



10. Interférences par division de front d'onde

10.1 Les trous d'Young

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la possibilité d'avoir des interférences par division d'amplitude, ce que l'on réalisait typiquement avec un dioptre optique ou une lame semi-réfléchissante. Nous allons ici nous intéresser à un autre type d'interférences, qui correspondent à l'une des premières expériences menées par Thomas Young : les interférences par division de front d'onde.

Définition On dit que l'on a des interférences par division de front d'onde lorsque les deux rayons qui interfèrent sont issus de deux rayons distincts qui émergent de la source.

10.1.1 Observations expérimentales

L'expérience des trous d'Young peut être réalisée à partir d'une source ponctuelle monochromatique (en général, un laser ou une fente source), avec laquelle on éclaire une plaque percée de deux trous. On observe alors des franges superposées à une figure de diffraction, comme cela est visible sur la figure suivante :

On observe alors deux phénomènes :

Diffraction

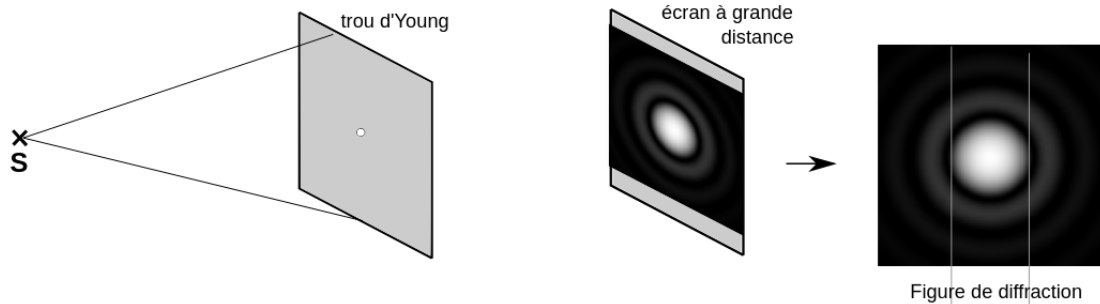
Le premier phénomène est un phénomène de diffraction, qui se produit également lorsque l'on n'a qu'un seul trou. En effet, le trou diffracte la lumière dans un cône qui est d'autant plus large que le trou a un diamètre petit devant la longueur d'onde de l'onde considérée. On rappelle la propriété suivante :

Propriété — Diffraction par un trou. La diffraction de la lumière par un objet de taille ℓ dévie les rayons dans un cône de largeur angulaire :

$$\theta \sim \frac{\lambda}{\ell} \quad (10.1)$$

où λ est la longueur d'onde de l'onde lumineuse considérée. Pour un trou, la figure a l'allure d'un cercle central entouré d'anneaux brillants successifs.

UN trou : diffraction



DEUX trous : diffraction + interférences

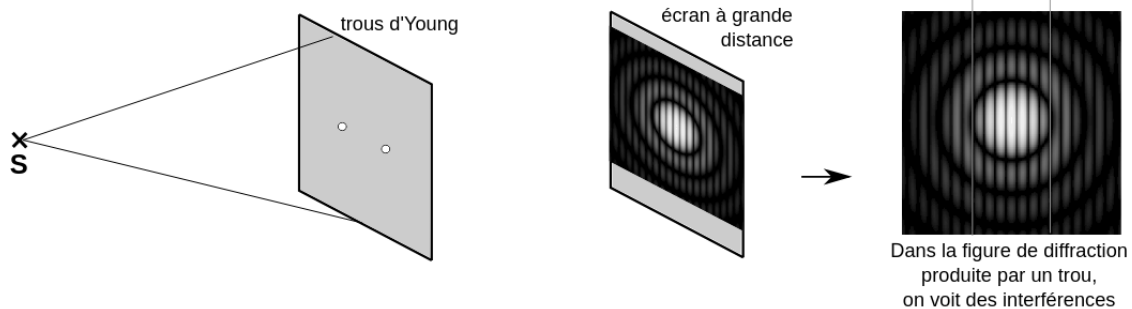


FIGURE 10.1 – Observations réalisées à l’aide de l’expérience des trous d’Young. On constate un phénomène d’interférences, mais également un phénomène de diffraction. Source de cette figure et quasiment toutes les suivantes : ploy de cours de Etienne Thibierge.

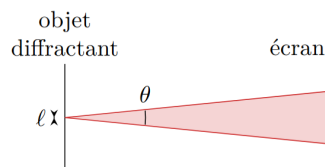


FIGURE 10.2 – Phénomène de diffraction.

Interférences

Les interférences n’apparaissent que lorsque l’on a au moins deux trous. Ceci est dû à la présence de deux rayons lumineux qui vont interférer en tout point M de l’espace :

- Le rayon issu de S , qui passe par le trou S_1 , et est diffracté par ce trou vers le point M .
- Le rayon issu de S , qui passe par le trou S_2 , et est diffracté par ce trou vers le point M .

Ces deux rayons peuvent interférer si et seulement si M se trouve dans les cônes de diffraction des deux trous, ce qui correspond au champ d’interférences :

Définition Pour l’expérience des trous d’Young, on appelle champ d’interférences la zone de l’espace dans laquelle les ondes diffractées par chacun des deux trous se superposent.

Dans le champ d’interférences, on va observer des interférences dues à la différence de marche entre les trajets de chacun des rayons lumineux. Ceci se comprend intuitivement par le schéma historique de Thomas Young, dont une version moderne est présentée en figure 10.3.

En tout point M du champ d’interférences, il existe deux et seulement deux rayons issus de la source primaire S qui atteignent le point M . On en déduit que les interférences se produisent en tout point de l’espace, sans brouillage lié à la position du point M . Ainsi :

Propriété — Localisation des interférences. Les interférences par division de front d’onde ne

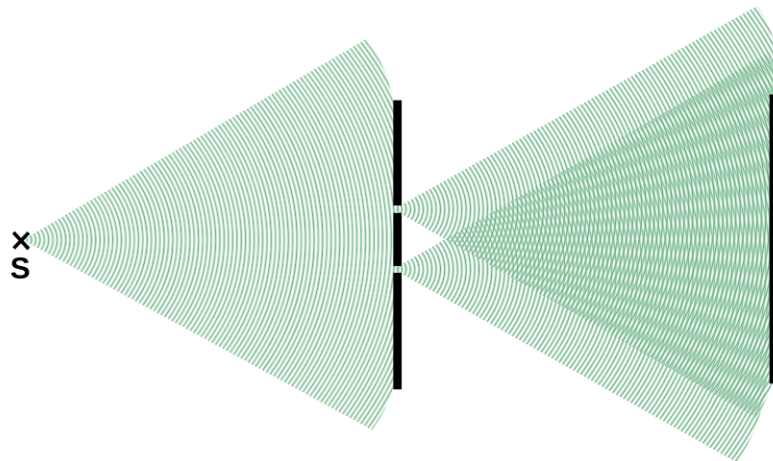


FIGURE 10.3 – Schéma des fronts d'onde dans l'expérience des trous d'Young. La largeur angulaire des deux cônes de droite correspond à l'angle θ de diffraction du schéma précédent, et le champ d'interférences est la superposition de ces deux cônes.

sont jamais localisées : elles sont visibles en tout point de l'espace.

En pratique, bien que l'on constate que le phénomène de diffraction soit essentiel pour permettre les interférences, nous ne nous attacherons pas à sa description dans la suite de ce cours. Nous allons nous concentrer sur les interférences, et l'apparition des franges brillantes et sombres sur l'écran.

10.1.2 Figure d'interférences

Interférences à grande distance

Nous allons d'abord nous intéresser au cas d'interférences qui se produisent sur un écran situé à une distance D , grande mais finie, de la source lumineuse. Il s'agit d'un rappel de MPSI.

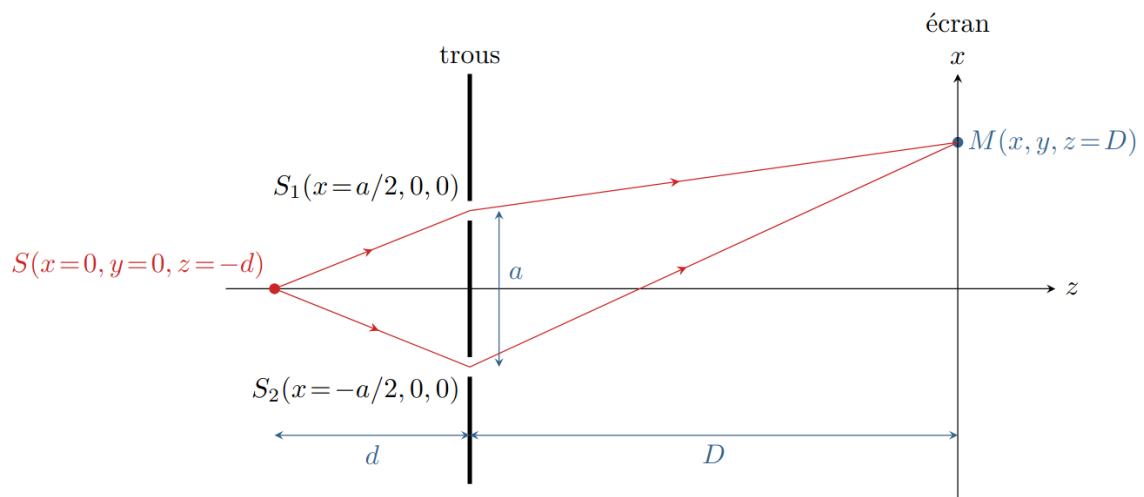


FIGURE 10.4 – Schéma de l'expérience des trous d'Young, où l'on observe les interférences à une distance finie D des trous.

Capacité exigible 1 Monter que la différence de marche s'écrit :

$$\delta = \frac{ax}{D} \quad (10.2)$$

Interférences à l'infini

Il est également possible d'observer les interférences produites à l'infini de la même manière qu'avec l'interféromètre de Michelson : on regarde la figure d'interférences en plaçant l'écran dans le plan focal image d'une lentille située après les fentes.

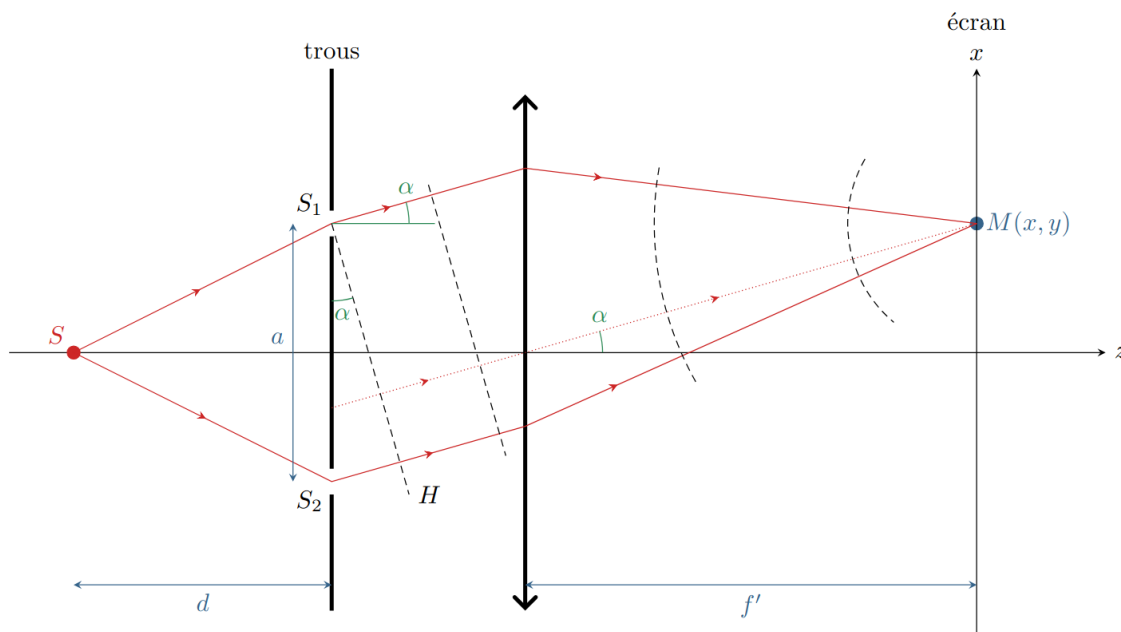


FIGURE 10.5 – Schéma de l'expérience des trous d'Young, où l'on observe les interférences à l'infini à l'aide d'une lentille. Les lignes en pointillés représentent des surfaces d'onde inverses, c'est-à-dire les surfaces d'onde qui correspondraient à une onde lumineuse émise en M . Ce ne sont pas des vraies surfaces d'onde (sinon il n'y aurait pas d'interférences en M).

Capacité exigible 2 Monter que la différence de marche s'écrit :

$$\delta = \frac{ax}{f'} \quad (10.3)$$

Dans la démonstration, on s'aidera notamment des propriétés sur les fronts d'onde vues au chapitre sur le modèle scalaire des ondes, et du principe de retour inverse de la lumière, qui se traduit en terme de chemin optique :

Théorème — Principe de retour inverse de la lumière. Si la lumière allait du point d'observation vers la source, alors les rayons lumineux seraient les mêmes. Il y a donc égalité des chemins optiques entre deux points A et B quel que soit le sens de parcours :

$$(AB) = (BA) \quad (10.4)$$

■ **Démonstration** La première phrase est un postulat vu en MPSI. La seconde se démontre simplement par la définition du chemin optique : les rayons direct et inverse étant identiques, ils parcourent la même distance dans des milieux de même indice optique n . ■

Interfrange et ordre d'interférences

A partir de l'expression de la différence de marche, on peut retrouver l'allure de la figure d'interférences : il s'agit de franges verticales, d'égale épaisseur (analogue à la configuration du Michelson en coin d'air). Cette configuration aurait aussi pu être retrouvée par une analyse similaire à celle faite à la fin du chapitre 8, en remarquant que l'on a deux sources secondaires ponctuelles qui émettent en phase.

Pour caractériser la figure, on définit l'interfrange :

Définition — Interfrange. On appelle interfrange la distance qui sépare le centre de deux franges brillantes (ou sombres) successives. On a alors :

$$\varphi(x+i) = \varphi(x) + 2\pi \quad (10.5)$$

$$p(x+i) = p(x) + 1 \quad (10.6)$$

$$\delta(x+i) = \delta(x) + \lambda \quad (10.7)$$

 **Capacité exigible 3** Exprimer l'interfrange i en fonction de a, λ et D ou f' (selon la configuration), puis exprimer l'ordre d'interférence p en fonction de i et x .

10.2 Cohérence et perte de contraste

10.2.1 Cohérence temporelle

De la même manière qu'avec l'interféromètre de Michelson, la source n'est pas forcément constituée d'une unique fréquence. Elle a un temps de cohérence τ_c qui peut provoquer un brouillage des interférences. Ce temps de cohérence se traduit également par une longueur de cohérence, $\ell_c = c\tau_c$, représentant la longueur d'un train d'onde émis par la source.

Source polychromatique

On modélise une source émettant à différentes longueurs d'ondes de la manière suivante :

Propriété Une source non monochromatique peut être modélisée comme une collection de sources monochromatiques incohérentes, l'intensité totale étant la somme des intensités issues de chaque source.

 **Capacité exigible 4** Déterminer la variation de l'ordre d'interférence, Δp , provoquée en un point M de l'écran par une variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ de la source.

On utilisera alors un critère de brouillage basé sur l'ordre d'interférence. En effet, lorsque l'on superpose des franges avec un écart d'ordre $\Delta p \neq 0$, les franges vont avoir tendance à se brouiller. Ce brouillage est total pour $\Delta p = 1$, et inexistant pour $\Delta p = 0$. On choisira donc $\Delta p = \frac{1}{2}$, de manière arbitraire, comme critère de brouillage :

Propriété — Critère de brouillage. On peut considérer qu'il y a brouillage des interférences lorsque deux figures d'interférences se superposent avec un décalage de l'ordre d'interférence $\Delta p \geq \frac{1}{2}$.

 Ce critère a ses limites, en effet, il ne prend pas en compte le fait que pour des décalages d'ordre entiers et supérieurs à $\frac{1}{2}$, les interférences peuvent se superposer sans se brouiller. Par exemple, ce critère ne permet pas d'expliquer des phénomènes tels que des figures d'interférences en "battements" pour les doublets comme nous l'avons vu avec l'interféromètre de Michelson. Le critère de brouillage est cependant utile pour les trous d'Young, qui ne permettent de toute façon de voir qu'un nombre limité de franges d'interférences et ne sont pas adaptés à l'observation de ce type de phénomène.

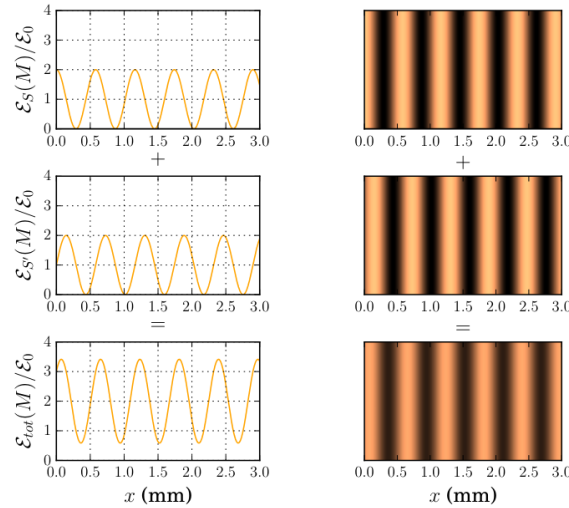


FIGURE 10.6 – Superposition de deux figures d'interférences avec un décalage d'ordre d'environ 0.2.

Considérons alors une source qui a une longueur d'onde moyenne λ_0 et une largeur spectrale $\Delta\lambda_0$. Elle peut se modéliser par une infinité de sources dont les longueurs d'onde sont comprises entre $\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda_0}{2}$ et $\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda_0}{2}$. L'écart maximal entre λ et la longueur d'onde moyenne est alors $\Delta\lambda = \frac{\Delta\lambda_0}{2}$.

On en déduit alors directement qu'il y a brouillage des interférences si :

$$\Delta p \geq \frac{1}{2} \Leftrightarrow x \geq \frac{\lambda_0^2 D}{2a\Delta\lambda_0} \quad (10.8)$$

En d'autres termes :

Propriété Dans le dispositif des fentes d'Young, un élargissement spectral de la source produit un brouillage des interférences au-delà d'une distance maximale :

$$x_{max} = \frac{\lambda_0^2 D}{a\Delta\lambda_0} \quad (10.9)$$

où λ_0 et $\Delta\lambda_0$ sont la longueur d'onde moyenne et la largeur spectrale de la source.

Interprétation avec le modèle des trains d'onde

On peut également utiliser le modèle des trains d'ondes : pour que deux ondes puissent interférer, la différence de marche doit être inférieure à la longueur de cohérence de la source, ℓ_c .

Capacité exigible 5 Retrouver le résultat précédent à partir du modèle des trains d'onde. Peut-on observer la perte de cohérence temporelle à l'aide d'un laser ? Et en lumière blanche ?

De la même manière que pour le Michelson en coin d'air, en présence de lumière blanche, on observe les teintes de Newton. Au delà de quelques franges colorées, on a un brouillage des interférences par perte de cohérence temporelle, et on observe un blanc d'ordre supérieur.

R En pratique, pour les sources très cohérentes comme le doublet du sodium, ou une raie du mercure, la longueur de cohérence est trop grande pour que l'on puisse observer la perte de cohérence temporelle : l'extension de la figure d'interférences est limitée par la figure de diffraction. C'est donc l'interféromètre de Michelson qui reste l'outil privilégié pour la spectroscopie.

10.2.2 Cohérence spatiale

Nous allons maintenant nous intéresser à ce qui se passe lorsque la source lumineuse n'est plus ponctuelle, mais étendue :

- Pour l'interféromètre de Michelson, nous avons vu que cela conduisait à la localisation des interférences. Il faut alors observer les interférences au bon endroit (à l'infini en lame d'air, sur les miroirs en coin d'air) ;
- Ici, les interférences sont non localisées. Mais comme nous allons le voir, l'extension spatiale de la source va tout de même provoquer un brouillage partiel des interférences.

Nous adoptons la modélisation suivante d'une source étendue :

Propriété Une source étendue peut être modélisée comme une collection de sources ponctuelles incohérentes, l'intensité totale étant la somme des intensités issues de chaque point source.

R Cette modélisation est très similaire à la modélisation que nous avons adopté pour une source ponctuelle à plusieurs fréquences. Cette fois, ce n'est pas la fréquence de la source qui varie, mais sa position. Le principe de modélisation reste le même.

On va donc désormais étudier ce qui se passe lorsque la source est étendue. La source peut être étendue selon deux directions :

- Direction (Oy) perpendiculaire au plan des schémas. Dans ce cas, les chemins optiques entre la source primaire et les sources secondaires, (SS_1) et (SS_2) , changent mais restent égaux. Il n'y a pas d'effet sur les interférences. Ceci, en revanche, augmente la luminosité des interférences, on a donc tout intérêt à choisir une source étendue selon cette direction (typiquement en utilisant une fente source verticale) ;
- Direction (Ox) dans le plan des schémas et perpendiculaire à l'axe optique. Dans ce cas, on a une variation de chemin optique. Nous allons nous concentrer sur ce cas dans la suite du cours.

Source ponctuelle excentrée

Puisque la source étendue est constituée d'un ensemble de sources ponctuelles, nous allons commencer par étudier une source ponctuelle, mais qui ne se trouve plus à égale distance des deux trous d'Young. La source est repérée par sa coordonnée X le long de l'axe (Ox) .

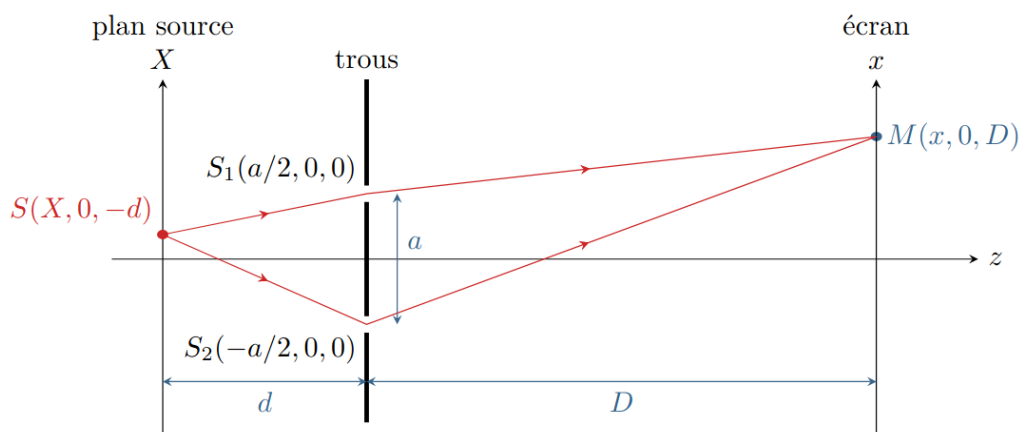


FIGURE 10.7 – Schéma de l'expérience des trous d'Young, avec une source décalée selon (Ox) .

Si on réalise l'expérience, on constate que l'on a toujours des franges avec le même interfrange i , mais elles sont décalées.

 **Capacité exigible 6** Montrer ce résultat et déterminer la position de l'ordre d'interférences $p = 0$ en fonction de X . Déterminer l'ordre d'interférences en $x = 0$.

Critère de brouillage pour une source étendue

On considère désormais une source étendue de largeur b entre les positions $X = -b/2$ et $X = +b/2$.

 **Capacité exigible 7** A partir du critère de brouillage des interférences, déterminer à partir de quelle largeur b de la source les interférences sont brouillées.

On en déduit la condition suivante de brouillage des interférences sur la largeur angulaire de la source :

Propriété — Critère de perte de cohérence spatiale. Dans le cas d'une source étendue, on va avoir brouillage des interférences lorsque l'angle $\theta_S \approx \frac{b}{a}$ sous lequel est vu la source depuis les trous d'Young dépasse une valeur critique :

$$\theta_{S,lim} = \frac{\lambda}{a} \quad (10.10)$$

Le brouillage est uniforme sur l'écran, et on dit alors que l'on a perte de cohérence spatiale.

 On peut remarquer que cet angle limite correspond à l'angle auquel la lumière serait diffractée par les trous d'Young si elle se propageait en sens inverse. De plus, on remarque aussi que le brouillage est uniforme, ce qui n'était pas le cas lorsqu'on a perte de cohérence temporelle.

Encart — Mesure du diamètre de Alpha Orionis par perte de cohérence spatiale. Le phénomène de brouillage des franges d'interférences est souvent vu comme un inconvénient duquel on souhaite s'affranchir. Mais certains scientifiques ont su en tirer parti pour mesurer des distances très faibles !

Dans l'expérience des trous d'Young, connaissant l'écart des trous a à partir duquel on a brouillage des interférences, on peut directement remonter à la largeur angulaire de la source, et donc à une estimation de la largeur de la source.

Le même protocole a été exécuté en 1921 par Michelson et Pease pour mesurer le diamètre de l'étoile Alpha Orionis. En guise de trous d'Young, ils ont sélectionné deux rayons lumineux issus de l'étoile à l'aide de deux miroirs séparés d'une distance a de plusieurs mètres, qu'ils ont ensuite recombinaés pour observer les franges d'Young. Ils ont alors ajusté l'écartement a entre les miroirs pour se placer à la limite du brouillage des interférences, et en ont déduit la largeur angulaire de la source. La distance d entre l'étoile et le système solaire étant connue par des méthodes de parallaxe, on en déduit facilement la taille de l'étoile.

La prouesse technique de cette expérience doit être saluée, en effet il a fallu avoir une distance de plusieurs mètres entre les miroirs, mais s'assurer que la différence de marche entre les deux chemins optiques n'excédait pas quelques microns (la longueur de cohérence de la lumière émise par l'étoile).

Pour aller plus loin : calcul exact du facteur de contraste

Les propriétés et démonstrations présents dans cette partie ne sont pas exigibles.

Il est possible de s'affranchir du critère arbitraire de brouillage en calculant directement l'intensité lumineuse sur l'écran pour une source étendue, et de déterminer son contraste.

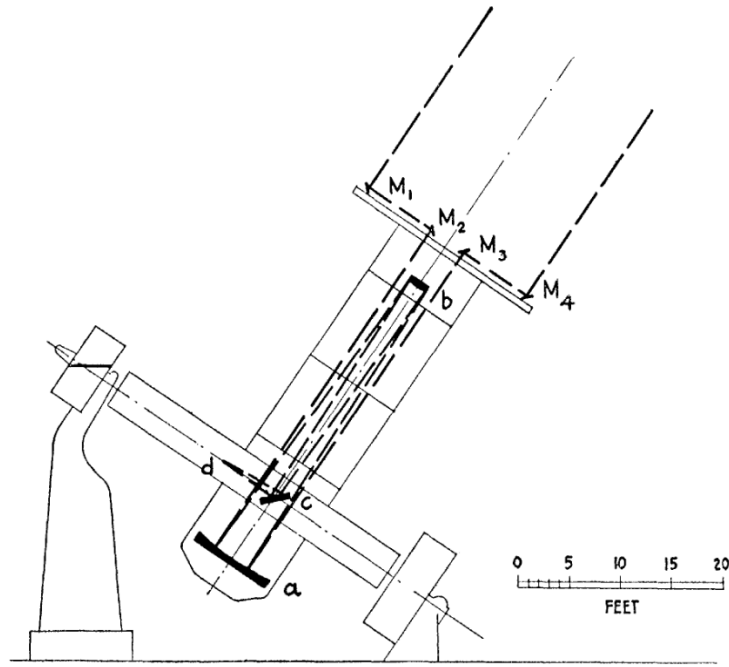


FIG. 1

FIGURE 10.8 – Figure de l'article original de Michelson et Pease montrant le dispositif expérimental, installé à l'observatoire du mont Wilson. Source : Michelson, A. A., & Pease, F. G. (1921). *Measurement of the diameter of Alpha-Orionis by the interferometer*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 7(5), 143-146.

Propriété — Contraste des franges en fonction de la largeur de la source. On peut montrer que l'intensité sur l'écran s'écrit :

$$I_{tot} = I_0 \left(1 + C(b) \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right) \right) \quad (10.11)$$

où le facteur de contraste est fonction de la largeur b de la source :

$$C(b) = \text{sinc} \left(\frac{\pi ab}{\lambda d} \right) \quad (10.12)$$

■ **Démonstration** Pour obtenir cette expression, on découpe la source étendue, émettant une intensité I_0 en une somme de sources de largeur dX et d'intensité $dI = I_0 \frac{dX}{b}$. Alors comme ces sources sont toutes incohérentes, les figures d'interférences associées s'ajoutent :

$$I_{tot} = \int_{-b/2}^{b/2} I_0 \frac{dX}{b} [1 + \cos(2\pi p_x(M))] \quad \text{avec} \quad p_x(M) = \frac{aX}{\lambda d} + \frac{ax}{\lambda D} \quad (10.13)$$

$$= I_0 + \frac{\lambda d}{2\pi ab} \left[\sin \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \left(\frac{X}{d} + \frac{x}{D} \right) \right) \right]_{-b/2}^{b/2} \quad (10.14)$$

On peut alors utiliser la formule :

$$\sin p - \sin q = 2 \sin \frac{p-q}{2} \cos \frac{p+q}{2} \quad (10.15)$$

pour remarquer que :

$$\left[\sin \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \left(\frac{X}{d} + \frac{x}{D} \right) \right) \right]_{-b/2}^{b/2} = 2 \sin \left(\frac{\pi ab}{\lambda d} \right) \cos \left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \right) \quad (10.16)$$

On obtient alors directement le résultat à prouver, en reconnaissant la différence de marche $\delta = \frac{a}{x}D$.

■

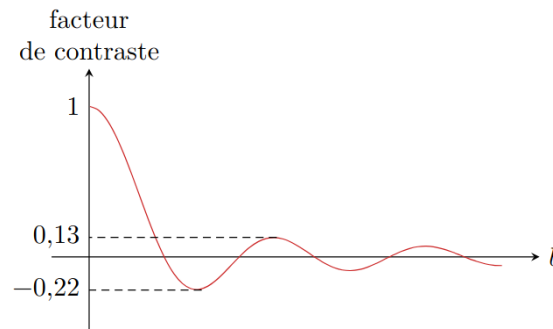


FIGURE 10.9 – Facteur de contraste en fonction de la largeur de la fente source.

On constate clairement que le facteur de contraste est une fonction continue de la largeur de la source b : il n'est pas égal à 1 en dessous du critère de brouillage et à 0 au-dessus de ce critère. Il diminue progressivement (en valeur absolue), au fur et à mesure que l'on augmente la largeur de la fente. On observe des annulations de contraste (brouillage total des interférences) pour certains valeurs bien particulières de la largeur b de la source lumineuse. Nous pourrions observer ces annulations de contraste en TP.

10.3 Réseaux : interférences à N ondes

10.3.1 Définition

On s'intéresse maintenant à des interférences provoquées non plus par deux sources secondaires, mais par un grand nombre de source secondaires régulièrement espacées. Ceci nous permet, par exemple, d'étudier le comportement de certains objets qui présentent une périodicité spatiale lorsqu'ils sont éclairés par la lumière.

Définition On appelle réseau optique un instrument constitué d'une série de motifs identiques, répétés périodiquement, permettant la réflexion ou la transmission d'ondes lumineuses.

La répétition est caractérisée par la période spatiale du réseau a , appelée pas du réseau, ou par la fréquence spatiale $n = \frac{1}{a}$, usuellement nommée nombre de traits par millimètre.

Dans ce cours, nous nous limiterons exclusivement à un réseau dit en transmission (la lumière traverse le réseau). Par ailleurs, nous allons supposer que le réseau est constitué d'un grand nombre $N \gg 1$ de trous similaires aux trous d'Young.

Les réseaux étant des dispositifs d'interférences par division du front d'onde, les théorèmes précédemment vus s'appliquent et les interférences ne sont pas localisées. On peut donc observer les interférences partout. Cependant, nous nous limiterons à l'étude des interférences à l'infini en supposant que l'on a une source lumineuse à l'infini. Pour cela, nous pouvons tout simplement placer une source ponctuelle au foyer objet d'une lentille, et le dispositif d'observation au foyer image d'une autre lentille.

10.3.2 Formule des réseaux

On étudie donc un réseau constitué d'une série de fentes infiniment fines, espacées d'un pas a , éclairées par une incidence θ_i . On considère les interférences se produisant entre les rayons émergents qui sont diffractés avec un angle θ_r par rapport à la normale, comme indiqué sur le schéma ci-dessous.

R Le calcul faisant intervenir des angles algébriques, il est toujours plus simple de les dessiner positifs sur le schéma. Ceci permet d'éviter facilement toute erreur de signe.

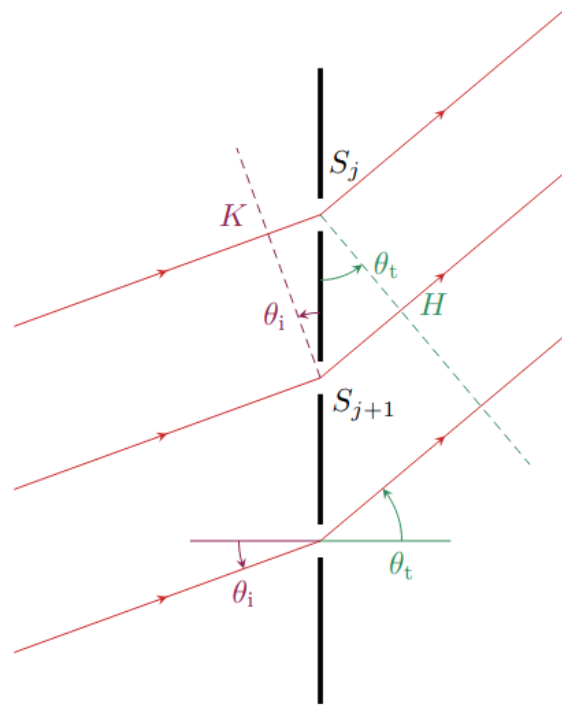


FIGURE 10.10 – Schéma de la situation.

Capacité exigible 8 Déterminer la différence de marche à l'infini δ entre les ondes diffractées par deux motifs consécutifs.

On peut alors remarquer que les motifs sont régulièrement espacés, ainsi :

Propriété Soit un réseau contenant N motifs. Si on numérote les motifs dans l'ordre, en un point d'observation, les phases $(\varphi_i)_{i \in \llbracket 1, N \rrbracket}$ des rayons diffractés par chacun des motifs forment une suite arithmétique de raison $2\pi \frac{\delta}{\lambda}$:

$$\varphi_{i+1} = \varphi + 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \quad (10.17)$$

On en déduit que :

Propriété Les rayons issus d'un réseau interfèrent constructivement à l'infini si et seulement si les rayons issus de deux motifs successifs interfèrent constructivement.

Capacité exigible 9 En déduire une condition d'interférences constructives sur les réseaux à l'infini.

Théorème — Formule des réseaux. Les raies brillantes en sortie d'un réseau apparaissent dans les directions θ_t que :

$$\exists p \in \mathbb{Z}, \sin \theta_t - \sin \theta_i = \frac{p\lambda}{a} \quad (10.18)$$

p est alors appelé l'ordre de la raie.

On peut observer une construction géométrique permettant de déterminer la position des différents ordres sur la figure suivante. On remarquera que :

- Il existe un nombre fini de raies brillantes
- Les ordres limites p_{min} et p_{max} ne sont pas nécessairement opposés si le réseau n'est pas éclairé en incidence normale.

10.3.3 Largeur des raies brillantes

Pour l'instant, nous avons considéré exclusivement les directions pour lesquelles les interférences sont exactement constructives. Pour les interférences à deux ondes, nous avons vu qu'entre ces pics, nous avons des franges sombres de même largeur que les franges brillantes, ce qui s'expliquait par la relation :

$$I_{tot} = I_0 \left(1 + \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right) \right) \quad (10.19)$$

(Application de la formule de Fresnel pour $I_1 = I_2 = I_0$).

Qu'en est-il lorsque l'on a des interférences à N ondes ?

Pour le savoir, il faut calculer précisément l'intensité lumineuse lorsque l'on a N ondes avec une phase en progression arithmétique. On va supposer pour simplifier le problème que les N ondes ont même amplitude :

$$s_i = s_0 \cos(2\pi\nu t - i\Delta\varphi) \quad (10.20)$$

où $\Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ est le déphasage entre les deux ondes diffractées par des motifs successifs. On adopte alors une modélisation en complexes :

$$s_i = s_0 e^{j(2\pi\nu t - i\Delta\varphi)} \quad (10.21)$$

Capacité exigible 10 Déterminer l'expression de l'intensité totale I_{tot} de la figure d'interférences en fonction de I_0 , $\Delta\varphi$ et N .

L'allure correspondante est indiquée sur la courbe ci-dessous :

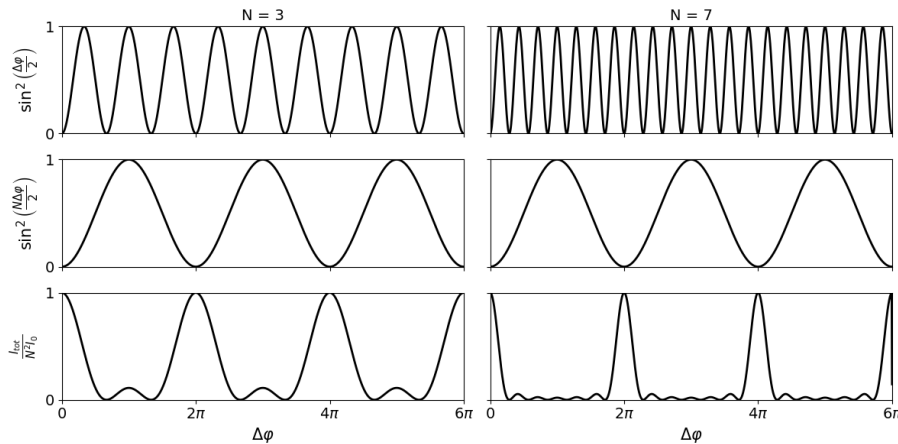


FIGURE 10.11 – Allure du numérateur et du dénominateur de la fraction, et de l'intensité I_{tot} en fonction du déphasage, pour $N = 3$ (colonne de gauche) et $N = 7$ (colonne de droite).

Capacité exigible 11 Expliquer pourquoi le pic central se trouve en $\Delta\varphi = 2\pi$, retrouver sa valeur $I_{\max} = N^2 I_0$ et déterminer sa demi-largeur.

On constate que la largeur des pics est d'autant plus fine que le réseau contient un grand nombre de traits : un réseau va être sensible à des variations de phase de l'ordre de $1/N$, c'est-à-dire à des différences de marche de l'ordre de λ/N . Pour un réseau typique, on pourra avoir N de l'ordre de 10^3 ou plus : le réseau permet donc d'avoir une précision redoutable par rapport aux interférences à deux ondes, et est un outil privilégié pour mesurer une longueur d'onde (notamment à l'aide d'un goniomètre).

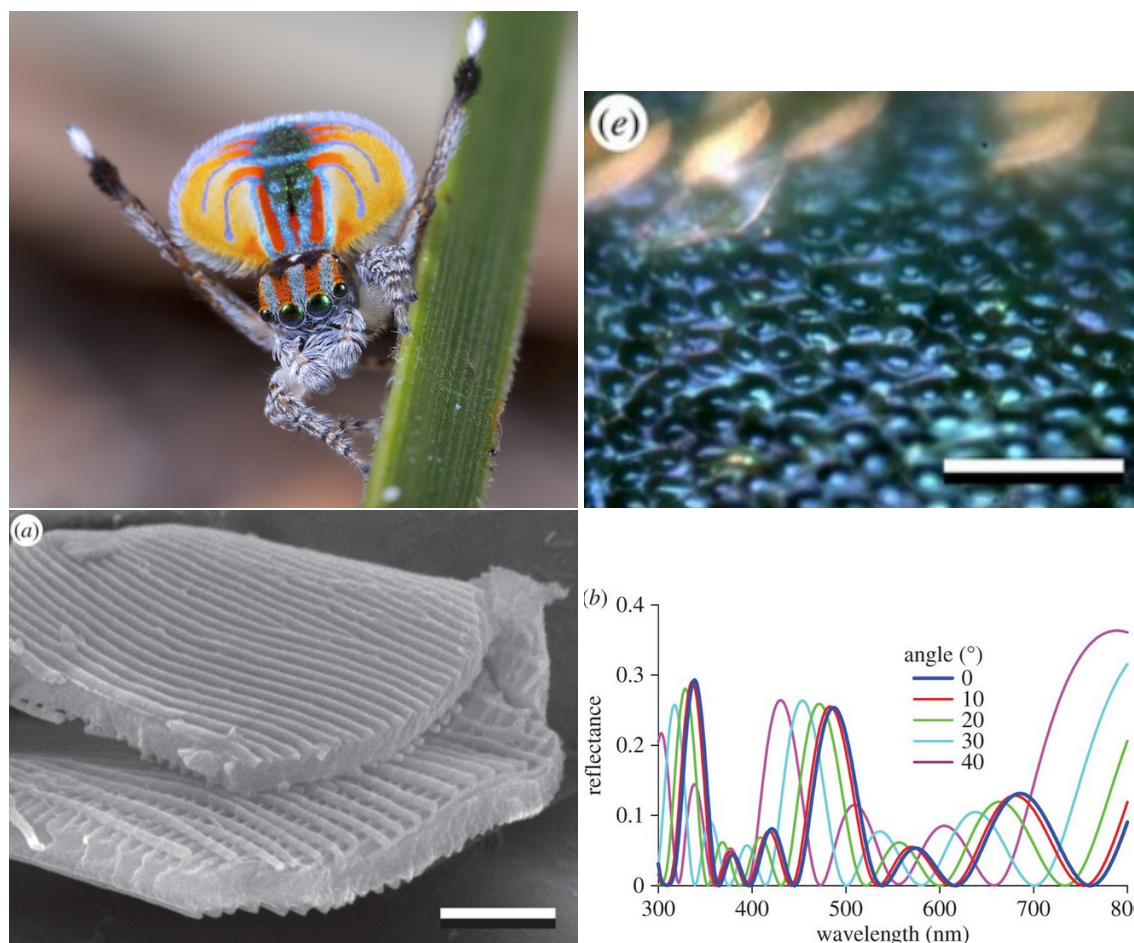


FIGURE 10.12 – Diffraction par l'araignée-paon. En haut à gauche : photo de l'araignée. En haut à droite : image des écailles bleues au microscope. Echelle $50\mu\text{m}$. En bas à gauche : zoom sur une écaille au microscope électronique à balayage, permettant d'observer le réseau. Echelle $2\mu\text{m}$. En bas à droite : réflectivité des écailles en fonction de la longueur d'onde, pour différents angles d'incidence. On reconnaît des pics similaires aux pics produits par la diffraction par un réseau.

Encart — L'araignée-paon. La plupart des iridescences observées sur les papillons ou les oiseaux sont dues à des interférences de couche mince, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre. Mais ce n'est pas le cas de l'araignée-paon *Maratus splendens* dont les iridescences bleues sont dues à la présence d'un réseau à l'échelle microscopique.

Une équipe néerlandaise a en effet montré en 2016 que ces couleurs bleues provenaient

d'écailles dont la structure microscopique correspond à un réseau. Le réseau diffracte préférentiellement le bleu, avec une longueur d'onde qui dépend de l'angle d'observation, comme cela est visible sur la figure suivante.

Source : Stavenga, D. G., Otto, J. C., & Wilts, B. D. (2016). *Splendid coloration of the peacock spider Maratus splendens*. Journal of the Royal Society Interface, 13(121), 20160437.

10.3.4 Spectroscopie à réseau

Nous aborderons en TP l'utilisation d'un réseau pour faire de la spectroscopie. Le réseau permet, en particulier, de déterminer la longueur d'onde λ d'une source lumineuse à partir de la relation :

$$\lambda = \frac{a}{p}(\sin \theta_t - \sin \theta_i) \quad (10.22)$$

L'incertitude de la mesure n'est pas liée au phénomène d'interférences, puisque l'on vient de voir que lorsque $N \gg 1$, les interférences sont constructives dans un cône de largeur angulaire extrêmement réduite, si bien que l'incertitude sur θ_t liée aux interférences est négligeable : $u_{interferences}(\theta_t) \approx p/N \ll 1$. On pourra donc supposer que l'essentiel de l'incertitude provient des mesures directement : $u(\theta_p) \approx u_{mesures}(\theta_p)$.

Afin de minimiser l'incertitude sur λ , on a donc intérêt à choisir un ordre plus élevé : pour un même écart de longueur d'onde, l'écart angulaire entre deux raies sera plus grand. L'instrument a donc une meilleure sensibilité aux ordres plus élevés. Ceci est représenté sur la figure ci-dessous.

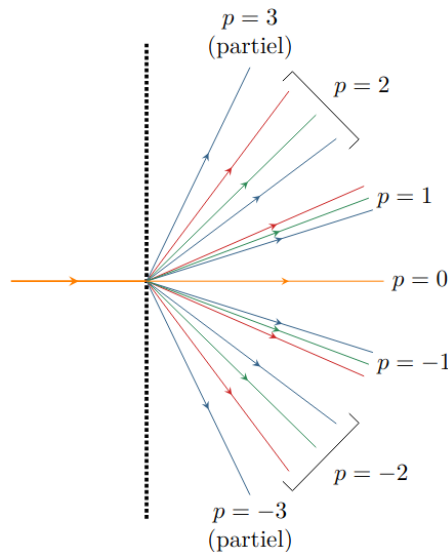


FIGURE 10.13 – Diffraction par un réseau à partir d'une source dont le spectre est composé de raies (type lampe à vapeur). La dispersion du réseau est plus importante aux ordres élevés.

Nous mettrons en oeuvre expérimentalement cette méthode à l'aide d'un goniomètre, ce qui nous permettra de mesurer des longueurs d'onde de raies. Le protocole fait intervenir le minimum de déviation des rayons lumineux, que nous étudierons en TD au préalable.