Interférence des ondes lumineuses

I - Observations

Le phénomène d'interférences est caractérisé par la superposition de deux ou plusieurs ondes cohérentes de même fréquence. Il se rencontre dans de très nombreux domaines : ondes sonores, ondes radio, ondes à la surface de l'eau, ondes lumineuses.

En optique, c'est lui qui est responsable des couleurs observées sur les films de savon, de l'iridescence des ailes de papillons, et des arcs surnuméraires de l'arc-en-ciel observés juste en dessous de l'arc primaire (cf photographie figure 1 ci-dessous)[1].

Photographie prise au Pérou par Béatrice Sandré

Figure 1 – Arcs surnuméraires de l'arc-en-ciel

Approche expérimentale

Historiquement, le phénomène d'interférences lumineuses a été découvert par le savant anglais Thomas Young (1773-1829) en 1801. Pendant ses études de médecine, il avait beaucoup étudié les ondes sonores, soutenant même une thèse sur la voix humaine à l'université de Göttingen. Il partit donc d'analogies avec les propriétés des ondes sonores et des ondes à la surface de l'eau pour étendre son « principe d'interférences » aux ondes lumineuses. Nous allons suivre son approche pour aborder la compréhension de ce phénomène.

[1] Pour l'explication des arcs surnuméraires et leur reproduction en laboratoire avec un laser et une goutte d'eau, lire l'article de Jearl Walker « le mystère des arcs en ciel et des arcs surnuméraires, si peu observés », revue Pour la Science

Exemple 1 : *interférences d'ondes à la surface de l'eau*

Observations

Dans une cuve à ondes, un dispositif électromécanique permet à deux bras vibreurs de frapper simultanément la surface de l'eau, générant ainsi deux ondes circulaires de même fréquence réglable f.
Ces deux ondes sont visualisables ci-dessous, figure 2.a.

Figure 2.a

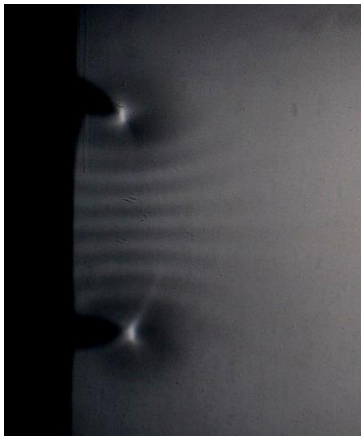


Figure 2.b

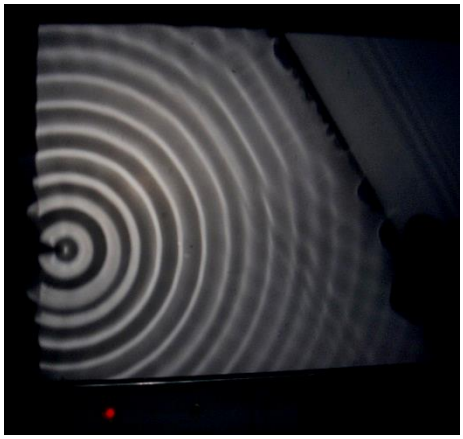
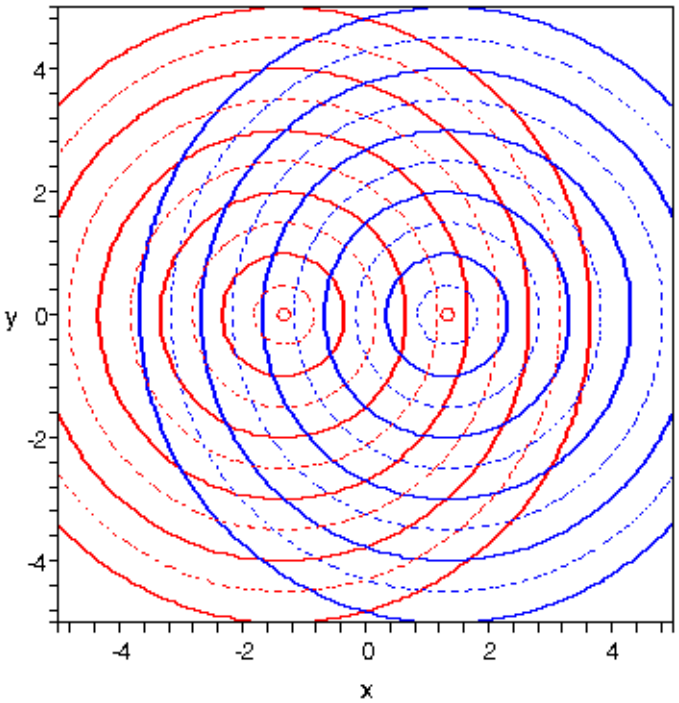


Figure 2.c

Dans la zone située entre les deux sources, et appelée **champ d'interférences**, les ondes circulaires progressives se superposent pour donner des lignes ou franges fixes dans le temps, **alternativement claires et sombres**.
Ceci est particulièrement bien visible sur la figure 2.b ci-dessus au centre où la fréquence réglable f a été augmentée.
Pratiquement **rectilignes et parallèles entre les deux sources S_1 et S_2**, les franges s'incurvent lorsqu'elles s'en éloignent. On peut également observer des franges par superposition d'une onde circulaire progressive incidente sur un obstacle et de l'onde réfléchie correspondante (figure 2.c ci-dessus à droite pour un obstacle rectiligne). On remarquera les franges quasi-rectilignes en haut et à gauche de l'obstacle, et l'onde progressive réfléchie en bas à gauche de l'obstacle.

Interprétation de la figure d'interférences

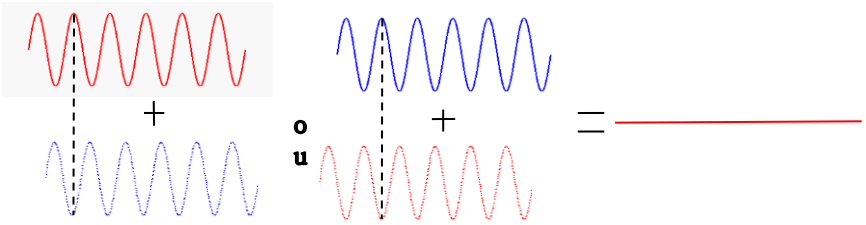
Sur la figure 3 ci-contre sont représentées les lignes de crêtes et de creux des ondes circulaires générées par les deux sources S_1 et S_2, et ce, à un instant où les deux mouvements en S_1 et S_2 présentent simultanément une amplitude maximale. La longueur d'onde commune λ des ondes est de 1 cm.



Les cercles en trait plein, de centre S_1 et S_2 et de rayons λ, 2λ, 3λ... représentent les lignes de crêtes. Les cercles en trait pointillé, de centre S_1 et S_2 et de rayons $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}$... représentent les lignes de creux, décalées des précédentes d'une demi-longueur d'onde.

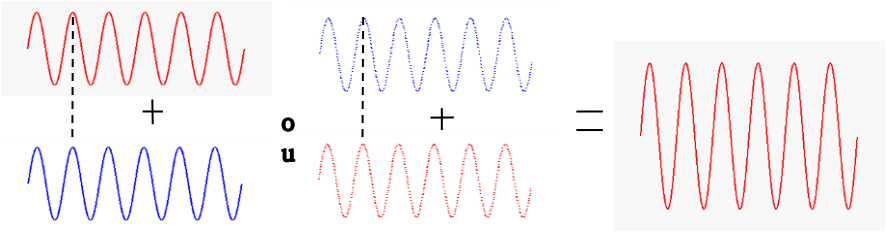
Pour interpréter l'existence de franges, on applique en chaque point du champ d'interférence à la surface de l'eau le **principe d'interférence** : Les points situés à l'intersection d'une crête et d'un creux (Repassez ces points en feutre vert) sont le siège d'interférences destructives et sont au repos.

En les reliant, on forme les franges sombres d'amplitude de mouvement nulle : l'eau est calme en ces endroits. **l'interférence de deux ondes mécaniques peut créer du repos**! De même en acoustique, **l'interférence de deux ondes sonores peut créer du silence** à certains endroits du champ d'interférence.



Interférences destructives

Les points situés à l'intersection de deux lignes de crête (Repassez ces points en feutre rouge) ou de deux lignes de creux (Repassez ces points en feutre bleu) sont le siège d'interférences constructives et vibrent avec une amplitude maximale.
En les reliant tous entre eux, on forme les franges claires d'amplitude de mouvement maximale.



Interférences constructives

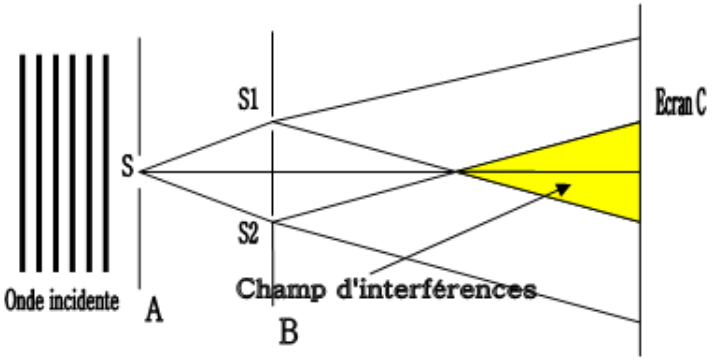
On remarquera que les points qui correspondent à la superposition de deux crêtes et ceux qui correspondent à la superposition de deux creux vibrent à chaque instant en opposition de phase les uns par rapport aux autres. Mais, comme leur amplitude de vibration est identique et que l'œil opère une moyenne dans le temps de l'éclairement reçu, ils apparaissent finalement avec le même éclairement.

Le principe de superposition ou d'interférences nous permet donc de retrouver l'allure des franges expérimentales.

Exemple 2 : *expérience historique des trous et fentes d'Young*

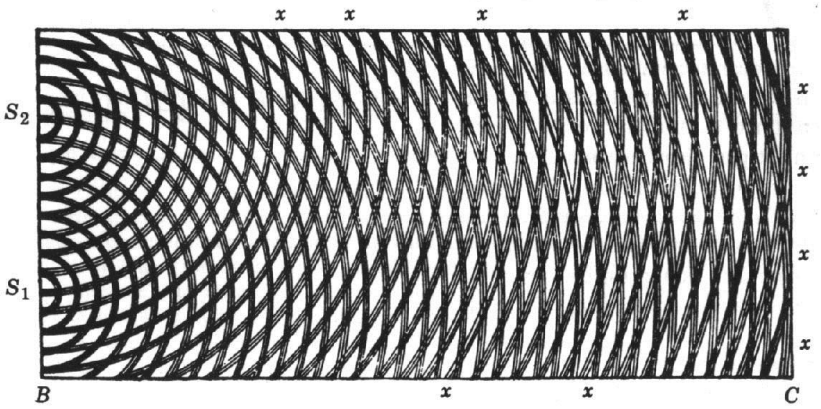
Il ne s'agit pas de la première expérience d'interférences lumineuses réalisée par Thomas Young, mais incontestablement de son expérience la plus probante. Elle est décrite dans un recueil de conférences données à la Royal Institution et publié en 1807. Elle établit de façon indiscutable la nature ondulatoire de la lumière sur des bases expérimentales.

Le principe de l'expérience est très simple et décrit schématiquement ci-dessous figure 4.



Pour réaliser son expérience des **trous d'Young**, Young fit passer la lumière du soleil par un petit trou S, situé sur un écran A. Le faisceau lumineux s'élargissait ensuite par phénomène de diffraction et éclairait ainsi deux petits trous S_1 et S_2 sur l'écran B. Une nouvelle diffraction se produisait, générant deux ondes sphériques issues de S_1 et S_2. qui se superposaient sur un écran C.

Le dessin original de Thomas Young figure 5 ci-contre, paru dans les « Philosophical Transactions » de 1803 concerne des ondes à la surface de l'eau, mais illustre bien le phénomène d'interférences dans l'expérience des trous d'Young.



En observant le dessin par la gauche sous un angle très faible, on peut alors apercevoir une alternance de franges claires et sombres quasi-rectilignes là où les deux ondes sont respectivement en interférence constructive et destructive. On pourra remarquer l'existence d'une **frange centrale** claire dans le plan médiateur du segment S_1S_2.

Dans une version améliorée, car plus lumineuse, de cette expérience, appelée expérience des fentes d'Young, les trous S_0, S_1 et S_2 sont remplacés par des fentes fines F, F_1, F_2 parallèles, mais le principe de base reste le même.

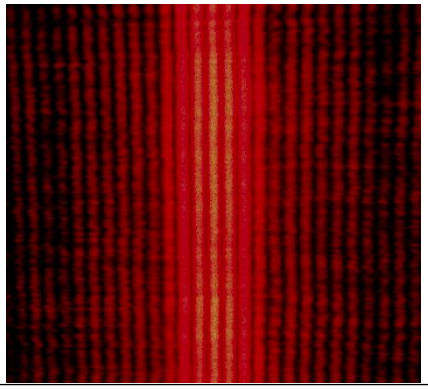


Figure 6.a

Fentes d'Young avec un laser Hélium/Néon élargi

Largeur des fentes : b = 100 µm
Distance entre les fentes : a = 350 µm
Écran à D = 1,70 m

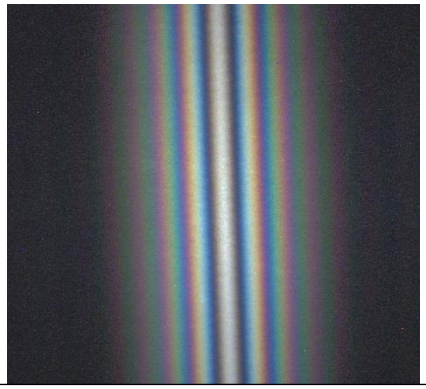


Figure 6.b

Fentes d'Young en lumière blanche

Largeur des fentes : b = 100 µm
Distance entre les fentes : a = 350 µm
Écran à D = 1,70 m

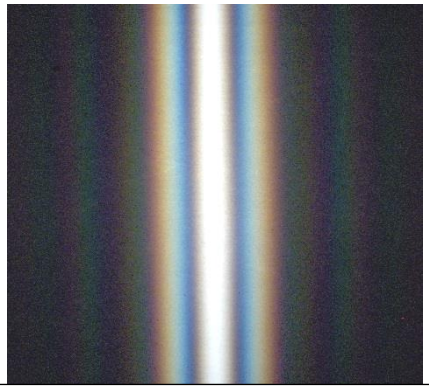


Figure 6.c

Fentes d'Young en lumière blanche

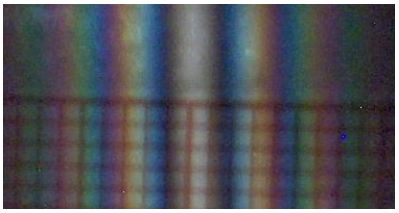
Largeur des fentes : b = 100 µm
Distance entre les fentes : a = 175 µm
Écran à D = 1,70 m

Sur la figure 6.a, un faisceau laser a été élargi verticalement par réfraction grâce à une tige en verre cylindrique de diamètre environ 3 mm placée horizontalement à la sortie du tube laser. Le faisceau est envoyé sur un doublet de fentes d'Young. Le plan d'observation est parallèle au plan des fentes et les franges rectilignes observées sont elles aussi parallèles aux fentes. Les franges très brillantes au centre sont équidistantes de i = 3 mm (distance mesurée directement sur l'écran: 4 interfranges = 12mm).

Les figures 6.b et 6.c correspondent à une expérience des fentes d'Young réalisée en lumière blanche (projecteur de diapositives avec ampoule quartz/iode de 150W).

Entre les expériences 6.a et 6.b, les conditions sont exactement identiques. Seule la nature de la source lumineuse a changé.

Dans le cas d'un éclairage en lumière blanche, on observe une frange centrale blanche entourée de part et d'autre de deux franges noires et de franges claires irisées de bleu vers l'intérieur et de rouge vers l'extérieur. Sur un détail agrandi de la figure 6.b, un calque de papier millimétré permet de mesurer l'écartement entre les franges (1 petit carreau = 1mm).



Entre les figures 6.b et 6.c, la distance entre les fentes a été divisée par deux. Plus les deux fentes F_1 et F_2 sont distantes, plus les franges sont resserrées. On peut par ailleurs observer que plus la distance D est petite et plus les franges sont resserrées.

Si le système de franges semble bien être similaire à celui obtenu avec les ondes mécaniques et la cuve à ondes, l'observation d'interférences lumineuses reste assez délicate et requiert des conditions assez draconiennes. Ces conditions sont bien illustrées par les ordres de grandeur précédents : les fentes d'Young ne sont distantes que d'une fraction de millimètre, et la largeur des fentes F, F_1 et F_2 est du même ordre de grandeur. On constate par ailleurs que si l'on élargit progressivement la fente source F, le contraste des franges diminue : on observe un **brouillage des franges**. Nous reparlerons de ces problèmes en détail ultérieurement.

II – Détermination de la position des franges en lumière monochromatique

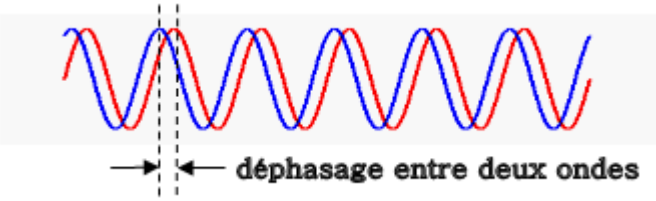
Les franges d'interférences obtenues avec le dispositif des fentes d'Young sont observables en tout point P du **champ d'interférence** (zone de recouvrement des deux ondes sphériques émises par S_1 et S_2 sur la figure.4), c'est-à-dire pour une position quelconque de l'écran entre le plan B des fentes et le plan C à l'extrême droite sur le dessin original de Young (figure 5) : **les franges sont dites non localisées**.

Nous allons cependant déterminer la position des franges dans le cadre plus restreint suivant :

- a <<D : distance a entre fentes très inférieure à la distance D à l'écran d'observation
  (**retenir qu'en général, a est inférieure à 1 mm et D est de l'ordre du mètre**).
- $|y|$ << D : point P sur l'écran au voisinage de la frange centrale.

En un point P de l'écran se coupent deux rayons lumineux, représentés par les deux segments de droite reliant S_1 à P et S_2 à P, et de longueurs respectives r_1 et r_2. L'onde primaire arrivant sur les deux trous (ou fentes) sources S_1 et S_2 présente la même phase en S_1 et S_2.

L'état d'éclairement au point P est donc déterminé par le seul déphasage entre les deux ondes secondaires émises en S_1 et S_2 et associées aux rayons S_1P et S_2P. Si P se trouve par exemple sur une frange noire, c'est que les deux ondes arrivent en P déphasées de π (les deux ondes sont en opposition de phase et s'annulent mutuellement).



Le déphasage le long d'un rayon était relié au chemin optique par la relation : $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B = \frac{2\pi}{\lambda_0}(AB)$.

Par conséquent, le déphasage entre les deux ondes sera conditionné par la différence de chemin optique ou **différence de marche géométrique $\delta(P) = (S_2P) - (S_1P)$** entre les deux rayons S_2P et S_1P.

On a alors la relation fondamentale : $$\boxed{\Delta\varphi(P) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left[(S_2P) - (S_1P)\right] = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta(P)}.$$

Ainsi, un déphasage de π au niveau de P se traduira par une différence de marche $\delta(P) = \frac{\lambda_0}{2}$.

Un déphasage de 2π au niveau de P se traduira par une différence de marche $\delta(P) = \lambda_0$.

N.B. On pourrait aussi choisir $\delta(P) = (S_1P) - (S_2P)$, le signe de $\delta(P)$ et de $\Delta\varphi(P)$ n'influe pas sur l'intensité lumineuse

On supposera désormais, sauf cas contraire, que le milieu de propagation entre S_1 et P et S_2 et P est homogène d'indice n (de l'air dans le cas de l'expérience des fentes d'Young).

Alors $\delta(P) = (S_2P) - (S_1P) = n[S_2P-S_1P]$ et $\boxed{\Delta\varphi(P) = \frac{2\pi n[S_2P - S_1P]}{\lambda_0} = \frac{2\pi[S_2P - S_1P]}{\lambda}}$,

$où\ \lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n.

$S_2P - S_1P$ est ici simplement la différence de trajet entre les deux rayons.

Avant de calculer l'expression de $\delta(P)$ en fonction de y, on peut d'ores et déjà en tirer une conséquence importante :

Les lieux d'égal éclairement dans l'espace sont les lieux des points P de même déphasage $\Delta\varphi(P)$, donc ceux pour lesquels **$S_2P - S_1P$ = cste**. Or mathématiquement ce lieu est un hyperboloïde de révolution autour de l'axe S_1S_2, surface obtenue par la révolution d'une hyperbole autour de l'axe S_1S_2. A chaque valeur du déphasage $\Delta\varphi(P)$ correspond une valeur déterminée de la cste, de telle sorte que **le système de franges d'interférences constitue un réseau d'hyperboloïdes de révolution autour de l'axe des sources S_1S_2** (cf figure 7.a ci-dessous à gauche). **Un écran placé parallèlement à S_1S_2 coupera alors ce réseau en un système de franges quasi-rectilignes au voisinage du plan médiateur du segment S_1S_2**(cf figure 7.b ci-dessous à droite). Si l'écran était placé perpendiculairement au segment S_1S_2, il couperait le réseau en un système d'anneaux concentriques centrés sur l'axe S_1S_2.

Figure 7.a

Réseau d'hyperboloïdes avec coupe dans un plan parallèle à S_1S_2 dans la partie inférieure

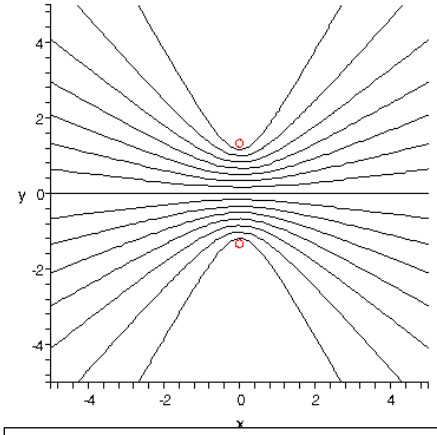
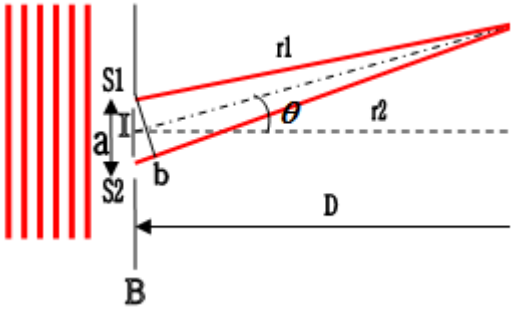


Figure 7.b

Visualisation des franges hyperboliques dans le plan de coupe correspondant à l'écran

Déterminons maintenant $\delta(P)$ en fonction de la cote y du point P sur l'écran.

Soit le point b sur le rayon S_2P tel que S_1P = bP (figure 8.a ci-contre).
On a alors $\delta(P)=n(S_2P-S_1P)=nS_2b$.
La relation exacte entre S_2b et y est complexe, mais si D>>a, alors les rayons S_1P et S_2P sont presque parallèles et S_2b est presque perpendiculaire à S_1b, de sorte que S_1S_2b est assimilable à un triangle rectangle en b, avec $(S_1S_2b)\approx(PIO)=\theta$, où θ est l'angle entre l'axe central IO (I milieu du segment S_1S_2) et le segment IP.



On a alors dans le triangle S_1S_2b : $\theta \approx \sin\theta = \frac{S_2b}{a}$ et dans le triangle PIO : $\theta \approx \tan\theta = \frac{y}{D}$

D'où $\boxed{\delta(P) = nS_2b = \frac{nay}{D}}$

Dans les conditions du calcul (écran loin des fentes, point P près du plan médiateur de S_1S_2), les franges seront des droites parallèles à l'axe des y (résultat conforme aux observations).

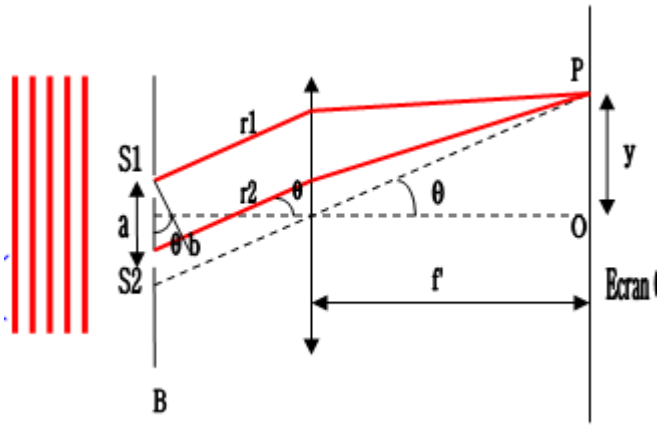
Remarque : ce calcul approché devient exact dans le cas où les franges sont réellement observées à l'infini, ce qui peut être réalisé en pratique en plaçant une lentille juste après le doublet de fentes et un écran d'observation dans le plan focal de la lentille. Dans ces conditions, pour arriver en un même point P du plan focal, deux rayons doivent nécessairement être parallèles en amont de la lentille (figure 8.b ci-dessous).

On alors de façon exacte: $\left(\overrightarrow{S_1S_2}, \overrightarrow{S_1b}\right) = \theta$ **où θ est repéré par rapport à l'axe de la lentille. Si la lentille est utilisée dans les conditions de Gauss, la différence de trajet est cette fois exactement δ(P) = $r_2 - r_1$ = a.sinθ .**

Par ailleurs, $\tan\theta = \dfrac{y}{f'}$.

Enfin, $|y(P)| << D$ → $\theta \approx \sin\theta \approx \tan\theta$, **d'où, en éliminant θ entre les deux relations :** $\boxed{\delta(P) \approx \dfrac{nay}{f'}}$.

Il faut donc simplement changer D par f' (distance focale image) dans l'expression de δ(P).



Caractéristiques des franges d'interférences

On appelle **ordre d'interférence** le nombre $p = \dfrac{\Delta\varphi(P)}{2\pi} = \dfrac{\delta(P)}{\lambda_0} = \dfrac{nay}{D\lambda_0} = \dfrac{ay}{D\lambda}$

Les **franges brillantes** correspondent à un déphasage Δφ(P) multiple de 2π, à une différence de marche δ(P) multiple de λ_0 et à un ordre d'interférence p entier relatif : p = m .

La cote des franges brillantes est $y_B = \dfrac{m\lambda D}{a}$.

La frange brillante centrale correspond à l'ordre m = 0 (on verra en fait dans d'autres dispositifs que la frange centrale n'est pas toujours brillante).

Deux franges brillantes consécutives sont séparées par une distance i sur l'écran, appelée **interfrange** et égale à $\boxed{i = \dfrac{\lambda D}{a}}$, d'où $\boxed{y_B = m * i}$, où m est un entier relatif.

Les **franges sombres** correspondent à un déphasage Δφ(P) multiple impair de π, à une différence de marche δ(P) multiple impair de $\lambda_0/2$ et à un ordre d'interférence p = m +1/2.

La cote des franges sombres est $y_S = \dfrac{\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda D}{a}$.

Deux franges sombres consécutives sont séparées par le même **interfrange** $\boxed{i = \dfrac{\lambda D}{a}}$, et $\boxed{y_S = \left(m + \dfrac{1}{2}\right) * i}$, où m est un entier relatif.

Pour résumer

Entre 2 franges claires (ou sombres) consécutives, p varie de ±1, δ de $\pm\lambda_0$ et $\Delta\varphi$ de 2π.

Entre 1 frange claire et une frange sombre consécutives, p varie de ±1/2, δ de $\pm\lambda_0/2$, $\Delta\varphi$ de $\pm\pi$. L'interfrange entre deux franges consécutives de même nature est : $\boxed{i = \frac{\lambda D}{a}}$.

Dans le cadre d'une observation à l'infini à l'aide d'une lentille (figure 8.b), l'interfrange devient : $\boxed{i = \frac{\lambda f'}{a}}$

Remarque : pour l'expérience des fentes d'Young réalisée avec le laser et un doublet de fentes distantes de a = 350 µm (figure 6.a) et situées à D = 1,70m de l'écran, on a mesuré expérimentalement un interfrange de i = 3 mm.

On en déduit alors une longueur d'onde pour la lumière laser $\lambda_{moy} = \frac{ia}{D} = \frac{310^{-3} * 35010^{-6}}{1{,}70} = 618\ nm$, la valeur théorique étant de 632,8 nm. Ici, évidemment la source majeure d'incertitude porte sur la mesure de i, et peut-être aussi sur a.

Par ailleurs, on constate que l'interfrange i est d'autant plus élevé que λ est élevée. Pour une source de lumière blanche, l'interfrange est plus grand dans le rouge que dans le bleu, d'où l'irisation des franges en bleu vers l'intérieur et en rouge vers l'extérieur (cf grossissement de la figure 6.b).

III – Intensité de la figure d'interférences

3.1. Intensité associée à une onde lumineuse

La propagation d'une onde lumineuse s'accompagne d'une propagation d'énergie. Pour s'en convaincre, il suffit de se souvenir que la lumière solaire chauffe : l'énergie lumineuse peut se convertir en chaleur !
Il ressort des équations de Maxwell que le flux d'énergie transporté par une onde électromagnétique n'est pas proportionnel aux champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ mais à leurs carrés. Si l'on s'intéresse uniquement au champ $\vec{E}$, l'intensité lumineuse I transportée par une onde lumineuse sera de type $\boxed{I = \langle K\vec{E}.\vec{E}\rangle = \langle K|\vec{E}|^2\rangle}$, où K est une constante de proportionnalité, $|\vec{E}|^2$ le module de $\vec{E}$ au carré, et $\langle\ \rangle$ le processus de moyennage dans le temps effectué par le détecteur, par exemple l'œil.
N.B. Par la suite, on ne s'intéressera pas à l'intensité absolue reçue mais à ses variations relatives sur un écran par exemple, de sorte que l'on ne cherchera pas à expliciter K.

3.2 conditions d'interférences - cohérence temporelle

De manière générale, l'observation d'interférences requiert des conditions bien précises. En effet, deux ondes ne peuvent interférer que si elles sont **cohérentes** entre elles, c'est-à-dire **si leur différence de phase reste constante au cours du temps**. Ceci suppose donc déjà que les deux ondes possèdent une même fréquence. Mais ceci n'est pas suffisant. En effet, s'il est aisé avec une cuve à onde de créer deux sources S_1 et S_2 vibrant en phase à la même fréquence, et de maintenir cette émission cohérente aussi longtemps que l'on veut, il n'en est pas du tout de même pour les ondes lumineuses. Cette différence tient à la nature même de l'émission de lumière, ainsi qu'au temps de réponse τ_R des détecteurs optiques usuels ($\tau_R \approx 0{,}01$ s pour l'œil et $\tau_R \approx 10^{-6}$ s pour une cellule photoélectrique).

Une source de lumière est constituée d'un très grand nombre d'atomes qui, en se désexcitant, émettent des photons. A une échelle locale mais comportant néanmoins un grand nombre d'atomes, l'émission collective peut être modélisée par des **trains d'ondes**, de durée moyenne τ_0. τ_0, de l'ordre de 10^{-11} s est très faible devant le temps de réponse τ_R des détecteurs (mais encore bien supérieur à la période T des ondes lumineuses, de l'ordre de10^{-14}s). Les récepteurs opèrent donc une moyenne sur un très grand nombre de cycles de l'intensité instantanée reçue. Si les couples de trains d'onde se succédant dans le temps en un point P de l'espace possèdent un déphasage mutuel $\Delta\varphi$ aléatoire, l'éclairement instantané au point P variera très rapidement et le récepteur, par effet de moyenne, percevra un éclairement uniforme : il n'y aura pas interférences.

Par conséquent, on ne peut obtenir d'interférences que **si les ondes lumineuses qui interfèrent sont formées de trains d'onde issus d'une même source.**

Même s'il ne le formulait pas aussi précisément, Thomas Young avait déjà compris ce point clef du phénomène d'interférences lumineuses.

Dans ces conditions, le déphasage observé en un point P de l'écran entre les ondes qui interfèrent résulte uniquement de la différence de chemin optique selon les deux voies du dispositif interférentiel. Ce déphasage d'origine purement géométrique ne dépend que de la position respective des deux sources S_1 et S_2 et de la position du point P sur l'écran ; il ne varie pas dans le temps. Ainsi, le détecteur optique qui effectue une opération de moyenne dans le temps percevra en un point P donné un éclairement constant alors même qu'un très grand nombre de trains d'ondes primaires différents se sont succédés dans le temps au niveau de la source pour contribuer à l'éclairement au point P.

3.3 Intensité de la figure d'interférences

On dit qu'il y a interférence, ou que des ondes lumineuses interfèrent si l'intensité résultant de la superposition des ondes lumineuses n'est pas la somme des intensités associées à chacune des ondes prise isolément.

Ainsi, pour les franges sombres, on constate que « l'addition » de deux faisceaux lumineux peut donner de l'obscurité. La modulation spatiale de l'intensité lumineuse observée sur l'écran est alors caractéristique du phénomène d'interférences.

Soit $E_1 = E_{m0}\sin\omega t$ et $E_2 = E_{m0}\sin(\omega t+\Delta\varphi(P))$ les composantes du champ électrique associées aux ondes 1 et 2 interférant en P (Pour simplifier, j'ai supposé que les deux ondes avaient même amplitude, ce qui est le cas pour l'expérience de Young). $\Delta\varphi(P)$ est le déphasage entre les deux ondes résultant de la différence de chemin optique entre les eux voies. Les deux ondes étant cohérentes, d'après le principe d'interférence ou de superposition, le champ électrique E en un point P de l'écran sera :

$E = E_1 + E_2$, et l'intensité lumineuse $\boxed{I = \left\langle K\left|\vec{E}\right|^2\right\rangle = \left\langle K(E_1+E_2)^2\right\rangle}$

$(E_1+E_2)^2 = E_1^2+E_2^2 + 2E_1E_2 = E_{m0}^2\sin\omega t^2 + E_{m0}^2\sin(\omega t+\Delta\phi(P))^2+2\, E_{m0}^2\sin\omega t*\sin(\omega t+\Delta\phi(P))$

Or d'après la formule sina*sinb=1/2[cos(a-b)-cos(a+b)], on a :
$\sin\omega t*\sin(\omega t+\Delta\phi(P)) = ½\, [\cos(\Delta\phi(P))-\cos(2\omega t+\Delta\phi(P)]$

Effectuons maintenant l'opération de moyennage dans le temps (le calcul est effectué sur un grand nombre de périodes T) : $\left\langle \sin^2 \omega t\right\rangle = \left\langle \sin^2\left(\omega t + \Delta\varphi(P)\right)\right\rangle = \frac{1}{2}; \quad \left\langle \cos(2\omega t + \Delta\phi(P))\right\rangle = 0$

Le terme $\cos(\Delta\phi(P))$ ne dépendant pas du temps, reste lui inchangé.

N.B. Ces résultats doivent vous rappeler le processus de calcul de la puissance moyenne consommée par un dipôle en régime sinusoïdal forcé.

On obtient alors après moyennage :

$$I(P) = K\frac{E_{m0}^2}{2} + K\frac{E_{m0}^2}{2} + K\frac{2E_{m0}^2\cos(\Delta\varphi(P))}{2}$$

On pose alors $I_0 = K\frac{E_{m0}^2}{2}$, intensité lumineuse de chaque onde prise isolément.

D'où l'expression finale : $\boxed{I(P) = 2I_0(1+\cos(\Delta\varphi(P)))}$

Ceci constitue la **formule fondamentale des interférences** (dans le cas particulier cependant où les deux ondes transportent la même intensité), et donne l'intensité perçue en un point P en fonction du déphasage lié à la différence de chemin optique. Dans le cas où les deux ondes sont incohérentes, alors le déphasage $\Delta\phi(P)$ est aléatoire dans le temps, $\langle\cos(\Delta\varphi(P))\rangle = 0$, de sorte que $I = 2I_0$.

Pour deux ondes lumineuses incohérentes, ce sont les intensités lumineuses qui s'ajoutent : $I = I_1 + I_2$, et l'éclairement est uniforme sur l'écran.

A partir de cette formule, on retrouve tous les résultats relatifs à la position des franges brillantes et sombres. Ainsi P est situé sur une frange noire si I = 0, soit si $\Delta\varphi(P) = (2m+1)\pi$.

Il est essentiel de comprendre que le **phénomène d'interférences ne peut ni créer ni détruire d'énergie : il répartit différemment l'énergie sur l'écran**. Ainsi, d'après la formule ci-dessus, l'intensité moyenne sur l'écran a la même valeur, $2I_0$, que dans le cas de deux ondes incohérentes où les deux intensités individuelles s'ajoutent : $I = I_1 + I_2 = 2I_0$.

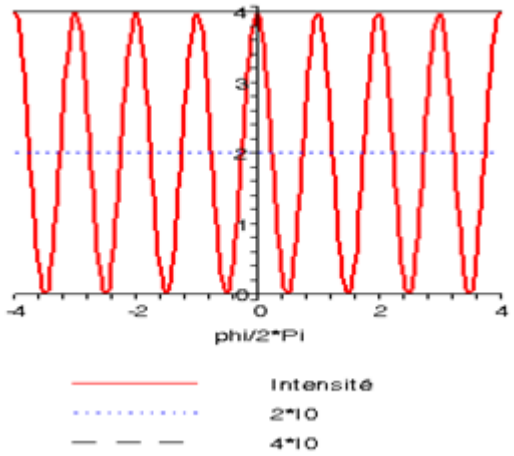


Figure 9

Variation sinusoïdale de I en fonction de $\Delta\varphi(P)$

Conclusion

Le dispositif des fentes d'Young, comme celui des miroirs de Fresnel rentre dans la catégorie des dispositifs interférentiels à **division du front d'onde**. A partir d'une source primaire S, le front d'onde est divisé selon deux voies qui font intervenir deux sources secondaires S_1 et S_2. Les dispositifs à division du front d'onde possèdent tous les propriétés suivantes :

- ils produisent des **interférences non localisées**, c'est-à-dire observables en tout point du champ d'interférences

- si la **fente source du dispositif est progressivement élargie, on observe rapidement un brouillage des franges** c'est-à-dire une perte de contraste. Alors que le dispositif est invariant selon la direction de la fente, il n'en est pas de même perpendiculairement à celle-ci : les différents points sources dans cette direction sont incohérents entre eux et conduisent à différents systèmes de franges qui vont petit à petit se brouiller en se décalant. On dit que la **cohérence spatiale** des dispositifs à division du front d'onde est limitée.

- conséquence du point précédent: l'extension limitée des sources conduit à des **phénomènes d'interférences peu lumineux**, ce qui est un défaut majeur.

- De plus, on ne peut pas obtenir de différences de marche importantes (l'ordre interférence p ne dépasse pas quelques dizaines en valeur absolue)

IV – Lames minces

4.1. Observations

Franges d'interférences observées en lumière blanche sur des films de savon tenus inclinés :

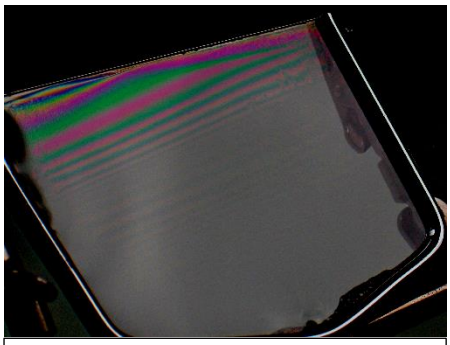


Figure 10.a

Début de l'existence du film. L'épaisseur en bas du film est trop grande pour l'apparition de franges colorées.

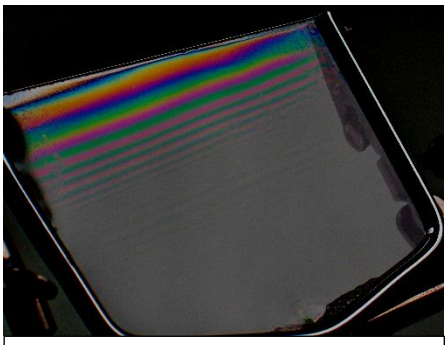


Figure 10.b

L'épaisseur du film diminue par gravité, les couleurs des franges évoluent, les franges rose/vert glissent vers le bas.

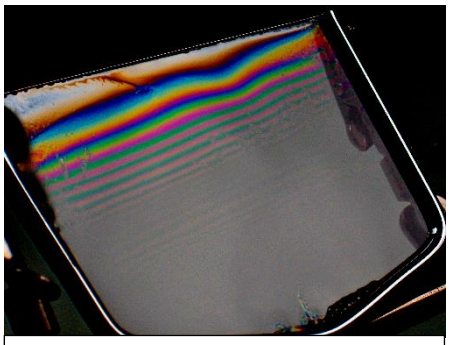


Figure 10.c

Apparition d'une frange noire au sommet, juste avant l'éclatement du film.

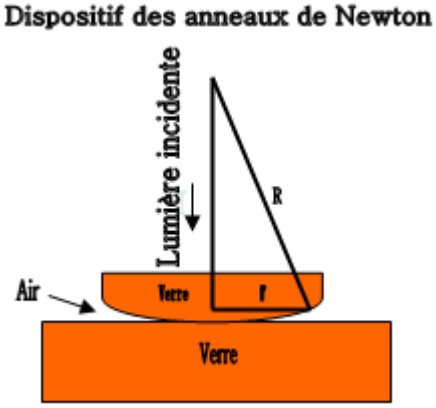
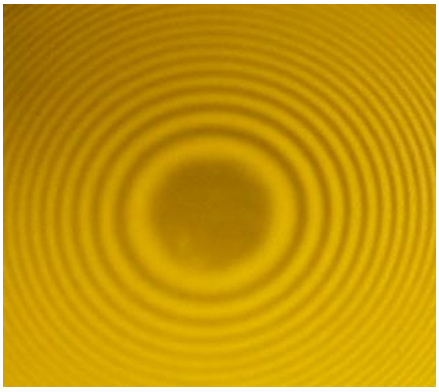
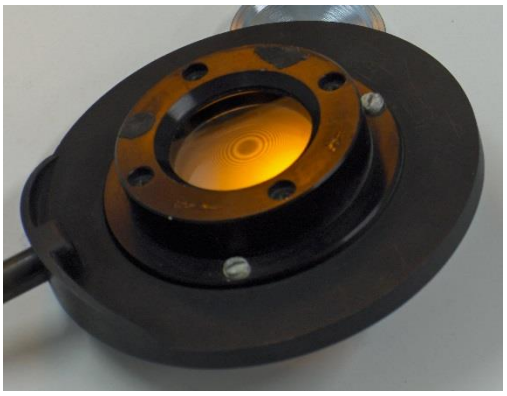


Figure 11.a

Principe du dispositif dit des « anneaux de Newton ». Une lentille de grande distance focale est pressée contre une lame de verre horizontale.





Figures 11.b et 11.c

Anneaux par réflexion (lampe à vapeur de Sodium et dispositif pré-monté). **Notez l'anneau central noir.**

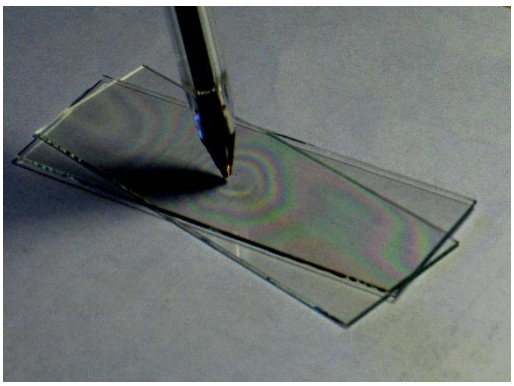


Figure 12

Franges d'interférences observées sous éclairage artificiel lorsque deux lames de microscopes sont pressées l'une contre l'autre à l'aide d'un stylo.

4.2. Interprétation : lames minces et franges d'égale épaisseur

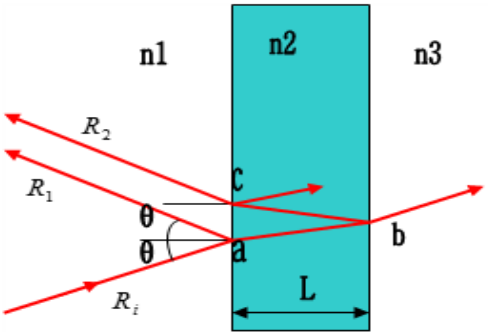
Le dénominateur commun aux trois dispositifs précédents est qu'ils constituent tous des **lames minces**. Les lames minces sont de minces couches transparentes, **d'épaisseur de l'ordre du micron**, et d'indice optique n_2, emprisonnées entre deux milieux transparents d'indices n_1 et n_3 (figure 13 ci-dessous)

Ex.1 : Films de savon : $n_1 = n_3 = 1$ (air) et $n_2 = 1{,}34$ (eau + savon)

Ex.2 : lames de microscopes et anneaux de Newton: $n_1 = n_3 = 1{,}5$ (verre) et $n_2 = 1$ (air)

N.B. Les flaques d'huile observées parfois sur la chaussée constituent également des lames minces et montrent des irisations en forme « d'anneaux ». Il en est de même des minces couches d'oxyde qui produisent des irisations à la surface des métaux

La couleur des lames minces a constitué un sujet d'étude pendant des siècles, et de nombreux savants, tels Robert Hooke et Isaac Newton au 17ième siècle ont tenté d'en donner une interprétation. Ainsi, Newton étudia en détail le dispositif (qui porte son nom) des anneaux de Newton. Il établit qu'en lumière blanche, les teintes des anneaux depuis l'anneau central s'étalaient en une échelle périodique appelée échelle des teintes de Newton. Il remarqua que l'échelle de teinte des anneaux observés par transmission était complémentaire de celle des anneaux observés par réflexion. Puis, s'appuyant sur son concept révolutionnaire de lumière hétérogène, Newton réalisa une série d'expériences quantitatives en lumière monochromatique sur ce même dispositif, et réussit à démontrer que le rayon des anneaux croissait en racine carrée de leur rang k, ce qui pour l'époque était remarquable. Cependant, s'il avait bien compris que le phénomène observé était lié à des réflexions décalées sur les faces supérieure et inférieure de la lame, sa théorie corpusculaire l'amena vers des difficultés d'interprétation insurmontables. Avec son principe d'interférence, l'anglais Thomas Young fut le premier, au début du 19ième siècle, à donner une explication satisfaisante des couleurs des lames minces, confortant ainsi la théorie ondulatoire de la lumière. Utilisant les mesures très précises de Newton sur le dispositif des anneaux, il détermina pour la première fois également la longueur d'ondes des radiations du domaine visible.



Sur la figure 13 ci-contre, des ondes lumineuses, représentées par le rayon R_i, sont incidentes sur une lame mince à faces parallèles, d'épaisseur L et d'indice optique n_2. Les rayons R_1 et R_2 représentent les ondes lumineuses qui ont été réfléchies par la face avant et par la face arrière de la lame. Les deux rayons réfléchis possèdent la même direction de propagation (démontrer pourquoi !), et vont donc interférer à l'infini. L'état d'éclairement observé dépend alors de leur différence de phase.

Cependant, plutôt que d'utiliser comme dans les dispositifs à division du front d'onde deux régions séparées du front d'onde primaire pour obtenir deux ondes secondaires de même amplitude, **le front d'onde incident est ici globalement divisé en amplitude** par le processus de réflexion/réfraction, générant deux rayons R_1 et R_2 d'amplitudes différentes. Comme l'énergie récupérée à chaque réflexion est faible, on peut ne considérer que les deux premiers rayons réfléchis dans l'étude des interférences, même si en réalité un nombre infini de rayons réfléchis parallèles y contribuent.

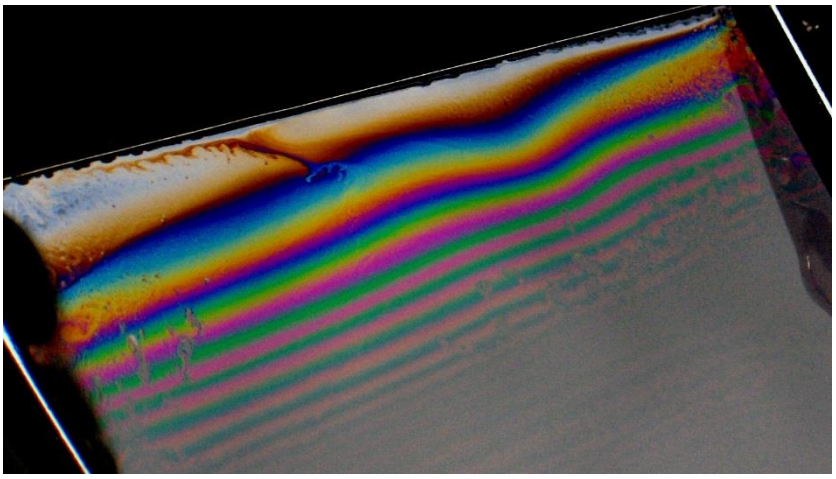
De tels dispositifs interférentiels sont dits à **division d'amplitude** et s'opposent aux dispositifs à division du front d'onde. **Ils permettent d'observer des franges d'interférence beaucoup plus lumineuses, avec une source de lumière étendue**[2] L'usage possible de sources étendues de lumière est lié au fait que **les deux rayons qui se coupent sur la rétine de l'œil de l'observateur par exemple sont issus du même rayon primaire**.[3]

---

[2] à condition en contrepartie de les observer sur un lieu « bien précis » dit de localisation : les interférences ne sont alors plus non localisées comme dans les dispositifs des fentes d'Young ou des miroirs de Fresnel.

[3] Remarque : une lumière blanche tombant sur une lame épaisse rencontrera les mêmes phénomènes de division d'amplitude, mais ne produira pas d'interférences. Pour qu'il y ait interférence, le critère de cohérence temporelle impose que la différence de marche n'excède pas une valeur critique dépendant de la pureté spectrale de la source. En lumière blanche, les couches minces possèderont une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde, soit une fraction de micron. Ce fait était bien connu de Newton. Par contre, pour une lumière laser de grande cohérence, une vitre constitue encore une « lame mince ».

Les couches minces naturelles, telles les films de savon ne possèdent pas en fait une épaisseur constante, sinon, on n'observerait pas une succession de franges de couleurs différentes. Il en est de même des « anneaux de Newton » mais cette fois pour des raisons conceptuelles (figure 11.a). Elles produisent donc une figure d'interférence qui dépend de cette épaisseur variable. Là où l'épaisseur de la couche est exactement ce qu'il faut pour que, par exemple des « rayons roses » R_1 et R_2 se coupent constructivement (déphasage de 2π, différence de marche de λ_0), la couche paraît rose (cf figure 10). Le système de **franges d'égale épaisseur** réalise alors un véritable relevé « bathymétrique » de la lame via l'équivalence épaisseur ↔ couleur. A chaque couleur de frange correspond une épaisseur bien précise.



Sur la figure 10.c agrandie ci-contre, qui correspond au stade le plus évolué du film de savon (juste avant son éclatement), on observe de haut en bas, et par ordre d'épaisseur croissante, une frange noire, puis bleue, puis jaune/orangée, puis rouge, puis pourpre, puis bleue, puis verte, puis jaune, puis pourpre/rose, puis bleue, puis verte. A partir de ce moment-là, on n'observe plus qu'une alternance de franges roses et vertes, de plus en plus délavées, et le film devient blanc tout en bas, lorsque l'épaisseur devient importante.[4]

L'état d'interférence, constructif ou destructif, ne dépend pas seulement de la différence de marche géométrique entre R_1 et R_2, mais aussi d'éventuels déphasages supplémentaires provenant des différences d'indices optiques entre l'indice n_2 de la couche et les indices n_1 et n_3 des milieux extérieurs. Ainsi, dans le cas des films de savons, observés par réflexion, il y aura un déphasage de π lors de la réflexion sur la face avant ($n_2 = 1{,}34 > n_1 = 1$) et aucun déphasage lors de la réflexion sur la face arrière ($n_2 = 1{,}34 > n_3 = 1$). Il y aura donc un déphasage supplémentaire résultant de π.

Tout en haut du film de savon, l'épaisseur est presque nulle, de sorte que la différence de marche entre les rayons R_1 et R_2 est presque nulle, et ce, pour toutes les longueurs d'ondes de la lumière blanche. Il ne reste alors plus comme déphasage que ce facteur π, **d'où des interférences destructives pour toutes les longueurs d'ondes, et l'existence d'une frange noire**. Il en est de même de l'existence d'un anneau central noir dans le dispositif des anneaux de Newton observé par réflexion (figure 11.b).

4.3. Equations de l'interférence dans les pellicules ou lames minces naturelles

On se place dans le cas d'une lame produisant un déphasage supplémentaire de π (film de savon où $n_2 > n_1 = n_3$, ou lame d'air où $n_2 < n_1 = n_3$) : il s'agit du cas le plus fréquent. On supposera pour simplifier que les rayons incidents R_i tombent sur la lame sous incidence quasi-normale $\theta \approx 0$).

Dans ces conditions, le rayon R_2 fait un trajet supplémentaire de 2L dans la couche et parcourt un chemin optique supplémentaire $\delta_{géo} = 2n_2L$.

Le déphasage entre R_1 et R_2 sera égal à $\boxed{\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta_{géo} + \pi = \frac{4\pi n_2 L}{\lambda_0} + \pi}$, où $\delta = \delta_{géo} + \lambda_0/2$ est la différence de marche totale.

[4] Dans un diagramme chromatique, on peut suivre l'évolution de la couleur de la pellicule de savon avec l'épaisseur. Lire l'article de Jearl Walker pages 18-21 dans le numéro spécial « La couleur » pour la science, avril 2000

Pour que les deux ondes réfléchies interfèrent constructivement, il faut que la différence de marche géométrique dans la couche apporte un déphasage multiple impair de π, d'où la condition d'interférences constructives :

$$\boxed{\Delta\varphi = 2\pi m \Rightarrow L = \frac{\left(m-\frac{1}{2}\right)\lambda_0}{2n_2} = \frac{\left(m-\frac{1}{2}\right)\lambda}{2} \quad m = 1,2,3...}$$

La condition d'interférences destructives est, elle :

$$\boxed{\Delta\varphi = (2m+1)\pi \Rightarrow L = \frac{m\lambda_0}{2n_2} = \frac{m\lambda}{2} \quad m = 0,1,2...}$$

Attention : <u>ces équations ne sont pas universelles et doivent être établies au cas par cas selon l'existence ou non d'un déphasage supplémentaire de π.</u>

Remarque : pour un film de savon, si la couche est assez épaisse et dépasse plusieurs longueurs d'onde, deux longueurs d'onde différentes peuvent avoir leur maxima pour la même épaisseur, d'où une couleur non pure; Pour des épaisseurs encore plus grandes, beaucoup de longueurs d'onde différentes peuvent donner lieu à des interférences constructives de sorte que le contraste des systèmes de franges superposés diminue et que la couleur perçue tend vers le blanc (partie inférieure du film de savon figure 10.b).

L'une des applications les plus importantes de ces lames minces est le **revêtement antireflet**. Afin d'éviter les pertes de luminosité par réflexion, la surface des lentilles d'un objectif complexe d'appareil photo est recouverte d'un mince dépôt solide transparent, calculé pour réaliser la condition d'interférence destructive dans la partie vert-jaune du spectre visible, d'où l'apparence bleutée ou violette des lentilles par réflexion.

V – Interféromètre de Michelson

Plusieurs dispositifs interférentiels, appelés **interféromètres**, produisent des figures d'interférence de même nature que les lames minces. Ce sont donc des dispositifs à division d'amplitude, pouvant utiliser des sources étendues de lumière. Le plus important d'entre eux, à la fois d'un point de vue pratique et historique est **l'interféromètre de Michelson**, du nom de son concepteur, Albert Michelson, 1er prix Nobel américain de physique en 1907. L'interféromètre de Michelson est un dispositif extrêmement précis, permettant d'obtenir des différences de marche très importantes. Très polyvalent, ses applications vont de l'interférométrie stellaire (développée par Michelson lui-même) permettant de déterminer la composition spectrale de la lumière émise par les étoiles, au contrôle du polissage de miroirs plans ou paraboliques ou encore à la mesure très précise de l'épaisseur d'une lame à faces parallèles.