

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ IBN KHALDOUN – TIARET  
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA MATIÈRE  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

*Polycopié pédagogique :*

---

## **Interaction rayonnement-matière**

---

Cours destiné aux étudiants en 1<sup>ère</sup> année Master

*Filière : physique*

*Spécialité : physique des Matériaux et Nano physique*

*Présenté par :*

**Dr. BENABDELLAH Ghlamallah**

*Année universitaire 2020/2021*

## **Avant propos**

Ce polycopié de cours « l'interaction rayonnement matière » est destiné aux étudiants en première année Master physique des matériaux et nano physique.

Ce polycopié est organisé en quatre chapitres permettant au lecteur d'apprendre les effets de l'interaction rayonnements-matière et ces applications au domaine de la matière condensée.

Chaque chapitres contient une série d'exercices avec réponses afin de permettre au lecteur de mobiliser les acquis à travers la conception de diffusion et diffraction de rayonnements.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Notions générales sur les rayonnements</b>	<b>1</b>
1.1	Introduction . . . . .	1
1.2	Classification des rayonnements . . . . .	1
1.2.1	Classification selon la masse . . . . .	1
1.2.2	Classification selon leur effet sur la matière . . . . .	4
1.3	Quelques propriétés des rayonnements . . . . .	4
1.3.1	Énergie des rayonnements . . . . .	4
1.3.2	Relation entre l'énergie et la longueur d'onde . . . . .	5
1.3.3	principales caractéristiques : . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Interaction des rayonnements non chargés avec la matière</b>	<b>8</b>
2.1	Introduction . . . . .	8
2.2	Propagation des O.E.M dans le vide . . . . .	8
2.3	Interaction photons-matière( effets macroscopiques) . . . . .	9
2.3.1	Loi Atténuation . . . . .	9
2.3.2	Coefficients d'atténuation et la section efficace . . . . .	10
2.3.3	Couche de demi-atténuation . . . . .	11
2.4	Interaction photons-matière (effets microscopiques) . . . . .	11
2.4.1	Interaction photon-électron . . . . .	12
2.4.2	Interaction photon-noyau . . . . .	17
2.4.3	Domaines de prédominance . . . . .	18
2.4.4	Coefficient d'atténuation linéique globale . . . . .	19
2.5	Interaction des neutrons avec la matière . . . . .	21
2.5.1	Production de neutrons . . . . .	21
2.5.2	Interaction des neutrons avec la matière . . . . .	21
2.6	Exercices avec réponses . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Interactions des particules chargées avec la matière</b>	<b>30</b>
3.1	Introduction . . . . .	30
3.2	Mécanisme de l'interaction . . . . .	30
3.3	Interaction particules chargées légères/matière . . . . .	31
3.3.1	Collision molle ( $b \gg a$ ) : . . . . .	31
3.3.2	Collision dure ( $b < a$ ) : . . . . .	31
3.4	Caractéristiques de l'interaction : . . . . .	33
3.4.1	Pouvoir d'arrêt linéique S du milieu : . . . . .	33
3.4.2	Transfert d'énergie linéaire(TEL) . . . . .	34
3.4.3	Le parcours . . . . .	34
3.5	Application de l'interaction électron-matière : Production RX . . . . .	35
3.5.1	Principe de production des RX . . . . .	35
3.5.2	Caractéristiques des RX . . . . .	37

3.6	Exercices avec réponses	40
<b>4</b>	<b>Diffusion et diffraction des rayonnement</b>	<b>43</b>
4.1	Introduction	43
4.2	Diffusion des RX par un électron isolé	44
4.2.1	Diffusion classique de Thomson	44
4.2.2	Amplitude de diffusion et la fonction densité électronique	45
4.3	Diffusion des RX par un atome	46
4.3.1	Facteur de diffusion atomique	46
4.3.2	Propriété de facteur de diffusion atomique	49
4.3.3	Diffusion anormale	50
4.4	Diffraction des RX par un cristal	50
4.4.1	Facteur de structure et facteur de forme	50
4.4.2	Conditions de diffraction de Von Laue	51
4.4.3	Conditions d'interférences constructives de Bragg	52
4.4.4	Technique de diffraction des RX par focalisation	53
4.4.5	Détection des RX diffractés	55
4.5	Diffraction des rayonnements électroniques	56
4.5.1	Diffraction des électrons par les gaz	56
4.5.2	Diffraction des électrons par les solides	57
4.6	Exercices	58
	<b>Bibliographie</b>	<b>61</b>

# Table des figures

1.1	Onde électromagnétique sinusoïdale . . . . .	2
1.2	Spectre des ondes électromagnétiques . . . . .	3
1.3	Rayonnements ionisants et non-ionisants. . . . .	5
2.1	Interaction rayonnement-matière (phénomène global) . . . . .	8
2.2	L'atténuation de rayonnement . . . . .	10
2.3	L'effet photoélectrique . . . . .	13
2.4	La variation du $\tau/\rho$ en fonction de l'énergie des photons incidents . . . . .	14
2.5	Diffusion Compton . . . . .	15
2.6	Variation de coefficient d'atténuation massique de Compton . . . . .	16
2.7	Diffusion Thomson-Rayleigh . . . . .	17
2.8	Effet de création de paires . . . . .	17
2.9	Variation de coefficient d'atténuation lié à la matérialisation . . . . .	18
2.10	Domaines de prédominance . . . . .	19
2.11	Coefficient d'atténuation . . . . .	20
2.12	Coefficients d'atténuation linéique partiels et globale . . . . .	20
2.13	Diffusion élastique des neutrons . . . . .	22
2.14	Diffusion inélastique des neutrons . . . . .	23
2.15	Niveaux de transitions électronique. . . . .	26
2.16	Radiographie d'une main . . . . .	27
3.1	Interaction particules chargées avec la particule du milieu. . . . .	32
3.2	Interaction électron-noyau. . . . .	33
3.3	Pouvoir d'arrêt massique . . . . .	34
3.4	Parcours de la particule chargée dans la matière . . . . .	35
3.5	Schéma de tube de Coolidge . . . . .	36
3.6	tube de Coolidge . . . . .	36
3.7	Spectre continu caractéristique des RX . . . . .	37
3.8	Transition électronique entre les niveaux d'énergie( $K_{\alpha}, K_{\beta}; L_{\alpha}..$ ) . . . . .	38
3.9	Transition électronique entre les niveaux d'énergie( $K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}$ ) . . . . .	38
3.10	Spectre émis par une anticathode de tungstène . . . . .	39
4.1	Onde électromagnétique diffusée par un électron . . . . .	45
4.2	RX diffusée par un atome . . . . .	47
4.3	Diffusion des RX par un atome . . . . .	48
4.4	Facteur de diffusion atomique de quelques atomes et ions. . . . .	49
4.5	Facteur de forme . . . . .	52
4.6	Monochromateur à monocristal plan . . . . .	53
4.7	Monochromateur à focalisation de type Johansson . . . . .	54
4.8	Monochromateur à focalisation de type Guinier . . . . .	55

4.9 Monochromateur à focalisation de type Johann . . . . .	55
4.10 Focalisation approchée de type Johann . . . . .	56

# Liste des tableaux

1.1	Rayonnements ionnisants. . . . .	4
1.2	Les principales caractéristiques des rayons X, électrons et neutrons. . . . .	7
2.1	Classification des neutrons. . . . .	21
2.2	Coefficient d'atténuation de quelque matériaux. . . . .	25
3.1	Perte d'énergie dans un parcours de 1cm d'eau . . . . .	33
3.2	Quelques longueurs d'onde caractéristiques des principales anodes . . . . .	39

## Constantes universelles

Vitesse de la lumière dans le vide	$c_0 = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Charge de l'électron	$e = 1.602\,05 \times 10^{-19} \text{ C}$
Masse de l'électron au repos	$m_0 = 9.1083 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du neutron au repos	$m_n = 1.676 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masse du proton au repos	$m_p = 1.679 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Rapport masse	$m_p/m_0 = 1836.1$
Constante de PLANCK	$h = 6.6245 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de BOLTZMANN	$k = 1.3803 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Nombre d'AVOGADRO (molécules/mole)	$N_A = 6.024\,86 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$



# Chapitre 1

## Notions générales sur les rayonnements

### 1.1 Introduction

Dans une description partielle de la nature, on considère qu'il y a deux types d'éléments : La matière et le rayonnement. En physique, la matière est ce qui compose tout corps ayant une réalité tangible, à l'échelle microscopique, la matière est constituée par un assemblage des atomes, et chaque atome constitué d'un noyau composé de nucléons (protons et neutrons) et d'un cortège d'électrons. La matière peut exister sous trois états différents : solide, liquide et gazeux.

Alors le terme rayonnement est appliqué au mode de l'émission et de la propagation de l'énergie dans l'espace. Les rayonnements peuvent être émis à partir de la matière, comme les sources radioactives ou produits par des appareils électriques (tubes à RX, accélérateurs de particules, générateurs de neutrons...). Les rayonnements ne peuvent être détectés que grâce à leurs interactions avec la matière.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents types de rayonnement et de les classer selon leurs propriétés et leur effet sur la matière.

### 1.2 Classification des rayonnements

#### 1.2.1 Classification selon la masse

On peut classer les rayonnements selon leur masse en deux types :

##### a). Rayonnements électromagnétiques

Les rayonnements électromagnétiques sont essentiellement émis par les vibrations des électrons atomiques où ils créent une couple d'un champ électrique et un

champ magnétique formant une onde électromagnétique (o.e.m). Les rayonnements électromagnétiques sont caractérisés par :

- ◇ Masse nulle (photon au repos) :  $m = 0$
- ◇ Vitesse de propagation :  $c = 2.98 \times 10^8 m.s^{-1}$
- ◇ Énergie porté par une onde :  $E = h\nu$ .
- ◇ Quantité de mouvement :  $P = h\nu/c$ .
- ◇ Longueur d'onde :  $\lambda = h/P = c/\nu$ .
- ◇ Vecteur d'onde  $\vec{k}$  :  $k = 2\pi/\lambda$ .

La figure (1.1) présente une O.E.M monochromatique sinusoïdale composée par une superposition d'un champ électrique et un champ magnétique :

$$\vec{E}(x, t) = E_0 \cos(2\pi\nu(t - x/c))\vec{j} \quad (1.1)$$

$$\vec{B}(x, t) = B_0 \cos(2\pi\nu(t - x/c))\vec{k} \quad (1.2)$$

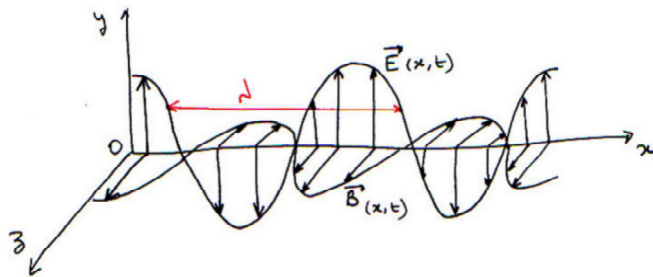


FIGURE 1.1 : Onde électromagnétique sinusoïdale .

Le spectre des rayonnements électromagnétiques en fonction de l'énergie, fréquence et la longueur d'onde est présenté dans la figure (1.2). Ce spectre peut être divisé en plusieurs régions selon la longueur d'onde du rayonnement. Chaque type de rayonnement sert à étudier des objets de tailles différentes : Des gros objets (i.e. immeuble ..) peuvent être détectés par les ondes des radiofréquences de longueur d'onde  $\lambda > 1m$  jusqu'aux dimensions des parties d'atomes par les rayons  $\gamma$  de longueur d'onde  $\lambda < 10^{-11}m$ .

Les ondes de basses fréquences sont généralement émises par les antennes radio, et la région de l'infra-rouge ( IR) et de la lumière visible est couverte par les lampes et les lasers. Rayons X durs et rayons gamma sont émis par des sources radioactives et des accélérateurs de particules. La région la plus large est couverte par la source synchrotron.

Un *synchrotron*<sup>1</sup> est une source extrêmement puissante de rayons X, produits par des électrons de haute énergie circulant dans un anneau de stockage.

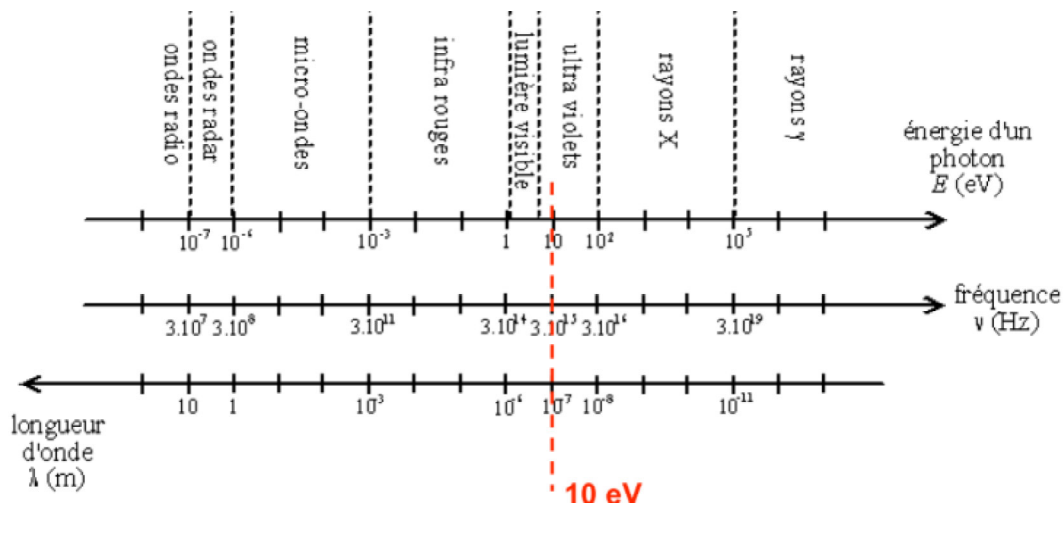


FIGURE 1.2 : Spectre des ondes électromagnétiques.

### b). Rayonnements particuliers (corporels)

Les particules en mouvement à une grande vitesse se comportent comme des ondes, ces ondes sont connues sous le nom « ondes de Broglie », il est possible de les faire interférer et diffracter de même façon que les ondes électromagnétiques. Il y a des particules chargées, comme les électrons, des protons, radiations alpha ( $He^{2+}$ ),  $\beta^+$  et  $\beta^-$ , et des particules non chargées, ce sont les neutrons. Les rayonnements corporels sont caractérisés par (cas non relativistes) : Un rayonnement électro-

- ◇ Masse non-nulle (photon au repos) :  $m \neq 0$
- ◇ Energie portée par une onde :  $E_c = 1/2mv^2$ .
- ◇ Quantité de mouvement :  $P = mv$ .
- ◇ Longueur d'onde :  $\lambda = h/P = h/mv$ .
- ◇ Vecteur d'onde  $\vec{k}$  :  $k = 2\pi/\lambda$ .
- ◇ la formule de Broglie peut s'écrire :  $\vec{P} = h/2\pi\vec{k}$ .

magnétiques se comporte aussi comme un rayonnement corporel constitué par un ensemble de particules connues sous le nom « photons », se déplaçant à la vitesse de la lumière. Cette dualité « onde-corporel » de la lumière a été vérifiée par les expériences de l'effet photoélectrique et l'effet Compton (voir §.2.4.1)

1. <https://www.esrf.eu/fr/home/about/synchrotron-science/synchrotron.html>

## 1.2.2 Classification selon leur effet sur la matière

Une autre classification de rayonnement selon leur effet sur la matière :

### a). Rayonnements ionisants

Rayonnements ionisants sont les rayonnements qui provoquent l'ionisation de l'atome (arrachement d'un ou plusieurs électrons). Ces rayonnements ionisants sont soit des particules chargées, dites « directement ionisantes », comme les électrons, protons et radiations  $\alpha$  et  $\beta$ , soit des particules non chargées, dites « indirectement ionisantes » comme les neutrons ou les radiations  $\gamma$  qu'ils sont issus d'un noyau radioactif ou  $RX$  qu'ils sont issus de transitions dans le cortège électronique d'un atome (Tableau 1.1). Pour la matière vivante composée de (H,C,N,O), une radiation peut être considérée comme ionisante si son énergie  $> 13.6eV$ .

Particules chargés	particules non chargés	Rayonnement e. m
Electrons $e^-$	Neutrons	$RX$
Protons $p^+$		
Radiations $\alpha^{++}, \beta^+, \beta^-$		Rayon $\gamma$

TABLE 1.1 : Rayonnements ionisants.

### b). Rayonnements non-ionisants

Lorsque les rayonnements ayant un quantum d'énergie insuffisants pour ioniser l'atome, ils peuvent cependant le faire passer dans un état d'énergie plus élevé (atome excité). Ces rayonnements non-ionisants sont les radiations électromagnétique de faible énergie  $E > 10eV$  comme Les radiations UV, visible, IR, micro-ondes, ondes radio (voir figure 1.2). Le principal effet des rayonnements non-ionisants est un chauffage du corps (agitation thermique).

## 1.3 Quelques propriétés des rayonnements

### 1.3.1 Énergie des rayonnements

L'unité d'énergie dans le système international(SI) est le joule ( $J$ ). En physique atomique et des rayonnements, on utilise souvent l'unité « électron-volt( $eV$ ) », ou  $1eV = 1.602 \times 10^{-19}$  joule.

Multiples de l'électron-volt :  $1keV = 1 \times 10^3 eV$ ;  $1MeV = 1 \times 10^6 eV$ ;  $1GeV = 1 \times 10^9 eV$

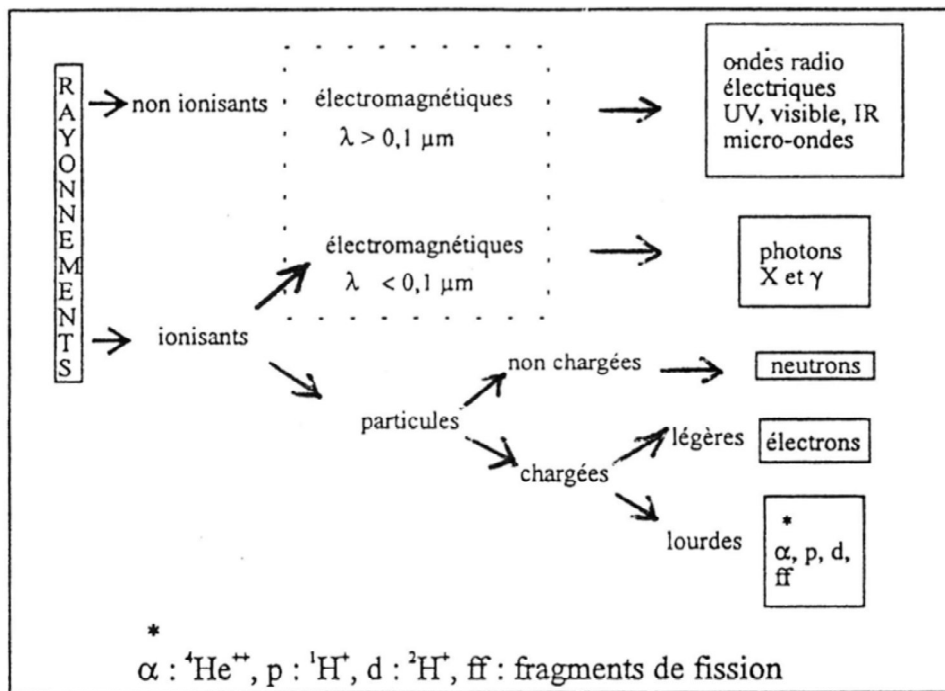


FIGURE 1.3 : Rayonnements ionisants et non-ionisants.

### 1.3.2 Relation entre l'énergie et la longueur d'onde

#### a). Rayonnements électromagnétiques

L'énergie portée par une onde électromagnétique est donnée :  $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (1.3)$$

On remplaçant les constants par leurs valeur numérique :

$$\lambda(\text{\AA}) \simeq \frac{12400}{E(\text{eV})} \quad (1.4)$$

**Exemple :** Les RX de longueur d'onde comprise entre 0.1 et 5 $\text{\AA}$  correspondent à l'intervalle d'énergie : 2.48 à 124keV

**b). Rayonnements électroniques**

Dans le cas non-relativiste (la masse d'électron  $m = m_0 = 9.109 \times 10^{-31}$  kg et l'énergie cinétique  $E_c = mv^2/2$ ), la longueur d'onde associée aux électrons est donnée par la relation de Broglie :

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE_c}}$$

$$\lambda(\text{\AA}) = \frac{12.264}{E_c(eV)} \quad (1.5)$$

Pour des énergie supérieur à 100eV il faut prendre en considération la correction relativiste.

**Exemple :**  $\lambda = 1.3\text{\AA}$ , correspond une énergie  $E_c = 100eV$ ,

**c). Rayonnements neutroniques**

L'énergie cinétique des neutrons thermique est de l'ordre de l'énergie cinétique moyenne de particules à température donnée ( $T$ ) par le principe d'équipartition de l'énergie<sup>2</sup> :

$$E_c = \frac{1}{2}m_n v^2 = \frac{3}{2}k_B T. \quad (1.6)$$

L'équation de Broglie donnant la longueur d'onde des neutrons thermique :

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{3m_n k_B T}}$$

$$\lambda(\text{\AA}) = \frac{0.286}{\sqrt{E_c(eV)}} = \frac{25.16}{\sqrt{T(K)}}$$

**Exemple :** Pour des neutrons thermique à  $T = 373K$ , la longueur d'onde est  $\lambda = 1.303\text{\AA}$ .

**1.3.3 principales caractéristiques :**

Les rayons X, électrons et neutrons sont les rayonnement les plus utilisés pour déterminer les paramètres de la structure cristalline de la matière condensée. Le tableau (1.2) résume les principales caractéristiques de ces rayonnements

---

2. Consulter les cours de la physique statistique

	Rayons X	Électrons	Neutrons
Nature	Rayonnement électromagnétique	Particule de spin 1/2	Particule de spin 1/2
Longueur d'absorption	100 $\mu m$	1 $\mu m$	5 cm
Indice de réfraction $n = 1 + \delta$	$n < 0,$ $\delta = -1 \times 10^{-5}$	$n > 0,$ $\delta = 1 \times 10^{-4}$	$n > < 0,$ $\delta = \pm 1 \times 10^{-6}$
Énergie moyenne	12400eV	Électron lent ( $\lambda = 1 \text{ \AA}$ ) :160 eV	Neutron lente : 26.2 meV
Distribution spectrale	Tube à RX :Continue+ raies intenses Synchrotrons :Continue	monocinétique dépendant du potentiel appliqué	Continue
Type d' interaction	photons-électrons des atomes  Photons-phonons	électron-potentiel dans l'atome (noyau+électrons)	Neuron-noyau de l'atome  Neutron-phonons Neutron-magnons
section efficace	$10^{-24} \text{ cm}^2=1 \text{ barn}$	$10^{-16} \text{ cm}^2=10^8 \text{ barn}$	$10^{-24} \text{ cm}^2=1 \text{ barn}$

TABLE 1.2 : Les principales caractéristiques des rayons X, électrons et neutrons.

## Chapitre 2

# Interaction des rayonnements non chargés avec la matière

### 2.1 Introduction

Quand un faisceau mince unidirectionnel et monochromatique de rayons  $X$  ou  $\gamma$  traverse un milieu matériel, une partie de photons est absorbée (arrêtée) et leur énergie est transférée au milieu absorbant, une autre partie est déviée (diffusée) et une autre transmise restant dans la même direction de propagation du faisceau incident sans être déviée (figure 2.1). Comme conséquence, l'intensité du faisceau incident sera diminuée ou atténuée. Ce phénomène d'atténuation dépend de l'énergie de rayonnement et de la nature de la matière cible.

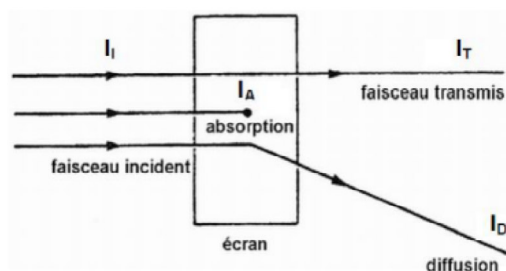


FIGURE 2.1 : Interaction rayonnement-matière (phénomène global)

### 2.2 Propagation des O.E.M dans le vide

Lorsqu'une source émet un rayonnement, cette émission se fait souvent dans toutes les directions de l'espace (ou éventuellement un ensemble de directions privilégiées). En première approximation, on peut considérer cette émission comme isotrope et homogène. Dans le vide, les photons se propagent sans interaction, donc



en ligne droite à partir de la source. Le flux de photons (flux photonique = nombre de photons/unité de temps) est :

$$d\Phi_p = \frac{dN}{dt} \quad (2.1)$$

Lorsque les photons sont à une distance  $R$  de la source, ils traversent une sphère de rayon  $R_0$ , soit une surface  $S = 4\pi R_0^2$ . Lorsque les mêmes photons se trouvent à une distance  $R$ , le flux se conserve, mais la surface de la sphère traversée vaut  $S = 4\pi R^2$ . Le même nombre de photons traverse donc une surface  $(\frac{R}{R_0})^2$  fois plus grande, le flux surfacique de photons diminue donc avec le carré de la distance à la source, il est définie par :

$$d\varphi = \frac{dN}{dt ds} = \varphi_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \quad (2.2)$$

*Pour un faisceau mono-chromatique, la puissance émise par la source vaut :  $P = h\nu\Phi_p$  exprimée en watt et que l'intensité lumineuse vaut  $I = h\nu\varphi$  exprimée en  $W.m^{-2}$ . Dans le vide, un faisceau de rayonnement électromagnétique émis à partir d'une source perd de son intensité à cause de la divergence dans l'espace de ce faisceau. À la distance ( $d$ ) de la source, l'intensité est :  $I_d = \frac{I_0}{d^2}$*

## 2.3 Interaction photons-matière ( effets macroscopiques)

### 2.3.1 Loi Atténuation

L'intensité du faisceau incident des photons monochromatiques de rayons  $X$  ou  $\gamma$  est diminuée lorsqu'ils traversent une plaque d'un matériau d'épaisseur  $x$ , La perte de l'intensité est appelée l'atténuation du rayonnement. Cette atténuation a un caractère aléatoire définie par l'équation différentielle suivante :

$$dI = -\mu \cdot I dx \quad (2.3)$$

La solution de l'équation (2.3) est la loi d'atténuation exponentielle qui relie l'intensité du faisceau incident  $I_0$  (nombre de particules par unité de surface et par unité de temps) perpendiculaire au plan d'une plaque (figure 2.2) avec l'intensité  $I$  du faisceau sortant de la plaque par la formule suivante :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (2.4)$$

Où  $\mu$  le coefficient linéique d'atténuation *dépend de la substance et de l'énergie du rayonnement.*

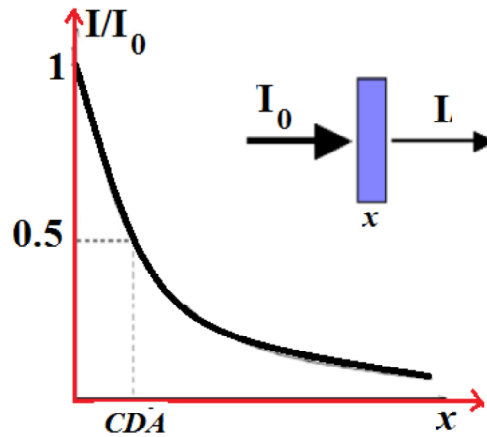


FIGURE 2.2 : L'atténuation de rayonnement

Si le faisceau traverse plusieurs milieux de coefficients d'atténuation linéique différents  $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_i$  sur des épaisseurs  $x_1, x_2, \dots, x_i$ , la loi d'atténuation s'écrit :

$$I(x) = I_0 e^{-\sum_i \mu_i x_i} \quad (2.5)$$

Pour un milieu non homogène :

$$I(x) = I_0 e^{-\int \mu(x) dx} \quad (2.6)$$

En utilisant la notion de coefficient d'atténuation massique  $\frac{\mu}{\rho}$  : afin de tenir compte de la densité d'un matériau, la loi d'atténuation s'écrit :

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} m} \quad (2.7)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique du matériau et  $m = \rho x$  la masse par unité de surface du matériau ( masse surfacique) mesurée en  $kg/cm^2$ .

*Le coefficient d'atténuation massique a l'avantage d'être indépendant de l'état solide, liquide ou gazeux du matériau.*

### 2.3.2 Coefficients d'atténuation et la section efficace

La section efficace  $\sigma$  présente la probabilité d'interaction d'un rayonnement avec un atome du milieu. L'unité usuelle de la section efficace est barn tel que :  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Elle est calculée par le rapport entre le taux d'interaction  $T$  et le flux incident  $\Phi$  :

$$T = \sigma \Phi N \quad (2.8)$$

Où  $\Phi$  : le flux ( le nombre de particules incidentes par unité de surface et par unité du temps);  $N$  : le nombre d'atomes dans le volume de la cible correspondant à la surface (S) couverte par le faisceau.

Le coefficients d'atténuation globale est relié à la section efficace totale d'interaction d'un photon avec un atome du milieu par la relation suivante :

$$\mu = \sigma n = \sigma \frac{\rho N_A}{A} \quad (2.9)$$

Tel que  $n$  est la densité d'atomes du milieu (nombre d'atomes cible par unité de volume ) :

$$n = \frac{N}{V} = \frac{m N_A}{AV} \quad (2.10)$$

Où :  $N_A$  est nombre d'Avogadro ,  $m$  est la masse de cible,  $A$  est le numéro de masse atomique de la cible  $\rho = m/V$  est la masse volumique de la cible

### 2.3.3 Couche de demi-atténuation

On appelle couche de demi-atténuation  $CDA = x_{1/2}$ , l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 (diminuer de moitié) par rapport à l'intensité initiale :

$$I(x_{1/2}) = \frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu x_{1/2}} \quad (2.11)$$

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

**Remarque :** On ne peut jamais arrêter totalement un faisceau de photons; mais au delà  $10CDA$  l'intensité de rayonnement à la sortie de l'écran est négligeable.

*L'atténuation ou affaiblissement d'un rayonnement électromagnétique comprend, en plus les effets de l'absorption et de la diffusion, globalement tous les effets qui contribuent à des pertes de l'intensité.*

## 2.4 Interaction photons-matière (effets microscopiques)

L'atténuation globale des rayonnements électromagnétiques est due à plusieurs effets élémentaires tel que l'effet photoélectrique, effet Compton et l'effet de création des paires.

### 2.4.1 Interaction photon-électron

#### a). Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique (expérience de H.Hertz en 1887) est l'émission d'électrons par la matière recevant un rayonnement électromagnétique. Le photon incident transmet toute son énergie  $E = h\nu$  à un électron  $i$  lié au noyau de l'atome cible avec une énergie de liaison  $E_l$ .

- Si  $h\nu > -E_l$ , l'électron de masse  $m_e$  sera éjecté de sa couche électronique (ionisation de l'atome) avec une vitesse  $v$ . Selon le principe de la conservation de l'énergie :

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu - E_i \quad (2.12)$$

où  $E_i$  l'énergie d'ionisation de l'orbitale occupé par l'électron libérer ( $E_i > 0$  et  $E_i = -E_l$ )

- Si l'atome est à l'état condensé (solide ou liquide), il faut écrire :

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu - E_i - W \quad (2.13)$$

où  $W$  est le travail d'extraction de l'électron de la surface de l'échantillon.

#### Remarque :

1. Si l'énergie de photon est grande, il y a une grande probabilité, que le photoélectron soit émis dans la même direction que le photon.
2. Le photoélectron peut interagir avec d'autres atomes du milieu, créant ainsi des ionisations (secondaires).
3. Les radiations *UV* peuvent libérer uniquement les électrons périphériques de l'atome.
4. Les *RX* peuvent arracher les électrons internes souvent les électrons de la couche K et par conséquence [2] : L'atome ionisé est suivie d'une réorganisation du cortège électronique, il en résulte l'émission d'un autre photon (rayon X de **fluorescence**). Parfois, pour des milieux de  $z$  petit, le photon de fluorescence produit un nouvel effet photoélectrique avec émission d'un électron : c'est l'effet **Auger** ..

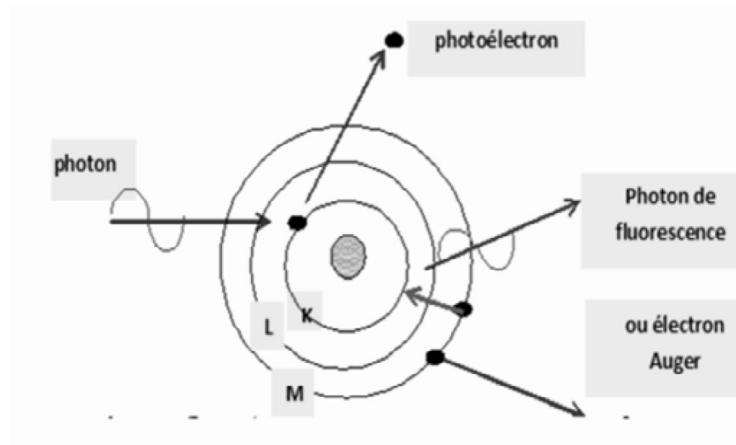


FIGURE 2.3 : L'effet photoélectrique

### Relation de Bragg et Pierce :

La fraction de photons incidents non arrêtés par phénomène photoélectrique est donnée par la loi exponentielle (2.4) :  $\frac{I}{I_0} = e^{-\tau \cdot x}$ .

Le coefficient d'atténuation due à l'effet photoélectrique  $\tau$  dépend du numéro atomique  $z$  du milieu et de l'énergie des photons incidents, il est défini par la relation de **Bragg et Pierce** :

$$\tau = k \cdot \rho \left( \frac{z}{h\nu} \right)^3 \quad (2.14)$$

Où  $k$  constante dépend de la couche de l'électron et  $\rho$  est la masse volumique de la cible.

La figure (2.4) présente la variation du coefficient d'atténuation massique due au photoélectrique en fonction de l'énergie des photons incidents pour deux substances, une légère c'est l'eau  $H_2O$  et l'autre lourde c'est le plomb  $Pb$ , les pics correspondent aux valeurs de l'énergie du photon égales à celles de l'énergie de liaison d'un électron (pour le plomb, couche K environ  $88keV$ , et couche L environ  $15keV$ ) ([5]).

*On constate que  $\tau$  croît très vite avec  $z$  et diminue lorsque l'énergie  $h\nu$  des photons augmente. Alors pour favoriser l'effet photoélectrique, il faut donc prendre des photons d'énergie relativement faible (10 à 50keV), et les orienter sur des éléments lourds. Le coefficient d'absorption massique  $\tau/\rho$  varie beaucoup au voisinage des longueurs d'onde d'absorption (de la couche K et L) de l'élément considéré.*

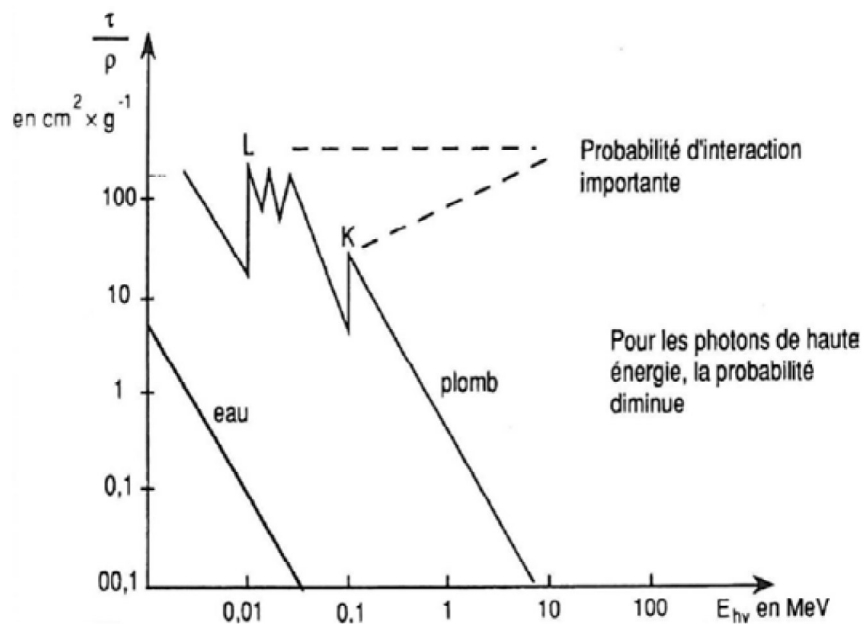


FIGURE 2.4 : La variation du  $\tau/\rho$  en fonction de l'énergie des photons incidents

G. Benabdellah

**b). Effet-Compton(diffusion incohérente)**

Le photon incident interagit (choc direct) avec des électrons faiblement liés. Ces électrons sont considérés au repos car leur énergie de liaison ainsi que leur énergie cinétique sont négligeables devant l'énergie du photon incident.

**Après le choc "photon-électron"**

- L'électron absorbe une partie de l'énergie incidente du photon, et éjecté avec une énergie cinétique :  $E_{c(e)}$
- Le photon est diffusé avec un changement d'énergie et changement de direction( diffusion incohérente).

Le traitement de problème dans le cas relativiste, c'est à dire la vitesse de l'électron est comparable à celle de lumière, On suppose l'électron initialement au repos ( de l'énergie  $mc^2$ )

Selon le principe de la conservation de l'énergie avant et après la collision, on a :

$$m_0c^2 + h\nu = h\nu' + \gamma m_0c^2 \tag{2.15}$$

Ou  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  et  $m_0$  est la masse de l'électron au repos.

Et selon le principe de la conservation de la quantité de mouvement, on a en-cours :  $\vec{P} = \vec{P}' + \vec{P}_e$ .

Par la projection du vecteur de la quantité du mouvement sur les axes  $ox$  et  $oy$ , on obtient :

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos(\theta) + \gamma m_0 v \cdot \cos(\varphi) \quad (2.16)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin(\theta) + \gamma m_0 v \cdot \sin(\varphi) \quad (2.17)$$

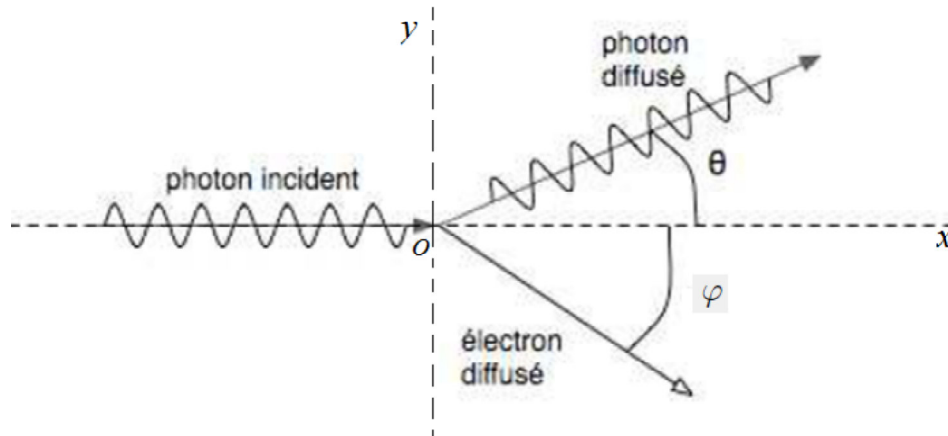


FIGURE 2.5 : Diffusion Compton : Collision d'un photon avec un électron au repos

Après la résolution du système d'équations (2.15), (2.16) et (2.17), on obtient la relation de **Compton-Debye** :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos(\theta)) \quad (2.18)$$

#### Remarques :

- L'effet-Compton n'est possible que si l'énergie de photon incident  $h\nu$  supérieur à l'énergie de liaison de l'électron  $E_l$
- Lorsque l'énergie du photon incident croît, l'énergie importée par l'électron Compton devient de plus en plus importante par rapport à celle du photon diffusé.
- En cas de choc frontal  $\theta = 180^\circ$ , l'électron Compton est éjecté de la même direction que le photon incident avec une énergie maximale, et les photons diffusés sont réémis dans une direction proche de leur direction d'origine avec une énergie minimale.
- Pour une diffusion tangentielle  $\theta = 0^\circ$ , le photon incident garde sa trajectoire sans changement d'énergie.

**Conclusion :** Selon la relation de **Compton-Debye**( 2.18), l'énergie de l'électron Compton augmente (l'énergie de photon diffusé diminue) avec l'augmentation de l'angle de diffusion  $\theta$ .

*Le coefficient d'atténuation  $\sigma$  due à l'effet Compton est indépendant de la matière irradiée( indépendant de  $z$ ), mais il est inversement proportionnel avec de l'énergie du photon incidente.*

$$\frac{\sigma}{\rho} \propto \frac{1}{h\nu} \quad (2.19)$$

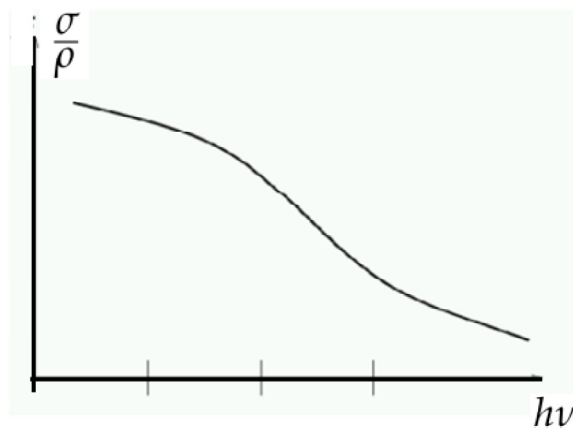


FIGURE 2.6 : Variation de coefficient d'atténuation massique de Compton ( $\frac{\sigma}{\rho}$ ) en fonction de l'énergie du photon

### c). Diffusion Thomson-Rayleigh

Lorsque le photon incident entre en interaction avec la matière leur énergie n'est pas absorbée par les atomes du milieu, mais il y a simplement un changement de direction de propagation du photon. Pendant ce processus, le photon incident absorbé par l'atome cible est réémis sans changement de fréquence, dans toutes les directions, cette diffusion connue sous le nom *diffusion Thomson-Rayleigh*([5]) :

**Diffusion Thomson :** Diffusion des photons par des électrons libres.

**Diffusion Rayleigh :** Diffusion des photons par des électrons liés .

*Diffusion Thomson-Rayleigh concerne uniquement les photons de faible énergie  $< 45\text{keV}$*



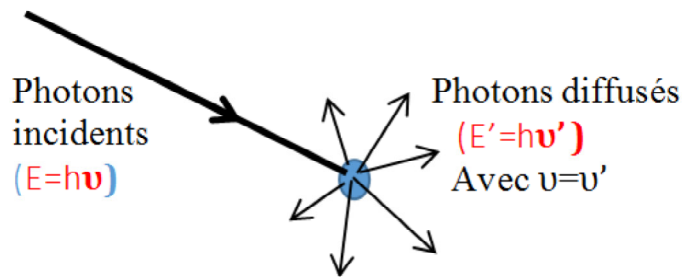


FIGURE 2.7 : Schéma de la diffusion élastique de Thomson-Rayleigh

## 2.4.2 Interaction photon-noyau

### a). Effet de création de paires (matérialisation $\pi$ )

La création de paires (électron, positon) peut se produire pendant l'interaction entre un photon très énergétique  $h\nu > 2m_0c^2 = 1.022\text{MeV}$  et le noyau.

Lorsque le photon passe au voisinage du champ électrique très intense du noyau, peut se matérialiser sous forme d'un électron  $e^-$  et d'un positon  $e^+$  (apparition paires  $(e^-, e^+)$ ), comme conséquence :

- Le positon est rapidement annihilé (dématérialisation) avec un électron du milieu en donnant naissance à deux photons de  $0,511\text{MeV}$  (qui vont être absorbés par le milieu).
- L'électron, devient un électron libre de la matière uniquement s'il soumis à l'agitation thermique.

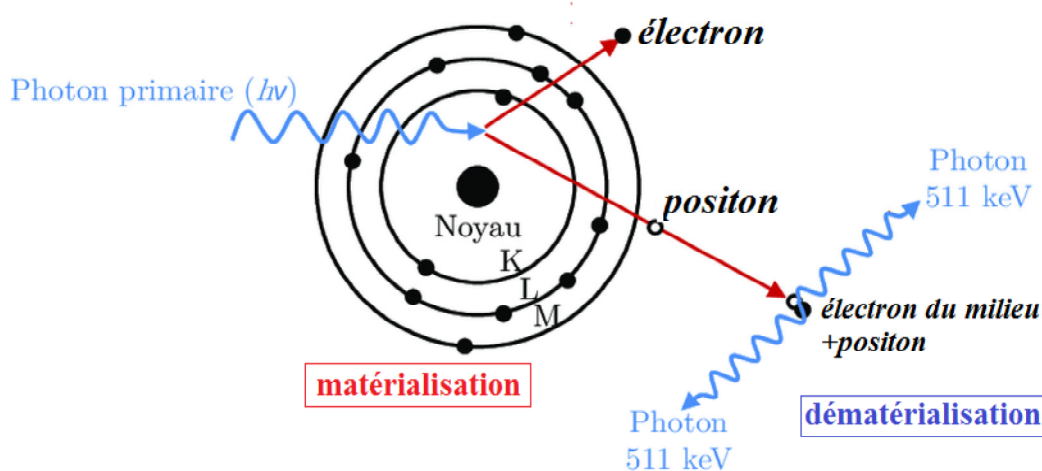


FIGURE 2.8 : Effet de création de paires

**Coefficient d'atténuation lié à la matérialisation :**

*Le coefficient d'atténuation lié à la matérialisation augmente avec le numéro atomique du milieu et lentement avec l'énergie de photon incident, il est proportionnel au  $z \cdot \ln(h\nu)$  :*

$$\frac{\pi}{\rho} \propto z \cdot \ln(h\nu) \quad (2.20)$$

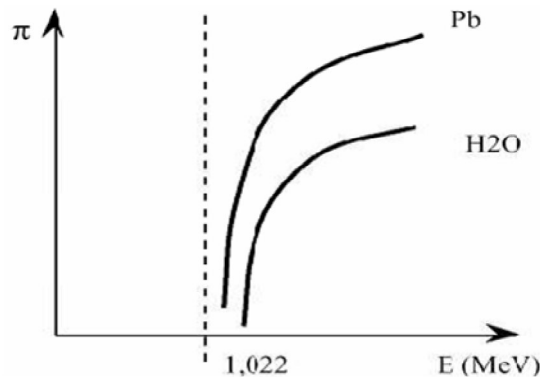


FIGURE 2.9 : Variation de coefficient d'atténuation lié à la matérialisation en fonction  $h\nu$

**b). Réaction photo-nucléaire ou photodésintégration**

La réaction photo-nucléaire peut se produire si l'énergie de photon  $h\nu > 10\text{MeV}$ . Le photon est absorbé par le champ électrique intense du noyau, qui devient alors instable et se désintègre en émettant un ou plusieurs nucléons selon l'équation nucléaire :



L'isotope  ${}^{A-1}_z X$  du noyau formé est radioactif, il émet un photon gamma ( $\gamma$ ) lors du retour à l'état fondamental.

**2.4.3 Domaines de prédominance**

Les effets les plus probables sont l'effet photoélectrique, effet Compton et l'effet de création de paires, la figure (2.10) présente la répartition de ces trois effets élémentaires en fonction de l'énergie  $E$  des photons incidents (en abscisse) et du nombre  $z$  d'électrons de la cible (en ordonnée).

L'importance relative entre ces trois phénomènes dépend de la nature du matériau et de l'énergie du photon. On constate que :

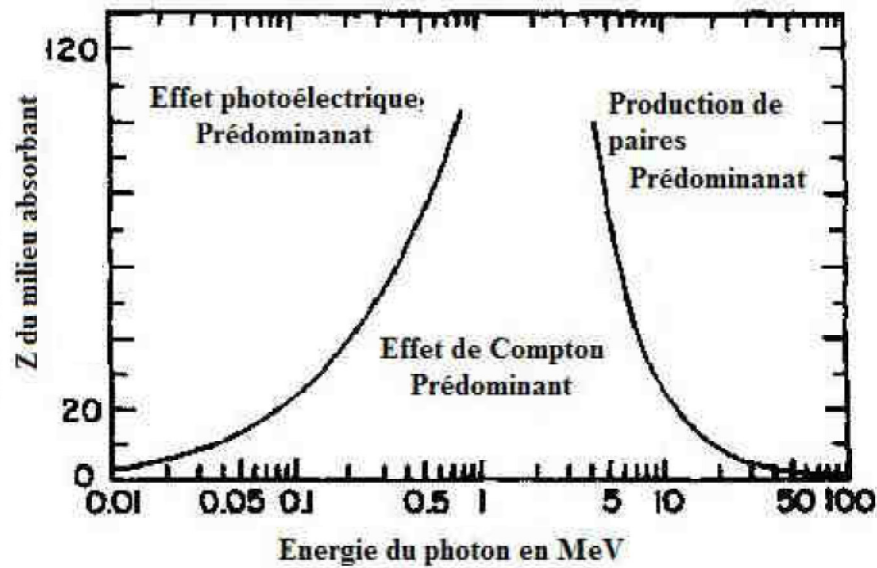


FIGURE 2.10 : Domaines de prédominance relative des trois effets en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu ([8])

G. Benabdellah

- L'effet photoélectrique prédomine à basse énergie et pour les matériaux lourds (z élevé).
- L'effet Compton est prépondérant pour les énergies intermédiaires (imagerie) et pour les matériaux légers (faible z).
- La matérialisation est le processus dominant pour les rayonnements d'énergie supérieure à quelques *MeV* et pour les matériaux lourds.

#### 2.4.4 Coefficient d'atténuation linéique globale

Le coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  présente la probabilité d'interaction par unité de longueur; il dépend de la nature du matériau et de l'énergie des photons incidents. Le coefficient d'atténuation globale est la somme des coefficients liés à chaque interaction élémentaire :

$$\mu = \tau + \sigma + \pi + \dots \quad (2.22)$$

où :  $\tau$  : coefficient d'atténuation linéaire par effet photo-électrique.

$\sigma$  : coefficient d'atténuation linéaire par diffusion Compton.

$\pi$  : coefficient d'atténuation linéaire par matérialisation .

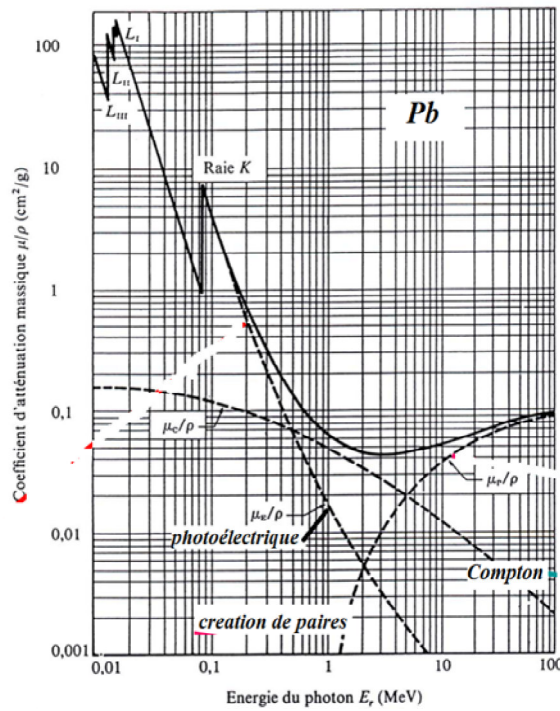


FIGURE 2.11 : Coefficient d'atténuation massique pour des rayons gamma dans le plomb en fonction de l'énergie du rayonnement gamma, ( $\rho(Pb) = 11.35g/cm^3$ ) (graph : Evans R D 1955 , The Atomic Nucleus (New York : McGraw-Hill) p 603.

G. Benabdellah

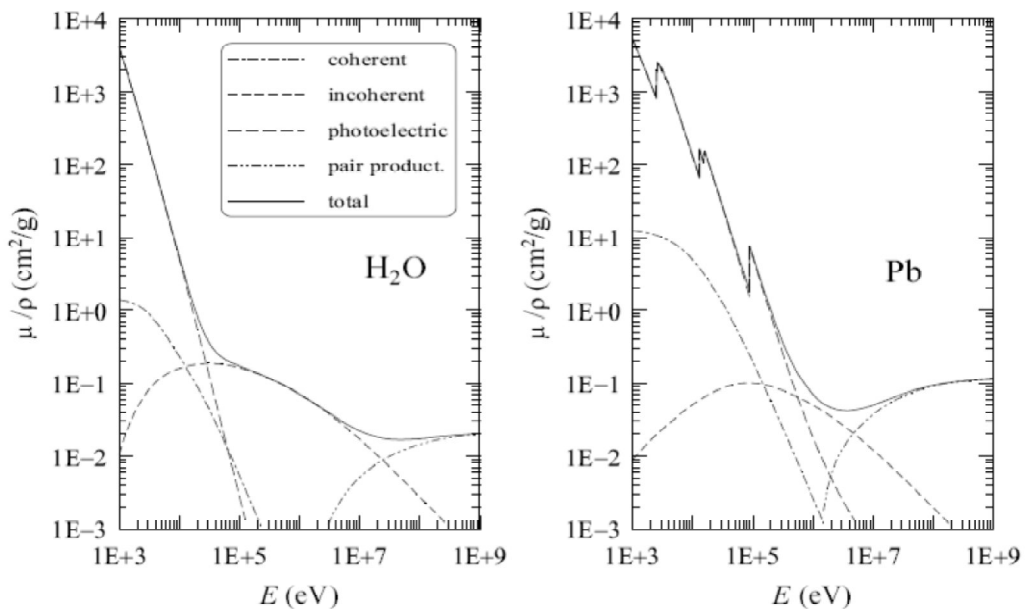


FIGURE 2.12 : Coefficient d'atténuation massique partiels et globale pour des rayons gamma en fonction de l'énergie [13]

## 2.5 Interaction des neutrons avec la matière

### 2.5.1 Production de neutrons

La plupart des neutrons proviennent directement des fissions des noyaux d'uranium dans les réacteur nucléaire et certains produits de la fission sont aussi des émetteurs des neutrons par le phénomène de la désintégration.

Les neutrons peuvent aussi éjecter lorsqu'un rayon gamma de très haute énergie ( $>10\text{MeV}$ ) entre en interaction avec un noyau de deutérium. Le noyau de deutérium se fissionne en un noyau d'hydrogène ordinaire et un neutron libre :



Les accélérateur de particule chargées produisent des neutrons en accélérant des particules chargées en les utilisant une fois qu'elles ont acquis une haute énergie pour bombarder les noyaux stables d'une cible. comme exemple :



Les neutrons sont en générale classés selon leur énergie, comme le montre le tableau ( 2.1). Ce classement en quelque sorte arbitraire peut varier avec la situation considérée.

Neutrons	Énergie
Lent ou thermique	0-0.1 keV
intermédiaire	0.1-20keV
Rapide	20keV-10 MeV
Haute énergie	> 10MeV

TABLE 2.1 : Classification des neutrons.

### 2.5.2 Interaction des neutrons avec la matière

Puisque les neutrons sont des particules non chargées il n'y a pas d'interactions coulombiennes comme les particules chargées, donc l'interaction neutrons avec les électrons de la matière cible est négligeables. Alors les interactions se font entre les neutrons et les noyaux en plusieurs modes :

### a). Diffusion élastique

Le neutron est dévié et cède une partie de son énergie au noyau. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron et se transforme sous forme d'énergie cinétique appelée « énergie de recul ». L'énergie perdue par le neutron dépend de la masse du noyau cible. Si la masse du noyau est importante, le neutron est dévié sans changement d'énergie (diffusion élastique).

La diffusion élastique de neutrons thermiques est parmi les techniques utilisées pour l'étude de la structure de la matière à l'échelle atomique, ainsi que pour l'étude des mouvements atomiques et moléculaires (diffusions, rotations, vibrations, phonons, etc.), car les neutrons thermiques ayant une longueur d'onde comparables aux distances inter-atomiques ( $0.5 < \lambda < 20 \text{ \AA}$ ).

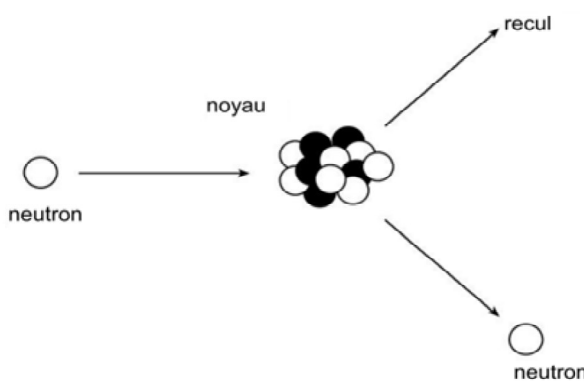


FIGURE 2.13 : Diffusion élastique des neutrons

*Le ralentissement des neutrons est d'autant plus efficace que le noyau a une masse proche de celle du neutron : noyaux d'Hydrogène (eau légère), de Deutérium (eau lourde) ou bien matériaux riches en hydrogènes (polymère).*

### b). Diffusion inélastique

Le neutron peut être absorbé momentanément par le noyau cible, ce noyau composé sera dans un état excité, il se désexcitera en émettant un nouveau neutron, moins énergétique, et un photon  $\gamma$ .

*La diffusion inélastique de neutrons n'a aucune importance au domaine de l'étude de la structure de la matière.*

### c). Absorption du rayonnement neutronique par la matière

Dans le cas des neutrons l'absorption est mesurée par ce qu'on appelle la section efficace d'absorption  $\sigma$  qui présente la probabilité d'interaction d'une particule

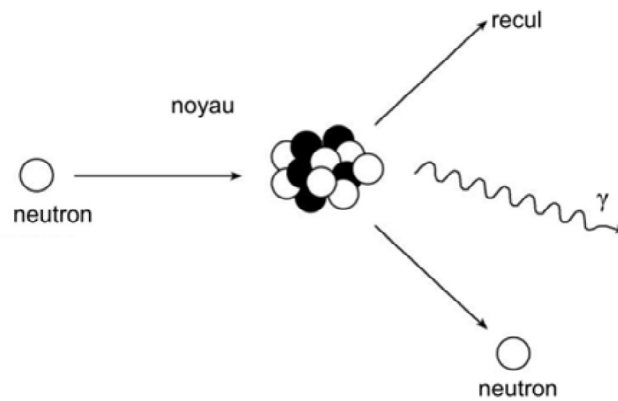


FIGURE 2.14 : Diffusion inélastique des neutrons

(neutron) avec la cible (atome), elle est exprimée en barns ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Cette section représente une sorte de surface de capture.

La section efficace d'absorption est liée au coefficient d'absorption massique par la relation (2.9).

L'absorption est due à :

- la diffusion cohérente
- la diffusion incohérente élastique ou la diffusion inélastique

L'absorption due à la diffusion incohérente est due principalement à la diffusion incohérente du spin des neutrons par les spins des atomes des échantillons et par le désordre du fait que les atomes des échantillons sont un mélange d'isotopes ([10]).

Par exemple, du fait de la diffusion incohérente du spin du neutron par l'hydrogène  ${}^1_1\text{H}$ , la section efficace d'absorption (35 barns) est plus grande que la section efficace de diffusion cohérente (1.76 barns) pour une longueur d'onde de  $1 \text{ \AA}$ .

*Pour éviter la diffusion incohérente des atomes d'hydrogène  ${}^1_1\text{H}$  qui donne du bruit de fond (spectre de diffraction) les échantillons peuvent être deutérés, les atomes d'hydrogène étant remplacés par le deutérium  ${}^2_1\text{H}$ .*

L'absorption réelle des neutrons (similaire à la fluorescence pour les rayons X) est principalement due à une capture du neutron par un atome de l'échantillon. Par exemple le cadmium capture un neutron pour donner un isotope avec émission de rayons  $\gamma$  selon la réaction suivante :



Les valeurs des sections efficaces de diffusion et d'absorption des différents éléments et de leurs isotopes sont données dans les tables internationales [14] (consulter : (Sears, V. F. (1992). Neutron News Vol.3, No 3, 26-37.)).

## 2.6 Exercices avec réponses

**On donne :**

$$\text{Vitesse de la lumière dans le vide } c = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$$

$$\text{Unité de l'énergie eV } 1\text{eV} = 1.602\,05 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$\text{Constante de Planck } h = 6.6245 \times 10^{-34} \text{ Js}$$

**Le spectre du rayonnement électromagnétique :**

Ondes radio :  $\lambda > 0.3 \text{ m}$  à quelques Km

Les micro-onde :  $1 \times 10^{-3} \text{ m} < \lambda < 0.3 \text{ m}$

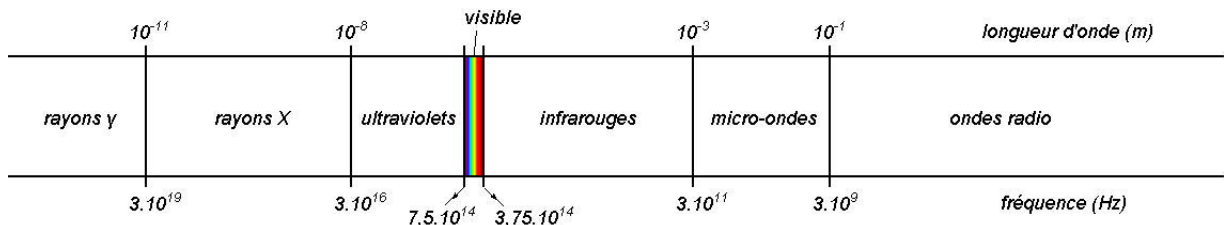
Infra rouge (IR) :  $7.8 \times 10^{-7} \text{ m} < \lambda < 1 \times 10^{-3} \text{ m}$

Spectre visible :  $3.8 \times 10^{-7} \text{ m} < \lambda < 7.8 \times 10^{-7} \text{ m}$

Ultra violet (UV) :  $6 \times 10^{-10} \text{ m} < \lambda < 3.8 \times 10^{-7} \text{ m}$

Rayon X :  $6 \times 10^{-12} \text{ m} < \lambda < 1 \times 10^{-9} \text{ m}$

Rayon gamma :  $1 \times 10^{-14} \text{ m} < \lambda < 1 \times 10^{-10} \text{ m}$



**Exercice N° 01 :** \_\_\_\_\_

Un photon a pour énergie 50 keV.

1. Calculer la longueur d'onde de ce photon.
2. Rappeler les limites des rayons X et conclure si ce photon est un photon X ou non.
3. Écrire la loi d'atténuation des rayonnements électromagnétiques par un matériau.
4. Déterminer l'intensité  $I$  des rayons X juste à la sortie de la plaque de plomb.

**On donne :**

- le coefficient d'atténuation  $7910 \text{ m}^{-1}$
- l'épaisseur de la plaque de plomb est de 1 mm
- l'intensité du faisceau incident est  $I_0 = 100 \text{ W.m}^{-2}$ .

$$\text{Rép. } 2.5 \times 10^{-11} \text{ m}; \dots; 3.7 \times 10^{-2} \text{ W.m}^{-2}$$



**Exercice N° 02 :** \_\_\_\_\_

Un cabinet d'imagerie médicale possède un appareil de radiologie émettant des rayons X ayant une énergie de 41.4 keV.

Matériau	Carbone	Fer	Plomb
Numéro atomique Z	12	26	82
Coefficient d'atténuation (en $m^{-1}$ )	25	2550	14400

TABLE 2.2 : Coefficient d'atténuation de quelque matériaux.

1. Calculer la fréquence  $\nu$  des rayons X émis par l'appareil.
2. En déduire la longueur d'onde des rayons X émis par l'appareil.
3. La protection de l'opérateur contre le rayonnement X est fait par un écran d'épaisseur  $e$  qui absorbe 90% de rayonnement émet. on veut calculer l'épaisseur nécessaire pour chacun des trois matériaux figurant dans le tableau 2.2 ci-dessus :
  - (a) Exprimer, dans ce cas, l'intensité  $I$  du faisceau transmis en fonction de l'intensité  $I_0$  du faisceau incident.
  - (b) Calculer alors la valeur de l'épaisseur  $d$  pour chacun des trois matériaux.
  - (c) Comment évolue l'épaisseur du matériau en fonction du numéro atomique  $z$ ?
  - (d) En déduire quel est, de ces trois matériaux, le mieux adapté à la radioprotection.

**Rép.**  $1 \times 10^{19}$  Hz;  $3 \times 10^{-11}$  m;  $I = 0.1I_0$ ;  
 $d = 9.2 \times 10^{-4}$  m,  $9 \times 10^{-4}$  m,  $1.6 \times 10^{-4}$  m; Pb.

**Exercice N° 03 :** \_\_\_\_\_

On envoie sur une plaque de cuivre de 10 mm d'épaisseur un faisceau de rayons X.

1. Calculer la fraction de faisceau transmise de l'autre côté de la plaque,  $I/I_0$  dans les deux cas suivants :
  - pour  $\lambda = 0.015nm$  ou le coefficient d'atténuation  $\mu = 462m^{-1}$ .
  - pour  $\lambda = 0.050nm$ , ou  $\mu = 13863m^{-1}$ .
2. Donc, quelle est l'influence de la longueur d'onde sur l'atténuation ?

**Rép.**  $9.8 \times 10^{-3}$ ,  $6.2 \times 10^{-61}$  ;..

**Exercice N° 04 :** \_\_\_\_\_

Découverts en 1895 par le physicien allemand Röntgen au cours de recherches sur les rayons cathodiques, les rayons X trouvèrent une utilisation médicale assez rapidement. En effet, des radiographies aux rayons X furent notamment utilisées durant la première guerre mondiale.

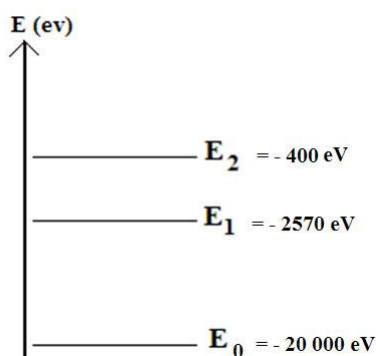


FIGURE 2.15 : Niveaux de transitions électronique.

**1. Transitions électroniques.**

- Reproduire le schéma(2.15) ci-joint et indiquer par des flèches toutes les transitions envisageables qui s'accompagnent de l'émission d'un photon.
- Calculer les variations d'énergies correspondant à ces transitions en eV.
- Donner la relation permettant de déterminer la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement associé.
- Quelle est, parmi les transitions envisagées, celle qui produit le photon X associé au rayonnement ayant la plus petite longueur d'onde? Justifier.
- Calculer la valeur de cette longueur d'onde.

**2. La radiographie.**

La radiographie enregistre l'image d'un corps traversé par un faisceau de rayons X. Suivant la constitution du corps, les rayons X sont plus ou moins absorbés. Le film photographique est placé derrière le corps radiographié. La figure (2.16) ci-dessous correspond à la radiographie d'une main.

- Quelle partie de la main a absorbé le plus de rayons X? Justifier la réponse.
- Connaissant les éléments chimiques présents dans les os et les tissus, donner une explication possible justifiant la différence d'absorption qui apparaît sur la radiographie

**Indications :** Les éléments calcium ( $Z = 20$ ) et phosphore ( $Z = 15$ ) sont particulièrement présents dans les os. Les éléments carbone ( $Z = 6$ ), hydrogène ( $Z = 1$ ) et oxygène ( $Z = 8$ ) sont les principaux éléments constitutifs des tissus.

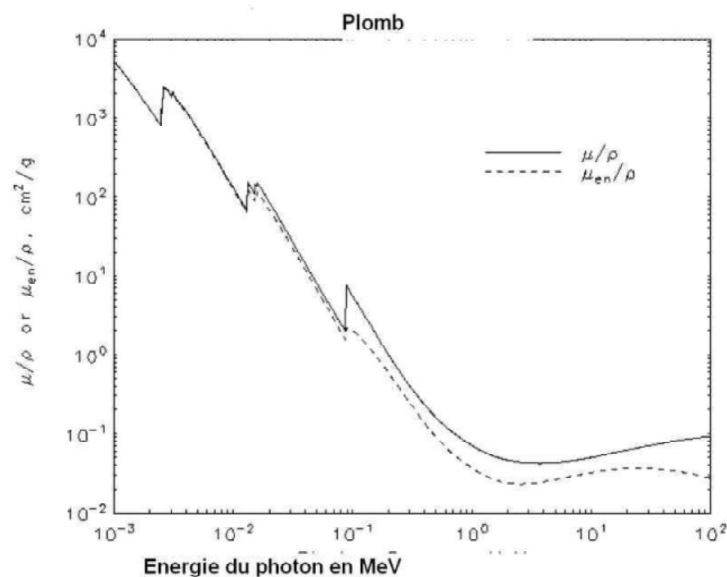


FIGURE 2.16 : Radiographie d'une main

**Exercice N° 05 :** \_\_\_\_\_

Pour déterminer le coefficient d'atténuation de plomb pour des photons mono-énergétiques de rayonnement  $\gamma$ , nous avons mesuré le nombre de photons traversent les feuilles de plomb de différente épaisseur en utilisant un détecteur de photon. Les valeurs mesurée sont résumée dans le tableau suivant :

x Epaisseur (mm)	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3
N nombre de coups (Coups/s)	2000	1594	1270.4	1012.5	807	643.2	512.6



La source de la courbe et les valeurs numérique  $\mu_m = f(E)$  :

<https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z82.html>

1. Déterminer le coefficient d'atténuation
2. Calculer le coefficient d'atténuation massique
3. Calculer la section efficace atomique de Pb
4. Déduire l'énergie du photon à partir le de la figure.

**On donne :**  $^{207}\text{Pb}$ ;  $\rho(\text{Pb}) = 11.34\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ .

**Rép.**  $0.453\text{ cm}^{-1}$ ;  $0.04\text{ cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ ;  $1.374 \times 10^{-23}\text{ b}$ ;  $4\text{MeV}$ .

**Exercice N° 06 :** \_\_\_\_\_

Lors de l'absorption d'une onde par une molécule suivie d'une émission de fluorescence. Comment on peut distinguer entre les longueurs d'onde d'absorption et de fluorescence? Pourquoi?

**Exercice N° 07 :** \_\_\_\_\_

L'énergie d'ionisation du sodium (Na) extrêmement pur est 2.75 eV.

1. Calculez l'énergie cinétique maximale que peuvent avoir des photoélectrons émis par Na exposé à une radiation ultraviolette de 200 nm.
2. Calculez la plus grande longueur d'onde qui peut causer un effet photoélectrique dans le Na pur.
3. L'énergie d'ionisation du Na, qui n'a pas été parfaitement purifié, est significativement plus basse que 2.75eV à cause de l'adsorption d'atomes de soufre et d'autres substances dérivées de gaz atmosphériques. Lorsque du Na impur est exposé à une radiation à 200 nm.

— l'énergie cinétique maximale d'un photoélectron sera-t-elle plus basse ou plus grande que dans le cas du Na pur exposé à la même radiation à 200 nm?

**Rép.**  $5.53 \times 10^{-19}$  J(3.45eV);  $4.51 \times 10^{-7}$  m;....

**Exercice N° 08 :** \_\_\_\_\_

Un faisceau de photons de 50 keV traverse une lame d'épaisseur  $x$  telle que la fraction transmise du faisceau soit de 50%. Un autre faisceau de photons de 100keV traverse la même lame.

-quelle est le pourcentage de faisceau transmis pour ces photons de de 100keV, en supposant que les interactions produites dans ces deux cas soient uniquement dues à l'effet photo-électrique?.

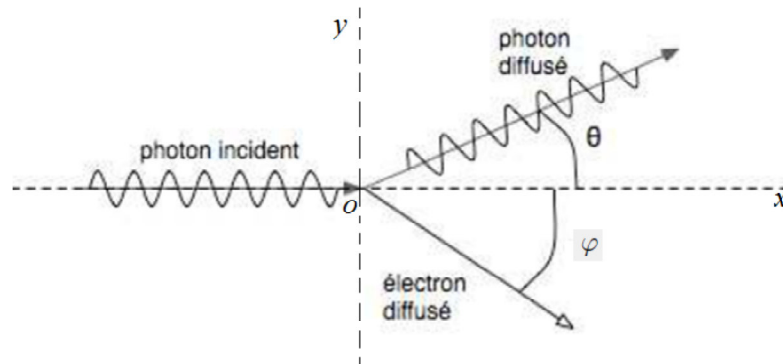
**Rép.** 92%.

**Exercice N° 09 :** \_\_\_\_\_

Lorsqu'un photon de fréquence  $\nu$  entre en collision (élastique) avec un électron au repos, un photon de fréquence  $\nu'$  est émis avec un angle  $\theta$  et l'électron acquiert une impulsion  $\vec{P}_e$  avec un angle  $\varphi$ .

1. En utilisant les lois de la mécanique classique (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement), écrivez trois équations reliant  $\nu$ ,  $\nu'$ ,  $\theta$  et  $\varphi$ . (On supposera que la vitesse de l'électron est négligeable devant celle de la lumière).
2. Montrez qu'à la limite où la différence de fréquence  $\delta\nu \ll \nu$ , ces équations permettent d'exprimer la relation Compton-Debye :

$$\nu - \nu' \simeq \frac{\nu' h}{m_0 c} (1 - \cos(\theta))$$



$$\text{et } \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos(\theta))$$

3. On éclaire un gaz d'électrons avec des rayons X de 0.1 nm de longueur d'onde. Quelle est la vitesse maximale que peut acquérir un électron par l'effet Compton ?

## Chapitre 3

# Interactions des particules chargées avec la matière

### 3.1 Introduction

Les particules chargées sont classées en deux types : Les particules chargées légères sont les électrons et les radiations nucléaire ( $\beta^+$ ;  $\beta^-$ ). Les particules chargées lourdes sont les protons, les particules  $\alpha$  et les ions lourdes. Contrairement aux rayonnements électromagnétiques et neutroniques, qu'ils sont des rayonnements indirectement ionisantes, les interactions des particules chargées avec la matière sont directement ionisantes car elles déposent directement leurs énergies aux électrons du milieu par le processus d'interaction coulombienne, et le travail nécessaire pour exciter ces électrons aux niveaux d'énergie plus élevés ou pour les arracher de leurs atomes est petit devant l'énergie de la particule incidente.

L'arrachement direct des électrons par la particule incidente est appelé « l'ionisation primaire »; les électrons ainsi produits peuvent être très énergétiques et par la suite, peuvent eux aussi produire d'autres ionisations dite « ionisation secondaire ». Quand la particule incidente devient incapable d'ioniser un atome, on dit qu'elle a atteint la fin de son « parcours » dans le milieu.

### 3.2 Mécanisme de l'interaction

Les interactions des particules chargées avec la matière sont dépendantes de :

- la charge  $q$  de la particule et son énergie  $E$  (sa masse  $m$  et sa vitesse  $v$ ).
- numéro atomique  $z$  de la matière cible( rayon de l'atome et la densité électronique).

Une particule chargée pénétrante dans un milieu, interagit par la force coulombienne, avec les noyaux ou les électrons des atomes cibles. Quel que soit le mécanisme d'interaction entre les particules chargées et la matière, il aura :

- une transfert progressif d'énergie entre la particule chargé et la matière cible sous trois forme : Effet thermique, excitations et ionisation.
- ralentissement des particules incidentes(perd une partie de l'énergie cinétique)

Le mécanisme de l'interaction entre les particules incidentes et les électrons ou les noyaux du milieu peut se faire en :

- **collision frontal(collusion dure)** : la probabilité d'avoir un choc frontal est très faible( c'est un phénomène plus rare) car l'énergie cinétique des particules est très élevés.
- **collision à distance** : l'interaction à distance est le phénomène plus souvent, car l'interaction est de nature coulombienne.

### 3.3 Interaction particules chargées légères/matière

Les électrons en mouvement rapides (son énergie cinétique se situe entre quelques  $keV$  à quelques  $MeV$ ) sont obtenus par :

- l'émission  $\beta$  par des éléments radioactives
- des accélérateurs d'électrons
- l'émission d'électrons secondaires par l'effet des photons  $X$  ou  $\gamma$  sur la matière.

Le mécanisme commun à toutes les particules chargées, c'est l'interaction coulombienne due à la force élastostatique :  $F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2}$

Les interactions des particules incidentes  $m$  avec les particules  $m'$  de la cible dépendent au rayon  $a$  de l'atome cible et à la distance  $b$  entre la particule incidente(paramètre d'impact ) et le noyau de cet atome :

#### 3.3.1 Collision molle ( $b \gg a$ ) :

Si le paramètre d'impact  $b$  est très grand (interaction à distance), La particule incidente  $m$  passe loin de  $m'$  et n'est presque pas déviée. L'énergie transférée  $\Delta E$  à la particule  $m'$  est très faible. Cependant le nombre de ce type de collisions est généralement important et peut être regardé comme un processus d'interaction élastique.

#### 3.3.2 Collision dure ( $b < a$ ) :

Si paramètre d'impact  $b$  est petit (voir nul en cas du choc frontal), il aura deux types d'interaction :

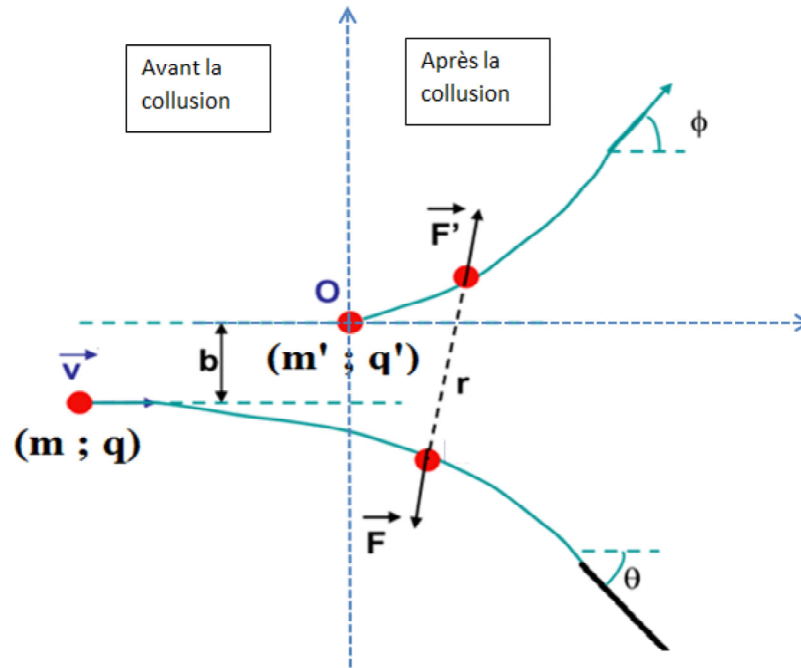


FIGURE 3.1 : Interaction particules chargées avec la particule du milieu.

#### a). Interaction électron-électrons ( $m=m'$ )

Dans un choc frontal, l'électron incident transforme la totalité de son énergie cinétique à l'électron du milieu heurté. Plus  $z$  du milieu est grand, plus les diffusions sont nombreuses et les pertes d'énergie sont importantes, comme conséquence :

- **Ionisation de l'atome cible** : si ( $E_i > -E_{I(e)}$ ), l'électron éjecté est considéré comme une source secondaire d'ionisation.
- **Excitation de l'atome cible** : si ( $E_i < -E_{I(e)}$ ), un électron est déplacé d'un niveau à un autre niveau supérieur. Le retour à l'états stable suivie par l'émission des  $RX$  (spectre discontinue) ou dissipation thermique .
- **Ralentissement de la particule incidente** : Électron perdre son énergie en interagissant avec d'autres électrons progressivement avant d'être s'arrêter lorsque l'épaisseur du milieu sera suffisante.

#### b). Interaction électron-noyau ( $m \ll m'$ ) :

L'électron incident de très forte énergie interagit avec le champ coulombien du noyau. À proximité du noyau il peut subir un changement de trajectoire et de vitesse. Cette changement est accompagnée par l'émission d'un  $RX$  appelé rayonnement de freinage (figure.3.2). Le spectre rayonnement  $X$  de freinage est continu car l'énergie transporté par les électrons est sous forme énergie cinétique non quantifiée.



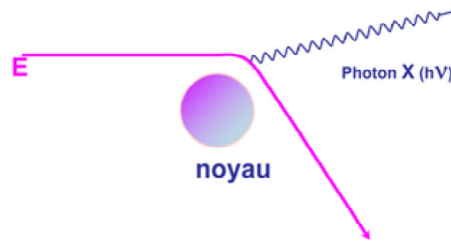


FIGURE 3.2 : Interaction électron-noyau.

### 3.4 Caractéristiques de l'interaction :

Une particule chargée en mouvement dans un milieu matériel perd son énergie par plusieurs mécanismes : par collision, par absorption de la particule même et par émission de rayonnement électromagnétique.

#### 3.4.1 Pouvoir d'arrêt linéique $S$ du milieu :

Si  $T$  est l'énergie cinétique d'une particule chargée en mouvement dans un milieu matériel on définit une grandeur appelée « perte d'énergie spécifique » ou parfois appelée « pouvoir d'arrêt » qui représente l'énergie perdue, par unité de longueur (mesuré en  $MeV/cm$ ), par cette particule par les différents mécanismes d'interaction, :

$$S = -\left(\frac{dT}{dx}\right) = -\left(\frac{dT}{dx}\right)_{col} - \left(\frac{dT}{dx}\right)_{fre} - \left(\frac{dT}{dx}\right)_{nucl} \quad (3.1)$$

$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{col}$  **le pouvoir d'arrêt électronique (ou de collision)** : dû aux collisions avec les électrons atomiques

$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{fre}$  **le pouvoir d'arrêt radiatif** : provenant des émissions de rayonnement de freinage

$-\left(\frac{dT}{dx}\right)_{nucl}$  **le pouvoir d'arrêt nucléaire** : dû aux collisions élastiques coulombienne dans lesquelles l'énergie est transférée aux atomes.

La perte d'énergie spécifique dans un milieu donné est une fonction de l'énergie et de la nature de la particule considérée. Le tableau (3.1) montre la perte d'énergie dans un parcours de  $1cm$  d'eau [8] :

Particule	Energie(MeV)	$\beta = v/c$	perte par collision	perte par radiation
Electron	100	$\sim 1$	2 MeV	2 MeV
proton	1000	$\sim 0.87$	2 MeV	17 MeV

TABLE 3.1 : Perte d'énergie dans un parcours de  $1cm$  d'eau

La perte d'énergie par collision est pratiquement la même pour les particules de même charge et de même vitesse et atteint un minimum pour des vitesses comparables à la vitesse de la lumière (domaine relativiste).

La figure(3.3) présente une comparaison entre le pouvoir d'arrêt massique de l'électron, proton, alpha dans l'eau en fonction de l'énergie<sup>1</sup>

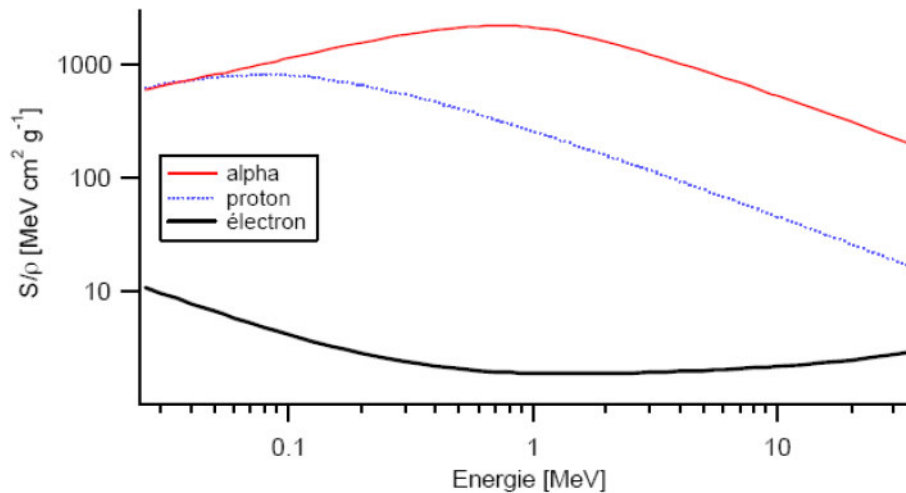


FIGURE 3.3 : Pouvoir d'arrêt massique de l'électron, proton, alpha dans l'eau en fonction de l'énergie

### 3.4.2 Transfert d'énergie linéaire(TEL)

Transfert d'énergie linéaire  $TEL$  est la quantité d'énergie perdue  $dE$  par une particule lorsqu'il traverse une distance donnée  $dx$  dans le milieu par le processus de collision :

$$TLE = S_c = -\left(\frac{dE}{dx}\right) \quad (3.2)$$

### 3.4.3 Le parcours

Pour caractériser la trajectoire d'électrons ou de rayonnements électroniques, deux grandeurs peuvent être définies.

**le parcours** : il s'agit de la longueur réelle de la trajectoire de l'électron. Cette grandeur est peu utilisée en radioprotection.

**la portée** : elle représente la profondeur maximale atteinte par un faisceau d'électrons dans un milieu considéré. Cette grandeur est très utilisée en radioprotection lors de la conception d'écran.

1. Pr. Laurent Dusseau, cours Interactions Rayonnements-Matière ;Institut d'Électronique du Sud (IES)

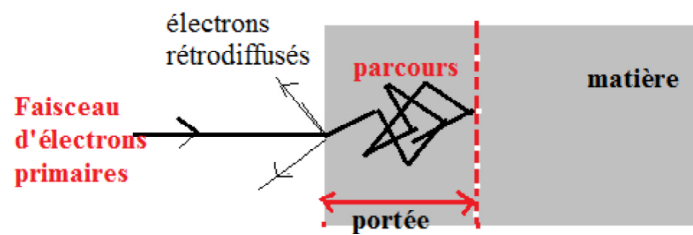


FIGURE 3.4 : Le parcours de la particule chargée dans la matière.

## 3.5 Application de l'interaction électron-matière : Production $RX$

Les rayons X ont été découverts par Röntgen en 1895. Von Laue en 1912 montra que le  $RX$  sont des ondes électromagnétiques d'énergie entre  $13.6 \text{ eV}$  à  $62 \text{ keV}$ .

### 3.5.1 Principe de production des $RX$

Les rayons X sont produits en bombardant une cible métallique (anode) par un faisceau d'électrons accélérés par une différence de potentiel de quelques dizaines de kilo-Volts. Les  $RX$  peuvent provenir de deux interactions avec la matière : interaction électron-électron et électron-noyau

#### a). Tubes de Coolidge

Tubes de Coolidge (figure 3.5) est un instrument permet de la production des rayons X selon les étapes suivantes :

1. émission des électrons par l'effet thermoionique au niveau de cathode  $\ominus$  par un filament de tungstène chauffé à très haute température à l'aide d'un courant électrique de faible intensité et de faible tension.
2. les électrons émis sont accélérés par l'application d'une différence de potentiel  $U$  entre la cathode et l'anode  $\oplus$ . Les électrons se précipitent vers une cible métallique (anode).
3. le faisceau d'électrons est bien focalisé vers la cible par un cylindre porté à un potentiel négatif afin d'éviter la divergence du faisceau due à la répulsion des électrons entre eux.
4. et finalement, l'émission du rayonnement X à travers le bord du tube par une fenêtre.

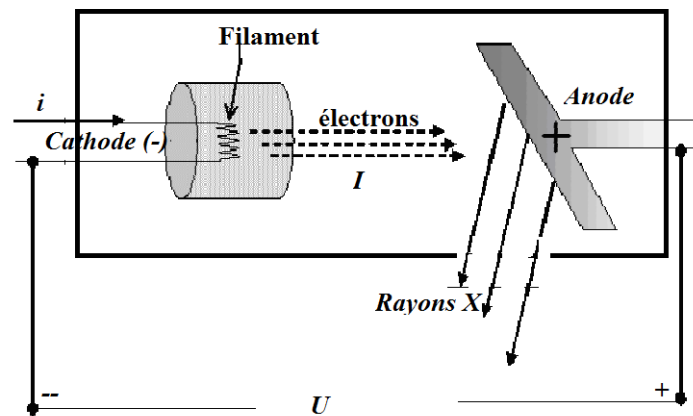


FIGURE 3.5 : Schéma de tube de Coolidge



FIGURE 3.6 : tube de Coolidge

### b). Puissance du tubes à RX

La puissance rayonnée par le faisceau de RX est donnée par :

$$P = k I z U^2 \quad (3.3)$$

ou  $P$  en watts( $W$ ),  $I$  intensité du courant anodique( en $A$ ),  $z$  numéro atomique du noyau cible(l'anode),  $U$  la tension appliquée entre l'anode et cathode( en volt) et  $k$  constante propre au tube.

Si  $I$  augmente, le nombre d'électrons émis augmente, et donc le nombre de photons X émis augmente, si  $U$  augmente, l'énergie des électrons émis augmentent, et donc l'énergie maximale des photons X émis augmente.

### c). Rendement du tubes à RX

Le rendement du tubes à RX est faible comme l'indique la formule empirique suivante :

$$\eta = 1.1 \cdot 10^{-9} z U \quad (3.4)$$

### 3.5.2 Caractéristiques des RX

#### a). Rayonnements X de freinage

Rayonnements X de freinage est due à l'interactions entre un électron incident et un noyau-cible, ils ont un spectre continu (figure 3.7) car l'énergie cinétique des électrons incident primaire n'est pas quantifiée et toutes les distances entre l'électron incident et le noyau cible étant possibles alors toutes les valeurs de fréquence des RX sont possibles et peuvent être calculées par le billon énergétique suivant :

$$hv = Ec_i - Ec_f \quad (3.5)$$

Ou  $Ec_i$  l'énergie cinétique des électrons incident (avant l'interaction) et  $Ec_f$  l'énergie cinétique des électrons après l'interaction.

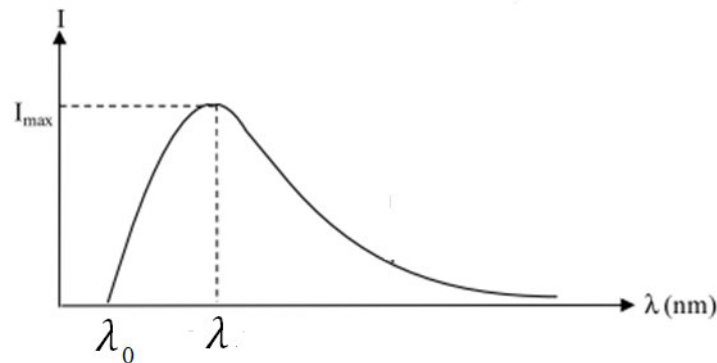


FIGURE 3.7 : Spectre continu caractéristique des RX en fonction de longueur d'onde

Si la totalité de l'énergie cinétique  $Ec_i$  de l'électron incident est transformée en rayonnement électromagnétique, la longueur d'onde minimale est donnée par la **loi de Duane et Hunt** :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{Ec_i} = \frac{hc}{eU} = \frac{12400}{U} \quad (3.6)$$

Ou :  $U$ (en volt) différence de potentiel utilisé pour accélérer les électrons entre l'anode et le cathode ;

#### b). Rayonnement X d'ionisation

Rayonnement X d'ionisation est émis après la réarrangement du courtage électronique(transitions électroniques entre les niveaux) lorsque l'atome cible est ionisée (l'expulsion d'un électron proche du noyau) à l'interactions soit entre un électron incident et un électron de l'atome cible, soit entre un RX du spectre continu et un

électron de l'atome cible. Le spectre des RX d'ionisation est un spectre de raies caractéristiques ( $K_\alpha, K_\beta; L_\alpha, \dots$ ) du métal de l'anode. Les raies caractéristiques (figure 3.8) est nommé selon le niveau d'arrivée (niveau ionisé) :

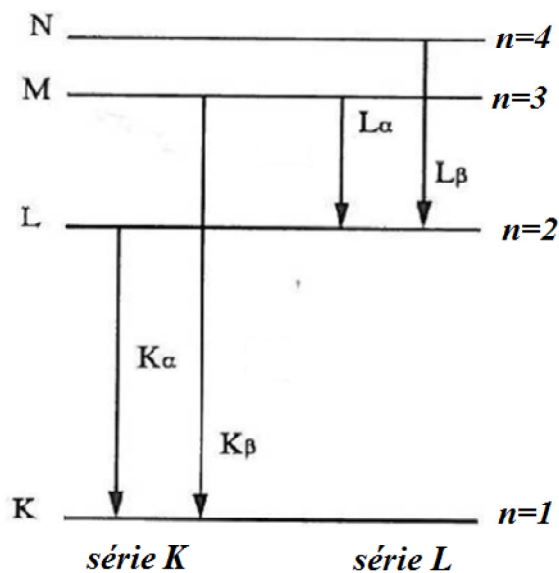


FIGURE 3.8 : Transition électronique entre les niveaux d'énergie des raies caractéristiques ( $K_\alpha, K_\beta; L_\alpha, \dots$ ).

- \*  $K_\alpha \rightarrow$  transition de la couche L vers la couche K
- \*  $K_\beta \rightarrow$  transition de la couche M vers la couche K

Les énergies entre les orbitales d'un même niveau sont très voisines, ce qui conduit à la formation de multiplets de longueurs d'onde voisines (figure 3.9) :

- \*  $K_{\alpha 1} \rightarrow$  transition de la couche  $L_3$  vers la couche K
- \*  $K_{\alpha 2} \rightarrow$  transition de la couche  $L_2$  vers la couche K

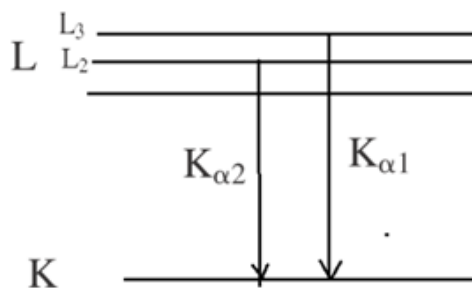


FIGURE 3.9 : Transition électronique entre les niveaux d'énergie des raies caractéristiques  $K_{\alpha 1}, K_{\alpha 2}$

Les longueurs d'onde caractéristiques des principales anodes utilisées en radiocristallographie [2] sont indiquées dans le tableau (3.2). La valeur retenue en métrologie pour la radiation  $K_{\alpha 1}$  de cuivre Cu est  $1.540597415\text{\AA}$ .

métal de l'anode	$z$	$K_{\alpha 1}(\text{\AA})$	$K_{\alpha 2}(\text{\AA})$	Limite de $K(\text{\AA})$	
Nickel	28	1.6616	1.6578	1.5001	1.488
Cuivre	29	1.5443	1.5406	1.3922	1.380
Molybdène	42	0.7135	0.7093	0.6323	0.6198
Tungstène	74	0.2138	0.2090	0.1844	0.1783

TABLE 3.2 : Quelques longueurs d'onde caractéristiques des principales anodes

La figure 3.10 représente le spectre émis par une anticathode de tungstène soumise à une différence de potentiel anode-cathode de l'ordre de  $100\text{kV}$ . Ce spectre d'émission est constitué par un fond continu auquel se superpose un spectre de raies ( $K_{\alpha}, K_{\beta}; L_{\alpha}$ ).. [2].

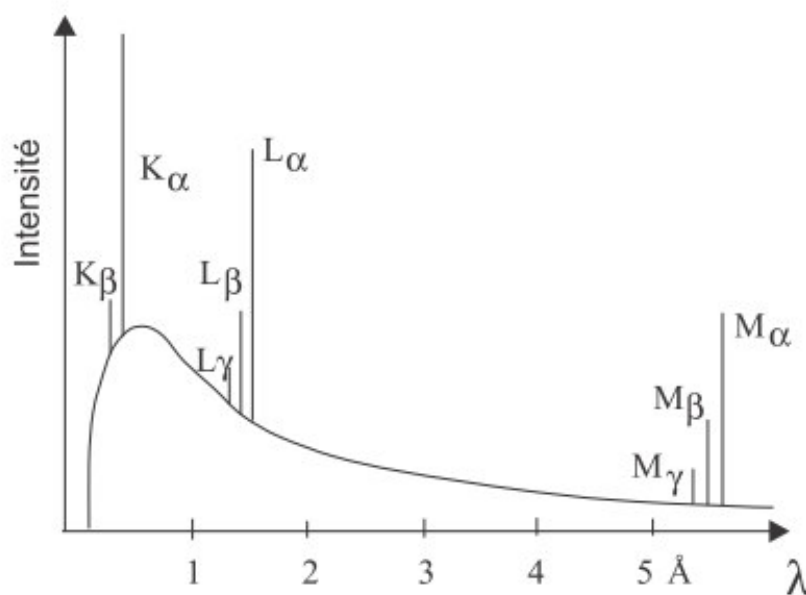


FIGURE 3.10 : Spectre émis par une anticathode de tungstène

### 3.6 Exercices avec réponses

**Exercice N° 01 :** \_\_\_\_\_

Dans un tube émetteur de  $RX$ , les électrons sont accélérés par une différence de potentiel de  $60\text{ kV}$ .

1. Quelle est l'énergie cinétique acquise par ces électrons (en  $eV$ ) ? Calculer leur vitesse ?
2. Quelle est la valeur maximale que peut prendre la fréquence du photon ? à quelle longueur d'onde correspond-elle ?
3. Le rendement de ce tube étant de  $2\%$ , calculer la valeur de la constante  $k$  pour une anode en tungstène ( $z = 74$ )
4. En déduire la puissance en  $W$  du rayonnement émis si l'intensité du courant anodique est de  $20\text{ mA}$

**On donne la masse de l'électron :**  $m_e = 9.1 \times 10^{-31}\text{ kg}$

**Rép.**  $60\text{ keV}$ ,  $1.45 \times 10^8\text{ m s}^{-1}$ ;  $1.45 \times 10^{19}\text{ Hz}$ ,  $2.07 \times 10^{-11}\text{ m}$ ;  $4.50 \times 10^{-9}\text{ V}^{-1}$ ;  $24\text{ W}$ .

**Exercice N° 02 :** \_\_\_\_\_

Un tube à rayons  $X$  à anode de cuivre fonctionnant sous une tension  $U = 50\text{ kV}$  est parcouru par un courant d'intensité  $40\text{ mA}$ .

1. Quelle est la longueur d'onde minimale  $\lambda_0$  (en  $nm$ ) des photons  $X$  du rayonnement de freinage ?
2. Sachant que la longueur d'onde du maximum d'intensité du rayonnement de freinage est égale à  $\frac{3}{2}\lambda_0$ , quelle est, pour les électrons ayant pénétré dans l'anode, la perte d'énergie cinétique la plus probable lors du processus de freinage ? exprimer le résultat en  $keV$
3. Quelle est la valeur de  $\lambda_0$  (en  $nm$ ) lorsque l'intensité du courant électrique qui parcourt le tube augmente de  $20\text{ mA}$  ?
4. L'intensité  $I_{K\alpha}$  de la raie  $K_\alpha$  étant  $7.4$  fois plus grande que l'intensité  $I_{K\beta}$  de la raie  $K_\beta$ , quelle est la valeur du rapport  $I_{K\alpha}/I_{K\beta}$  à la sortie de la fenêtre de béryllium ?

**On donne :**

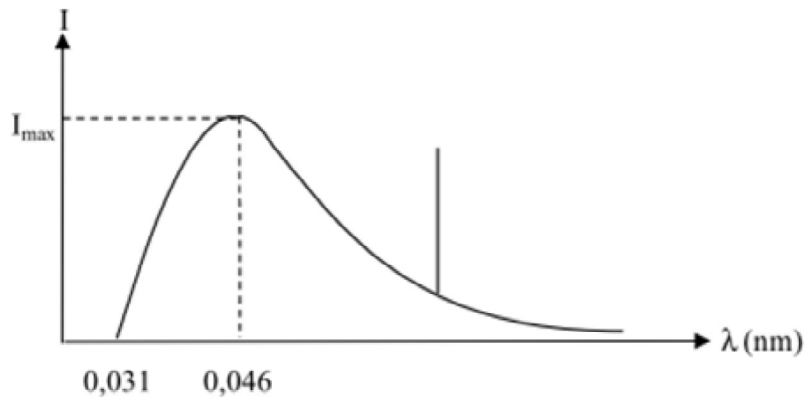
- l'épaisseur de la fenêtre de béryllium  $x = 1.5\text{ mm}$ ,
- le coefficient d'atténuation massique du béryllium pour les photons de la raie :  $\mu_m(K_\alpha) = 1.01\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$  et  $\mu_m(K_\beta) = 0.774\text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$
- et la masse volumique du béryllium  $\rho = 1.85\text{ g.cm}^{-3}$

**Rép.**  $0.0248\text{ nm}$ ;  $33.3\text{ keV}$ ;  $0.0248\text{ nm}$ ;  $6.93$ .



**Exercice N° 03 :** \_\_\_\_\_

Des électrons accélérés sous une différence de potentiel  $U = 40kV$  bombardent une cible en cuivre en créant une émission de rayons X. Le spectre correspondant à cette émission (voir figure ci-dessous) représente l'intensité  $I$  du faisceau de rayons X émis en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ , exprimée en  $nm$ .



**On donne :** les énergies d'ionisation des niveaux  $K$  et  $L$  du cuivre  $E_K = 8995 eV$  et  $E_L = 955 eV$ .

1. Quelle est la longueur d'onde minimale  $\lambda_0$ , en  $nm$ , du spectre continu émis par la cible ?
2. À partir des valeurs numériques indiquées sur le spectre, déterminer la perte d'énergie cinétique la plus probable, en  $keV$ , des électrons arrivant sur la cible.
3. Quelle condition doit vérifier l'énergie cinétique des électrons qui bombardent la cible pour observer une raie  $K$  ?
4. Calculer, en  $nm$ , la longueur d'onde de la raie  $K_\alpha$ .

**Rép.**  $0.031nm$ ;  $27keV$ ;  $\geq$ ;  $0.154nm$

**Exercice N° 04 :** \_\_\_\_\_

Dans les conditions normales de température et de pression atmosphérique, le nombre d'électrons dans un centimètre cube d'air  $NZ = 3.88 \times 10^{20} cm^{-3}$  et l'énergie d'excitation et d'ionisation effective moyenne  $\epsilon_m = 86eV$ .

1. Calculer la perte d'énergie par collision  $(\frac{dT}{dx})_c$  dans l'air d'une particule  $\beta^-$  d'énergie cinétique  $E_c = 0.1MeV$ .
2. Si l'énergie moyenne pour créer une ionisation dans l'air est  $34eV$ , calculer le nombre d'ionisations spécifiques (par unité de longueur) créés dans l'air par la particule  $\beta^-$ .

**On donne**

la formule de perte d'énergie d'une particule de charge  $ze$  par collisions (formule de **Bethe-Bloch**) :

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_c = \frac{N \cdot Z^2 \cdot z \cdot e^4}{4\epsilon_0^2 \cdot m_e \cdot v^2} \left[ \ln\left(\frac{2 \cdot m_e \cdot v^2}{\epsilon_m}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

la masse de l'électron  $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ;  $m_e \cdot c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ ;

$$\frac{e^4}{4\epsilon_0^2 \cdot m_e \cdot c^2} = 5.08 \times 10^{-19} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2.$$

**Rép.**  $5.41 \text{ keV/cm}$ ;  $159 \text{ ionisation/cm}$

**Exercice N° 05 :** \_\_\_\_\_

On considère que toute l'énergie cinétique d'une particule  $\alpha^{++}$  (de charge électrique  $q_1 = 2eC$ ) est convertie en énergie potentielle lorsqu'elle entre en collision frontale avec un noyau (de charge électrique  $q_2 = +ZeC$ ) au repos.

1. Déterminer l'expression de la distance minimale d'approche (paramètre d'impact)  $b$  qui est aussi une borne supérieure pour le rayon du noyau.
2. Faire une application numérique dans le cas de l'expérience de Rutherford ( $E = 5 \text{ MeV}$ ,  $Z(\text{Au}) = 79$ ).

**On donne :**  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \times 10^9 \text{ SI}$  et le rayon de noyau de l'or  $R(\text{Au}) = 7.3 \times 10^{-15} \text{ m}$ .

**Rép.**  $b = \frac{2q_1q_2}{4\pi\epsilon_0mv^2}$ ;  $4.5 \times 10^{-14} \text{ m}$

## Chapitre 4

# Diffusion et diffraction des rayonnement

### 4.1 Introduction

Deux phénomènes de base d'interaction rayonnement-matière sont considérés pour l'étude de la matière condensé :

- **L'absorption** se réfère au processus par lequel l'énergie de rayonnement est prise par la matière et par conséquent, le rayonnement est détruit lors du processus.
- **La diffusion** est le processus par lequel un faisceau de rayonnement est dévié dans de multiples directions par une cible. La diffusion peut-être *inélastique* ou *élastique* selon que la cible change ou ne change pas d'état lors du processus.

Ces deux processus d'interaction donnent lieu à un ensemble très riche de techniques expérimentales, permettant de sonder les structures et les états électroniques.

Les rayonnements incidents sont diffusés par les atomes qui constituent la matière cristalline. Les rayonnements diffusés élastiquement de même phase interfèrent d'une manière constructive, dans ces conditions, on parlera de la diffraction par un cristal. Les rayonnements diffusés par l'effet de Compton (la diffusion incohérente) n'interfèrent pas (ne provoquent pas la diffraction), mais ils augmentent le bruit de fond. Dans les phénomènes de diffraction, c'est la diffusion élastique (diffusion Thomson) qui prédomine.

Le phénomène de diffraction par un cristal peut résulter par les RX, les rayonnements neutronique ou électronique, le traitement géométrique de la diffraction par un cristal ne dépend pas de la nature de rayonnement, mais seules les intensités diffractées seront en fonction de nature de rayonnement.

## 4.2 Diffusion des RX par un électron isolé

### 4.2.1 Diffusion classique de Thomson

On considère une onde plane incidente arrivant sur un électron libre (ou faiblement lié), dont le champ électrique est donné par l'équation de propagation suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i2\pi[\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \nu t]) \quad (4.1)$$

Où  $\vec{k}_0 = \frac{\vec{u}_0}{\lambda}$  est le vecteur d'onde incident et  $\vec{u}_0$  vecteur unitaire au sens de propagation.

En supposant que l'effet de champ magnétique  $\vec{B}$  est négligeable devant l'effet de champ électrique ( $B_0 v_e \ll E_0$  où  $v_e$  est la vitesse de l'électron cible), Chaque électron de la cible est soumis à une force :  $\vec{F} = -e\vec{E}$ , et il se met à osciller avec une accélération :

$$\vec{\gamma} = \frac{-e}{m} \vec{E} \quad (4.2)$$

L'intégrations de l'expression de l'accélération deux fois successives nous permet de déterminer l'amplitude de l'oscillation :

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi^2 \nu^2} \frac{e}{m} \vec{E} \quad (4.3)$$

L'électron devient équivalent à un petit dipôle de moment :

$$\vec{p} = -e\vec{A} = \frac{1}{4\pi^2 \nu^2} \frac{e}{m} \vec{E} \quad (4.4)$$

L'onde diffusée élastiquement par un'électron correspond au champ rayonné par le dipôle  $\vec{p}$ , ce dipôle rayonne comme une antenne.

L'amplitude de l'onde diffusée au point  $P$  s'écrit dans le cas d'une **onde plane incidente polarisée linéairement** :

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \frac{\sin(\varphi)}{r} E_0 = r_e \frac{\sin(\varphi)}{r} E_0 \quad (4.5)$$

Où :

$P$  est un point du plan de polarisation ( $\vec{k}_1 = \frac{\vec{u}_1}{\lambda}$ ) et qui se trouve à une distance suffisamment grande de l'échantillon (voir la figure 4.1)

$\varphi$  est l'angle entre le champ électrique incident  $E_0$  et la direction de propagation  $\vec{r} = r\vec{u}_1$  de l'onde diffusée.

$E_0 \sin(\varphi)$  : est la projection de  $\vec{E}_0$  sur  $\vec{k}_1$ .

$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}$  : est le rayon classique de l'électron ( $r_e = 2.818 \times 10^{-15}$  m) et indique la probabilité de diffusion élastique d'un photon par l'électron.

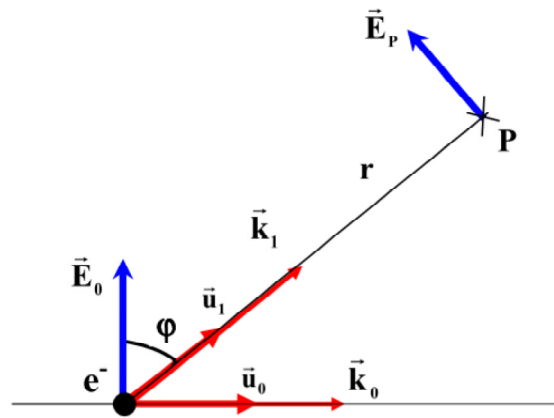


FIGURE 4.1 : Onde électromagnétique diffusée par un électron.

Le dipôle émet une onde sphérique dont l'amplitude est directement proportionnelle à l'amplitude de l'onde incidente et l'intensité (le carré de l'amplitude de  $E_p$ ) en point P varie en  $\frac{1}{r^2}$

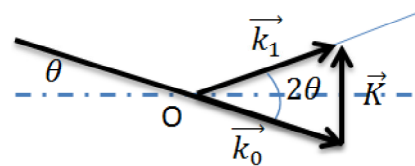
### 4.2.2 Amplitude de diffusion et la fonction densité électronique

Les électrons sont responsables au phénomène de la diffraction des RX, en mécanique quantique, les électrons sont présentés par une densité électronique  $\rho(\mathbf{r})$ .

L'amplitude  $A$  de l'onde diffusée par une charge  $\rho(\mathbf{r}) \cdot dV$ , qui se trouve dans un volume élémentaire  $dV$  d'un échantillon, est égale celle diffusée par un électron  $A_e$ , multipliée par  $\rho(\mathbf{r}) \cdot dV$ .

$$dA = A_e \cdot \rho(\mathbf{r}) dV \tag{4.6}$$

Pour calculer l'amplitude totale diffractée par l'échantillon selon la direction de diffusion :  $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0$ , où  $\vec{k}_0$  et  $\vec{k}_1$  sont le vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde diffracté respectivement, il faut prendre en considération la différence de phase  $\varphi$  :



$$\varphi = 2\pi \cdot \vec{r} \cdot \vec{K}$$

L'amplitude totale diffractée par l'échantillon s'écrit :

$$A(\mathbf{K}) = A_e \cdot \int_{(V)} \rho(\mathbf{r}) \exp(i2\pi \mathbf{rK}) \cdot dV \quad (4.7)$$

D'après l'équation 4.7 on constate que  $A(\mathbf{K})$  est la transformée de Fourier de la densité électronique et la transformation inverse permet de déterminer la densité électronique

$$\rho(\mathbf{r}) = \int_{(V_k)} A(\mathbf{K}) \exp(-i2\pi \mathbf{rK}) \cdot dV_k \quad (4.8)$$

L'amplitude  $A(\mathbf{K})$  est une fonction complexe, s'écrit sous la forme :

$$A(\mathbf{K}) = \|A(\mathbf{K})\| \exp(i2\pi \phi_K) \quad (4.9)$$

Et l'intensité diffusée :

$$I = \|A(\mathbf{K})\|^2 \quad (4.10)$$

**Remarque :** Si la densité électronique  $\rho(\mathbf{r})$  est connue, il est possible de déterminer l'intensité  $I$ . Alors, la mesure de  $I$  ne permet pas de déterminer la phase  $\phi_K$  de l'amplitude  $A$ .

Les résultats de calcul  $\rho(\mathbf{r})$  doivent être testés en comparant les valeurs des intensités calculées à partir du modèle aux intensités expérimentales.

## 4.3 Diffusion des RX par un atome

### 4.3.1 Facteur de diffusion atomique

Lorsqu'un atome est irradié par les RX, la structure interne ainsi que l'énergie interne de cet atome ne sont pas modifiées mais tous les électrons qu'il contient (particules chargées) sont mis en vibration forcée sous l'action du champ électrique de RX et de ce fait ils réémettent un rayonnement de même longueur d'onde (et de faible amplitude) dans l'espace qui l'entoure.

Pour déterminer l'intensité diffusée par un atome isolé, on peut utiliser le modèle sphérique (en couches), où les électrons sont distribués sur une sphère de rayon  $r$  autour du noyau selon la densité électronique  $\rho(\mathbf{r})$ , le nombre d'électrons  $z$  de l'atome est donné par :

$$z = \int_V \rho(\mathbf{r}) dV = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr \quad (4.11)$$

Pour calculer l'amplitude de l'onde diffusée par l'atome dans la direction caractérisée par le vecteur de diffusion  $\vec{K}$ , il faut additionner les amplitudes diffusées par

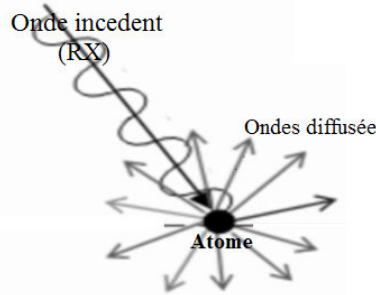


FIGURE 4.2 : RX diffusée par un atome

chaque centre diffractant ( $\rho dV$ ) en tenant compte du facteur de phase  $\varphi$ . L'amplitude s'écrit :

$$A = A_e \int_V \rho(\mathbf{r}) \exp(i\varphi) dV \quad (4.12)$$

On suppose que la phase de l'onde passant par le noyau  $O$  de l'atome est prise comme origine des phases, et on calcule la phase  $\varphi$  de l'onde diffusée autour du point  $P$  en utilisant la relation entre la phase et la différence de marche  $\delta$  pour le point  $P$  par rapport point  $O$  (voir figure 4.3) :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = 2\pi \cdot \vec{r} \cdot \vec{K} \quad (4.13)$$

Soient  $\vec{k}_0$  et  $\vec{k}_1$  les vecteurs d'onde incident et diffracté :

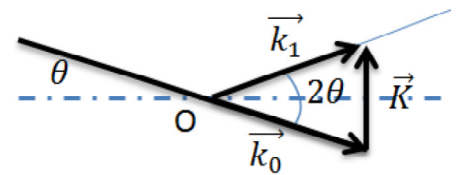
Ou  $\|\vec{k}_0\| = \|\vec{k}_1\| = \frac{1}{\lambda}$

et l'angle :  $(\vec{k}_0, \vec{k}_1) = 2\theta$

On a le vecteur de diffusion :  $\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0$

Donc :  $K = \|\vec{K}\| = 2\|\vec{k}_1\| \sin(\theta)$

$$K = \frac{2}{\lambda} \sin(\theta) \quad (4.14)$$



On désigne par  $ON$  le vecteur normal à la bissectrice de  $(\vec{k}_0, \vec{k}_1)$  et l'angle  $\alpha = (\vec{r}, \vec{ON})$ . ou  $r = OP$  (voir figure 4.3).

On remarque que :  $\vec{K} // \vec{ON}$ , et d'après la relation (4.13), on trouve :

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi K \cdot r \cos(\alpha) \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} \sin(\theta) \cdot r \cos(\alpha) \end{aligned}$$

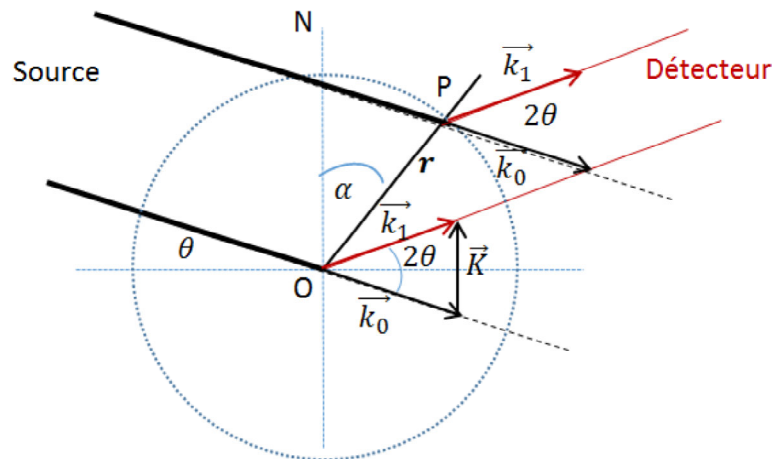


FIGURE 4.3 : Diffusion des RX par un atome

On pose  $t = \frac{4\pi \sin(\theta)}{\lambda}$  donc :

$$\begin{aligned}\varphi &= t \cdot r \cdot \cos(\alpha) \quad \text{et sa dérivé :} \\ d\varphi &= -t \cdot r \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha\end{aligned}$$

Le volume de couronne circulaire élémentaire d'axe  $ON$  est :

$$dV = 2\pi \cdot r \cdot \sin(\alpha) \cdot r \cdot d\alpha \cdot dr = 2\pi \cdot r^2 \cdot \sin(\alpha) \cdot d\alpha \cdot dr$$

D'après  $d\varphi$  on a :  $\sin(\alpha) \cdot d\alpha = -\frac{1}{r \cdot t} \cdot d\varphi$ , donc :

$$dV = -\frac{2\pi}{t} \cdot d\varphi \cdot r \cdot dr$$

On calcule l'intégrale(4.12) en faisant varier  $\alpha$  de 0 à  $\pi$  :

$$\begin{aligned}A &= -A_e \int \int \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\varphi) \frac{2\pi}{t} \cdot d\varphi \cdot r \cdot dr \\ &= -\frac{2\pi A_e}{t} \int_0^\infty \rho(\mathbf{r}) \cdot r \cdot dr \int_{-t \cdot r}^{t \cdot r} \exp(i\varphi) d\varphi\end{aligned}$$

On aboutit à l'expression suivante de l'amplitude diffractée :

$$A = 4\pi \cdot A_e \int_0^\infty \rho(\mathbf{r}) \cdot \left[ \frac{\sin\left(\frac{4\pi \cdot r \sin(\theta)}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi \cdot r \sin(\theta)}{\lambda}} \right] \cdot r^2 \cdot dr \quad (4.15)$$

La poursuite du calcul suppose la connaissance de la fonction  $\rho(\mathbf{r})$ .



On pose :

$$A = A_e \cdot f\left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda}\right) \quad (4.16)$$

Le terme  $f\left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda}\right)$  s'appelle le **facteur de diffusion atomique**.

### 4.3.2 Propriété de facteur de diffusion atomique

Le facteur de diffusion atomique :  $f_j = f\left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda}\right)$  dépend à la longueur d'onde de RX incident et l'angle de diffraction

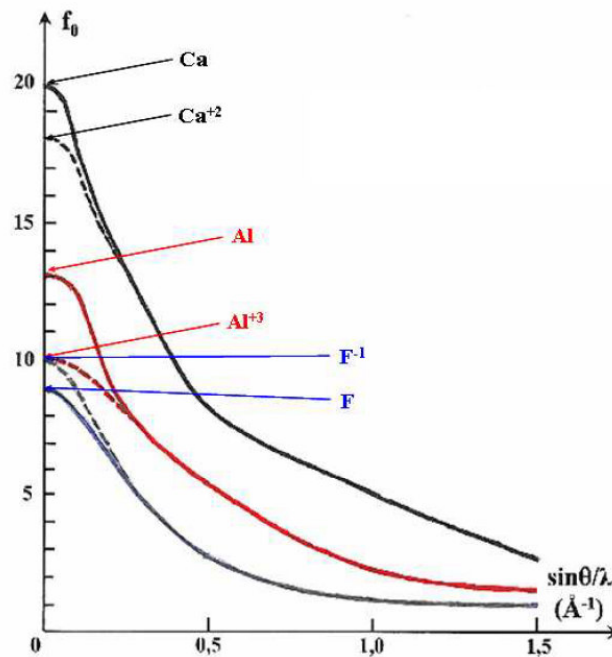


FIGURE 4.4 : Facteur de diffusion atomique de quelques atomes et ions ([7])

- Pour  $\theta \rightarrow 0$ ,  $\frac{\sin\left(\frac{4\pi \cdot r \cdot \sin(\theta)}{\lambda}\right)}{\frac{4\pi \cdot r \cdot \sin(\theta)}{\lambda}} \rightarrow 1$ , et  $f_j = z$  est donc égal au nombre d'électrons de l'atome  $j$  ou de l'ion considéré.
- Les valeurs de  $f_j$  d'un atome neutre et de ses ions ne se distinguent qu'aux petites valeurs de  $\sin(\theta)/\lambda$ . Les contributions aux **ondes diffractées des électrons de valence sont donc surtout importantes aux petits angles**.
- Pour les ions isoélectroniques  $\text{F}^{-1}$  et  $\text{Al}^{+3}$ , on observe une **interférence destructive** plus rapide en fonction de  $\sin(\theta)/\lambda$  pour l'ion le plus gros ( $r(\text{F}^{-1}) > r(\text{Al}^{+3})$ ).

### 4.3.3 Diffusion anormale

Les électrons qui interviennent le plus dans la diffraction cohérente sont les électrons des couches internes, alors que l'approximation de Thomson n'est pas valable pour ces électrons puisqu'ils ont une énergie de liaison voisine ou supérieure à celle du rayonnement, et par conséquent l'amplitude et la phase du rayonnement X diffusé sont alors modifiées.

Dans ce cas là, et comme approximation, on ajoute des termes correctifs  $\Delta f'$ ,  $\Delta f''$  indépendants de l'angle de diffraction  $\theta$  au facteur de diffusion atomique, le facteur de diffusion devient un nombre complexe :

$$f_c = f + \Delta f' + i\Delta f'' \quad (4.17)$$

On nomme cet effet : "*dispersion anormale*". Les valeurs des termes correctifs sont également tabulées<sup>1</sup> pour les valeurs usuelles de  $\lambda$ .

## 4.4 Diffraction des RX par un cristal

### 4.4.1 Facteur de structure et facteur de forme

Amplitude diffusée par les atomes d'une maille cristalline est la somme des contributions (notées  $f_j$ ) de chaque atome de la maille en les corrigeant par un facteur de déphasage  $\varphi = 2\pi \cdot \vec{r} \cdot \vec{K}$  en fonction de leur position dans la maille :  $\vec{r}_j = x_j\vec{a} + y_j\vec{b} + z_j\vec{c}$  (où  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$  sont les vecteurs de base définissant la maille).

On obtient, par sommation sur l'indice  $j$  repérant les atomes de la maille :

$$F = \sum_j f_j \exp[i2\pi\vec{r}_j \cdot \vec{K}] \quad (4.18)$$

On appelle  $F$  le facteur de structure qui caractérise la diffusion des rayons X par une maille, le facteur de structure présente la transformée de Fourier de la densité électronique d'une maille.

L'amplitude totale de l'onde diffusée par le cristal est alors la somme des amplitudes des ondes diffusées par les mailles en prenant en compte le déphasage des unes par rapport aux autres : un terme  $\exp[2\pi j\vec{K} \cdot (u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c})]$  traduisant ce déphasage apparaît dans l'expression de l'amplitude totale diffusée  $A$  :

$$A = \sum_{u,v,w} F \exp[i2\pi\vec{K} \cdot (u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c})] \quad (4.19)$$

1. The International Union of Crystallography. Vol. C Springer, 2004 DOI <https://doi.org/10.1107/97809553602060000103>

$u, v$  et  $w$  sont des entiers naturels. Parcourir les triplets  $(u, v, w)$  revient à parcourir l'ensemble des mailles d'un cristal.

*La figure de diffraction d'une structure périodique est égale au produit de la figure de diffraction du motif par une fonction caractéristique de la seule périodicité de la structure*

Si  $m, n$  et  $p$  sont les nombres de mailles suivant  $Ox, Oy$  et  $Oz$ , on tire :

$$A = F \sum_{u=1}^m \exp[i2\pi u \vec{K} \cdot \vec{a}] \sum_{v=1}^n \exp[i2\pi v \vec{K} \cdot \vec{b}] \sum_{w=1}^p \exp[i2\pi w \vec{K} \cdot \vec{c}] \quad (4.20)$$

Chaque somme vaut :

$$\sum_{q=1}^N \exp[i2\pi q \vec{K} \cdot \vec{a}_i] = \frac{\sin(\pi N \vec{K} \cdot \vec{a}_i)}{\sin(\pi \vec{K} \cdot \vec{a}_i)} \cdot \exp[i\pi(N+1) \vec{K} \cdot \vec{a}_i]$$

L'intensité diffractée par un cristal est donc :

$$I = \|F\|^2 \cdot \frac{\sin^2(\pi m \vec{K} \cdot \vec{a})}{\sin^2(\pi \vec{K} \cdot \vec{a})} \frac{\sin^2(\pi n \vec{K} \cdot \vec{b})}{\sin^2(\pi \vec{K} \cdot \vec{b})} \frac{\sin^2(\pi p \vec{K} \cdot \vec{c})}{\sin^2(\pi \vec{K} \cdot \vec{c})} = \|F\|^2 \cdot L^2 \quad (4.21)$$

la fonction caractéristique d'interférence  $L$  est appelée **le facteur de forme**.

#### 4.4.2 Conditions de diffraction de Von Laue

Le nombre de mailles du cristal étant très grand, l'intensité diffusée est nulle partout sauf si les trois fonctions  $A_q$  sont simultanément maximales, c'est-à-dire si les produits  $\vec{K} \cdot \vec{a}_i$  sont entiers. Les vecteurs  $\vec{K}$  vérifient alors les conditions de Laue :

$$\begin{cases} \vec{K} \cdot \vec{a} = h \\ \vec{K} \cdot \vec{b} = k \\ \vec{K} \cdot \vec{c} = l \end{cases} \quad (4.22)$$

Où  $h, k$  et  $l$  sont des entiers.

Donc  $\vec{K}$  est un vecteur de réseau réciproque égal :  $\vec{K} = \vec{N}^* = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$

Le facteur de forme  $L$  peut s'écrire :

$$L = \sum_{u=1}^m \exp[i2\pi u \cdot h] \sum_{v=1}^n \exp[i2\pi v \cdot k] \sum_{w=1}^p \exp[i2\pi w \cdot l] \quad (4.23)$$

Pour un cristal illimité cette fonction est nulle partout sauf pour les valeurs entières de  $h, k$  et  $l$  où elle est infinie. C'est une distribution de pics de Dirac sur les nœuds du réseau réciproque (voir figure 4.5).

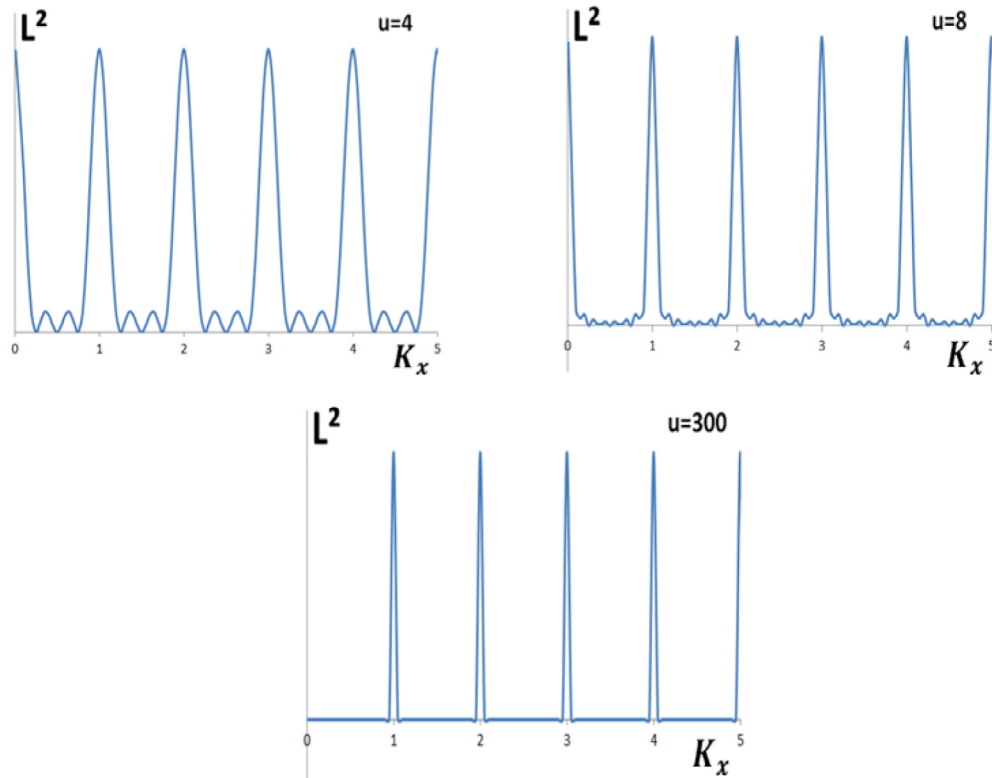


FIGURE 4.5 : Facteur de forme pour un cristal cubique de  $u = 4$ ;  $u = 8$  et  $u = 300$  mailles.

Le facteur de structure (équation 4.18) d'une famille de plan  $(hkl)$  s'écrit sous la forme :

$$F_{hkl} = \sum_j f_j \exp[i2\pi(hx_j + ky_j + lz_j)] \quad (4.24)$$

On peut montrer que le facteur de structure est la transformée de Fourier de la densité électronique d'une maille.

#### 4.4.3 Conditions d'interférences constructives de Bragg

La conditions d'interférence constructive des ondes diffusées par un plan d'atomes parallèle au plan réticulaire  $(hkl)$  est donnée par la loi de Bragg :

$$2.d_{hkl} \sin(\theta) = n\lambda \quad (4.25)$$

Ou  $n = 1, 2, \dots$  et l'ordre de diffraction et  $d_{hkl}$  la distance entre une famille de plans réticulaires.

- Une "réflexion (hkl)" ne peut être observée que si le plan réticulaire correspondant fait avec le rayon incident monochromatique un "angle de Bragg" bien précis.
- L'angle de Bragg  $\theta$  n'est pas l'angle d'incidence de l'optique, mais son complément.
- En cristallographie pratique, on ne parle plus d'ordre d'interférence et on utilise la relation de Bragg sous la forme

$$2.(d_{hkl}/n) \sin(\theta) = 2.d_{h'k'l'} \sin(\theta) = \lambda$$

ou  $h' = n.h, k' = n.k$  et  $l' = n.l$

#### 4.4.4 Technique de diffraction des RX par focalisation

Le tube à RX génère un faisceau polychromatique des RX dont le spectre est formé d'un fond continu sur lequel se superposent des raies. Or les expériences de diffraction nécessitent un faisceau monochromatique de RX, l'utilisation d'un simple filtre basé sur la propriété de l'atténuation des RX peut parfois être insuffisante car le doublet  $K_{\alpha 1} - K_{\alpha 2}$  n'est pas résolu et la présence du reste du spectre d'émission peut être gênante.

La solution consiste à utiliser un monochromateur à monocristal pour monochromatiser et focaliser les RX. Le monocristal est généralement taillé parallèlement à une famille de plans réticulaires (hkl).

##### a). Monochromateur à monocristal plan

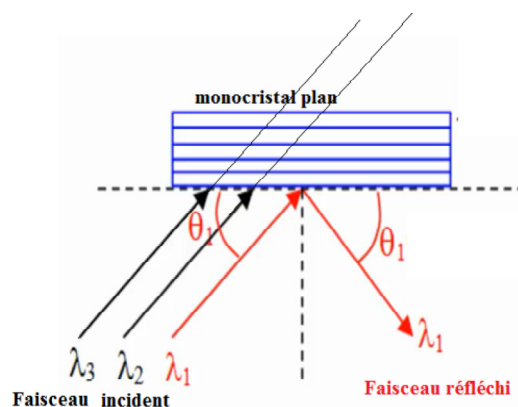


FIGURE 4.6 : Monochromateur à monocristal plan

Le monochromateur plan est une lame monocristalline taillée parallèlement à une famille de plans réticulaires ( $hkl$ ) possédant un pouvoir réflecteur élevé c'est-à-dire disposant d'un facteur de structure  $F_{hkl}$  élevé. A titre exemple :

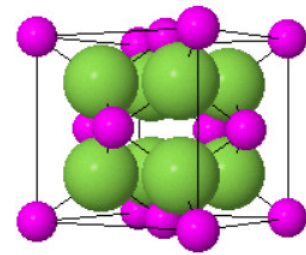
CaF<sub>2</sub> au plan (111)

graphite au plan (001)

quartz au plan (101)

L'orientation du monochromateur est réglée sur l'angle  $\theta_{hkl}$  du nième ordre. Seule la radiation  $K_{\alpha 1}$  d'un faisceau polychromatique sera réfléchié selon la loi de Bragg :  $\lambda = 2d_{hkl} \sin(\theta)$ . L'angle de l'orientation est donc :  $\theta = \arcsin(\lambda / (2d_{hkl}))$

**Remarque :** Le monochromateur plan renvoie un faisceau cylindrique (rayons parallèles de forme cylindre). Si on utilise ce faisceau pour irradier les cristaux, les raies de diffraction seront assez larges.



CaF<sub>2</sub> - Ca<sup>2+</sup> à l'origine

Motif formulaire CaF<sub>2</sub>

- Cubique F  $a = 5.363 \text{ \AA}$   $Z = 4$
- $\rho = 3.36 \text{ g.cm}^{-3}$

- $r_{\text{Ca}^{2+}} = 1.12 \text{ \AA}$   $r_{\text{F}^-} = 1.31 \text{ \AA}$
- Compacité :  $\tau = 0.641$

- $d_{\text{Ca}^{2+}\text{-F}^-} = 2.322 \text{ \AA}$

Coordinance

- $[\text{Ca}^{2+}] = 8$
- $[\text{F}^-] = 4$

## b). Monochromateur à monocristal courbe

monochromateur coure dispose une face concave , il y a trois type :

### 1. Monochromateur à focalisation de type Johansson :

- Ce monochromateur est obtenu en taillant un cylindre de rayon  $2R$  dans le monochromateur plan de façon tangente aux plans réflecteurs. La lame ensuite courbé jusqu'à que le rayon de courbure devienne  $R$  (cercle de focalisation). la lame doit possède une certaine élasticité permettant la courbure.

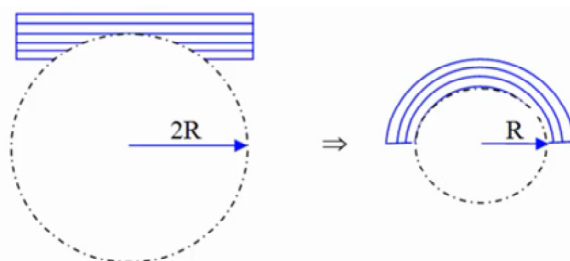


FIGURE 4.7 : Monochromateur à focalisation de type Johansson

- *Ce type de monochromateur permet d'obtenir une focalisation rigoureuse (fine) et symétrique.*

## 2. Monochromateur à focalisation de type Guinier :

- Ce type de monochromateur est obtenu à partir une lame taillée de façon inclinée d'un angle par rapport à la famille (hkl) ensuite en taillant un cylindre de rayon  $2R$  puis la courbure au rayon  $R$ .

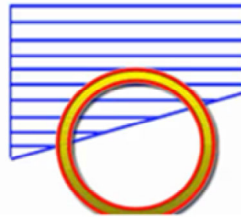


FIGURE 4.8 : Monochromateur à focalisation de type Guinier

- *Ce type de monochromateur permet d'obtenir une focalisation rigoureuse (fine) et asymétrique.*

## 3. Monochromateur à focalisation de type Johann :

- Ce type de monochromateur est obtenu en taillant la lame taillée parallèlement à la famille (hkl) puis la courbant au rayon  $R$
- *Ce type de monochromateur permet d'obtenir une focalisation symétrique mais n'est pas approchée*

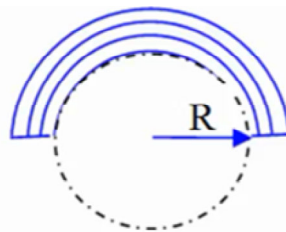


FIGURE 4.9 : Monochromateur à focalisation de type Johann

### 4.4.5 Détection des RX diffractés

#### a). Film photographique

Le détecteur des RX peut être un film photographique et les spectres obtenus dans ce cas sont des spectres des raies (utilisé dans le cas des méthodes utilisant des chambres à diffraction).

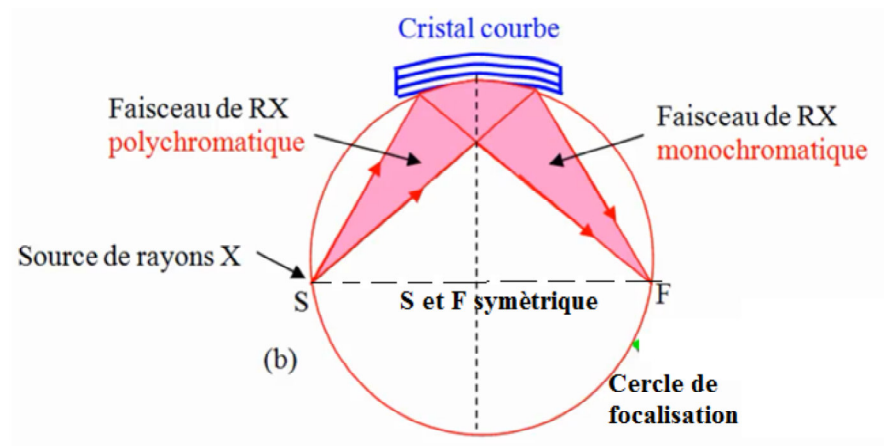


FIGURE 4.10 : Focalisation approchée de type Johann

### b). Compteur de photons

Le détecteur peut être un compteur de photons et les spectres obtenus dans ce cas sont des spectres de pics ( utilisé dans le cas du diffractomètre automatique)

## 4.5 Diffraction des rayonnements électroniques

### 4.5.1 Diffraction des électrons par les gaz

Les électrons du faisceau sont diffractés par le champ électrique des molécules. La diffraction des électrons est beaucoup plus importante que celle des rayons X en raison de la charge négative qu'ils transportent.

Les molécules dans un courant de gaz sont orientées au hasard de sorte que la figure de diffraction est symétrique par rapport à la direction du faisceau incident, donc constituée par des cercles concentriques. Ces cercles correspondent à des angles de diffraction  $\theta$  pour lesquels les ondes associées aux électrons sont en phase.

La figure de diffraction des électrons est formée par la contribution des trois phénomènes suivants :

1. **La diffusion atomique incohérente** : Les électrons incidents perdent leur l'énergie lorsqu'ils ont rencontré les électrons des atomes du gaz, donc ils ne sont donc pas focalisés par la lentille au centre du film mais sur une tâche d'intensité décroissant rapidement avec l'angle de diffraction  $\theta$ . Cette tâche ne présente ni maxima ni minima dans le spectre de diffraction ( n'est pas due à la diffraction).



2. **La diffusion atomique cohérente** : Les électrons incidents changent leur direction sans changement d'énergie. Le changement de direction est faible en raison de la vitesse élevée des électrons. L'effet décroît donc très rapidement avec l'angle de diffraction  $\theta$ .
3. **La diffraction moléculaire cohérente** : Elle est l'analogie de la diffraction des rayons X. Elle donne une figure d'interférence composée de cercles concentriques. La condition d'interférence pour deux rayons diffractés par deux atomes à la distance  $d$  est la condition de Bragg :  $2d \sin(\theta) = n\lambda$ .

**Remarque :**

La plupart des études de diffraction d'électrons ont été faites sur les gaz. Elles sont maintenant étendues aux solides; puisque les électrons ne peuvent traverser qu'une mince couche de solide, cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'étude des effets de surface.

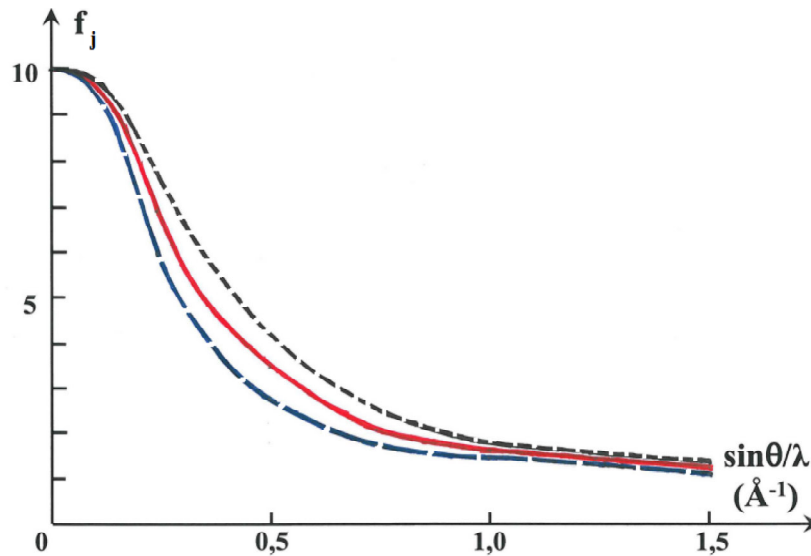
#### 4.5.2 Diffraction des électrons par les solides

On peut opérer la diffraction des électrons soit sur des poudres monocristallines, soit sur de très petits monocristaux. Le diagramme de diffraction est identique aux diagrammes obtenus par la méthode de Debye-Scherrer avec les RX. On peut déduire d'un tel diagramme : la symétrie du cristal, la forme de la cellule unitaire et la dimension de la cellule unitaire.

## 4.6 Exercices

**Exercice N° 01 :** \_\_\_\_\_

Le schéma ci-dessous représente les variations de facteur de diffusion atomique  $f_j$  en fonction de  $\sin(\theta)/\lambda$  pour les atome/ions isoélectroniques suivants :  $F^{-1}$ , Ne et  $Na^{+1}$ . Sachant que  $r(F^{-1}) > r(Ne) > r(Na^{+1})$  (rayons atomique/ioniques) faire les attributions des atome/ions pour chacune des courbes suivantes.



**Exercice N° 02 :** \_\_\_\_\_

1. Montrer que les figures de diffraction sont centrosymétriques :  $I_{hkl} = I_{\bar{h}\bar{k}\bar{l}}$
2. Cette propriété (appelée loi de Friedel) est-elle toujours vérifiée ?

**Exercice N° 03 :** \_\_\_\_\_

Le tableau suivant donne les translations de réseau compatibles avec le réseau cristallin avec les modes de réseau correspondants :

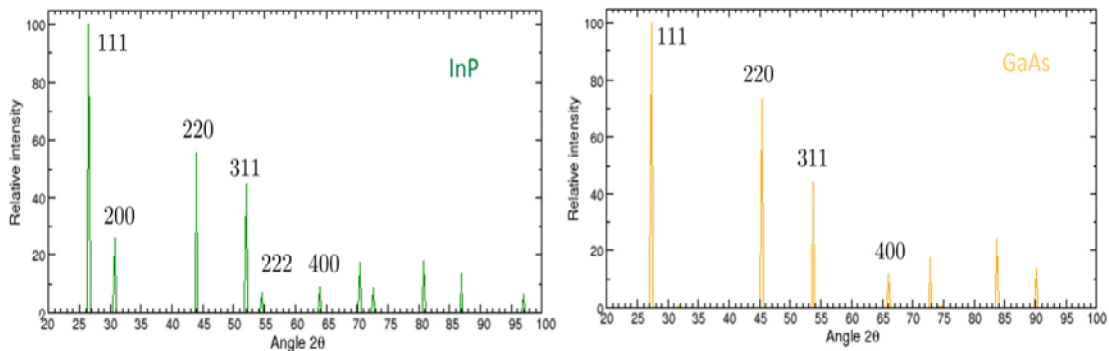
Translations	Maille	Réseau	multiplicité
$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$	simple	P	1
$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}; \frac{\vec{b}+\vec{c}}{2}$	centré sur face( $\vec{b}, \vec{c}$ )	A	2
$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}; \frac{\vec{a}+\vec{b}+\vec{c}}{2}$	centré	I	2
$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}; \frac{\vec{a}+\vec{b}}{2}, \frac{\vec{b}+\vec{c}}{2}, \frac{\vec{a}+\vec{c}}{2}$	faces centrés	F	4

Etablir les conditions d'extinction dues au mode de réseau dans le cas d'un réseau I et d'un réseau F, en utilisant l'expression du facteur de structure dans laquelle on tiendra compte des translations de réseau propres aux modes I et F.

**Exercice N° 04 :** \_\_\_\_\_

Le phosphure d'indium (InP) et l'arséniure de gallium (GaAs) sont des composés iso-structuraux. Pourtant leurs diagrammes de diffraction de poudres respectifs ne présentent pas la même succession de raies diffractées ([4]) par les plans (hkl) :

InP	111	200	220	311	222	400
GaAs	111		220	311		400



1. Quel est le mode de réseau de InP et GaAs ?
2. Expliquer pourquoi certaines raies qui existent pour InP ne sont pas visibles pour GaAs. Pour ce faire, on calculera le facteur de structure.

**On donne :**

les coordonnées réduites des atomes dans la maille :

In et Ga  $(0; 0; 0)$

P et As  $(\frac{1}{4}; \frac{1}{4}; \frac{1}{4})$

ainsi que les numéros atomiques des quatre éléments :

$Z(\text{Ga}) = 31, Z(\text{As}) = 33, Z(\text{In}) = 49, Z(\text{P}) = 5$

**Exercice N° 05 :** \_\_\_\_\_

Le fluorure de lithium LiF cristallise dans le groupe d'espace cubique  $Fm\bar{3}m$  avec un paramètre de maille  $a = 4,026\text{\AA}$ . La réflexion d'intensité maximum est la réflexion (200). On veut sélectionner la raie  $\lambda_{K\alpha} = 1,54\text{\AA}$  d'une anticathode de cuivre.

–Comment doit-on positionner un monochromateur de LiF taillé parallèlement au plan (200) par rapport au faisceau incident ?

**Exercice N° 06 :** \_\_\_\_\_

I- En 1926, C. Davisson et L. Germer dirigent un canon à électrons en direction d'un cristal de nickel. Ils constatent que les électrons sont diffractés par le cristal dans des directions bien précises. Ils observent une figure de diffraction lorsque les électrons ont une énergie cinétique comprise entre 60 eV et 80 eV.

1. Calculer la longueur d'onde  $\lambda$  des ondes associées aux électrons pour une énergie cinétique 60 eV et 80 eV.
2. La diffraction d'électrons par les solides est particulièrement bien adaptée à l'étude des effets de surface, pourquoi ?.

**II-** Le phénomène de diffraction par un cristal peut résulter par RX , les neutrons ou les électrons, le traitement géométrique de la diffraction par un cristal ne dépend pas à la nature de rayonnement, seules les intensités diffractées seront fonction de nature de rayonnement. Le tableau suivant présente quelques exemples d'utilisation ces rayonnements.

$N^0$	Exemples d'études	Électrons	Neutrons	RX
0	Détermination de structure cristalline	TF	TF	TF
1	Vibrations de réseau (phonons)			
2	Traitement de surface			
3	Détermination de structures magnétiques			
4	Polymères (matériaux organiques)			

Compléter le tableau en mettant : TF (très fort), F (fort) et faible .

**On donne :**

$$h = 6.62 \times 10^{-34} \text{J.s} \quad c = 3 \times 10^8 \text{m.s}^{-1} \quad m = 9.1 \times 10^{-31} \text{kg}$$

$$hc = 12.4125 \text{keV.A}^\circ \quad 1 \text{keV} = 1.6 \times 10^{-16} \text{J}$$

# Bibliographie

- [1] . Rapp. tech. "European Synchrotron Radiation Facility". URL : <https://www.esrf.eu/fr/home/about/synchrotron-science/synchrotron.html>.
- [2] J. J. Rousseau et A. GIBAUD. *Diffraction des rayonnements Cristallographie géométrique et radiocristallographie*. Dunod, Paris, 2000, 2007. ISBN : 978-2-10-050198-4.
- [3] Abderrafi BRITEL. *Cours de cristallographie*. FSDM-USMBA-Fes- Maroc, 2019.
- [4] Delphine CABARET. *Facteur de structure, mode de réseau et extinctions*. Ecole Cristallographie et Grands Equipements, 2012.
- [5] Olivier CAUDRELIER. *Interaction des rayonnements ionnisants avec la matière*. POLY-PREPAS, Centre de Préparation aux Concours Paramédicaux, 2010. URL : [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/48/072/48072230.pdf](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/48/072/48072230.pdf).
- [6] Guy COLLIN. In : chap. DIFFRACTION DES ÉLECTRONS ET DES NEUTRONS. URL : [http://www.uqac.ca/chimie\\_ens/Chimie\\_theorique/Chapitres/chap\\_17.htm](http://www.uqac.ca/chimie_ens/Chimie_theorique/Chapitres/chap_17.htm).
- [7] Pierre GRAVEREAU. *Introduction à la pratique de la diffraction des rayons X par les poudres*. Université Bordeaux 1, France., 2011. URL : <https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00671294>.
- [8] Belbachir Ahmed HAFID. *Interaction Rayonnement-Matière*. Département de Génie Physique -Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, 2010.
- [9] J. Michael HOLLAS. *Spectroscopie*. Dunod (Paris), 1998.
- [10] O. Isnard<sup>(\*)</sup> et J. VICAT<sup>(#)</sup>. *Interaction Rayonnement-Matière*. Université de J. Fourier, Grenoble-France,<sup>(\*)</sup>Lab. de Cristallographie-CNRS; <sup>(#)</sup>Institut de Biologie structurale, 2000. URL : <http://www-llb.cea.fr/pedagogie/diffudiffrac/diffracentier.html>.
- [11] J. PROTAS. *Diffraction des rayonnements*. Dunod (Paris), 1999.
- [12] J. J. ROUSSEAU. *Diffraction des rayonnements Cristallographie géométrique et radiocristallographie*. Masson (Paris), 1995.

- [13] Francesc SALVAT et José M FERNÁNDEZ-VAREA. « Overview of physical interaction models for photon and electron transport used in Monte Carlo codes ». In : *Metrologia* 46.2 (2009), S112-S138. DOI : [10.1088/0026-1394/46/2/s08](https://doi.org/10.1088/0026-1394/46/2/s08). URL : <https://doi.org/10.1088/0026-1394/46/2/s08>.
- [14] Varley F. SEARS. « Neutron scattering lengths and cross section ». In : *Neutron News* 3.3 (1992), p. 26-37. URL : <https://www.isis.stfc.ac.uk/Pages/sears---neutron-cross-section-table10655.pdf>.