

7-L- Diffraction

Intro : Carte Mentale

Définition : (reprenre le livre de Taillet page 131) Pour comprendre ce qu'est la diffraction, considérons par exemple une onde plane (onde ayant la même phase dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation) que l'on envoie sur un plan opaque perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde et percé d'un trou de forme quelconque (objet diffractant). L'expérience montre qu'à la sortie du trou, l'onde n'est plus plane et son énergie a été redistribuée dans des directions différentes de la direction initiale.

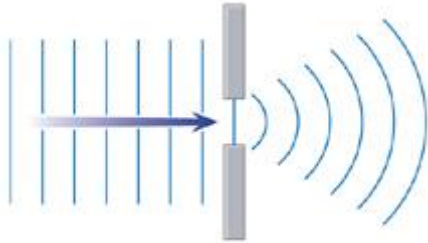


Schéma au tableau

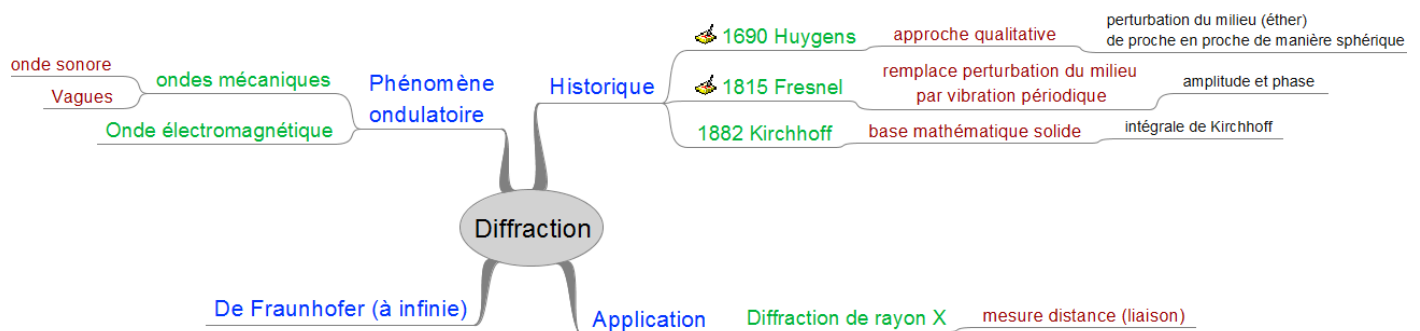
Ce phénomène est appelé diffraction et nous verrons qu'il conduit à l'élargissement des faisceaux qui traversent des ouvertures fines (de l'ordre de grandeur équivalente à la longueur d'onde de l'onde), ou à l'apparition de frange assez similaire aux franges d'interférences.

Comme vous l'avez compris ce phénomène caractérise un phénomène ondulatoire et on le retrouve pour divers types d'onde, mécanique, sonore, électromagnétique

Faire une expérience de diffraction avec des ondes sonore (on ouvre la porte et on parle, le Jury nous entend l'onde sonore ne se propage pas en ligne droite

Pareil avec l'image d'un port. Onde des vagues diffractés à l'entrée du port

Avec un Laser plus on ferme le diaphragme au lieu d'avoir un point sur l'écran on va voir une tache centrale très lumineuse entourée de tache secondaire.



Et c'est sur ces ondes électromagnétiques que nous allons nous consacrer par la suite.

Post Bac : (sans trop de calcul)

Bibliographie : J'intègre et Nathan optique ondulatoire, Optique Physique Taillet

1) Principe de Huygens-Fresnel avec les mains et la baignoire. (carte mentale)

« On peut remplacer une source par tout un tas de sources situées sur un front d'onde et qui ont la même phase et la même amplitude que l'onde incidente en chaque point de la surface »

2) Intégrale de Kirchhoff. (carte mentale)

3) Ouverture rectangulaire cas d'une fente fine. (Diffraction de Fraunhofer)

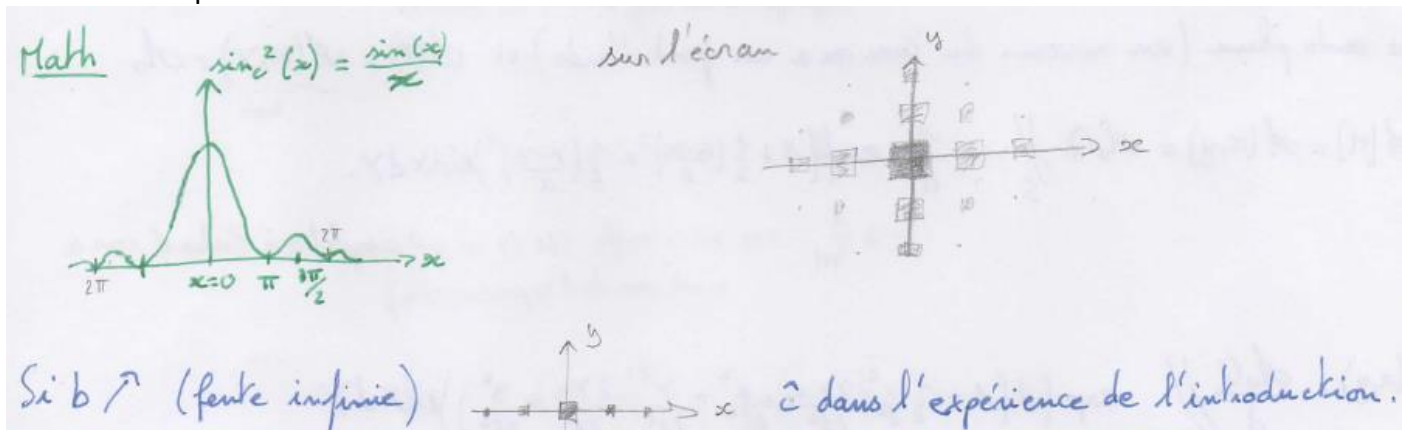
4) Limite de résolution des instruments d'optique (expérience si possible)

3) Ouverture rectangulaire cas d'une fente fine. (Diffraction de Fraunhofer)

Transition : L'intégrale de Kirchoff dans le cas d'une ouverture rectangulaire
Dans le cas de la diffraction de Fraunhofer : $d \gg \lambda$ et $d \gg x$ idem pour y

$$I(x, y) = \frac{I_0 a^2 b^2}{\lambda^2 d^2} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi y b}{\lambda d}\right)$$

Donner l'équation générale dans le cas d'une fente fine
 En mathématique un sinc a la forme suivante



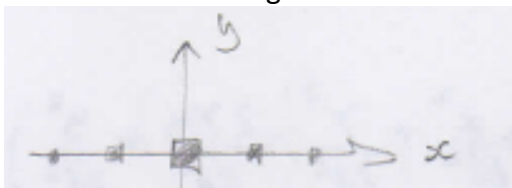
En effet si b est grand pour la position y de la première annulation diminue fortement $\frac{\pi y b}{\lambda d} = n\pi$ avec n un entier naturel $\leftrightarrow y_n = n \frac{\lambda d}{b}$

on le retrouve mathématiquement puisque $\lim_{x \rightarrow 0} \operatorname{sinc}^2(x) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin(x)^2}{x^2} = 1$

$$I(x, y) = \frac{I_0 a^2 b^2}{\lambda^2 d^2} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right)$$

Dans ce cas

On obtient donc la figure



Avec des intensités nulle $\frac{\pi x a}{\lambda d} = n\pi$ avec n un entier naturel $\leftrightarrow x_n = n \frac{\lambda d}{a}$

Remarque en TS on dit directement aux élèves que $\sin(\theta_0) \approx \theta_0 = \frac{\lambda}{a} \approx \tan(\theta_0) = \frac{x_n}{d}$

4) Limite de résolution des instruments d'optiques (expérience si possible)

Critère de Rayleigh

Cas de la lunette en TP ?

Post Bac : Version 1 (calculatoire)

Bibliographie : J'intègre et Nathan optique ondulatoire, Optique Physique Taillet

5) Explication du principe de Huygens-Fresnel avec les mains et la baignoire.

« On peut remplacer une source par tout un tas de sources situées sur un front d'onde et qui ont la même phase et la même amplitude que l'onde incidente en chaque point de la surface »

6) Intégrale de Kirchhoff.

7) Faire l'exemple pour une ouverture rectangulaire

8) (et extrapoler le résultat pour une fente) => enchaîner avec la partie péda Terminale S

Calcul pas trop mal détaillé de l'ouverture rectangulaire dans le Nathan page 137,

Remarque : il faudrait voir s'il n'est pas détaillé dans le Hprépa

Rédaction avec mes notes d'après le cours de Richard Taillet

2) Principe de Huygens - Fresnel

(comme qui tape sur l'eau)



elles doivent avoir la même phase

(plusieurs fois sur le front d'onde)

Pour un observateur qui voit pas la source on peut tromper l'observateur en tapotant avec la même amplitude et par l'observateur ça va faire comme si ça provenait de la source.

« On peut remplacer 1 source par tout un tas de sources situées sur un front d'onde et qui ont la même phase et la même amplitude que l'onde incidente en chaque point. »

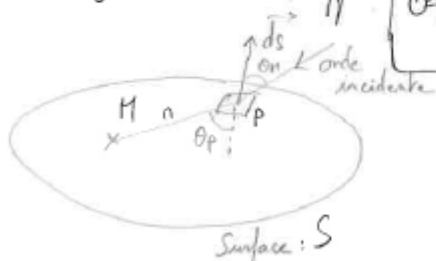
↳ On peut démontrer ce principe (on va par faire toute la démo)

Pour une onde monochromatique: $\Delta A - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} A = 0$ qui satisfait à cette équation diff (équation des ondes)

intégrale de Kirchhoff

$$A(H) = -\frac{i}{\lambda} \iint_S \frac{A(P)}{r} e^{ikr} dS$$

alors elle obéit aussi à l'intégrale de Kirchhoff.



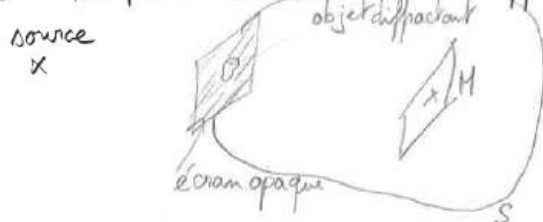
$\frac{A(P)}{r} e^{ikr}$ = Amplitude d'une onde au point P (amplitude en $\frac{1}{r}$ car onde sphérique)

$\iint_S$: on fait la somme des amplitudes des points qui font toute la surface

De manière générale ça s'écrit: $A(H) = -\frac{i}{\lambda} \iint_S \frac{A(P)}{r} e^{ikr} \left(\frac{\cos \theta_P + \cos \theta_H}{2} \right) dS$

(facteur d'inclinaison)

17 Optique Ondulatoire | En effet dans beaucoup de situation on a



ce qu'on va prendre c'est surface c'est l'écran

On en prend tous les points de la surface qui sont sur l'écran opaque (trou non considéré) l'amplitude va être nulle (car pas de lumière) → donc non nul qu'au niveau du trou

Mais il reste tout le reste de la surface? (tr) il faut étudier le comportement de l'intégrale surfacique

mais on fait simple on dit que la surface qu'on prend est infiniment grande donc l'amplitude des points de la surface (hors écran opaque et trou) sont infiniment éloignés donc leur contribution est négligeable.

Donc dans l'intégrale de Kirchhoff $A(H) = -\frac{i}{\lambda} \iint_S \frac{A(P)}{r} e^{ikr} \left(\frac{\cos \theta_P + \cos \theta_H}{2} \right) dS$

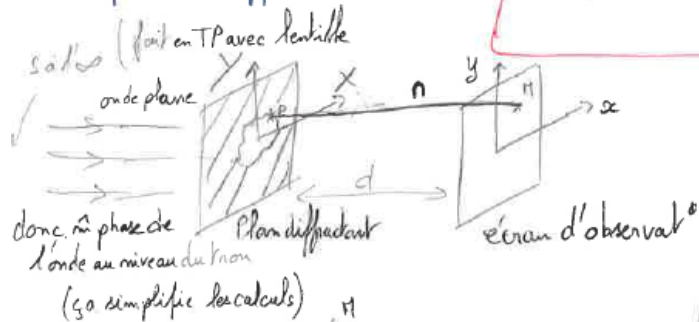
les seuls $A(P)$ non nul sont ceux qui proviennent du trou (objet diffractant)

et donc $A(H) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{\text{trou}} \frac{A(P)}{r} e^{ikr} \left(\frac{\cos \theta_P + \cos \theta_H}{2} \right) dS$

Avec toutes ces approximations :

$$\mathcal{A}(H) \approx -\frac{i}{\lambda} \iint_{\text{trou}} \frac{\mathcal{A}(P)}{n} e^{ikn} dS$$

ça se vérifie plutôt bien au TP.



nécessaire pour ce soit homogène
le terme $(-i)$ déphase d' $1/4$ de longueur d'onde

ça joue un rôle mineur car on veut l'infinité
et $i^2 = -1$.

$$\Rightarrow \mathcal{A}(x, y) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{\text{trou}} \frac{\mathcal{A}(X, Y)}{n} e^{ikn} dX dY$$

Coordonnées de $P \left(\frac{x}{d} \right)$ et $H \left(\frac{X}{d} \right)$
↳ H 0 sur l'axe

$\vec{n} = \vec{PH}$ ou $\vec{HP} = \begin{pmatrix} X-d \\ Y \\ d \end{pmatrix}$
si on va dans l'autre sens

on s'en fiche car on veut

$$n = \|\vec{PH}\| = \|\vec{HP}\| = \sqrt{(X-d)^2 + Y^2 + d^2}$$

$$\Rightarrow n = d \sqrt{1 + \left(\frac{X-d}{d}\right)^2 + \left(\frac{Y}{d}\right)^2}$$

Dans le cas de la diffraction de Fraunoffer $d \gg X$ et x idem avec Y et y

$$\Rightarrow \mathcal{A}(x, y) = -\frac{i \mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \iint_{\text{trou}} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d}(xX + yY)} dX dY$$

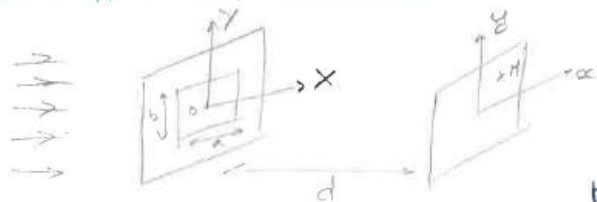
$= \cos(\dots) + i \sin(\dots)$

$T(X, Y)$ fonction de transparence : vaut 1 au niveau du trou
vaut 0 au niveau des zones opaques

$$\text{onc } \mathcal{A}(x, y) = -\frac{i \mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \iint_{\text{plan}} T(X, Y) e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d}(xX + yY)} dX dY$$

Transformé de Fourier de $T(X, Y)$

3) Diffraction par une ouverture rectangulaire



$$\mathcal{A}(x, y) = -\frac{i \mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \iint_{\text{trou}} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d}(xX + yY)} dX dY$$

$$\text{Dans ce cas : } \mathcal{A}(x, y) = -\frac{i \mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d}(xX + yY)} dX dY = e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} x X} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} y Y}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Math: } & \int_{-a/2}^{a/2} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} x X} dx \\
 &= \left[-\frac{\lambda d}{2i\pi x} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} x X} \right]_{-a/2}^{a/2} \\
 &= -\frac{\lambda d}{2i\pi x} \left(e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} \frac{a}{2} X} - e^{\frac{2i\pi}{\lambda d} \frac{a}{2} X} \right) \\
 &= -\frac{\lambda d}{2i\pi x} \left(-2i \sin\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \right)
 \end{aligned}$$

$$= -\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \int_{-a/2}^{a/2} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} (xX)} dx \int_{-b/2}^{b/2} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda d} yY} dy$$

$$= -\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \left[-\frac{\lambda d}{2i\pi x} (-2i \sin(\frac{\pi x a}{\lambda d})) \right] \left[-\frac{\lambda d}{2i\pi y} (-2i \sin(\frac{\pi y b}{\lambda d})) \right]$$

$$= -\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] \left(a \times \frac{\lambda d}{\pi x a} \sin\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \right) \left(b \times \frac{\lambda d}{\pi y b} \sin\left(\frac{\pi y b}{\lambda d}\right) \right)$$

$$\text{Math: } \text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$$

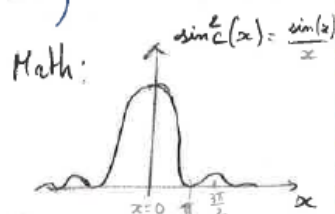
$$= -\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} ab \text{sinc}\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi y b}{\lambda d}\right)$$

$$\Rightarrow \mathcal{A}(x,y) = -\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} [e] ab \text{sinc}\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \text{sinc}\left(\frac{\pi y b}{\lambda d}\right)$$

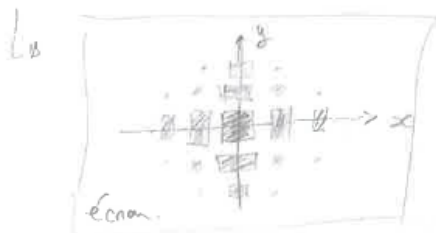
$$\text{Donc } I(x,y) = \mathcal{A}(x,y) \mathcal{A}^*(x,y) = \left(-\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} e^{i\ell} ab \text{sinc} \dots \right) \left(\frac{i\mathcal{A}_0}{\lambda d} e^{-i\ell} ab \text{sinc} \dots \right)$$

$$\text{possible } [e] = e^{i\ell} e^{-i\ell} = e^0 = 1$$

$$I(x,y) = \frac{\mathcal{A}_0^2 a^2 b^2}{\lambda^2 d^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\pi x a}{\lambda d}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\pi y b}{\lambda d}\right)$$



Qu'est-ce qu'on voit sur l'écran? On en a 2 sinc on a donc:

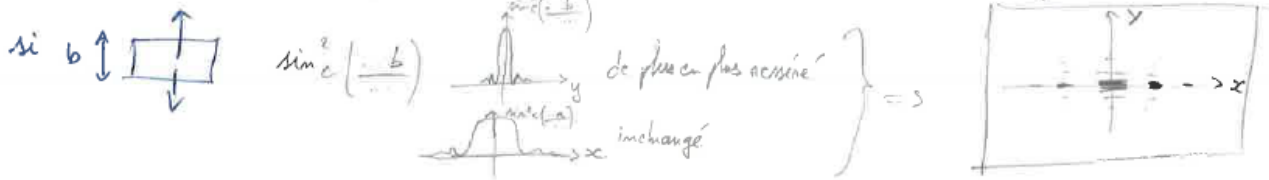


$$\text{sinc}\left(\frac{3\pi}{2}\right) = \frac{-1}{3\pi/2} = -\frac{2}{3\pi} \approx -0,21$$

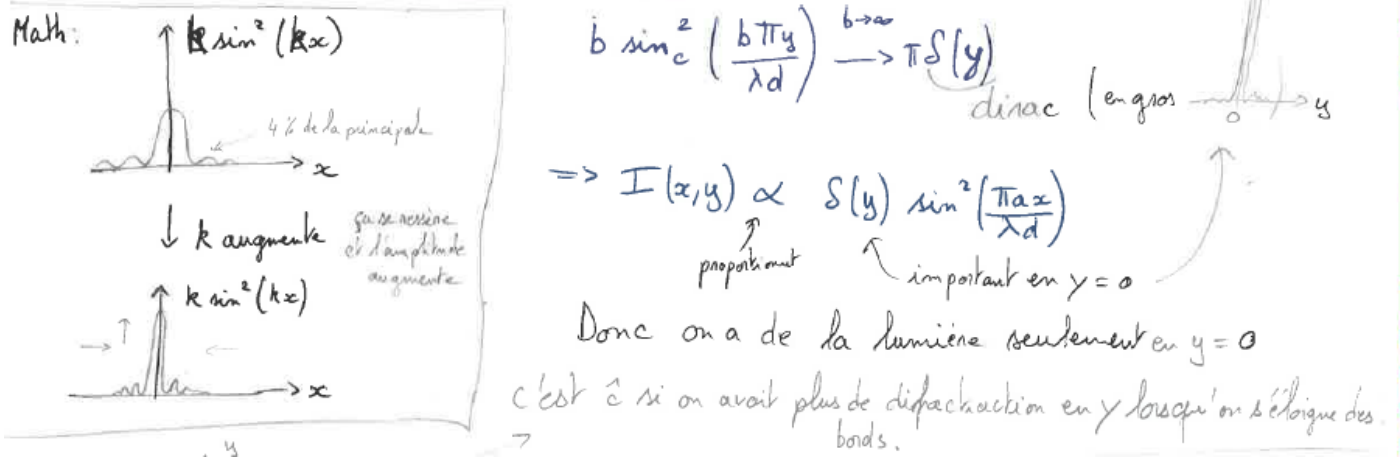
$$\text{sinc}^2\left(\frac{3\pi}{2}\right) \approx \frac{4}{9\pi^2} \approx 0,045 = 4,5\%$$

Donc le 2^{ème} pic est à une intensité de 4,5% du pic central.

Que se passe-t-il si on augmente 1 des variables c'est à dire la taille de la fente.



15) Optique Ondulatoire | 4) Cas de la fente longue: $b \rightarrow \infty$.



Post Bac (version 2):

Bibliographie : J'intègre et Nathan optique ondulatoire, Optique Physique Taillet

- 1) Explication du principe de Huygens-Fresnel avec les mains et la baignoire.
« On peut remplacer une source par tout un tas de sources situées sur un front d'onde et qui ont la même phase et la même amplitude que l'onde incidente en chaque point de la surface »
- 2) Intégrale de Kirchhoff et diffraction à l'infinie (de Fraunhofer)
- 3) Faire l'exemple pour une ouverture rectangulaire.
- 4) (et extrapoler le résultat pour une fente) $\Rightarrow$ enchaîner avec la partie péda Terminale S
Calcul pas trop mal détaillé de l'ouverture rectangulaire dans le Nathan page 137,

Partie Péda.

TS : activité expérimentale en 2 parties (2 H) en binôme

Pré-requis :

Compétence exigible : pour les deux parties

Photo avec schéma au tableau

1^{ère} partie : Démarche d'investigation (1H)

Scénario : Un vol a eu lieu au musée ... Un cheveu, d'un diamètre $50 \mu m$ a été retrouvé sur les lieux.

$\Rightarrow$ Vous êtes le principal suspect.

Objectif : Comment vous innocenter ?

Les élèves comprennent qu'il faut mesurer la taille du cheveu, mais comment faire ?

Liste du matériel à disposition (ne pas la donner, pour éviter cela donner plutôt un texte historique de technique pour la mesure d'un objet petit (compétence APP : extraire):

- fils fin de largeur connus
- écran
- Laser (rappeler les règles de sécurité)
- banc d'optique
- règle
-

Pour commencer : éclairer un fil avec un laser à grande distance et noter vos observations.

Difficultés: Le laser ne passe pas par le cheveu (leur dire de regarder le cheveu dos au laser pour la sécurité)

Aide 1 : Y a-t-il une dépendance entre l'épaisseur du cheveu et la largeur de la tache centrale ?

Aide 2 : Vous avez déjà vu l'année dernière comment réaliser une courbe d'étalonnage.

Rajouter un tableau avec les compétences évaluées

2^{ème} partie : Influence de différents paramètres sur la figure de diffraction, établissement de la relation (1H)

Questions :

- Quels paramètres sont susceptibles de modifier la largeur de la tache centrale ?
- Quelles est l'incertitude absolue lors de la mesure de ces paramètres ?
- Quelles est l'incertitude relative ? (pour se rendre compte du poids des différents paramètres et pour qu'ils proposent des améliorations afin de diminuer les incertitudes)

Aide 1 : Que se passe-t-il si l'on modifie la distance Laser-cheveu ?

Aide 2 : cheveu – écran ?

Aide 3 : l'épaisseur du cheveu ?

Aide 4 : la couleur du laser

Aide 5 : plusieurs propositions de formules pour ceux qui ont vraiment du mal.

C'est aux élèves d'associer la couleur à la longueur d'onde (pré-requis)

Rajouter un tableau avec les compétences évaluées

En classe entière, à la séance suivante, on refait le point.

Conclusion :

Pour les questions : Si on a une ouverture circulaire il faut utiliser les fonctions de Bessel
La diffraction limite la résolution des instruments optiques (critère de Rayleigh)

Voir également : convolution de deux fonctions de transparence (Sexttant) c'est plutôt bien expliqué.

1. Comment définir le contraste ? $C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ c'est une grandeur sans dimension comprise entre 0 et 1 (1 = max de contraste) on le retrouve dans la formule de Fresnel $I(M) = I_{\text{moyen}} (1 + C \cos(\Delta\varphi(M)))$ pour les interférences.
2. Pour distinguer 2 taches sur quel paramètre faut-il jouer ?
3. Pourquoi ne le faisons- nous pas sur Terre ? perturbation du à l'atmosphère (optique adaptative)

Annexe (Nathan optique – PC-PC*)

Calculons l'amplitude diffractée par cette pupille dite rectangulaire :

$$a_{\text{diffractée}}(M) = \underline{K} e^{i\omega t} \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy = \underline{K} e^{i\omega t} \int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} e^{-i(k_x x)} dx \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} e^{-i(k_y y)} dy$$

$$\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} e^{-i(k_x x)} dx = \frac{e^{-i(k_x \frac{a}{2})} - e^{i(k_x \frac{a}{2})}}{-i k_x} = 2 \frac{\sin k_x \frac{a}{2}}{k_x} = a \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right)$$

$$a_{\text{diffractée}}(M) = \underline{K} e^{i\omega t} a \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right) b \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right)$$

$$I_{\text{diffractée}}(M) = C \left(a \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right) \right)^2 \left(b \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right) \right)^2$$

On ne peut pas accéder à la constante C car nous ne connaissons pas la constante de proportionnalité pour l'intensité. Cela ne serait, de toute façon, d'aucune utilité. On préfère se référer au point de l'écran où l'intensité est maximale : $I(0, 0) = C a^2 b^2$.

$I_{\text{diffractée}}(k_x, k_y) = I(0, 0) \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right)^2 \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right)^2$ pour une pupille plane rectangulaire de surface ab .

L'étude de la fonction sinus cardinal et de son carré est donnée dans l'annexe « Éléments de mathématiques ». Étant donné la décroissance extrêmement rapide du carré de sinus cardinal (figure 4a et 4b), quand on fait l'expérience, on observe une **sorte de croix** (figure 5).

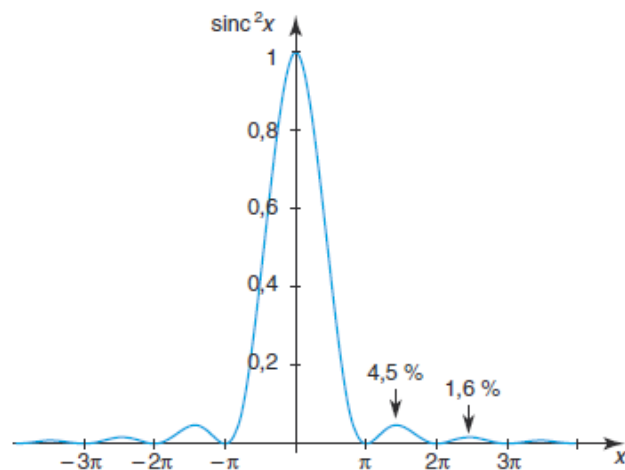
La période en k_x des annulations de $\text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right)$ est $\frac{2\pi}{a}$; la période en k_y des annulations de $\text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right)$ est $\frac{2\pi}{b}$.

$k_x = -\frac{2\pi n}{\lambda} \left(\frac{x_2}{f'_2} + \frac{x_1}{f'_1} \right)$ d'où une période en x_2 : $\lambda \frac{f'_2}{na}$;

$k_y = -\frac{2\pi n}{\lambda} \left(\frac{y_2}{f'_2} + \frac{y_1}{f'_1} \right)$ d'où une période en y_2 : $\lambda \frac{f'_2}{nb}$. Dans l'air, $n = 1$.

Fig. 4

a) Graphe de $y = \text{sinc}^2 x$



b) Représentation 3D de $\text{sinc}^2 \frac{k_x a}{2} \text{sinc}^2 \frac{k_y b}{2}$

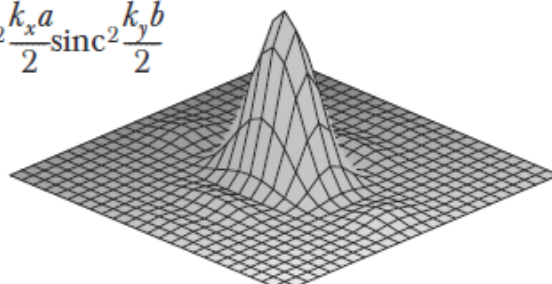
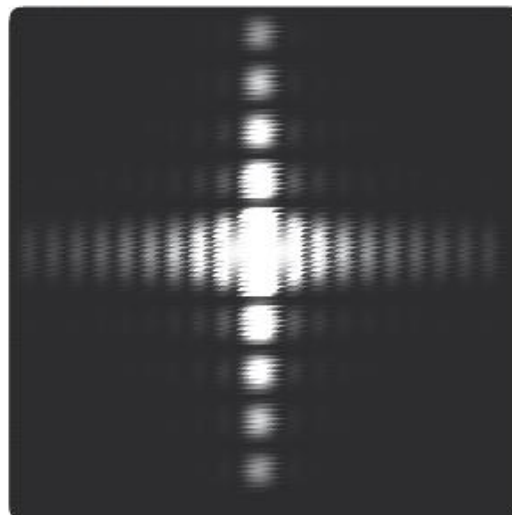


Fig. 5

Diffraction par une pupille rectangulaire



On peut dire que la figure de diffraction possède une **tache centrale** en forme de rectangle, tache centrée sur l'image géométrique de la source, d'extensions spatiales dans l'air : $2\lambda \frac{f'_2}{a}$ selon $F'_2 x_2$ et $2\lambda \frac{f'_2}{b}$ selon $F'_2 y_2$. Les maxima secondaires ont une largeur moitié de celle de la tache centrale. L'intensité des premiers maxima secondaires ne vaut plus que 4,5 % de l'intensité maximale obtenue en l'image géométrique de la source.

Les extensions angulaires de la tache centrale de diffraction pour un rectangle de surface ab : $2 \frac{\lambda}{a}$ et $2 \frac{\lambda}{b}$ selon les deux directions concernées. La tache centrale est deux fois plus grande que les taches secondaires. Les détails les plus petits dans la pupille donnent les effets les plus grands dans la figure de diffraction.

Quand on observe à l'infini sans lentille, en fait à très grande distance D , il suffit de remplacer dans les formules la distance focale par D , d'où l'intérêt de retenir pour la tache centrale les formules donnant les extensions angulaires plutôt que les distances.

3.1.2. Cas limite de la fente infiniment fine

On utilise souvent dans les expériences des diaphragmes de type fente, c'est-à-dire un rectangle tel que $a \gg b$ ou $a \ll b$. Pour effectuer les calculs, on va modéliser la fente réelle par une fente infiniment fine en faisant tendre l'une des deux dimensions vers l'infini (ici b) et l'autre vers 0 tout en maintenant le produit ab constant.

Quand b tend vers l'infini, $b \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right)$ se comporte comme une fonction de Dirac car elle tend vers l'infini en $k_y = 0$ et sa largeur $\frac{4\pi}{b}$ tend vers 0. Elle est nulle partout ailleurs.

$$\text{Pour } k_y \neq 0, \quad \lim_{b \rightarrow \infty} b \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right) = 0$$

Reprenons les calculs de la pupille rectangulaire avec $a \ll b$.

$$\underline{a}_{\text{diffractée}}(k_x, k_y) = \underline{K} e^{i\omega t} a \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right) b \text{sinc}\left(k_y \frac{b}{2}\right)$$

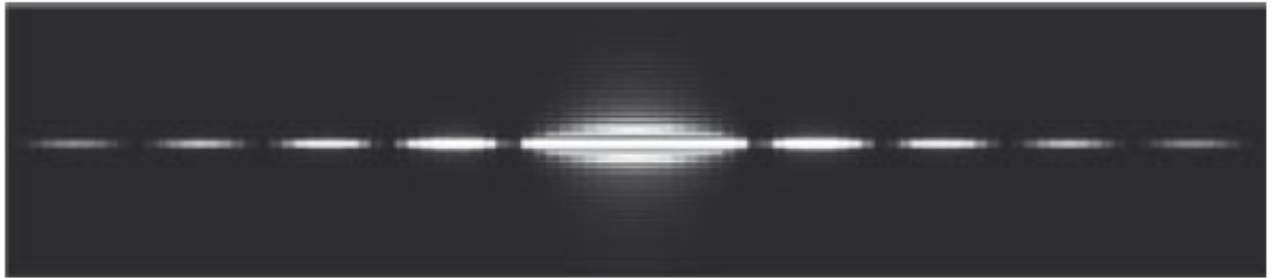
Finalement :

$$\begin{aligned} \underline{a}_{\text{diffractée}}(k_x, 0) &= \underline{K} e^{i\omega t} a b \text{sinc}\left(k_x \frac{a}{2}\right), \\ \underline{a}_{\text{diffractée}}(k_x, k_y) &= 0 \quad \text{si } k_y \neq 0, \end{aligned}$$

$$I_{\text{diffractée}}(k_x, 0) = I(0, 0) \text{sinc}^2\left(k_x \frac{a}{2}\right),$$

$$I_{\text{diffractée}}(k_x, k_y) = 0 \text{ si } k_y \neq 0.$$

Diffraction par une fente infiniment fine



Nous observons sur l'écran une figure de diffraction (figure 6) qui s'étend linéiquement dans une direction perpendiculaire à la direction de la fente. En effet, la fente est selon Oy car $a \ll b$; la figure s'étend selon un axe parallèle à F'_2x_2 car il n'y a de la lumière que pour $k_y = 0$ donc pour $y_2 = -\frac{f'_2 y_1}{f'_1}$ fixé.

Ce résultat n'est pas surprenant, cela ne diffracte plus dans la direction F'_2y_2 car la pupille est de longueur infinie selon Oy , c'est-à-dire de longueur $b \gg \lambda$.

Quand la largeur a de la fente varie et augmente (voir figure 7), l'intensité est non nulle dans une région de plus en plus petite qui correspond à l'image géométrique de la source. Quand la largeur a de la fente varie et diminue, l'intensité est non nulle dans une région de plus en plus grande.

Influence de la longueur de la fente

