



HAL
open science

**THÉORIE ET ANALYSE NUMÉRIQUE DE
QUELQUES PROCESSUS DE DIFFRACTION
MULTIPLE II - Configuration de FRAUNHOFER avec
deux fentes simples décentrées, et théorie ondulatoire du
champ de contour**

Luc Dettwiller

► **To cite this version:**

Luc Dettwiller. THÉORIE ET ANALYSE NUMÉRIQUE DE QUELQUES PROCESSUS DE DIFFRACTION MULTIPLE II - Configuration de FRAUNHOFER avec deux fentes simples décentrées, et théorie ondulatoire du champ de contour. Doctorat. 2012. sfo-00758567

HAL Id: sfo-00758567

<https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-00758567>

Submitted on 28 Nov 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Théorie et analyse numérique de quelques processus de diffraction multiple

par **Luc DETTWILLER**

Lycée Blaise Pascal - 63037 Clermont-Ferrand Cedex

luc.dettwiller@ac-clermont.fr

II - Configuration de FRAUNHOFER avec deux fentes simples décentrées, et théorie ondulatoire du champ de contour

RÉSUMÉ

On poursuit l'étude numérique de la diffraction multiple par deux fentes dans la configuration de FRAUNHOFER, en examinant l'influence du décentrage relatif de ces fentes. On montre que cela revient à modéliser la tache image d'un point objet dans le champ de contour d'un système centré, où le processus de formation des images est fortement non-invariant par translation. Puis on élargit notre étude à des configurations autres que celles destinées à l'imagerie. Lorsque l'optique géométrique prédit que la lumière transmise par la première fente doit être totalement bloquée par la seconde, la diffraction permet quand même d'envoyer de la lumière dans le plan image, où elle produit des figures originales ; certaines ont des propriétés compréhensibles physiquement, ce qui est satisfaisant pour l'esprit.

INTRODUCTION

Dans le premier article [1] de cette série, nous avons mis en équations la diffraction multiple par deux obstacles dans la configuration de FRAUNHOFER, et nous avons montré des simulations numériques dans le cas de deux fentes centrées avec une source ponctuelle centrée.

Pour les instruments d'optique destinés à l'imagerie, qui sont usuellement des systèmes centrés avec des diaphragmes centrés, il est intéressant d'étudier la tache image due à un point source hors d'axe, dans un plan de front donné. Classiquement cette question n'est abordée que pour les points situés dans le champ de pleine lumière, pour l'image desquels on néglige la diffraction due aux autres diaphragmes que celui d'ouverture ; alors l'étude paraxiale montre que ce processus de formation d'image est invariant par translation [2]. Mais dans le champ de contour, l'image d'un point est affectée par la diffraction due à plusieurs diaphragmes, et bien sûr ce processus n'est plus invariant par

translation : le flux de cette image diminue lorsque le point s'écarte de l'axe, et l'optique géométrique prédit que ce flux s'annule lorsque le point est sur le bord externe du champ total [3].

Dans cet article, après avoir posé le cadre et la méthodologie de notre étude (§ 1.) par rapport à notre travail précédent [1], nous pourrons étudier (§ 2.) les taches image des points dans le champ de contour d'un système à deux fentes comme dans l'article précédent. Puisque nous tiendrons compte de la diffraction par ces deux obstacles, il faut s'attendre à ce que le flux de l'image d'un point hors du champ total ne soit plus nul, mais seulement très faible ; cela nous incite à élargir notre étude, et à considérer dans un souci de généralité aussi les taches de diffraction dans des configurations ou des domaines qui ne sont pas du tout utilisables pour l'imagerie (§ 3. et 4.).

Nous simplifierons la présentation des résultats en utilisant un des théorèmes prouvés précédemment ([1], § 1.2.3.) : l'équivalence entre le désaxement du point source et le décentrage relatif d'un obstacle diffractant par rapport à l'autre – cela nous permettra de considérer un point source toujours sur l'axe, et nous évitera de devoir déplacer le zéro de l'axe des abscisses des graphes que nous montrerons.

Ainsi la diffraction de FRAUNHOFER à deux fentes successives décentrées se révélera-t-elle d'une grande richesse heuristique : elle montrera non seulement la baisse du flux de l'image d'un point lorsque le décentrage augmente, mais aussi la baisse de résolution physiquement attendue. Là encore, des figures de diffraction originales apparaîtront, dont certaines caractéristiques peuvent s'avérer susceptibles d'une interprétation physique intéressante. Et nous concluons sur un autre effet de diffraction multiple, complétant et corroborant notre compréhension physique de ce processus dans la configuration de FRAUNHOFER.

1. CHOIX DES PARAMÈTRES ; TEST NUMÉRIQUE

Nous reprenons les hypothèses essentielles et les notations de l'article précédent [1], résumées sur la figure 1 (*cf.* page ci-contre). Or on sait, grâce à son sous-paragraphe 1.2.1., que le décentrage relatif d'une fente par rapport à l'autre a , sur l'intensité au niveau de l'écran, un effet indépendant du décentrage absolu de chacune d'elles. Cela nous permettra, sans perte de généralité, de n'étudier que l'effet du décentrage absolu de la première fente (de centre O'_1), la seconde restant centrée ; la présentation des graphes de l'intensité en sera facilitée, car les déplacements de leurs photocentres s'en trouveront limités. Donc nous poserons maintenant $\tau_1(x) = \text{rect} \frac{x - \Delta}{a_1}$ et $\tau_2(x) = \text{rect} (x/a_2)$.

On a vu aussi au sous-paragraphe 1.2.3. de [1] que, à une translation près, la déformation de la figure de diffraction qui résulte de ce décentrage relatif des fentes est identique à la déformation due au changement d'inclinaison du faisceau incident : de ce point de vue, $(\Delta, \theta_0 = 0)$ équivaut à $(\Delta = 0, \theta_0 = \Delta/d)$. Donc, toujours sans perte de généra-

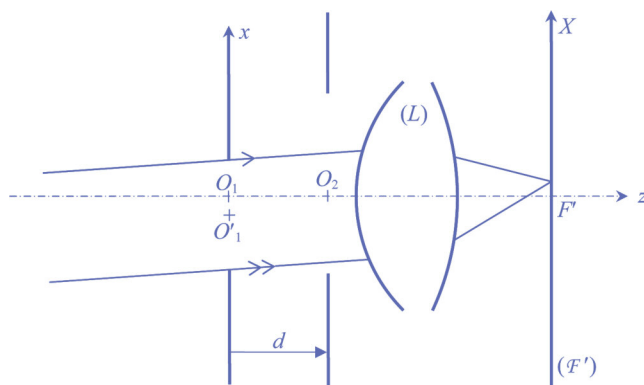


Figure 1 : Montage de diffraction multiple à l'infini, par deux obstacles (les trajets des rayons lumineux représentés, avec des flèches fines, suivent les lois de l'optique géométrique pour simplifier le schéma).

lité, nous pouvons considérer que ce faisceau reste parallèle à Oz , *i.e.* conserver θ_0 nul, et faire varier Δ . Cela rappelle que la formation d'image par l'instrument précédé de ces deux diaphragmes successifs n'est pas un processus invariant par translation, contrairement aux processus de l'optique de FOURIER traditionnelle où on ne tient compte que de l'effet du diaphragme d'ouverture.

Dorénavant nous considérerons exclusivement les cas $(\Delta, \theta_0 = 0)$, et nous nous limiterons à ceux où la seconde fente est plus large que la première. Nous menons les calculs de la même façon que dans l'article précédent [1], et comme dans son sous-paragraphe 2.1. on considère des fentes de largeur $a_1 = 0,10$ mm et $a_2 = 0,20$ mm avec une longueur d'onde $\lambda = 0,5$ μm : ce sont des valeurs adaptées pour bien observer les figures de diffraction à l'œil nu (il est tentant de chercher à observer expérimentalement certaines prédictions des paragraphes 3. et 4.), mais irréalistes pour un instrument d'optique destiné à l'imagerie – alors on appliquera au paragraphe 2. la loi de similitude ([1], § 1.2.2.). On présente ci-dessous dans des tableaux les graphes de l'intensité I_2 sur $F'X$ (en fonction de l'abscisse X exprimée en millimètres) que l'on commente dans chaque paragraphe, en commençant par un test numérique donnant un ordre de grandeur de la précision de nos simulations.

Test : écart d nul entre les deux fentes

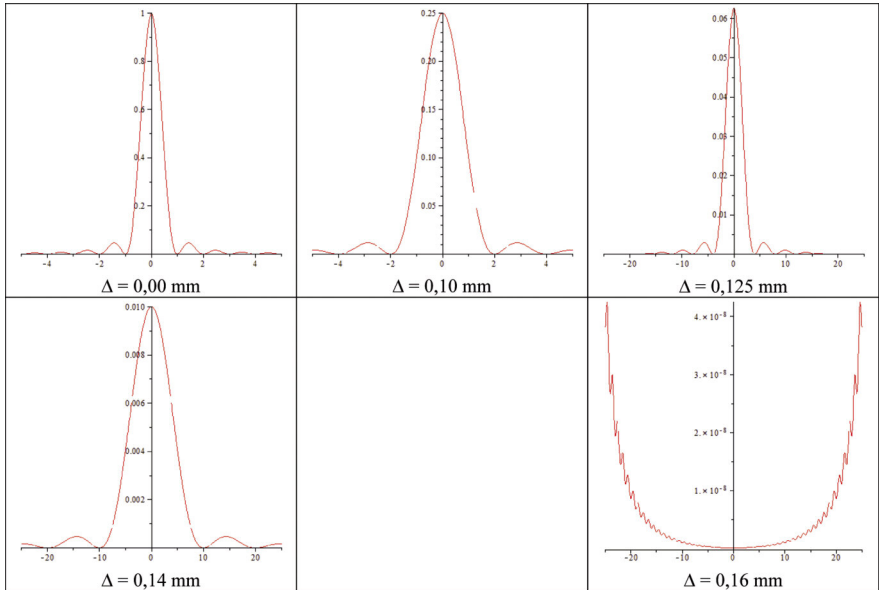


Tableau 1 : $\theta_0 = 0, d = 0,0$ mm, $a_1 = 0,10$ mm et $a_2 = 0,20$ mm.

Commentaires des graphes

- ◆ $\Delta = 0,00$ mm à $0,05$ mm : cela redonne la figure 3 de [1], car tant que $2|\Delta| < |a_1 - a_2|$, les deux fentes reconstituent une fente unique de largeur $\inf(a_1, a_2)$.
- ◆ $\Delta = 0,10$ mm : tant que $|a_1 - a_2| < 2|\Delta| < a_1 + a_2$, les deux fentes reconstituent une fente unique de largeur $\frac{a_1 + a_2}{2} - |\Delta|$: ici $0,05$ mm, soit $a_1/2$. Conformément à la théorie, on voit que la largeur de la figure de diffraction est doublée, mais que sa hauteur est divisée par 2^2 ; son flux, donc l'aire sous la courbe, est divisé par 2 conformément à la loi de conservation de l'énergie.
- ◆ $\Delta = 0,125$ mm : attention au changement d'échelle des abscisses !
- ◆ $\Delta = 0,16$ mm : ce graphe est mis à part, car il ne représente pas un phénomène physique, mais seulement un test de qualité des solutions numériques et approximatives obtenues. En effet, nous avons demandé de tracer cette figure de diffraction alors que l'ensemble des deux fentes superposées et ainsi décalées de $0,16$ mm ne laisse plus passer de lumière ! Alors nous voyons que les erreurs induites par la méthode d'estimation numérique utilisée sont de l'ordre de $4 \cdot 10^{-8}$ pour les ordonnées ; pour les autres figures que cette figure-test, elles seront donc invisibles.

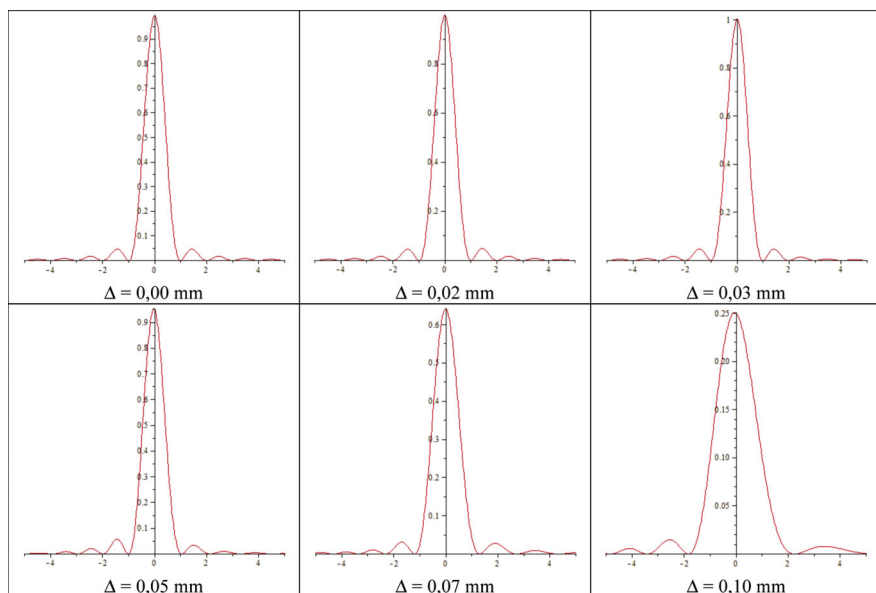
De manière générale, et conformément à la première remarque importante du § 1.1. de [1], on constate encore la symétrie des graphes par rapport à l'axe des abscisses bien que Δ soit non nul, mais parce que $d = 0$.

Hauteur du lobe central

On vérifie qu'elle est proportionnelle au carré de la largeur de la fente effective qui résulte de la superposition des deux fentes décalées.

Ces résultats sont donc des tests passés avec un succès roboratif et quantifié. On vérifie encore les subtilités de la convolution !

2. ÉCART $d = 1,0$ mm



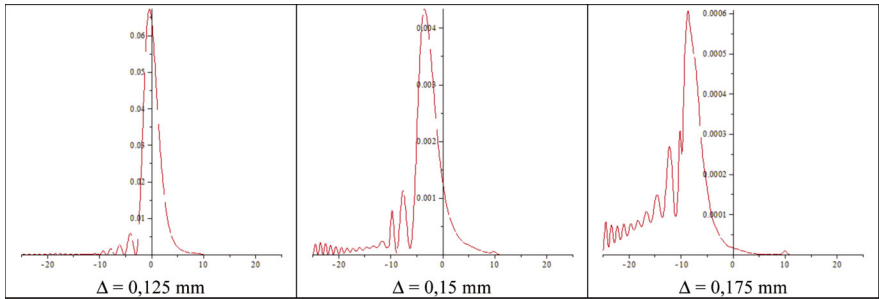


Tableau 2 : $\theta_0 = 0$, $d = 1,0$ mm, $a_1 = 0,10$ mm et $a_2 = 0,20$ mm.

Commentaires des graphes

- ◆ $\Delta = 0,00$ mm à $0,03$ mm : cela redonne quasiment le premier graphe du tableau 1, car d est assez petit. Il n’y a pas d’évolution sensible entre ces trois figures : c’est une bonne vérification, par une théorie ondulatoire, de l’existence d’un champ de pleine lumière où le système optique parfait est quasiment invariant par translation.
- ◆ $\Delta = 0,05$ mm : la dimension de la figure de diffraction n’est pas affectée de façon sensible. Mais une dissymétrie dans la hauteur des pieds apparaît (donc nous rencontrons pour la première fois une illustration de la fin de la première remarque importante du § 1.1. de [1]) : le décentrage étant dans le sens des x croissants positifs, il est normal que la lumière diffractée dans ce sens soit plus arrêtée par la seconde fente que la lumière diffractée vers les x négatifs. Pour $(\Delta = 0, \theta_0 = \Delta/d)$, le point source considéré est juste au bord du champ de pleine lumière.
- ◆ $\Delta = 0,07$ mm à $0,10$ mm : la dissymétrie affecte maintenant aussi la dimension des pieds, mais surtout la figure de diffraction s’agrandit et sa hauteur diminue plus vite que sa dimension n’augmente, ce qui correspond à une baisse du flux total dans la figure de diffraction par un effet de vignettage : pour $(\Delta = 0, \theta_0 = \Delta/d)$, le point source considéré est entré dans le champ de contour.
- ◆ $\Delta = 0,125$ mm : attention à la diminution de l’échelle des abscisses ! Pour $(\Delta = 0, \theta_0 = \Delta/d)$, la résolution du système optique est environ cinq fois moins bonne dans la zone où se trouve actuellement le point source, par rapport à sa résolution dans le champ de pleine lumière. De plus, la dissymétrie de la figure de diffraction affecte enfin le profil de la frange centrale, ainsi que la position du maximum absolu d’intensité – ce qui était attendu d’après la seconde remarque importante du § 1.1. de [1]. Nous étudierons quantitativement ce décentrement du maximum avec une approximation valable dans un cas simple, pour $d = 200$ mm.
- ◆ $\Delta = 0,15$ mm : c’est le décentrage critique $\frac{a_1 + a_2}{2} - \theta_0 d$ à partir duquel la lumière,

géométriquement, ne devrait plus passer ; en vertu de l'équivalence invoquée depuis le paragraphe 1, cela correspond au cas d'un point objet situé sur le bord externe du champ de contour. Il apparaît un effet d'exaltation des franges de diffraction, car leur maximum relatif d'intensité est maintenant plus grand – mais leur largeur n'est plus uniforme contrairement aux cas précédents. Ceci ne semble pas être un artefact de calcul numérique puisque les courbes obtenues sont identiques avec différents réglages de ce calcul (échantillonnage, etc.).

- ◆ $\Delta = 0,175$ mm : le décentrage critique est dépassé (ce qui correspond à un point objet hors du champ total), et le flux total dans la figure de diffraction a chuté d'un ordre de grandeur. Si nous n'avons pas, comme nous venons de le dire pour le décentrage précédent, vu de raisons de suspecter la présence d'artefacts numériques apparents, il nous reste à nous demander s'il n'y aurait pas des artefacts notables dus aux approximations dans les formules littérales utilisées ([1], § 1.). Ceci est peu probable, puisque toutes nos valeurs de d respectent bien la condition $d \ll \frac{a_1^4}{\lambda^3}$, selon laquelle sont négligeables les termes en θ^4 du développement de $\cos \theta$ utilisé dans la théorie ([1], § 1.). Seule l'approximation du champ donné resterait sujette à caution ici.

Utilisation de la loi de similitude

Cette loi, vue au sous-paragraphe 1.2.2. de notre article précédent [1], permet de dire pour quels systèmes moins miniaturisés on observerait des figures de diffraction de même forme que celles présentées dans le tableau 2. Pour cela, il suffit de l'appliquer avec le facteur $\kappa = 0,02$ par exemple ; on trouve que ces figures de diffraction sont produites, mais cinquante fois plus étroites, lorsque la première fente a pour largeur $0,10$ mm / $0,02 = 0,5$ cm, la seconde $0,20$ mm / $0,02 = 1$ cm, et que leur écartement vaut 1 mm / $(0,02)^2 = 2,5$ m ; alors le décentrage critique est $0,15$ mm / $0,02 = 0,75$ cm – ce qui ne correspond pas à un instrument courant, car son champ total aurait une demi-largeur angulaire de $0,75/2,5 \cdot 10^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ rad $\cong 10'$.

3. ÉCART $d = 20,0$ mm

On sait que la deuxième fente est, à partir de maintenant, dans le domaine de la diffraction de FRAUNHOFER due à la première – ce qui n'est pas réaliste pour un instrument d'optique destiné à l'imagerie.

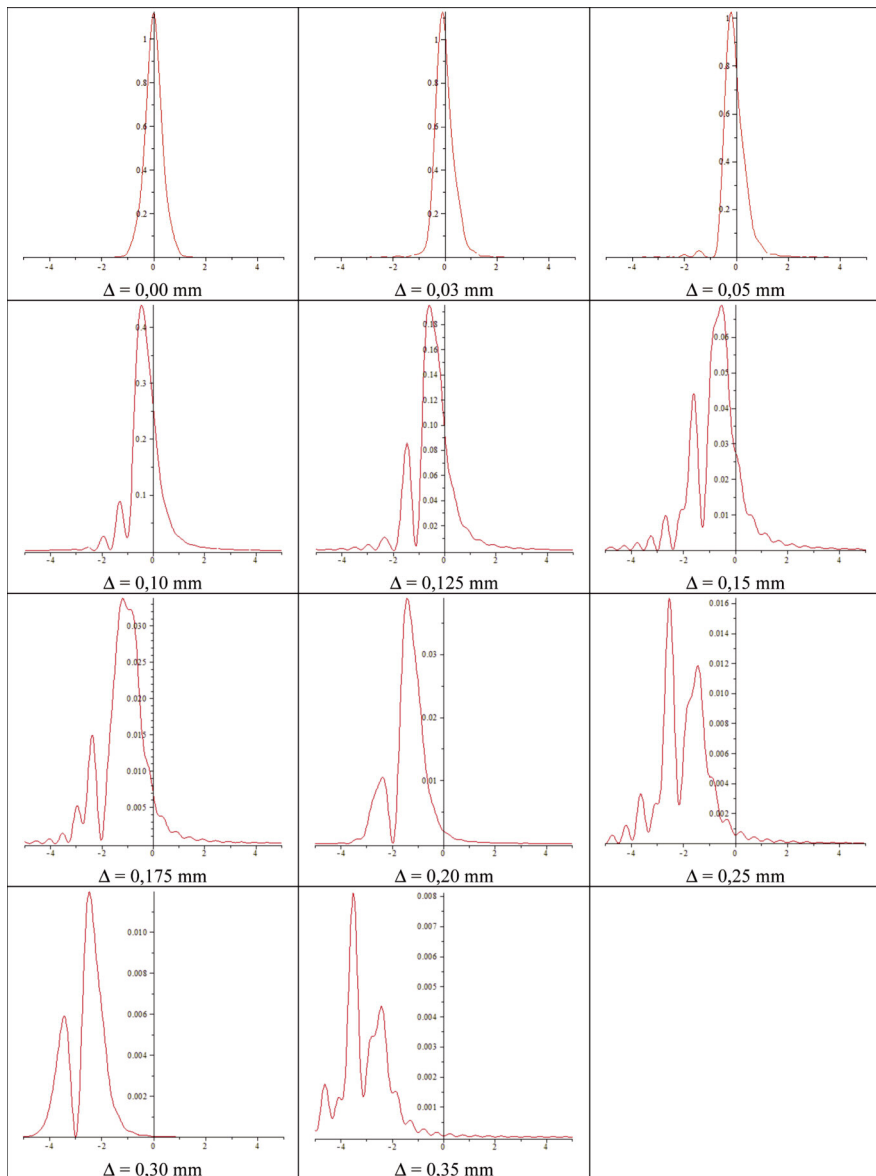
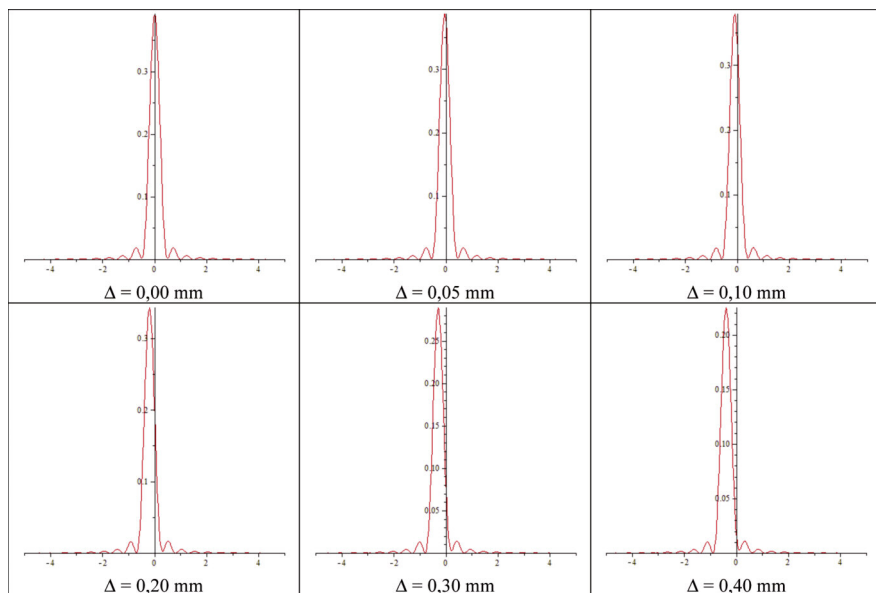


Tableau 3 : $\theta_0 = 0$, $d = 20,0$ mm, $a_1 = 0,10$ mm et $a_2 = 0,20$ mm.

Commentaires des graphes

- ◆ $\Delta = 0,05$ mm : l'apodisation montrée dans ce tableau 3 pour $\Delta = 0,00$ mm (et déjà interprétée dans [1], § 2.1.) s'est dérégulée brutalement à partir de $\Delta = 0,04$ mm : il n'y a plus, comme pour $d = 1$ mm, l'invariance par translation sur un décentrage de $\Delta = 0,05$ mm correspondant au champ théorique de pleine lumière ; ceci est dû à l'influence forte de la diffraction, car d n'est plus inférieur à la longueur de RAYLEIGH a_1^2/λ associée à la première fente.
- ◆ $\Delta = 0,10$ mm : l'exaltation des franges de diffraction apparaît encore plus tôt.
- ◆ $\Delta = 0,125$ mm : à partir de là on voit apparaître des figures de diffraction à deux franges principales ; une explication de ce genre de figure sera donnée au paragraphe suivant.
- ◆ $\Delta = 0,15$ mm : le passage par le décentrage critique ne conduit plus à des changements brutaux, car d n'est plus petit devant a_1^2/λ – contrairement au cas d'un instrument destiné à l'imagerie.

4. ÉCART $d = 200$ mm



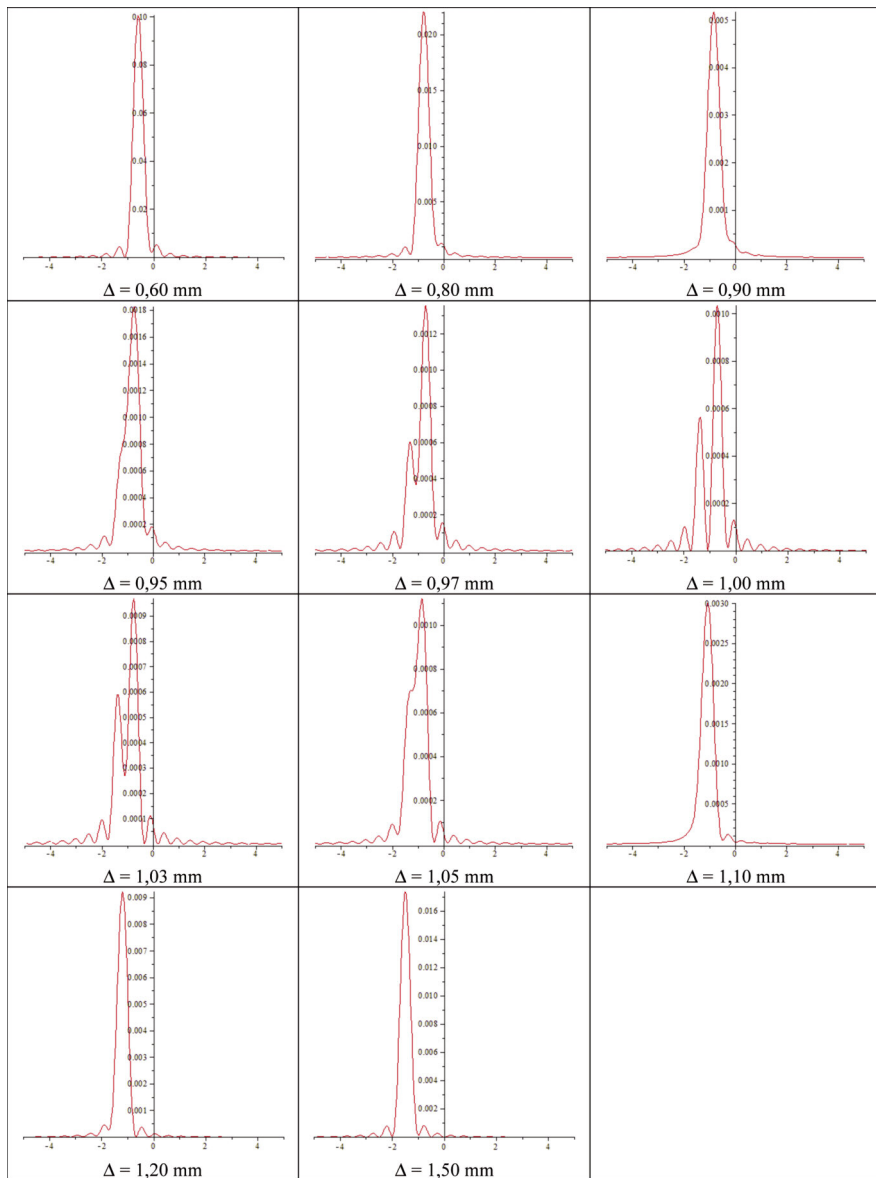


Tableau 4 : $\theta_0 = 0$, $d = 200,0$ mm, $a_1 = 0,10$ mm et $a_2 = 0,20$ mm.

Commentaires des graphes

- ◆ $\Delta = 0,05$ mm : la figure de diffraction s'est translátée par rapport au cas où $\Delta = 0$.
- ◆ $\Delta = 0,30$ mm : en plus, l'intensité maximale a diminué.
- ◆ $\Delta = 0,40$ mm à 0,80 mm : la figure devient asymétrique, et les franges sombres ne sont plus noires – *i.e.* leur contraste diminue.
- ◆ $\Delta = 0,97$ mm : cette curieuse figure de diffraction, ayant deux franges principales qui dominent toutes les autres, se produit quand la deuxième fente contient une frange noire de la figure de diffraction de quasi-FRAUNHOFER par la première fente qui l'éclaire.
- ◆ $\Delta = 1,00$ mm : l'apparition d'une quasi-annulation d'intensité entre les deux franges principales de diffraction se produit lorsque la seconde fente est bien centrée sur une frange noire de la figure de diffraction de quasi-FRAUNHOFER due à la première fente. En effet, quand ce centrage est réalisé et qu'en plus la largeur de la seconde fente est faible devant la dimension caractéristique de la figure de diffraction due à la première fente sur la seconde, l'amplitude de l'onde juste après celle-ci peut être approximée par son développement limité à l'ordre un en x ,

$$A(x; d_+) \cong \alpha x \operatorname{rect}(x/a_2) \quad (4)$$

où α est un complexe indépendant de x et proportionnel, entre autres, à la dérivée de la fonction $A(x; d_-)$ au niveau du zéro de $A(x; d_-)$ sur lequel la seconde fente est centrée. Au facteur de phase sphérique près, l'amplitude complexe $A_2(X)$ sur $F'X$ est proportionnelle à la transformée de FOURIER de $A(x; d_+)$ en $\frac{X}{\lambda f'}$. Or on sait que la transformée de FOURIER de la fonction $-i 2\pi x f(x)$ est $\frac{d\tilde{f}(v)}{dv}$; donc $A_2(X)$ est quasi proportionnel à la dérivée de $\operatorname{sinc}\left(\frac{a_2 X}{\lambda f'}\right)$, et $I_2(X)$ est quasi proportionnel à son (module au) carré⁽¹⁾. Le graphe de la figure 2c, qui est celui de cette dérivée au carré, présente effectivement des ressemblances avec celui obtenu pour $\Delta = 1,00$ mm ; mais pour que celui-ci ait un zéro central, il faut que le positionnement de la seconde fente sur une frange noire de la figure de diffraction due à la première fente soit réalisé avec une précision de l'ordre de $a_2/10 = 0,02$ mm – ce qui est cohérent avec la sensibilité (des figures du tableau 4) au décentrage, observée vers $\Delta = 1,00$ mm. La dissymétrie observée pour $\Delta = 1,00$ mm de part et d'autre du zéro central est forcément due au fait que l'approximation d'ordre 1 dans l'expression (4) n'est pas suffisante, et qu'il faudrait la remplacer par le développement d'ordre 2 au moins :

(1) Après avoir effectué ces calculs, nous avons appris que cette technique d'approximation s'est avérée utile récemment [4] pour interpréter le profil des ordres non centraux de diffraction de FRAUNHOFER observés avec certaines lentilles pixellisées réalisées par photolithographie – notamment celles qui sont les plus intéressantes techniquement.

$$A(x; d_+) \cong (\alpha x + \beta x^2) \text{rect}(x/a_2)$$

où β est un complexe indépendant de x ; alors $A_2(X)$ serait quasiment une combinaison linéaire des dérivées première et seconde de $\text{sinc}\left(\frac{a_2 X}{\lambda f'}\right)$. La qualité de l'approximation donnée par le développement limité (4) est d'autant meilleure que d est grand : au voisinage de d infini, $|\beta/\alpha|$ est asymptotiquement inversement proportionnel à d ; mais l'augmentation de d abaisse aussi le flux total dans la figure de diffraction.

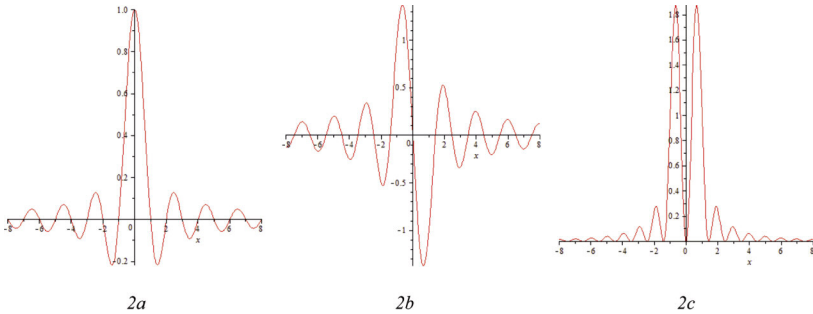


Figure 2 : Graphes des fonctions : a) $\text{sinc } x$; b) $\text{sinc}' x$; c) $|\text{sinc}' x|^2$.

L'interprétation du décentrement progressif de la figure de diffraction, obtenue pour Δ allant de 0 à 0,40 mm, est simple. Ici, la seconde fente est éclairée par une onde quasi plane sur toute sa largeur. De plus, elle est située dans le domaine de diffraction de FRAUNHOFER de la première fente. Prenons maintenant l'origine des coordonnées au centre O'_1 de la première fente ; l'amplitude complexe, en $P \begin{vmatrix} X'_P \\ Z'_P \end{vmatrix}$, de l'onde diffractée par la première fente est proportionnelle à

$$A_0 e^{ikZ'_P} \times \tilde{\tau}_1 \left(\frac{(X'_P/Z'_P) - \theta_0}{\lambda} \right) \times \exp \left(ik \frac{X'^2_P}{2Z'_P} \right)$$

Comme cette fente est symétrique par rapport à l'origine O'_1 qui est son centre (cf. figure 1), $\tilde{\tau}_1 \left(\frac{(X'_P/Z'_P) - \theta_0}{\lambda} \right)$ est réel ; dans un domaine où l'amplitude de l'onde diffractée ne s'annule pas, sa phase est donc définie et s'écrit, à une constante additive près, $\varphi \cong k Z'_P + k \frac{X'^2_P}{2Z'_P} \cong k O'_1 P$, donc quand l'onde diffractée est localement plane en P elle se propage dans le sens de **grad** $\varphi \cong k O'_1 P / O'_1 P$. On est donc quasiment dans la situa-

tion où la seconde fente, de centre O_2 , serait éclairée par une onde plane de direction de propagation $O_1'O_2$ (qui n'est pas celle de l'onde incidente sur la première fente) ; alors, quand Δ change, la figure de diffraction par la seconde fente ne fait que se translater, son centre étant quasiment à l'abscisse $-f'\Delta/d$. C'est bien ce que l'on constate pour Δ allant de 0 à 0,40 mm.

Mais pour $\Delta > 0,40$ mm, la variation relative de l'intensité sur la largeur de la seconde fente fait que celle-ci n'est plus éclairée par une onde quasi plane, et l'évolution de la figure de diffraction ne se réduit plus à une simple variation d'intensité et translation.

CONCLUSION

Dans ce deuxième volet de notre travail consacré à la diffraction multiple, nous avons étudié numériquement l'effet d'un décentrage croissant des deux fentes diffractantes. Cela revient à examiner l'influence de la distance croissante entre le point source et l'axe du système centré, donc à donner les propriétés ondulatoires de l'imagerie dans le champ de contour du système : non-invariance par translation, diminution du flux dans la tache image, et augmentation de sa largeur (ce qui abaisse la résolution du système). Puis, en étendant notre étude à des configurations autres que celles destinées à l'imagerie, nous avons vu apparaître numériquement des figures de diffraction aux propriétés parfois surprenantes.

La compréhension physique de ces phénomènes passe aussi par une explication moins calculatoire et plus intuitive ; nous avons vu que c'est souvent possible, et pour finir nous en donnons un exemple supplémentaire dans lequel la première fente est remplacée par une paire de fentes d'YOUNG de largeur $a_1 = 0,10$ mm chacune, d'écart entre leurs axes $b_1 = 0,50$ mm, avec un décentrage $\Delta = 0,05$ mm (vers le « haut », car $\Delta > 0$). Quand la largeur de la seconde fente (appelée ici « fente exploratrice ») est $a_2 = b_1 + a_1 = 0,60$ mm égale à la largeur totale du système des fentes d'YOUNG, que $d = 10$ mm et $\theta_0 = 0$, on obtient le graphe de la figure 3.

On constate encore que le maximum absolu d'intensité n'est pas tout à fait en $X = f'\theta_0$, mais surtout que les franges d'interférences n'ont plus un contraste 1 comme dans le cas de FRAUNHOFER – standard avec ces fentes – et même que le contraste est légèrement meilleur du côté bas (*i.e.* pour X négatif) que du côté haut (X positif). Cela s'explique qualitati-

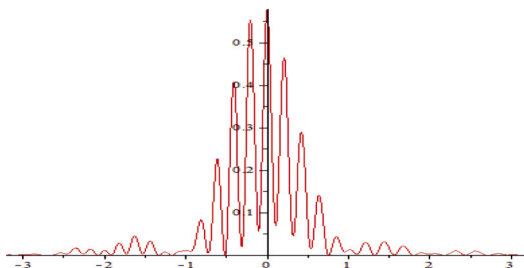


Figure 3 : Graphe de $I_2(X)$ avec un premier obstacle constitué de fentes d'YOUNG décentrées vers le haut, suivi d'un second obstacle qui est une fente exploratrice centrée.

vement par le fait que le flux peu diffracté issu de la fente d'YOUNG du haut (resp. du bas) est en partie intercepté (resp. totalement transmis) par la fente exploratrice car $\Delta = a_1/2$, donc chacune des fentes d'YOUNG donne auprès de F' des ondes d'intensités différentes, aussi les interférences entre elles n'ont plus un contraste égal à 1. Plus précisément, ce défaut de contraste n'est pas dû à un problème de cohérence, mais à un vignettage entraînant une différence, sur une même zone du plan focal de (L), entre les intensités des taches de diffraction dues à chacune des fentes d'YOUNG ; juste en dessous de F' arrive de la lumière qui a été diffractée légèrement vers le bas, donc plus transmise par la fente exploratrice en ce qui concerne la lumière provenant de la fente d'YOUNG du haut – d'où une frange brillante en $X = -0,2$ mm presque aussi intense qu'en $X = 0,0$ mm, et un rééquilibrage partiel des intensités dues à chacune des fentes d'YOUNG conduisant à une très nette amélioration du contraste des franges vers $X = -0,3$ mm et $-0,5$ mm par rapport au contraste pour $X = +0,3$ mm et $0,5$ mm.

REMERCIEMENTS

Je remercie Pierre CHAVEL, pour sa relecture et l'indication de la référence [4] ; et Nicolas GACHADOIT, pour son aide concernant *Maple*TM.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DETTWILLER L. « Théorie et analyse numérique de quelques processus de diffraction multiple - I : Configuration de FRAUNHOFER, avec deux fentes simples centrées ». *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, octobre 2012, vol. 106, n° 947, p. 917-942.
- [2] PELLAT-FINET P. *Optique de Fourier – Théorie métaxiale et fractionnaire*. Paris : Springer, 2009, p. 44-50.
- [3] DETTWILLER L. *Les instruments d'optique – Étude théorique, expérimentale et pratique*. 2^e édition, Paris : Ellipses, 2002, p. 87.
- [4] PELOUX M., CHAVEL P., GOUDAIL F. et TABOURY J. « Shape of diffraction orders of centered and decentered pixelated lenses ». *Appl. Opt.*, 2010, 49, p. 1054-1064.



Luc DETTWILLER
*Professeur en PC**
 Lycée Blaise Pascal
 Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme)