

Diffraction par structures periodiques

Stef

25 mai 2025

1 Prérequis

- Théorème de Malus
- Principe du retour inverse de la lumière
- Formule de Fresnel
- Diffraction de Fraunhofer (Fourier)
- Interférence à deux ondes

2 Introduction

On a vu au préalable la diffraction de Fraunhofer par une fente ainsi que l'interférence des rayons lumineux. Si on envoie de la lumière sur une série de fente on observe une série de figures périodiques
Manipe ou slide pour illustrer

3 Déroulement de la leçon

- Interférence à N fentes
- Diffraction par une structure périodique
- Diffraction par un réseau
- Le spectromètre
- Réseau blazé, [Animation](#)
- Diffraction cristalline

4 Considérations intéressants

4.1 Interférence a plusieurs ondes : de 2 a 3 ondes

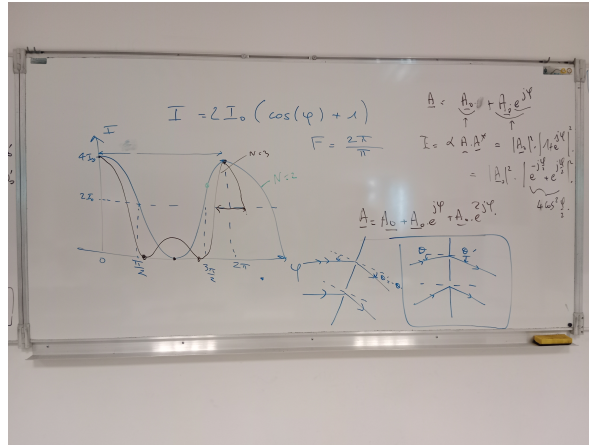


FIGURE 1 – Gauche : intensité en fonction de l'angle pour interférence a 2 et 3 ondes. Droite haut : formule Fresnel en complexe. Droite bas : Réseau au minimum de déviation.

4.2 Formule de réseau

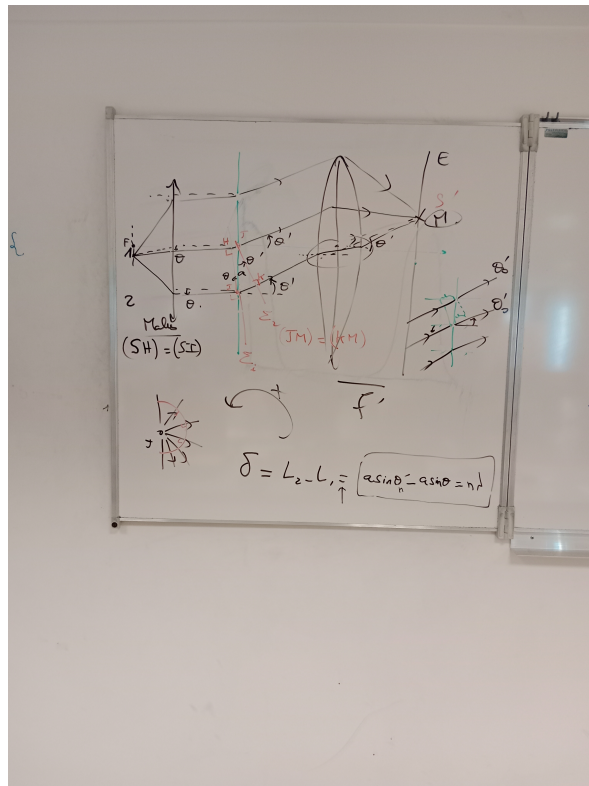


FIGURE 2 – La formule classique de la différence de marche pour le réseau

4.3 Travailler avec le réseau au minimum de déviation

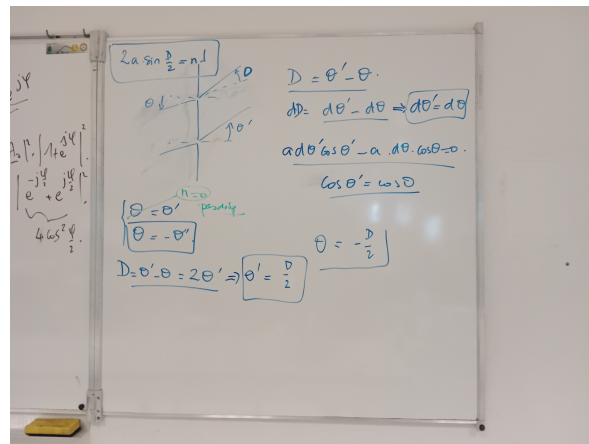


FIGURE 3 – On n'arrivera jamais à être parfaitement en incidence normale, on travaille donc au minimum au minimum de déviation

4.4 Finesse et figure d'intensité de réseau

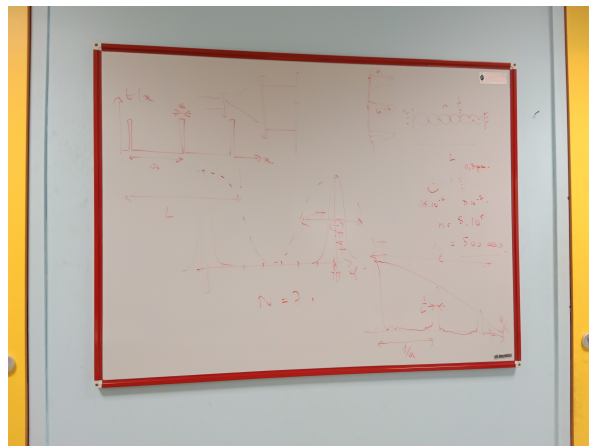


FIGURE 4 –

Définition de finesse :

- $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
- aussi distance entre le pics divise par la largeur à mi hauteur
- pour le Michelson ça fait 2
- pour interférence à N ondes ça fait N
- pour augmenter la finesse d'un réseau il faut éclairer une portion plus large du réseau

4.5 Conditions de Fraunhofer pratiques

5 Développements mathématiques

6 Manipe

Sextant p.118 Houard, p.320

Matériel

- lampe Hg

- fente réglable
- réseaux 600 et 1200 traits/mm
- rail optique
- Ecran
- Lentille 50mm, 125mm, 200mm
- Condensateur
- Réglet

7 Commentaires

Le Fabry-Pérot sélectionne les longueurs d'onde par interférences internes dans une cavité, tandis qu'un réseau les sépare dans l'espace par diffraction sur une structure périodique.

Lorsque $\delta = 2\pi m$ (c'est-à-dire lorsque $d \sin \theta = m\lambda$), alors :

$$\frac{\delta}{2} = m\pi, \quad \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) = 0$$

Cela semble mener à une division par zéro dans :

$$\left| \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right|^2$$

Mais non ! Car le numérateur s'annule aussi.

→ On applique la règle de l'Hôpital ou on calcule la limite. On trouve alors :

$$\left| \frac{\sin\left(\frac{N\delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right|^2 \longrightarrow N^2 \quad \text{quand } \delta \rightarrow 2\pi m$$

Rappel : produit de convolution Pour deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$, la convolution est définie par :

$$(f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x') \cdot g(x - x') dx'$$

Un prisme diffracte inversement à un réseau

Diffraction d'onde sonore [Article](#)

Reprendre le déroulement

Rappel, interférence à N onde avec slide On exploite Fraunhofer et Fourier. On retrouve le même facteur de structure quand on applique à un peigne de Dirac mais en plus on a le facteur de forme. (revoir la différence entre un Fabry Perrot et réseau)

On calcul la phase ; loi de Bragg.

On peut construire un spectromètre en définissant la dispersion et la résolution

On les mesures

On parle ensuite des réseau de Bravais et la diffraction X

8 Biblio

[Diapos très bien](#)

[Rossetti](#)

[Femto, interférence à N ondes](#) Optique, Une approche expérimentale et pratique, Sylvain Houard, Ed d Boeck, p.315

Sextan p.118, Théorie, y compris pour le réseau blazé

$N - 2 = 3$ pour $N = 5$). La largeur des pics principaux diminue considérablement avec N . On peut montrer que la demi-largeur angulaire au pied d'un pic principal⁶⁶ d'ordre m est égale à $\Delta\theta_{1/2} = \frac{\lambda}{N \cos \theta_m}$. Pour N élevé (ex. : $N = 80$), presque toute l'énergie diffractée est concentrée dans les pics principaux très fins.

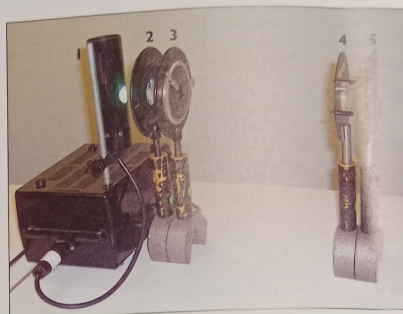
10.9.4. Dispersion en lumière polychromatique – Spectroscopie à réseaux

Pour un ordre m donné non nul, la position du maximum principal dépend de la longueur d'onde λ . Comme le prisme, le réseau est dispersif et sépare angulairement les différentes composantes d'une lumière polychromatique. Cependant, deux différences essentielles doivent être soulignées :

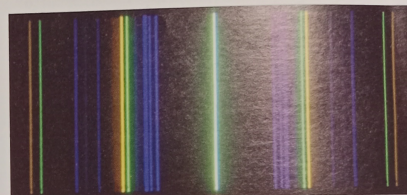
- à l'opposé du prisme, le réseau dévie plus le rouge que le bleu. Ceci est une conséquence directe de la relation fondamentale des réseaux $\sin \theta_m = \sin \theta_i + \frac{m\lambda}{d}$;
- alors que le prisme ne produit qu'un seul spectre d'une source lumineuse, le réseau fournit autant de spectres qu'il existe d'ordres m permis.

Pour illustrer ceci, analysons la composition spectrale d'une lampe basse pression à vapeur de mercure ou de cadmium. Le montage expérimental est représenté figure 10.37.a. Avec une lentille achromatique L (4) de focale $f'_L = +200$ mm, on forme l'image d'une fente source 3 sur un écran. Un condenseur C (2) de focale $f'_C = +50$ mm, forme une image du filament de la lampe sur la lentille de projection L. Le réseau diffractant 5 est disposé juste après celle-ci. La figure de diffraction est observée sur l'écran placé à une distance D du réseau⁶⁷.

La figure 10.37.b montre les deux premiers ordres du spectre du mercure obtenus avec un réseau peu dispersif à 80 traits/mm. Dans l'ordre $m = 0$, il n'y a pas de dispersion et l'image de la fente possède la couleur bleuâtre de la lumière émise par la lampe. Dans les ordres $m = \pm 1$ et $m = \pm 2$, on observe par ordre de déviation et donc de longueur d'onde croissante : deux raies ultraviolettes⁶⁸, une raie indigo, une raie verte et une raie jaune⁶⁹. La série de raies se répète à l'identique d'un ordre à l'autre, mais plus l'ordre m est élevé en valeur absolue, plus l'écartement entre les raies est important : la dispersion angulaire augmente avec l'ordre m du spectre. La figure 10.37.c montre le spectre du cad-



a) Montage
1 : Lampe Hg 2 : Condenseur C ($f'_C = +50$ mm) 3 : Fente
4 : Lentille achromatique L ($f'_L = +200$ mm) 5 : Réseau



b) Ordres $m = -2, -1, 0, +1, +2$ du spectre du mercure avec un réseau peu dispersif à 80 traits/mm. Les deux raies « bleues » de plus courtes longueurs d'onde sont en fait des raies ultraviolettes ; pour pouvoir les observer, il est nécessaire de coller une feuille de papier blanc sur l'écran.



c) Ordre 1 du spectre du cadmium avec un réseau plus dispersif à 300 traits/mm. Le spectre est composé de quatre raies principales : violette, bleu, vert et rouge. Avec un réseau moins dispersif à 80 traits/mm, les raies violette et bleu sont tout juste séparées.

Figure 10.37 Diffraction par un réseau par transmission en lumière polychromatique.

mium à l'ordre 1, obtenu avec un réseau plus dispersif à 300 traits/mm. Il est composé de quatre raies principales, dont une raie rouge très intense.

⁶⁶ Écart angulaire entre la direction θ_m du m^{e} maximum principal et la direction $\theta_m \pm \Delta\theta_{1/2}$ des premiers minima d'intensité de part et d'autre du maximum principal.

⁶⁷ Si l'on excepte la présence du condenseur, il s'agit d'un montage à lentille unique, qui permet d'observer la figure de diffraction de Fraunhofer du réseau au voisinage de l'image géométrique de la fente source.

⁶⁸ Ces raies « perçues bleues » apparaissent par fluorescence si on place une feuille de papier blanc sur l'écran.

⁶⁹ Cette raie jaune est en fait un doublet. Il existe également une raie rouge peu intense que l'on devine un peu sur la figure 10.40.

④ • Diffraction par des structures périodiques

Formule F.R. du réseau :

$$a (\sin \theta' - \sin \theta) = p \lambda$$

2 possibilités s'offrent à nous :

- travailler à l'incidence $\perp$ impaires
- travailler au min. de déviation $D = \theta' - \theta$ + y $dD = d\theta' - d\theta = 0$

⑤ d(FFR) $\Rightarrow \cos \theta' - \cos \theta = 0$

↳ il vient de : $\theta' = \theta$ ou $\theta' = -\theta$ (à ne pas considérer car $p=0$)

↳ donc $D_p = 2\theta_p \Rightarrow \theta_p = \frac{D_p}{2}$

• D'après la FFR $2 \sin \theta_p = \frac{p \lambda}{a}$ $\rightarrow \sin \frac{D_p}{2} = \frac{p \lambda}{2a}$

ORDRE 1

$$\Rightarrow \tan D_1 = \frac{y_1}{d} \Rightarrow \arctan \frac{y_1}{d} = D_1$$

FFR $p=1$ $\rightarrow \sin \frac{D_1}{2} = \frac{\lambda}{2a} \Rightarrow$ étalonnage du réseau avec laser assez précis $\Rightarrow \boxed{a}$

Ensuite on mesure le λ jaune du sodium

→ Calcul du pas a_m par mesure

$$a_m = \frac{\lambda}{2 \sin(\frac{D_1}{2})} \rightarrow a_m = 1,7283 \mu m$$

Centre

$a_{\text{nom}} = 15000 \text{ LPI (length/inch)}$

$a_{\text{mes}} = 1,6933 \mu m \text{ (1 ind. - 2,56 cm)}$

• $\frac{\Delta a}{a} = \frac{|a_m - a_{\text{nom}}|}{a_{\text{mes}}} = 2\% \leftarrow \text{écart relatif}$

$\Delta a_m = \left(\left(\frac{\partial a_m}{\partial \lambda} \Delta \lambda \right)^2 + \left(\frac{\partial a_m}{\partial D_1} \Delta D_1 \right)^2 \right)^{1/2} = \left(\left(\frac{1}{2 \sin(\frac{D_1}{2})} \Delta \lambda \right)^2 + \left(\frac{\lambda \cos(\frac{D_1}{2})}{2 \sin^2(\frac{D_1}{2})} \Delta D_1 \right)^2 \right)^{1/2}$

$\Delta a_m \approx 0,0371634 \mu m$ $a_m \pm \Delta a_m = (1,73 \pm 0,04) \mu m$

Ou par la lampe Na : $\lambda = 589,3 \text{ nm}$

$D_1^{\text{Na}} = \arctan \left(\frac{17,8 \text{ cm}}{69,2 \text{ cm}} \right) = 0,347138 \text{ rad}$

$\lambda_{\text{Na}} = 2 \sin \left(\frac{D_1^{\text{Na}}}{2} \right) a_m = 596,95072 \text{ nm} \rightarrow 589,3 \text{ nm}$

Incertitudes :

$\Delta y_1 = \pm 0,005 \text{ m} \rightarrow \Delta D_1 = 0,01 \text{ rad}$

$\Delta a = \pm 0,01 \text{ m}$

$\Delta \lambda_{\text{Na}} = 2 \cdot \left(\left(\frac{\partial \lambda_{\text{Na}}}{\partial D_1} \Delta D_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda_{\text{Na}}}{\partial a_m} \Delta a_m \right)^2 \right)^{1/2}$

Objet: Avoir la même (Lignes He-Ne)
on remonte à la valeur de (pas du réseau)
Donnée: $\lambda = 633,8 \text{ nm} = 0,6338 \mu\text{m}$
Ligne No. de 1550 Å

$D_1 = \text{ordonnée } \frac{y}{d}$

$y_1 = 1,26 \pm 0,04 \text{ m}$
 $d = 3,27 \pm 0,02 \text{ m}$



$\Rightarrow D_1 = (0,368 \pm 0,004) \text{ rad}$

$D_2 = \arctan \frac{y}{d} \Rightarrow \Delta D_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial D_2}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial D_2}{\partial d} \Delta d\right)^2}$

$\Delta D_2 = \left[\left(\frac{1/d}{1 + (y/d)^2} \right)^2 \Delta y^2 + \left(\frac{y/d^2}{1 + (y/d)^2} \right)^2 \Delta d^2 \right]^{1/2}$
 $= \left(\frac{1}{1 + (y/d)^2} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\Delta y}{d} \right)^2 + \left(\frac{y \Delta d}{d^2} \right)^2 \right]^{1/2}$

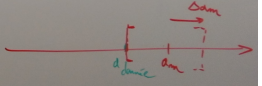
Calcul du pas a_m
pas mesuré $\frac{2,56 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{15000} = 1,69 \mu\text{m}$

$a = \frac{\lambda}{m \cdot 2 \sin(\frac{\theta}{2})} \rightarrow a_m = 1,7283 \mu\text{m}$
Centre
 $a_{\text{base}} = 15000 \text{ LPI (lines/inch)}$
 $= 1,6933 \mu\text{m} \quad (1 \text{ inch} = 2,54 \text{ cm})$

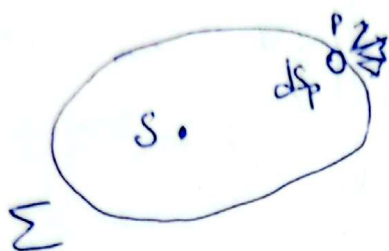
$\frac{\Delta a}{a} = \frac{|a_m - a_{\text{base}}|}{a_{\text{base}}} = 2\% \leftarrow \text{écart relatif}$

$\Delta a_m = \left(\left(\frac{\partial a_m}{\partial \lambda} \Delta \lambda \right)^2 + \left(\frac{\partial a_m}{\partial D_1} \Delta D_1 \right)^2 \right)^{1/2} = \left(\left(\frac{1}{2 \sin(\frac{\theta}{2})} \Delta \lambda \right)^2 + \left(\frac{\cos(\frac{\theta}{2})}{2 \sin^2(\frac{\theta}{2})} \Delta D_1 \right)^2 \right)^{1/2}$

$\Delta a_m \approx 0,0371634 \mu\text{m} \quad a_m \pm \Delta a_m = (1,73 \pm 0,04) \mu\text{m}$



Principe Huygens Fresnel (page 110 tout en un 2009)



\$xM\$

$$\underline{a}(P) = A(P) e^{i\varphi(P)}$$

↓
onde incidente en \$P\$

Onde spherique emise en \$P\$: $\frac{\lambda}{PM} e^{i(\varphi_0 + k_0 PM)}$
quand elle arrive en \$M\$

$$\lambda = C_0 A(P) dS_p \quad / \quad \varphi_0 = \varphi(P) \quad / \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

$$\Rightarrow d\underline{a}(M) = C_0 \underline{a}(P) \frac{e^{ik_0 PM}}{PM} dS_p$$

$\underline{a}(M) \rightarrow$ integrale des interf entre source cohérents

Object diffractante quelconque

Due à la présence de l'objet.

• $A_{\text{objet}}(P) = t(P) A(P)$ avec $t(P) \in [0, 1]$

• Fonction transparence

$$\varphi_{\text{objet}}(P) = \varphi(P) + \psi(P)$$

↓
onde incid. ↓
produit par l'objet

$$\underline{t}(P) = t(P) e^{i\psi(P)} \Rightarrow \underline{a}_{\text{objet}}(P) = \underline{t}(P) \underline{a}(P)$$

• Exemples: Pupille

$$\underline{t}(P) = \begin{cases} 1 & P \in \text{ouverture} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

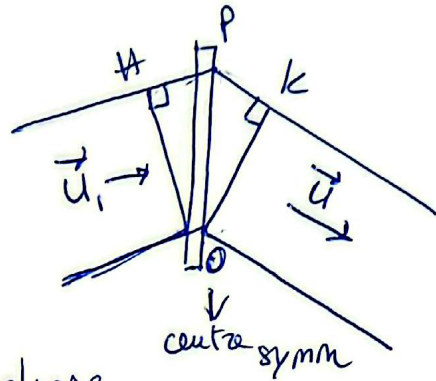
• Object de phase

$$\underline{t}(P) = e^{ik_0(\text{épaisseur noir})} \underline{a}(P)$$

↓
épaisseur

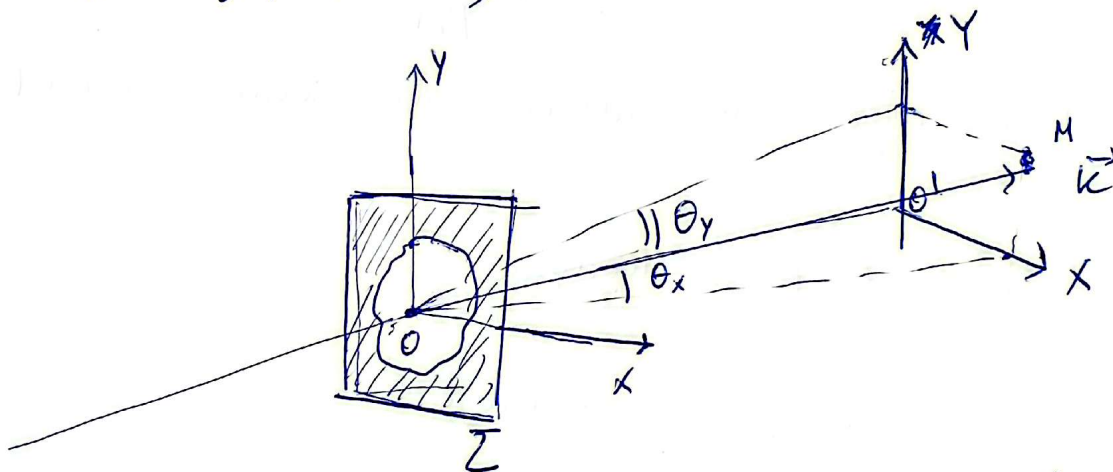
Diffraction de Fraunhofer (au ∞ l'infini)

- Source ∞ l'infini $\rightarrow -\vec{u}_i$
- Point observ. ∞ l'infini $\rightarrow \vec{u}$
- On considère le retard de phase par rapport au centre de symm de l'objet diffracté



$$\phi_{P/O}(u) = \phi_P(u) - \phi_O(u) = \frac{2\pi}{\lambda_0} ((SPM) - (SOM))$$

$$\overline{HP} = \vec{u}_i \cdot \vec{OP} \quad , \quad \overline{PK} = -\vec{u} \cdot \vec{OP}$$



onde diffractée :
$$S(M) = \frac{AS_0}{D} \iint t(P) e^{-2i\pi(xu + yv)} dx dy$$

avec
$$u = \frac{\sin \theta_x - \sin \theta_{x0}}{\lambda} \quad v = \frac{\sin \theta_y - \sin \theta_{y0}}{\lambda}$$

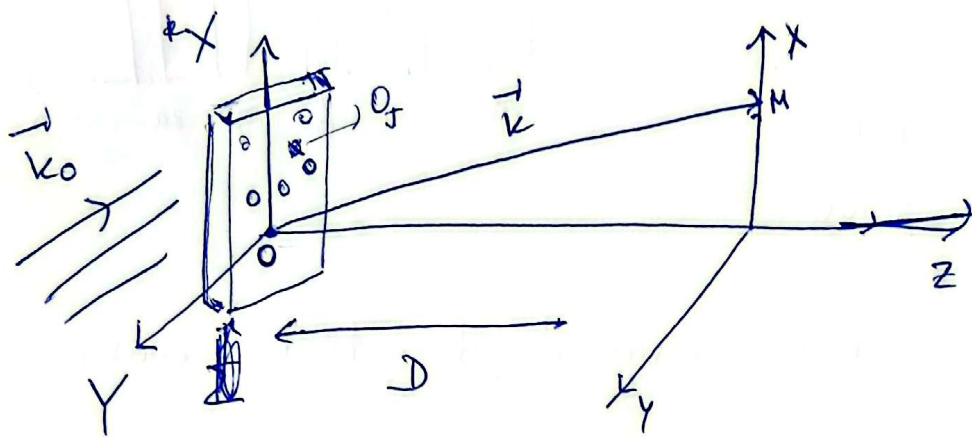
$$S(M) = \frac{AS_0}{D} \int_{\Sigma} t(P) e^{i(\vec{k} - \vec{k}_0) \cdot \vec{OP}} d\Sigma$$

distance OM

Ensemble de petites structures diffractantes

(2)

Petite structure diffractantes identiques



Σ : surface de chaque structure

$$\vec{OP} = \vec{OQ_j} + \vec{Q_jP} \quad \text{et on note } \vec{R_j} = \vec{OQ_j}$$

$$S(M) = \frac{AS_0}{D} \sum_j \left(e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{R_j}} \int_{\Sigma} t_j(P) e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{Q_jP}} d\Sigma \right)$$

indep de j car motifs tous identiques

$$= \frac{AS_0}{D} \left(\int_{\text{1 struc}} t_0(\vec{r}) e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{r}} d\Sigma \right) \left(\sum_j e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{R_j}} \right)$$

Facteur de forme F :

il ne depend que de la forme d'une structure unique

Facteur Structurel

il ne depend que de la repartition des structures

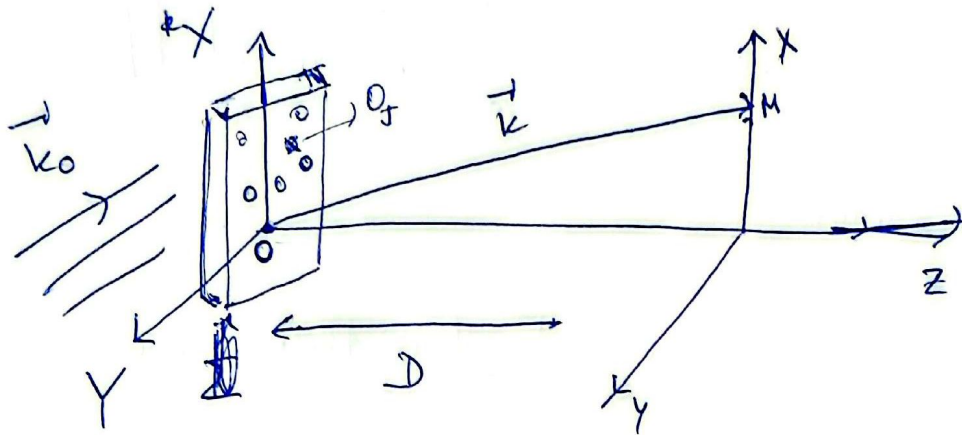
INTENSITÉ

$$I(M) \propto |S(M)|^2 = I_0 |S|^2 |F|^2$$

Ensemble de petites structures diffractantes

(2)

Petite structure diffractantes identiques



Σ : surface de chaque structure

$$\vec{OP} = \vec{OQ_j} + \vec{Q_jP} \quad \text{et on note } \vec{R_j} = \vec{OQ_j}$$

$$S(M) = \frac{AS_0}{D} \sum_j \left(e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{R_j}} \int_{\Sigma} t_j(P) e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{Q_jP}} dZ \right)$$

indep de j car motifs tous identiques

$$= \frac{AS_0}{D} \left(\int_{\Sigma_{\text{stuc}}} t_0(\vec{r}) e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{r}} dZ \right) \left(\sum_j e^{-i(\vec{k}-\vec{k}_0)\vec{R_j}} \right)$$

Facteur de forme F :

il ne depend que de la forme d'une structure unique

Facteur Structurel

il ne depend que de la repartition des structures

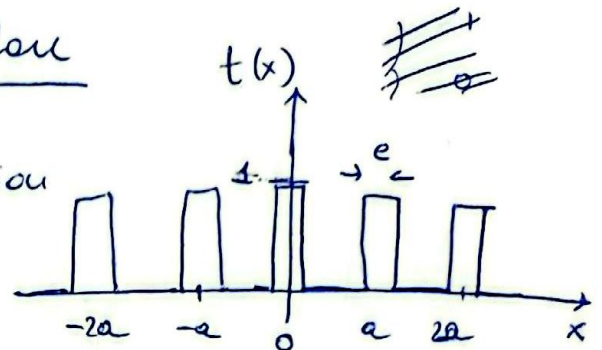
INTENSITÉ

$$I(M) \propto |S(M)|^2 = I_0 |S|^2 |F|^2$$

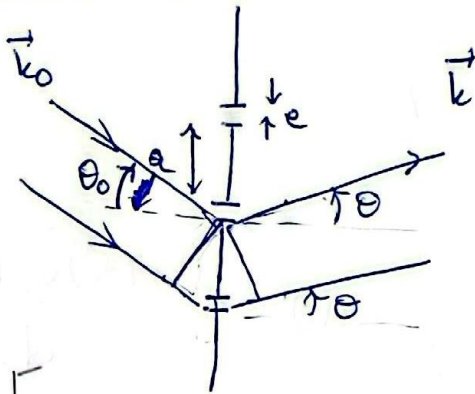
Diffraction par un réseau Plan

Réseau: fonction de transmission périodique

$$t_0(x) = \begin{cases} 1 & |x| < \frac{e}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$



Déphasage entre 2 rayons issus de deux fentes consec.



Déphasage:

$$\phi = \frac{2\pi a}{\lambda} (\sin \theta - \sin \theta_0)$$

Formule Fondamentale du réseau

A dire après

INTERFÉRENCES CONSTRUCTIVES

$$\rightarrow \delta = a (\sin \theta - \sin \theta_0) = p \lambda$$

Calculer facteur de structure (comme pour cas N ondes)

$$|S|^2 = N^2 \left| \frac{\sin(\phi N/2)}{\sin(\phi/2)} \right|^2$$

$$= N^2 \left| \frac{\sin(N\pi u a)}{\sin(\pi u a)} \right|^2$$

avec $u = \frac{\sin \theta - \sin \theta_0}{\lambda}$

$$\underline{A} = \underline{A}_0 + \underline{A}_0 e^{i\phi} + \dots$$

$$= \underline{A}_0 \sum_{m=0}^{N-1} e^{i\phi m}$$

$$= \underline{A}_0 \frac{1 - e^{i\phi N}}{1 - e^{i\phi}} = \frac{e^{i\phi N/2} \sin(\phi N/2)}{e^{i\phi/2} \sin(\phi/2)}$$

$$= \underline{A}_0 e^{i\phi(N-1)/2} \frac{\sin(\phi N/2)}{\sin \phi/2}$$

③ Calculer facteur de forme

3

$$|F|^2 = \left| \int_{\text{fente}} t_0(x) e^{-i(\vec{k} - \vec{k}_0) \cdot \vec{r}} dx \right|$$

↑
extension de la fente

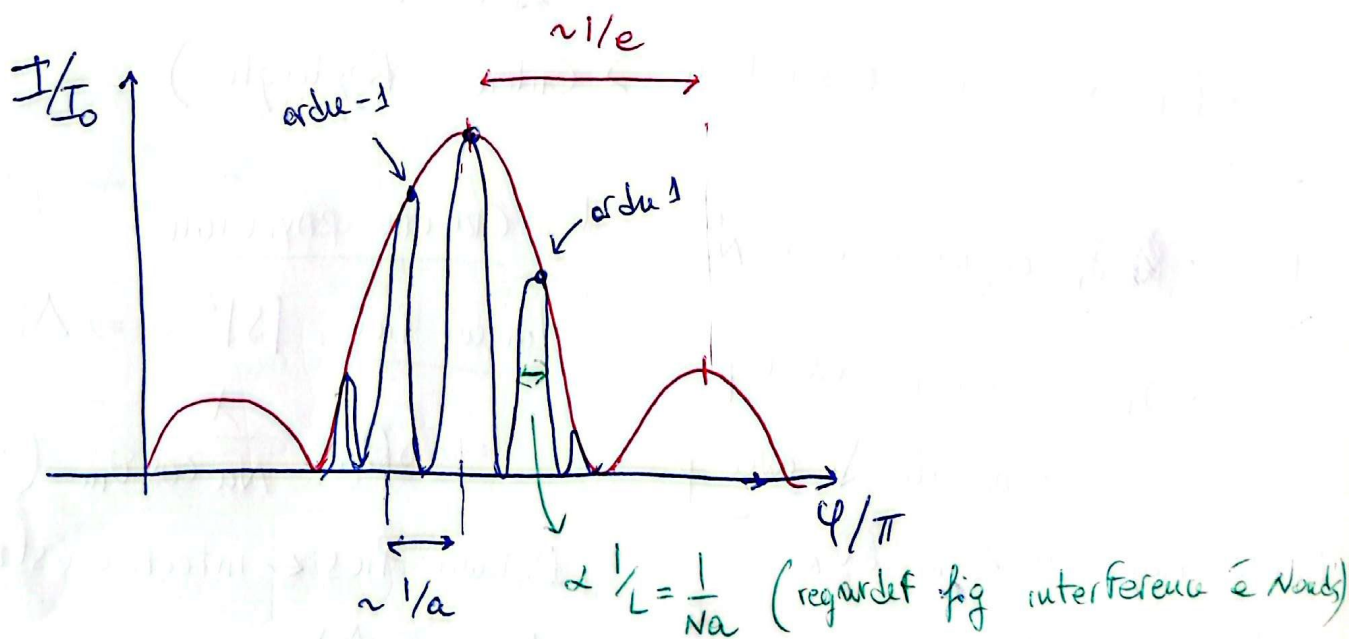
$$= \left| \int_{-e/2}^{e/2} e^{-i \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \theta - \sin \theta_0) x} dx \right|$$

TF d'une porte

$$|F| = e^2 \text{sinc}(\pi u e) \quad \text{avec} \quad u = \frac{\sin \theta - \sin \theta_0}{\lambda}$$

Remarque 1

	espace réel	réciproque
$L = Na$	$\lambda_e + \text{grande}$	BF spatiale
a	intermédiaire	HF spatiale
e	$\lambda_e + \text{petite}$	THF spatiale



Remarque 2 : pouvoir dispersif $\chi_d(\lambda, p)$

$$\theta_p(\lambda) \text{ tel que } \sin \theta_p = \sin \theta_0 + \frac{p\lambda}{a} \quad p \in \mathbb{Z}$$

$$\chi_d(\lambda, p) = \frac{d\theta_p}{d\lambda} = \frac{p}{a \cos \theta_p(\lambda)} \underset{\substack{\text{petits angles} \\ \approx}}{\sim} \frac{p}{a}$$

- $\Rightarrow$
- pas de dispersion à l'ordre 0
 - $\chi_d(\lambda, p)$ augmente avec p
 - Intensité $\downarrow$ quand $p \uparrow$
(due au sinc du facteur de forme)

Remarque 3 : un réseau à N fentes à l'ordre p de diffraction est équivalente d'un Fabry-Pérot de finesse $F = N$ ~~avec facteur de qualité~~ avec facteur de qualité $Q = pN = \frac{1}{\Delta\lambda}$ (pouvoir résolution) χ_r
(pouvoir de Résolution $\rightarrow$ Critère Rayleigh)

OBS : χ_r augmente avec N

- χ_r augmente avec p
mais l'intensité $\downarrow$ avec p

Limite Rayleigh $\Delta\theta_m = \delta\theta_m$

$$\frac{1}{\Delta\lambda} = mN$$

CRITÈRE RAYLEIGH

Largeur pics : $|S|^2 = 0 \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{2\pi}{N}$

$$\Rightarrow \delta\theta_m = \frac{\lambda}{Na \cos \theta_m} \text{ (FFR)}$$

(Distance pics $\leftrightarrow$ interf. construc (#))

$$\Delta\theta_m = \frac{m\Delta\lambda}{a \cos \theta_m}$$

(4)

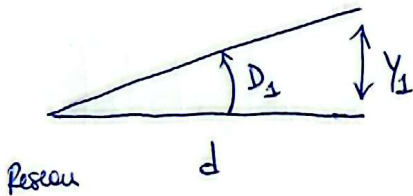
MANIP :

On exploite la FFR mais au minimum de deviation

$$D = \theta - \theta_0 \quad \text{et \grave{a} son minimum} \quad \theta = -\theta_0$$

Donc pour chaque ordre $D_p = 2\theta_p \Rightarrow \theta_p = D_p/2$

D'après la FFR $2 \sin \theta_p = \frac{p\lambda}{a}$



$$D_1 = \arctan Y_1/d$$

$$\sin D_1/2 = \lambda/a$$

ETAISONAGE : Laser He-Ne $\lambda = 632,8 \text{ nm}$

$$Y_1 = (1,26 \pm 0,01) \text{ m}$$

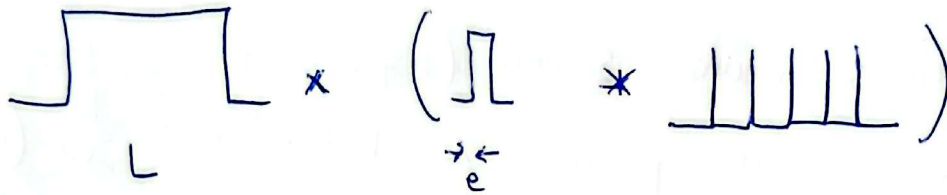
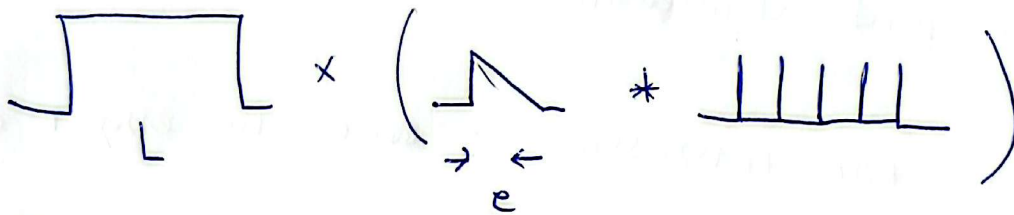
$$d = (3,27 \pm 0,02) \text{ m}$$

$$\Rightarrow D_1 = (0,368 \pm 0,004) \text{ rad}$$

$$\Rightarrow a_m = \frac{\lambda}{2 \sin D_1/2} = (1,73 \pm 0,04 \mu\text{m})$$

$$a_{\text{donne}} = 15000 \text{ LPI} \simeq 1,69 \mu\text{m}$$

$$I = I_0 |TF(t_{\text{motif}})|^2 \left| \frac{\sin \phi N/2}{\sin \phi/2} \right|^2$$

Réseau classiqueRéseau blozé

Le motif introduit un terme de phase
(car l'épaisseur traversée n'est pas la même)

$$TF(f(x) \times e^{ik_0 x}) \longrightarrow T(f)(k - k_0) \quad \text{Translation.}$$

Je veut translater mon pic de $\hat{f}$ et de la
fonction réseau.

$$\alpha = \frac{\lambda}{(n-1)e}$$

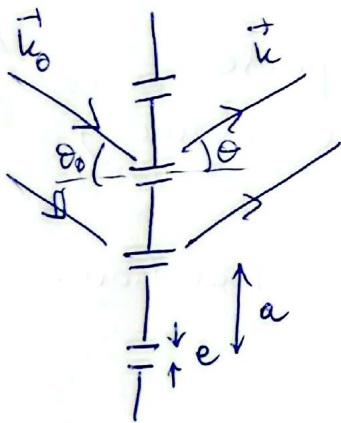
Diffraction par des structures cristallines

Plan:

I) Manip en lumière blanche:

- Ordre 0 pas de dispersion
- Ordre supérieures: spectre (dispersion)
opposé au prisme $\sim n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$ (cauchy)
- de plus en plus disperse avec l'ordre
- On perd d'intensité

II) RESEAU PAR TRANSMISSION : ou va essayer d'expliquer



$$\delta = a (\sin \theta - \sin \theta_0)$$

$$\Delta \phi = \frac{2\pi \delta}{\lambda}$$

Interférence à N ondes

$$\begin{aligned} A(N) &= A_0(N) + A_0(N) e^{i\Delta\phi} \dots A_0 e^{i(N-1)\Delta\phi} \\ &= A_0 e^{i\frac{(N-1)}{2}\Delta\phi} \frac{\sin(N/2 \Delta\phi)}{\sin(\Delta\phi/2)} \end{aligned}$$

→ MONTRER LA SLIDE $\Rightarrow \Delta\phi = 2\pi p$

$$\Rightarrow \delta = a (\sin \theta - \sin \theta_0) = \lambda p$$

Formule fond.
du réseau.

MESURE: $\lambda = 589,3 \text{ nm}$

4

II) A) Pouvoir dispersif $\chi_d(\lambda, p)$

$$\chi_d(\lambda, p) = \frac{d\theta_p}{d\lambda} \approx \frac{p}{a \cos\theta_p(\lambda)} \approx \frac{p}{a}$$

↑
Formule fond. réseau

→ pas de disp. ordre 0

→ $\chi_d(\lambda, p)$ augmente avec p

$$\begin{aligned} \Delta\phi_1 &= \frac{2\pi}{N} \\ \Delta\phi_0 &= 0 \end{aligned}$$

B) χ_r Largeur de pics $\sin(\phi N/2) = 0$

$$\Rightarrow \Delta\phi = \frac{2\pi}{N}$$

Avec la figure à la limite

$$\frac{\text{largeur Pic}}{\text{Distance Pic}} \quad \delta\theta_p = \frac{\lambda}{N a \cos\theta_p} \Rightarrow$$

$$\Delta\theta_p = \frac{\lambda \Delta\lambda}{a \cos\theta_p}$$

Limite Rayleigh

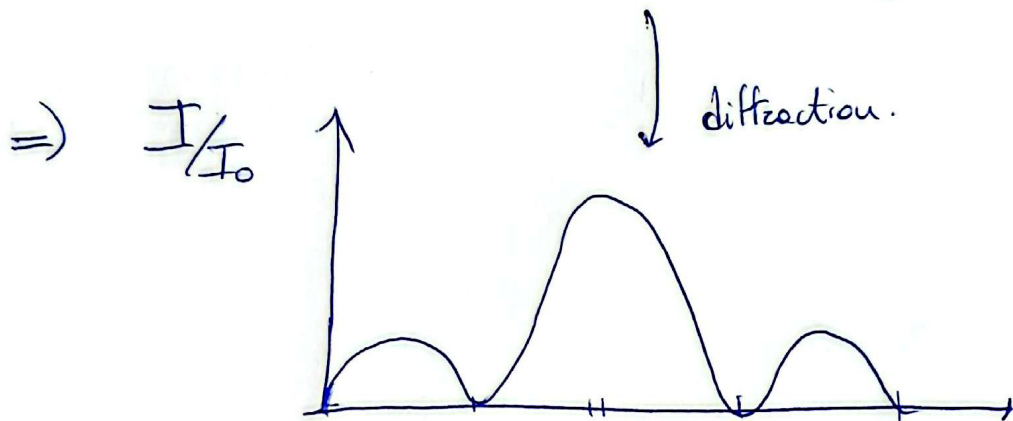
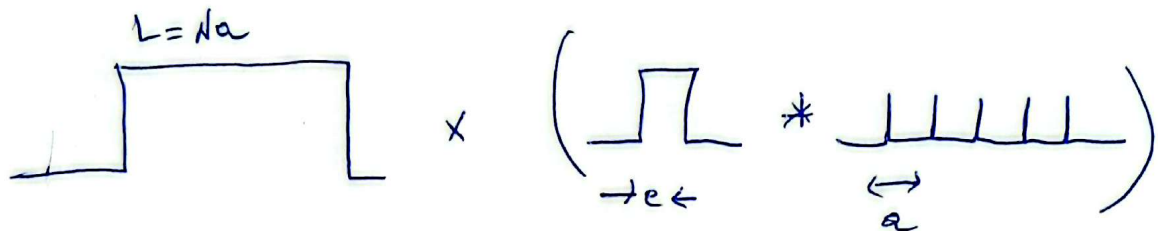
$$\Delta\theta_p = \delta\theta_p$$

$$\frac{1}{\Delta N} = \frac{1}{N}$$

• χ_r augmente avec p

c) Et pourquoi on perd d'intensité?

On ~~expose~~ est en Fraunhofer $\Rightarrow$ TF d'objet
diffraction



IV) MANIP au minimum de deviation

(au P_{-1} et P_1 à même distance $\Rightarrow$ incid. $\perp$)

λ_{jaune} : il faut trouver le bon résultat.

V) Réseau blazé

VI) Diffraction cristalline $\Rightarrow$ même chose,
c'est les atomes qui diffractent