 \quad \text{Pour} \quad E_p > E_n
 \end{aligned}$$

#### 6.4 Diffusion inélastique — (n, n $\gamma$ )

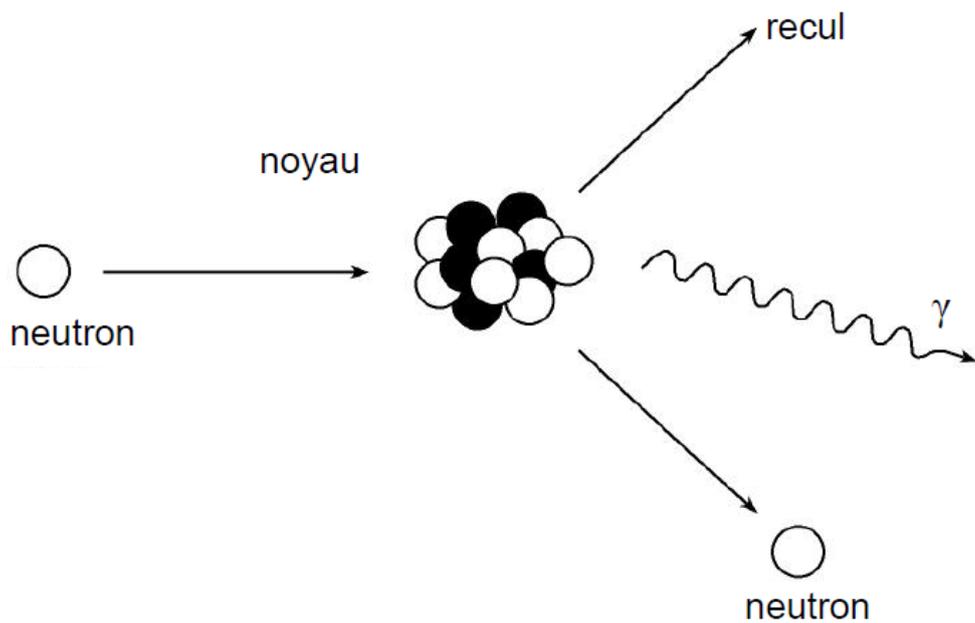
Lors d'une collision avec un noyau, un neutron peut être absorbé momentanément. Ce noyau composé sera dans un état excité. Il se désexcitera en émettant un nouveau neutron, moins énergétique, et un photon gamma qui emportera la différence d'énergie. Cette interaction est la *diffusion inélastique*. Habituellement, elle ne se produit que lors de l'interaction entre un neutron très rapide et un noyau lourd.

Le noyau composé excité va rapidement se désintégrer par un processus de type radioactif ; avec l'énergie acquise lors de l'absorption d'un neutron, plusieurs mécanismes sont possibles et entrent en compétition.

Cette énergie d'excitation du noyau composé notée  $E_e$  est, en effet, importante : l'énergie de liaison du neutron supplémentaire est de l'ordre de l'énergie de liaison moyenne par nucléon, soit entre 5 et 10 MeV environ et l'énergie que le neutron apporte peut aller de 0 à quelques MeV. Elle s'exprime comme suit :

$$E_e = E_l + E_c$$

Où  $E_l$  est l'énergie de liaison du neutron supplémentaire et  $E_c$  est l'énergie cinétique apportée par le neutron incident.



Le noyau, comme tout système quantique, peut se trouver à différents niveaux d'énergie, seul l'état fondamental pouvant être stable. La différence d'énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau nucléaire va de quelques keV (noyaux légers) à quelques MeV (noyaux lourds).

Un bilan énergétique simple montre qu'une telle réaction n'est possible que si l'énergie cinétique du neutron incident est au moins égale à la différence des énergies du premier niveau et niveau fondamental du noyau cible. Dans une diffusion inélastique, la quantité de mouvement est conservée mais non l'énergie cinétique ;