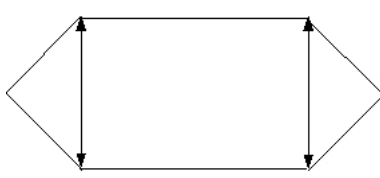


# Strioscopie et contraste de phase.

## Première couche : Principe de la strioscopie

### question 1

*On place une source ponctuelle monochromatique au foyer-objet d'une lentille convergente ; le faisceau émergent traverse une seconde lentille convergente coaxiale à la première. Qu'observe-t-on si l'on place un écran dans le plan focal de cette seconde lentille ? Donner des ordres de grandeur raisonnables et justifiés. Qu'observe-t-on si l'on place un écran dans tout autre plan situé en arrière de la seconde lentille ?*



Il sort de la première lentille un faisceau parallèle, mais ce n'est pas une onde plane pour autant, car son extension transversale n'est pas infinie, il s'agit d'un faisceau cylindrique s'appuyant sur la périphérie circulaire<sup>1</sup> de la lentille. La lentille diaphragme le faisceau qu'elle génère. Dès lors, on reconnaît sans peine une situation classique de diffraction à l'infini avec un diaphragme circulaire. Dans le plan focal de la seconde lentille, on observe une tache d'Airy de rayon (cf le cours)  $1,22 \lambda f'/D$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière utilisée (autour de  $0,6 \mu\text{m}$ , milieu du spectre visible),  $f'$  est la distance focale de la seconde lentille (disons 25 centimètres, moins, les images sont trop petites et plus, la paillasse n'est pas assez longue) et  $D$  est le diamètre de la lentille (de l'ordre du décimètre, plus, la lentille est trop volumineuse et impossible à réaliser<sup>2</sup>, moins, il serait plus sportif de placer correctement des objets entre les deux lentilles). Le rayon et le diamètre de la tache d'Airy sont donc de l'ordre respectivement de 2 et  $4 \mu\text{m}$ .

Dans tout autre plan que le plan focal image de la seconde lentille, le faisceau conique (ayant pour sommet le foyer image) qui en sort trace sur l'écran un disque lumineux (cf la seconde image de la question 3).

### question 2

*On intercale entre les deux lentilles une lame de verre transparente à faces parallèles, d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n$ , placée orthogonalement à l'axe optique. Comment sont modifiées les conclusions de la question précédente ?*

Elles ne le sont pas ! Tout au plus la lame introduit-elle pour tous les rayons qui la traversent un même déphasage  $\varphi = 2\pi(n-1)e/\lambda$  (cf exercices classiques à ce sujet). L'amplitude complexe dans le plan focal, par intégration d'une fonction partout multipliée par  $\exp(j\varphi)$  est elle-même en tout point multipliée par ce même facteur  $\exp(j\varphi)$  ; par contre l'intensité est en tout point multipliée par le module de ce facteur soit par 1 !

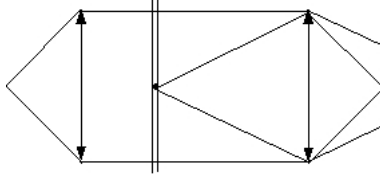
1. les lentilles carrés sont introuvables dans le commerce !

2. car le trop lent refroidissement par diffusion générerait des inhomogénéités

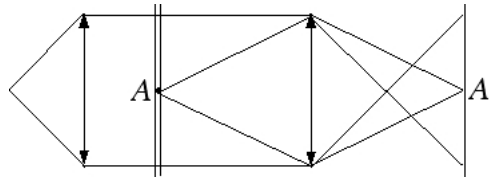
### question 3

On dépose sur la lame de verre un défaut constitué d'un disque opaque d'un dixième de millimètre de diamètre. Comment sont modifiées les conclusions de la question précédente pour le plan focal (on pensera au théorème des écrans complémentaires, cf un autre exercice corrigé) ? Et dans le plan conjugué de la lame (on pensera simplement à l'optique géométrique) ?

L'objet opaque sur fond transparent se comporte comme un trou dans un écran opaque (théorème des écrans complémentaires) ; il crée donc dans le plan focal une tache d'Airy mais cette fois, le diamètre qui était un dixième de mètre dans l'application numérique précédente est mille fois plus petit donc la tache mille fois plus grande, elle a un diamètre de 4 mm.

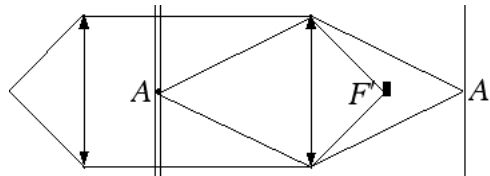


Cette tache est générée par les rayons diffractés par le trou quasi-ponctuel<sup>3</sup> assimilé à un point  $A$  ; après la lentille ces rayons traversent le plan focal, y forment la tache d'Airy mais poursuivent leur chemin si l'on enlève l'écran du plan focal et convergent alors tout naturellement au point  $A'$ , image de  $A$  par la lentille. Malheureusement cette image se forme dans le disque lumineux créé par le faisceau conique décrit plus haut et n'est pas visible car le surcroît d'amplitude  $y$  est trop petit.



### question 4

Toujours avec le disque opaque entre les deux lentilles, on place dans le plan focal de la seconde une lame du verre qui sert de support à une pastille opaque d'un millimètre de diamètre centrée sur le foyer puis un écran dans le plan conjugué de la lame. Montrer que le défaut ponctuel  $A$  est mis en évidence.



Le disque opaque occulte la tache d'Airy du faisceau cylindrique entre les deux lentilles car le diamètre de cette tache est plus petit que la pastille opaque ; autrement dit cette pastille arrête la propagation du faisceau conique qui converge au foyer et il n'y a plus de disque lumineux sur l'écran. Par contre les rayons diffractés à partir de  $A$  traversent le plan focal dans une tache plus grande que le

3. en fait les bords du disque opaque

disque opaque ; la majeure partie de ces rayons arrivent donc sur l'écran en  $A'$  ; ainsi le défaut est mis en évidence sur fond noir.

## Deuxième couche : Théorie de la strioscopie sur un exemple pas trop compliqué

La lame placée entre les deux lentilles de diamètre  $D$  présente cette fois un défaut périodique sinusoïdal, en ce sens que son épaisseur varie selon la loi suivante où  $Ox$  perpendiculaire à l'axe optique :

$$e(x) = e_0 + e_1 \cos(2\pi x/l)$$

avec  $l \ll D$  et  $e_1 \ll \lambda$

### question 5

*Monter que la lame présente un coefficient de transmission complexe dont on donnera une approximation raisonnable.*

On sait qu'introduire une lame d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n$  sur le trajet d'un rayon remplace, pour la traversée, un chemin optique  $e$  par un chemin<sup>4</sup>  $n e$ . On rajoute donc ici localement un chemin optique  $(n - 1)e(x)$ , donc un déphasage  $\varphi(x) = 2\pi(n - 1)e(x)/\lambda$ , ce qui revient à multiplier l'amplitude complexe par

$$t(x) = \exp(j\varphi(x)) = \dots = \exp(j\varphi_0) \exp(j\varphi_1 \cos(2\pi x/l))$$

avec  $\varphi_0 = 2\pi(n - 1)e_0/\lambda$  et  $\varphi_1 = 2\pi(n - 1)e_1/\lambda$

Comme  $e_1 \ll \lambda$  donc  $\varphi_1 \ll 1$ , l'on peut remplacer la seconde exponentielle par un développement limité à l'ordre 1, soit :

$$t(x) = \exp(j\varphi_0) (1 + j\varphi_1 \cos(2\pi x/l))$$

### question 6

*On réalise avec ce dispositif une expérience de diffraction à l'infini. Montrer qu'on observe trois taches disjointes, très petites, centrées en trois points notés  $M_0$ ,  $M_1$  et  $M_2$ . Calculer les amplitudes complexes aux centres des trois taches.*

Pour pouvoir expliciter les calculs, on supposera que la lentille a été rognée sur ses bords de façon à obtenir une section carrée de diagonale  $D$ , diamètre initial de la lentille, et donc de côté  $a = D/\sqrt{2}$ . Cela changera la forme de la tache de diffraction, un peu sa taille mais ne modifiera pas qualitativement les conclusions ; de toute façon, c'est ça ou les fonctions de BESSEL !

Dans le cas d'un diaphragme à coefficient de transmission  $t(M)$ , on sait que l'on adapte le principe de HUYGENS-FRESNEL en

$$\underline{s}(P) = \underline{s}(X_P, Y_P) = \iint t(M) \exp\left(2j\pi \frac{x_M X_P + y_M Y_P}{\lambda f'}\right) dx_M dy_M$$

Ici l'intégrale se factorise en (on allège les notations) :

$$\underline{s}(X, Y) = \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(2j\pi \frac{y Y}{\lambda f'}\right) dy \int_{-a/2}^{a/2} t(x) \exp\left(2j\pi \frac{x X}{\lambda f'}\right) dx$$

---

4. sous réserve que les rayons ne soient pas trop inclinés de façon à assimiler les cosinus qui apparaissent à 1

Pour mener à terme l'intégration, on transforme le cosinus qui apparaît dans  $t(x)$  en combinaison linéaire d'exponentielles.

$$t(x) = \exp(j\varphi_0) \left( 1 + j \frac{\varphi_1}{2} \exp(2j\pi x/l) + j \frac{\varphi_1}{2} \exp(-2j\pi x/l) \right)$$

$\underline{s}(X, Y)$  se scinde en trois termes :

$$\underline{s}_0(X, Y) = \exp(j\varphi_0) \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(2j\pi \frac{yY}{\lambda f'}\right) dy \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(2j\pi \frac{xX}{\lambda f'}\right) dx$$

$$\underline{s}_1(X, Y) = j \frac{\varphi_1}{2} \exp(j\varphi_0) \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(2j\pi \frac{yY}{\lambda f'}\right) dy \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left[2j\pi x \left(\frac{X}{\lambda f'} + \frac{1}{l}\right)\right] dx$$

$$\underline{s}_2(X, Y) = j \frac{\varphi_1}{2} \exp(j\varphi_0) \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(2j\pi \frac{yY}{\lambda f'}\right) dy \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left[2j\pi x \left(\frac{X}{\lambda f'} - \frac{1}{l}\right)\right] dx$$

La suite des calculs est de routine, on vous les épargne, il font apparaître la fonction sinus cardinal notée  $\text{snc}$  :

$$\underline{s}_0(X, Y) = a^2 \exp(j\varphi_0) \text{snc}\left(\frac{\pi a Y}{\lambda f'}\right) \text{snc}\left(\frac{\pi a X}{\lambda f'}\right)$$

$$\underline{s}_1(X, Y) = j \frac{\varphi_1}{2} a^2 \exp(j\varphi_0) \text{snc}\left(\frac{\pi a Y}{\lambda f'}\right) \text{snc}\left[\pi a \left(\frac{X}{\lambda f'} + \frac{1}{l}\right)\right]$$

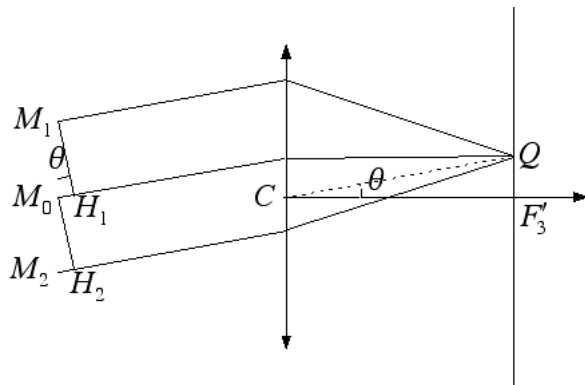
$$\underline{s}_2(X, Y) = j \frac{\varphi_1}{2} a^2 \exp(j\varphi_0) \text{snc}\left(\frac{\pi a Y}{\lambda f'}\right) \text{snc}\left[\pi a \left(\frac{X}{\lambda f'} - \frac{1}{l}\right)\right]$$

La fonction sinus cardinal est maximale et vaut 1 quand son argument est nul, donc ces trois termes, pris séparément, correspondent à des taches de diffraction centrées sur les points  $M_0$  avec  $X_0 = Y_0 = 0$  (le foyer de la lentille),  $M_1$  et  $M_2$  de coordonnées  $X_2 = -X_1 = \lambda f'/l$ ,  $Y_1 = Y_2 = 0$ , d'amplitudes complexes respectives en ces points  $\underline{A}_0 = a^2 \exp(j\varphi_0)$  et  $\underline{A}_1 = \underline{A}_2 = j \frac{\varphi_1}{2} a^2 \exp(j\varphi_0) = j \frac{\varphi_1}{2} \underline{A}_0$

Montrons maintenant que ces trois taches sont bien trois points distincts. Pour chaque tache, l'essentiel de la lumière est concentré dans la tache centrale limitée par le premier zéro du sinus cardinal (obtenu quand l'argument vaut  $\pm\pi$ ); la tache de centre  $M_i$  s'étend donc dans le carré  $X_i - \lambda f'/a < X < X_i + \lambda f'/a$  et  $Y_i - \lambda f'/a < Y < Y_i + \lambda f'/a$  de coté  $2\lambda f'/a$ . Or les trois taches sont distantes de  $X_2 - X_0 = X_0 - X_1 = \lambda f'/l$ ; puisque  $l \ll D$  donc  $l \ll a$ , alors  $\frac{1}{l} \gg \frac{1}{a}$ . La taille des taches est négligeable devant leur distance, elles se comportent bien comme trois points. Proposons une application numérique avec  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ ,  $f' = 0,25 \text{ m}$ ,  $D = 0,1 \text{ m}$  (donc  $a = 0,07 \text{ m}$ ) comme plus haut et prenons pour  $l \ll D$  la valeur  $l = 1 \text{ mm}$  : les taches ont un coté de  $4 \mu\text{m}$  et sont distantes de  $150 \mu\text{m} = 0,15 \text{ mm}$  si je ne me suis pas trompé dans mes calculs. On peut donc raisonnablement assimiler ces trois taches à trois points.

question 7

Ces trois points sont assimilés à trois sources ponctuelles d'amplitudes complexes  $\underline{A}_0$ ,  $\underline{A}_1$  et  $\underline{A}_2$ , distantes de  $b = \lambda f'/l$ . Pour alléger les calculs, la lame à face ondulée est placée dans le plan focal objet de la seconde lentille ; son image est donc à l'infini et c'est là, d'après la première partie, que se formera l'image du défaut. On réalise donc avec ces trois sources une expérience d'interférences à l'infini. Calculer l'amplitude complexe à l'abscisse  $\xi$  dans le plan focal d'une troisième lentille, de distance focale image  $f'_3$ , utilisée à cet effet et montrer que l'on retrouve, à un facteur de dilatation près, la fonction  $t(x)$  fonction qui donne un contraste quasi-nul (et même nul, si l'approximation n'avait pas été faite !)



Classiquement convergent en un point  $Q$  d'abscisse  $\xi$  du plan focal de la troisième lentille de centre optique  $C$  les rayons issus de  $M_0$ ,  $M_1$  et  $M_2$  parallèles à  $CQ$  et faisant donc avec l'axe optique l'angle  $\theta \approx \tan \theta = \frac{\xi}{f'_3}$ . Tout aussi classiquement (cf d'autres exercices corrigés), les différences de marches entre le rayon  $M_1Q$  et le rayon  $M_0Q$  d'une part, entre  $M_2Q$  et  $M_0Q$  d'autre part sont égales à  $M_0H_1$  et  $M_0H_2$ , en excès pour l'un, en défaut pour l'autre, avec  $H_1$  et  $H_2$  projections de  $M_1$  sur  $M_0Q$  et  $M_0$  sur  $M_2Q$ . On a :

$$M_0H_1 = M_2H_2 = b \sin \theta \approx b \theta = \frac{b \xi}{f'_3}$$

Si l'on appelle  $L_0$  le chemin optique  $[M_0Q]$ , les chemins optiques  $[M_1Q]$  et  $[M_2Q]$  sont donc  $L_0 \pm \frac{b \xi}{f'_3}$ . Si le déphasage de propagation entre  $M_0$  et  $Q$  est  $\psi_0 = 2 \pi L_0 / \lambda$ , les déphasages entre  $M_1$  et  $Q$ ,  $M_2$  et  $Q$  sont  $\psi_0 \pm 2 \pi \frac{b \xi}{\lambda f'_3}$ , notés  $\psi_1$  et  $\psi_2$ . Les trois rayons partent avec les amplitudes complexes  $A_0$ ,  $A_1$  et  $A_2$  et arrivent en  $Q$  avec les amplitudes complexes  $A_0 \exp(-j \psi_0)$ ,  $A_1 \exp(-j \psi_1)$  et  $A_2 \exp(-j \psi_2)$ , amplitudes qui s'ajoutent puisque ces rayons sont cohérents. En reportant tous les résultats précédents, l'on arrive à l'expression suivante pour l'amplitude complexe en  $Q$  :

$$\underline{s}(Q) = A_0 \exp(-j \psi_0) \left[ 1 + j \frac{\varphi_1}{2} \exp \left( 2 j \pi \frac{b \xi}{\lambda f'_3} \right) + j \frac{\varphi_1}{2} \exp \left( -2 j \pi \frac{b \xi}{\lambda f'_3} \right) \right]$$

$$\underline{s}(Q) = A_0 \exp(-j \psi_0) \left[ 1 + j \varphi_1 \cos \left( 2 \pi \frac{b \xi}{\lambda f'_3} \right) \right]$$

soit avec  $b = \lambda f'_3 / l$

$$\underline{s}(Q) = A_0 \exp(-j \psi_0) \left[ 1 + j \varphi_1 \cos \left( 2 \pi \frac{f' \xi}{l f'_3} \right) \right] = A_0 \exp(-j \psi_0) \left[ 1 + j \varphi_1 \cos \left( 2 \pi \frac{\xi}{l'} \right) \right]$$

avec  $l' = l \frac{f'_3}{f'}$ , c'est à dire  $f'$  multiplié par le grandissement entre objet et image<sup>5</sup>.

On retrouve dans cette expression le coefficient de transmission de la lame avec défaut, à un déphasage propagatif près, soit :

$$t(x) = \exp(j\varphi_0) (1 + j\varphi_1 \cos(2\pi x/l))$$

Rien d'étonnant à cela du reste, car dans le cadre de l'optique physique, tout ce bazar forme l'image de la lame dans le plan focal de la troisième lentille.

En appliquant à la lettre le formalisme de l'optique physique, l'intensité en  $Q$  et le contraste  $\gamma$  sont

$$\mathcal{E}(Q) = |\underline{s}(Q)|^2 = A_0^2 \left[ 1 + \varphi_1^2 \cos^2 \left( 2\pi \frac{\xi}{l'} \right) \right]$$

$$\text{d'où} \quad \mathcal{E}_{max} = A_0^2 [1 + \varphi_1^2] \quad \mathcal{E}_{min} = A_0^2 [1 - \varphi_1^2] \quad \gamma = \frac{\mathcal{E}_{max} - \mathcal{E}_{min}}{\mathcal{E}_{max} + \mathcal{E}_{min}} = \varphi_1^2$$

Mais cette approche est fallacieuse puisqu'à partir d'une valeur approchée de  $t(x)$ , on retrouve cette valeur, à un facteur d'échelle près. Intuitivement, on est en droit de penser qu'avec la vraie valeur de  $t(x)$ , on l'aurait retrouvée au facteur d'échelle près, soit :

$$\begin{aligned} t(x) &= Cte \exp(j\varphi_1 \cos(2\pi x/l)) & \text{et non} & \quad t(x) = Cte (1 + j\varphi_1 \cos(2\pi x/l)) \\ \underline{s}(Q) &= Cte \exp(j\varphi_1 \cos(2\pi \xi/l')) & \text{et non} & \quad \underline{s}(Q) = Cte (1 + j\varphi_1 \cos(2\pi \xi/l')) \\ \mathcal{E}(Q) &= |\underline{s}(Q)|^2 = Cte^2 & \text{et non} & \quad \mathcal{E}(Q) = Cte^2 \left[ 1 + \varphi_1^2 \cos^2 \left( 2\pi \frac{\xi}{l'} \right) \right] \\ \gamma &= 0 & \text{et non} & \quad \gamma = \varphi_1^2 \end{aligned}$$

Bref l'image d'un objet transparent, même d'épaisseur variable, est invisible.

### question 8

*Comme dans la question 4, on place sur la tache centrale de la question 7 une pastille opaque qui l'occulte. Qu'observe-t-on maintenant dans le plan focal de la troisième lentille ? Montrer que le défaut est mis en évidence, mais préciser avec quels défauts.*

La pastille supprime l'un des trois rayons arrivant en  $Q$ , il suffit donc dans l'expression de  $\underline{s}(Q)$  de supprimer ce terme en le remplaçant par zéro, soit :

$$\begin{aligned} \underline{s}(Q) &= A_0 \exp(-j\psi_0) \left[ 0 + j \frac{\varphi_1}{2} \exp \left( 2j\pi \frac{b\xi}{\lambda f'_3} \right) + j \frac{\varphi_1}{2} \exp \left( 2j\pi \frac{b\xi}{\lambda f'_3} \right) \right] \\ \underline{s}(Q) &= A_0 \exp(-j\psi_0) \left[ j\varphi_1 \cos \left( 2\pi \frac{\xi}{l'} \right) \right] \\ \mathcal{E}(Q) &= |\underline{s}(Q)|^2 = A_0^2 \varphi_1^2 \cos^2 \left( 2\pi \frac{\xi}{l'} \right) \end{aligned}$$

Le défaut de la lame est la partie variable de son épaisseur, soit  $e_1 \cos(2\pi x/l)$ ; à une constante multiplicative près, on la retrouve ici au carré... et avec tous les défauts d'un carré, à savoir d'une part que le carré d'un petit défaut est extrêmement petit donc difficile à voir et d'autre part que le carré occulte le signe, donc un creux ou une bosse donnent la même réponse ambiguë.

---

5. on laisse au lecteur le soin de s'en persuader ; en fait, il trouvera le signe opposé dissimulé par la parité du cosinus

### Troisième couche : Théorie du contraste de phase

#### question 9

On place cette fois sur la tache centrale de la question 6 et de la question 7 une petite lame quart d'onde<sup>6</sup> qui a la particularité de déphaser les rayons qui la traversent de  $\pi/2$ . Qu'observe-t-on maintenant dans le plan focal de la troisième lentille ? Montrer que le défaut est mis en évidence, sans les défauts. Evaluer le contraste.

Déphaser de  $\pi/2$ , c'est multiplier par  $\exp(j\pi/2) = j$ ; au lieu de remplacer 1 par 0 comme dans la question précédente, on remplace ici 1 par on remplace ici 1 par  $j$

$$\underline{s}(Q) = A_0 \exp(-j\psi_0) \left[ j + j \frac{\varphi_1}{2} \exp\left(2j\pi \frac{b\xi}{\lambda f'_3}\right) + j \frac{\varphi_1}{2} \exp\left(2j\pi \frac{b\xi}{\lambda f'_3}\right) \right]$$

$$\underline{s}(Q) = j A_0 \exp(-j\psi_0) \left[ 1 + \varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]$$

$$\mathcal{E}(Q) = |\underline{s}(Q)|^2 = A_0^2 \left[ 1 + \varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]^2 \approx A_0^2 \left[ 1 + 2\varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]$$

puisque  $\varphi_1 \ll 1$  (cf question 5).

$$\text{d'où} \quad \mathcal{E}_{max} = A_0^2 [1 + 2\varphi_1] \quad \mathcal{E}_{min} = A_0^2 [1 - 2\varphi_1] \quad \gamma = \frac{\mathcal{E}_{max} - \mathcal{E}_{min}}{\mathcal{E}_{max} + \mathcal{E}_{min}} = 2\varphi_1$$

Soit en reportant l'expression de  $\varphi_1$  (cf question 5) :

$$\gamma = 4\pi(n-1)e_1/\lambda$$

#### question 10

Avec  $n = 1,5$ ,  $\lambda = 600 \text{ nm}$  et un contraste minimum décelable de 2%, calculer le  $e_1$  minimum décelable

On a  $\gamma_{min} = 4\pi(n-1)e_{min}/\lambda$ , d'où

$$e_{min} = \frac{\gamma_{min} \lambda}{4\pi(n-1)} = 1,9 \text{ nm} = 19 \text{ \AA}$$

C'est à dire qu'on s'approche la taille d'un atome!

#### question 11

On place cette fois au même endroit une lame quart d'onde qui, en outre absorbe la lumière en divisant son amplitude par  $N$  (pas trop grand). Evaluer le contraste pour un défaut de la taille d'un atome, soit  $1 \text{ \AA}$ , et  $N=20$ .

On remplace ici 1 non plus par  $j$  mais par  $j/N$

$$\underline{s}(Q) = j A_0 \exp(-j\psi_0) \left[ \frac{1}{N} + \varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]$$

$$\mathcal{E}(Q) = |\underline{s}(Q)|^2 = A_0^2 \left[ \frac{1}{N} + \varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]^2 \approx A_0^2 \left[ \frac{1}{N^2} + \frac{2}{N} \varphi_1 \cos\left(2\pi \frac{\xi}{l'}\right) \right]$$

---

6. cf TP-cours sur la polarisation de la lumière

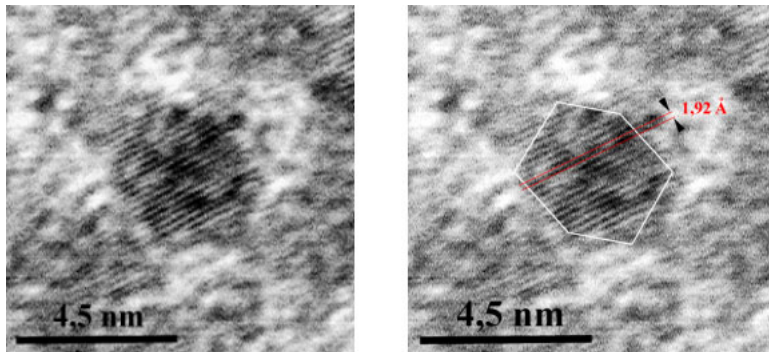
pourvu toutefois que  $1/N$  reste grand devant  $\varphi_1$

$$\text{d'où} \quad \mathcal{E}_{max} = \frac{A_0^2}{N^2} [1 + 2N\varphi_1] \quad \mathcal{E}_{min} = \frac{A_0^2}{N^2} [1 - 2N\varphi_1] \quad \gamma = \frac{\mathcal{E}_{max} - \mathcal{E}_{min}}{\mathcal{E}_{max} + \mathcal{E}_{min}} = 2N\varphi_1$$

Soit en reportant l'expression de  $\varphi_1$

$$\gamma = 4\pi N(n-1)e_1/\lambda$$

Numériquement, l'on trouve un contraste de est de 2 % ; avec cette technique, on arrive à visualiser des plans atomiques dans un cristal. Ci-dessous une image obtenue par cette technique où l'on devine un empilement hexagonal d'atomes de cobalt.



On n'oublie pas de s'extasier, voire de verser une petite larme, car c'est trop d'émotion.