



9. Interférences par division d'amplitude

9.1 lame d'air, irisations et teintes de Newton

9.1.1 Introduction

L'un des phénomènes les plus courants permettant d'observer des interférences lumineuses correspond à la présence d'irisations. Ces irisations peuvent être observées sur un film de savon (comme sur l'image de haut de page, où un écoulement crée des structures turbulentes), mais également à la surface d'une goutte d'huile qui se répand sur une flaque d'eau, ou encore sur les ailes des papillons.

Ces différents systèmes ont tous une même propriété : ils correspondent à des interférences par division d'amplitude.

Définition — Interférences par division d'amplitude. On parle d'interférences par divisions d'amplitude lorsqu'en un point M d'observation, les deux rayons qui interfèrent sont issus d'un même rayon lumineux initial.

C'est ce que l'on observe ici : les irisations correspondent à une figure d'interférences qui se produit entre un rayon lumineux réfléchi au niveau d'un premier dioptre, et un rayon réfléchi au niveau d'un second dioptre, comme indiqué sur la figure. Il y a alors une différence de marche entre les deux rayons lumineux, qui produit des interférences. Cette configuration correspond à ce que l'on appelle la lame d'air, et on va étudier ce dispositif plus en détail.

9.1.2 Interférences pour une lame d'air

Lumière monochromatique

On peut regarder de plus près la mince couche qui est la cause des interférences. On supposera qu'il s'agit d'un film d'eau savonneuse, dont l'indice optique peut être assimilé à celui de l'eau. On cherche à calculer la différence de marche, à l'infini, entre les deux rayons qui interfèrent.

 **Capacité exigible 1** Déterminer la différence de marche entre les deux rayons émergents (3), en notant n l'indice de la lame, e son épaisseur, et i l'angle d'incidence. On supposera la

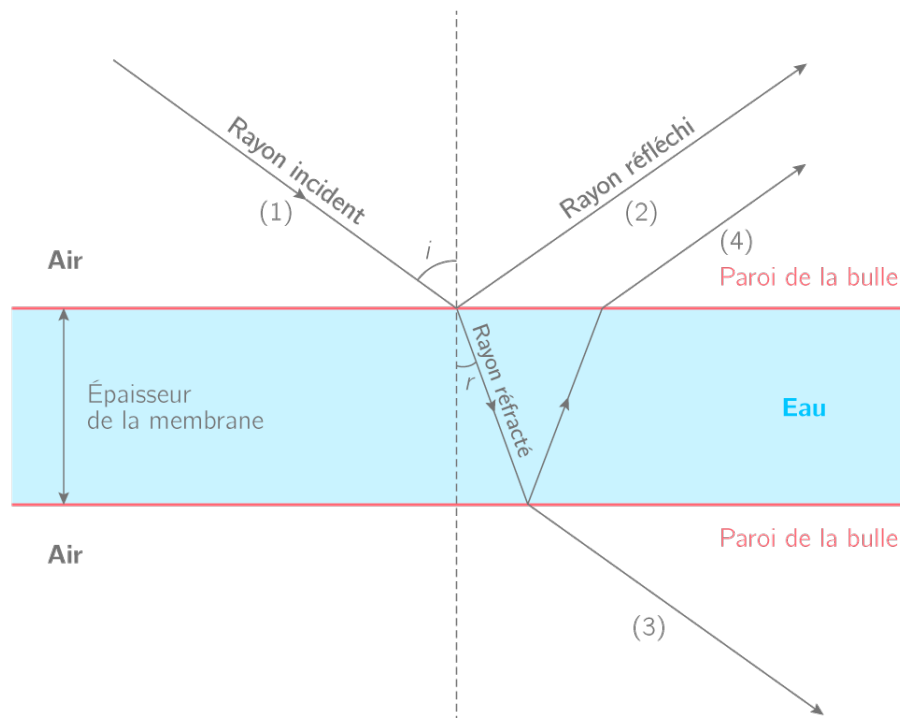


FIGURE 9.1 – Schéma d'un film d'eau savonneuse. Le savon sert juste à stabiliser le film mais agit peu sur l'indice optique de l'eau et les propriétés du dioptré. Les rayons optiques subissent des trajectoires similaires dans le cas d'un film d'huile, ou d'air.

lumière monochromatique et on notera λ sa longueur d'onde. En déduire l'allure des figures d'interférences observées en incidence quasi-normale (loin des surfaces concernées).

Lorsque $e = 0$, les deux rayons ont parcouru (de manière évidente) le même chemin optique. On dit qu'il y a *contact optique*, et on peut alors observer une frange brillante. Pour caractériser les autres franges, on définit l'ordre d'interférence :

Définition — Ordre d'interférence. L'ordre d'interférence d'une frange, noté p , correspond au nombre de franges entre le contact optique et la frange concernée. Il est donné par la formule suivante :

$$p = \frac{\delta(M)}{\lambda} \quad (9.1)$$

Les différents ordres d'interférence correspondent alors directement à des différentes épaisseurs. Les franges dessinent les isolignes d'épaisseur du film de savon, d'huile ou d'air selon l'expérience considérée, et l'ordre d'interférence nous permet d'en déduire l'épaisseur du film, comme indiqué sur la figure ci-dessous.

Lumière blanche : teintes de Newton

Si l'on se place en lumière blanche, on observe une figure nettement plus complexe. Pourquoi ? Nous avons ici une source qui a une longueur de cohérence de l'ordre de la longueur d'onde, soit environ $\ell_c = 600 \text{ nm}$. Or, nous avons vu que pour que deux ondes soient cohérentes, il faut que les signaux qui interfèrent correspondent au même train d'ondes, ce qui implique que $\delta < \ell_c$. On observe donc un brouillage des interférences lorsque l'épaisseur du film est importante. Les interférences sont toujours présentes mais elles sont brouillées, on parle de *blanc d'ordre supérieur*.

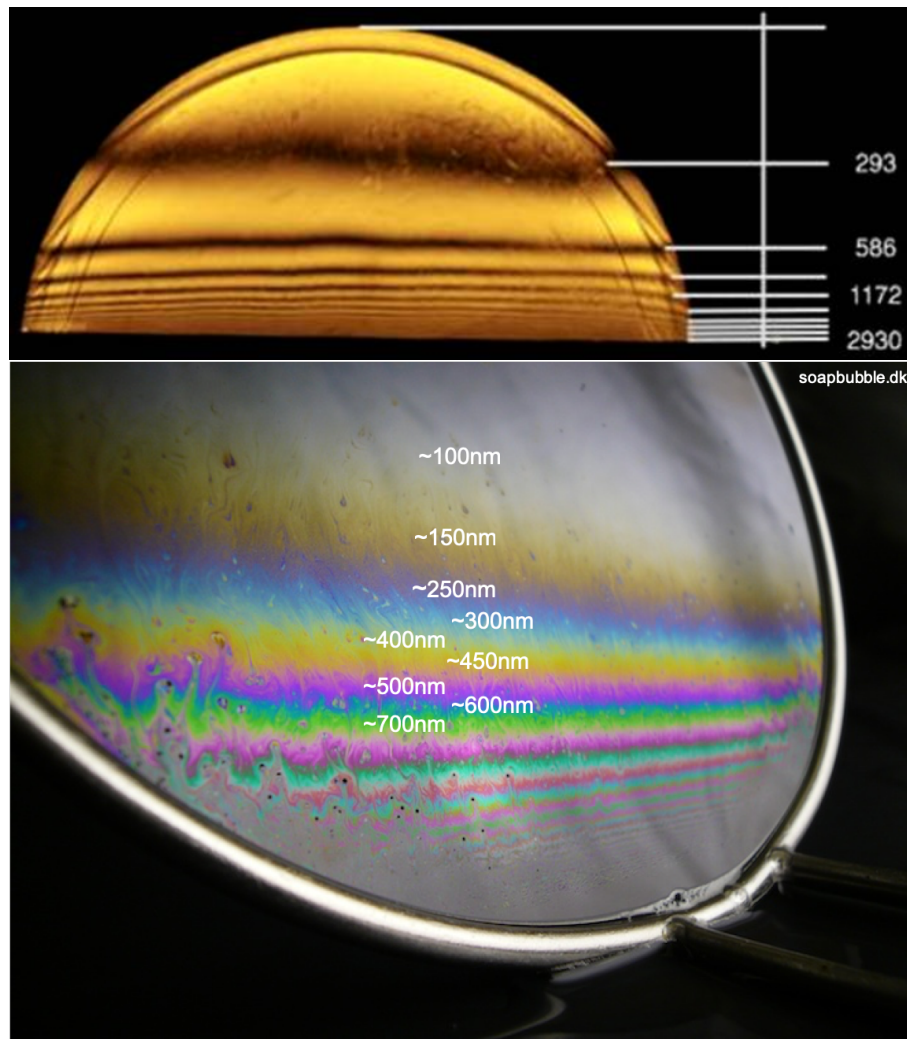


FIGURE 9.2 – En haut : demi-bulle de savon vue en lumière monochromatique. On observe des franges qui nous permettent d'estimer l'épaisseur du film en nm (à droite). En bas : photo d'un film de savon, cette fois-ci éclairé par une lumière blanche. Source : soapbubble.dk

R Pour les plus curieux.ses : le blanc d'ordre supérieur n'est pas analogue au blanc naturel : si l'on réalise son spectre, on pourra se rendre compte qu'il contient des pics à certaines longueurs d'onde, pour lesquelles les interférences sont constructives, et des creux, qui sont des longueurs d'onde pour lesquelles les interférences sont destructives. Un exercice du TD traite de ce sujet.

Aux épaisseurs où l'on observe des interférences, on a ce que l'on appelle les teintes de Newton, qui correspondent à la superposition de couleurs de différentes longueurs d'onde comme indiqué sur la figure suivante. En effet on rappelle que les vibrations associées à deux longueurs d'ondes différentes sont incohérentes, donc elles n'interfèrent pas. On peut donc calculer les figures d'interférences pour chacune des longueurs d'onde, puis les superposer.

Ces couleurs apparaissent partout : vous y reconnaîtrez les couleurs d'un film d'essence sur une flaque, ou encore le bleu caractéristique des ailes du papillon Morpho vivant en Amazonie.

On peut dire que les teintes de Newton sont la signature du spectre lumineux émis par le Soleil. Si le spectre avait une forme différente, les couleurs que l'on verrait sur un film de savon seraient différentes. Ainsi, les interférences sont un outil formidable pour analyser les propriétés spectrales

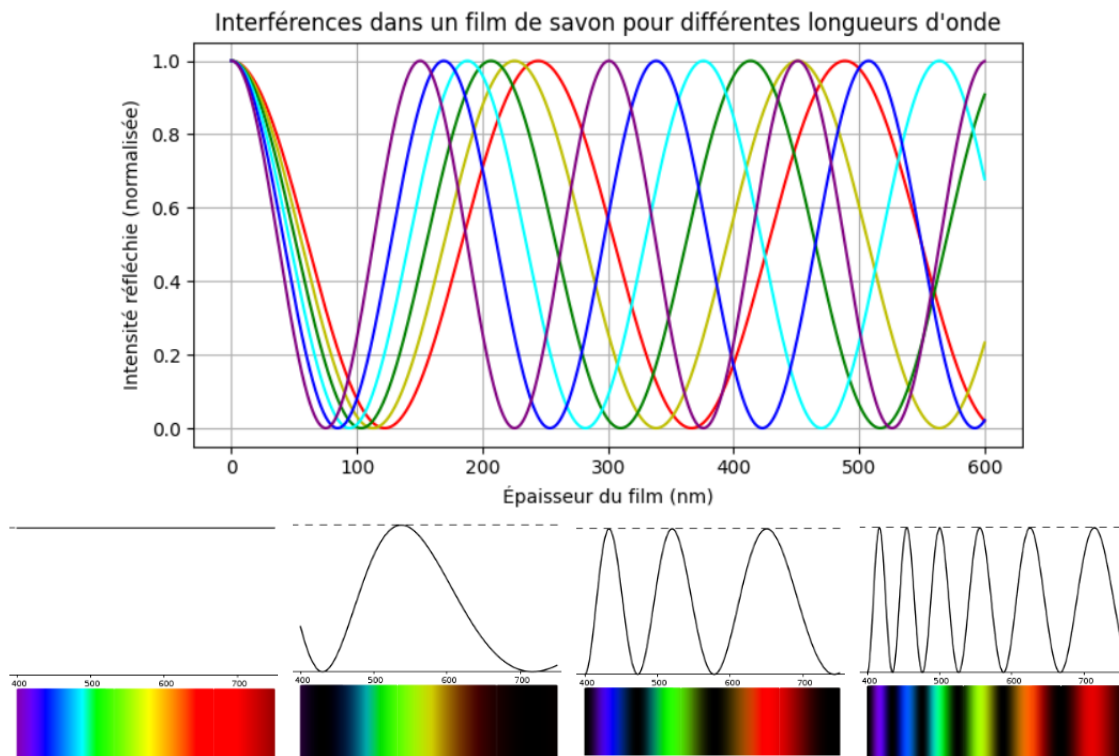


FIGURE 9.3 – En haut : amplitude en fonction de l'épaisseur du film pour différentes longueurs d'onde. Plus l'épaisseur est élevée et plus les couleurs se mélangent, formant un blanc d'ordre supérieur. En bas : les spectres de chacune des couleurs des teintes de Newton.

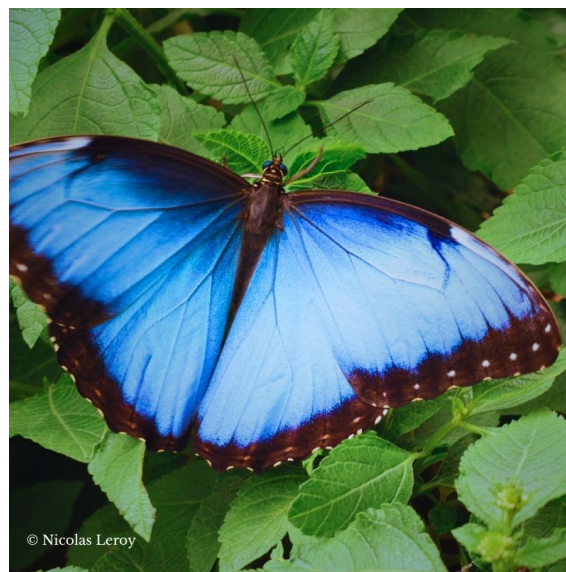


FIGURE 9.4 – Papillon Morpho. Source : Lepidoflora.

d'une source. Pour cela, on utilise un appareil permettant de contrôler précisément la différence de marche : un interféromètre.

9.2 Interféromètre de Michelson

9.2.1 Présentation et principe de fonctionnement

L'interféromètre de Michelson est un dispositif à deux miroirs, permettant de faire interférer deux rayons issus de la division d'un unique rayon lumineux initial. Le dispositif se présente comme suit :

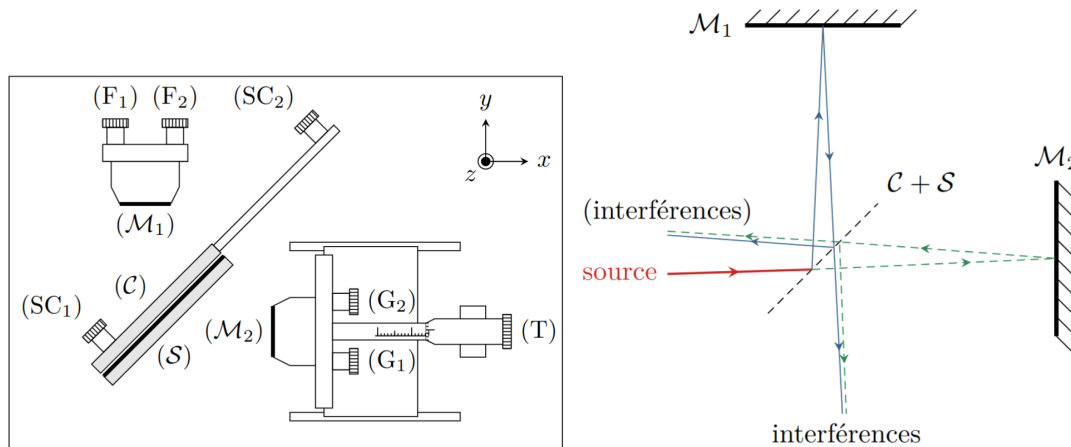


FIGURE 9.5 – A gauche : schéma d'un interféromètre de Michelson. A droite : schéma de principe.

Deux miroirs $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$ permettent de créer deux bras dans lesquels vont passer les deux rayons qui interfèrent. Pour créer ces deux rayons, on utilise une lame séparatrice $\mathcal{S}$. La lame compensatrice sert à compenser le chemin optique présent dans la séparatrice, et nous pourrions négliger son effet à ce niveau. L'ensemble se comporte comme une lame semi-réfléchissante : lorsqu'un rayon lumineux incident arrive sur la séparatrice, il subit une séparation en deux rayons d'intensité égale, le premier continuant son chemin sans être dévié, et le second étant réfléchi selon les lois de Snell-Descartes.

Afin de contrôler la différence de marche entre les rayons, on va modifier la longueur d'un rayon sur l'un des deux bras. Ceci est permis par le déplacement de l'un des deux miroirs, en l'occurrence le miroir mobile $\mathcal{M}_2$, que l'on peut soit :

- Déplacer horizontalement selon l'axe perpendiculaire au miroir par la vis (T) : on dit que l'on *chariote*. On peut lire la position du miroir sur un vernier.
- Incliner le miroir à l'aide des vis (G_1) et (G_2).

Ces deux méthodes vont donner lieu à des figures d'interférences différentes. Nous nous intéresserons essentiellement à la première méthode dans ce cours, mais nous aborderons également la seconde méthode expérimentalement.

9.2.2 Configuration en lame d'air ; anneaux d'égalé inclinaison

Définition On parle de configuration en *lame d'air* lorsque les deux miroirs $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$ sont orientés perpendiculairement, de sorte à ce que le symétrique $\mathcal{M}_2'$ de $\mathcal{M}_2$ par la séparatrice soit exactement parallèle à $\mathcal{M}_1$. On appelle alors épaisseur de la lame d'air la différence de longueur e entre les deux bras.

La méthode des images fictives

Il est possible de ramener l'interféromètre à un dispositif linéaire en ne considérant plus la présence de la séparatrice, mais en représentant sur le schéma l'image de la source lumineuse S et du miroir $\mathcal{M}_2$. Il s'agit d'un schéma équivalent qui permet de faciliter grandement les calculs.

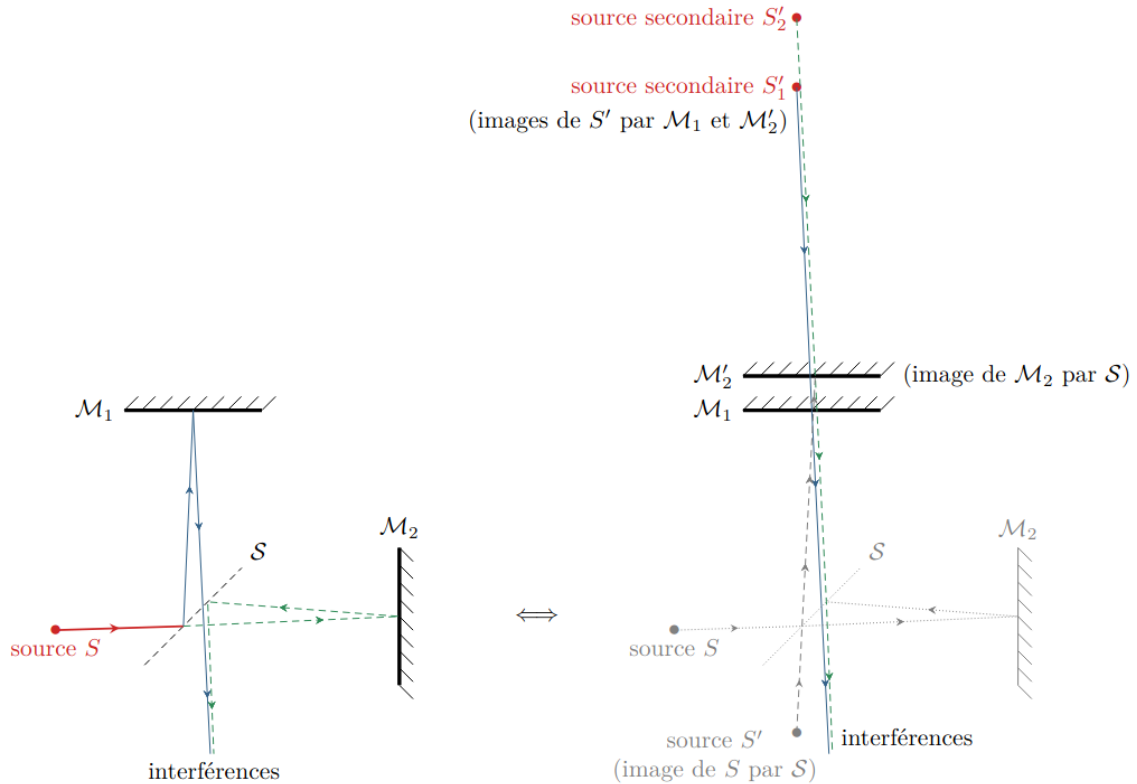


FIGURE 9.6 – Schéma équivalent de l'interféromètre de Michelson en configuration de lame d'air. Source : poly de cours de Etienne Thibierge.

On constate alors que l'on se trouve dans la configuration vue en fin de chapitre dernier : des interférences entre deux sources ponctuelles cohérentes. L'écran se trouvant perpendiculairement à l'axe formé par les deux sources, on s'attend à observer des anneaux car la différence de marche est invariante par rotation autour de $S_1'S_2'$.

9.2.3 Conditions expérimentales d'observation

Lorsque l'on met en oeuvre le dispositif expérimentalement, on éclaire d'abord l'interféromètre à l'aide d'un laser. On fait un premier constat :

Propriété Pour observer une figure d'interférences en lame d'air, il faut que les rayons atteignent les miroirs avec des inclinaisons variées. En pratique, on fait l'image de la source sur les miroirs à l'aide d'un condenseur.

Il convient donc d'élargir le faisceau laser et de le faire converger à l'aide d'une lentille, pour obtenir une variété d'inclinaisons sur les miroirs. On observe alors des anneaux en sortie de l'interféromètre, d'égale inclinaison i_p . Dans toute la suite, on note i_p l'inclinaison de l'anneau d'ordre p .

On peut rajouter une lentille en sortie du dispositif : si l'on se place dans le plan focal image de la lentille, on voit que c'est là que les interférences sont les plus contrastées dans le cas où la source est étendue (lampe à vapeur de mercure, par exemple). On parle de localisation des

interférences :

Définition Les interférences sont dites localisées lorsque l'utilisation d'une source étendue génère un contraste non uniforme dans le champ d'interférences. On appelle lieu de localisation la portion du champ d'interférences où le contraste est maximal.

Propriété — (admise) Localisation des franges. Dans un interféromètre à division d'amplitude éclairé par une source étendue, les interférences sont toujours localisées. La surface de localisation est le lieu des intersections des rayons émergeant issus du même rayon incident partant d'un point S de la source.

 **Capacité exigible 2** Déterminer le lieu de localisation des interférences en lame d'air au vu des observations expérimentales.

9.2.4 lame d'air en lumière monochromatique

Nous allons maintenant nous intéresser plus précisément au cas de la lame d'air éclairée en lumière monochromatique (par exemple un laser). On constate que lorsque l'on se trouve au contact optique, il n'y a pas d'interférences : on observe un éclairage uniforme de l'écran : on parle de *teinte plate*.

 **Capacité exigible 3** Etablir l'expression de la différence de marche dans ce dispositif. En déduire la relation liant l'inclinaison des anneaux, l'épaisseur e de la lame d'air, et l'ordre d'interférence p . L'ordre d'interférence le plus élevé se trouve-t-il au centre ou en périphérie de la figure d'interférences ?

 **Capacité exigible 4** Déterminer le rayon r_p des anneaux, en fonction de e , p et la focale f' de la lentille de projection. Dans quel sens se déplacent les anneaux lorsqu'on chariote ?

On conclut les propriétés suivantes :

Propriété Dans un interféromètre de Michelson en lame d'air, plus l'épaisseur de la lame d'air est grande, plus il y a d'anneaux visibles sur l'écran. Lorsque l'on s'éloigne du contact optique (e augmente) : les anneaux se dilatent sur l'écran jusqu'à en sortir par le pourtour de la figure d'interférences alors que de nouveaux anneaux entrent par le centre ; Lorsque l'on se rapproche du contact optique (e diminue) : les anneaux se contractent sur l'écran jusqu'à en sortir par le centre de la figure d'interférences alors que de nouveaux anneaux entrent par le pourtour.

Encart — Détection des ondes gravitationnelles. L'interféromètre de Michelson a été utilisé pour la découverte des ondes gravitationnelles, lorsque la fusion de deux trous noirs a été mesurée pour la première fois en 2016. Le principe est le suivant : lorsqu'une onde gravitationnelle passe, elle déforme l'espace. La déformation associée, appelée *strain* en anglais, est de l'ordre de $h = \Delta L/L \sim 10^{-21}$.

Pour mesurer cette déformation, deux interféromètres dont les bras mesurent $L = 4$ km ont été construits aux Etats-Unis, à Livingston et Hanford. Une onde gravitationnelle vient alors créer une lame d'air $e = hL \sim 4 \cdot 10^{-17}$ m, ce qui a engendré une légère variation d'intensité lumineuse mesurable.

Cette découverte a été la première confirmation expérimentale de l'existence des trous noirs, un siècle après leur prédiction théorique. Elle a été récompensée par le prix Nobel l'année suivante, en 2017.

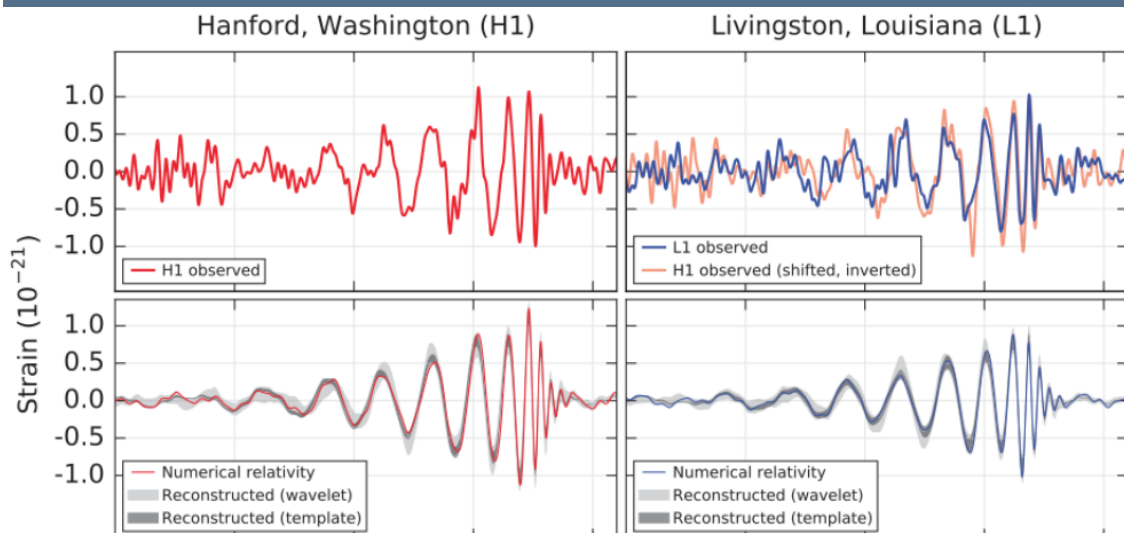
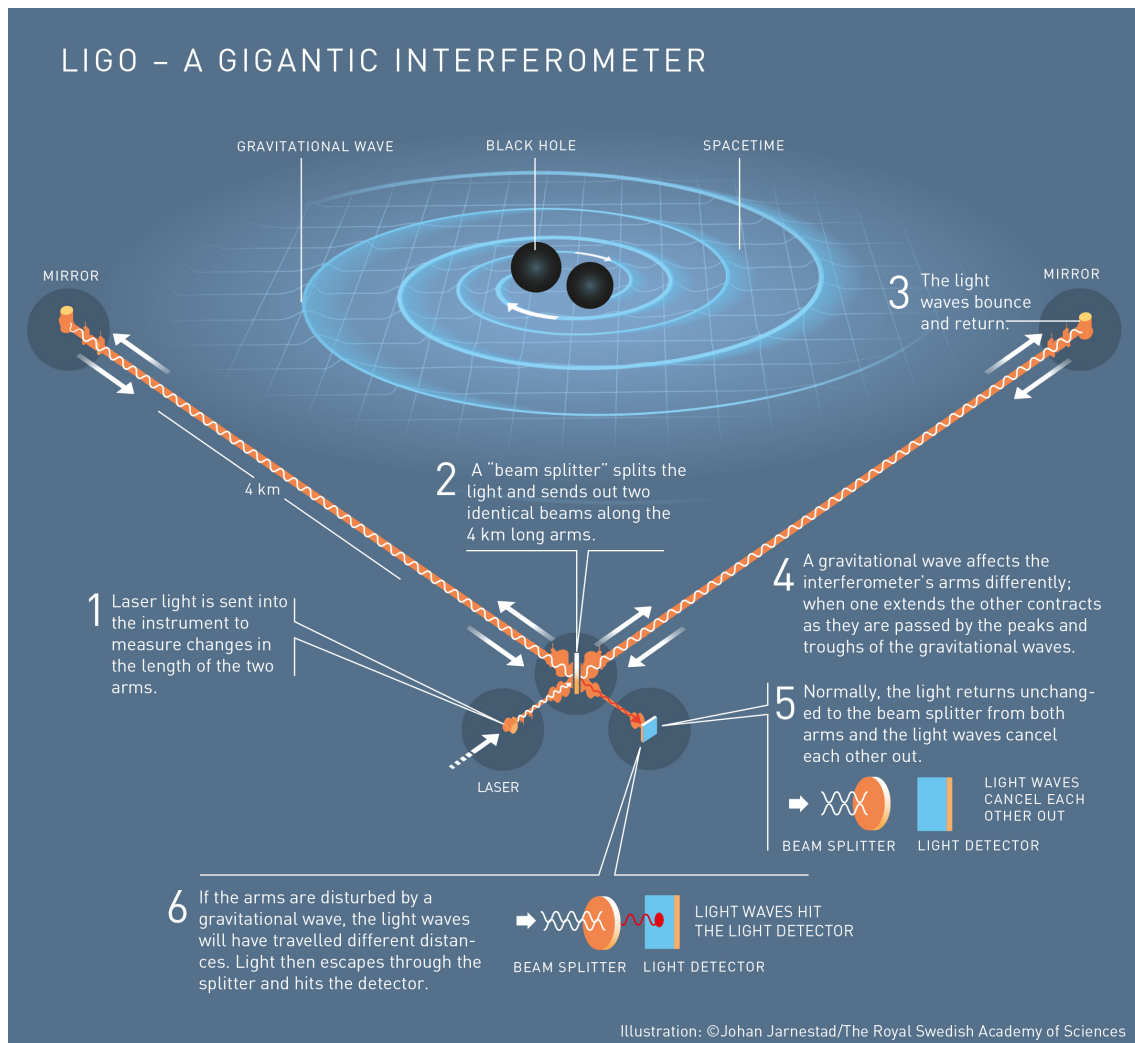


FIGURE 9.7 – En haut : fonctionnement de l'interféromètre LIGO. En bas : signal détecté simultanément par les deux interféromètres LIGO en 2016, et sa modélisation théorique en dessous. Il s'agit d'une onde gravitationnelle provoquée par la fusion de deux trous noirs. Source : Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, LIGO collaboration, Physical Review Letters, 2016, 116, 6.

9.2.5 Spectroscopie interférentielle

Bien que les propriétés des anneaux en lame d'air soient intéressantes, l'intérêt principal de l'interféromètre de Michelson en lame d'air réside dans son utilisation à l'aide de lumière non monochromatique : on peut alors utiliser les résultats expérimentaux pour obtenir des informations sur le spectre de la source lumineuse.

La spectroscopie interférentielle repose sur la propriété suivante, que l'on rappelle : deux sources lumineuses ayant des fréquences différentes sont incohérentes et n'interfèrent pas. Ainsi, l'intensité lumineuse de leur figure d'interférences s'additionne. Cette propriété s'applique en particulier à une source lumineuse émettant à plusieurs longueurs d'onde :

Propriété Soit une source lumineuse émettant à différentes longueurs d'onde λ , alors :

$$I_{tot}(M) = \sum_{\lambda \in \text{spectre}} I_{\lambda}(M) \quad (9.2)$$

Cette propriété relie directement le spectre de la source lumineuse à la figure d'interférences. Nous allons le vérifier à travers deux exemples classiques dans les paragraphes qui suivent.

Doublet spectral

Définition On parle de doublet spectral lorsque le spectre d'une source lumineuse contient deux raies à des longueurs d'onde très proches. C'est le cas, par exemple, des spectres d'émission du sodium ou du mercure.

On éclaire le Michelson à l'aide d'une lampe à vapeur de Mercure, qui émet deux raies à $\lambda_1 = 577 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 579 \text{ nm}$. On veut mesurer plus précisément l'écart entre les deux longueurs d'onde, on note $\lambda_1 = \bar{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2}$ et $\lambda_2 = \bar{\lambda} + \frac{\Delta\lambda}{2}$.

Capacité exigible 5 Déterminer l'intensité lumineuse au centre de l'écran en fonction de l'épaisseur de la lame d'air e . Montrer qu'elle se met sous la forme :

$$I(e) = I_0 \left(1 + C(e) \cos \left(\frac{4\pi e}{\bar{\lambda}} \right) \right) \quad (9.3)$$

En déduire l'expression du contraste $C(e)$ en fonction de e .

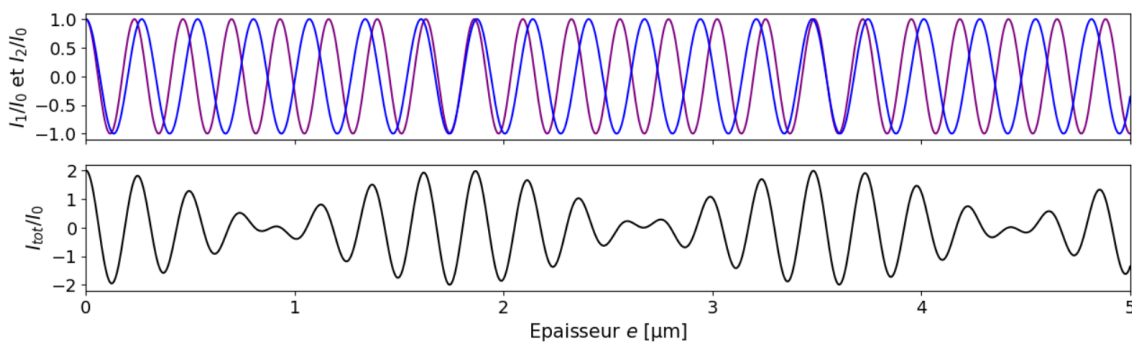


FIGURE 9.8 – Intensité en fonction de la lame d'air e au centre de la figure, pour un doublet. L'écart entre les longueurs d'onde est exagéré pour plus de visibilité.

On constate qu'on observe des maxima et des minima de contraste :

Définition — Coïncidence et antikoïncidence. On a une coïncidence lorsque les franges d'interférence liées aux deux raies se superposent, et des antikoïncidences lorsque les franges

sombres d'un doublet se superposent aux franges brillantes de l'autre. On a alors une annulation de contraste.

A partir de la mesure de l'écart entre deux annulation de contrastes, il est possible de mesurer l'écart entre les deux longueurs d'onde avec une très grande précision. C'est ce que nous ferons en TP.

Profil spectral d'une raie

En réalité, les raies ne sont pas purement monochromatiques, elles ont un profil spectral, que l'on pourrait noter $I_\lambda(\lambda)$, et l'intensité lumineuse totale émise s'écrit alors :

$$I_{source} = \int_0^\infty I_\lambda(\lambda) d\lambda = \int_0^\infty I_\nu(\nu) d\nu \quad (9.4)$$

où l'on a défini le profil spectral en fonction de la longueur d'onde ou de la fréquence. On peut alors utiliser les propriétés de superposition vues précédemment : l'intensité observée sur la figure d'interférences est la somme de toutes les intensités de chaque figure d'interférences pour une fréquence différente, à savoir :

$$I_{tot} = \int_0^\infty I_\nu(\nu) \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi e}{c} \nu \right) \right) d\nu \quad (9.5)$$

Connaissant la forme générale du profil de la raie (par exemple, une fonction gaussienne ou lorentzienne sont typiques), on peut alors en déduire la forme de la fonction $I_{tot}(e)$. Des mesures expérimentales permettront alors de déterminer précisément les paramètres du profil de raie.

■ **Exemple — Raie avec un profil exponentiel.** *Cet exemple particulier est un complément qui n'est pas à connaître. Il permet d'appuyer théoriquement les paragraphes qui vont suivre. Pour les potentiels candidat·e·s à Mines/Centrale/X/ENS : il est vivement conseillé d'avoir vu cette méthode au moins une fois.*

Supposons pour simplifier que la raie a une forme exponentielle :

$$I_\nu(\nu) = \frac{I_0 \tau_c}{2} e^{-\tau_c |\nu - \nu_0|} \quad (9.6)$$

où τ_c est le temps de cohérence de la source lumineuse ($\tau_c \Delta \nu \approx 1$). Ce profil n'est pas très réaliste, mais a l'avantage de simplifier les calculs et de fournir des résultats qualitatifs qui peuvent être facilement généralisés. On peut vérifier qu'on a bien $\int I_\nu(\nu) d\nu = I_0$. Alors :

$$I_{tot} = \int_0^\infty I_\nu(\nu) \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi e}{c} \nu \right) \right) d\nu \quad (9.7)$$

$$= I_0 + \frac{I_0 \tau_c}{2} \Re \int_0^\infty \exp \left(j \frac{4\pi e}{c} \nu - \tau_c |\nu - \nu_0| \right) d\nu \quad (9.8)$$

On peut, avec une bonne approximation, remplacer les bornes de la seconde intégrale par $\pm\infty$ (la fonction est quasi nulle pour les valeurs négatives de fréquence). En faisant un changement de variable, on trouve :

$$I_{tot} = I_0 + \frac{I_0}{2} \Re \exp \left(j \frac{4\pi e \nu_0}{c} \right) \int_{-\infty}^\infty e^{jyx - |x|} dx \quad (9.9)$$

avec $y = \frac{4\pi e}{c \tau_c}$ et $x = \tau_c (\nu - \nu_0)$. L'intégrale peut se découper en deux parties :

$$\int_{-\infty}^\infty e^{jyx - |x|} dx = \int_{-\infty}^0 e^{jyx + x} dx + \int_0^\infty e^{jyx - x} dx \quad (9.10)$$

$$= \frac{1}{1 + jy} + \frac{1}{1 - jy} \quad (9.11)$$

$$= \frac{2}{1 + y^2} \quad (9.12)$$

D'où, en réinjectant toutes les expressions, et en utilisant $c = \lambda_0 v_0$:

$$I_{tot} = I_0 \left(1 + C(e) \cos \left(\frac{4\pi e}{\lambda_0} \right) \right) \quad (9.13)$$

avec un contraste :

$$C(e) = \frac{1}{1 + \left(\frac{4\pi e}{c\tau_c} \right)^2} = \frac{\ell_c^2}{\ell_c^2 + (4\pi e)^2} \quad (9.14)$$

Autrement dit, le contraste des franges diminue au fur et à mesure que l'épaisseur de la lame d'air augmente, donc au fur et à mesure que la différence de marche augmente. On constate que l'échelle caractéristique de cette décroissance est la longueur de cohérence de la source $\ell_c = c\tau_c$. ■

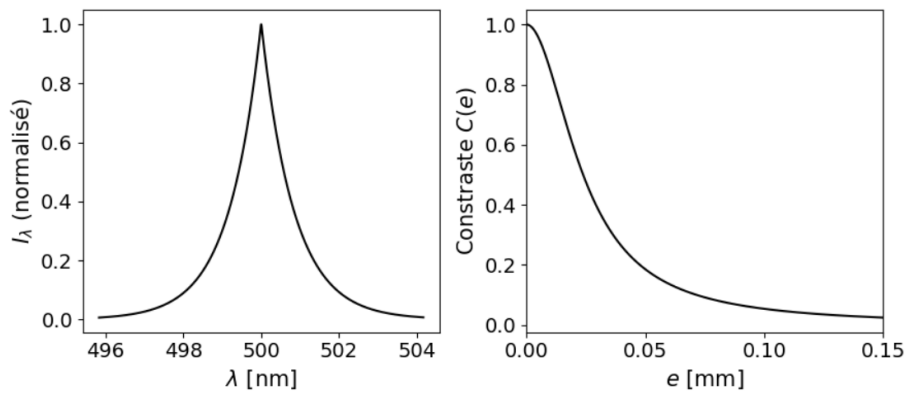


FIGURE 9.9 – A gauche : profil spectral théorique de la raie étudiée. A droite : allure du contraste en fonction de l'épaisseur de la lame d'air.

Capacité exigible 6 Relier la largeur spectrale de la source, $\Delta\lambda$, à sa longueur de cohérence ℓ_c et sa longueur d'onde moyenne λ_0 , et expliquer à partir du modèle des trains d'onde pourquoi le contraste décroît lorsque e est de l'ordre de ℓ_c . On peut s'appuyer sur la figure suivante. En déduire un critère de brouillage portant sur l'ordre d'interférence p .

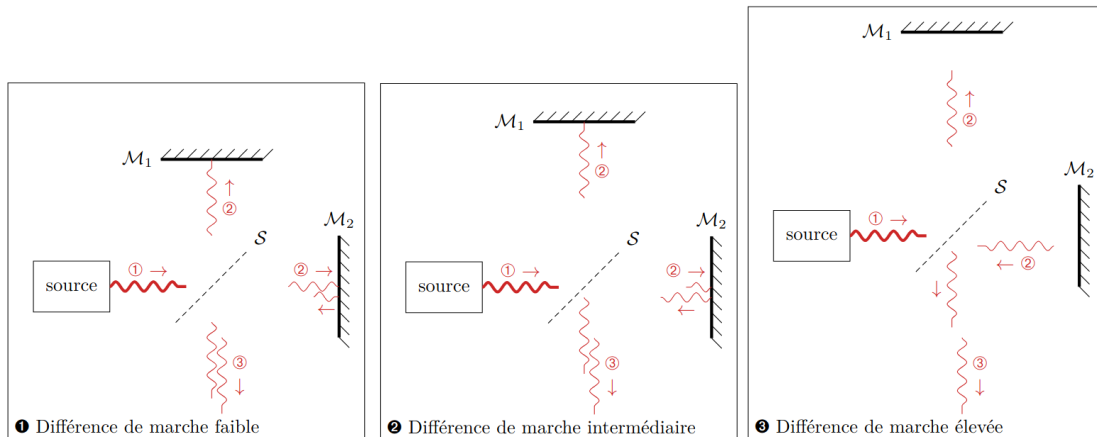


FIGURE 9.10 – Evolution de trains d'onde dans l'interféromètre de Michelson.

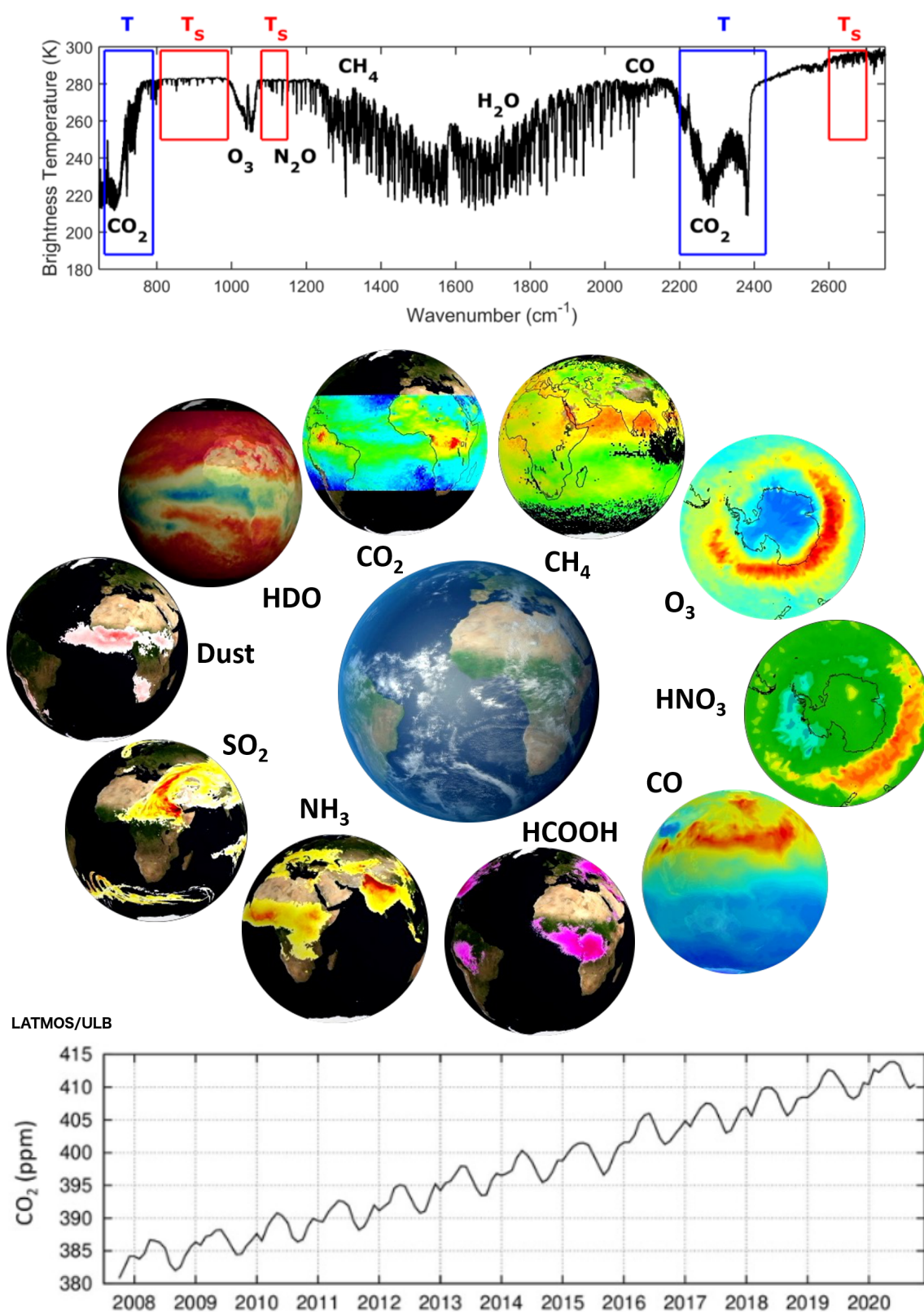


FIGURE 9.11 – En haut : spectre obtenu à partir de l'instrument IASI. La température de brillance est une unité de mesure du rayonnement couramment utilisée en climatologie. Au milieu : estimation de la concentration en différents composés chimiques à partir de ce spectre. En bas : évolution de la concentration en dioxyde de carbone dans l'atmosphère mesurée par l'instrument IASI.

Encart — L'interféromètre IASI. IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) est un instrument de mesure lancé à bord de trois satellites qui a révolutionné la chimie de l'atmosphère et les prévisions météorologiques. L'instrument est un interféromètre de Michelson, qui travaille dans le domaine de l'infrarouge. Il pointe vers la surface de la Terre et analyse le rayonnement infrarouge émis par la surface de la Terre, l'atmosphère et les nuages.

L'instrument réalise un chariotage complet toutes les 250 ms, ce qui permet d'obtenir un spectre complet de la zone recherchée. On peut alors :

- Estimer les concentrations en gaz trace (ozone, monoxyde de carbone, méthane, dioxyde de carbone) en identifiant les raies d'émission et d'absorption de ces gaz ;
- Déterminer la température et l'humidité en fonction de l'altitude (le rayonnement émis dépend de la température), pour peu qu'il n'y ait pas de nuages. Ceci a permis une nette amélioration des prévisions météorologiques.

9.2.6 Configuration en coin d'air : franges d'égale épaisseur

On va maintenant, très brièvement, s'intéresser à la configuration dite en coin d'air :

Définition Un interféromètre de Michelson est dit en configuration coin d'air lorsqu'il existe un angle $\alpha \ll 1$ entre les miroirs $\mathcal{M}_1$ et $\mathcal{M}_2$, c'est-à-dire lorsque les vrais miroirs ne sont pas parfaitement perpendiculaires.

Expérimentalement, lorsqu'on utilise la configuration en coin d'air, on observe des franges sur l'écran, qui sont parallèles à l'axe autour duquel on a fait tourner l'un des deux miroirs.

Localisation des interférences

On admet le résultat suivant :

Propriété En coin d'air, les interférences sont localisées sur les miroirs.

 **Capacité exigible 7** Proposer un protocole expérimental permettant de bien observer les interférences en coin d'air : comment éclairer les miroirs ? Où placer la lentille et l'écran pour observer les interférences ?

Allure de la figure d'interférences

On admet l'expression de la différence de marche en fonction de la position x sur les miroirs :

Propriété La différence de marche δ est fonction de la position x sur les miroir, l'axe (Ox) étant choisi dans le plan du miroir et perpendiculairement à l'axe autour duquel on a fait tourner le miroir d'un angle α :

$$\delta = 2\alpha x \quad (9.15)$$

Ainsi, la différence de marche est directement proportionnelle à la position et on observe des franges d'interférence dites *franges d'égale épaisseur*.

 **Capacité exigible 8** Faire un schéma équivalent du dispositif avec la méthode des images, en faisant figurer les sources secondaires. Expliquer alors qualitativement la présence de franges d'interférences.

On remarque que plus l'angle α est important, plus les franges sont resserrées. Il y a un compromis à faire, bien sûr, entre la taille des franges qui sont visibles, et le nombre total de franges sur l'écran.

Allure des franges en lumière blanche

La différence de marche étant directement proportionnelle à la position sur l'écran, on observe tout simplement l'intensité lumineuse en fonction de la différence de marche directement sur l'écran. En lumière blanche, on retrouve les teintes de Newton, que nous avons introduites plus haut. Ceci nous permet d'avoir une mesure précise du contact optique, qui est plus difficile à obtenir en coin d'air (la teinte plate étant relativement peu marquée).

R Cette propriété peut être utilisée pour mesurer l'épaisseur ou l'indice optique d'une lamelle, par exemple, comme nous le verrons en TP.

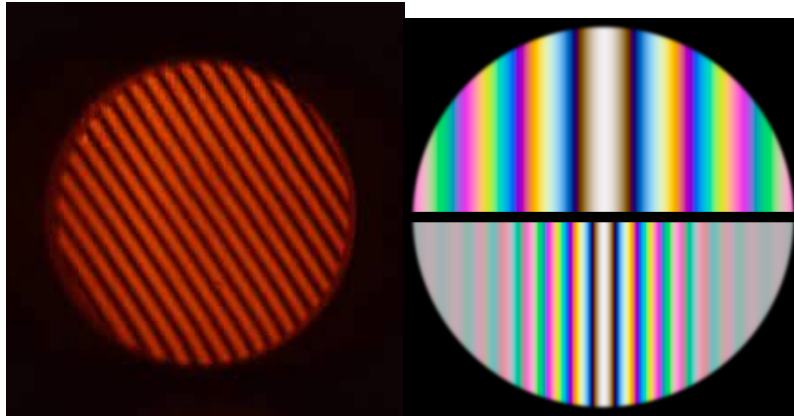


FIGURE 9.12 – Allure des franges observées en coin d'air en lumière monochromatique (à gauche) et en lumière blanche (à droite). Pour la lumière blanche, deux configurations sont montrées avec un angle α plus faible en haut et plus élevé en bas.