Phénomène d'interférences à deux ondes

1. Interférence entre deux ondes acoustiques ou mécaniques.

1.1. Cadre de l'étude.

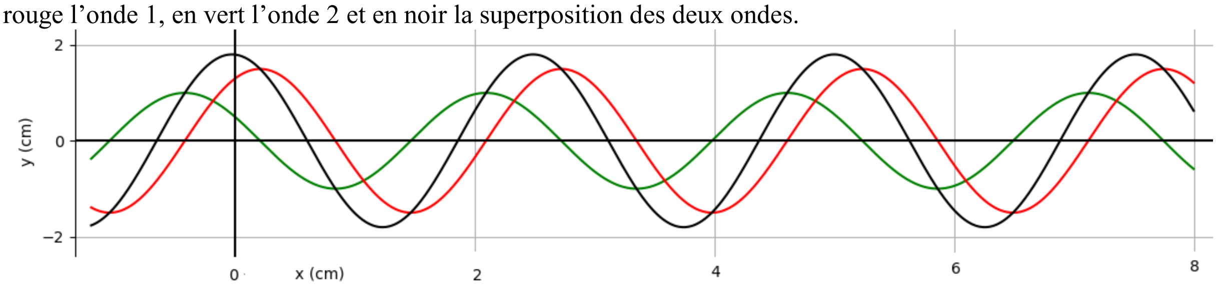
On considère deux ondes de nature **mécanique ou acoustique** qui sont **sinusoïdales et synchrones**. Dans ces deux situations, les grandeurs support des ondes sont les grandeurs directement accessibles à l'observation.

- Par exemple, les deux ondes sont générées sur un même ondoscope (échelle de perroquet), on peut donc observer directement l'ordonnée à laquelle va se positionner un des barreaux de l'échelle située à une abscisse x de long de l'axe du système.

Si on suppose que les deux ondes sont générées par des sources situées chacune à un bout de l'ondoscope, les ordonnées associées s'écrivent sous la forme suivante puisqu'elles sont sinusoïdales et synchrones :

$$y_1(x,t) = a_1 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \varphi_1\right) \text{ et } y_2(x,t) = a_2 \cos\left(\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) + \varphi_2\right)$$

La superposition des deux ondes à un instant donné le long de l'ondoscope donne alors la figure suivante avec en rouge l'onde 1, en vert l'onde 2 et en noir la superposition des deux ondes.



- Pour les ondes sonores, les capteurs, comme l'oreille ou un microphone, sont dits linéaires car sensible à la pression acoustique qui est la grandeur physique support de l'onde sonore.

Si on appelle S_1 le point source pour la première onde sonore, et M le point d'observation. L'onde sonore se propage en ligne droite de S_1 à M et on sait exprimer le retard dû à la propagation entre le point source et le point d'observation.

Signal acoustique généré en S_1 : $p_1(S_1,t) = a_1(S_1)\cos(\omega t + \varphi_1)$

Signal reçu en M : $p_1(M,t) = a_1(M)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} S_1M + \varphi_1\right)$ où S_1M est la distance de S_1 en M.

Signal acoustique généré en S_2 : $p_2(S_2,t) = a_2(S_2)\cos(\omega t + \varphi_2)$

Signal reçu en M : $p_2(M,t) = a_2(M)\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} S_2M + \varphi_2\right)$ où S_2M est la distance de S_2 en M.

- Les deux ondes seront toujours synchrones, elles présentent donc la même pulsation ω, la même fréquence f la même période T et la même longueur d'onde λ.
- La pression acoustique associée à une onde varie en fonction du temps et du déphasage introduit par la propagation mais également en fonction de la distance à la source avec une diminution lorsqu'on s'éloigne, les amplitudes $a_1(M)$ et $a_2(M)$ tiennent compte de cet effet. Dans un souci de simplification, on oublie souvent cette dépendance de l'amplitude en fonction de la distance.

1.2. Superposition des deux ondes sinusoïdales synchrones.

Propriété fondamentale : Lorsqu'on étudie la superposition de deux ondes, le signal produit par cette superposition est obtenu en sommant les signaux associés à chacune des ondes.

Pour l'exemple de l'ondoscope, on obtiendra donc le signal résultant par : $y_T(x,t) = y_1(x,t) + y_2(x,t)$

Pour l'exemple des ondes sonores, on obtiendra le signal sonore résultant par : $p_T(M,t) = p_1(M,t) + p_2(M,t)$

On doit donc déterminer l'amplitude d'un signal qui est la somme de deux signaux sinusoïdaux synchrones mais déphasés qu'on va écrire sous la forme suivante pour des raisons de simplification :

- $s_1(M,t) = a_1 \cos(\omega t)$ qu'on utilise en référence de phase et $s_2(M,t) = a_2 \cos(\omega t + \varphi_{2/1})$ où $\varphi_{2/1}$ est le déphasage de la deuxième onde par rapport à la première.
- On peut leur associer les signaux complexes $\underline{s}_1(M,t) = a_1 \exp(j\omega t)$ et $\underline{s}_2(M,t) = a_2 \exp(j\varphi_{2/1})\exp(j\omega t) = \underline{a}_2 \exp(j\omega t)$.

On peut alors déterminer le signal résultant de la superposition en sommant les deux signaux :

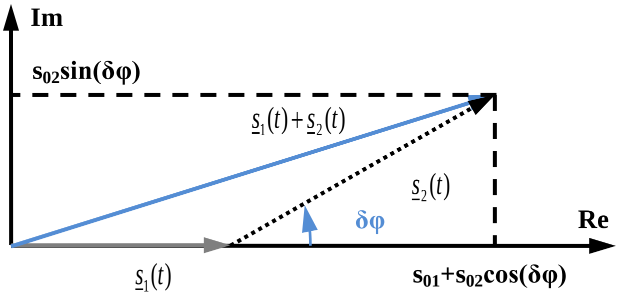
- $s_T(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t)$ ainsi que $\underline{s}_T(M,t) = \underline{s}_1(M,t) + \underline{s}_2(M,t)$, on obtient alors un signal total qui est aussi un signal sinusoïdal synchrone dont l'amplitude dépend du déphasage.

Pour obtenir l'amplitude de ce signal total, on s'intéresse au signal complexe qui s'écrit comme suit :
$\underline{s}_T(M,t) = \left(a_1 + a_2 \exp\left(j\varphi_{2/1}\right)\right)\exp\left(j\omega t\right) = \left|\underline{a}_T\right|\exp\left(j\varphi_t\right)\exp\left(j\omega t\right)$ où $a_T = \left|\underline{a}_T\right|$ donnera l'amplitude du signal total réel.

On obtient donc : $a_T = \left|\underline{a}_T\right| = \sqrt{\left(a_1 + a_2\cos\left(\varphi_{2/1}\right)\right)^2 + \left(a_2\sin\left(\varphi_{2/1}\right)\right)^2}$

<u>Conclusion :</u> L'amplitude du signal résultant de la superposition de deux ondes mécaniques ou sonores sinusoïdales synchrones s'exprime en fonction des amplitudes a_1 et a_2 des deux ondes et du déphasage $\varphi_{2/1}$ de la seconde onde par rapport à la première par la relation : $a_T = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\left(\varphi_{2/1}\right)}$.

On peut illustrer ce calcul dans le plan complexe par la représentation des vecteurs associés aux signaux complexes et en proposer une interprétation graphique. Le vecteur associé à la superposition est la somme des vecteurs associés à chaque signal. L'amplitude d'un signal est donnée par la norme du vecteur associé. On nomme cette représentation graphique représentation de Fresnel.



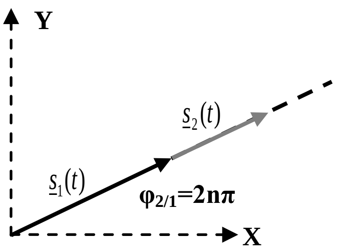
1.3. *Condition d'interférences parfaitement constructives et parfaitement destructives.*

On observe qu'il existe des configurations pour lesquelles on parle d'interférences parfaitement constructives pour lesquelles les deux ondes sont en phase et l'amplitude passe par un maximum.

Le déphasage entre les deux signaux est tel que : $\varphi_{2/1} = 2\pi.n \quad n \in \mathbb{Z}$

L'ordre d'interférence défini par $p_{2/1} = \dfrac{\varphi_{2/1}}{2\pi} = n \quad n \in \mathbb{Z}$

Le décalage temporel est alors : $t_{2/1} = nT \quad n \in \mathbb{Z}$

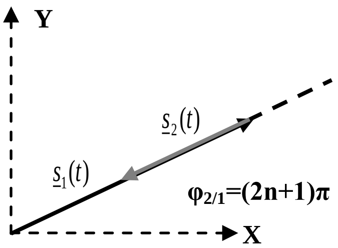


On observe qu'il existe des configurations pour lesquelles on parle d'interférences parfaitement destructives pour lesquelles les deux ondes sont en opposition de phase et l'amplitude passe par un minimum.

Le déphasage entre les deux signaux est tel que : $\varphi_{2/1} = 2\pi.\left(n + \dfrac{1}{2}\right) \quad n \in \mathbb{Z}$

L'ordre d'interférence défini par $p_{2/1} = \dfrac{\varphi_{2/1}}{2\pi} = n + \dfrac{1}{2} \quad n \in \mathbb{Z}$

Le décalage temporel est alors : $t_{2/1} = \left(n + \dfrac{1}{2}\right)T \quad n \in \mathbb{Z}$



<u>AD 1 : interférence entre deux ondes sonores.</u>

Deux sources sonores S_1 et S_2 en phase génèrent des ondes sinusoïdales de longueur d'onde λ = 50 cm et de même amplitude A. S_1 est placée à l'origine de l'axe x et S_2 est placée en x_2 sur le demi-axe (Ox).

1- Déterminer à quel(s) endroit(s) placer S_2 pour qu'il y ait interférences constructives en x_I = 10 cm. On supposera S_2 placé en $x_2 > x_I$.

2- Même question avec des interférences destructives en x_I = 10 cm. On supposera S_2 placé en $x_2 > x_I$.

3- On suppose que la seconde source est en x_2 = +70 cm. Déterminer l'interfrange, c'est-à-dire la distance entre deux points successifs dans le même état interférentiel. On mènera la recherche sur l'intervalle [0, x_2].

2. Interférence entre deux ondes lumineuses.

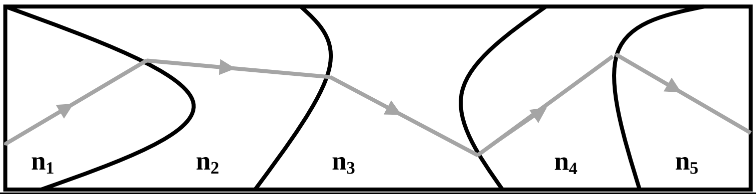
2.1. Cadre de l'étude. Introduction de la différence de marche.

On considère des ondes lumineuses sinusoïdales synchrones de fréquence f et cohérentes se propageant dans un milieu transparent homogène et isotrope d'indice optique $n(\lambda_O)$ où λ_O désigne la longueur d'onde dans le vide reliée à la fréquence par la relation : $\lambda_O = c.T = \dfrac{c}{f}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans un modèle simplifié, appelé modèle scalaire de la lumière, on exprime l'amplitude de la première onde lumineuse sous la même forme que précédemment : $s_1(M,t) = a_1 \cos\left(\omega t - \dfrac{2\pi}{\lambda} S_1M + \varphi_1\right)$ où la longueur d'onde dans le milieu étudié s'exprime $\lambda = v.T = \dfrac{c}{n(\lambda_O)}T = \dfrac{\lambda_O}{n(\lambda_O)}$

On aboutit à la forme suivante $s_1(M,t) = a_1 \cos\left(\omega t - \dfrac{2\pi}{\lambda_O}\left(n(\lambda_O) S_1M\right) + \varphi_1\right)$

On peut alors envisager de décomposer le cheminement d'une onde lumineuse dans différents milieux d'indice $n_k(\lambda_O)$ sur une distance d_k et définir (S_1M) le chemin optique de l'onde le long de ce parcours en sommant les termes correspondant par $\left(S_1M\right) = \sum_k \left(n_k(\lambda_O) d_k\right)$.



Définition : On définit le chemin optique comme la distance qu'aurait parcouru la lumière dans le vide pendant le temps qu'elle a mis à parcourir le trajet de S_1 en M, on le note $\left(S_1M\right)$.

On peut alors écrire les amplitudes des deux ondes lumineuses synchrones et cohérentes sous la forme :

$$s_1(M,t) = a_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_O}\left(S_1M\right) + \varphi_1\right) \text{ et } s_2(M,t) = a_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_O}\left(S_2M\right) + \varphi_2\right)$$

Le déphasage entre les deux ondes est alors exprimée par : $\Delta\varphi_{2/1}(M) = \dfrac{2\pi}{\lambda_O}\left(\left(S_1M\right) - \left(S_2M\right)\right) + \left(\varphi_2 - \varphi_1\right)$

Définition : On définit la différence de marche entre les deux ondes par : $\delta_{1/2}(M) = \left(S_1M\right) - \left(S_2M\right)$ et on la relie au déphasage entre les deux ondes en un point par : $\boxed{\Delta\varphi_{2/1}(M) = \dfrac{2\pi}{\lambda_O}\delta_{1/2} + \Delta\varphi_{2/1,sources}}$

2.2. Intensité lumineuse produite lors d'une expérience d'interférence lumineuse.

a. Propriétés des capteurs et définition de l'intensité lumineuse.

L'intensité lumineuse est la grandeur à laquelle les capteurs de lumière sont sensibles. Pour en comprendre la définition, il faut décrire les caractéristiques des capteurs de lumière.

- Les capteurs de lumière sont quadratiques, ou encore énergétiques. La grandeur de sortie du capteur est donc proportionnelle au carré du signal de l'onde lumineuse totale qu'ils captent.
- Les capteurs de lumière sont lents, le temps de réaction τ d'un capteur de lumière est généralement très grand devant les temps caractéristiques de la vibration lumineuse qu'on capte. En conséquence de quoi, la grandeur de sortie du capteur est proportionnelle à une moyenne du carré du signal de l'onde lumineuse totale qu'ils captent.

Définition : Si s(M,t) est le signal scalaire associé à une onde de lumière, on définit l'intensité lumineuse I(M) comme étant une grandeur proportionnelle à la moyenne temporelle sur le temps d'intégration du capteur du carré du signal.

$$I(M) = k\left\langle s^2(M,t)\right\rangle_\tau$$

b. Application à la superposition de deux ondes lumineuses synchrones cohérentes.

L'intensité lumineuse produite par la première onde s'exprime : $I_1 = k\left\langle s_1^2(M,t)\right\rangle_\tau = \dfrac{k}{2}a_1^2$

L'intensité lumineuse produite par la seconde onde s'exprime : $I_2 = k\left\langle s_2^2(M,t)\right\rangle_\tau = \dfrac{k}{2}a_2^2$

Pour étudier le phénomène d'interférence, on détermine le signal résultant de la superposition en sommant les deux signaux $s_T(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t)$ exactement comme pour les autres types d'ondes.

L'amplitude du signal total s'écrit alors comme précédemment : $a_T = \sqrt{\left(a_1 + a_2\cos\left(\varphi_{2/1}\right)\right)^2 + \left(a_2\sin\left(\varphi_{2/1}\right)\right)^2}$

Deux éléments interviennent alors spécifiquement pour les ondes lumineuses :

- Les capteurs lumineux sont quadratiques ce qui amène à s'intéresser au carré de l'amplitude $a_T^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos\left(\varphi_{2/1}\right)$
- Les capteurs lumineux sont lents et déterminent donc la moyenne temporelle de ce carré sur une durée τ.

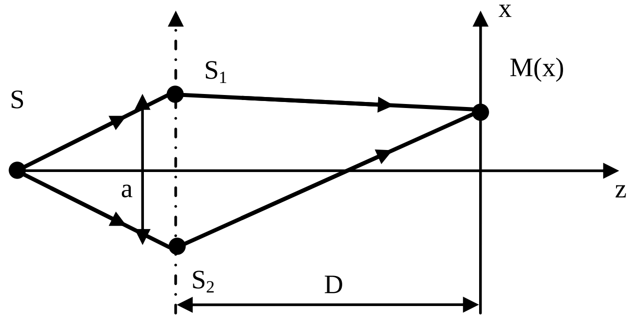
Pour deux sources distinctes non corrélées $\Delta\varphi_{2/1,sources}$ prend des valeurs aléatoires qui changent très rapidement et prennent donc beaucoup de valeur sur la durée τ. Les deux sources sont alors qualifiées d'incohérentes et aucune figure d'interférence n'est observable.
Il faut donc construire deux sources corrélées pour que ce terme prenne une valeur constante, on dit qu'à partir d'une source primaire unique, on construit deux sources secondaires liées qui sont alors cohérentes.

Conclusion : L'intensité lumineuse résultante de la superposition de deux ondes lumineuses sinusoïdales synchrones et cohérentes s'exprime en fonction des intensités I_1 et I_2 des deux ondes et du déphasage $\varphi_{2/1}$ de la seconde onde par rapport à la première par la relation : $I_T = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos\left(\varphi_{2/1}\right)$.

2.3. Exemple du dispositif des trous d'Young.

a. Présentation du dispositif.

On considère un point source primaire S qui éclaire avec une lumière monochromatique un écran percé de deux trous.
Un phénomène de diffraction permet alors à la lumière d'aller éclairer les points M situés sur un écran de projection à une distance D derrière le plan contenant les deux trous qui jouent donc le rôle de sources secondaires S_1 et S_2.



b. Détermination de la différence de marche

Pour le système présenté ci-dessus, la différence de marche entre les parcours suivis par la lumière dans les deux voies de l'interféromètre s'exprime : $\delta(M) = \left(SS_2M\right) - \left(SS_1M\right)$

Si S_1 et S_2 sont placés symétriquement de part et d'autre de l'axe Oz, on remarque que les rayons lumineux parcourent la même distance de S en S_1 et de S en S_2, d'où $\delta(M) = \left(S_2M\right) - \left(S_1M\right)$

Si on suppose que les ondes lumineuses se propagent dans un milieu homogène isotrope d'indice optique n, on obtient alors : $\left(S_2M\right) = nS_2M = n\sqrt{D^2 + \left(x + \dfrac{a}{2}\right)^2} = nD\sqrt{1 + \left(\dfrac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2}$ et $\left(S_1M\right) = nD\sqrt{1 + \left(\dfrac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2}$

En tenant compte de la grande valeur de D, on approxime ces deux expressions en utilisant une expression approchée de type affine de la fonction $\sqrt{x}$ en x=1.

On obtient : $\left(S_2M\right) = nD\left(1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2\right)$ et $\left(S_1M\right) = nD\left(1 + \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2\right)$

Ce qui amène à l'expression suivante de la différence de marche : $\boxed{\delta(M) = n\dfrac{ax}{D}}$.

Le déphasage entre les deux ondes arrivant en M s'exprime alors : $\boxed{\varphi(M) = \dfrac{2\pi}{\lambda_O}\delta(M) = \dfrac{2\pi n}{\lambda_O}\dfrac{ax}{D}}$

Et également l'ordre d'interférence s'exprime : $\boxed{p(M) = \dfrac{n}{\lambda_O}\dfrac{ax}{D}}$

c. Figure d'interférence.

On exprime l'intensité lumineuse sur l'écran de projection en supposant que les deux trous sont éclairés dans les mêmes conditions ce qi donne : $I_T(M) = 2I_O\left[1+\cos\left(\dfrac{2\pi}{\lambda_O}\dfrac{nax}{D}\right)\right]$

L'intensité lumineuse ne dépend que de x, on observe donc une répartition de la lumière qui est invariante par translation selon l'axe (Oy). On observe donc des **franges rectilignes**.

- Les franges claires, d'éclairement maximal correspondent aux situations telles que :

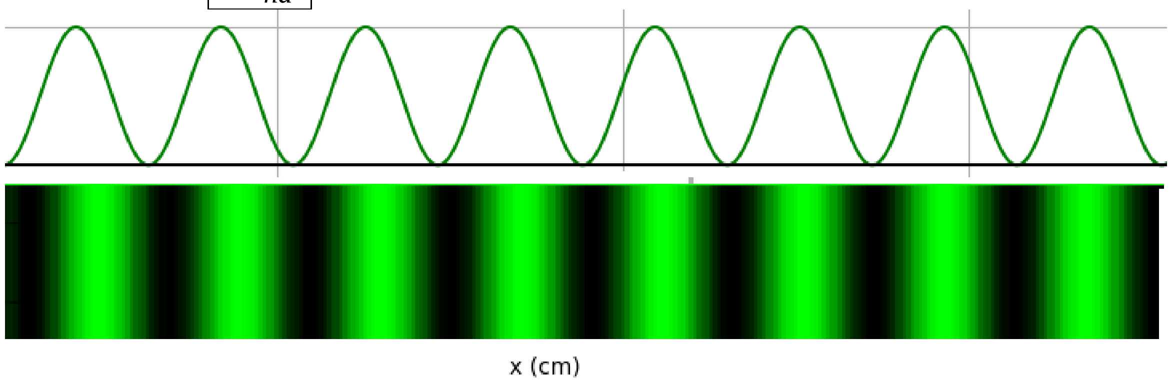
$\boxed{\varphi(M) = 2k\pi}$ équivalent à $\boxed{\delta(M) = k\lambda_O}$ équivalent à $\boxed{p(M) = k}$ avec k un entier relatif.

- Les franges sombres, d'éclairement minimal correspondent aux situations telles que :

$\boxed{\varphi(M) = (2k+1)\pi}$ équivalent à $\boxed{\delta(M) = \left(k+\dfrac{1}{2}\right)\lambda_O}$ équivalent à $\boxed{p(M) = k+\dfrac{1}{2}}$ avec k un entier relatif.

La distance entre deux franges claires, appelée interfrange est alors constante et on l'obtient par l'une des trois formulations suivantes qui sont équivalentes :

Lorsqu'on passe d'une frange claire à la suivante : $\boxed{\Delta\varphi = 2\pi}$; $\boxed{\Delta\delta = \lambda_O}$; $\boxed{\Delta p = 1}$ donnant la relation suivante pour exprimer l'interfrange : $\boxed{i = \dfrac{\lambda_O D}{na}}$



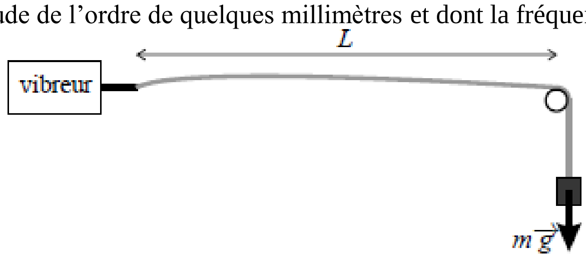
3. Ondes stationnaires.

3.1. Introduction sur le système de la corde de Melde.

Film corde de Melde support de cours.

On tend une corde de masse linéique µ connue à l'horizontale sur une longueur L entre la lame d'un vibreur et une poulie. La tension de la corde est déterminée par la masse *m* que l'on accroche à l'extrémité pendante.

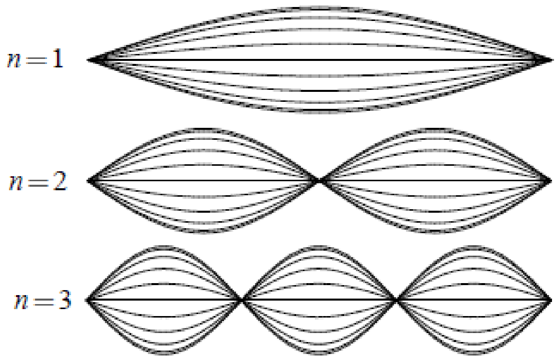
Le vibreur est alimenté par un générateur de basses fréquences (GBF) et il impose à l'extrémité de la corde un mouvement sinusoïdal d'amplitude de l'ordre de quelques millimètres et dont la fréquence *f* se règle sur le GBF.



Lorsqu'on augmente progressivement f , on constate que la corde prend, pour certaines fréquences particulières, un mouvement d'amplitude très supérieure à l'amplitude du vibreur, pouvant valoir une dizaine de centimètres.

- Quel est le phénomène observé sur le mouvement de la corde pour ces fréquences particulières ?
  - ➢ On dit que la corde entre en **résonnance** pour ces fréquences particulières. On parle alors de fréquence de résonnance.

- Quel lien apparait entre les fréquences f_n des résonnances successives ?
  - On constate que les fréquences de résonnance se déduisent toutes de la première fréquence f_1 par la relation $f_n=n.f_1$.
- A la fréquence de résonnance f_n, quelle est la forme observée en lumière naturelle ? A quelles positions le long de la corde attribueriez-vous les noms de « nœuds de vibration » et « ventres de vibration » ?
  - On observe n fuseaux d'enveloppe apparemment sinusoïdale. Les nœuds de vibration sont les points pour lesquels l'amplitude de vibration est nulle et les ventres les points pour lesquels l'amplitude est maximale.
- Comment pourrait-on procéder pour observer la forme prise en instantané par la corde ? En utilisant le procédé en question, quelle forme prend la corde instantanément ? Quelle est alors le lien entre la période spatiale λ_n de la forme prise par la corde et la longueur de cette dernière ?
  - On peut procéder à un éclairage stroboscopique. On constate alors que la forme instantanée de la corde est une portion de fonction sinusoïdale. La période spatiale de la fonction sinusoïdale est alors exprimée par $\lambda_n=2L/n$.

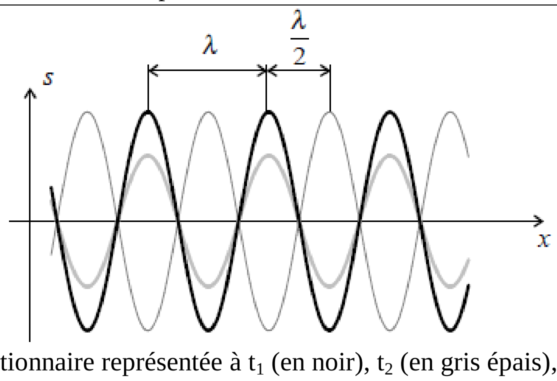


Fuseaux observés en lumière naturelle
et forme instantanée de la corde en éclairage stroboscopique.

3.2. Définition et propriétés.

Définition : On appelle onde stationnaire unidimensionnelle une onde de la forme :

- $s(x,t) = A\cos(2\pi ft + \varphi)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \psi\right)$
- Pour laquelle $\lambda = \frac{c}{f}$ c la célérité des ondes progressives dans le milieu étudié.
- Elle est nommée ainsi car elle ne se propage pas dans le milieu mais génère des mouvements périodiques selon un schéma spatial bien défini et immobile dans le milieu étudié.



Onde stationnaire représentée à t_1 (en noir), t_2 (en gris épais), $t_3=t_1+T/2$

Propriétés :

- On appelle nœuds de vibration les points pour lesquels l'amplitude des oscillations est nulle.
- On appelle ventre de vibration les points pour lesquels l'amplitude des oscillations est maximale.

Pour les nœuds on a : $\left|\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \psi\right)\right| = 0$ correspondant à $x_m = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda\psi}{2\pi}$ $m \in (NouZ)$

Pour les ventres on a : $\left|\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \psi\right)\right| = 1$ correspondant à $x'_m = (m)\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda\psi}{2\pi}$ $m \in (NouZ)$

- Entre deux nœuds successifs, on mesure une demi longueur d'onde.
- Entre deux ventres successifs, on mesure une demi longueur d'onde.
- Entre un ventre et un nœud consécutif, on mesure un quart de longueur d'onde.

Remarque :

- Attention, dans le cas général des ondes stationnaires, il n'y a pas de sélections de fréquences particulières.

3.3. Modes propres de vibration d'une corde attachée en deux points.

On s'intéresse maintenant à une corde attachée en deux points x=0 et x=L. On cherche des solutions pour faire vibrer cette corde sous la forme d'onde stationnaire.

On cherche donc des oscillations de la forme : $s(x,t) = A\cos(2\pi ft + \varphi)\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x + \psi\right)$ où $\lambda = \frac{c}{f}$

Les conditions aux limites imposent alors :

- s(0,t)=0 soit $\cos(\psi) = 0$ ce qui nous redonne comme précédemment $\psi = \frac{\pi}{2} + k\pi$.

On choisit alors $\psi = -\frac{\pi}{2}$ pour obtenir $s(x,t) = A\cos(2\pi ft + \varphi)\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)$

- s(L,t)=0 soit $\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}L\right) = 0$ ce qui sélectionne les longueurs d'onde correspondant aux ondes stationnaires pouvant être observées sur la corde attachée en deux points. On obtient $\lambda_n = \frac{2L}{n}$
- Par la relation de dispersion liant longueur d'onde et fréquence, on obtient : $f_n = n\frac{c}{2L}$

Définition : On appelle modes propres de vibration d'un système à une dimension pour lequel on a imposé deux conditions aux limites indépendantes (par exemple une corde attachée en deux points) les ondes stationnaires sélectionnées par ces conditions aux limites.

- Pour l'exemple de la corde, on obtient des ondes de la forme : $s_n(x,t) = A_n\cos\left(n\frac{\pi.c}{L}t + \varphi\right)\sin\left(n\frac{\pi}{L}x\right)$
- c est la célérité des ondes progressives unidimensionnelles dans le milieu.
- Les fréquences propres de vibration s'expriment : $f_n = n\frac{c}{2L}$
- Les longueurs d'onde de vibration s'expriment : $\lambda_n = \frac{2L}{n}$

3.4. Exemples de spectres produits par un instrument à cordes.

La guitare fait partie des instruments à cordes. Chaque corde de la guitare est attachée en deux points et reproduit donc la situation étudiée précédemment. Chaque corde présente une masse linéique μ ($kg.m^{-1}$) et la tension est réglée pour que le fondamental de la corde correspondent à la note de base de la corde.
Pour une guitare classique à 6 cordes numérotée de 1 la plus fine en bas à 6 la plus grosse en haut, les notes de base et les fréquences associées sont les suivantes :

Numéro	1	2	3	4	5	6
Note de base	Mi3(aigu)	Si2	Sol2	Ré2	La1	Mi1(grave)
Fréquence (Hz)	329,6	246,9	196,0	146,8	110,0	82,4
Célérité (en $m.s^{-1}$) pour L=65cm	429	321	255	191	143	107

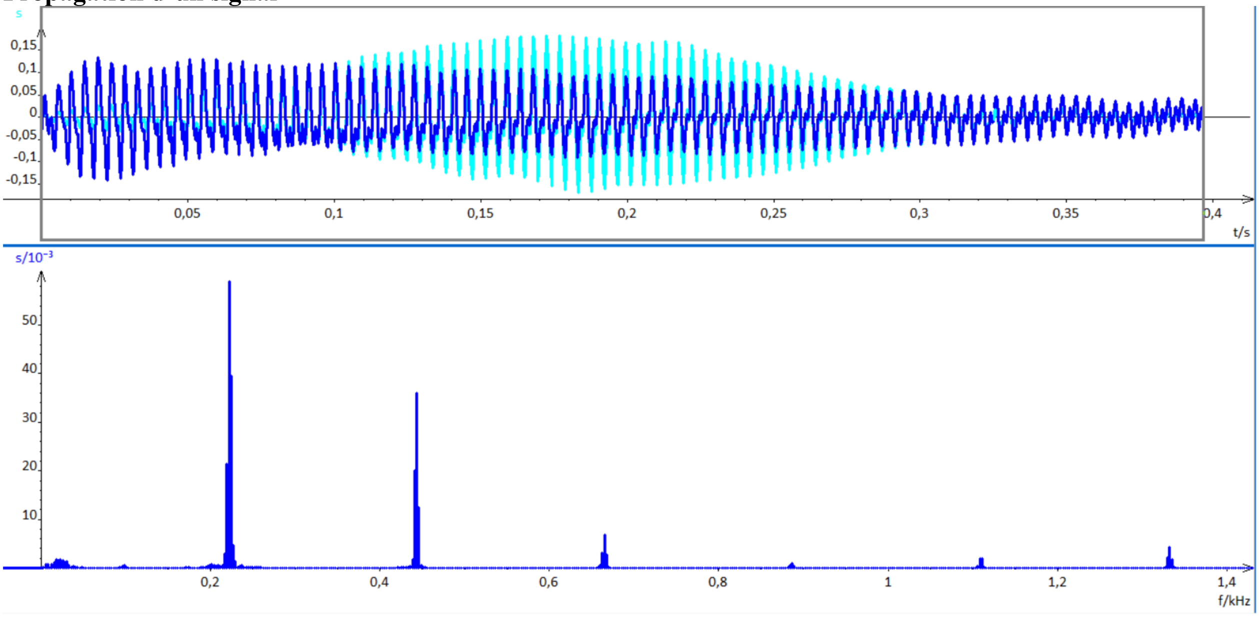
- ➢ De combien d'octaves la hauteur de la note de base monte lorsqu'on passe de la corde 6 à la corde 1 ?

On donne dans le tableau suivant les fréquences associées aux notes classiquement listées dans l'octave 3 :

Note	Do3	Do#	Ré3	Ré#	Mi3	Fa3	Fa#	Sol3	Sol#	La3	La#	Si3
F(Hz)	262	277	294	311	330	349	370	392	415	440	466	494

- ➢ Comment peut-on faire pour jouer un Do3 sur la guitare ?

On donne dans le graphique suivant l'allure du signal enregistré à l'aide d'un micro et du spectre correspondant en jouant une note sur une des cordes de la guitare.



Le tableau des composantes harmoniques d'intérêt recensées par le logiciel de traitement est le suivant :

Fréquence (Hz)	220	440	660	880	1100
Amplitude (mV)	60	35	7	1	2

- Quel lien apparait entre les fréquences dans le spectre ? Quelle est la note jouée ? Comment peut-on la jouer sur la guitare ?

Capacités exigibles

- Exprimer les conditions d'interférences constructives ou destructives.
- Déterminer l'amplitude de l'onde résultante de la superposition de deux ondes synchrones en un point en fonction du déphasage.
- Relier le déphasage entre les deux ondes a la différence de chemin optique.
- Etablir l'expression littérale de la différence de chemin optique entre les deux ondes.
- Exploiter la formule de Fresnel fournie pour décrire la répartition d'intensité lumineuse.
- Caractériser une onde stationnaire par l'existence de nœuds et de ventres
- Exprimer les fréquences des modes propres connaissant la célérité et la longueur de la corde.
- Savoir qu'une vibration quelconque d'une corde accrochée entre deux extrémités fixes se décompose en modes propres.
- Relier les notions sur les ondes stationnaires avec celles utilisées en musique.
- Expérimentalement : Décrire une onde stationnaire observée par stroboscopie sur la corde de Melde.
- Expérimentalement : Mettre en œuvre un dispositif expérimental permettant d'analyser le spectre du signal acoustique produit par une corde vibrante.