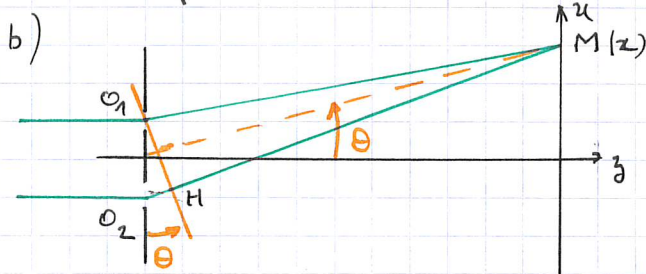


INTERFÉRENCES À DEUX ET À TROIS ONDES

(CCINP - MP - 2024)

Q1 a) Dispositif des trous d'Young : dispositif à division du front d'onde
Interférences localisées



Pas de différence de marche avant les trous d'Young car le faisceau est une onde plane parallèle à (O_1O_2) .

- * Principe de retour inverse de la lumière : M est une source d'ondes sphériques dont les surfaces d'ondes sont localement plane au voisinage des trous d'Young.
- * Théorème de Malus : les rayons allant de M à O_1 et O_2 sont orthogonaux au plan d'onde représenté.

$$S = (O_2M) - (O_1M) = (O_2H) + (HM) - (O_1M) ; \text{ Or } H \text{ et } O_1 \text{ appartiennent au même plan d'onde donc } (O_1M) = (HM).$$

$$(O_2H) = 1. \quad O_2H = a \sin \theta ; \quad \text{Or } \tan \theta = \frac{x}{D} \approx \theta \quad \text{car } \frac{x}{D} \ll 1 \text{ par hypothèse}$$

$$\sin \theta \approx \theta$$

$$\Rightarrow S = \frac{ax}{D}$$

N.B. : L'énoncé donne 3 coordonnées à M suggérant une démonstration à 3 dimensions.

$$S = (O_2M) - (O_1M)$$

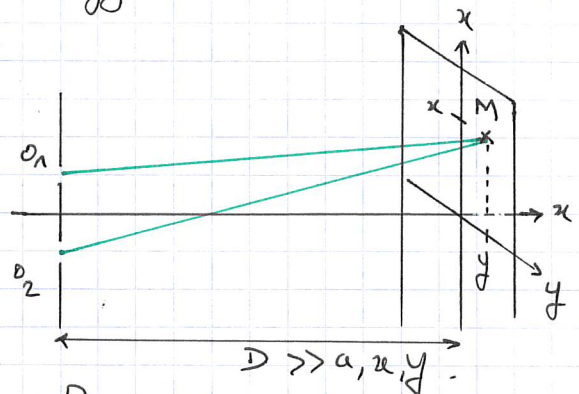
$$(O_2M) = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 + D^2}$$

$$= D \sqrt{\left(\frac{x - a/2}{D}\right)^2 + \left(\frac{y}{D}\right)^2 + 1}$$

$$\approx \frac{(x - a/2)^2}{2D} + D$$

$$(O_1M) = \sqrt{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 + D^2} \approx \frac{(x + a/2)^2}{2D} + D$$

$$\Rightarrow S = \frac{(x + a/2)^2 - (x - a/2)^2}{2D} = \frac{ax}{D}$$



Fonctions d'ondes cohérentes issues de O_1 et O_2 identiques, interférant en M :

$$s_1(M) = s_0 \cos(\omega t) ; \quad s_2(M) = s_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad \text{où } \varphi = \frac{2\pi S}{\lambda}$$

$$\text{Onde résultante : } s(M) = s_1(M) + s_2(M) = s_0 \left[\cos(\omega t) + \cos(\omega t - \varphi) \right]$$

Intensité : $I(M) \stackrel{\text{def}}{=} \langle S^2(M) \rangle_t = \langle S_0^2 \cos^2(\omega t) + S_0^2 \cos^2(\omega t - \varphi) + 2 S_0^2 \cos(\omega t) \cos(\omega t - \varphi) \rangle_t$

$$I(M) = S_0^2 + S_0^2 \langle \cos(2\omega t - \varphi) + \cos \varphi \rangle_t + 2 S_0^2 \cos(\omega t) \cos(\omega t - \varphi) \rangle_t$$

$$I(M) = S_0^2 (1 + \cos \varphi) ; I_{\max} = I(\varphi=0) = 2 S_0^2 ; \quad \text{NB } I_0 = \langle S_0^2 \cos^2(\omega t) \rangle_t = \frac{S_0^2}{2} \quad (*)$$

$$\Rightarrow \underline{I(M) = \frac{I_{\max}}{2} (1 + \cos \varphi)} \quad \text{Formule de Fresnel}$$

Q2 a) $I(M) = \frac{I_{\max}}{2} (1 + \cos(\frac{2\pi ax}{\lambda D}))$. On observe donc sur l'écran des franges rectilignes parallèles à (Oy) et périodiquement espacées.

La période spatiale des franges est l'interfrange i .

$$\delta(x+i) - \delta(x) \stackrel{\text{def}}{=} \lambda \Rightarrow i = \frac{\lambda D}{a} ; \text{ Or } \lambda = \frac{c}{f} \Rightarrow i = \frac{cD}{fa}$$

b) La différence de marche ne dépendant que de $x(M)$, elle reste inchangée si les trous d'Young sont multipliés à l'infini dans la direction (Oy) pour former des fentes d'Young. On y trouve l'intérêt d'augmenter l'intensité des franges.

Relation de dispersion dans le vide.

Si on translate les fentes selon (Oy), pour la raison précédente, les franges ne sont pas modifiées.

Si on translate les fentes selon (Ox), les coordonnées de O_1 et O_2 deviennent :

$$O_1(\frac{a}{2} + b; 0; 0) ; O_2(\frac{a}{2} + b; 0; 0)$$

b : valeur de la translation des fentes

$$\text{Soit } S = \frac{a}{D}(x+b) ; p = \frac{S}{\lambda} = \frac{a}{\lambda D}(x+b).$$

Suivons la frange d'ordre $p=0$. Initialement en $x=0$, elle s'est translatée en $x=-b$, et tout le système de franges avec elle car l'interfrange reste inchangé.

Q3 a) Les radiations de fréquences différentes étant mutuellement incohérentes, leurs intensités interférentielles s'ajoutent.

Pour la bande spectrale $[\nu, \nu + d\nu]$: $dI(M) = 2J_\nu d\nu (1 + \cos \varphi) \quad (*)$

$$I(M) = \int_{\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}}^{\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} 2J_\nu d\nu (1 + \cos(\frac{2\pi ax}{cD})) d\nu = 2J_\nu \left\{ \Delta\nu + \frac{\sin(\frac{2\pi ax}{cD}(\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2})) - \sin(\frac{2\pi ax}{cD}(\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}))}{\frac{2\pi ax}{cD}} \right\}$$

$$= 2J_\nu \Delta\nu \left\{ 1 + \frac{\sin(\frac{\pi ax \Delta\nu}{cD})}{\frac{\pi ax}{cD}} \cos(\frac{2\pi ax \nu_0}{cD}) \right\}$$

$$\Rightarrow \underline{I(M) = 2J_\nu \Delta\nu \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ax \Delta\nu}{cD}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi ax \nu_0}{cD}\right) \right)} \quad \text{où } I_{\max} = 4J_\nu \Delta\nu$$

Interfrange $i = \frac{cD}{2a}$; Visibilité $V(M) = \text{sinc}\left(\frac{\pi a x \Delta \nu}{cD}\right)$

$$\Rightarrow I(M) = \frac{I_{\max}}{2} \left(1 + V(M) \cos\left(2\pi \frac{x}{i}\right) \right)$$

b) $V(M) = \text{sinc}\left(\frac{\pi a x \Delta \nu}{cD}\right)$

c) * l'abscisse de brouillage $V(M) = 0$ pour $x = x_{\min} = \frac{cD}{a \Delta \nu}$

$$\Rightarrow \delta_{\min} = \frac{c}{\Delta \nu} = L \quad \text{Or } \nu = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$$

On assimile donc : $\Delta \lambda = |d\lambda|$ $\Delta \nu = |d\nu| \Rightarrow \Delta \nu = \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta \lambda$

Soit $L = \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}$

* Critère semi-quantitatif de brouillage des franges : $|p(\lambda_0 + \frac{\Delta \lambda}{2}) - p(\lambda_0)| \geq \frac{1}{2}$

$$\frac{ax}{D} \left| \frac{1}{\lambda_0 + \frac{\Delta \lambda}{2}} - \frac{1}{\lambda_0} \right| = \frac{ax}{D} \frac{\Delta \lambda}{2 \lambda_0^2 (1 + \frac{\Delta \lambda}{2 \lambda_0})} \geq \frac{1}{2}$$

$$\Rightarrow \delta \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0^2} \geq \frac{1}{2} \quad \text{soit} \quad \delta_{\min} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}$$

d) Relation fondamentale : $\tau \cdot \Delta \nu \approx 1 \Rightarrow \tau \approx \frac{1}{\Delta \nu} = \frac{L}{c}$

e) Le nombre de franges visible entre $-x_{\min}$ et $x_{\min}$ est

$$N = \frac{2x_{\min}}{i} = \frac{2DL}{a} \cdot \frac{a}{\lambda_0 D} = \frac{2L}{\lambda_0} = N$$

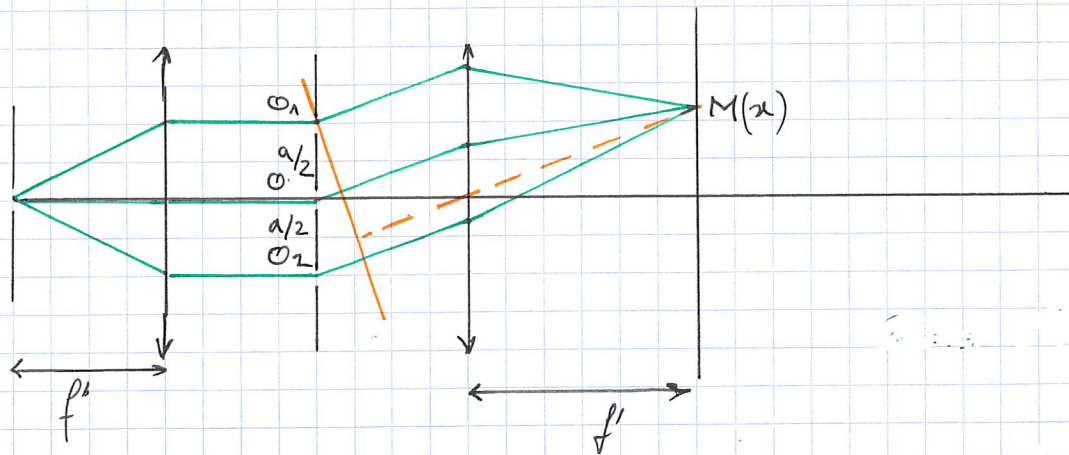
f)

Source	λ_0 (nm)	$\Delta \lambda$ (nm)	τ (s)	L (m)	N
Laser He-Ne	632,991	0,001	$1,3 \cdot 10^{-9}$	0,40	$1,3 \cdot 10^6$
Raie rouge H	656,2	0,1	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^4$
Lumière blanche filtrée	500	20	$4,2 \cdot 10^{-14}$	$12,5 \cdot 10^{-6}$	50

* Ces trois sources sont listées par ordre décroissant de temps de cohérence, donc de longueur de cohérence

* Le nombre de franges observable (i.e. contrastées) est d'autant plus faible que la source est moins cohérente, c'est à dire de spectre plus large.

Q4-



c) Vibration résultante en M: $\Delta(M) = s_0 \cos(\omega t) + s_0 \cos(\omega t - \varphi) + s_0 \cos(\omega t - 2\varphi)$

Intensité: $I(\varphi) = \langle \Delta^2 \rangle_t =$

$$= \langle s_0^2 \cos^2(\omega t) + s_0^2 \cos^2(\omega t - \varphi) + s_0^2 \cos^2(\omega t - 2\varphi) \\ + 2s_0^2 \cos(\omega t) \cos(\omega t - \varphi) + 2s_0^2 \cos(\omega t - \varphi) \cos(\omega t - 2\varphi) \\ + 2s_0^2 \cos(\omega t) \cos(\omega t - 2\varphi) \rangle_t$$

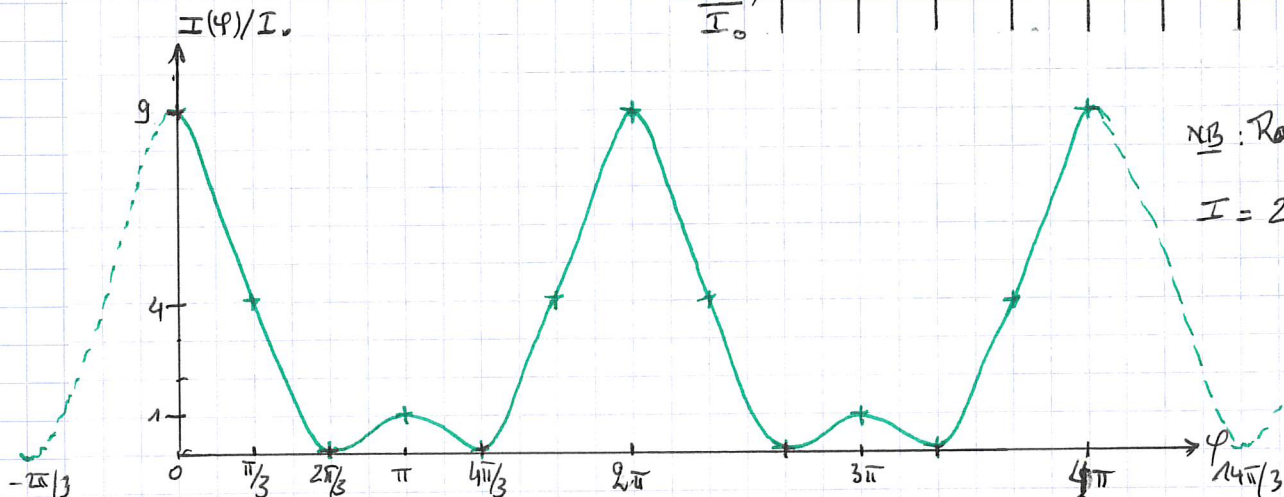
$$= s_0^2 \left(\frac{3}{2} + \cos \varphi + \cos \varphi + \cos 2\varphi \right)$$

Or $\cos^2 \varphi = \frac{1 + \cos 2\varphi}{2} \rightarrow \cos 2\varphi = 2\cos^2 \varphi - 1$

$$\rightarrow I(\varphi) = \frac{s_0^2}{2} (1 + 4\cos \varphi + 4\cos^2 \varphi) \Rightarrow I(\varphi) = I_0 (1 + 2\cos \varphi)^2$$

d) Quelques valeurs particulières :

φ	0	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	π	$4\pi/3$	$3\pi/2$	2π
$\frac{I(\varphi)}{I_0}$	9	4	1	0	1	0	1	9



NB: Rappel Q2

$$I = 2I_0(1 + \cos 2\varphi)$$

e) La distance entre les abscisses $x = \pm 2,1 \text{ mm}$ correspond à $\varphi \in \left[-\frac{2\pi}{3}; \frac{14\pi}{3} \right]$

$$\Delta \varphi = \frac{\pi a}{\lambda f'} \Delta x \Rightarrow a = \frac{\lambda f'}{\pi} \frac{\Delta \varphi}{\Delta x} \quad a = 0,40 \text{ mm.}$$



L'EXPERIENCE "MM" : MICHELSON ET MORLEY (1887)

(CCINP-MP-2020)

Q1. Loi de composition des vitesses : $\vec{v}_{obs} = \vec{v}_{R_{eth}/R_{obs}} + \vec{v}_{R_{eth}}$
 soit $\vec{v}_a = \vec{v}_e + \vec{v}_r$ où $\vec{v}_a$: vitesse absolue
 $\vec{v}_e$: " d'entraînement
 $\vec{v}_r$: " relative.

donc, avec les notations de l'énoncé : $\vec{v}_{Ei} = \vec{W} + \vec{C}_{Ei}$

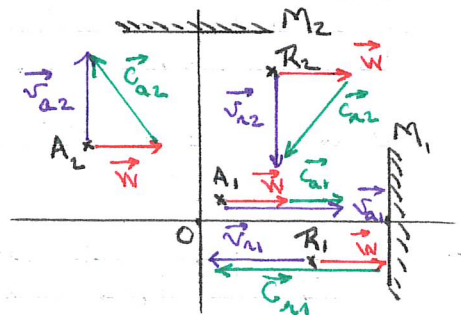
où $\|\vec{C}_{Ei}\| = c$

* A_1 : $v_{a1} = c + W$

* R_1 : $v_{r1} = c - W$

* A_2 : $v_{a2} = \sqrt{c^2 - W^2}$

* R_2 : $v_{r2} = \sqrt{c^2 - W^2}$



Q2 * L'interféromètre étant réglé au contact optique, les rayons parcourant les bras de l'interféromètre ont même longueur

$$\tau(\alpha) = \frac{L}{v_{a1}} + \frac{L}{v_{r2}} - \frac{L}{v_{a2}} - \frac{L}{v_{r1}} = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - W^2}} - \frac{L}{c+W} - \frac{L}{c-W} = \tau(\alpha')$$

Soit $\tau(\alpha) = \frac{2L}{\sqrt{c^2 - W^2}} - \frac{2Lc}{c^2 - W^2}$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{c^2 - W^2}} &= \frac{1}{c(1 - \frac{W^2}{c^2})^{1/2}} \approx_{DL_2} \frac{1}{c} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{W^2}{c^2}\right) \\ \frac{1}{c^2 - W^2} &= \frac{1}{c^2(1 - \frac{W^2}{c^2})} \approx_{DL_2} \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{W^2}{c^2}\right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \tau(\alpha) \approx -\frac{L}{c^3} W^2$$

* $p(\alpha) = \frac{\delta(\alpha)}{\lambda} = \delta(\alpha) \frac{1}{c}$ où la différence de marche $\delta(\alpha)$ est la distance parcourue par la lumière dans le vide à la vitesse c : $\delta(\alpha) \cdot c = \tau(\alpha)$

$\Rightarrow p(\alpha) = -\frac{L W^2}{c^3}$

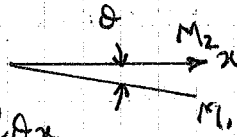
Q3. Par rotation de 90° de l'interféromètre les rôles des bras est inversé.

Ainsi $\tau(\beta) = -\tau(\alpha) = +\frac{L}{c^3} W^2$

$p(\beta) = +\frac{L}{c} \frac{W^2}{c^2}$

Q4. $\Delta p = 2h \frac{1}{c} \left(\frac{w}{c} \right)^2$

Q5. * Coin d'air équivalent :



* Différence de marche: $\delta = 2\theta x$

* Ordre d'interférence: $p = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{\delta}{c} = \frac{2\theta}{c} x$

* Interfrange: $p(x+i) - p(x) = 1 = \frac{2\theta}{c} i \Rightarrow i = \frac{c}{2\theta}$

lors de la rotation de l'interféromètre, l'ordre d'interférence à l'abscisse x subit une variation Δp . Ce qui se traduit visuellement par un léger déplacement des franges Δx .

Si on $\Delta p = \frac{2\theta}{c} \Delta x$ soit $\Delta p = \frac{\Delta x}{i}$

Q6 a) Référentiel héliocentrique: Référentiel lié au centre du soleil qui est lié à un repère cartésien dont les axes pointent vers des étoiles lointaines.

b) 1^{re} loi de Kepler: Une planète du système solaire suit une trajectoire elliptique dont le soleil occupe un des foyers

2^e loi de Kepler: Le rayon de la trajectoire reliant les centres du soleil et de la planète balaye des aires égales pendant des durées égales (constante de la vitesse areolaire)

3^e loi de Kepler: $\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM_s}$ où T : période de révolution de la planète
 a : demi grand axe de sa trajectoire

c) Le vent d'éther est dû au mouvement orbital de la planète.

Supposons la trajectoire circulaire de la terre, de rayon a .

parcoure de façon uniforme à la vitesse w

Ainsi: $2\pi a = w T_{\text{an}} \Rightarrow \frac{1}{a} = \frac{2\pi}{w T_{\text{an}}}$

D'après la 3^e loi de Kepler: $\frac{T_{\text{an}}^2}{(w T_{\text{an}})^3} = \frac{4\pi^2}{GM_s}$

$\Rightarrow w = \left(\frac{2\pi GM_s}{T_{\text{an}}} \right)^{1/3}$ A.N: $w = 29,8 \text{ km s}^{-1}$

Q7. $\Delta p = 0,34$ - Donc les franges auraient dû se traduire de 0,34 interférence, ce que l'observateur aurait pu observer.

Q8. Si $\Delta p_{\text{min}} = 10^{-2} \Rightarrow w_{\text{min}} = \left(\frac{c^3}{24.0} \Delta p_{\text{min}} \right)^{1/2}$ A.N: $w_{\text{min}} = 5,1 \text{ km s}^{-1}$

L'EXPERIENCE "M-G-P" : MICHELSON GALE PEARSON (1924)

3

Q9 - Referentiel géocentrique : Referentiel lié au centre de la Terre. On y lie un repère de trois axes cartésiens pointant vers trois étoiles lointaines. (R_g) est donc en translation circulaire dans (R_{helo}) .

La Terre a un mouvement de rotation uniforme à la vitesse $\vec{\Omega}_T$ dans (R_g) .

$$\Omega_T = \frac{2\pi}{T_j}$$

Q10. La Terre tournant d'ouest en est, le vent d'éther est donc dirigé d'est en ouest, donc parallèlement au parallèle local.

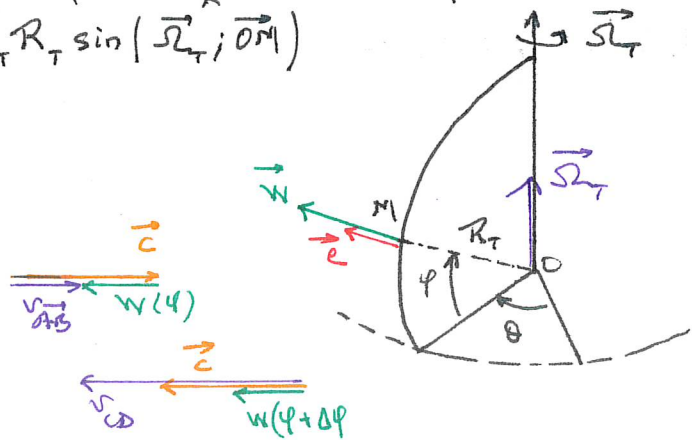
$$w(\varphi) = -(\vec{\Omega}_T \wedge \vec{OM}) \cdot \vec{e} = \Omega_T R_T \sin(\vec{\Omega}_T; \vec{OM})$$

$$w(\varphi) = \Omega_T R_T \cos \varphi$$

Q11 a) Composition des vitesses

* sur AB : $v_{AB} = c - w(\varphi)$

* sur CD : $v_{CD} = c + w(\varphi + \Delta\varphi)$



$$\text{Donc } \tau_1 = \tau_0 + \frac{X}{v_{AB}} + \frac{X}{v_{CD}} = \tau_0 + \frac{X}{c - w(\varphi)} + \frac{X}{c + w(\varphi + \Delta\varphi)} = \tau_1$$

$$b) \frac{1}{c - w(\varphi)} = \frac{1}{c(1 - \frac{w(\varphi)}{c})} \underset{DL_1}{\approx} \frac{1}{c} \left(1 + \frac{w(\varphi)}{c}\right)$$

$$\frac{1}{c + w(\varphi + \Delta\varphi)} \underset{DL_1}{\approx} \frac{1}{c} \left(1 - \frac{w(\varphi + \Delta\varphi)}{c}\right) = \frac{1}{c} \left(1 - \frac{w(\varphi)}{c} + \frac{w'(\varphi)}{c} \Delta\varphi\right)$$

$$\Rightarrow \tau_1 = \tau_0 + \frac{2X}{c} + \frac{X w'(\varphi)}{c^2} \Delta\varphi$$

$$\text{or } w'(\varphi) = -\Omega_T R_T \sin \varphi$$

$$\Rightarrow \tau_1 = \tau_0 + \frac{2X}{c} + \frac{\Omega_T X}{c^2} \gamma \sin \varphi$$

$$\text{et } w'(\varphi) \Delta\varphi = -\Omega_T R_T \sin \varphi \cdot \Delta\varphi \approx -\Omega_T \gamma \sin \varphi$$

$$\text{car } \gamma \approx R_T \Delta\varphi$$

$$c) \tau_2 = \tau_0 + \frac{X}{c - w(\varphi + \Delta\varphi)} + \frac{X}{c + w(\varphi)}$$

revient finalement à remplacer $w'(\varphi)$ par $-w'(\varphi)$ dans le calcul précédent

$$\Rightarrow \tau_2 = \tau_0 + \frac{2X}{c} - \frac{\Omega_T X}{c^2} \gamma \sin \varphi$$

Q12 - $\Delta\phi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot c (t_1 - t_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0} c \cdot \frac{2\Omega_r XY \sin\varphi}{c^2} \rightarrow \Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_0} S \Omega_r$

Q13 - $\Delta\phi \stackrel{\text{def}}{=} 2\pi p \rightarrow p = \frac{\lambda}{\lambda_0} S \Omega_r$

Q14. Entièrement à l'expérience MM, le dispositif est fixe, et la terre ne s'arrête pas de tourner.
 Pour mesurer p , il faut observer les franges par comparaison à l'absence d'effet Sagnac.
 En superposant les franges dues au rayon parcourant le rectangle AED, d'intensité bien plus faible $S' \ll S$, on peut ainsi mesurer la différence d'ordre $\Delta p \approx p$.

Q15 - $\gamma = 0,13$.



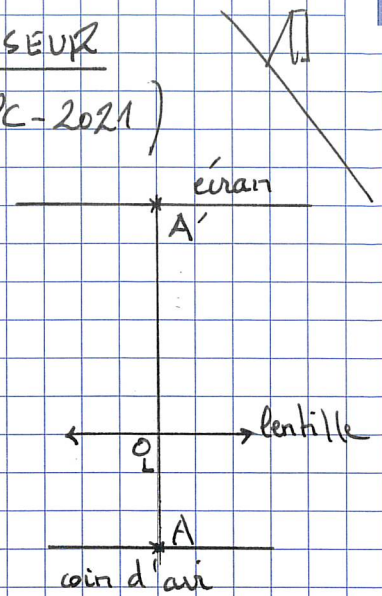
MESURES INTERFÉROMÉTRIQUES D'ÉPAISSEUR

(Mines Ponts-PC-2013 / Centrale-Supélec-PC-2021)

A. 1. * Soit i , l'interfrange sur la lame réfléchissante, là où sont localisées les franges.

$$i = x(\delta + \lambda) - x(\delta) = \frac{\lambda}{2\varepsilon}$$

$$* |b| = \frac{d_i}{i} \Rightarrow d_i = |b| \frac{\lambda_0}{2\varepsilon}$$



Relation de conjugaison de Descartes :

$$\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f'} \rightarrow x \overline{OA'} \rightarrow 1 - \delta = \frac{\overline{OA'}}{f'} \rightarrow \delta = 1 - \frac{\overline{OA'}}{f'}$$

$$\text{où } \frac{\overline{OA'}}{f'} = \frac{50 \text{ cm}}{4,0 \text{ cm}} \Rightarrow d_i = \left| 1 - \frac{\overline{OA'}}{f'} \right| \cdot \frac{\lambda_0}{2\varepsilon} \quad d_i = 1,8 \text{ mm}$$

2. Là où se trouve le dépôt métallique, l'épaisseur d'air le séparant de la lame semi-réfléchissante est diminuée. Une frange écarte une ligne iso- δ et donc iso-épaisseur d'air est donc formée d'un décrochement (décalage) au niveau du dépôt métallique. L'amplitude u du décrochement est d'autant plus important que l'épaisseur du dépôt est importante.

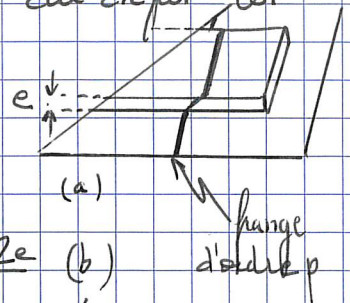
Suivons la frange d'ordre $p = \frac{\delta}{\lambda_0}$

$$* \text{Hors dépôt métallique} : p = \frac{2\varepsilon u}{\lambda_0}$$

$$* \text{Sur le dépôt métallique} : p = \frac{2\varepsilon x' - 2e}{\lambda_0} \quad \text{avec } x' - x = u/|b| \quad (\Delta : u \text{ est mesuré sur l'écran})$$

$$(b) - (a) \quad \frac{2\varepsilon u - 2e}{\lambda_0} = 0 \Rightarrow e = \varepsilon u/|b| \quad e = 90 \mu\text{m}.$$

Rq: Non perceptible à l'œil nu.



3. $n_{\text{eau}} > 1$. Cela revient à remplacer dans les résultats ε par $n_{\text{eau}}\varepsilon$.

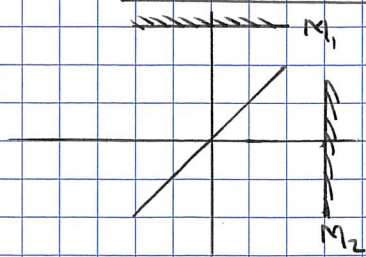
* Et donc d_i est divisé par n_{eau}

u est divisé par n_{eau}

4. d_i est fonction décroissante de ε : l'interfrange diminue lorsqu'on augmente ε .
 u " " " " : u diminue lorsqu'on augmente ε .

B. 5

Situation initiale



Contact optique

Situation après chariotage

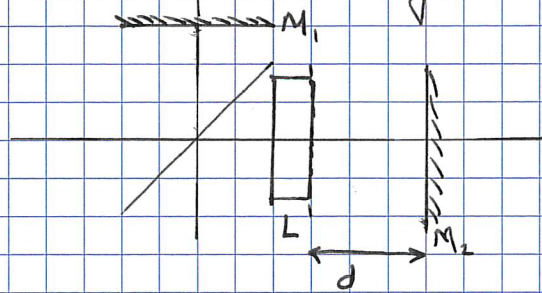
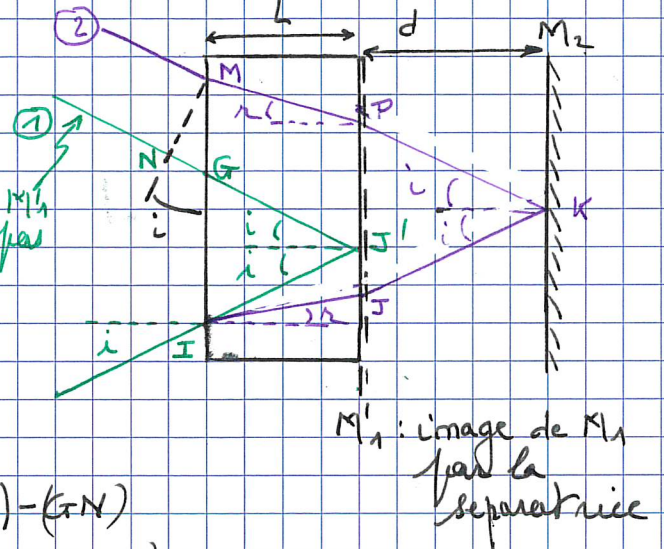


Schéma replié équivalent :

D'après le principe de retour inverse de la lumière et le théorème de Malus, les deux rayons ① et ② ne subissent plus de différence de marche au delà du plan (M₁).

ce rayon réfléchi par M₁ ne traverse pas la lame de verre



M₁' : l'image de M₁ par la séparatrice

$$\text{Ainsi } \delta = (IJ) + (JP) + (PM) - (IG) - (IN)$$

$$(IJ) = (PM) = \frac{nL}{\cos r} ; (IG) = 2(IJ') = \frac{2L}{\cos i}$$

$$(JP) = 2(JK) = \frac{2d}{\cos i} ; (GN) = GM \sin i = ((IM) - (IG)) \sin i = (2L \tan r + 2d \tan i - 2L \tan i) \sin i$$

$$\Rightarrow \delta = \frac{2nL}{\cos r} + \frac{2d}{\cos i} - \frac{2L}{\cos i} - 2L \tan r \sin i - 2d \frac{\sin^2 i}{\cos i} - 2L \frac{\sin^2 i}{\cos i}$$

Loi de la réfraction de Descartes : $\sin i = n \sin r$

$$\delta = \frac{2nL}{\cos r} (1 - \sin^2 r) + 2(d-L)(1 - \cos^2 i) \Rightarrow \delta = 2nL \cos r + 2(d-L) \cos i$$

$$\text{Ainsi } A = d-L \text{ et } B = nL$$

Les interférences sont localisées à l'infini -

$$6. \text{ Avec l'approximation des petits angles } \delta \approx 2nL(1 - \frac{r^2}{2}) + 2(d-L)(1 - \frac{i^2}{2})$$

$$\text{et } i = nr \Rightarrow \delta = 2nL + 2(d-L) - i^2 \left(\frac{L}{n} + d-L \right)$$

On observe une tache plate lorsque δ est indépendant de i (éclairage uniforme) donc pour $\frac{L}{n} + d-L = 0$

$$\text{soit } L = \frac{nd}{n-1}$$

7. Critère semi-quantitatif de brouillage dû à l'incohérence temporelle d'une source bréchomatique:

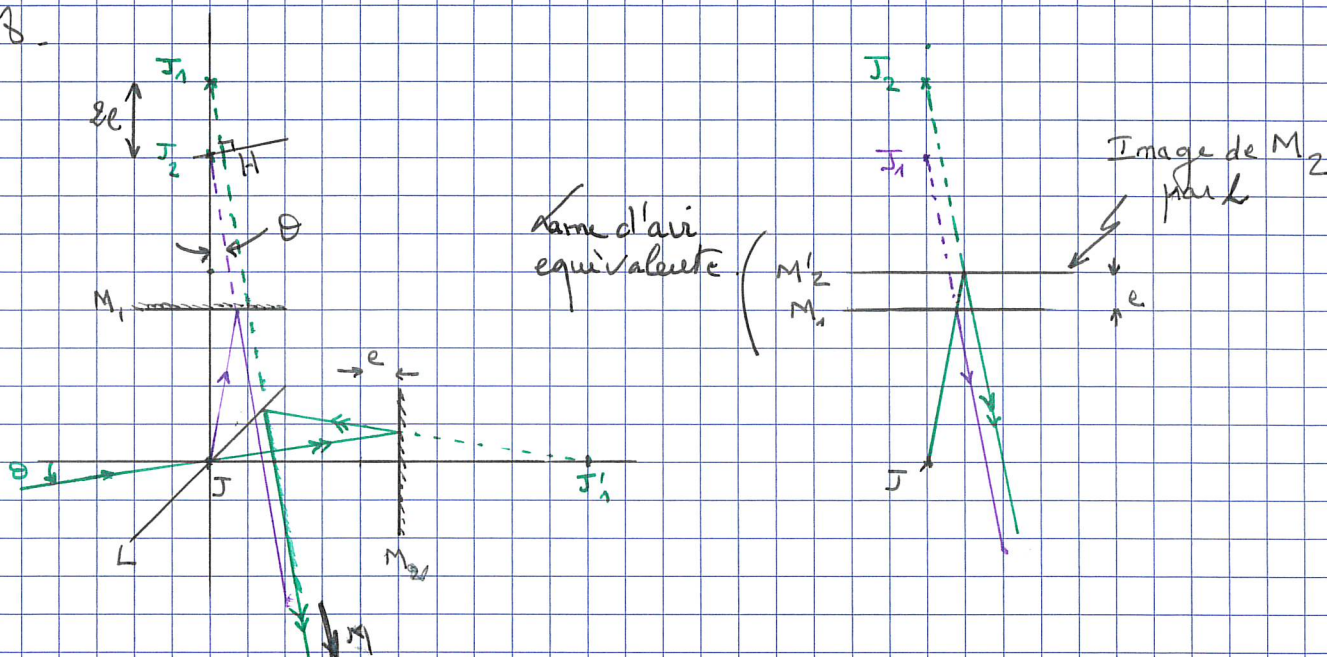
$$|p_{\lambda_1} - p_{\lambda_2}| = k + \frac{1}{2} \quad \text{où } k \in \mathbb{N}$$

$$p_{\lambda_i} = \frac{\delta}{\lambda_i} = \frac{2e}{\lambda_i} \quad \text{au centre de la figure } (x=0)$$

$$\rightarrow 2e \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right| = 2e \left| \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \right| \approx 2e \frac{\Delta \lambda}{\lambda_m^2} = k + \frac{1}{2}$$

$$\text{d'où } 2(e_1 - e_2) \frac{\Delta \lambda}{\lambda_m^2} = 10 \quad \rightarrow \quad \Delta \lambda = \frac{5 \lambda_m^2}{e_1 - e_2} \quad \Delta \lambda = 0,595 \text{ nm}$$

C.3.



9. Principe de retour inverse de la lumière: le point cible M à l'infini est maintenant une source ponctuelle.

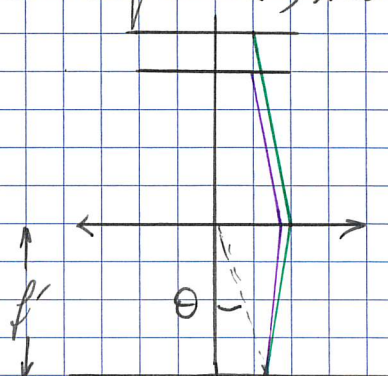
Théorème de Malus: $(J_2 M) = (H M)$ où H et J_2 appartiennent au même plan d'onde (équiphasse)

$$\rightarrow \delta = 2e \cos \theta$$

10. Les interférences sont localisées à l'infini, que l'on ramène à distance finie dans le plan focal image d'une lentille convergente. Pour obtenir la figure la plus grande on choisit la lentille de plus grande focale disponible, soit ici 1m.

11. Par symétrie de révolution de la différence de marche, autour de l'axe optique, les franges (liques) $(\delta = 0)$ sont donc des anneaux concentriques dits "anneaux d'égale inclinaison"

$$(\theta = \text{cte})$$



• Au contact optique, l'écran présente un éclairement uniforme.

13. Les franges de coin d'air sont localisées au voisinage immédiat du joint d'air (quasiment sur les miroirs).
On les observera sur un écran en conjuguant le coin d'air et l'écran à l'aide d'une lentille convergente de courte focale afin d'agrandir la figure d'interférence.

16. Par définition de l'interprétation i : $\delta(x+i) - \delta(x) = 1$.

$\Rightarrow 2n \times i = 1_0 \quad \Rightarrow \quad i = \frac{1_0}{2n}$ i est fonction décroissante de n .

Les franges se resserrent lorsqu'on augmente l'angle du coin d'air.

-

En incidence normale, et pour une faible variation d'épaisseur de la lame de savon, $A_B \approx A_C \approx c$.

$$AB \simeq AC \simeq e$$

Différence de marche géométrique : $\delta_{\text{geo}} = 2ne$

ondulazioni: $\sigma_{sup} = \frac{\lambda_0}{2}$

$$\rightarrow \delta = \delta_{gio} + \delta_{sup} = \ln e + \frac{\lambda_0}{2}$$

$$(\Delta\phi_{\text{sup}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} S_{\text{sup}} = \pi)$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(2ne + \frac{\lambda_0}{2} \right)$$

16. Dans le cas d'un coin d'air dièdre (d'angle α constant) l'interchange est constant. Ce n'est pas ce qu'on observe ici, l'interchange croît avec z .
On peut donc qualitativement tracer le profil de la lame de glace en tenant compte du drainage gravitaire.
-

17. * $e(y, t)$ est bien une fonction décroissante de y

- $\times e(z_i)$ " " " def

$$\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial z_j^2} = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho g c}} (H - z_j)^{-3/2} < 0 \quad \text{donc l'angle local}$$

du dièdre croît en descendant le long

$-z_1)^{-3/2} < 0$ donc l'angle local
de dièdre croît en
descendant la lame
justifiant la diminution de
l'intensité.

14. Pour les franges brillantes relevées : $\delta = k\lambda_0$

$$\rightarrow 2mc + \frac{\lambda_0}{2} = h\lambda_0$$

Soit $2nk(H-z_1)^{\beta} = (k - \frac{1}{2}) \lambda_0$

Tracons $\ln(k - \frac{1}{2})$ en fonction de $\ln(H - z_1)$, la pente donnera une valeur de β si le graphe est bien affine.

On admet que $c(H) = 0$ et donc, la 1^{re} frange brillante correspond à la 1^{re} valeur non nulle de k .

Le graphe est bien linéaire, validant le modèle semi-empirique.

Pente $\beta = 1,7$, valeur très différente du modèle en $\sqrt{H - z_1}$ (exposant $1/2$).

