

LP 17(?): Interférences à deux ondes en optique

Mathias Péault

Sources: Cours de R.Mathevet, Pérez Chapitres 22 et 23, Travail de Naïmo, Travail de Pierre

Pré-requis:

1. Optique Géométrique
2. Physique des ondes
3. Notion de chemin optique, calcul de différence de marche

*Pour les docteurs, manip conseillée par R.Mathevet : Biprisme de Fresnel
car elle est pédagogique, "Young c'est cracra" et peu lumineux.*

1 INTRODUCTION (ATTENTION AUX CONNERIES!)

(Disclaimer: vérifiez si ce que je dis est vrai. Je le crois, car j'avais fait l'effort de vérifier un petit nombre de choses mais R.Mathevet a clairement dénoncé "plusieurs erreurs" sans les donner explicitement. Alors vraies bêtises, ou bien, enclavage de mouche? À vous de me dire.)

Introduction relativement courte dans laquelle il faut faire comprendre que le phénomène d'interférences est fortement contre-intuitif. L'intensité résultante de la superposition de deux ondes n'est pas égale à la somme de ces deux contributions (dans certains cas). **Lumière+Lumière=Obscurité**, sous certaines conditions! Ce qui est contraire à ce que l'on observe dans la vie de tous les jours (deux exemples simples: éclairage d'une salle avec plusieurs sources de lumières, phares de voiture, etc). Le must, c'est de le montrer à partir d'une manip qualitative (Biprisme de Fresnel).

Du point de vue historique c'est au XVIIème siècle que l'on commence à réellement s'intéresser aux phénomènes lumineux révolutionnaires (car non explicable avec l'optique géométrique) que sont la diffraction (autre leçon on n'en parle pas) et le phénomène d'interférences. Ce dernier peut se s'observer sur les bulles de savons (pour le jury: peut-être un film/truc sur internet qui montre ça dans la présentation projetée) ou sur les taches d'huiles etc. Il ne peut s'expliquer avec l'optique géométrique (jusque là dominante), on se rapporte alors à la théorie corpusculaire de la lumière (I.Newton) qui, bien qu'elle propose une explication très compliquée, éclipse totalement (grâce à l'aura de ce cher Isaac) la théorie ondulatoire de Huygens, avec laquelle c'est bieeeeen plus simple. C'est d'ailleurs cette dernière que l'on va utiliser dans la suite de la leçon.

C'est bien plus tard que l'on fait un petit plaisir post-mortem à Huygens grâce d'abord à Young (maintenant reconnu mais à l'époque tout le monde s'en tamponne le coquillard) et surtout, grâce à Fresnel (Cocorico et surtout, mon erreur, faut bien parler de lui car on va parler de son biprisme!) qui mettent en évidence ce phénomène de manière expérimentale.

En résumé, cette leçon doit montrer que s'il a fallu si longtemps pour obtenir expérimentalement ce phénomène (et si le montage du Biprisme est si génial) c'est parce que les franges sont pas si faciles à visualiser. **L'objectif est de comprendre l'origine des interférences et montrer ce qui les limitent, en explicitant les conditions strictes nécessaires à leur manifestation.**

2 LE MONTAGE DU BIPRISME DE FRESNEL (CHEF D'OEUVRE FIG 2.1)

2.1 DESCRIPTION

On éclaire un biprisme à partir d'une source lumineuse S, considérée comme ponctuelle. Dans le montage présenté, on l'obtient en focalisant les rayons issus d'un LASER (vert mieux car l'oeil humain y est plus sensible mais R.Mathevet avait l'air de dire que pour ce type de manip on s'en fout un peu) à l'aide d'un objectif de microscope. La source S est ainsi supposée en sortie immédiate de l'objectif. De S, on trace plusieurs rayons lumineux. Dans un premier temps, on trace les rayons d'incidence rasante puis, dans un second temps, les rayons marginaux. On observe à partir de la construction ainsi obtenue que, dans ce montage, tout se passe comme si les rayons qui émergent du biprisme sont issus de deux sources virtuelles S1

et S2, images virtuelles de la source S formées par les deux prismes (principe de retour inverse de la lumière). Ces deux images virtuelles, sont situées dans le plan perpendiculaire à l'axe optique et passant par S et sont écartées d'une distance a. (voir le travail assez cool de Pierre)

Les rayons issus des sources virtuelles secondaires S1 et S2 se rencontrent dans une zone, ici hachurée en noir, appelée zone ou champ d'interférences. On observe alors, si on y place un écran (à une distance D), une succession de franges lumineuses brillantes et sombres(!) régulièrement espacées, de luminosité égale sur une distance appelée interfrange. **Il existe aussi parfois(?) une zone d'interférences située à gauche de la source S qui peut se repérer dans certaines construction de rayons, pas la mienne qui se veut ici, à dessein, débilement(?) pédagogique.**

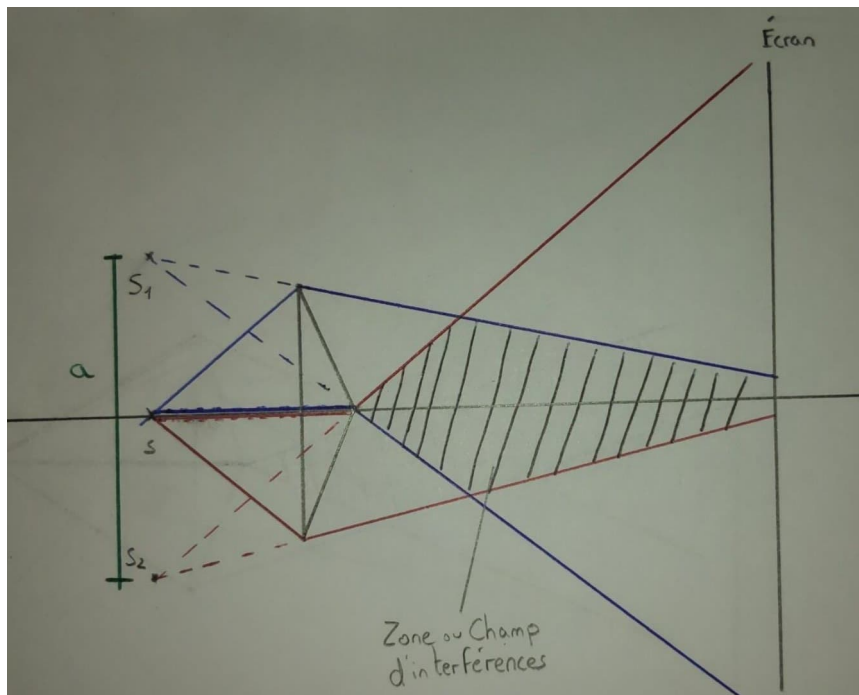


Figure 2.1: Schéma optique du montage du Biprisme de Fresnel

2.2 MANIP QUANTITATIVE

Une manip assez intéressante (mais alors assez difficile à insérer dans la leçon de manière fluide) est la détermination de la distance a séparant les images virtuelles S1 et S2 à partir de deux méthodes distinctes. La première méthode consiste à mesurer l'interfrange (plusieurs interfranges hein pour les erreurs bobby) observée sur l'écran (placé très loin de préférence pour la mesure devant le jury, pour minimiser les erreurs) et à remonter à a à partir de la relation $i = \frac{\lambda D}{a}$ (soit pré-requis, soit le démontrer quelque part en force). La deuxième méthode est assez sympa. Si vous ajoutez une lentille convergente entre le biprisme (plusieurs focales

possibles mais 10cm, 15cm, 20cm c'est bien) et l'écran, vous pouvez former les images réelles des sources secondaires virtuelles sur ce dernier. Vous obtenez alors deux points séparés d'une distance a' . À l'aide de la formule du grandissement transverse et de la relation de conjugaison de Descartes, vous pouvez déterminer a . Les mesures sont pénibles, la salle étant placée dans une sombreur idoine à la réalisation de la manip et l'écran étant placé assez loin. En plus vous tremblerez et votre grâce de phacochère risque de faire intervenir des erreurs supplémentaires. Pour le calcul de l'incertitude, je vous conseille celle de la première méthode qui est bien plus simple. (Je sais pas si il faut se taper un racine de 6 ou je sais pas quoi). Attention à ne pas surestimer les incertitudes, il est normal d'avoir des écarts au cas idéal. Il faudra les expliquer cela dit (pénombre, mesures imprécises, construction peut-être pas parfaite). Il existe une troisième méthode pour déterminer a , qui vient de l'étude théorique de la réfraction par le biprisme. (Cf Travail de Pierre).

3 PARTIE 1: SUPERPOSITION DE DEUX ONDES

3.1 LES DÉTECTEURS EN OPTIQUE

Les sources lumineuses utilisées en Optique ont un caractère aléatoire, y compris les LASERs même si ce caractère est plus faible. Le champ optique associé est alors une variable aléatoire. En Optique, on dit qu'il faut alors "quantifier l'aléatoire".

Les détecteurs en Optique sont sensibles(?) au champ électrique $\vec{E}(t)$ porté par l'onde lumineuse. Cependant, le temps caractéristique associée à la lumière dans le visible, qui est sa période valant $T=10^{-14}$ s, est bien plus petit que le temps caractéristique de réponse des détecteurs (Figure 3.1). Par conséquent, pour un temps de mesure donné, le champ électrique oscille bien trop rapidement et le détecteur n'est alors capable de mesurer qu'une valeur moyennée du champ, valant ici $\langle \vec{E}(t) \rangle_{\tau_{\text{dét}}} = 0$. On dit qu'il n'existe pas de détecteur du champ optique.

On s'intéresse alors à une autre grandeur, l'éclairement de la source, qui représente la puissance lumineuse captée par le détecteur. Cette grandeur est proportionnelle au carré de l'amplitude réelle du champ $\vec{E}(t)$. (Il faut choisir si dans la suite vous souhaitez utiliser l'éclairement $\vec{E}(t)$ ou bien utiliser un signal $s(t)$ par souci de simplification notamment dans l'écriture des différentes expressions d'ondes à suivre. R.Mathevet semblait conseiller assez vivement s même si on va voir que ça peut être relou plus loin.) Les détecteurs mesurent ainsi un signal que l'on notera dans la suite $s(t)$, tel que $s(t) \propto \langle \vec{E}^2(t) \rangle_{\tau_{\text{dét}}}$. On dit que les détecteurs en Optique sont quadratiques (car moyenne quadratique tu l'avais certainement, bravo).

3.2 SUPERPOSITION DE DEUX ONDES PLANES PROGRESSIVES MONOCHROMATIQUES (OPPM)

On considère deux ondes lumineuses, planes, progressives, monochromatiques, émises à partir de deux sources ponctuelles $S1$ et $S2$, de pulsations respectives ω_1 et ω_2 , de vecteurs d'ondes respectifs \vec{k}_1 et \vec{k}_2 , de phases respectives ϕ_1 et ϕ_2 et de direction de polarisation \vec{e}_1 et \vec{e}_2 (vecteurs unitaires). Ces deux ondes planes se décrivent à partir de l'expression suivante

Oeil:

CCD — Photodiode — Photomultiplicateur:

$$\tau_d = \frac{1}{24} \text{ s}$$

$$\tau_d \sim 10^{-6} - 10^{-10} \text{ s}$$

Onde lumineuse en optique

$$T_{opt} \sim 10^{-14} \text{ s} \ll \tau_d$$

Figure 3.1: Différentes valeurs avec le curseur

(en réel c'est mieux, d'après R.Mathevet):

$$\vec{E}_n(\vec{r}, t) = E_n \cos(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r} + \phi_n) \vec{e}_n \quad (3.1)$$

avec $n=1,2$. On y retrouve l'amplitude de l'onde, le terme de propagation, le terme de phase et la polarisation.

Pour obtenir le champ résultant de la superposition de ces deux ondes, on utilise la linéarité des équations de Maxwell qui nous permet d'écrire $\vec{E}_T = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ (\vec{E}_1 : champ si S2 éteint). En traduisant cette expression en terme d'éclairement, ici le signal s , on obtient:

$$s \propto \langle |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 \rangle_{\tau_{\text{dét}}} = \langle |\vec{E}_1|^2 \rangle_{\tau_{\text{dét}}} + \langle |\vec{E}_2|^2 \rangle_{\tau_{\text{dét}}} + 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_{\tau_{\text{dét}}} \quad (3.2)$$

$$s = s_1 + s_2 + s_{int} \quad (3.3)$$

Ainsi, on remarque la présence d'une terme supplémentaire à la superposition simples des deux sources S1 et S2, s_{int} , appelé terme d'interférences. Avec s_{int} :

$$s_{int} \propto \langle E_1 E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} + (\phi_1 - \phi_2)] \vec{e}_1 \vec{e}_2 \rangle_{\tau_{\text{dét}}} \quad (3.4)$$

3.3 CONDITIONS D'OBTENTION DES INTERFÉRENCES

À partir de l'expression du terme d'interférence, on peut remarquer et établir les conditions nécessaires d'obtentions d'interférences, pour lequel ce terme est non nul.

- Première condition: Cohérence mutuelle

La première condition se trouve au niveau du terme de différence de phase. Afin d'avoir $s_{int} \neq 0$, il faut s'assurer que le terme de déphasage ne soit pas aléatoire, ce qui correspond à deux sources lumineuses décorrélées. Pour obtenir $\phi_1 - \phi_2 = \text{cte}$, il faut donc S1 et S2 corrélées. Pour ce faire, il existe deux solutions possibles: soit on réalise de l'interférométrie par division d'amplitude (objet d'une autre leçon) dans laquelle on fractionne un rayon lumineux en deux faisceaux qui suivent des trajets optiques différents avant de se recombiner. Soit on réalise de l'interférométrie par division du front d'onde dans laquelle on forme deux images à partir d'une même source, appelées sources secondaires, dont la rencontre des rayons permet d'obtenir des franges d'interférences (comme dans le Biprisme).

- Deuxième condition: Cohérence de polarisation

La seconde condition est la condition de polarisation. s_{int} est non nul pour $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \neq 0$. On va écarter cette difficulté dans la suite de la leçon en supposant $\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 1$ par soucis de simplicité.

- Troisième condition: Isochronisme

Enfin une troisième et dernière condition est obtenue en s'affranchissant de la dépendance temporelle dans le terme du cosinus, évitant ainsi un terme moyenné nul, en posant $\omega_1 = \omega_2$, à savoir en utilisant des ondes isochrones. On voit alors que deux ondes de fréquences différentes n'interfèrent pas.

(Il faut noter que si le terme de phase dépend du temps, alors l'onde n'est plus monochromatique. Élémentaire.)

3.4 CONTRASTE ET INTERFRANGES

Si l'on suppose maintenant la superposition de deux OPPM respectant les trois critères listés dans la sous-section précédente, le terme d'interférences se réécrit:

$$s_{int} = 2\sqrt{s_1 s_2} \cos(\Delta\phi - \vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (3.5)$$

Avec:

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 \quad \& \quad \vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \quad (3.6)$$

Ce qui donne en factorisant par $s_1 + s_2$:

$$s = (s_1 + s_2) \left[1 + 2 \frac{\sqrt{s_1 s_2}}{s_1 + s_2} \cos(\Delta\phi - \vec{K} \cdot \vec{r}) \right] \quad (3.7)$$

où l'on retrouve $2 \frac{\sqrt{s_1 s_2}}{s_1 + s_2} = V$, la visibilité des franges. On obtient alors le contraste, défini comme la valeur absolue de V , $C = |V|$, tel que $0 \leq C \leq 1$ (0 plus de franges et 1 les franges sombres sont parfaitement noires). Il s'exprime aussi et c'est bien de le dire et faut un bô dessin (tema la conservation de l'énergie dans les Figures 3.2 et 3.3) comme:

$$C = \frac{s_{max} - s_{min}}{s_{max} + s_{min}} \quad (3.8)$$

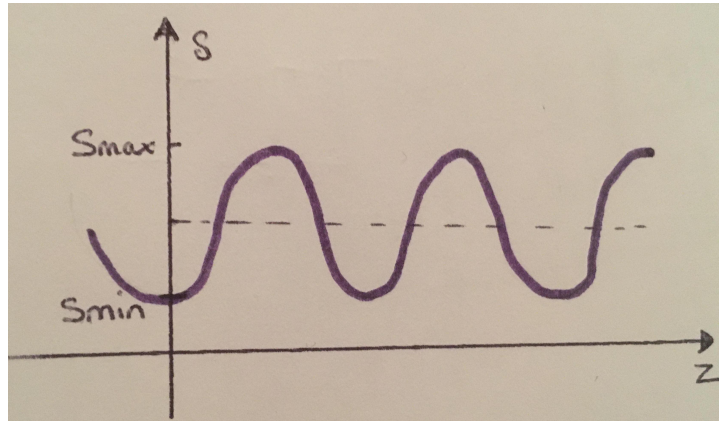


Figure 3.2: figure pas droite

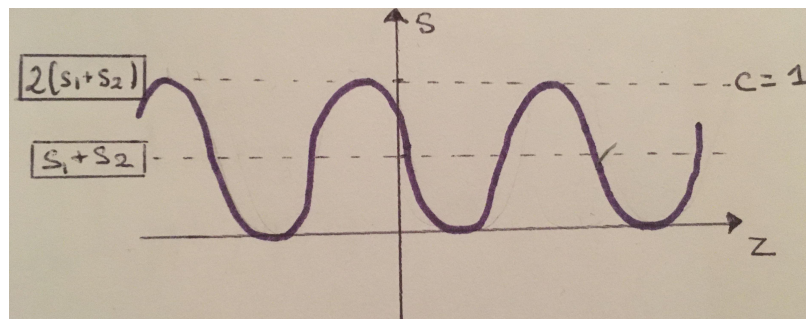


Figure 3.3: contraste égal à 1

À partir de l'expression du signal, on voit à partir du terme cosinus, que le signal oscille autour d'une valeur moyenne, s_1+s_2 , quand le terme en cosinus s'annule. Ainsi, dans un cas particulier où \vec{r} est parallèle à \vec{K} , on retrouve la période spatiale montrée dans la manip du biprisme (qualitative ou quantitative) qui définit la régularité de la succession des franges sombres et brillantes, que l'on nomme interfrange (pensez aux questions sur les interféromètres à division d'amplitude avec $\vec{K}=\vec{0}$, sur l'aiguillage.)

3.5 SUPERPOSITION DE DEUX ONDES SPHÉRIQUES

On considère maintenant la superposition en un point M de deux ondes sphériques (cas un poil plus réaliste), conservant les mêmes propriétés que celle considérées précédemment, qui s'expriment de la façon suivante:

$$\vec{E}_n(M) = \frac{E_n}{S_n M} \cos(\phi_n - k S_n M) \vec{e}_n \quad (3.9)$$

(où l'on pourrait même supposer que $E_1 = E_2$ pour une distance entre les sources et le point de superposition bien plus grande que la distance qui sépare les sources). L'expression du champ \vec{E} ne dépend plus du vecteur d'onde mais seulement de la distance entre la source ponctuelle et le point de l'espace où les ondes se superposent. Le signal mesuré par le détecteur optique s'écrit comme suit:

$$s = (s_1 + s_2) [1 + V \cos(\Delta\phi - k[S_1M - S_2M])] \quad (3.10)$$

On reconnaît que $k[S_1M - S_2M] = k_0[nS_1M - nS_2M]$, où l'on fait apparaître l'indice du milieu n (dont la valeur sera d'ailleurs fixée à 1 dans la suite mais on peut tout à fait faire des interférences dans l'eau!). Apparaissent ainsi les chemins optiques (S_1M) et (S_2M) correspondants et la différence de marche, $\delta = (S_1M) - (S_2M)$, associée, tel que $k[S_1M - S_2M] = k_0[nS_1M - nS_2M] = k_0[(S_1M) - (S_2M)] = k_0\delta$. Le signal se réécrit:

$$s = (s_1 + s_2) [1 + V \cos(\Delta\phi - k_0\delta)] \quad (3.11)$$

On peut alors remarquer qu'une surface d'iso-éclairage/iso-signal, c'est à dire tous les points pour lesquels le signal est équivalent, sont obtenues pour une différence de marche constante. Pour un milieu homogène (d'indice constant donc), cette condition s'écrit: $S_1M - S_2M = \text{cte}$. Il s'agit de l'équation d'une hyperbole dont S_1 et S_2 sont les foyers (ou plan médiateur lorsque cette constante est nulle). On peut ainsi observer deux cas typiques de figures d'interférences selon que l'écran est placé parallèlement au plan des sources ou que l'écran est placé perpendiculairement au plan S_1S_2 où l'on observe des anneaux (ou franges circulaires). Ces anneaux sont de plus en plus serrés et de moins en moins intense à mesure que l'ordre d'interférence augmente (Figure 3.4).

Transition: Jusqu'ici, y compris dans les différentes approximations effectuées dans les montages proposés, on se concentre sur un cas d'étude idéal pour lequel les sources sont monochromatiques et ponctuelles. Dans la réalité cependant, de telles sources n'existent pas. Il faut alors généraliser ce cas idéal en étudiant le cas de la superposition de deux ondes issues de sources non monochromatiques et non ponctuelles. On va alors avoir besoin de faire intervenir des notions dites de cohérence temporelle et spatiale.

4 PARTIE 2: NOTION DE COHÉRENCE

Faut piocher un peu ce que l'on veut faire dans tout ce qui suit.

Dans un premier cas, on décide de s'éloigner du cadre idéal d'ondes parfaitement monochromatiques. Il faut ainsi faire intervenir la notion de cohérence temporelle.

4.1 LA COHÉRENCE TEMPORELLE

4.1.1 BROUILLAGE ET CRITÈRE DE COHÉRENCE

Dans la réalité, le spectre (ou la densité spectrale de puissance) d'une source est étalé(e) et jamais exactement monochromatique. La conséquence directe de cet écart à l'idéal est

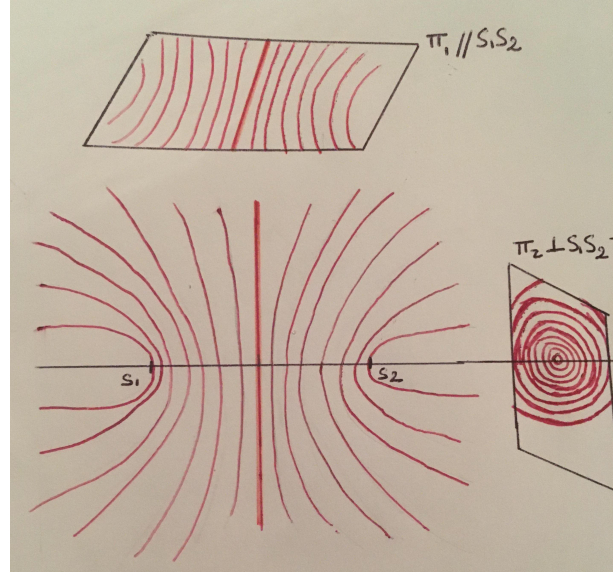


Figure 3.4: Hyperboles d'iso-signal

qu'il existe maintenant, non plus une unique figure d'interférences, mais une multitude de systèmes de franges créés par chacune des fréquences contenues dans la DSP. On se souvient que deux ondes de fréquences différentes n'interfèrent pas, par conséquent leur superposition sur un écran est alors simplement la somme de ces deux contributions. Le déphasage supplémentaire créée par cet étalement fréquentiel mène alors à un brouillage des franges d'interférences (Figure 4.2).

Pour une source dont le spectre contient deux fréquences, notées ν_1 et ν_2 (écart $\Delta\nu = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$), la différence de phase supplémentaire associée au système de franges en sortie du montage optique s'écrit:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\delta}{c} \Delta\nu = \phi(\nu_2) - \phi(\nu_1) \quad (4.1)$$

Ainsi, lorsque les ondes sont en opposition de phase, soit $\Delta\phi = \pi$, le brouillage est maximal. On peut alors établir un critère de cohérence temporelle pour lequel les franges sont encore nettes sur l'écran:

$$\pi > \frac{2\pi\delta_T}{c} \Delta\nu \quad (4.2)$$

$$\delta_T < \frac{c}{2\Delta\nu} \quad (4.3)$$

On peut alors définir la longueur de cohérence temporelle et le temps de cohérence (idée d'inversion d'échelle!), pendant laquelle/lequel la source peut être considérée comme cohérente, tel que:

$$L_{cT} = \frac{c}{\Delta\nu} \quad \& \quad \theta_T = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (4.4)$$

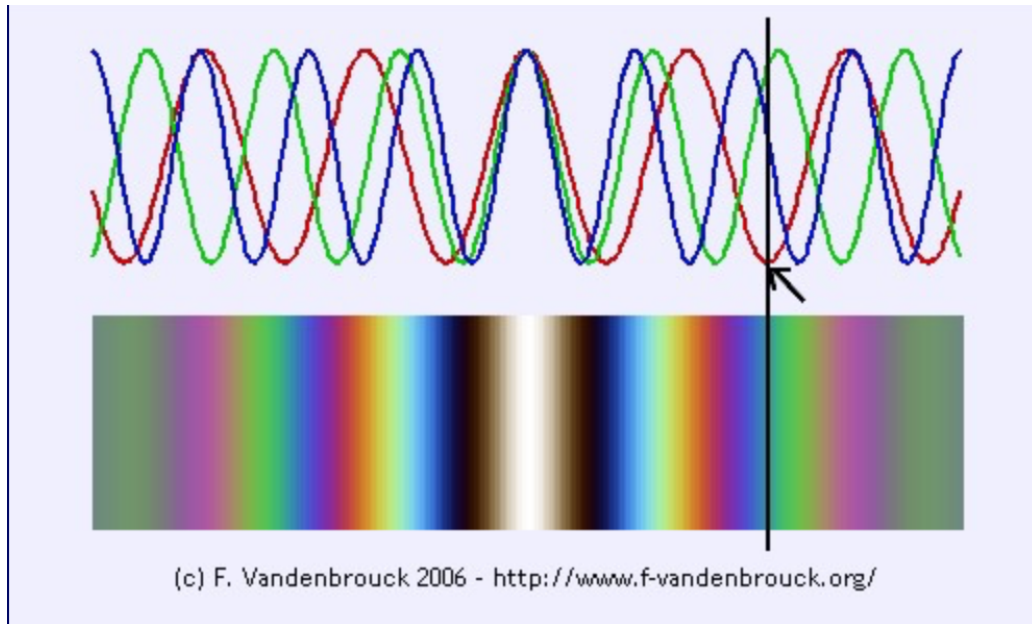


Figure 4.1: Illustration un peu moche du brouillage pour la lumière blanche. Y'a mieux dans la disquette de R.Mathevet.

Quelques exemples:

Ampoule à filament : $\Delta\nu = 500 \text{ THz} \rightarrow L_c = 0,6\mu m (\sim \lambda)$

Lampe spectrale : $\Delta\nu = 10 \text{ GHz} \rightarrow L_c = 3 \text{ cm}$

Diode : $\Delta\nu = 10 \text{ GHz} \rightarrow L_c = 3 \text{ cm}$

Laser He-Ne : $L_c \sim 10 \text{ m}$

4.1.2 LE SIGNAL ANALYTIQUE

Ce brouillage, bien que potentiellement néfaste du point de vue expérimental, est utile puisqu'il porte une information sur la densité spectrale de puissance de la source étudiée. Pour le comprendre physiquement, on peut utiliser un outil très utile dans ce cas d'étude, appelé signal analytique (car associé aux nombres complexes, donc on passe en complexes).

On sait que le champ optique est relié au spectre de la source par la transformée de Fourier suivante:

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\nu) \exp(-2i\pi\nu t) d\nu \quad (4.5)$$

Le champ optique étant réel, il nous est permis d'écrire: $E(t) = E^*(t)$. Ce qui mène, à l'aide d'un

changement de variable astucieux comme tout à:

$$\int_{-\infty}^{\infty} H(\nu) \exp(-2i\pi\nu t) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} H^*(\nu) \exp(2i\pi\nu t) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} H^*(-\nu) \exp(-2i\pi\nu t) d\nu \quad (4.6)$$

et donc à $H(\nu)=H^*(-\nu)$ qui nous indique une redondance de l'information. Cela nous mène au choix suivant: on ne converse que les fréquences positives et l'on définit le spectre analytique comme étant nul quand $\nu<0$ et comme étant égal à $\tilde{H}(\nu)=2H(\nu)$ quand $\nu>0$. Le champ optique associé, $\tilde{E}(t)$ représente alors le signal analytique.

4.1.3 DEGRÉ DE COHÉRENCE TEMPORELLE

Le terme d'interférence issu de la superposition (toujours en un point M) de deux signaux analytiques $\tilde{E}_1(t)$ et $\tilde{E}_2(t)$ (correspondant à deux trajectoires lumineuses différentes voir Figure à ajouter), traduit en terme de signal s, (ouais du coup c'est pas simple de bien identifier les grandeurs et outils de la leçon... comme de par hasard R.Mathevet utilise des éclaircissements É dans son cours à ce moment là! Soyez vigilants.) s'écrit à l'aide de la définition mathématique de la moyenne:

$$s_{int} \propto 2\alpha_1\alpha_2 \int_{-\infty}^{\infty} Re[\tilde{E}_0(S_0, t - \theta_1)\tilde{E}_0^*(S_0, t - \theta_2)] dt \quad (4.7)$$

où $\tilde{E}_1(t)=\alpha_1\tilde{E}_0(S_0, t-\theta_1)$ et $\tilde{E}_2(t)=\alpha_2\tilde{E}_0(S_0, t-\theta_2)$, avec θ_1 et θ_2 les temps de parcours des deux signaux analytiques $\frac{(S_0S_1M)}{c}$ et $\frac{(S_0S_2M)}{c}$. Par un changement de variable, on reconnaît l'expression d'une fonction d'auto-corrélation que l'on nomme $\Gamma(\theta)$ ($\theta = \theta_2 - \theta_1$) exprimée comme suit (se souvenir du fait que l'interféromètre de Michelson avec son bras de référence et son bras mobile est un auto-corrélateur):

$$\Gamma(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_0(t')\tilde{E}_0^*(t - \theta) dt' \quad (4.8)$$

(attention au κ qui peut se balader) et à partir de laquelle, on peut définir le degré de cohérence temporelle $\gamma(\theta)$ selon (bien savoir dire que $\Gamma(0)$ représente l'énergie totale émise par la source):

$$\Gamma(\theta) = \Gamma(0)\gamma(\theta) \quad (4.9)$$

Tout ceci nous permet donc de réécrire l'expression du signal mesuré par le détecteur en généralisant le terme de déphasage $k_0\delta$ tel que:

$$s = (s_1 + s_2) [1 + V Re(\gamma(\theta))] \quad (4.10)$$

Injectant l'équation 4.5 dans l'expression 4.8, il vient alors:

$$\Gamma(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}(\nu)\tilde{H}^*(\nu) \exp(-2i\pi\nu\theta) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{H}(\nu)|^2 \exp(-2i\pi\nu\theta) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} W(\nu) \exp(-2i\pi\nu\theta) d\nu \quad (4.11)$$

si bien qu'au final $\Gamma(\theta)=TF(W(\nu))$ (Wiener-Kintchine), on constate une inversion d'échelle, entre l'échelle des temps de parcours (et donc au final de temps de cohérence), θ , et l'échelle de l'étalement spectral que l'on note $\Delta\nu$. **En conclusion, plus une source est monochromatique, plus on aura le temps de faire des interférences.**

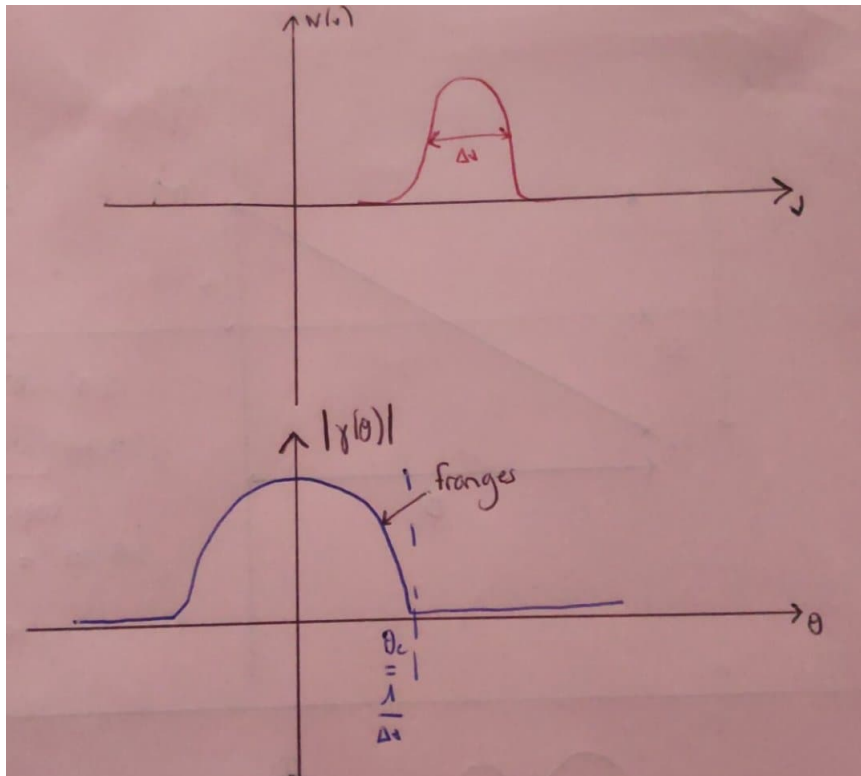


Figure 4.2: Figure du cours de R.Mathevet.

4.1.4 APPLICATION: FONCTION PORTE OU DOUBLET SYMÉTRIQUE

Voir les figures 4.3 et 4.4.

4.2 LA COHÉRENCE SPATIALE

4.2.1 CRITÈRE DE COHÉRENCE OU CONDITION DE NETTETÉ DES FRANGES

Dans un second cas, on décide de s'éloigner du cadre idéal d'ondes parfaitement ponctuelles (mais avec, quand même, une source monochromatique). Il faut ainsi faire intervenir la notion de cohérence spatiale (pas tout le temps, théorème localisation).

En pratique, une source parfaitement ponctuelle n'existe pas. Au contraire, les sources en optiques sont des sources étendues. De manière analogue à la perte de cohérence temporelle, une différence de phase supplémentaire due à l'extension de la source est à prendre à compte et provoque, elle aussi, un brouillage des franges d'interférences.

Dans l'exemple du biprisme de Fresnel, on décide de décaler une des deux sources secondaires ponctuelles d'une distance X (je déplace S_1 pour créer S'_1 , voir figure travail de Pierre 4.5), parallèlement à l'axe $S_1 S_2$. La différence de phase supplémentaire associée au système de franges en sortie du montage optique s'écrit:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{aX}{D} = \phi(S'_1) - \phi(S_1) \quad (4.12)$$

Ainsi, lorsque les ondes sont en opposition de phase, soit $\Delta\phi=\pi$, le brouillage est maximal. On peut alors établir un critère de cohérence spatiale pour lequel les franges sont encore nettes sur l'écran:

$$\pi > \frac{2\pi}{\lambda} \frac{aX_s}{D} \quad (4.13)$$

$$X_s < \frac{\lambda D}{2a} \quad (4.14)$$

Qui correspond à la longueur de cohérence spatiale pendant laquelle la source peut être considérée comme cohérente

4.2.2 DEGRÉ DE COHÉRENCE SPATIALE

À l'instar du Théorème de Wiener-Kintchine, le théorème de Zernike-Van Cittert associe directement le degré de cohérence spatial, $\Lambda(x)$ ($V(x)$ est confusant), en un point à la répartition de la luminance, $L(X)$, via: $\Lambda(x)=TF(L(X))$. Ainsi on retrouve des résultats symétriques à ceux dérivés dans la partie portant sur la cohérence temporelle. Pour un "doublet" de source ponctuelle, la visibilité des franges est modulée par une enveloppe contenant l'information de la distance séparant les deux sources. Pour une source étendue sur une distance X (fente source), dont l'intensité est constante en chaque point, (fonction porte spatiale quoi), la visibilité des franges se trouve être également modulé par un sinus cardinal. Analogie avec la spectroscopie par TF: ICI la synthèse d'ouverture.

4.2.3 DISPARITÉS AVEC LA COHÉRENCE TEMPORELLE

Dans notre exemple, on étudie l'extension de la source dans la direction parallèle à l'axe S_1S_2 qui mène, au final, à un brouillage des franges. En réalité, le théorème de localisation des franges (pas sûr du nom) nous montre qu'il est possible de s'affranchir de cette différence de phase supplémentaire dans deux cas bien précis. Le premier correspond au cas où l'extension est perpendiculaire à l'axe S_1S_2 , ce qui justifie l'utilisation de fentes sources! Le deuxième correspond au cas de l'interférométrie à division d'amplitude (autre leçon). **Dans cette partie, il suffit de traduire les calculs fait dans la partie cohérence temporelle. C'est exactement la même chose. Si vous voulez un truc un peu nouveau faites comme dans le travail de Pierre.**

5 CONCLUSION

On a pu voir dans cette leçon que le phénomène d'interférences en optique s'explique assez simplement à partir de la description ondulatoire de la lumière. D'un point de vue expérimental, ce phénomène est compliqué à obtenir car il nécessite des conditions très strictes, y compris dans un modèle idéalisé comme présenté dans la première partie. Dans la réalité physique, il faut également tenir compte de problèmes de cohérences temporelles et spatiales car les sources ne sont pas parfaitement monochromatiques et ponctuelles, ce qui implique

un déphasage supplémentaire. On obtient alors plusieurs figures d'interférences qui, en se superposant, mènent à l'apparition de brouillage des franges d'interférences. Ce brouillage peut être vu comme quelque chose de néfaste, mais aussi d'utile comme dans le cas de mesures de doublet. Au niveau de la cohérence spatiale on a pu voir qu'on peut s'affranchir de ce problème dans certains cas (ouverture vers LP Division Amplitude).

Le phénomène d'interférences se trouve être bien plus riche en réalité que ce qui a pu être présenté ici. J'ai notamment volontairement négligé l'apport de la diffraction dans cette leçon (puisque c'est un autre leçon, je sais pas si c'est risqué ou pas d'en parler dans la conclusion), essentielle dans les expériences de Young par exemple. Le titre de la leçon limite également la discussion au domaine de l'optique mais on exploite aussi le phénomène d'interférences pour étudier la dualité onde-corpuscule ou bien pour détecter des ondes gravitationnelles (blabla d'astro si vous voulez).

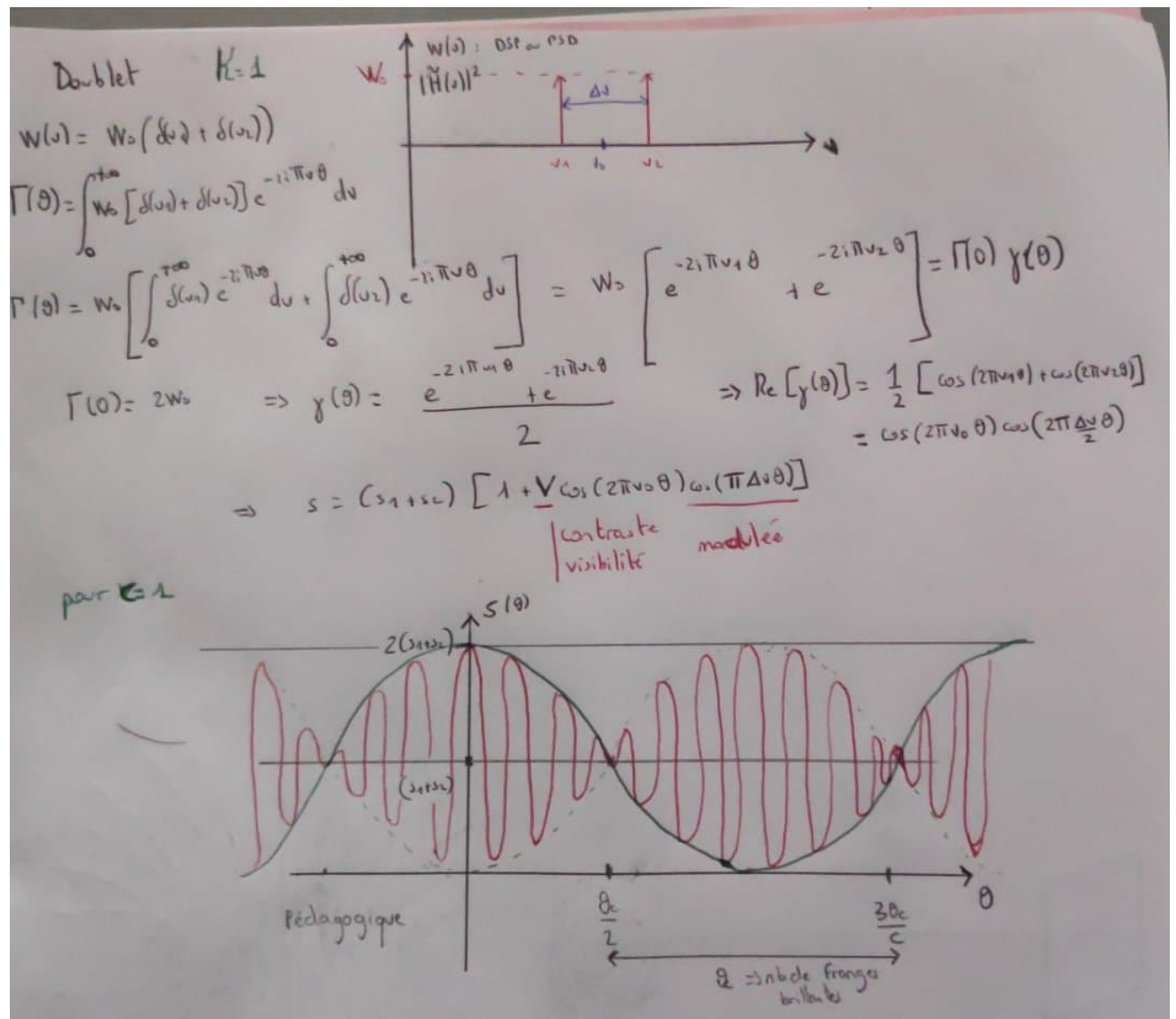


Figure 4.3: Calcul doublet

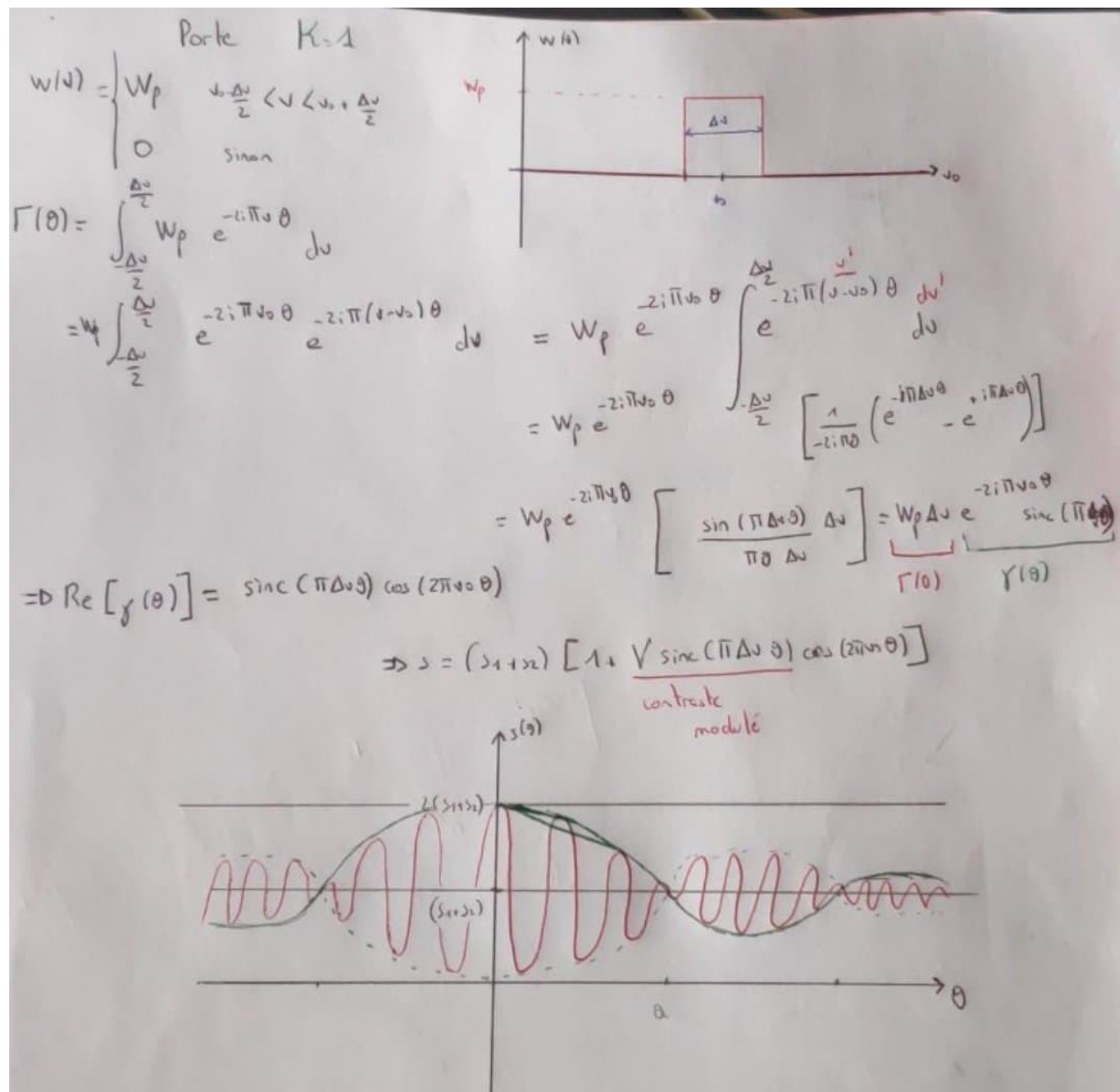


Figure 4.4: Calcul porte. L'occasion de voir que je suis nul en dessin.

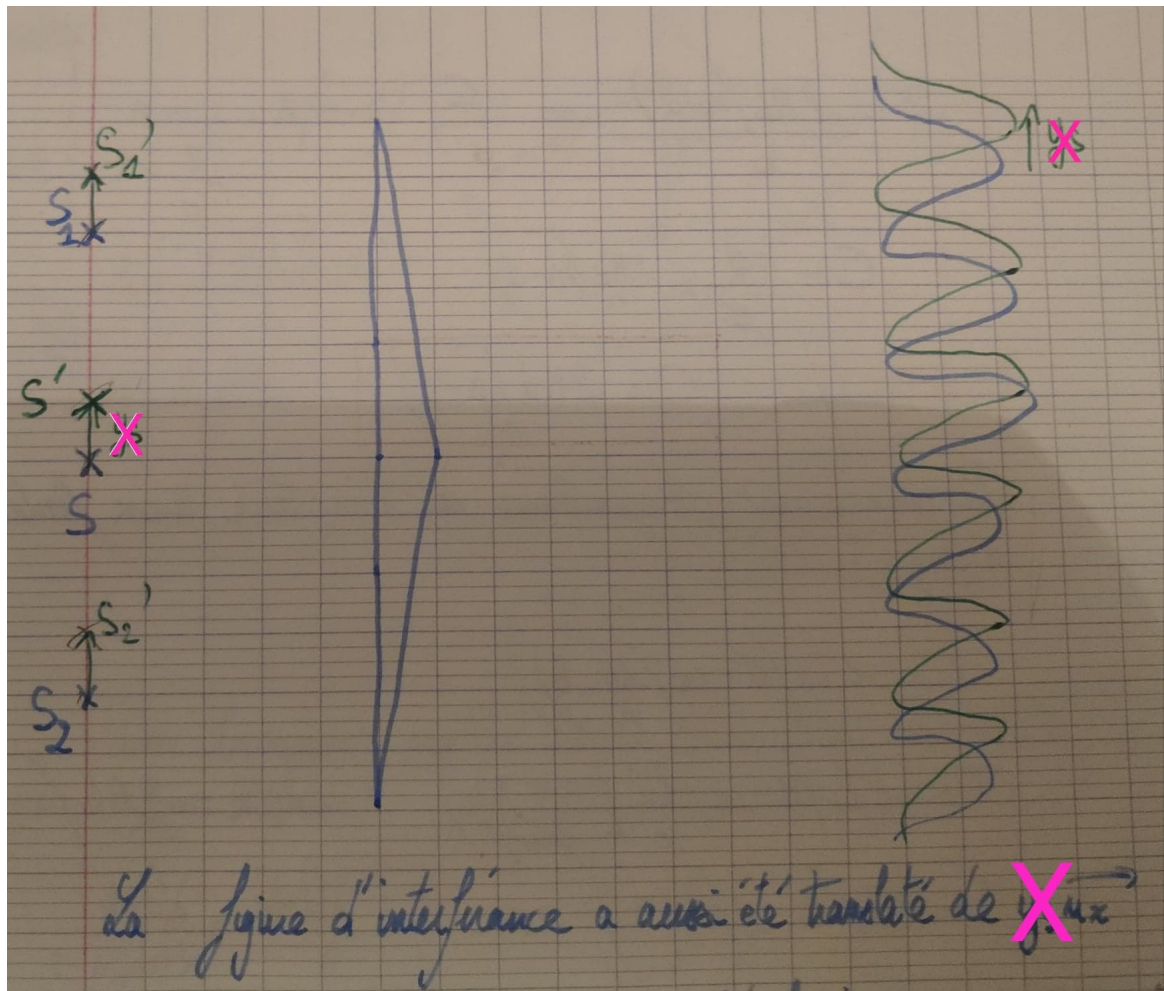


Figure 4.5: Image trafiquée tirée du travail de Pierre