

DS3+ Correction

A Mesures interférométriques

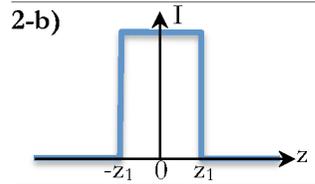
A-I) Trous d'Young

1-a) Le phénomène physique mis en jeu est la diffraction d'une onde lumineuse.

1-b) La seconde proposition est sans dimension donc ne peut pas décrire une longueur. De plus la tache de diffraction est d'autant plus étendue que le trou est petit, ce

comportement n'est pas décrit par la 3^{ème} formule mais par la 1^{ère} : $R = 1,2 \cdot \frac{\lambda_0 \cdot D}{N_a \cdot d}$.

2-a) D'après la description du dispositif $\tan(\theta/2) = R/D$ ainsi $\theta = 2 \cdot \arctan\left(\frac{1,2 \cdot \lambda_0}{N_a \cdot d}\right)$



2-c) Ce modèle est cohérent avec celui de la figure 2 car il produit une tache lumineuse circulaire de rayon z_1 sur l'écran. La principale différence est qu'il décrit une chute discontinue de l'intensité lumineuse en z_1 alors que cette diminution est continue, mais néanmoins brutale, en réalité.

A-II) Dispositif interférentiel à deux trous d'Young

1) Deux sources sont synchrones si elles ont même pulsation. Elles sont de plus cohérentes si les phases à l'origine de leurs trains d'onde sont identiques.

2-a) $d_1 = \sqrt{D^2 + (y - b/2)^2 + z^2}$ et $d_2 = \sqrt{D^2 + (y + b/2)^2 + z^2}$

2-b) Lorsque y , z et b sont petits devant D , on peut effectuer le développement limité

suivant : $d_1 = D \cdot \left(1 + \left(\frac{y - b}{2D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)^{1/2} \approx D \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y - b}{2D}\right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)$ de

même pour d_2 , ainsi $\Delta = d_2 - d_1 = \frac{D}{2} \cdot \left(\left(\frac{y + b}{2D}\right)^2 - \left(\frac{y - b}{2D}\right)^2\right)$ et $\Delta = \frac{y \cdot b}{D}$

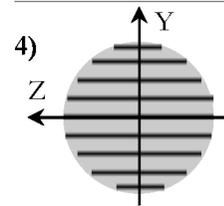
2-c) Par définition du chemin optique, $\delta_{2/1} = N_a \cdot \Delta$.

3) Les vibrations lumineuses émises par S_1 et S_2 (cohérentes et synchrones, φ_0 fixée à 0) s'expriment en M : $s_1(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_1 M))$, $s_2(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_2 M))$ et la vibration lumineuse totale est $s(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_1 M)) + S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_2 M))$.

Soit $s(M, t) = 2 \cdot S \cdot \cos\left(\omega \cdot t - k \cdot \frac{(S_1 M) + (S_2 M)}{2}\right) \cdot \cos\left(k \cdot \frac{(S_2 M) - (S_1 M)}{2}\right)$.

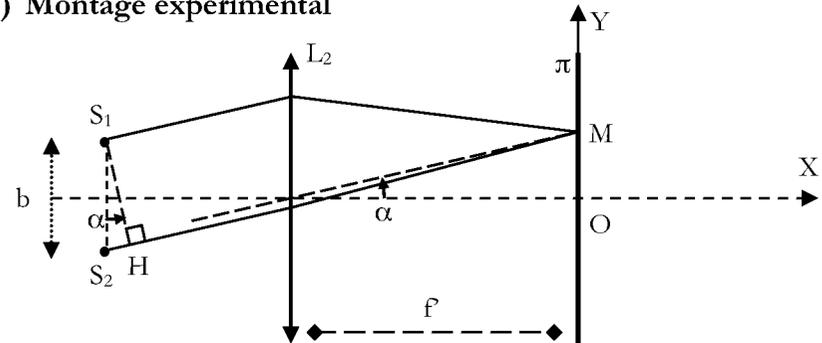
L'intensité lumineuse perçue est proportionnelle à la moyenne du carré de cette vibration totale $I(M) = K \cdot \left\langle 4 \cdot S^2 \cdot \cos^2\left(\omega \cdot t - k \cdot \frac{(S_1 M) + (S_2 M)}{2}\right) \cdot \cos^2\left(k \cdot \frac{(S_2 M) - (S_1 M)}{2}\right) \right\rangle$

d'où $I(M) = K \cdot 4 \cdot S^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + \cos\left(k \cdot \left((S_2 M) - (S_1 M)\right)\right)}{2}$ et $I(M) = K \cdot S^2 \cdot \left(1 + \cos\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{\delta_{2/1}}{\lambda_0}\right)\right)$



5) L'interfrange vaut $i = \frac{D \cdot \lambda_0}{N_a \cdot b}$, il y a donc $\frac{2 \cdot R}{i} = \frac{2 \cdot R \cdot N_a \cdot b}{D \cdot \lambda_0}$ soit environ 40 franges visibles.

A-III) Montage expérimental



D'après le théorème de Malus, les surfaces d'ondes des rayons lumineux issus du point M (si on y plaçait une source) sont orthogonales à ces rayons, donc le plan $(S_1 H Z)$ est une surface d'onde d'où $(MS_1) = (MH)$.

D'après le principe du retour inverse de la lumière, ce résultat est encore valable en sens inverse d'où $(S_1 M) = (HM)$. Ainsi la différence de chemin optique s'exprime

$\delta_{2/1} = (S_2 M) - (S_1 M) = (S_2 H) + (HM) - (S_1 M)$ soit $\delta_{2/1} = (S_2 H)$.

Or $S_2 H = b \cdot \sin(\alpha) \approx b \cdot \alpha$, dans les conditions de Gauss, où α est l'angle orientant le faisceau parallèle incident sur L_2 et convergent en M , ainsi $\alpha \approx \tan(\alpha) = Y/f'$.

On en déduit donc $\delta_{2/1} = N_a \cdot S_2 H = N_a \cdot b \cdot Y/f'$.

A-IV) Mesure de l'indice de réfraction

1) À la différence de marche « aval » à la lentille L₂, déterminée précédemment, s'ajoute une différence de marche due aux trajets optiques différents en « amont » d'où

$$\delta_{2/1} = (N_a - N_1) \cdot L + N_a \cdot b \cdot Y / f'$$

2) Cette nouvelle expression de la différence de marche ne modifie pas la validité du raisonnement effectué en A-II-3° donc $I(M) = K \cdot S^2 \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \delta_{2/1} / \lambda_0))$

et l'interfrange peut être déterminée par $\frac{\delta_{2/1}(Y+i') - \delta_{2/1}(Y)}{\lambda_0} = 1$ d'où $i' = \frac{\lambda_0 \cdot f'}{N_a \cdot b}$.

3-a) Initialement, l'ordre d'interférence est nul en O : $p_O = 0$.

3-b) D'après A-IV-1) l'ordre d'interférence en O vaut $p'_O = (N_a - N_1) \cdot L / \lambda_0$. Cette valeur est négative donc la raie d'ordre 0 s'est décalée vers le haut.

3-c) Le nombre de franges qui ont défilé vaut $k = -p'_O$ donc $N_1 = N_a + k \cdot \lambda_0 / L$

3-d) $N_1 = 1,0002926 + \frac{100 \cdot 500 \cdot 10^{-9}}{1,00}$ soit $+0,0000500$ il convient donc de $N_1 = 1,0003426$

garder 8 chiffres significatifs car le terme $k \cdot \lambda_0 / L$ atteint la même décimale que N_a .

A-V) Suivi de déplacement

1) En réutilisant le résultat de la question A-II-3) $I(M) = K \cdot S^2 \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \delta_{1/2} / \lambda_0))$ avec ici $\delta_{1/2} = 2 \cdot (OO_1 - OO_2) = 2 \cdot x(t)$ d'où $I(M) = K \cdot S^2 \cdot (1 + \cos(4\pi \cdot x(t) / \lambda_0))$

2) D'après la définition proposée $U_d = U_0 \cdot \cos(4\pi \cdot x(t) / \lambda_0)$.

3-a) Le compteur indiquera que $4 \cdot 10^2$ franges ont défilé.

3-b) Si l'on part de $x=0$, l'abscisse finale sera $x=0$ mais le compteur indiquera de nouveau que $4 \cdot 10^2$ franges ont défilé.

3-c) Ce dispositif n'indique pas la position absolue de la cible mais son déplacement cumulé, compté positivement quel que soit son sens.

4) Cette lame doit introduire un déphasage de $-\pi/2 + k \cdot 2\pi$ soit une augmentation de la différence de marche sur la voie 2 égale à $\lambda_0/4 + k \cdot \lambda_0$ d'où $2 \cdot (N-1) \cdot e = \lambda_0/4 + k \cdot \lambda_0$ dont

$$\text{on déduit } e = \lambda_0 \cdot \frac{1/4 + k}{2 \cdot (N-1)}$$

5-a)

	tension sur l'entrée 1	tension sur l'entrée 2	tension de sortie
X1	$U_0 \cdot \cos(\Phi)$	$K_d \cdot U_0 \cdot \cos(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$	$K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \cos^2(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$
X2	$-K_d \cdot U_0 \cdot \sin(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$	$U_0 \cdot \sin(\Phi)$	$-K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \sin^2(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$

5-b) On en déduit $U_a = K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \dot{\Phi}$.

5-c) Ainsi $U_s = K_i \cdot K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot (\Phi(t) - \Phi(0))$ soit $U_s = \frac{4\pi \cdot K_i \cdot K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2}{\lambda_0} \cdot x(t)$.

5-d) L'intérêt de ce montage est qu'il permet de mesurer l'abscisse car U_s augmente lorsque Φ augmente et diminue lorsque Φ diminue (règle le pb soulevé en A-V-3-c).

A-VI) Montage intégrateur

1-a) L'amplificateur opérationnel présente une rétroaction négative seule ce qui assure son fonctionnement en régime linéaire, ainsi $\underline{V}_- = \underline{V}_+ = 0$ et, d'après le théorème de

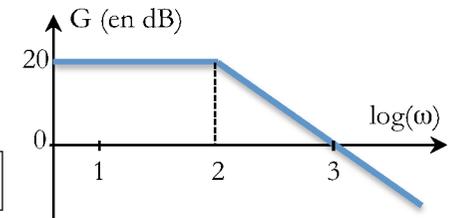
Millman appliqué en \underline{V}_- : $\frac{\underline{U}_c/R + \underline{U}_s/r + j \cdot C \cdot \omega \cdot \underline{U}_s}{1/R + 1/r + j \cdot C \cdot \omega} = 0$ d'où $\underline{H} = \frac{-r/R}{1 + j \cdot r \cdot C \cdot \omega}$.

1-b) En « basse » fréquence ($\omega \ll 1/r \cdot C$),

$$\underline{H} \approx -r/R \text{ donc } G_{BF} = 20 \cdot \log(r/R)$$

En « haute » fréquence ($\omega \gg 1/r \cdot C$),

$$\underline{H} \approx -1/(j \cdot R \cdot C \cdot \omega) \text{ donc } G_{HF} = -20 \cdot \log(R \cdot C \cdot \omega)$$



2-a) D'après la question précédente, à « basse » fréquence $\frac{\underline{U}_s}{r} = -\frac{\underline{U}_c}{R}$ donc $u_s = -\frac{r}{R} u_c$.

2-b) De même, à « haute » fréquence $j \cdot C \cdot \omega \cdot \underline{U}_s = -\frac{\underline{U}_c}{R}$ donc $\frac{du_s}{dt} = -\frac{u_c}{R \cdot C}$.

Corrigé Mines II Physique 2020 PC

I- Pouvoir de résolution de l'œil humain

1. Les objets sont à l'infini (pas d'accommodation) donc l'image des deux objets se forme dans le plan focal image, et la distance séparant les deux images est $\Delta X = 2f' \tan(\alpha/2) \approx f'\alpha$.

Il y a N cônes dans un mètre carré, donc la surface d'un cône est $1/Nm^2$, donc la dimension d'un côté d'un cône, en les supposant carré, est $d \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$.

Pour que les objets soient distinguables, il faut que ΔX soit supérieur à d , d'où $\alpha > \alpha_1 = \frac{1}{f'\sqrt{N}}$.

A.N. : $\alpha_1 \approx 0,5$ minute d'arc.

2. En utilisant le critère de Rayleigh : pour que les deux objets soient distinguables, il faut que la distance $\Delta X \approx f'\alpha$ séparant les centres des deux taches de diffraction soit supérieure à la demi-largeur $\Delta X' = f'\theta$ de l'une de ces taches.

D'où : $\alpha > \theta = \alpha_2 = \frac{1,22\lambda}{D}$.

A.N. : $\alpha_2 \approx 0,7$ minute d'arc $> \alpha_1$. C'est la diffraction qui semble être limitante dans la résolution de l'œil.

3. On se place au punctum proximum PP : $a_1 \approx \alpha_2 PP$, soit $a_1 \approx 73 \mu m$. C'est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur d'un cheveu.

II- Microscope de Van Leeuwenhock

4. Là, je ne vois pas trop ce que l'énoncé attend....En refaisant le schéma du texte, on voit que les rayons vont avoir tendance après traverser de la lentille à se rapprocher de l'axe, ce qui permet d'avoir un grossissement angulaire supérieur à 1 et donc de jouer le rôle de microscope....

5. En considérant la perpendiculaire à la droite IJ passant par C , on obtient deux triangles identiques, donc $r_2 = r_1$ et par suite $i_1 = i_2$.

En notant H' le projeté de I sur l'axe z , et en se plaçant dans le triangle $H'IC$, il vient : $\sin i_1 = \frac{x}{R}$, d'où en linéarisant : $i_1 = \frac{x}{R}$.

En travaillant sur les angles, nous obtenons : $i_1 - r_1 + \beta_r = r_2$, d'où $\beta_r = 2r_1 - i_1$, soit $\beta_r = i_1 \left(\frac{2}{n} - 1 \right)$ ou encore $\beta_r = \left(\frac{2}{n} - 1 \right) \frac{x}{R}$.

De la même façon : $\beta = i_2 - r_2 + i_1 - r_1 = i_1 - \beta_r = 2(i_1 - r_1) = 2 \frac{n-1}{n} \frac{x}{R}$.

Sachant que les rayons incidents et émergents se coupent dans un plan passant par C , nous obtenons immédiatement : $\frac{x}{CF'} = \tan \beta \approx \beta$, d'où $CF' = f'_L = \frac{nR}{2(n-1)}$.

A.N. : $f'_L = 0,9$ mm.

6. $\overline{AC} + \overline{CA'} = \ell$, d'où $\overline{CA'} = \overline{CA} + \ell$. En injectant ceci dans la formule de conjugaison, il vient : $\frac{1}{\overline{CA} + \ell} - \frac{1}{\overline{CA}} = \frac{1}{f'}$, soit après calcul $\overline{CA}^2 + \overline{CA}\ell + \ell f'_L = 0$.

Le fait que le grandissement soit en valeur absolue supérieure implique $\overline{CA'} > \overline{AC}$, d'où $\overline{AC} < \ell/2$. La résolution de l'équation précédente donne par conséquent $\overline{CA} = -\frac{\ell}{2} + \frac{\sqrt{\ell^2 - 4\ell f'_L}}{2}$, d'où $\overline{CA'} = \frac{\ell}{2} + \frac{\sqrt{\ell^2 - 4\ell f'_L}}{2}$.

Si $\ell \gg 4f'_L$, on peut faire des développements limités des racines ci-dessus :

$\overline{CA} \approx -f'_L$ et $\overline{CA'} \approx \ell$, et on aboutit à $\gamma \approx -\frac{\ell}{f'_L}$.

7. Il faut générer une onde plane progressive harmonique. Pour, on peut utiliser soit un laser qu'on a au préalable collimaté dans sa zone de Rayleigh, soit partir d'une source blanche large, munie d'un filtre interférentiel, éclairant un diaphragme placé au foyer objet d'une lentille convergente.

$$\underline{s}_s(x, 0, t) = t_1(x) \underline{s}_s(0, t) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{e^{2\pi i x/a} + e^{-2\pi i x/a}}{2} \right) \underline{A}_0 e^{i\omega t}$$

De plus $\vec{k}_1 = k_{1z} \vec{e}_z + k_{1x} \vec{e}_x$ et $k_{1z}^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} - k_{1x}^2$, idem pour \vec{k}_2 et \vec{k}_3 . En identifiant la forme ci-dessus avec l'écriture proposée écrite en $z = 0$, il vient :

$$\begin{aligned} \circ \vec{k}_1 &= \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}_z \text{ et } \underline{A}_1 = \underline{A}_0/2 \\ \circ \vec{k}_2 &= \frac{2\pi}{a} \vec{e}_x + \sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} - \frac{4\pi^2}{a^2}} \vec{e}_z \text{ et } \underline{A}_2 = \underline{A}_0/4 \\ \circ \vec{k}_3 &= -\frac{2\pi}{a} \vec{e}_x + \sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} - \frac{4\pi^2}{a^2}} \vec{e}_z \text{ et } \underline{A}_3 = \underline{A}_0/4 \end{aligned}$$

Dans le plan focal image de la lentille, on obtient trois points lumineux, le premier (correspond à \vec{k}_1) en F' , d'intensité I_1 , le second (correspond à \vec{k}_2) en A_2 avec $\overline{F'A_2} = f'_L \frac{1}{a\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{a^2}}} \vec{e}_x$,

d'intensité $I_1/4$ et le troisième (correspond à \vec{k}_3) en A_3 avec $\overline{F'A_3} = -f'_L \frac{1}{a\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{a^2}}} \vec{e}_x$, d'intensité $I_1/4$.

8. $\tan U = 0,6$. Pour trouver a_2 , on écrit $\tan U = \frac{1}{a_2 \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{a_2^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{a_2^2}{\lambda^2} - 1}}$, soit après calculs

$$a_2 = \lambda \sqrt{1 + \frac{1}{\tan^2 U}} = \frac{\lambda}{\sin U} = \lambda \sqrt{1 + f'_L{}^2/R^2}$$

A.N. : $a_2 \approx 1 \mu m < a_1$: la résolution de la diapo semble être meilleure que celle de l'œil...

III- Microscope à contraste de phase

9. La forme de la surface d'onde est la suivante (en l'absence de phénomène de diffraction...) : en pointillés, les surfaces d'onde avant et après l'échantillon. La longueur du décrochement à l'aval est $(n' - 1)e$.

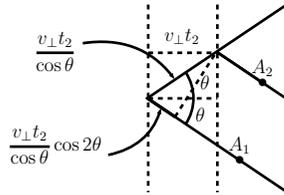
IV. Gyromètre laser

29. En cinématique classique, dans le référentiel du miroir, la célérité de l'onde perpendiculairement au miroir est $v_{\perp} + c \cos \theta$. La distance à parcourir, toujours perpendiculairement, est $d \cos \theta$ d'où

$$t_2 = \frac{d \cos \theta}{v_{\perp} + c \cos \theta}$$

30. À l'instant $t > t_2$, la point A_1 a parcouru la distance ct sur le premier rayon réfléchi, tandis que le point A_2 a parcouru la distance $c(t - t_2)$ sur le second rayon réfléchi. En terme de distance, le point A_1 est en retard de $v_{\perp} t_2 \frac{\cos 2\theta}{\cos \theta}$. On en déduit

$$d' = ct_2 - v_{\perp} t_2 \frac{\cos 2\theta}{\cos \theta}, \text{ soit } d' = d \frac{c \cos \theta - v_{\perp} \cos 2\theta}{c \cos \theta + v_{\perp}}$$



31. On déduit du résultat précédent

$$\lambda' = \lambda \frac{c \cos \theta - v_{\perp} \cos 2\theta}{c \cos \theta + v_{\perp}}$$

32. La pulsation est donnée en fonction de la longueur d'onde par $\omega' = \frac{2\pi c}{\lambda'}$ d'où

$$\omega' = \omega_{\ell} \frac{c \cos \theta + v_{\perp}}{c \cos \theta - v_{\perp} \cos 2\theta} \simeq \omega_{\ell} \left(1 + \frac{v_{\perp}}{c \cos \theta} \right) \left(1 + \frac{v_{\perp} \cos 2\theta}{c \cos \theta} \right) = \omega_{\ell} \left(1 + \frac{v_{\perp}}{c} \frac{1 + \cos 2\theta}{\cos \theta} \right)$$

Comme $1 + \cos 2\theta = 2 \cos^2 \theta$, on obtient $\omega' \simeq \omega_{\ell} \left(1 + 2 \frac{v_{\perp} \cos \theta}{c} \right)$.

33. C'est l'effet Doppler-Fizeau, doublé car ici il y a réflexion et non émission seule. Cet effet est perçu lorsqu'un véhicule bruyant (ambulance, train, moto, ...) passe devant nous. Le son est plus aigu lorsque le véhicule s'approche et plus grave lorsqu'il s'éloigne. L'effet est utilisé par les radars routiers pour mesurer la vitesse des véhicules, ou en échographie Doppler pour mesurer le débit sanguin dans les vaisseaux.

34. La réponse attendue est $I_{\text{photodétecteur}} = \frac{I_0}{2}$ puisqu'on perd la moitié de l'intensité initiale mais il ne s'agit que d'une valeur moyenne, obtenue lorsque la différence de marche varie uniformément. Il faut considérer l'action de la lame séparatrice, dont les coefficients (complexes) de réflexion ρ et de transmission τ en amplitude vérifient $|\rho|^2 + |\tau|^2 = 1$ et $\rho\tau^* + \rho^*\tau = 0$. Une solution symétrique est $\rho = -\frac{1}{\sqrt{2}}$ et $\tau = \frac{i}{\sqrt{2}}$. Le faisceau qui arrive dans le photodétecteur est la superposition des ondes d'amplitude ρ^2 et $\tau^2 = -\rho^2$. En l'absence de différence de marche, l'amplitude totale est nulle. En revanche, l'amplitude de l'onde totale se dirigeant vers le laser source est $2\rho\tau = -i$, ce qui fournit l'intensité initiale I_0 .

35. La lame semi-réfléchissante est la seule qui possède une vitesse orthogonale à son plan. C'est donc uniquement sur elle que l'effet Doppler-Fizeau se manifeste.

36. L'onde trigonométrique se réfléchit sur la lame selon l'angle $\theta = \pi/4$. La vitesse normale est $v_{\perp} = \frac{a\sqrt{2}}{2}\Omega$, d'où $\omega_r = \omega_{\ell} \left(1 + \frac{a\Omega}{c} \right)$. L'onde anti-trigonométrique traverse la lame. Elle ne subit pas l'effet Doppler-Fizeau, donc $\omega_a = \omega_{\ell}$.

37. Le chemin optique vaut $4a$ dans les deux cas. Le déphasage φ est donné par $\varphi = \frac{\omega}{c} 4a$ d'où $\varphi_r = \frac{4\omega_r a}{c} \left(1 + \frac{a\Omega}{c} \right)$ et $\varphi_a = \frac{4\omega_a a}{c}$. On en déduit $\varphi_r - \varphi_a = \frac{4\omega_{\ell} a^2 \Omega}{c^2}$.

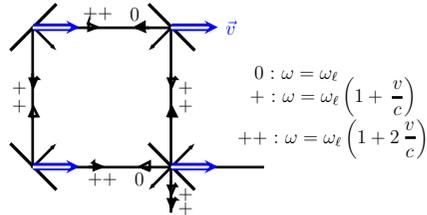
38. L'onde trigonométrique se réfléchit une seconde fois sur la lame semi-réfléchissante mais cette fois-ci la vitesse normale a changé de signe. Ainsi,

$$\omega'_r = \omega_{\ell} \left(1 + \frac{a\Omega}{c} \right) \left(1 - \frac{a\Omega}{c} \right) = \omega_{\ell} \left(1 - \left(\frac{a\Omega}{c} \right)^2 \right) \simeq \omega_{\ell}$$

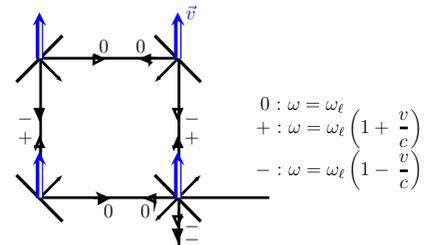
au premier ordre en $a\Omega/c$. L'onde anti-trigonométrique ne change pas de fréquence puisqu'elle traverse deux fois la lame. L'intensité mesurée est donc le résultat de l'interférence entre les deux ondes déphasées de $\varphi_r - \varphi_a = \frac{8\pi a^2 \Omega}{\lambda c}$, soit (les deux ondes

interfèrent en opposition de phase dans le cas $\Omega = 0$) : $I = \frac{I_0}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{8\pi a^2 \Omega}{\lambda c} \right) \right)$.

39. Il faut montrer que les effets Doppler-Fizeau se compensent sur les deux faisceaux trigonométrique et anti-trigonométrique. Pour cela, considérons, comme le suggère l'énoncé, une vitesse de translation selon \vec{e}_x , $\vec{v} = v \vec{e}_x$.



Les fréquences sont modifiées lors des réflexions sur la lame et sur les miroirs, selon le schéma ci-dessus. On remarque que les deux faisceaux auront parcouru des chemins de même longueur à la même fréquence, il n'y a donc pas de différence de phase. On peut faire un schéma équivalent pour une vitesse selon \vec{e}_y , avec le même résultat :



Comme le calcul du déphasage est linéaire en \vec{v} au premier ordre, il n'y a aucun effet mesurable, à cet ordre, de la translation du dispositif. Le principe de relativité restreinte impose d'ailleurs que l'effet soit absent à tout ordre.

40. La fibre optique a l'avantage de permettre de cumuler plusieurs tours du dispositif. La limitation vient de l'absorption de la lumière par la fibre mais actuellement il est possible de guider la lumière sur plusieurs kilomètres. Dans le cas de N tours, chacun enlaçant une aire S , l'expression de la différence de phase est :

$$\varphi_t - \varphi_a = \frac{4\omega_\ell N S \Omega}{c^2}$$

41. L'application numérique fournit $\varphi_t - \varphi_a = 5 \text{ rad}$ ce qui est facilement mesurable.

Toute remarque peut m'être envoyée à l'adresse mventuri@club.fr