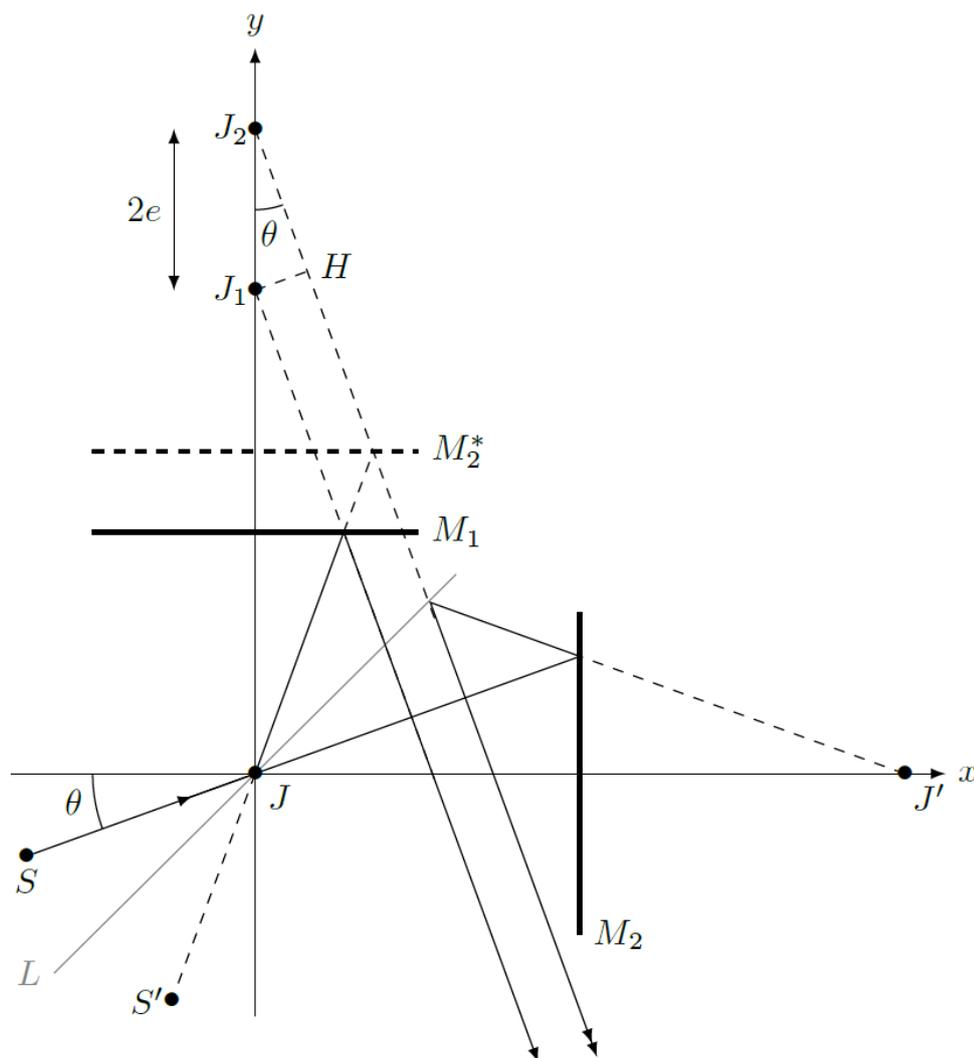


Correction - MP2 - DS n°7bis (CCS - Mines)
Samedi 23 mars 2024. Durée 4h.

1 Interféromètre de Michelson et épaisseur d'une lame de savon (d'après CCS-PC-2021)

1. Voilà le tracé. Nous avons fait intervenir pour ce tracé différents symétriques : pour le rayon 2 traversant L et se réfléchissant sur M_2 , nous avons introduit le symétrique J' de J par rapport à M_2 , puis lors de la réflexion sur L , le symétrique J_2 de J' par rapport à L qui n'est autre que le symétrique de J par rapport à M_2^* , miroir fictif symétrique de M_2 par rapport à L .

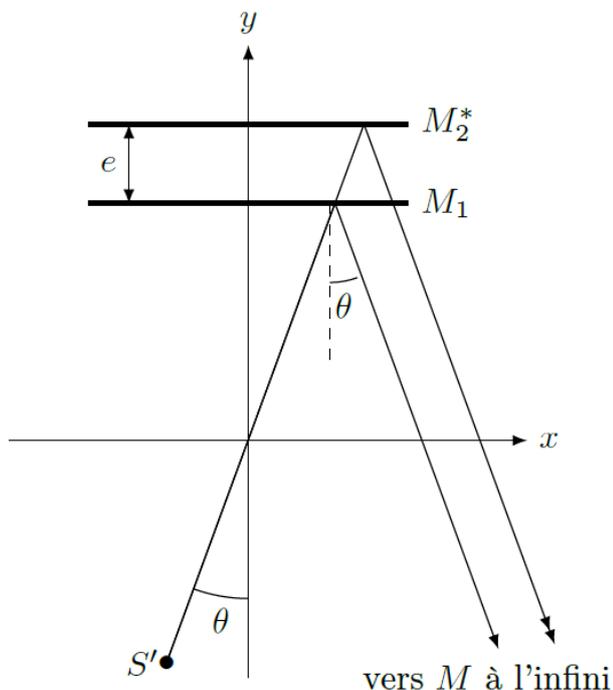


Pour le rayon 1 se réfléchissant sur L , il semble provenir du prolongement du

rayon symétrique du rayon incident par rapport à L , puis il se réfléchit sur M_1 en semblant provenir de J_1 , symétrique de J par rapport à L , et traverse ensuite L .

Nous constatons que ces deux rayons émergent du dispositif en étant parallèles l'un à l'autre et en faisant avec l'axe Jy l'angle θ .

Nous constatons de plus que tout l'ensemble peut être remplacé par un unique rayon provenant de S' (rayon symétrique du rayon incident par rapport à L) qui se réfléchit : pour le rayon 1, sur le miroir M_1 , pour le rayon 2, sur le miroir fictif M_2^* symétrique de M_2 par rapport à L . M_1 et M_2^* forment ainsi une lame d'air que nous allons représenter ci-dessous.

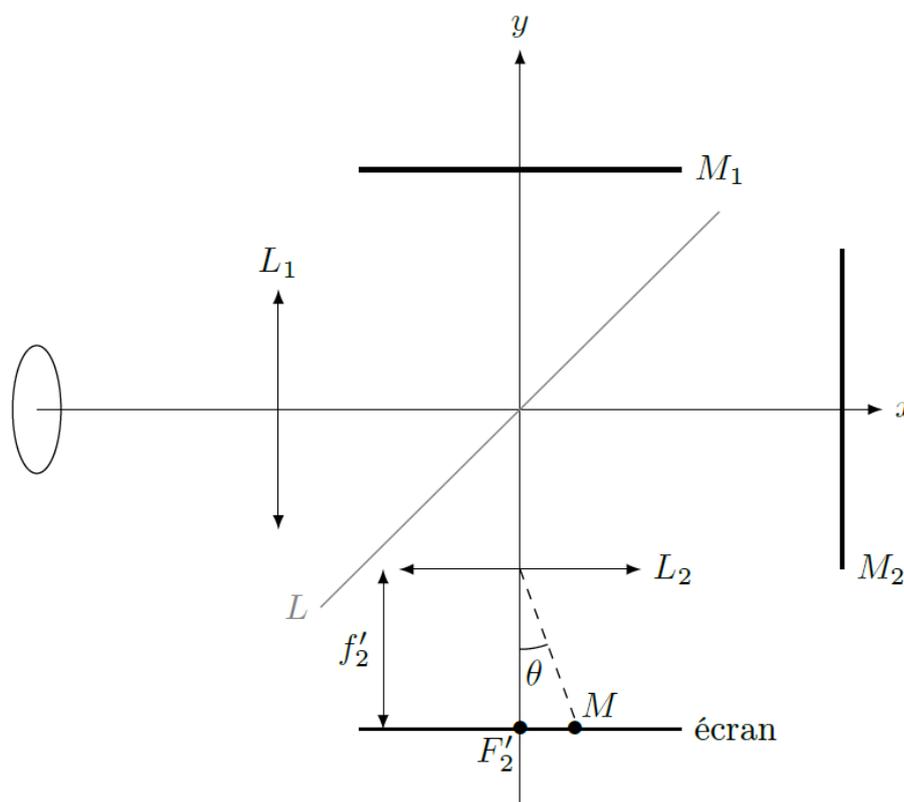


- 2.** La différence de marche introduite entre ces deux rayons est $\delta(M) = (SM)_2 - (SM)_1 = (J_2M) - (J_1M)$ avec M point situé à l'infini dans la direction donnée par l'angle θ . Nous traçons donc sur le schéma initial un plan d'onde relatif à M passant par le point J_1 et intersectant le rayon 2 en H . D'après le principe

de retour inverse de la lumière : $\delta(M) = n_{\text{air}} J_2 H = 2n_{\text{air}} e \cos(\theta)$ avec $n_{\text{air}} = 1$ (on peut faire aussi le calcul directement dans la lame d'air équivalente).

3. La source étant une source étendue, le dispositif est un dispositif à division d'amplitude et la figure d'interférence est localisée à l'infini (brouillage à distance finie).

Pour l'utiliser dans de bonnes conditions : on fait converger les rayons issus de la source sur le Michelson grâce à une lentille L_1 de courte focale (20 cm par exemple), de façon à se placer en éclairage convergent. Ensuite, on ramène la figure d'interférence située à l'infini dans le plan focal image d'une lentille L_2 convergente de grande focale (1 m par exemple) située à la sortie du dispositif



4. Le point M où convergent les deux rayons issus du Michelson dans la direction d'angle θ est indiqué sur le schéma ci-dessus. L'ordre d'interférence en M est ainsi $p(M) = \frac{2n_{\text{air}} e \cos(\theta)}{\lambda_0}$. Une frange d'interférence correspond à un ordre d'interférence constant, donc par conséquent à $\cos(\theta) = \text{Cste}$, donc à $\theta = \text{Cste}'$. Le système présentant une invariance par rotation autour de l'axe

$F_2'y$, les courbes $\theta = \text{Cste}'$ dans le plan de l'écran correspondent à des cercles centrés sur le foyer F_2' de la lentille de projection. θ représentant l'inclinaison des rayons par rapport à l'axe $F_2'y$, on parle ainsi d'anneaux d'égale inclinaison.

5. Pour régler l'appareil au contact optique, il faut translater M_2 de façon à diminuer l'épaisseur de la lame d'air, le contact optique correspondant en effet à $e = 0$.

Si e diminue, pour suivre la même frange, il faut conserver le même ordre d'interférence, ce qui correspond à une augmentation de $\cos(\theta)$ donc une diminution de θ . Lorsque les anneaux semblent rentrer vers le centre de la figure, on sait que e diminue. Conjointement, ces anneaux ont des rayons devenant de plus en plus grand. Lorsque le contact optique est obtenu, δ est nul en tout point de l'écran, on obtient sur ce dernier un éclairement uniforme (qui correspond en lumière polychromatique à la couleur de la source).

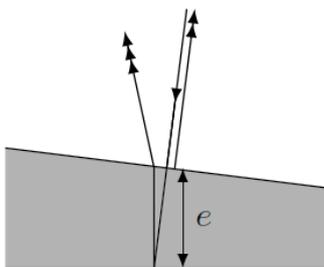
6. Les franges du coin d'air à partir d'une source raisonnablement étendue sont localisées au voisinage du coin d'air, c'est à dire au voisinage de M_1 .

Pour les observer, on peut bien sûr regarder dans le Michelson sur le miroir M_1 , mais aussi les projeter sur un écran conjugué du coin d'air par une lentille d'assez courte focale. La source est quant à elle placée dans le plan focal objet d'une lentille convergente de façon à éclairer le dispositif en incidence quasi-normale.

7. L'ordre d'interférence en un point M situé sur la surface de localisation à la distance x (qu'on algébriserait !) de l'arête du coin d'air qui passe par le milieu de M_1 est $p(M) = p(x) = \frac{2n_{\text{air}}\alpha x}{\lambda_0}$: la figure est ainsi constituée de droites rectilignes, équidistantes si $\alpha = \text{cste}$ parallèles à l'arête du coin d'air. La distance i entre deux franges de même intensité, appelée interfrange, est telle que $p(x+i) = p(x) + 1$, soit $i = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{air}}\alpha}$.

Lorsque α augmente, l'interfrange diminue. Lorsque α diminue, l'interfrange augmente.

8. On peut en incidence quasi-normale et en supposant que l'angle α est également très faible réaliser le schéma suivant (nous avons légèrement décalé pour une question de lisibilité le rayon incident (rayon 1) du rayon 2 réfléchi sur l'interface air/eau) :

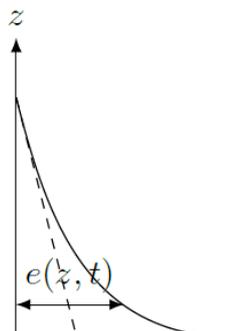


Nous constatons que si α est très faible, les rayons 2 et 3 s'interceptent au voisinage du coin d'eau, et que la différence de marche peut être assimilée comme pour le coin d'air à $\delta(e) = 2n_{\text{eau}}e$ avec e l'épaisseur locale du coin d'eau au niveau du point d'impact du rayon incident et $n_{\text{eau}} = 1,4$ (confusion possible de notation avec $n...$).

La différence de phase entre ces deux rayons est donc $\Delta\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} + \pi$ à cause du déphasage supplémentaire introduit par la réflexion à l'interface air/eau du rayon 2. Ceci se met donc bien finalement sous la forme $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(2n_{\text{eau}}e + \frac{\lambda_0}{2} \right)$. L'ordre d'interférence est alors $p(e) = \frac{\Delta\phi}{2\pi}$.

9. Si nous avons un angle α constant, d'après ce que nous avons vu précédemment, l'interfrange devrait être constant et les franges équidistantes.

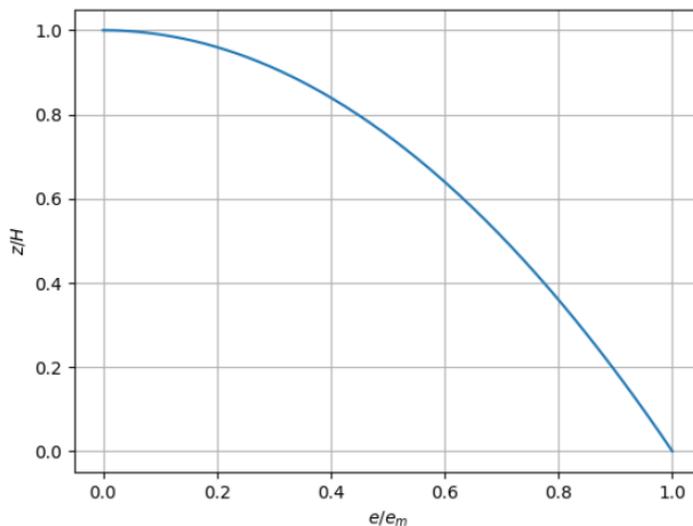
Nous observons sur la figure que les franges se resserrent vers le bas de la lame, ce qui correspond à une augmentation progressive de l'angle du coin d'eau. Nous pouvons donc décrire un profil approximatif de la forme du coin d'eau (très exagéré...) :



Le trait en pointillés correspond à un coin d'eau d'angle constant.

10. On peut signaler que pour $z = H$, $e = 0$ et $p(H) = \frac{1}{2}$: on obtient une frange sombre en $z = 0$, ce qui correspond bien à l'observation de la figure.

Notons que l'expression donnée n'est pas définie en $t = 0$. Par contre, on constate qu'à z fixé, l'épaisseur décroît avec le temps, ce qui correspond bien naturellement au drainage gravitaire et à l'amincissement progressif de la lame. On peut représenter l'allure du profil de la lame compatible avec l'expression donnée, à un instant $t \neq 0$ fixé (on pose $e_m(t)$ l'épaisseur maximale de la lame).



Certes l'épaisseur de la lame est d'autant plus grande que z est faible, mais son évolution n'est pas du tout compatible avec la prédiction ci-dessus, basée sur le resserrement des franges. En effet, on voit que pour z voisin de h , e donnée par

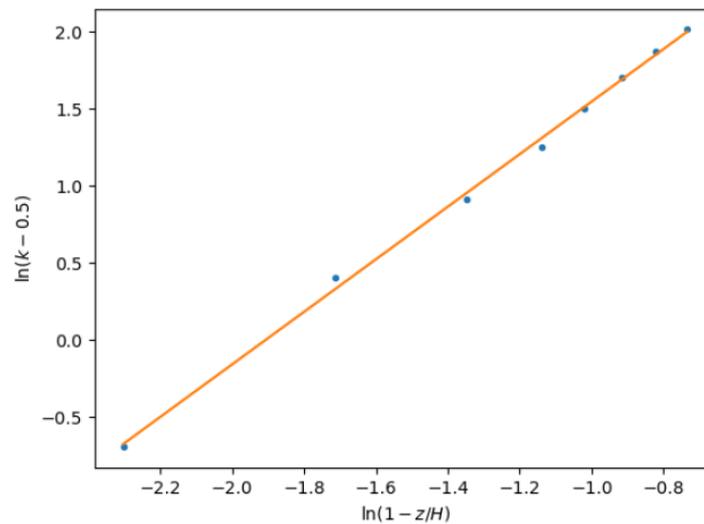
la formule évolution très rapidement avec z , ce qui devrait se traduire par un resserrement des franges contraire aux observations. De plus, $\frac{de}{dz}$ divergerait en $z = H...$ « Léger problème » donc !

11. Les franges brillantes correspondent à un ordre d'interférence entier : $p(e) = k$.

On peut donc en déduire : $2n_{\text{eau}}e(z)/\lambda_0 = k - 1/2$, soit :

$$(H - z)^\beta = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{eau}}K} (k - 1/2) \text{ ou encore : } \ln(k - 1/2) = \beta \ln(1 - z/H) + A \text{ avec } A \text{ constante.}$$

On trace donc $\ln(k - 1/2)$ en fonction de $\ln(1 - z/H)$.



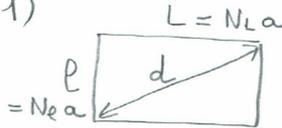
On obtient approximativement une droite, ce qui semblerait indiquer que la loi de puissance est vérifiée. Par contre, le calcul mène à une pente $\beta = 1,7$, ce qui ne correspond pas du tout au modèle proposé, et qui corrobore bien nos conclusions de la question 10 ! Peut-être faudrait-il prendre en compte les phénomènes de capillarité pour expliquer ce phénomène ?

2 Les téléphones portables (d'après CCS-MPI-2023)

I - Etude du module photographique d'un smart phone

I.A - Etude du capteur de l'appareil photographique

1)

Soit a le côté d'un pixel carré

$$d^2 = l^2 + L^2$$

$$d^2 = N_L^2 a^2 + N_e^2 a^2$$

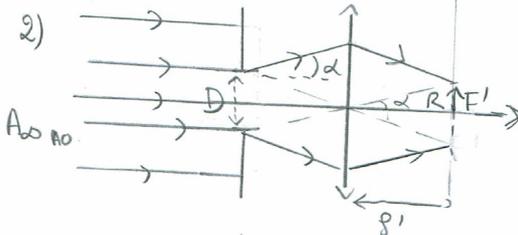
$$d^2 = (N_L^2 + N_e^2) a^2$$

$$\text{On a donc } a = \frac{d}{\sqrt{N_L^2 + N_e^2}} = \frac{\frac{1}{3} \times 25,5 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{4000^2 + 3000^2}} = 1,7 \mu\text{m}$$

D'où les dimensions du capteur :

$$L = 4000 \times 1,7 \cdot 10^{-6} = 6,8 \text{ mm}$$

$$l = 3000 \times 1,7 \cdot 10^{-6} = 5,1 \text{ mm}$$

(je n'avais pas vu qu'il fallait déterminer a dans un second temps).L'objet A étant à l'infini sur l'axe optique son image géométrique se forme en F' .

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{D} \quad \text{avec } \alpha = \text{rayon angulaire de la tâche de diffraction} \quad \leftarrow \text{centrale}$$

La tâche principale de diffraction a donc dans le plan focal image un rayon R tel que :

$$\tan \alpha = \frac{R}{g'}$$

Dans les conditions de Gauss : $\tan \alpha \approx \alpha$

$$\sin \alpha \approx \alpha$$

$$\text{On peut donc écrire } \frac{\lambda}{D} \approx \frac{R}{g'} \quad \text{soit } \boxed{R = \frac{\lambda g'}{D} = \lambda N}$$

Pour $\lambda = 510 \text{ nm}$ (max de sensibilité de l'œil humain)

$$R = 510 \cdot 10^{-9} \times 2,2 = 1,1 \mu\text{m} \quad \text{de l'ordre de la dimension d'un pixel}$$

- 3) Le full HD nécessite moins de capacité mémoire que le 4K et pas sûr que la différence se voit au développement donc à moins de visionner les photos sur un écran avec la résolution adaptée, le 4K ne paraît pas utile en photo-amateur.

I. B. Etude des aberrations géométriques dues à la lentille de l'appareil photographique

4)

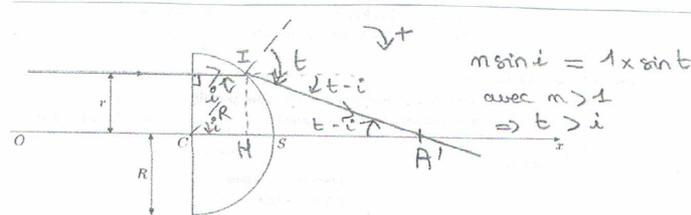


Figure A Modèle de la lentille demi-boule

Pour que le rayon sorte de la lentille il faut que $0 \leq t < \frac{\pi}{2}$
soit que $n \sin i < \frac{1}{n}$

$$\text{On } \sin i = \frac{n}{R}$$

\Rightarrow il faut que $\frac{n}{R} < \frac{1}{n}$ soit $n < \frac{R}{n} = n_0$

$$\text{AN } n_0 = \frac{4,0 \cdot 10^{-3}}{1,52} = 2,6 \text{ mm.}$$

Le constructeur a choisi un rayon $\frac{\Phi}{2} = 2,5 \text{ mm}$ inférieur à n_0

afin de n'avoir que des rayons émergents issus de rayons incidents proches de l'axe optique pour limiter les aberrations géométriques.

$$5) \overline{CA'} = \overline{CH} + \overline{HA'} = R \cos i + \frac{HI}{\tan(t-i)} \quad \text{avec } HI = R \sin i$$

$$\overline{CA'} = R \cos i + \frac{R \sin i}{\tan(t-i)}$$

6) Si $n \rightarrow 0$ alors $i \rightarrow 0$ et $t \rightarrow 0$: $n \sin i = \sin t$ devient $ni = t$

$$\overline{CF'} \simeq R + \frac{Ri}{t-i} = R + \frac{Ri}{ni-i} = R + \frac{R}{n-1}$$

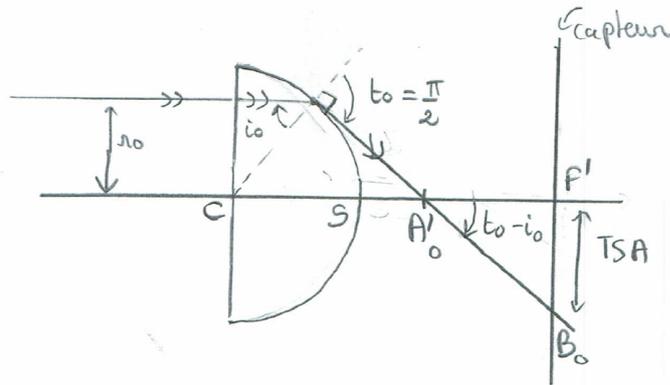
$$\overline{CF'} = \frac{nR}{n-1}$$

$$\text{AN } \overline{CF'} = \frac{1,52 \times 4 \cdot 10^{-3}}{1,52 - 1} = 1,2 \text{ cm.}$$

7) Si tous les rayons incidents parallèles à l'axe optique émergent de la lentille en passant par un même point F' alors le point objet A à l'infini sur l'axe optique et F' sont stigmatiquement conjugués.

F' est alors le foyer image de la lentille

8)



$$\tan(t_0 - i_0) = \tan\left(\frac{\pi}{2} - i_0\right) = \frac{F'B_0}{A_0F'} = \frac{1}{\tan i_0}$$

$$\text{avec } A_0F' = CF' - CA_0 = \frac{nR}{n-1} - R \cos i_0 = \frac{R \sin i_0}{\tan\left(\frac{\pi}{2} - i_0\right)}$$

$$\text{d'où } F'B_0 = \frac{1}{\tan i_0} \left(\frac{nR}{n-1} - R \cos i_0 - R \frac{\sin^2 i_0}{\cos i_0} \right)$$

$$\boxed{F'B_0 = \frac{1}{\tan i_0} \left(\frac{nR}{n-1} - \frac{R}{\cos i_0} \right)}$$

AN avec $i_0 = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) = 41,1^\circ$

$$\boxed{F'B_0 = 7,3 \text{ mm}}$$

La distance TSA est donc très grande devant les dimensions d'un pixel et de la tâche de diffraction.

⇒ La lentille demi-boule n'est pas du tout adaptée.

Il faut utiliser une lentille mince.

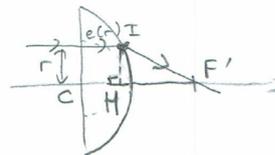
9) Tous les chemins optiques doivent être égaux donc égaux au chemin optique correspondant au rayon traversant la lentille suivant l'axe optique :

$$S(r) = ne(r) + IF' = nR + \frac{R}{n-1} \quad (\text{cf } 9^{\circ} 6)$$

$$\text{avec } IF'^2 = r^2 + HF'^2$$

$$\text{et } CF' = e(r) + HF'$$

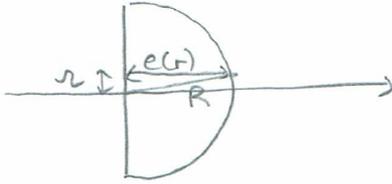
$$\text{et } CF' = \frac{nR}{n-1} \quad (\text{cf } 9^{\circ} 6)$$



$$\text{On obtient: } IF' = \sqrt{r^2 + (CF' - e(r))^2}$$

$$\boxed{IF' = \sqrt{r^2 + \left(\frac{nR}{n-1} - e(r)\right)^2}}$$

10) * Pour la lentille demi-boule, lorsque $r \ll R$:



$$R^2 = r^2 + e^2(r)$$

$$e(r) = \sqrt{R^2 - r^2}$$

$$= R \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}$$

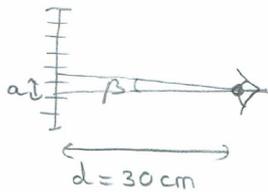
$$e(r) \approx R \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2\right)$$

$$\boxed{\frac{e(r)}{R} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2}$$

* Pour la lentille asphérique, lorsque $r \ll R = \dots$

II - Etude des pixels de l'écran d'un smart phone

11)



L'œil peut discerner deux pixels si l'angle β est supérieur au pouvoir de résolution de l'œil: $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ rad.

$$\text{Or } \tan \beta \approx \beta = \frac{a}{d}$$

$$\text{Il faut donc } \frac{a}{d} > \alpha$$

$$\text{soit } a > \alpha d = 3 \cdot 10^{-4} \times 30 \cdot 10^{-2}$$

$$\boxed{a > 90 \mu\text{m}}$$

Sur le capteur étudié: $a = 1,7 \mu\text{m} \Rightarrow$ on ne peut pas discerner 2 pixels à l'œil nu.

12) * Je mesure $13a = 12 \text{ mm}$ donc $a = \frac{12 \cdot 10^{-3}}{13 \cdot 10} = 92 \mu\text{m}$ semble élevé

* La mesure est effectuée avec une règle graduée au mm.

$$u(13 \times 10 a) = \frac{1 \text{ mm}}{\sqrt{3}}$$

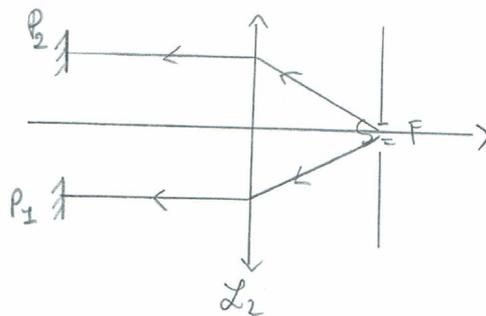
$$u(a) = \frac{10^{-3}}{130\sqrt{3}} = 4 \mu\text{m}$$

* Rm: *L'iPhone X possède 458 pixels par pouce (1 pouce = 2,54 cm)

$$\text{donc } a = \frac{2,54 \cdot 10^{-2}}{458} \approx 55 \mu\text{m}$$

*L'iPhone 6 possède 326 ppp soit $a \approx 78 \mu\text{m}$

13) Il faut que S soit au foyer objet de la lentille L_2 .



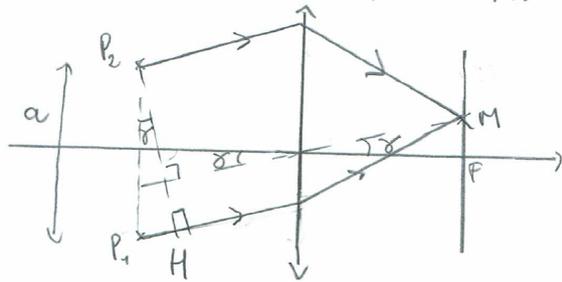
Après réflexion sur les miroirs, on observe les interférences dans le plan focal image de la lentille L_2 .

Les rayons qui interfèrent en M sont donc issus de rayons semblant venir de l'infini donc ils sont parallèles entre eux avant de (re)traverser la lentille.

- 14) Les chemins optiques (SP_1) et (SP_2) sont identiques donc
 $S(M) = (P_1M) - (P_2M)$

D'après le principe de retour inverse de la lumière et le théorème de Malus : $(MH) = (MP_2)$ car les rayons issus d'un point M du plan focal objet convergent à e'_{∞} et les surfaces équiphasées sont perpendiculaires aux rayons.

On obtient donc $S(M) = (P_1H) = P_1H$.



$$\sin \gamma = \frac{P_1H}{a}$$

$$\tan \gamma = \frac{y}{f'_2}$$

Dans les conditions de Gauss $\sin \gamma \approx \gamma$ et $\tan \gamma \approx \gamma$

$$\text{d'où } P_1H = \frac{ay}{f'_2} = S(M)$$

$$15) p(M) = \frac{S(M)}{\lambda} = \frac{ay}{\lambda f'_2}$$

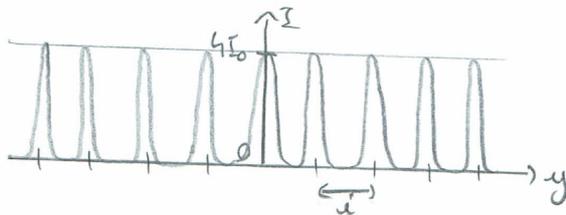
On observe des franges rectilignes $y = \text{constante}$.

Entre deux franges brillantes consécutives : $\Delta p = 1$ et $\Delta y = i$

$$\text{donc } 1 = \frac{ai}{\lambda f'_2} \quad \text{soit } i = \frac{\lambda f'_2}{a}$$

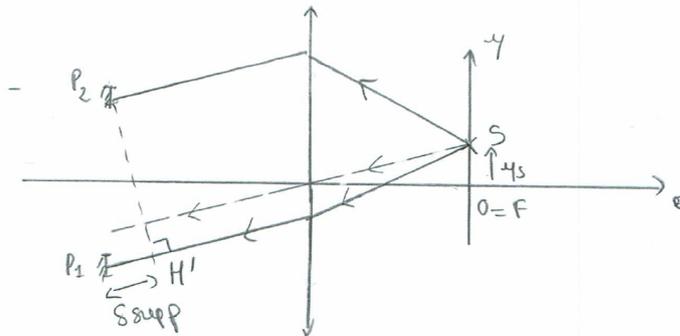
$$16) \text{ D'après la formule de Fresnel : } I(y) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi S(M)}{\lambda} \right)$$

$$\text{soit } I(y) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi ay}{\lambda f'_2} \right)$$



- 17) Le décalage de S sur l'axe Oz de $\Delta z = z_s$ laisse les chemins optiques (SP_1) et (SP_2) identiques
 \Rightarrow Pas d'impact sur $S(M)$ donc sur la figure d'interférences

Si on s'intéresse maintenant à un décalage $\Delta y = y_s$ de la source sur l'axe Oy, une différence de marche supplémentaire est introduite: $S_{supp} \doteq (SP_1) - (SP_2)$



$(SH') = (SP_2)$ donc $S_{supp} = P_1H' = \frac{ay_s}{f/2}$ indépendant du point de l'écran où on observe les interférences.

On a donc finalement $S'(M) = \frac{ay}{f/2} + \frac{ay_s}{f/2}$

On observe encore des franges rectilignes $y = cste$ avec la même interférence mais elles sont décalées en bloc.

La frange $S'(M) = 0$ correspond à $S'(M) = 0$ donc à $y = -y_s$. Les franges sont donc décalées dans le sens des y décroissants.

18) On considère qu'il y a une bon contraste au point M tant que $|p'(M) - p(M)| \ll \frac{1}{2}$ cad tant que les franges correspondant à une source en $y_s = 0$ et à une source en $y_s = \frac{c}{2}$ ne sont pas trop décalées au point M considéré.

Cela correspond donc à $\frac{ac}{\lambda 2 f/2} \ll \frac{1}{2}$ soit $c \ll \frac{\lambda f/2}{a} = c_{max}$

AN $c_{max} = \frac{45,5 \cdot 10^{-2} \times 589 \cdot 10^{-9}}{400 \cdot 10^{-6}} = 670 \mu m$

⇒ largeur de fente mécanique, tout à fait en usageable en TP

19) def $I_{tot}(y, c, K)$:

$I_{tot} = 0$

For m in range (K):

$y_s = -c/2 + mxc/(K-1)$

$I_{tot} = I_{tot} + \text{intensité}(y, y_s)$

revenir I_{tot}

20) def. contraste (I):

$$I_{\max} = n.p. \max(I)$$

$$I_{\min} = n.p. \min(I)$$

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

return C.

21)* Lorsque les sources sont pratiquement confondues, les figures d'interférences relatives à chacune des sources se superposent sur l'écran = les franges brillantes correspondant à chacune des sources coïncident, même chose pour les franges sombres.

les franges sombres sont donc très sombres et les franges brillantes très lumineuses: le contraste est maximal.

* Lorsque l'on écarte les sources, les figures d'interférences se décalent les unes par rapport aux autres et on n'observe plus de zones noires. Il y a de la lumière un peu partout. Le contraste diminue de plus en plus jusqu'à ce que

* l'intensité soit identique en tout point de l'écran. On a alors $C = C_{\max}$ et un contraste nul.

* Si l'on écarte encore les sources alors les sources extrêmes vont produire une figure d'interférences qui se superpose à peu près à la source centrale et on retrouve un peu de contraste sur un fond brouillé dû à toutes les autres sources réparties entre $-\frac{C_{\max}}{2}$ et $+\frac{C_{\max}}{2}$.

$$22) \frac{dI_{\text{aver}}}{dI_{\text{aver}}} = \frac{I_2}{I_1} \quad \text{donc} \quad \boxed{dI_{\text{aver}} = \frac{I_2}{I_1} dI_{\text{aver}}}$$

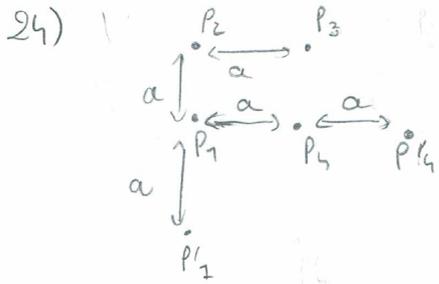
$$23) \delta_{2,1}(M) = \frac{a_1 y}{f_2}$$

$$\delta_{4,1}(M) = \frac{a_2}{f_2}$$

$$\delta_{4,1}(M) = \frac{a}{f_2} (y+z)$$

Toutes les ondes sont en phase si $\frac{a_1 y}{f_2} = k\lambda, k \in \mathbb{Z}$
 et $\frac{a_2}{f_2} = m\lambda, m \in \mathbb{Z}$

⇒ réseau de points carré.



$\delta_{1/2}(M) = \delta_{1'/1}(M)$
 $\delta_{4/1}(M) = \delta_{4'/4}(M) \Rightarrow$ Les figures d'interférences se superposent exactement.
 \Rightarrow Les maxima obtenus pour 4 pixels ou pour N pixels sont les mêmes.

$\Delta(M) = N \lambda_0$ puisque toutes les ondes sont en phase.

On a donc $I(M) = N^2 I_0$ car $I = K |\Delta|^2$

25) L'éclairement moyen est obtenu lorsque il y a brouillage donc lorsque $I(M) = N I_0$: les intensités s'additionnent.

D'où $\frac{I_{\max}}{I_{\text{moy}}} = N$

\Rightarrow Le contraste de la figure d'interférences est meilleur si le nombre de pixel augmente.

26) * On mesure $i = \frac{\lambda f'/2}{a}$ d'où $a = \frac{\lambda f'/2}{i}$

Diamètre du trou sur la feuille : 0,8 cm.
 Si mesurés sur la feuille : 3,8 cm.

$$i = \frac{3,8}{6} \times \frac{4}{8}$$

$$i = 3,2 \text{ mm.}$$

et $u(i) = \frac{1 \text{ mm}}{\sqrt{3}} = 0,1 \text{ mm.}$

d'où $a = \frac{532 \cdot 10^{-9} \times 45,5 \cdot 10^{-2}}{3,2 \cdot 10^{-3}} = 75,6 \mu\text{m}$

et $\left(\frac{u(a)}{a}\right)^2 = \left(\frac{u(\lambda)}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{u(f'/2)}{f'/2}\right)^2 + \left(\frac{u(i)}{i}\right)^2$

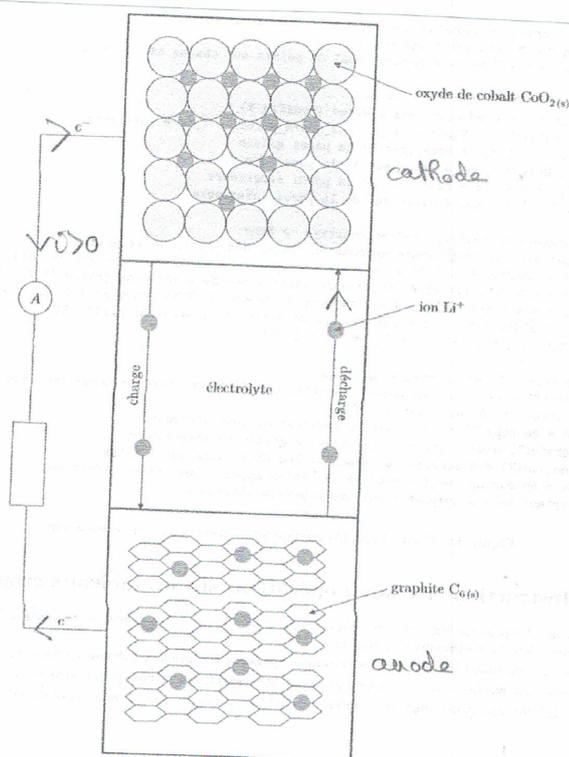
On obtient $a = 75,6 \mu\text{m}; u(a) = 2,8 \mu\text{m.}$

* Écart normalisé entre les résultats des q° 12) et 26):

$E_N = \frac{|92 - 75,6|}{\sqrt{4^2 + 2,8^2}} = 3,4 > 2$ Les 2 résultats ne sont pas compatibles.

III - Etude de la batterie ion-lithium.

- 27) A l'anode il ya oxydation: $\overset{0}{\text{Li}}(s) = \overset{+1}{\text{Li}}^+ + e^-$ (1^{ere} electrode)
 A la cathode il ya réduction: $\overset{+1}{\text{Li}}^+ + e^- + \text{CoO}_2(s) = \overset{0}{\text{LiCoO}_2}(s)$ (2^{nde} electrode)
- 28) Bilan en décharge: $\text{Li}(s) + \text{CoO}_2(s) = \text{LiCoO}_2(s)$
 Bilan en charge: $\text{LiCoO}_2(s) = \text{Li}(s) + \text{CoO}_2(s)$



- 29) Capacité de la batterie: $Q = 1440 \text{ mA} \cdot \text{h}$

$$Q = n e \text{ échangés} \times F = n \text{LiC}_6 \times F = \frac{m \text{LiC}_6}{M \text{LiC}_6} \times F$$

$$\text{d'ac} \quad m \text{LiC}_6 = \frac{Q M \text{LiC}_6}{F}$$

$$\underline{\text{AN}} \quad m \text{LiC}_6 = \frac{1440 \cdot 10^{-3} \times 3600}{96485} \times (69 + 6 \times 12,0) \cdot 10^{-3}$$

$$m \text{LiC}_6 = 4,2 \text{ g}$$

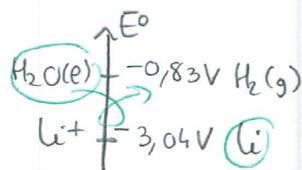
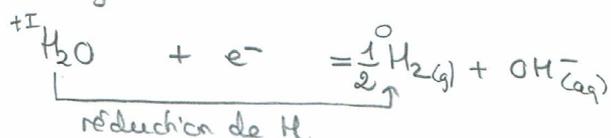
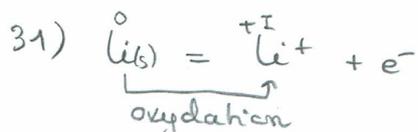
- 30) Energie délivrée pendant la durée τ d'autonomie de la pile:

$$W = E_0 \times I \times \tau = E_0 \times Q \quad \text{si } I = \text{cste pendant } \tau.$$

Énergie massique : $w = \frac{E_0 Q}{m}$ avec $m =$ masse de la batterie

AN $w = \frac{3,8 \times 1440 \cdot 10^{-3} \times 3600}{25 \cdot 10^{-3}} = 7,9 \cdot 10^5 \text{ W kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$

soit $w = 219 \text{ W kg}^{-1} \text{ h}^{-1}$ en accord avec la donnée de l'énoncé.



Réaction thermodynamiquement favorisée.



- 32) A très basse température, la capacité de la batterie chute.
 A -40°C environ, l'électrolyte se solidifie : ces ions Li^+ ne peuvent plus circuler. Le courant délivré devient très faible.
 A haute température, il semble qu'il y ait combustion