

Pour les rayons X $n_1 = n_2 = 1 \Rightarrow$ la nature des 2 milieux
 $\sin \theta_2 = \sin \theta_1 \Rightarrow$ le phénomène de réfraction est alors négligeable pour
 les rayons X

a2) l'absorption thermique: on sait que l'effet de la température sur les solides
 se fait par absorption de photons qui se traduit par des vibrations acoustiques
 ou optiques (phonon). Le domaine de ces vibrations acoustiques est de l'ordre de
 $\nu = 10^{14}$ Hz dans le domaine de l'infrarouge - de par la RX, $\nu = 10^{18}$ Hz -
 Par conséquent l'absorption des RX sous forme de vibration du réseau, est
 à due absorption thermique par les réseaux est négligeable.

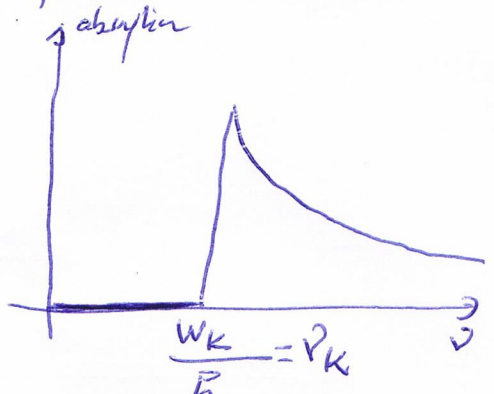
a3) l'absorption par effet Photoélectrique et rayonnement de fluorescence

si l'énergie du photon X est suffisante, il peut alors ioniser l'atome du
 réseau en libérant un électron - Pour cela il suffit que $h\nu \geq W_K, W_L, W_{M...}$
 Le Bilan énergétique s'écrit alors

$$h\nu = h\nu' + \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{(III 9)}$$

où $h\nu'$ correspond à un nouveau rayonnement X ($\nu' < \nu$) appelé rayonnement de
 fluorescence et $\frac{1}{2} m v^2$ représente l'énergie cinétique de l'électron émis par
 l'atome du réseau. \Rightarrow le phénomène est très efficace lorsque $h\nu$ est légèrement supérieur
 à un niveau des ~~orbitales~~ électrons atomiques comme le montre la figure
 (III 5) représentant l'absorption de la fluorescence K - on a un phénomène d'absorption
~~résonante~~ résonante K. Les valeurs telles que

ν_K obéissent à la loi de Moseley



courbe III 5: Absorption de fluorescence K

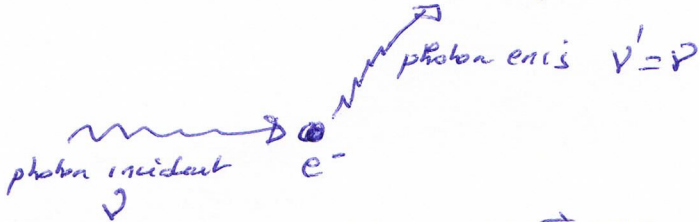
les fréquences de rayonnement de fluorescence sont une caractéristique de la nature
 absorbante.

$$\text{(III 10)} \quad h\nu_{K\alpha} = W_L - W_K \quad h\nu_{K\beta} = W_M - W_K \quad \text{etc...}$$

a4) l'effet Compton: ds l'effet Compton le photon cède une très petite partie de
 son énergie à un électron \Rightarrow
 \rightarrow électron \perp mvt

La différence entre l'absorption par effet photoélectrique est que v' n'est pas lié aux niveaux électroniques, mais peut varier de façon continue - le photon X est ici considéré comme une boule qui heurte l'électron suivant les lois mécaniques de choc élastiques - l'effet Compton est beaucoup moins important que l'effet photoélectrique lorsque celui-ci existe -

95) la diffusion ELASTIQUE : il s'agit de l'émission d'un photon X sans changement d'énergie. Par contre il y a changement de direction



Le phénomène s'appelle la diffusion ELASTIQUE - ce phénomène est à la base de la diffraction des RX par les cristaux qui est un phénomène d'interférence entre les faisceaux de rayons X diffusés par les électrons du réseau dans des directions bien précises dépendant de la nature du réseau.

III.4 les lois macroscopiques de l'absorption des rayons X

III.4a) Coefficient d'absorption : soit un matériau de surface 1 cm^2 et de direction z à cette surface x - si en x , l'intensité des RX est $I(x)$ à $x + dx$, elle diminue de dI telle que

$$dI = -\mu I(x) dm = -\mu \rho dx \quad \text{III.11}$$

où dm est l'élément de masse de dx et par la même volumique du MATÉRIAU.

$$\Rightarrow \frac{dI}{I} = -\mu \rho dx \Rightarrow \ln I - \ln I_0 = -\mu \rho (x-0)$$

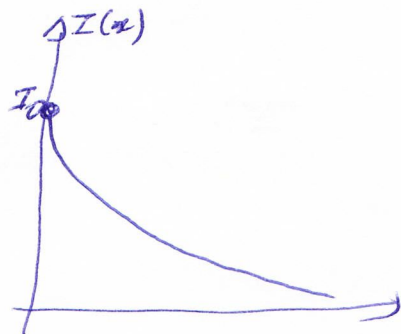
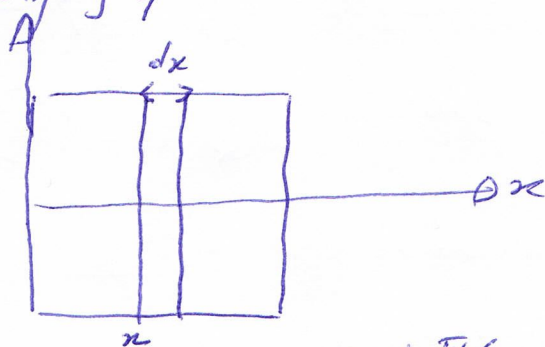
$$\Rightarrow -\ln \frac{I}{I_0} = -\mu \rho x \Rightarrow \ln \frac{I_0}{I} = \mu \rho x \Rightarrow$$

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\mu \rho x \Rightarrow \left[\frac{I}{I_0} = e^{-\mu \rho x} \right] \text{ que l'on}$$

loi d'absorption macroscopique des RX.

μ = coefficient d'absorption atomique ; $\mu \rho$ = coefficient d'absorption linéaire

ρ = masse spécifique



III.4b) ... absorption des RX

III 4b) Lois de variation du coefficient d'absorption

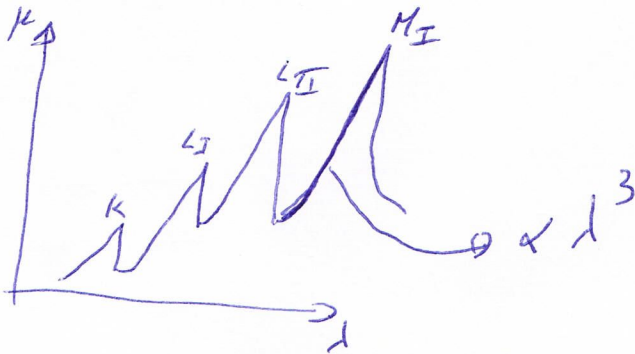
* Mélange $x\% A$, $y\% B$ où μ_A et $\mu_B \Rightarrow$

$$\mu = \frac{x \mu_A + y \mu_B}{100} \quad \text{III 13}$$

* composé $A_x B_y C_z \Rightarrow \mu = \frac{x A \mu_A + y B \mu_B + z C \mu_C}{x A + y B + z C} \quad \text{III 14}$

où A, B, C sont les noms chimiques (moléculaires) respectivement de A, B et C .

III 5) Variation du coefficient d'absorption μ avec la longueur d'onde
En dehors des discontinuités d'absorption μ est proportionnel à λ^{-3}



comme III 5 : variation
 $\mu = f(\lambda)$

Chapitre IV : la Diffusion ELASTIQUE DES RX par la matière

Chapitre III) La diffusion ELASTIQUE des RX par la matière

Introduction : Particule diffusante : toute particule chargée, entre en oscillation en présence d'un champ électromagnétique et est susceptible de se diffuser - C'est ce qui se passe pour un électron dans le solide, ainsi que pour le noyau, en présence d'un champ électromagnétique des RX incidents - Toutefois le pouvoir diffusant d'une particule est d'autant plus faible que sa masse est grande - Pour cela dans un solide le pouvoir diffusant des noyaux est négligé par rapport à celui des électrons. Donc seuls les électrons sont considérés dans la diffusion et la diffraction des RX par la matière solide - Nous supposons que la diffusion des RX, par les électrons et notamment, c'est à dire que l'électron émet une onde sphérique et que les ondes émises par tous les électrons vont subir une interférence entre elles pour donner dans chaque direction de l'espace un rayonnement diffusé qui est en réalité un motif. On rajoutera des corrections ultérieurement

III.1) Interférences des rayonnements diffusés par deux électrons

considérons un faisceau de RX parallèle (onde plane Σ) de direction incidente repérée par le rayon unitaire incident \vec{D}_0 - On cherche en savoir quelle est l'intensité de rayonnement Σ' diffusé dans la direction repérée par le vecteur unitaire \vec{D}' (onde plane Σ') - Il s'agit de l'amplitude de la somme des rayonnements diffusés par O et O' dans la direction \vec{D}' comme il est décrit dans la figure III.1

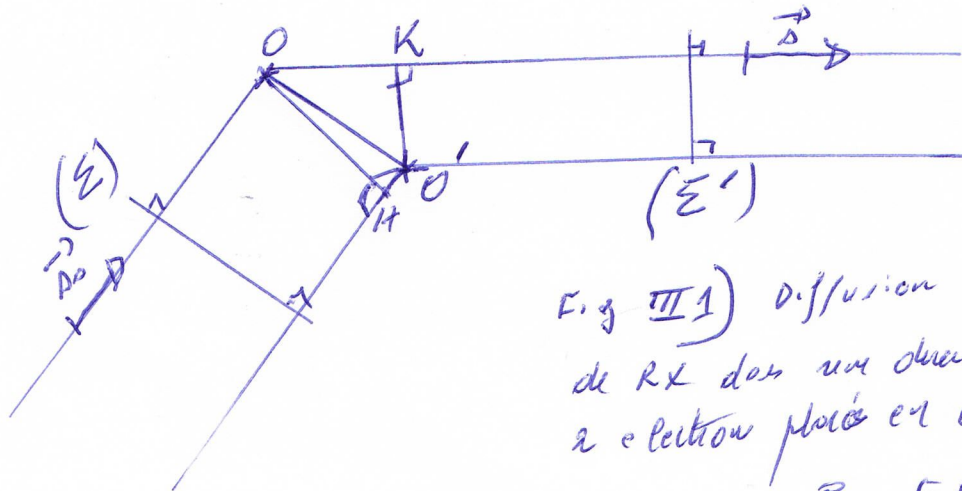


Fig III.1) Diffusion d'un faisceau de RX dans une direction \vec{D}' par 2 électrons placés en O et O'

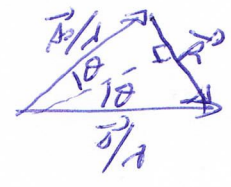
$$\delta = OK - OH = r'(\vec{S} - \vec{S}_0) \quad \textcircled{\text{III 1}}$$

d'où le déphasage est alors $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} r'(\vec{S} - \vec{S}_0) \quad \textcircled{\text{III 2}}$

où l'on pose $\vec{R} = \frac{\vec{S}}{\lambda} - \frac{\vec{S}_0}{\lambda} \quad \textcircled{\text{III 3}}$ appelé vecteur de diffusion - il appartient au réseau réciproque

et l'on a alors $\varphi = 2\pi r' \vec{R}$

la longueur des vecteurs de diffusion est selon



est $R = 2 \frac{\sin\theta}{\lambda} \quad \textcircled{\text{III 4}}$

où θ est la notation de l'angle entre la direction incidente \vec{S}_0 et la direction de diffusion \vec{S} .

si l'on note τ l'amplitude diffusé par l'électron en O dans la direction \vec{S} , l'amplitude diffusé par celui en O' dans \vec{S} est alors $\tau e^{i\varphi}$ et l'amplitude diffusé par les 2 électrons est alors

$$A(\vec{R}) = [1 + e^{i\varphi}] = A e^{i\theta} \quad \textcircled{\text{III 5}}$$

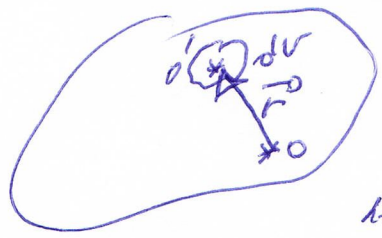
et l'intensité diffusé par les 2 électrons sera alors

$$I(R) = A(R) A^*(R) = |A(R)|^2 \quad \textcircled{\text{III 6}}$$

si $R=0 \quad A=2\tau \Rightarrow I=4\tau^2$

si $R \neq 0 \quad A < 2\tau \Rightarrow$ interférence partielle.

III 2) Diffusion par une répartition de charges électroniques



les électrons dans l'élément dV sont ρdV et sont supposés être au même pt O' repéré par \vec{r}' par rapport à un électro en O
comme $\varphi = 2\pi \vec{r}' \cdot \vec{R}$ avec $\vec{R} = \frac{\vec{S}}{\lambda} - \frac{\vec{S}_0}{\lambda}$

la contribution de dV à la diffusion est alors

$$|\rho(\vec{r}') dV \exp i 2\pi \vec{r}' \cdot \vec{R}| \quad \textcircled{\text{III 7}}$$

et pour l'ensemble des volumes $I(\vec{R}) = \left| \int \rho(\vec{r}') \exp i 2\pi \vec{r}' \cdot \vec{R} dV \right|^2 \quad \textcircled{\text{III 8}}$