

PC* 26 - DEVOIR N° 6

corrigé

Mesure interférométrique d'un coefficient de diffusion

Centrale-Supélec

1. On observe une teinte plate. Pour régler précisément l'appareil au contact optique, mieux vaut utiliser la lumière blanche. Tout écart au contact optique sera détecté par des couleurs interférentielles et, comme la longueur de cohérence est de l'ordre de quelques micromètres, ce réglage se fera avec une grande de précision.

2. On observe des franges d'égale épaisseur rectilignes. La différence de marche s'exprime par

$$\delta(M) = 2e(M) = 2x \tan \alpha = 2x\alpha$$

La définition de l'ordre $\delta = p\lambda$ donne $x_p = p\lambda/(2\alpha)$ puis $i = x_{p+1} - x_p = \lambda/(2\alpha)$.

3. a) L'écran et les miroirs sont conjugués par la lentille :

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{L-d} = \frac{1}{f'}$$

$$f'(L-d+d) = d(L-d)$$

$$d^2 - Ld + f'L = 0$$

$$\Delta = L^2 - 4f'L \quad \text{avec} \quad \Delta > 0 \quad \text{pour} \quad L > 4f'$$

$$d = \frac{L \pm \sqrt{L^2 - 4f'L}}{2}$$

Le grandissement est donné par $\gamma = \frac{L-d}{d}$. Pour le maximiser, il faut minimiser d donc on choisit la valeur de d la plus petite (avec le signe -), et f' la plus courte compatible avec l'espace disponible d_{\min} .

— Pour $v = 11\delta$, $f' = 1/11$ m, $d = 10,1$ cm ne convient pas ;

— pour $v = 9\delta$, $f' = 1/9$ m, $d = 12,7$ cm convient. Alors $\gamma = 87,3/12,7 = 6,87$.

b) $i_{\text{écran}} = \gamma i = 2,06$ mm : les franges sont visibles à l'œil nu.

4. a) Dans chacune des deux cuves, la nouvelle différence de marche est donnée par

$$\delta'_1 = \delta + 2(n_1 - 1)a \quad \text{avec} \quad n_1 = n_s + QC_{01}$$

$$\delta'_2 = \delta + 2(n_2 - 1)a \quad \text{avec} \quad n_2 = n_s + QC_{02}$$

b) En un point donné, l'ordre passe de p (avant l'introduction de la cuve) à p'_1 ou p'_2 selon la cuve considérée :

$$p'_1 = \frac{\delta'}{\lambda} = p + \frac{2(n_1 - 1)a}{\lambda}$$

$$p'_2 = \frac{\delta'}{\lambda} = p + \frac{2(n_2 - 1)a}{\lambda} .$$

Dans chacune des cuves, les franges défilent : celle d'ordre p est remplacée par celle d'ordre $p' > p$. Le défilement se fait vers les x décroissants.

On peut aussi raisonner à p fixé et chercher la nouvelle abscisse de la frange d'ordre p .

$$\delta' = p\lambda \rightarrow 2\alpha x + 2(n-1)a = p\lambda$$

$$x_p = p \frac{\lambda}{2\alpha} - \frac{(n-1)a}{\alpha}$$

Comme $C_{01} > C_{02}$, $n_1 > n_2$ et le décalage est plus fort dans la partie supérieure de la cuve. Entre le haut et le bas, les franges sont décalées de :

$$\Delta = x_p(\text{bas}) - x_p(\text{haut}) = \frac{(n_1 - n_2)a}{\alpha} = \frac{Q(C_{01} - C_{02})a}{\alpha} .$$

On peut mesurer avec une règle : c'est le décalage des franges du haut par rapport aux franges du bas. Avec de la lumière monochromatique, toutes les franges se ressemblent et, si le décalage est supérieur à l'interfrange, on ne pourra plus identifier une frange d'ordre donnée. Avec de la lumière blanche, on pourrait identifier la frange d'ordre 0 et mesurer son décalage.

5. a) L'ordre de grandeur du temps d'homogénéisation de la densité moléculaire est $\tau = \frac{h^2}{D}$.
 b) Démonstration du cours à reproduire avec soin. On effectue un bilan de particules sur une portion du tube de hauteur dz et de section $S = a^2$, qu'on prend le temps de dessiner et/ou de présenter avec le début du calcul. On obtient

$$\frac{\partial^2 C}{\partial z^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t} = 0 \quad .$$

- c) La condition initiale exprime le fait que la concentration tend vers C_{01} ou C_{02} (selon la zone considérée) lorsque $t \rightarrow 0^+$.

$$\text{pour } z > 0 : C(z, 0^+) = C_{01}$$

$$\text{pour } z < 0 : C(z, 0^+) = C_{02} \quad .$$

Une première condition de bord exprime la continuité de C en $z = 0$: $C(0^-, t) = C(0^+, t)$. Une seconde condition de bord, plus subtile, réside dans la continuité de j : $j(0^-, t) = j(0^+, t)$ ce qui, d'après la loi de Fick, conduit à

$$\frac{\partial C}{\partial z}(0^-, t) = \frac{\partial C}{\partial z}(0^+, t) \quad .$$

- d) Pour $z > 0$ et $t \rightarrow 0^+$, $u \rightarrow \infty$ donc $\int_{-\infty}^u e^{-s^2} ds$ tend vers 0. La première condition initiale donne $A_1 = C_{01}$. De même, la seconde condition initiale donne $A_2 = C_{02}$.

Pour $z = 0$, $u = 0$ et on obtient avec la relation (1) :

$$C(0, t) = C_{01} + \frac{C_{01} - C_{02}}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad \boxed{C(0, t) = \frac{C_{01} + C_{02}}{2}} \quad .$$

La relation (2) conduit au même résultat, ce qui prouve que la solution fournie par l'énoncé respecte la continuité de C en $z = 0$.

6. a) Pour $t \gtrsim \tau$, C est uniforme et n présente la même valeur uniforme dans les deux parties du tube. Le décalage est partout le même et les franges sont rectilignes.
 b) On a déjà écrit à la fin de la question 4b l'équation de la frange d'ordre p . En substituant à n son expression en fonction de C , on obtient On utilise l'équation :

$$x_p = p \frac{\lambda}{2\alpha} - \frac{(n_s + QC(z, t) - 1)a}{\alpha} \quad .$$

- c) En dérivant l'expression précédente on obtient

$$\frac{dx_p}{dz} = -Q \frac{a}{\alpha} \frac{\partial C}{\partial z} \quad .$$

Pour obtenir la pente en $z = 0$, il faut exprimer la dérivée partielle de C au même endroit. Comme la dérivée de C est continue, on peut au choix utiliser l'expression (1) ou l'expression (2) fournies par l'énoncé. Je choisis l'expression (1). Il faut alors dériver par rapport à z la fonction

$$G : z \mapsto \int_{-\infty}^{u(z)} e^{-s^2} ds \quad .$$

$$\frac{dG}{dz} = \frac{dG}{du} \times \frac{du}{dz} = e^{-u^2(z)} \times \frac{1}{2\sqrt{Dt}} \quad .$$

Pour $z = 0$, $u = 0$ donc

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{C_{01} - C_{02}}{\sqrt{\pi}} \times \frac{1}{2\sqrt{Dt}} \quad .$$

Finalement,

$$\frac{dx_p}{dz}(0, t) = -Q \frac{a}{\alpha} \frac{C_{01} - C_{02}}{2\sqrt{\pi Dt}} \quad \text{c'est à dire} \quad \boxed{\frac{dx_p}{dz}(0, t) = \frac{-\Delta}{2\sqrt{\pi Dt}}} \quad .$$

d) Comme la pente dx_p/dz vaut -1 , on obtient :

$$D = \frac{\Delta^2}{4\pi t} = 1,6 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} = 1,6 \times 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad .$$

Énergie thermique des mers

Centrale PC 24

Q 1. Question de cours de PCSI. Représenter la source froide, la source chaude, le fluide de la machine et les transferts Q_c , Q_f et W . Si on les oriente tous vers la machine $Q_c > 0$, $Q_f < 0$ et $W < 0$.

Q 2. Question de cours de PCSI. La manière dont la question est posée invite à donner le résultat sans le redémontrer.

$$r_C = 1 - \frac{T_f}{T_c} = 1 - \frac{278}{299} = 0,07 \quad .$$

Ce rendement est très bas : les machines thermiques réelles ont couramment un rendement de l'ordre de 30%. Ici, même dans les conditions optimales, on atteint seulement 7%.

Q 3. La rentabilité est assurée si l'écart de température est d'au moins 20°C c'est à dire si on puise l'eau à une température inférieure à 6°C . La profondeur minimale est donc de $h = 900 \text{ m}$. Si on prend $T_f = 5^\circ \text{C}$ comme dans la question précédente, la valeur passe à $h = 1200 \text{ m}$.

Q 4. Traitons l'océan comme un fluide à l'équilibre hydrostatique, ce qui revient à négliger ses mouvements verticaux. L'eau est supposée incompressible et, comme la température varie assez peu, on peut supposer sa masse volumique ρ_1 uniforme. Dans ces conditions, on peut appliquer la loi de Pascal qui donne la pression à la profondeur h :

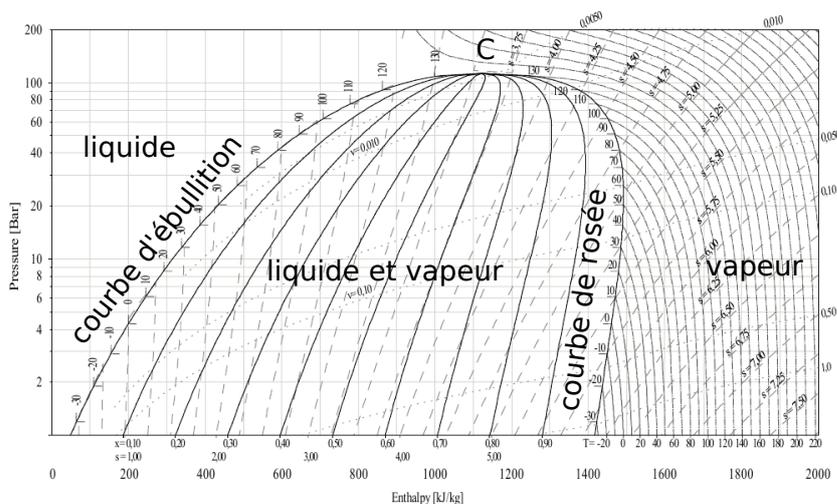
$$P = P_0 + \rho_1 g h \quad .$$

Avec les deux valeurs précédentes, on obtient $P = 89 \text{ bar}$ ou $P = 119 \text{ bar}$.

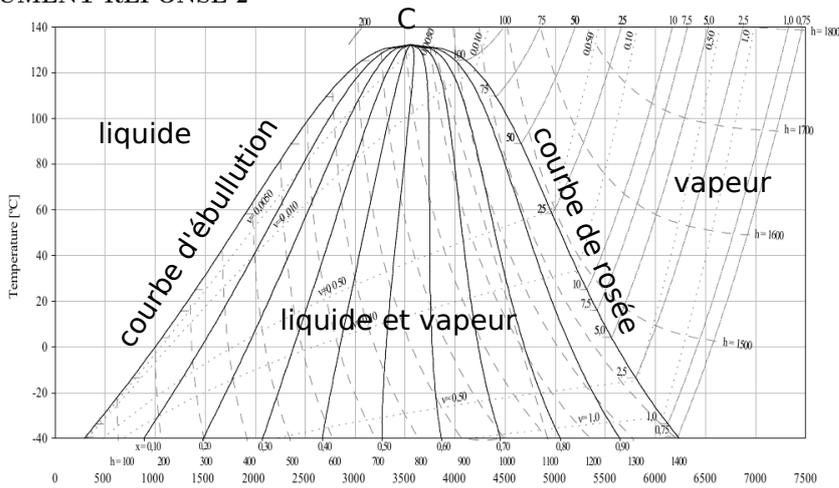
Q 5. L'avantage essentiel de l'ETM est que la source d'énergie est gratuite. L'inconvénient réside dans la difficulté de réaliser une installation en mer et de puiser l'eau à grande profondeur, ce qui s'annonce très coûteux.

Q 6. Le point critique est celui au delà duquel on ne peut plus observer de discontinuité des grandeurs d'état du fluide permettant de distinguer une phase liquide et une phase vapeur. On lit $P_C = 110 \text{ bar}$ et $T_C = 133^\circ \text{C}$.

DOCUMENT RÉPONSE 1



DOCUMENT RÉPONSE 2



Q 7. On lit $T_{\text{vap,HP}} = 21,5^\circ \text{C}$ et $T_{\text{vap,BP}} = 9^\circ \text{C}$.

Q 8. Sur le diagramme (h, P) , on peut lire à chaque pression l'abscisse h_v du point sur la courbe, celle h_ℓ du point sur la courbe d'ébullition puis on calcule $\Delta h_{\text{vap}} = h_v - h_\ell$. Mais je préfère mesurer directement la largeur $h_v - h_\ell$ avec une règle et, en utilisant l'échelle et une règle de trois, obtenir Δh_{vap} .

$$\Delta h_{\text{vap,HP}} = 1170 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad \Delta h_{\text{vap,BP}} = 1230 \text{ kJ.kg}^{-1} \quad .$$

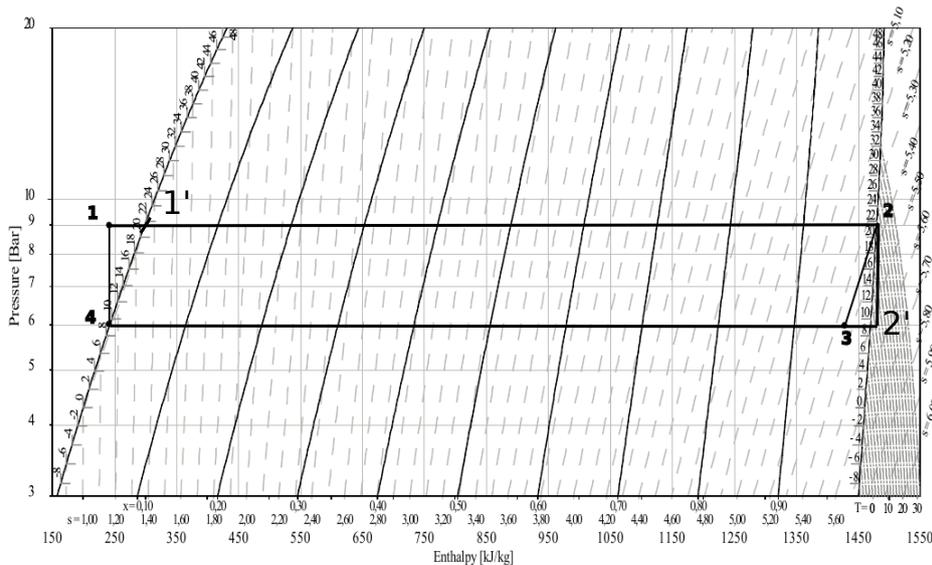
Q 9. On voit que cette compression isentropique est représentée par un segment vertical, c'est à dire à enthalpie constante. On effet, pour une phase condensée idéale on a $ds = cdT/T$ et $dh = cdT$. Ici, la compression est supposée isentropique donc s est constante, T est constant et h est constant.

Q 10. On lit l'abscisse du point (2) sur le document 3 : $h_{2'} = h_2 = 1470 \text{ kJ.kg}^{-1}$. Sur le document 4, on lit l'abscisse du point (2') $s_{2'} = 5510 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ et son ordonnée $T_{2'} = 12^\circ \text{C}$. Le point (2') se situe dans le domaine du gaz hors de la courbe de saturation : il s'agit de vapeur sèche.

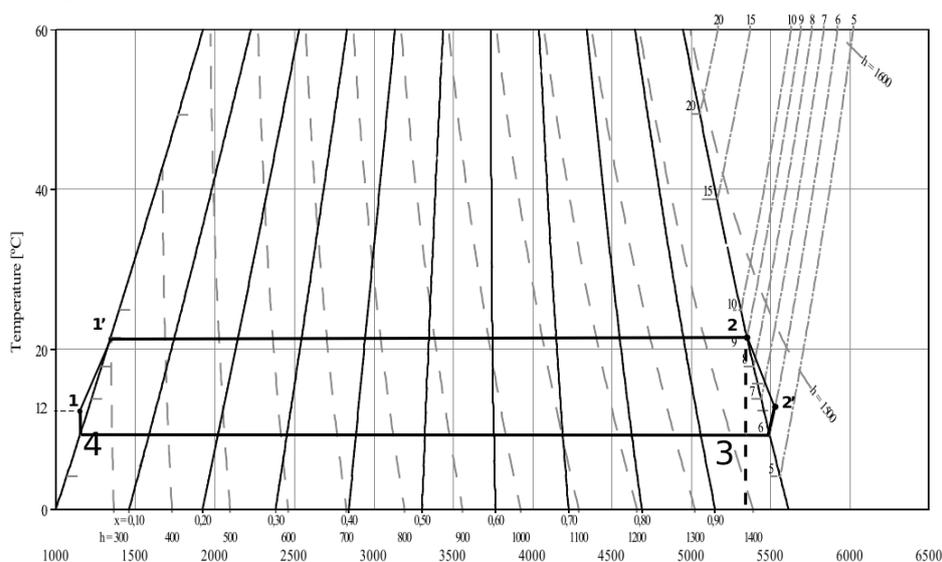
Q 11. On lit $T_3 = 9^\circ \text{C}$, $h_3 = 1430 \text{ kJ.kg}^{-1}$, $s_3 = 5,35 \text{ kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$.

Q 12. Pour placer le point (3) sur le diagramme (s, T) , on utilise $s_3 = s_2$ et le fait que $P_3 = 6 \text{ bar}$. On peut aussi utiliser la température T_3 trouvée dans la question précédente.

DOCUMENT RÉPONSE 3



DOCUMENT RÉPONSE 4



Q 13.

Point i	T_i (°C)	P_i (bar)	x_i	h_i (kJ.kg ⁻¹)	s_i (kJ.K ⁻¹ .kg ⁻¹)
1	12	9	0	240	1,15
1'	21,5	9	0	300	1,40
2	21,5	9	1	1470	5,35
2'	12,7	6	1	1470	5,54
3	9	6	0,97	1425	5,35
4	9	6	0	240	1,15

Q 14. Les points (1) et (1') sont en phase liquide et on peut écrire

$$h_{1'} - h_1 = c_a(T_{1'} - T_1) \quad c_a = \frac{h_{1'} - h_1}{T_{1'} - T_1} = 6,3 \text{ kJ.kg}^{-1} \text{ .}$$

Q 15. Avec les pressions utilisées, l'ammoniac s'évapore à 21,5 ° C et se liquéfie à 9 ° C, températures facilement accessibles avec l'eau chaude et l'eau froide à disposition dans la mer. Si on utilisait de l'eau comme fluide de travail, il serait bien plus difficile de la faire changer d'état, ou alors il faudrait utiliser des pressions très différentes. L'ammoniac est donc bien plus pratique, cependant il est toxique et sent mauvais !

Q 16. Question de cours.

Q 17. Bizarrement, le débit est noté \dot{m}_1 et sa valeur numérique se trouve tout à la fin de l'énoncé, ce qui est très déroutant.

$$P_{th,ER} = P_{th,EV} = \dot{m}_1(h_2 - h_1) = 492 \text{ kW} \text{ .}$$

Dans l'évaporateur, le cycle réel et le cycle virtuels sont identiques, on obtient deux fois le même résultat. La manière dont l'énoncé pose la question a donc de quoi perturber les candidats ! Ces puissances sont positives : la fluide reçoit en effet de la chaleur depuis une source chaude pour s'évaporer.

Q 18. $P_{th,ec} = \dot{m}_e c_e (T_6 - T_5)$

Q 19. La puissance cédée par l'eau est captée par l'ammoniac : $P_{th,ec} = -P_{th,ER}$ ce qui donne

$$\dot{m}_e = \frac{P_{th,ER}}{c_e(T_5 - T_6)} = 78,5 \text{ kg.s}^{-1} \text{ .}$$

Q 20. Le fonctionnement de la vanne n'est pas bien décrit dans l'énoncé. D'ordinaire, on suppose que le passage du gaz dans ce genre de vanne se fait sans échange thermique ($P_{th} = 0$) et, comme elle ne comporte pas de pièce mobile, $P_u = 0$. Dans ces conditions, le premier principe industriel donne $\Delta h = 0$.

Q 21. $\dot{m}_3 = \dot{m}_2 + \dot{m}_1 = 0,45 \text{ kg.s}^{-1}$

Q 22.

$$P_{CV} = \dot{m}_1(h_4 - h_3) = -474 \text{ kW} \quad P_{CR} = \dot{m}_3(h_4 - h_3) = -533 \text{ kW}$$

Ces puissances sont négatives ce qui est bien naturel : pour se condenser, l'ammoniac évacue de l'énergie vers la source froide.

Q 23. $P_{\text{ef}} = -P_{\text{CR}}$ donne

$$\dot{m}_e c_e (T_8 - T_7) = -P_{\text{CR}} \quad T_8 = T_7 - \frac{P_{\text{CR}}}{\dot{m}_e c_e} = 6,6^\circ \text{C} \quad .$$

Q 24.

$$P_{\text{TV}} = \dot{m}_1 (h_3 - h_2) = -18, \text{kW}$$

Cette puissance est négative : l'ammoniac cède de l'énergie à la turbine.

Q 25. La transformation 41 est isenthalpe comme on l'a vu dans la question 9. Donc $P_{\text{P1R}} = P_{\text{P1V}} = 0$. Cette question est étrange !

Q 26.

$$\eta_V = \frac{-P_{\text{TV}}}{P_{\text{EV}}} = \frac{18}{492} = 0,037$$

Bizarrement, l'énoncé ne demande pas de calculer le rendement dans la machine réelle. Dans cette machine, il n'y a pas de turbine, mais une « pseudo-turbine » et on ne comprend pas très bien dans quelle phase l'énergie de la mer est exploitée.

Q 27. Le travail dans la pompe P_1 n'est sans doute pas nul, d'où un coût supplémentaire. Les échangeurs ne sont jamais parfaitement calorifugés et une partie de l'énergie apportée par l'eau sera perdue.

Mesure interférométrique d'indice optique

Banque PT

1. Résultat du cours concernant le coin d'air. $\delta = 2\epsilon x$ et $p = \frac{2\epsilon x}{\lambda}$.
2. $i = x_{p+1} - x_p = \lambda_0 / (2\alpha) = 0,63 \text{ mm}$
3. Le point P' sur l'écran et le point P sur les miroirs sont en stigmatisme par la lentille. Le chemin optique de P à P' présente donc la même valeur le long de deux rayons allant de P à P' . Le trajet des miroirs jusqu'à l'écran n'introduit donc pas de différence de marche supplémentaire ; la différence de marche est la même en P et en P' , il est en de même pour l'ordre qui s'obtient en divisant la différence de marche par λ_0 .
4. Sans la cuve compensatrice, il y aurait une grande différence de marche entre les rayons allant vers M_1 et ceux allant vers M_2 , et elle pourrait s'approcher de la longueur de cohérence ℓ_c de la source, voire la dépasser. Dans ce cas, les franges deviendraient peu visibles ou seraient brouillées. Avec la cuve compensatrice, la différence de marche reste bien inférieure à ℓ_c et le contraste reste bon.
5. Le rayon voyageant par M_1 parcourt la distance e dans l'échantillon et la distance $e_0 - e$ dans le liquide, à l'aller et au retour. Par rapport à la situation précédente où ce rayon voyageait dans l'air, son chemin optique s'est accru de $2(n-1)e + 2(n_0-1)(e_0-e)$. De même, le chemin optique du rayon voyageant vers M_2 a augmenté de $2(n_0-1)e_0$. La différence de marche $\delta = \mathcal{L}_2 - \mathcal{L}_\infty$ a donc varié devient donc

$$\delta' = \delta + 2(n_0-1)e_0 - 2(n-1)e - 2(n_0-1)(e_0-e) = \delta - 2(n-n_0)e \quad \boxed{\delta' = \delta - (n-n_0)e = 2\epsilon x - 2(n-n_0)e} \quad .$$

6. La frange d'ordre p est définie par $\delta = p\lambda_0$. Comme $e = e_{\text{max}}(1 - |z|/L)$, on en déduit

$$2\epsilon x - 2(n-n_0)e_{\text{max}}(1 - |z|/L) = p\lambda_0 \quad .$$

À cause de la valeur absolue, une frange est formée de la réunion de deux demi-droites.

— Pour $z \geq 0$, l'équation devient

$$2\epsilon x - 2(n-n_0)e_{\text{max}}(1 - z/L) = p\lambda_0 \quad \text{ou encore} \quad z = L \left[1 - \frac{2\epsilon x - p\lambda_0}{2(n-n_0)e_{\text{max}}} \right] \quad .$$

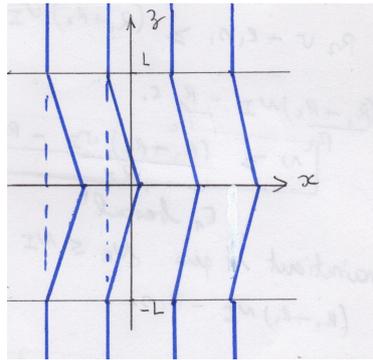
Si $n > n_0$, la pente dz/dx est négative.

— Pour $z \leq 0$, l'équation devient

$$2\epsilon x - (n-n_0)e_{\text{max}}(1 + z/L) = p\lambda_0 \quad \text{ou encore} \quad z = -L \left[1 - \frac{2\epsilon x - p\lambda_0}{(2n-n_0)e_{\text{max}}} \right] \quad .$$

Si $n > n_0$, la pente dz/dx est positive.

Ces relations ne sont valables que si z est dans l'intervalle $[-L, L]$ (les rayons traversent le biprisme. En dehors, on retrouve les franges non décalées avec $x_p = p\lambda_0/(2\epsilon)$. L'allure des franges est représentée ci-dessous.



Les franges sont rectilignes si elles présentent la même pente des deux côtés, c'est à dire si le terme en $|z|$ disparaît. C'est le cas seulement si $n = n_0$.

7. Le biprisme provoque un déplacement maximal là où il est le plus épais, c'est à dire en $z = 0$. À cet endroit, on a

$$x_p = p \frac{\lambda_0}{2\epsilon} + \frac{(n - n_0)e_{\max}}{\epsilon} .$$

Le décalage est donc $D = (n - n_0)e_{\max}/\epsilon$. Soit $D_{\min} = 0,1 \text{ mm}$. La condition $|D| \geq u$ donne

$$|n - n_0| \geq \frac{\epsilon D_{\min}}{e_{\max}} = 1.10^{-5} .$$

8. Sur chaque séparatrice, les rayons sont divisés en un rayon transmis et un rayon réfléchi, de sorte qu'on obtient en tout quatre faisceaux, deux vers T_1 et deux autres vers T_2 .

— Les deux rayons vers T_1 ont subi une transmission et une réflexion sur les séparatrices à partir du rayon d'amplitude complexe a_0 .

$$a_1 = a_0 r t e^{i(\pi/2 + \varphi_0)} + a_0 t r e^{i\pi/2 + \varphi_0} = a_0 e^{i(\pi/2 + \varphi_0)} \quad I_1 = \frac{1}{2} a_1 a_1^* = \frac{1}{2} a_0^2$$

— L'un des rayons vers T_2 a été transmis par les deux séparatrices, l'autre a été réfléchi par les deux séparatrices.

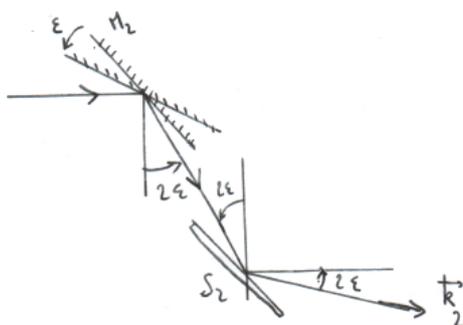
$$a_2 = a_0 t^2 e^{i\varphi_0} + a_0 r^2 e^{i(\pi/2 + \pi/2 + \varphi_0)} = 0 \quad I_2 = 0.$$

Tout la puissance du faisceau incident se retrouve donc dans T_1 . C'est plus avantageux qu'avec le Michelson, pour lequel la moitié de l'intensité incidente revient vers la source.

9. Comme la source est placée au foyer de L , les entrant dans l'interféromètre sont parallèles et forment une onde plane. Cette propriété se conserve à la transmission par une séparatrice ou à la réflexion sur une séparatrice ou un miroir. En sortie, on obtient donc deux ondes planes, pour lesquelles la phase s'exprime avec un produit scalaire de la forme $\vec{k} \cdot \vec{OM}$. Par contre, je ne vois pas comment justifier que le terme constant dans la phase est identique pour les deux ondes. Cela n'a pas d'importance pour la suite.

10. Quand un miroir tourne d'un angle ϵ , les rayons réfléchis tournent de 2ϵ . Après la rotation, le vecteur \vec{k}_1 forme donc l'angle 2ϵ avec l'horizontale, et \vec{k}_2 forme donc l'angle -2ϵ (orientation dans le sens trigonométrique).

$$\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\cos 2\epsilon \vec{u}_x + \sin 2\epsilon \vec{u}_y) \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} (\vec{u}_x + 2\epsilon \vec{u}_y) \quad \vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\cos 2\epsilon \vec{u}_x - \sin 2\epsilon \vec{u}_y) \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} (\vec{u}_x - 2\epsilon \vec{u}_y)$$



11.

$$\Delta\Phi = (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot O\vec{M} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \times 4\epsilon \vec{u}_y = \frac{8\pi\epsilon y}{\lambda_0} \quad p = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} = \frac{4\epsilon y}{\lambda_0} \quad .$$

12.

$$y_p = p \frac{\lambda_0}{4\epsilon} \quad i = y_{p+1} - y_p = \frac{\lambda_0}{4\epsilon} = 0,31 \text{ mm}$$

13. Si $n_0 = n_{\text{ref}}$, les chemins optiques sur les deux voies restent identiques donc rien n'est changé par rapport à la situation précédente. Il y a une réfraction à l'entrée et à la sortie de chaque cuve. Cependant, si leurs faces sont bien parallèles, les rayons sortants sont parallèles aux rayons entrant et les directions de \vec{k}_1 et \vec{k}_2 ne sont pas modifiées.

14. Le trajet du rayon passant par M_2 s'allonge de $(n_0 - n_{\text{ref}})e_0$, d'où un variation d'ordre

$$p' = p + \Delta p \quad \text{avec} \quad \Delta p = (n_0 - n_{\text{ref}}) \frac{e}{\lambda} \quad .$$

Le nombre de franges qui défilent est $|\Delta p|$. Si $n_0 > n_{\text{ref}}$, $\Delta p > 0$. Pour une ordonné y fixé, l'ordre augmente. Les franges défilent donc vers les y décroissants. Inversement, si $n_0 < n_{\text{ref}}$, elles défilent vers les y croissants.

15.

$$n_0 - n_{\text{ref}} = \frac{\lambda_0}{e} \Delta p$$

Le plus petit écart d'indice mesurable correspond à $|\Delta p| = 1/10$. On obtient

$$|n_0 - n_{\text{ref}}|_{\text{min}} = 6.10^{-6} \quad .$$

Cette technique est donc très précise, bien plus qu'une méthode d'optique géométrique fondée sur une mesure d'angle avec un goniomètre.

16.

$$\Delta n = \frac{dn}{dT} \Delta T$$

On aura $\Delta n \leq 10^{-5}$ si

$$\Delta T \leq \frac{10^{-5}}{dn/dT} = \frac{10^{-5}}{8.10^{-4}} = 0,0125 \text{ K} \quad .$$

En ordre de grandeur, il faut stabiliser la température au centième de degré près.