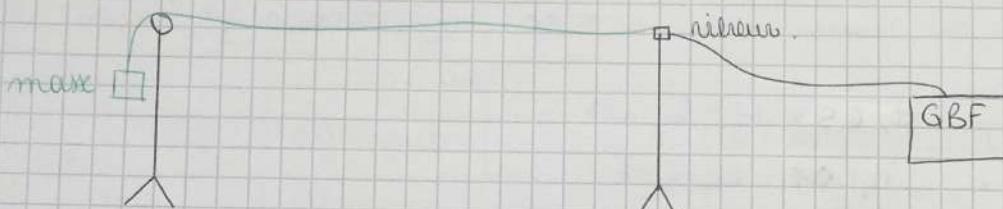


Corde vibrante Plaque vibrante

On cherche à décrire la formation d'ondes stationnaires à une et deux dimensions.

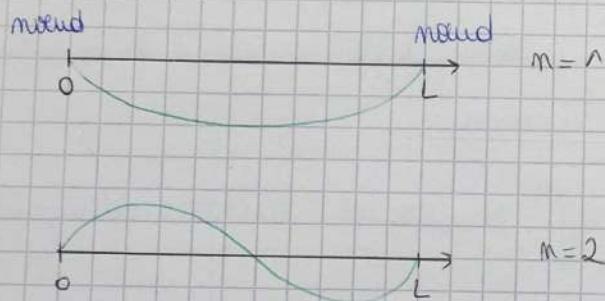
Schéma du dispositif de la corde vibrante:



On mesure la fréquence grâce au stroboscopie. Lorsque la corde est immobile on est à $1f$, lorsque l'on observe n modes immobiles on est à nf .

Observation des ondes stationnaires sur la corde et mesure de fréquences.

Pour des ondes stationnaires on observe :



$$L = \frac{n \lambda_n}{2} \quad \text{et} \quad c = \lambda f_n = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

d'où il existe des fréquences particulières f_n telles qu'il y ait une résonance :
$$f_n = \frac{n c}{2L}$$

On mesure des fréquences pour différents n :

- mode $n=1$: $f_1 = 9,792 \text{ Hz}$ $\sigma_{f_1} = 0,006 \text{ Hz}$

Note: Pour une plus grande précision, on mesure $2L$ avec le stroboscopie.

- mode $n=2$: $f_2 = 19,91 \text{ Hz}$ $\sigma_{f_2} = 0,012 \text{ Hz}$

Calcul de la vitesse de propagation:

On se place au mode $n=2$, on mesure $\lambda_2 = L = 147,8 \text{ cm}$ $\sigma_L = 0,7 \text{ cm}$

On obtient $c = \lambda f = 29,4 \text{ cm.s}^{-1}$

$$\sigma_c = 0,14 \text{ m.s}^{-1}$$

d'où

$c = 29,4$	$\sigma_c = 0,1 \text{ m.s}^{-1}$
------------	-----------------------------------

Remarque: faire les mesures aux mètres 3 ou 4 permettrait une plus grande précision

Comparaison à la vitesse théorique

Mesure de la masse linéaire

→ mesure de longueur: $L = 349,90 \text{ cm}$ $\sigma_L = 0,029 \text{ cm}$.

→ mesure de masse: $m_s = 5,800 \text{ g}$ $\sigma_m = 0,0029 \text{ g}$

On obtient

$$\mu = 16,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}$$

$$\sigma_\mu = 0,001 \text{ kg.m}^{-1}$$

Mesure de T : $T = M \cdot g$ où M est la masse suspendue.

$$M = 99,730 \text{ g} \quad \sigma_M = 0,0029 \text{ g}$$

Sur l'an $T = 0,98 \text{ s}$ $\sigma_T = 0,03 \text{ N}$

Finalement

$$\omega_{\text{théorique}} = 24,3 \text{ rad.s}^{-1} \quad T_{\text{théorique}} = 0,41 \text{ ms}^{-2}$$

avec:

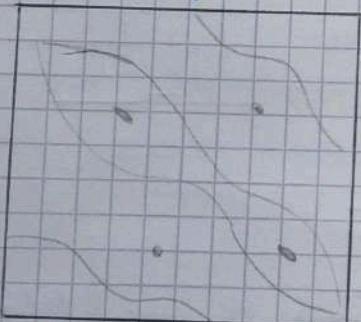
$$\omega = \sqrt{\left(\frac{1}{2T} \sigma_T\right)^2 + \left(\frac{1}{2\mu} \sigma_\mu\right)^2}$$

Les deux valeurs ne coïncident pas, l'inertie a probablement été sous estimée au premier lieu.

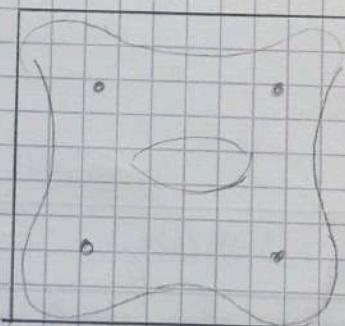
Modèle de vibration d'une plaque métallique vibrante

Conseils: il faut aller doucement dans le réglage pour observer les ondes stationnaires

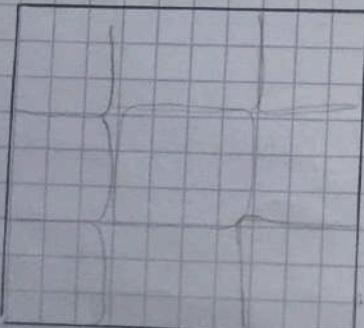
On observe des ondes stationnaires à 2D:



$$f = 667 \text{ Hz}$$



$$f = 487 \text{ Hz}$$

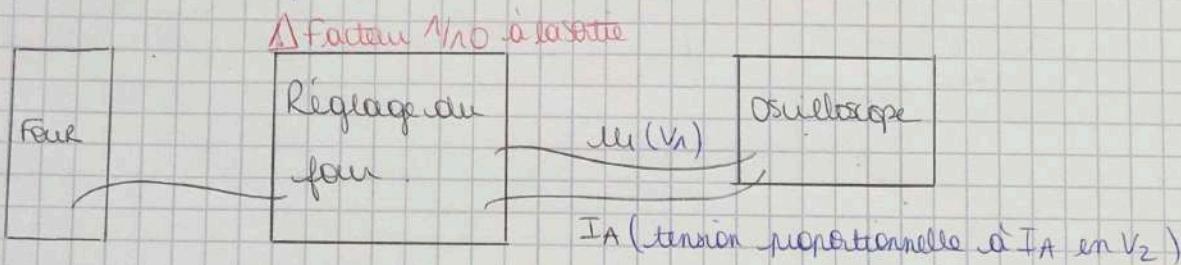


$$f = 261 \text{ Hz}$$

Quantification des niveaux d'énergie : expérience de Frank et Hertz

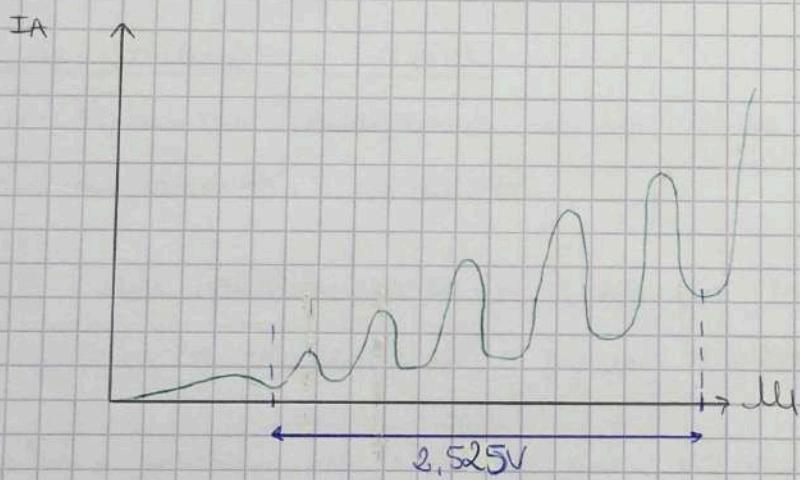
On cherche à mettre en évidence la quantification des transferts d'énergie entre des électrons et d'un gaz de mercure.

Schéma de la manipulation :



→ On règle $U_2 = 2V$ et $U_1 = 60V$ avec une rampe de 0-60V

→ puis on place l'oscilletope en mode XY et on observe.



d'où on observe des niveaux distants de 5,05V

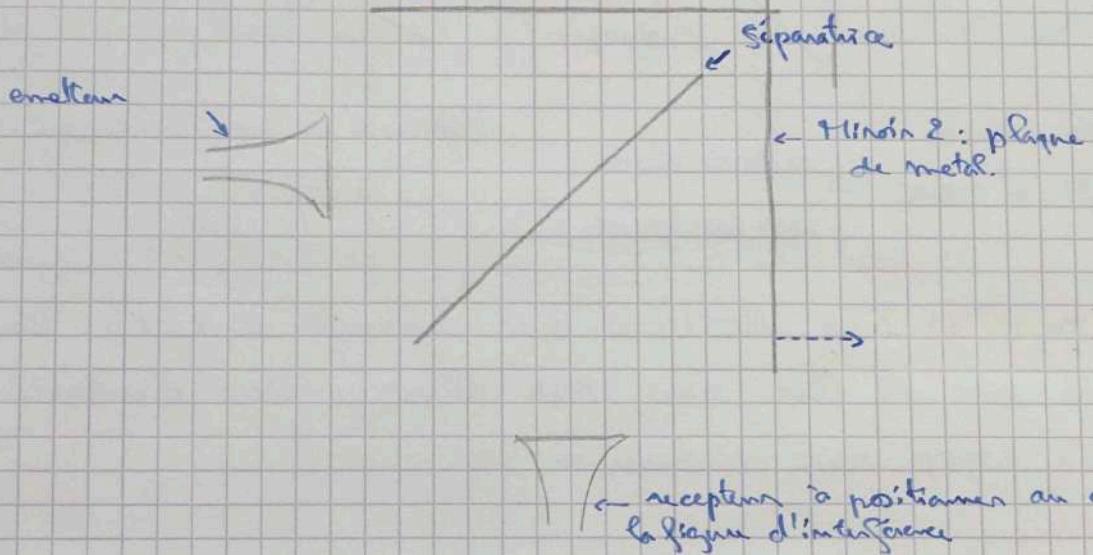
Cela vient du fait que lorsque on applique une tension U_1 , on communique une certaine énergie aux électrons. Lorsque cette énergie correspond à $n\lambda$ (4,9 eV) chaque électron qui possède cette énergie libère aux atomes de mercure de manière quantifiée : il ne libère que 4,9 eV à un atome. Ainsi, dans les cas où U_1 est un multiple de 4,9 V, les électrons libèrent leur énergie aux atomes et n'ont donc pas assez d'énergie (c'est-à-dire une énergie inférieure à $\lambda\lambda_2$) pour atteindre l'anode et participer au courant IA. Cela-ci est donc beaucoup plus faible. On observe donc des paliers qui traduisent la quantification de l'énergie libérée et donc des niveaux d'énergie des électrons.

On observe tout de même une augmentation de I_A pour $U_1 = n \times 4,9 \text{ V}$ avec $n > 1$ par rapport à I_A pour $U_1 = 4,9 \text{ V}$. Cela est dû au fait que si ils ont au départ une énergie $E_{\text{f}} = n \times 4,9 \text{ eV}$, ils peuvent n'effectuer qu'un choc mais atteindre tout de même l'anode et participer à I_A qui est ainsi plus important.

Guide d'ondes hertzériennes. Propagation libre et guidée

On cherche, grâce à un interféromètre de Michelson, à mesurer la longueur d'onde de l'onde se propagant.

Miroir 1 : plaque de métal.



Mesure de la longueur d'onde:

Lorsque l'on éloigne le miroir 2 de $\lambda/2$, on passe d'un maximum à un maximum au niveau du détecteur.

On mesure la distance parcourue par la plaque entre un nombre k de maximum détectés sur centre de la figure d'interférences.

La distance parcourue par la plaque entre 10 maximum est

$$d_{10} = 14,20 \cdot \sigma_{d_{10}} = 0,14 \text{ cm} \quad (\text{lui est difficile de repérer précisément les maxima})$$

d'où $d = \frac{\lambda}{2}$ la distance par la plaque entre 2 maxima est :

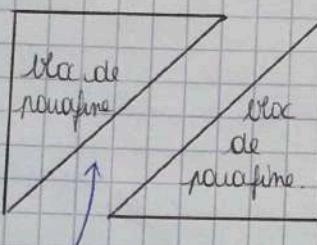
$$d = 1,420 \quad \sigma_d = 0,014 \text{ cm}$$

$$\Rightarrow \lambda = 2,84 \quad \sigma_\lambda = 0,03 \text{ cm.}$$

Il s'agit bien d'ondes hertzériques

Visualisation de la déviation exponentielle par une onde évanescante :

émetteur



récepteur.

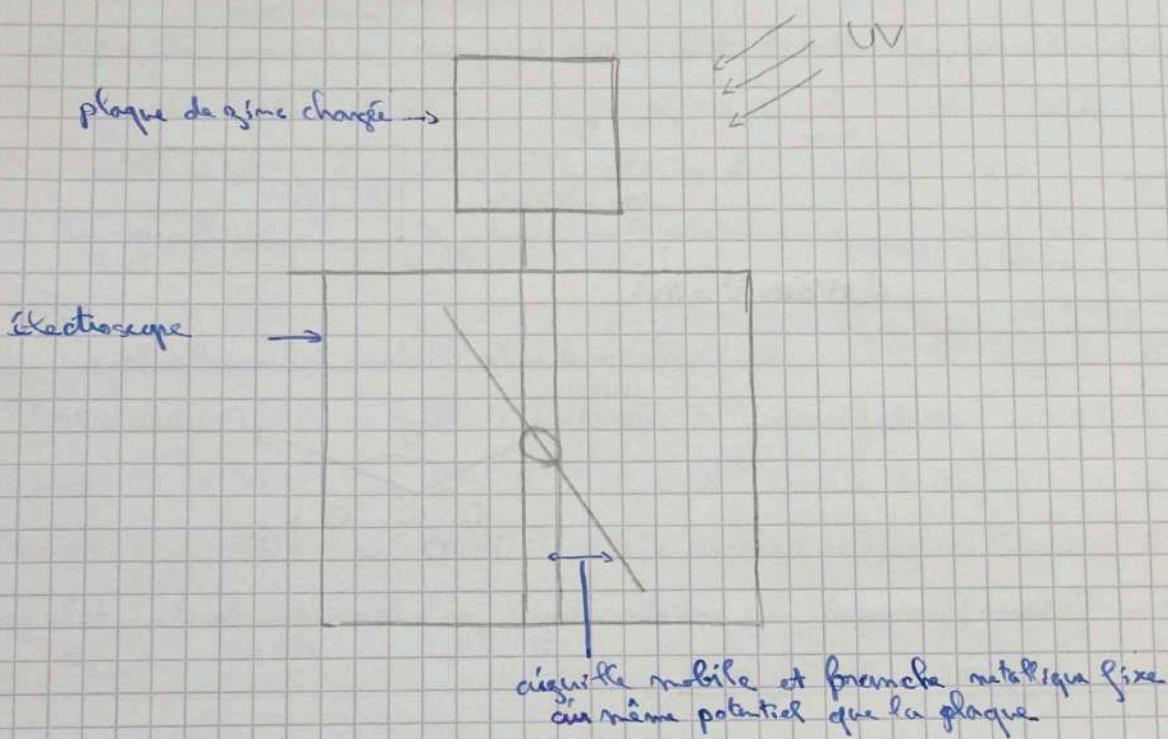
phénomène de
réflexion totale

existence d'une
onde évanescante

signal n'est reçu au niveau
du récepteur.

Lorsque l'on voit les deux blocs, on reçoit un signal au niveau du récepteur. Il y a peu d'espace entre les blocs donc l'onde a perdu peu d'intensité et elle continue de se propager dans le deuxième bloc.

Etude qualitative de l'effet photoélectrique



- a) Protocole :
- frotter le bâton avec la peau du chat (Note: bâton huile)
 - toucher la plaque et prire (Note: enlever très rapidement le bâton)
 - approcher la lampe

Observation: la plaque se décharge.

Interprétation: Le rayonnement UV apporte suffisamment d'énergie pour arracher les électrons en surplus de la plaque.

- b) Observation: Il n'y a pas de décharge

Interprétation: La racine transmet peu les UV, la fréquence de la lumière visible n'est pas suffisante pour dépasser le seuil et arracher les électrons.

- c) Protocole :
- approcher le bâton chargé sans toucher la plaque
 - toucher avec les doigts la plaque.
 - retirer doigts et bâton très rapidement.

Observation: Il n'y a pas de décharge

Interprétation: Des électrons sont arrachés mais sont attirés par la plaque chargée positivement et n'ont pas suffisamment d'énergie pour s'échapper.

Onde de De Broglie associée à l'électron.
Diffraction d'électrons

On cherche à décrire la diffraction dans l'air d'électrons par un réseau métallique et à mesurer la longueur d'onde de De Broglie.

- La relation de De Broglie est $\frac{h}{\lambda} = p = \frac{mv}{c}$

$$\text{d'où } \lambda = \frac{h}{mv}$$

$$\text{On } \frac{1}{2}mv^2 = eV \quad \text{d'où} \quad \lambda = \frac{h}{mv} \sqrt{\frac{me}{2eV}} = \boxed{\frac{h}{\sqrt{2meV}}} = \lambda$$

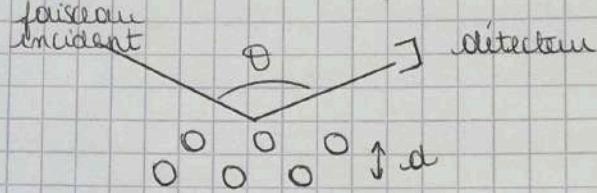
- Relation de Bragg: $2ds \sin \theta = m\lambda$.

avec d le pas du réseau, qui correspond à la distance intermoléculaire.

m l'ordre de diffraction

à la longueur d'onde

θ le demi-angle de déviation



- On observe sur l'écran fluorescent les radiations émises par la désexcitation des atomes de la pendule.
- Observation de la diffraction des électrons.

On observe sur l'écran fluorescent une figure de diffraction, qui dépend de la tension appliquée V puisque λ dépend de cette tension V .

Figure obtenue:

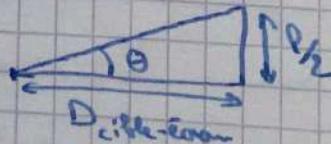


On relève les valeurs suivantes:

V appliquée	d mesuré	incertitude
3500V	2,50 cm	0,058 cm
4000V	2,15 cm	0,058 cm
5000V	1,95 cm	0,058 cm

On applique la relation de de Bragg à l'ordre 1: $\lambda = 2d \sin \theta$

$$\text{On } \sin \theta = \frac{D_{\text{diff-écran}}}{\sqrt{R^2 + D_{\text{diff-écran}}^2}}$$



$$\text{Donc } b = \frac{dP}{2\sqrt{P^2 + 4D_{\text{cible-écran}}}}$$

On suppose la précision sur $D_{\text{cible-écran}}$ de l'ordre de la graduation d'un

$$D_{\text{cible-écran}} = 2,89 \cdot 10^{-4} \text{ m.}$$

Si l'on prend en compte l'existence de deux distances caractéristiques, on introduit

$$d = \frac{d_1 + d_2}{2} = 1,68 \text{ Å} \quad \sigma_d = 0,32 \text{ Å.}$$

On obtient alors le tableau de valeurs suivant :

Tension appliquée V (V)	λ	λ_{dB} donnée par la relation de de Broglie (nm)	$\sigma_{\lambda_{dB}}$	$\lambda_{deBroglie}$ donnée par la relation de de Broglie de Broglie (nm)	$\sigma_{\lambda_{deBroglie}}$
3500	72	$6,58 \cdot 10^{-13}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	$7,8 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
4000	72	$6,15 \cdot 10^{-13}$	$1,3 \cdot 10^{-14}$	$6,7 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$
5000	72	$5,50 \cdot 10^{-13}$	$9,9 \cdot 10^{-15}$	$6,0 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$

$$\sigma_{\lambda_{dB}} = \frac{\lambda \sigma_V}{V} \quad \text{et} \quad \sigma_{\lambda_{deBroglie}} = \frac{\lambda}{d} \sqrt{\left(\frac{\sigma_V}{D}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma_D D}{P^2 + 4D^2}\right)^2} + \sigma_P^2 \left(\frac{1}{P} + \frac{2P}{P^2 + 4D^2}\right)^2$$

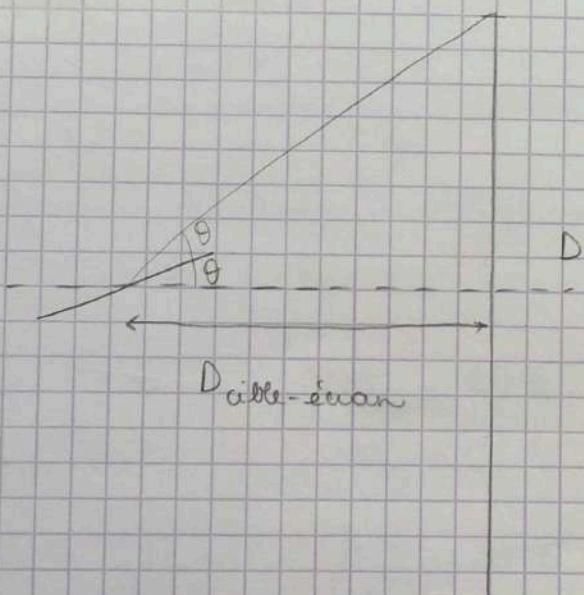
$$\text{où } D = D_{\text{cible-écran}}$$

On obtient un facteur 10 de différence, en prenant en compte des incertitudes

de de Broglie:

$$2 \cdot d \sin \theta = n \text{ Å}$$

$$\tan 2\theta = \frac{D/2}{D_{\text{cible-écran}}}.$$



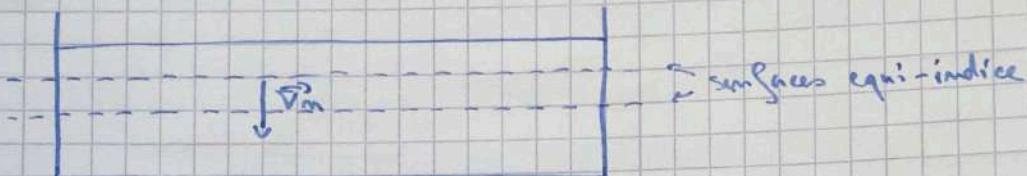
à l'ordre 1:

$$\lambda = k \cdot d \sin \left(\frac{1}{2} \arctan \frac{D}{D_{\text{cible-écran}}} \right)$$

Gradient d'indice

On cherche à étudier la propagation d'un rayon dans un milieu à gradient d'indice

Les surfaces équi-indices sont des plans perpendiculaires. Comme la trajectoire du rayon est courbée vers le bas, le gradient est dirigé vers le bas

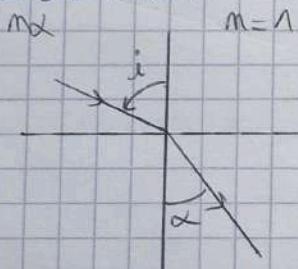


On peut utiliser la relation de Snell-Descartes entre deux équi-indices distants de dz : $m_{\text{air}} \sin(i) = m(z, dz) \sin(\theta(z, dz))$

$$\text{d'où } \frac{d(m_{\text{air}})}{dz} = 0.$$

$$\text{d'où } m_{\text{air}} = \text{const} = m_0 \quad \sin i_0 = m_0.$$

À la sortie de la cuve :



d'après les lois de Snell-Descartes :

$$m_{\text{air}} \cos i = m \cos \alpha$$

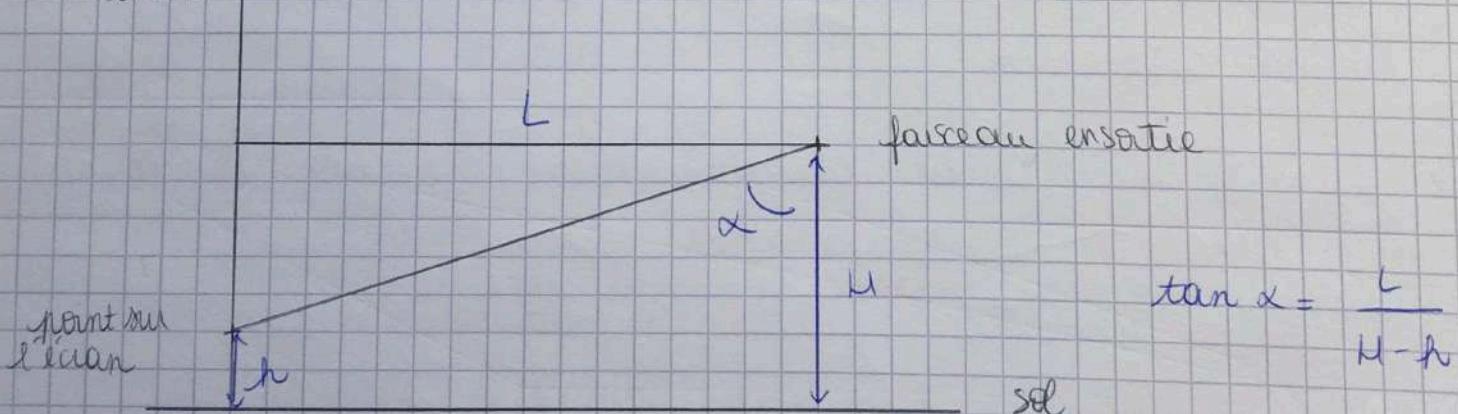
$$\text{et } m_{\text{air}} \sin i = m_0$$

$$\Rightarrow m_{\text{air}}^2 = m^2 \cos^2 \alpha + m_0^2$$

$$\text{d'où } m = \sqrt{m_{\text{air}}^2 + (m \cos \alpha)^2}$$

Détermination de l'indice de réfraction en sortie m_{air} :

écran



$$\text{et } L = 79,00 \text{ cm } \sigma_L = 0,14 \text{ cm}$$

$$H = 28,4 \text{ cm } \sigma_H = 0,4 \text{ cm}$$

$$h = 9,7 \text{ cm } \sigma_h = 0,2 \text{ cm}$$

on obtient $\alpha = 1,33 \text{ rad}$ $\sigma_\alpha = \sqrt{\left(\frac{1}{H-h} \frac{1}{1+\frac{L^2}{(H-h)^2}} \sigma_L \right)^2 + \left(\frac{L}{(H-h)^2} \frac{1}{1+\frac{L^2}{(H-h)^2}} \sigma_H \right)^2 + \left(\frac{1}{H-h} \frac{1}{1+\frac{L^2}{(H-h)^2}} \sigma_h \right)^2}$

$$\Rightarrow \boxed{\alpha = 1,338 \text{ rad} \quad \sigma_\alpha = 0,005 \text{ rad}}$$

et $m_\alpha = 1,3500 \quad T_\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$

avec $\sigma_{ma} = \sqrt{\frac{m \cos \alpha \times \sigma_\alpha}{\sqrt{m \sigma_\alpha^2 + m (\cos \alpha)^2}})^2}$

La valeur de σ_{ma} paraît très faible étant donnée le type de mesures réalisées.
Les incertitudes sont certainement sous-estimées.

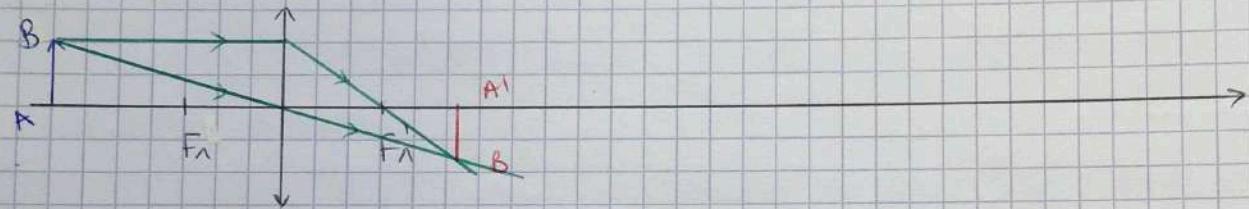
Lentille divergente Association de lentilles

On cherche à manipuler les lentilles divergentes et observer leurs caractéristiques.

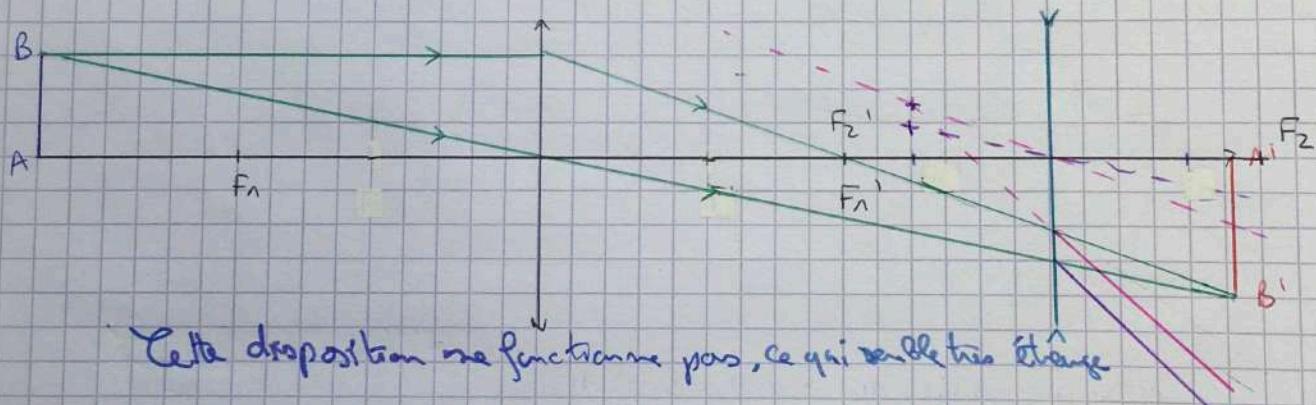
Tout d'abord, on peut identifier une lentille divergente car elle rétrécie la feuille lorsqu'on la regarde à travers, tandis que la lentille convergente grossit la feuille.

On ne peut pas obtenir d'image complément avec une lentille divergente. Pour obtenir une image réelle, il faut :

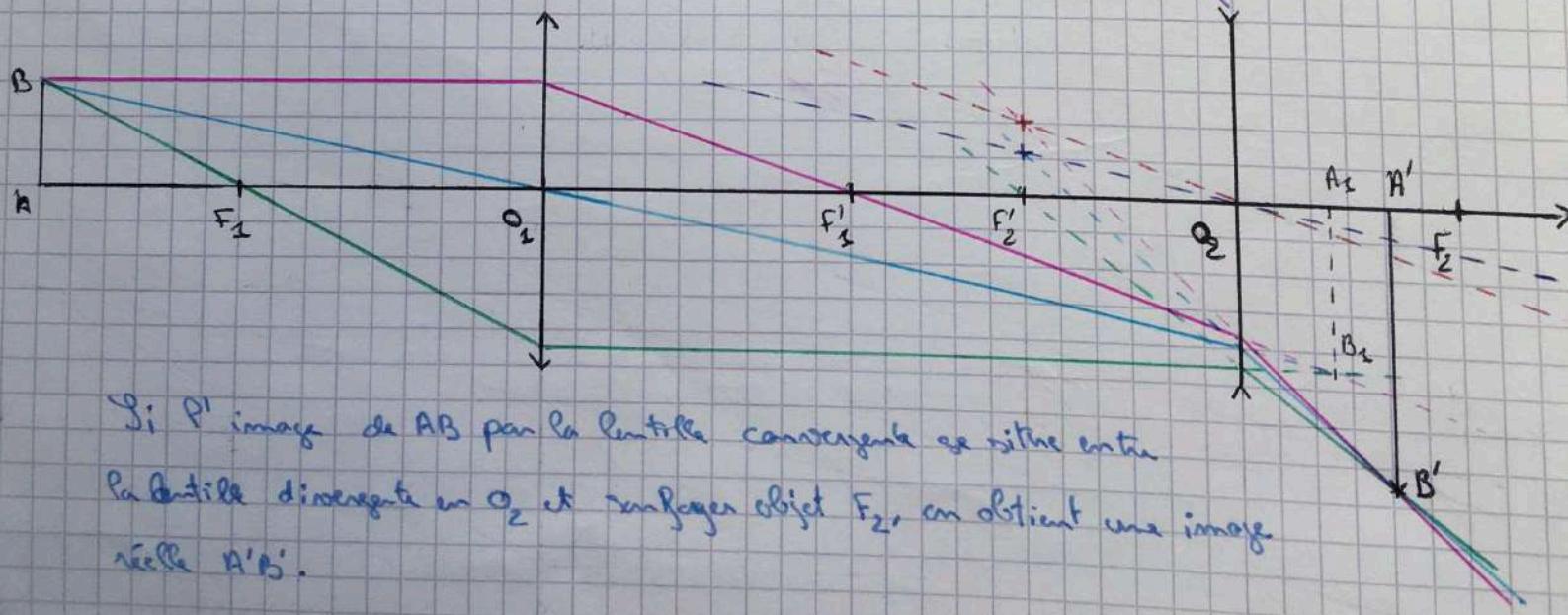
Etape 1: On réalise une image avec une lentille convergente.



Etape 2: On rajoute la lentille divergente.



Cette disposition ne fonctionne pas, ce qui semble très étrange



Si l'image de AB par la lentille convergente se situe entre la lentille divergente en O₂ et l'objectif F₂, on obtient une image réelle A'B'.

Technique de projection d'une image

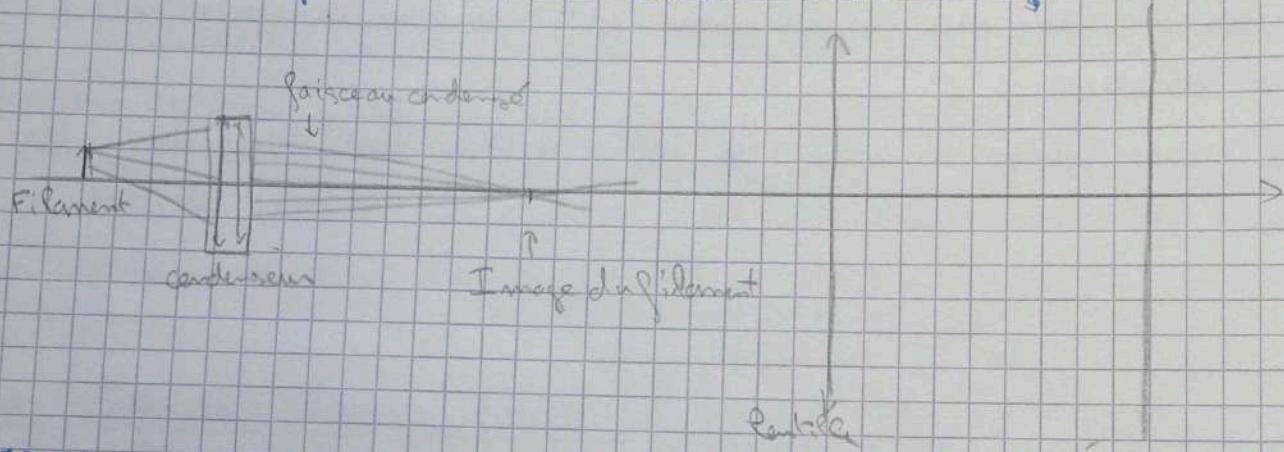
Rôle du condenseur

Le but est de mettre en évidence le rôle du condenseur.

Sans condenseur, l'image de la grille est déformée, cela est dû à l'aberration chromatique et géométrique, la lentille étant éclairée par un faisceau large.

Le condenseur permet de resserrer le faisceau au centre de la lentille.

Il est constitué de plusieurs lentilles et même une lentille convergente



Il est possible d'obtenir une image du filament sur l'écran par la lentille

Si on place la grille entre le condenseur et la première image du filament, on ne peut pas voir l'image de la grille sur l'écran.

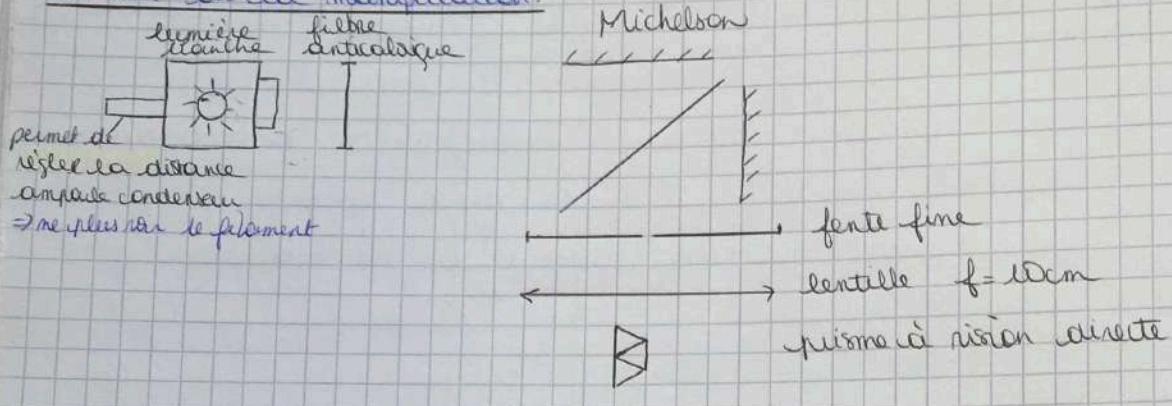
Si on place la grille dans le plan de la première image du filament, on peut les observer sur l'écran.

Enfin si on éloigne le filament, on n'obtient plus que la grille sur l'écran.

Michelson: spectre cannelle

On cherche à visualiser le spectre de la lumière blanche et vérifier la relation entre la différence de marche et l'apparition de cannelures.

Schéma de la manipulation:



On envoie de la lumière blanche telle que $\lambda \in [450; 750]\text{nm}$

$$S = p\lambda \quad \text{donc pour un } \Delta p \text{ fixe:} \quad p = \frac{\delta}{\lambda}$$

On observera des franges sombres pour p qui est un demi-entier, on a des interférences destructives, il s'agit de cannelures.

$N = \frac{S}{\Delta p}$ et $\Delta p = \frac{\delta}{\lambda_2} - \frac{\delta}{\lambda_1} \Rightarrow \Delta p = S \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$ qui correspond au nombre total de cannelures pour un S fixe.

Explications:

Lorsqu'on est au contact optique, on a une différence de marche nulle, toutes les interférences sont constructives. Il n'y a aucune cannelure.

Puis on ajoute une différence de marche $\Delta S = 2e = 2 \times 10\text{ }\mu\text{m}$.

Et on impose donc un décalage pour chaque longueur d'onde:

Il apparaît des zones d'interférences destructives.

→ Remarque: pour commencer la manipulation il faut se placer juste du contact optique grâce à une lampe avec rejet de sodium) et un doublet en entier). On doit observer des cercles de rayon infini. (en faisant varier les anneaux).

Puis on place en entier la lumière blanche et on tourne dans le même sens légèrement pour atteindre le contact optique: on doit observer des tâches de couleur.

Pour que la manipulation fonctionne, il faut régler les miroirs en sorte qu'ils créent une tâche lumineuse d'une certaine taille.

Mesure :

Une fois le réglage fait, on place le prisme et on ajuste pour obtenir un spectre continu (aucune cannelure avec $\delta=0$). On impose $e = 10\mu\text{m}$.

On observe des franges sombres dans le spectre :

on compte $n_f = 16$ franges



Or $n_{th} = 18$ franges. On retrouve une valeur proche de la théorie.

Propriétés de polarisation de la lumière, ellipsométrie

Le but de ce TP est de mettre en pratique un protocole de détermination de la polarisation de la lumière, manuel ou automatisé, afin d'étudier une lame à faces parallèles de quartz et d'étudier le principe de l'ellipsométrie.

Principe de détermination de la polarisation d'une lumière :

On utilise une lame mince à faces parallèles de quartz $\frac{\lambda}{4}$.

1^{re} analyse : traverser un analyseur, étudier l'intensité en fonction de la position du phénomène

- On observe un minimum nul : seule une lumière polarisée rectilignement donne un tel résultat
- On observe une intensité constante : trois possibilités ; lumière non polarisée, polarisée circulairement, totalement ou partiellement

On utilise alors une lame $\frac{\lambda}{4}$:

- Si l'onde est polarisée totalement circulairement, d'après l'étude faite en II.2E et par principe de réciprocité inverse de la lumière, l'onde transmise sera rectiligne, on observera un minimum nul.
- Si un minimum non nul est observé, la polarisation est circulaire partielle
- Si aucun minimum nul n'est observé, il n'y a pas de polarisation.

- On observe un minimum non nul : la lumière est polarisée rectilignement de façon partielle au elliptiquement, partiellement ou totalement.

On utilise ici encore une lame $\frac{\lambda}{4}$

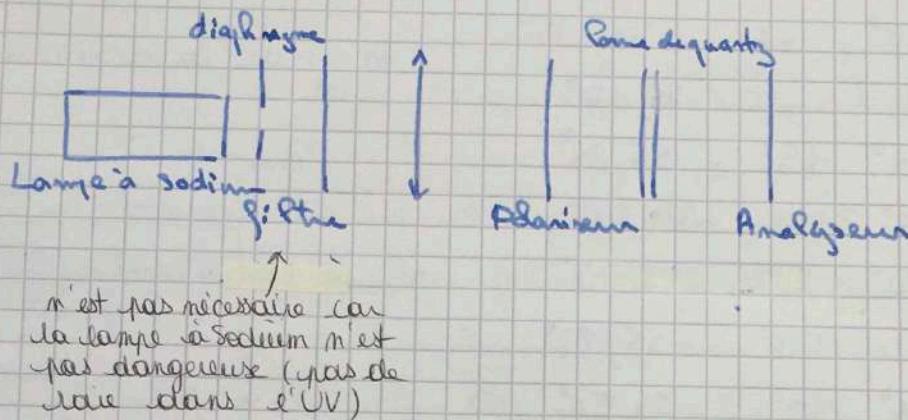
- Si l'onde est polarisée totalement elliptiquement, par le même principe que dans le cas circulaire, on observera un minimum nul.
- Si le minimum n'est pas nul, la lumière transmise est soit elliptique partielle (provenant d'une onde rectiligne) soit rectiligne partielle (provenant d'une onde elliptique). On tranche entre les deux par une étude de l'axe du minimum.

1) Lame mince à faces parallèles

a) Etude d'une lame de quartz mince quelconque

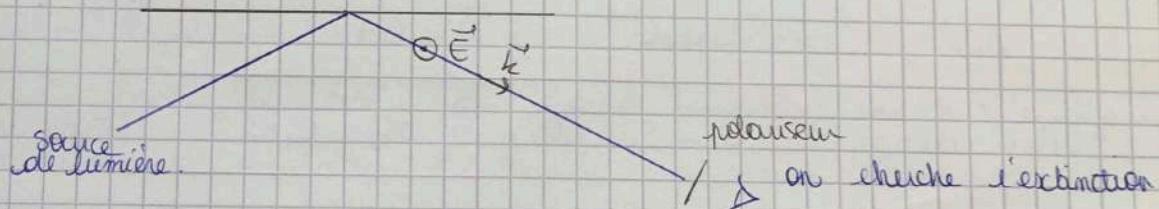
On réalise ici l'étude expérimentale d'une lame inconnue en conclusion
La polarisation de la lumière incidente et transmise

Schéma du dispositif



On peut regarder directement car la lampe n'est pas dangereuse

Remarque: on peut connaître l'axe passant d'un polariseur par réflexion.

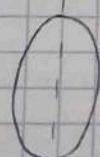


Manipulations :

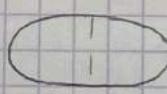
- on utilise le polariseur et l'analyseur en cherchant à atteindre l'extinction à l'asymétrie de l'analyseur.

- Puis on rajoute la lame, et on cherche à déterminer les lignes nettes.

Pour une symétrie uniaxe, on peut se trouver dans l'une de ces deux configurations



axe de symétrie
= axe lent



axe de symétrie
= axe rapide

- On tourne la lame ^{d'quartz} dans son plan jusqu'à l'extinction. On a trouvé une ligne nette puis on tourne la lame :  pour déterminer s'il s'agit de l'axe lent ou rapide 

Si il n'y a pas de changement, il s'agit de l'axe de symétrie.

Mesures des angles des lignes neutres:

Remarque: pour la mesure utiliser toujours le même instrument (ex: échelle) pour l'extinction puis retrouvez celle-ci et placez au milieu.

Mesure n°	angle mesuré	de l'axe de symétrie
1	$54^\circ + 15'$	$54,25^\circ$
2	$54^\circ + 30'$	$54,5^\circ$
3	$54^\circ 45'$	$54,75^\circ$
4	$54^\circ + 10'$	$54,17^\circ$
5	$54^\circ 35'$	$54,85^\circ$
6	$54^\circ 35'$	$54,58^\circ$
7	$54^\circ + 5'$	$54,08^\circ$
8	$54^\circ + 50'$	$54,83^\circ$
9	$54^\circ 50'$	$54,83^\circ$
10	$55^\circ 35'$	$55,58^\circ$
11	$54 + 55'$	$54,92^\circ$
12	$54 + 40'$	$54,67^\circ$

Cela donne : $\theta = 54,62^\circ \quad \sigma_\theta = 0,12^\circ$ (σ de la moyenne)

On trouve θ' l'angle de l'autre ligne neutre à environ 90° de celle de l'axe de symétrie, on trouve θ' compris entre $+34^\circ 25'$ et $+36^\circ 35' \Rightarrow \theta' = 34,00^\circ \quad \sigma_\theta = 0,75^\circ$

On observe bien 4 positions où il y a une extinction ce qui correspond à deux lignes neutres perpendiculaires.

En dehors de ces lignes neutres, on n'observe aucune extinction mais un minimum d'intensité : la polarisation est elliptique.

b) Étude de lames d'épaisseur particulière:

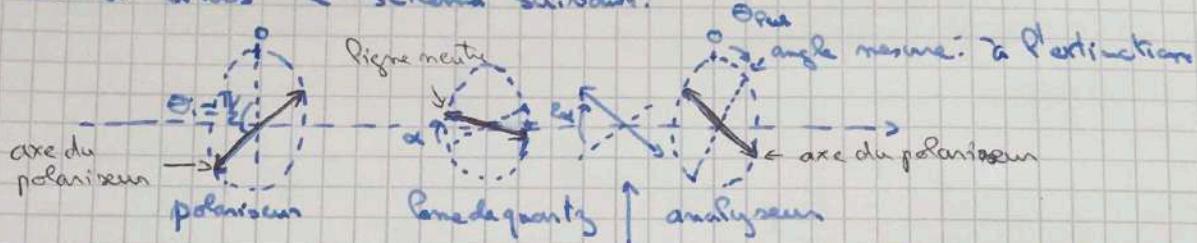
Cas de la lame $\lambda/2$:

On détermine rapidement la ligne neutre non symétrique en prenant une plage de valeur d'angle. On mesure θ entre 126° et 130°

Donc $\theta = 128^\circ \quad \sigma_\theta = 1^\circ$.

On tourne la lame d'un angle inférieur à $\frac{\pi}{4}$, $\alpha \approx 22^\circ$

On a alors le schéma suivant:



onde transmise: polarisée rectilignement,
d'axe de polarisation symétrique de l'axe de l'analyseur
par rapport à la ligne neutre.

On observe une extinction pour deux positions de l'analyseur; l'onde transmise est alors polarisée rectilignement. L'extinction est observé pour un angle de l'analyseur d'environ 45° par rapport à l'horizontale, ce qui correspond bien à $\theta_{\text{moy}} = \theta_i + 2\alpha - \frac{\pi}{2} \approx \frac{\pi}{2} + 2\alpha - \frac{\pi}{2} = 2\alpha$.

* Cas de la lame $\frac{\lambda}{2}$

On observe une ligne neutre pour un angle d'environ 25° :

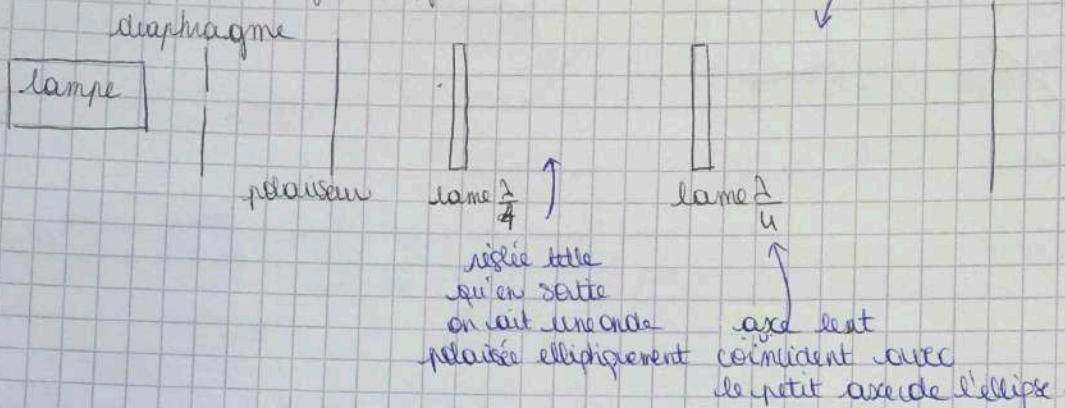
On tourne la lame de 45° . En faisant tourner l'axe de l'analyseur, on observe une variation d'intensité lumineuse. Comme l'onde transmise est effectivement polarisée, on conclut que la polarisation est circulaire.

On tourne la lame d'un angle inférieur à 45° . On observe un minimum non nul d'intensité qui correspond, dans le cas d'une onde effectivement polarisée, caractéristique de la polarisation elliptique.

Remarque: Il existe des lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$ adoptées à une seule longueur d'onde et des lames adaptées à une plage de longueurs d'onde nommée achromatique. Dans ce cas, on observe une extinction plus franche lorsque l'on est dans le cas d'une polarisation rectiligne car la lame a un effet sur un ensemble de longueurs d'onde de la lampe de Sodium.

c) Analyse d'une vibration elliptique

Schéma du montage effectué.



en sortie, onde polarisée
réchignement
analyseur

On repère l'extinction en sortie de l'analyseur ce qui correspond à la direction perpendiculaire à la polarisation de l'onde en sortie.

La position initiale de l'analyseur est : $\Theta_i = 158^\circ$ $T_{\Theta_i} = 11^\circ$

on lit $\Theta_f = 181^\circ$ $T_f = 2^\circ$

Pour observer l'extinction, on fait tourner l'analyseur de $\beta = 181 - 158 = 23^\circ$
 $\Rightarrow \beta = 23^\circ$ $T_\beta = 11^\circ$ L'erreur est très importante!

Et on a tourné dans le sens trigonométrique.

$$\text{Finalelement, } \frac{E_1}{E_2} = 0,12$$

$$T_{\frac{E_1}{E_2}} = 6,3$$

L'intensité est élevée,
la mesure n'est pas fiable.

Remarques :

- La lame $\frac{\lambda}{4}$ permet de faire une mesure d'intensité en passant par les angles.

- Méthode pour faire coïncider l'axe lent de la deuxième lame $\frac{\lambda}{4}$ avec le petit axe de l'ellipse:

On prend un troisième polariseur que l'on place entre l'analyseur (placé entre les deux lames $\frac{\lambda}{4}$) puis tourner la deuxième lame $\frac{\lambda}{4}$ jusqu'à l'extinction.

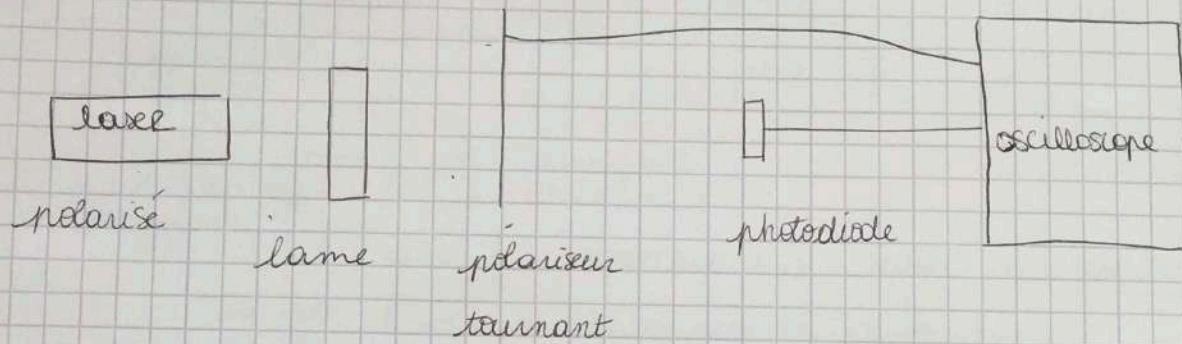
et régler son

un minimum d'intensité

puis tourner la deuxième lame $\frac{\lambda}{4}$

2) Ellipsométrie

a) Dispositif expérimental



Remarque: Attention à penser à allumer la photodiode, sinon on obtiendra quand même un signal mais pas celui que l'on avait en fonctionnement normal.

Si la photodiode n'est pas alimentée, elle a un comportement non linéaire.

b) Manipulations préliminaires

On observe un signal périodique à l'oscilloscope, entré par la photodiode.

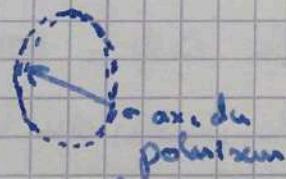
On mesure la fréquence: 6 périodes correspondent à 458,2 ms

donc la fréquence est $f = 14,3 \text{ Hz}$.

On mesure la fréquence des tops du moteur : $f_{\text{top}} \approx 6,7 \text{ Hz}$ (on mesure 457 ms pour 3 périodes).

La fréquence du signal de la photodiode est donc environ le double de celle des tops. Ceci est dû au fait que deux positions du polariseur différents donnent une même configuration de l'onde transmise, donc une même intensité:

Position 1



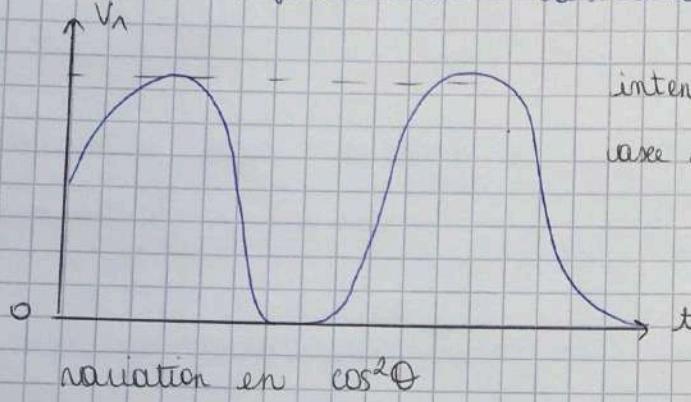
Position 2



On observe donc deux fois le même schéma d'intensité sur une seule rotation du polariseur: La fréquence du signal optique est le double de celle du moteur.

En l'absence de laser, on mesure un signal émis par le photodiode, de valeur moyenne $-975 \mu V$.

Explication des signaux observés à l'oscilloscope :



axe de intensité réfléchie maximale, polarisation et axe passant du plan de polariseur parallèle $\Rightarrow \theta = 0^\circ$

intensité minimale=0, axe de polarisation et axe passant croisés $\Rightarrow \theta = \frac{\pi}{2}^\circ$

\Rightarrow correspond à ce que prédit la loi de Malus.

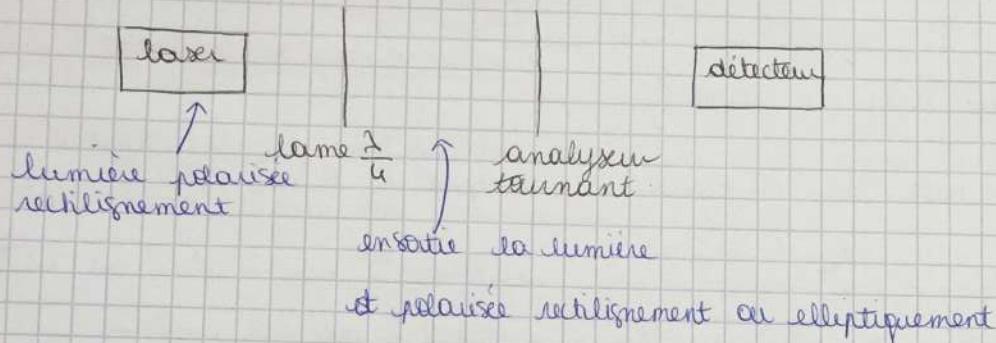
- c) Détermination de l'orientation d'une polarisation rectiligne
- x) En tournant le laser sur son axe optique, on observe une translation temporelle du signal à l'oscilloscope, qui correspond à une translation en angle.
Le laser étant polarisé

2) Après ajout de la lame $\frac{\pi}{2}$, on observe toujours à l'oscilloscope un signal sinusoïdal. Cette allure n'est pas modifiée lorsque l'on tourne la lame. La polarisation reste donc bien rectiligne, les minima observés étant nuls, correspondant à des extinctions.

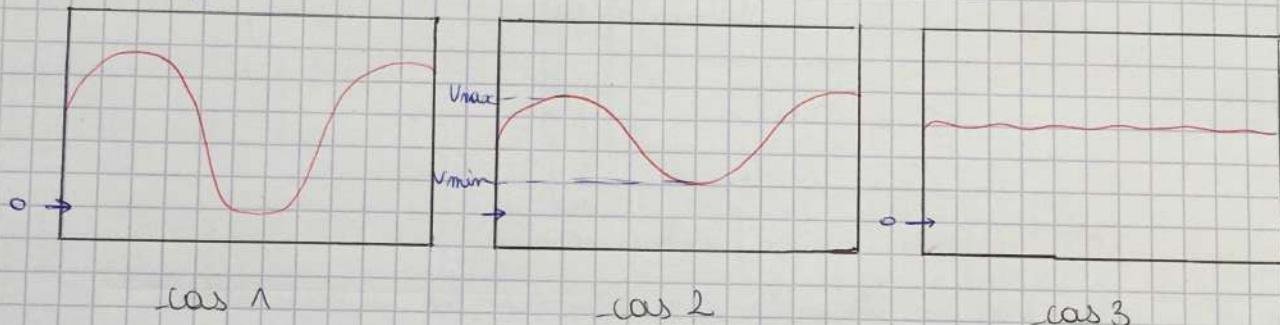
On fait tourner la lame d'un angle $\Delta\phi = 100^\circ$, et on mesure un déplacement de $\approx 9,60$ ms de l'origine temporelle du signal, ce qui correspond à un déplacement de $3,9$ rad $= 223^\circ \approx 2\Delta\phi$. La loi des lames dans cette est donc bien respectée ici.

d) Caractérisation d'une polarisation elliptique:

On met en place le dispositif suivant :



Lorsque l'on tourne la lame on observe 3 signaux différents sur l'oscilloscope selon l'angle.



Dans le cas 3, la modulation est faible, il s'agit du cas où la polarisation est circulaire.

Dans le cas 2, on observe un minimum non nul, il s'agit du cas où la polarisation est elliptique.

Finalement, dans le cas 1, le minimum est nul, il s'agit du cas où la polarisation est rectiligne.

Dans ce cas, la phase est la même avec ou sans la lame.

On en déduit que la polarisation n'est pas modifiée au passage de la lame dans cette configuration donc la polarisation de la lumière et la même que la direction d'une ligne neutre. Cette méthode permet de repérer les lignes neutres de la lame.

De même, pour la lame $\frac{1}{2}$ lorsqu'on tourne la lame on observe toujours

le cas 1 mais la phase se translate, Les angles tels que ~~la phase~~
sont la même avec la lame et sans la lame indiquent les lignes
nuites de la lame.

On travaille à nouveau avec la lame $\frac{1}{2}$.

à $\theta_1 = 0^\circ$ on note $t_1 = 17,60 \text{ ms}$. \rightarrow correspond à $6,34^\circ$
on tente la lame $\theta_2 = 25^\circ$ $t_2 = 6,40 \text{ ms}$.

↪ dans cette configuration, on lit $V_{\text{max}} = 242,2 \text{ mV}$
 $V_{\text{min}} = 62,19 \text{ mV}$

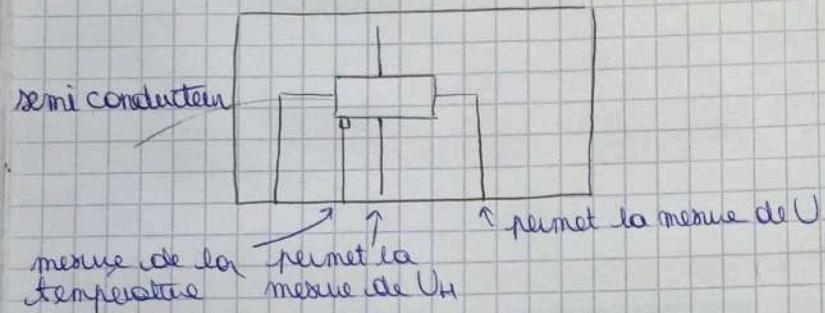
d'après $\frac{E_1}{E_2} = \sqrt{\frac{I_1}{I_2}} = \sqrt{\frac{V_{\text{min}} - V_{\text{dec}}}{V_{\text{max}} - V_{\text{dec}}}}$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{E_1}{E_2} = 0,42}$$

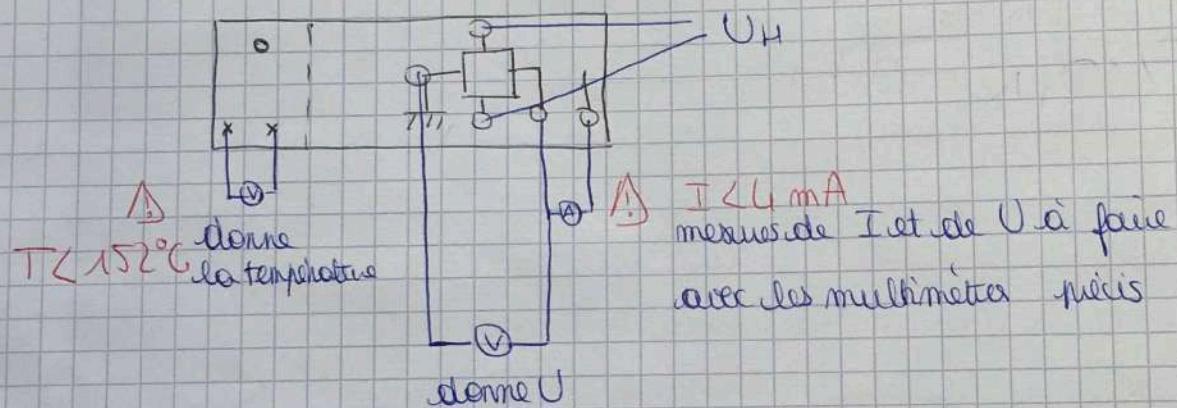
Effet Hall dans les semi-conducteurs

On souhaite étudier la résistivité de semi-conducteurs : un semi-conducteur non dopé et un semi-conducteur dopé n. On étudiera ensuite l'influence de la température.

Schéma du montage :



Branchements :



Remarque: pour passer en mode ampèremètre faire (shift + x 1)

Etude de la plaquette non dopée : gap Eg du Germanium

On impose un courant $I = 4,001 \dots \text{mA}$ $\sigma_I = 0,0001 \text{mA}$

Et on mesure une tension aux bornes de l'échantillon $U = 3,277 \dots \sigma_U = 0,001 \text{V}$

d'où la résistance vaut $R_g = 819,0 \Omega$. $\sigma_{Rg} = 0,3 \Omega$

On cherche à présent à déterminer la résistivité du matériaux

$$\rho_g = R_g \times \frac{ab}{L}$$

On obtient donc $f_g = 0,410 \text{ } \Omega \text{ m}$ $T_{fg} = 0,0001 \text{ } \Omega \text{ m}$

On souhaite à présent relever la tension en fonction de la température, pour tracer la résistance en fonction de la température.

Pour cela, on régle le chauffage pour atteindre une température de 100°C environ (sachant que le voltmètre donne $1\text{mV}/1^\circ\text{C}$, on doit atteindre $0,1\text{V}$) puis on fait petit à petit diminuer la température et on relève les valeurs.

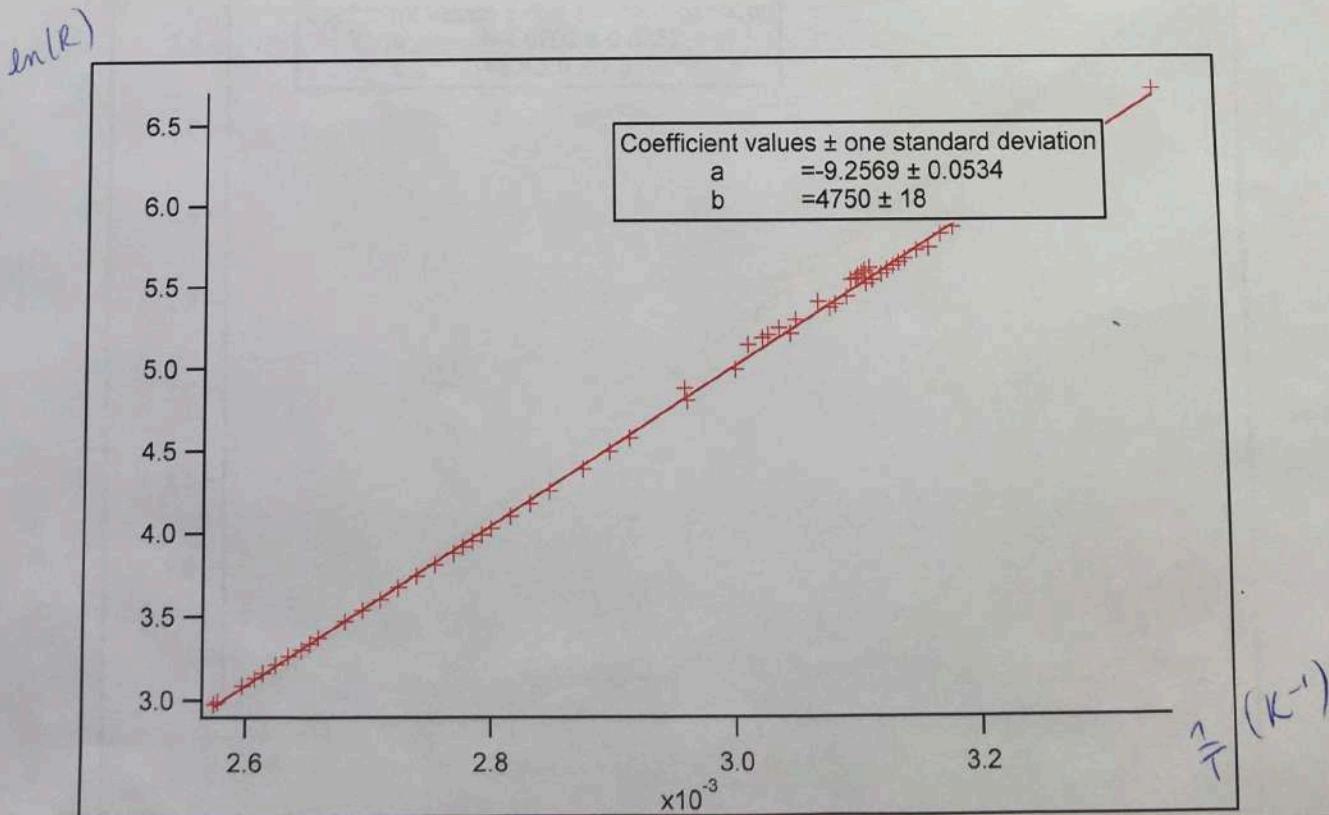
Remarques: on s'attend à une évolution exponentielle donc il ne faut pas prendre des points à variation de température régulière. Il vaut mieux adapter le nombre de points à la variation de la tension mesurée.

- Si la température n'augmente pas malgré le chauffage c'est qu'il y a peut être un faux contact.

On s'attend à ce qu'à température élevée R varie en $e^{+\frac{E_g}{2kT}}$. On trace donc $\ln(R)$ en fonction de $\frac{1}{T}$, la pente $b = +\frac{E_g}{2k}$. On obtient:

$$b = 2062,9 \text{ } \text{D'enK}$$

Donc $E_g = 0,82 \text{ eV}$



Etude de la plaquette dopée n à température ambiante :
A T = 26,7°C environ (il y a toujours de petites fluctuations de température)

On mesure : U = 0,62968 V $\sigma_U = 0,00002$ V

I = 20,009 mA $\sigma_I = 0,002$ mA

On en déduit $r_m = 0,015735 \Omega \text{ m}$ $\sigma_{r_m} = 2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ m}$

On remarque que la résistivité est plus faible que pour le matériau non dopé.

* On va maintenant placer la plaque dans un champ magnétique B.

Pour prendre en compte la chute ohmique, on liste d'abord sans champ B tel que l'on ait $V_C - V_D \approx 0$ V (= 0,138 mV) l'important est d'avoir la même valeur au début et à la fin de la manipulation.

On obtient ensuite un champ $B = 174,5$ mT

On relève pour la mesure de l'effet Hall une tension de 15,183 mV, d'où

$$U_H = 15,324 \text{ mV}$$

Or pour effet Hall : $|U_H| = \left| \frac{IB}{neqb} \right|$ d'où $ne = 1,424 \cdot 10^{14}$

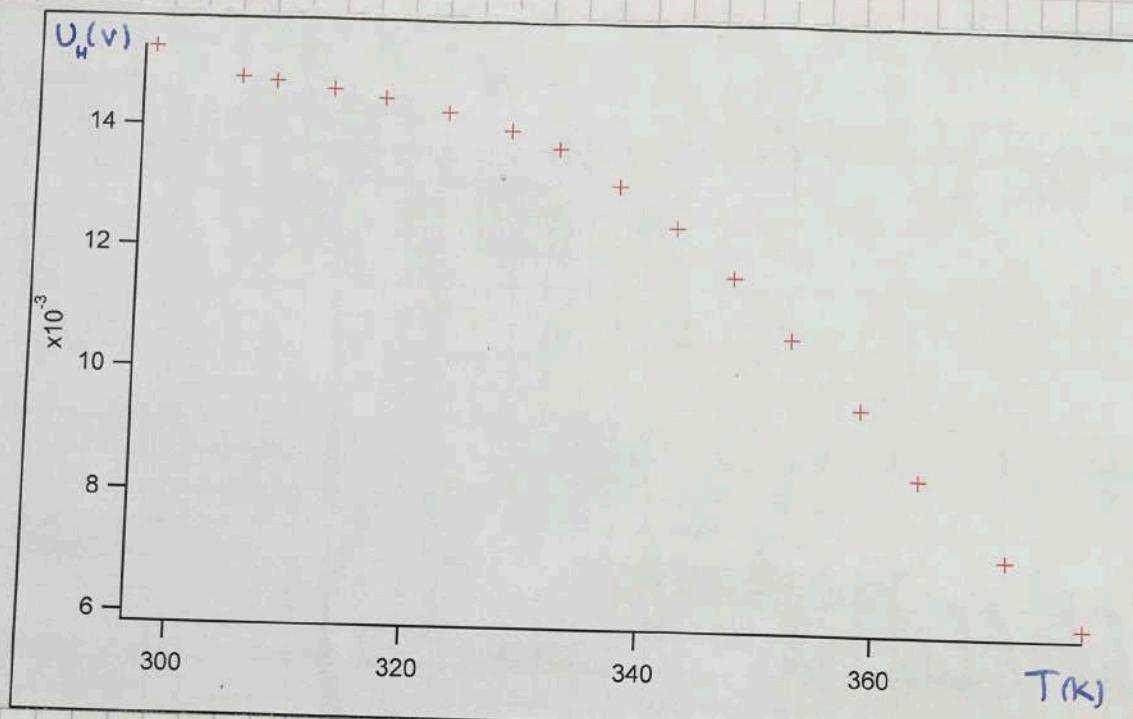
On ne peut pas déterminer le signe des porteurs car on ne connaît pas le sens du courant I appliqué.

De plus : $\frac{I}{r} = I_0 = ne\mu$ d'où on en déduit la mobilité des électrons

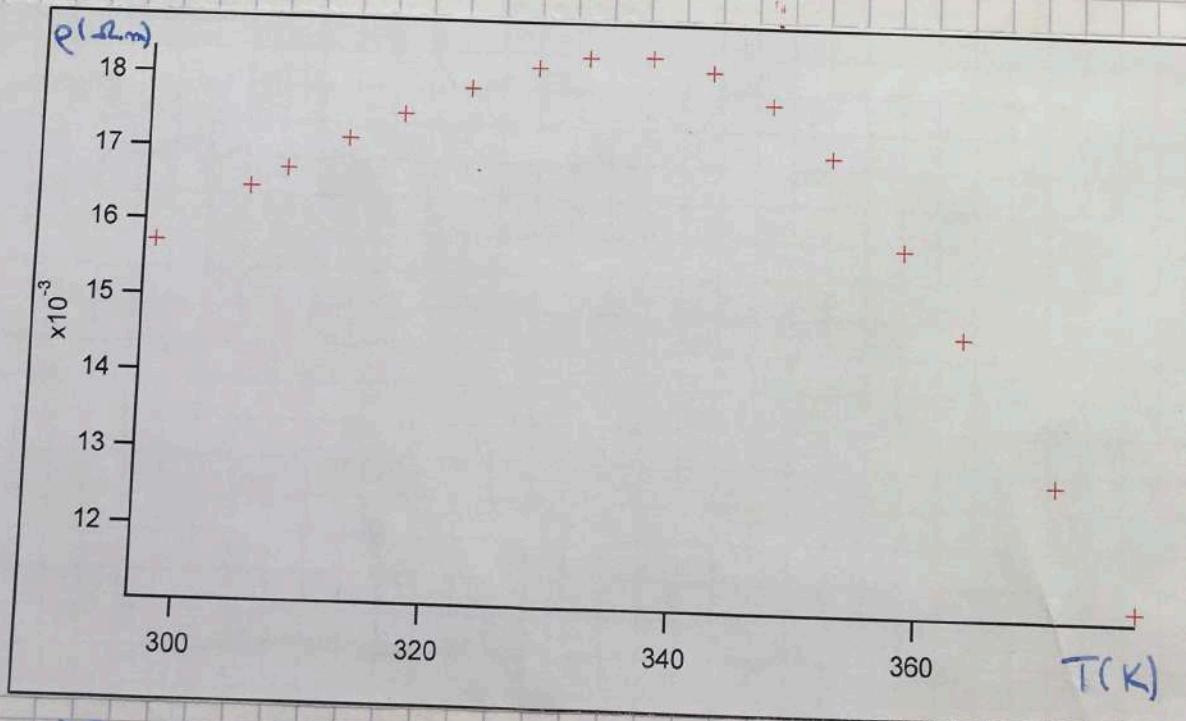
$$\mu_e = 2791 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$$

Il n'est pas possible de faire l'étude de la plaquette dopée p car elle n'est pas disponible.

Etude de l'influence de la température pour la plaquette d'or n:
 On relève U et U_H en fonction de la température. Puis on trace $f(T)$
 a) La signe de la pente de mesure, à la température $T=28,6^\circ\text{C}$, la correction est de $-0,403 \text{ mV}$.
 Elle est différente qu'à une température, les mesures ne sont donc pas exactes.



Graphique de l'évolution de la tension Hall
avec la température



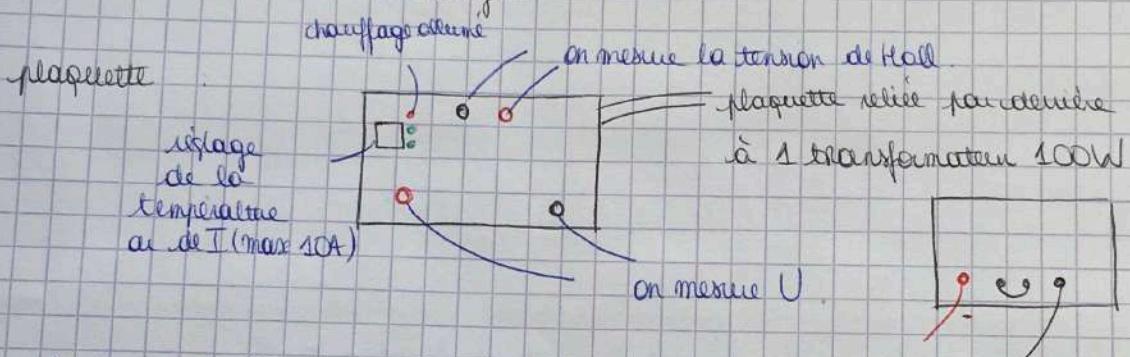
Graphique de l'évolution de la résistivité en fonction de T

U_H ne change pas de signe dans notre cas car les électrons sont toujours en nombre supérieur à celui des trous et comme ils ont une mobilité supérieure, on a toujours $n_{\text{eff}} > n_{\text{eff}}^*$

$$\text{d'où } U_H = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{eff}}^*}{(n_{\text{eff}} + n_{\text{eff}}^*)} \frac{IB}{b} < 0$$

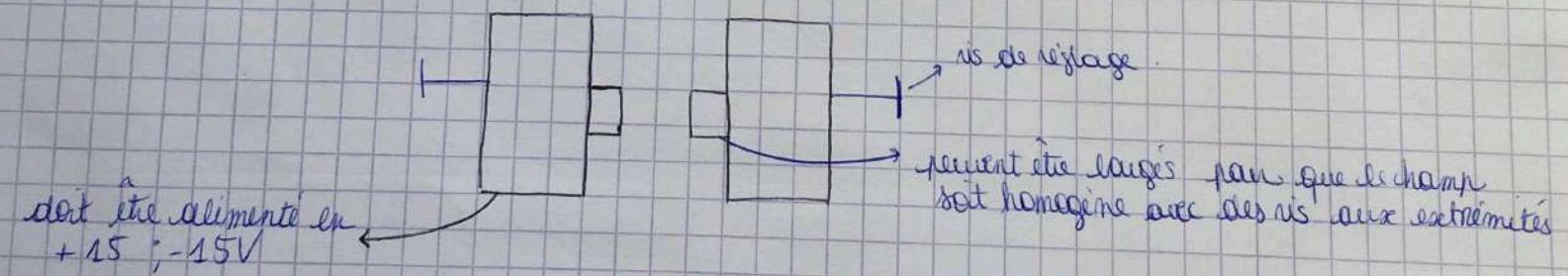
La courbe de q en fonction de la température suit dans un premier temps puis atteint un maximum et décroît. Il est difficile de comparer ce comportement aux predictions théoriques car l'expression de la résistivité longitudinale est compliquée et ne permet pas de comprendre l'influence de la température (diminuée dans $n_{\text{eff}}, n_{\text{eff}}^*, \mu_{\text{eff}}$)

Schéma du nouveau montage:



Quand on fait des relevés de mesures, on augmente la température puis à au moins 10°C avant la valeur pour laquelle on souhaite réaliser la mesure.

montage de la bobine : vue de côté

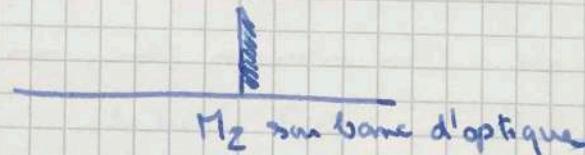
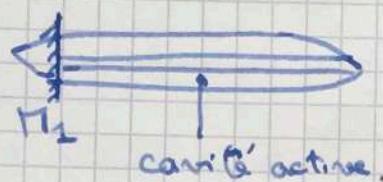


Etude d'un laser He-Ne en kit - Cavité optique et faisceau gaussiens.

On étudie un laser He-Ne et on cherche à mettre en évidence ses principales caractéristiques en fonction des paramètres de la cavité.

Le Laser He-Ne

Schéma du laser en kit :



Principe de réflexion :

SR faut simplement régler l'alignement du miroir M_2 pour faire briller la lumière.

On place pour cela un diaphragme à la sortie de la cavité active,

On observe un point plus lumineux que les autres, que l'on place sur le miroir.

Puis on observe le diaphragme, on doit y observer la réflexion du point lumineux.

On lègue le miroir pour que le point se trouve dans le trou du diaphragme. $\textcircled{1}$ si rapproché $\textcircled{2}$ difficile, vérifier le placement du diaphragme, que l'on soit assez loin et que la vis graduée est au niveau de tout rouge.

Dès que c'est fait le faisceau laser apparaît.

Critère de stabilité du laser

Effet laser

Pas d'effet laser

Effet laser

distance $M_2 - M_1$

$\sim 55\text{cm}$

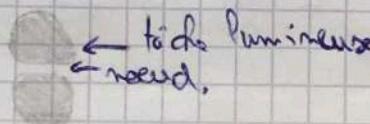
$\sim 70\text{cm}$

On relève R_2

R_2

Fades de résonance

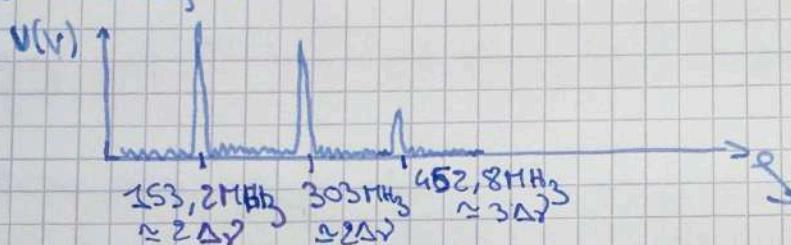
En modifiant l'alignement de M_2 , on voit apparaître différents modes :



On sait mesurer $\Delta\gamma$ l'écart en fréquence entre deux modes. On utilise pour cela un effet de batttement entre deux modes consécutifs : les fréquences ν_1 et $\nu_2 = \nu_1 + \Delta\gamma$: les interférences entre deux ondes en $\cos(\nu_2 t)$ et $\cos(\nu_1 t)$ font apparaître une somme de deux termes en $\cos\left(\frac{\Delta\gamma}{2}t\right)$ et $\cos\left(\frac{\nu_1+\nu_2}{2}t\right)$.

ν_1 et ν_2 sont trop élevées pour pouvoir être mesurées directement par la photodiode. On observe donc, sur l'analyseur de spectre, des pics correspondant à des fréquences $\Delta\gamma$, $2\Delta\gamma$, etc... plus faibles.

On observe trois pics, qui correspondent à quatre fréquences dans le signal d'aigre



On obtient

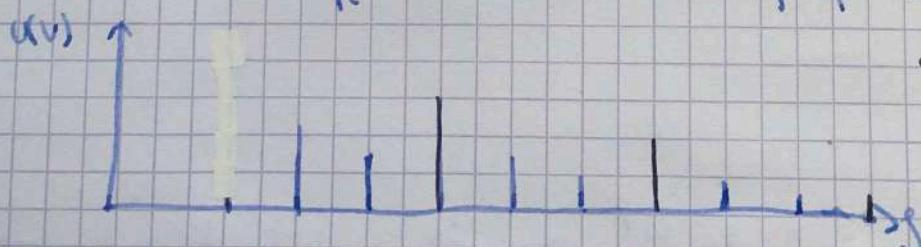
$$\Delta\gamma = 153,8 \text{ MHz} \quad \sigma_{\Delta\gamma} = 0,03 \text{ MHz}$$

Attention: on fera attention à ne pas utiliser les valeurs affichées par l'analyseur mais à bien faire la différence entre les fréquences successives pour en déduire $\Delta\gamma$. L'appareil mesure en effet des valeurs relativement à une référence qui n'est pas connue.

La valeur théorique est $\Delta\gamma_{th} = \frac{c}{2L}$ où $L = 1 \text{ m}$ et $\sigma_L = 1 \text{ mm}$.

$$\Delta\gamma_{th} = 149,9 \text{ MHz.} \quad \sigma_{\Delta\gamma_{th}} = 0,1 \text{ MHz}$$

En modifiant la verticalité du miroir M_2 , on change de mode, ce qui a pour résultat l'apparition de nouvelles fréquences sur l'analyseur.



On compte 9 pics, ce qui correspond à 10 fréquences dans le faisceau laser.

Stade Gaußien Fondamentale.

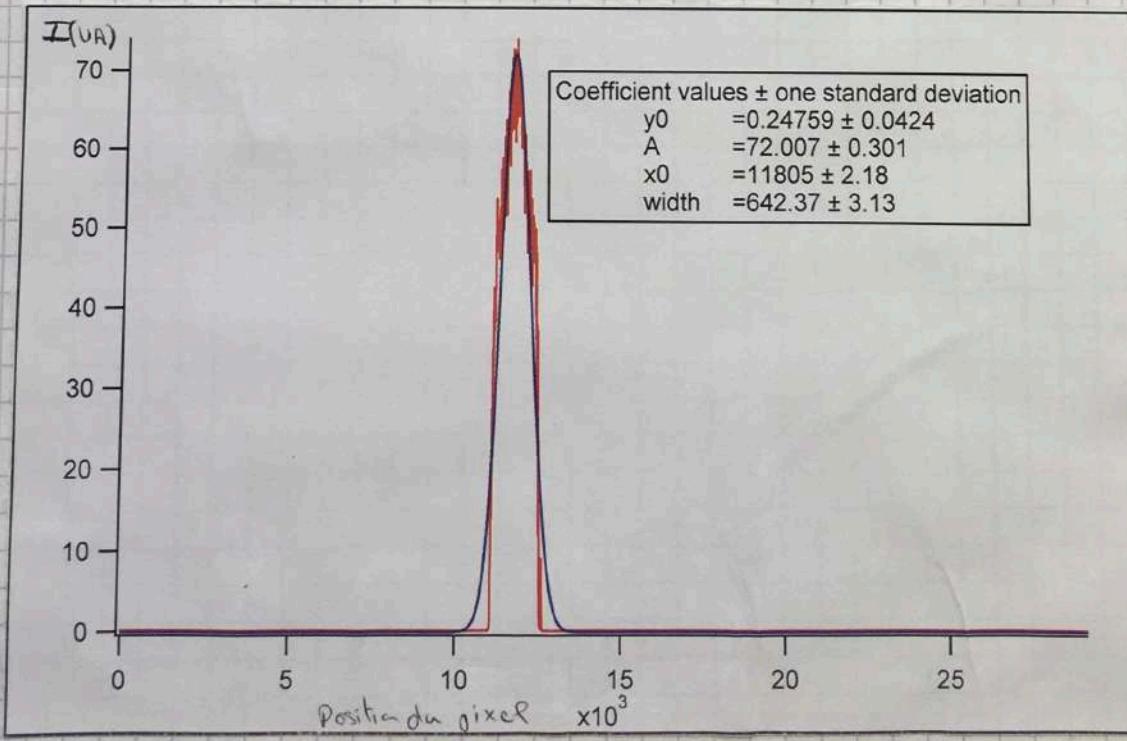
Protocole:

Sur plusieurs positions z de la caméra, à relever par rapport à une origine arbitraire :

- ouvrir le logiciel LabNOVA.
- cliquer sur Acquisition puis choisir CCD dans le menu déroulant
- chercher à faire apparaître l'axe z (axe lumineux), puis arrêter l'acquisition, noter la position de la caméra et exporter par "export complet"
- Attention : ouvrir le fichier texte pour changer toutes les virgules en points (Edit / Remplacer)
- Ouvrir le fichier dans Igor (.Data / Load Wave / Load General Text)
Cocher "stake Table".
- Réaliser un fit par une gaussienne, dans "Number of Point" ("Output Option"), indiquer une grande valeur (55 555)
- Noter la largeur de la gaussienne.

On obtient, pour une valeur de z fixée, la courbe suivante.

Intensité du faisceau laser sur la caméra CCD



Position z de la Caméra
(cm)

z (cm)	$w(z)$ (cm)
6,6	0,1
7,6	0,1
8,6	0,1
9,7	0,1
11	0,2
11,6	0,1
12,6	0,1
13,9	0,1
14,7	0,2
15,8	0,2
16,6	0,1

Largur de la gauzeuse

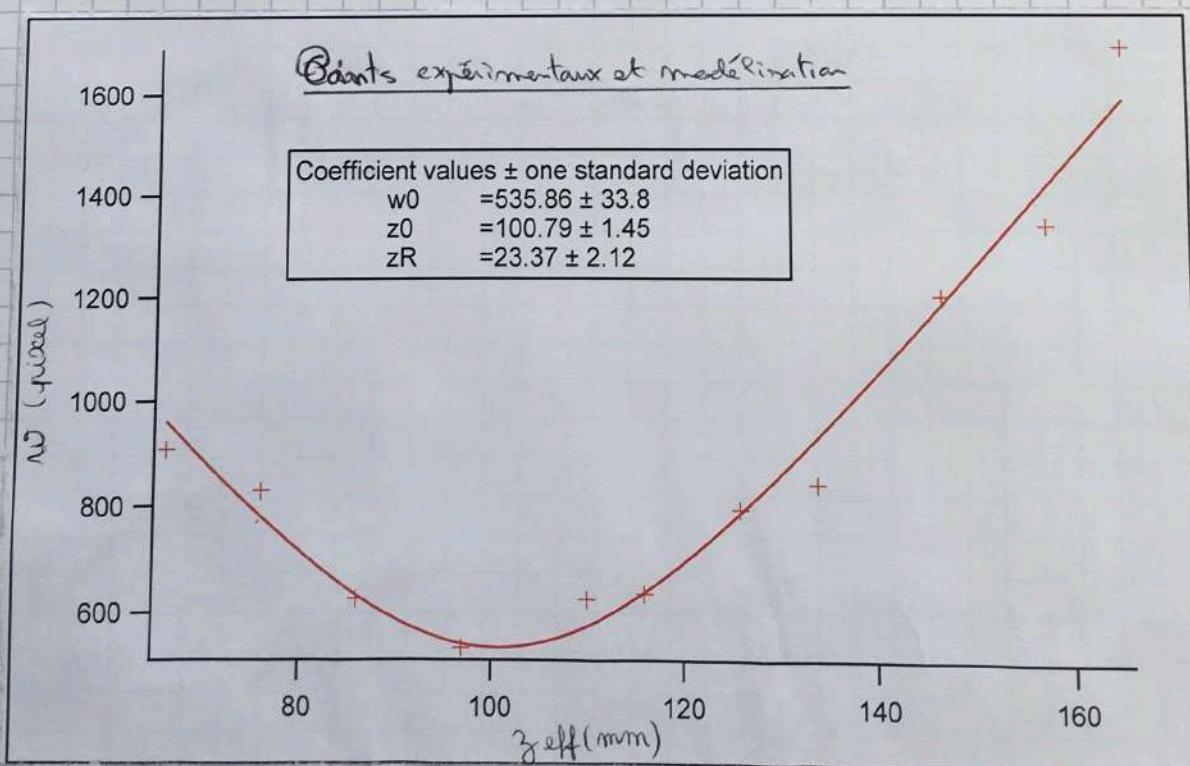
φ	σ_φ
642,5	2,8
587,2	2,1
643,41	1,4
378,3	2,4
442,6	3,2
450,0	1,7
561,6	1,9
595,5	1,9
950,1	2,4
947,24	3,0
1196,27	3,9

⚠ Pendant les mesures ne pas taper les mains sur la table sinon on risque de dérégler M2.

On vérifie expérimentalement la relation $w(z) = w_0 \sqrt{1 - \frac{(z-z_0)^2}{z_R^2}}$

Où $w_0 = \sqrt{z_0} \gamma$, en tracant w en fonction de z puis en ajustant un modèle correspondant à la formule.

On obtient la courbe suivante:



Principe de la Spectroscopie Interférentielle par Transformée de Fourier

L'objectif du TP est d'analyser le spectre de la lumière qui traverse des milieux absorbants grâce à l'interférométrie de Michelson. On souhaite réaliser un spectromètre.

Il s'agit dans un premier temps de régler le Michelson.

1) Réglage compensatrice / séparatrice :

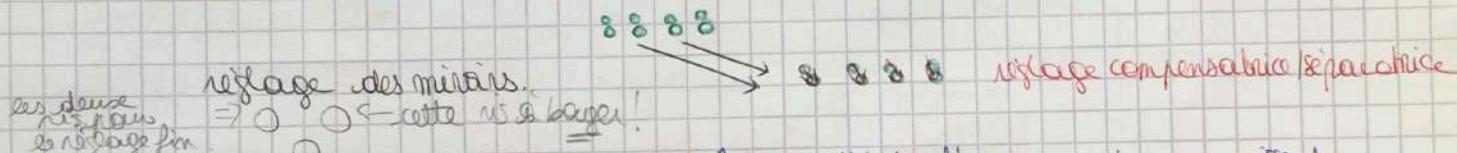
- placer le laser en incidence normale (observer la réflexion du laser sur lui-même) → penser à enlever l'objectif de microscope du laser.
- regrouper les points grâce aux vis qui régulent la compensatrice et séparatrice (ici une qui règle l'orientation et une sur les lames elles-mêmes)

2) Réglage des miroirs (grossier)

- placer un laser en entrée

grossier (- ajuster le réglage de la séparatrice / compensatrice en regroupant les points)

- puis régler les miroirs M_1 et M_2 en regroupant les tâches. (peut ajouter une lentille pour grossir)



Une fois cela fait on distingue des tâches d'interférences qui apparaissent:



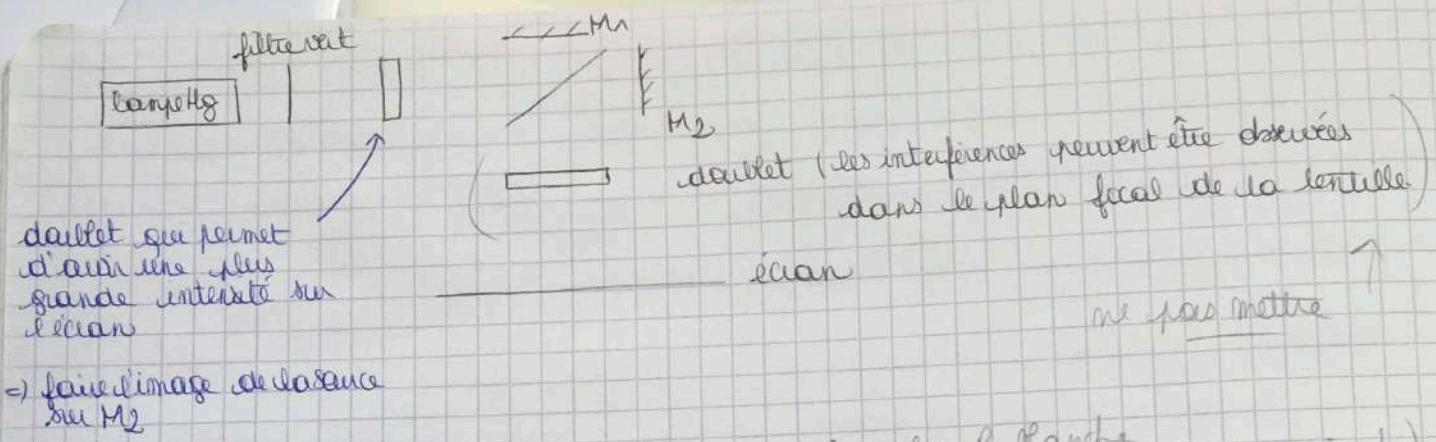
3) Réglage fin des miroirs:

- placer une lampe + filtre (plaque blanche) à l'entrée de miroir en entrée et un filtre vert observer sur le miroir M_1 des tâches.

Si ce ne sont pas des cercles: les faire grossir au maximum et chauffer pour s'éloigner du contact optique.

On voit apparaître des anneaux. Pour le réglage: penser à toujours visualiser le lentille donc il ne faut pas trop tourner les vis de M_2 . En tournant les vis de M_2 , on règle tels que les anneaux ne rentrent ou ne sortent plus quand on bouge la tête.

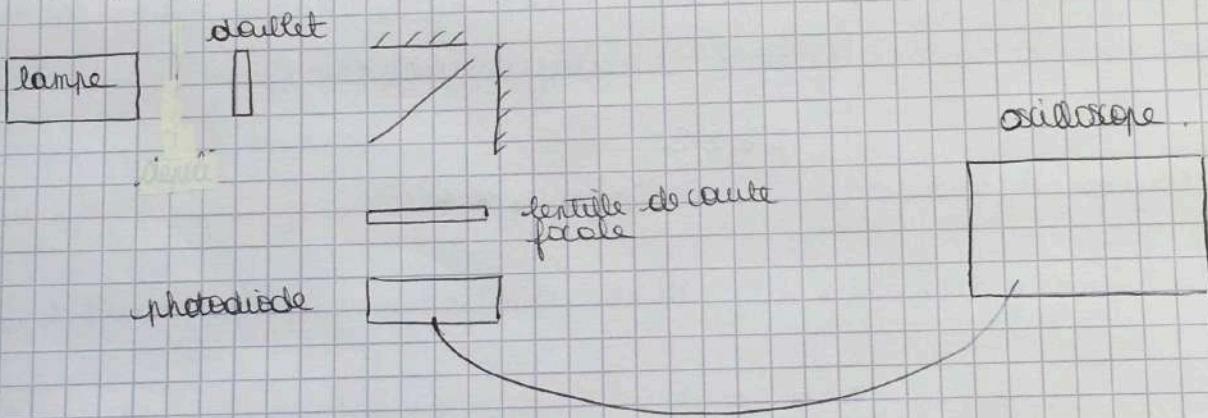
Quand c'est réglé, on réalise le montage suivant:



On rige ensuite le Michelson au contact optique :

on charrie pour faire sortir les anneaux, ceux-ci grossissent et on atteint une plage où l'on voit plus d'anneaux (écran vert). On a atteint le contact optique : (pas faire le voyage inverse de passer en lumiére blanche garder deux anneaux, se souvenez bien que c'est renversé, puis passe en lumiére blanche et tourne très doucement)

Schéma du réglage pour détecter le signal avec la photodiode :



Réglage de l'oscilloscope :

- mettre en mode Auto
- enlever tout moyennage devant la photodiode
- mettre la main V pour constater la variation du signal sur l'oscilloscope.
- pour améliorer le rapport signal à bruit faire une moyenne glissante avec le mode High-resolution.

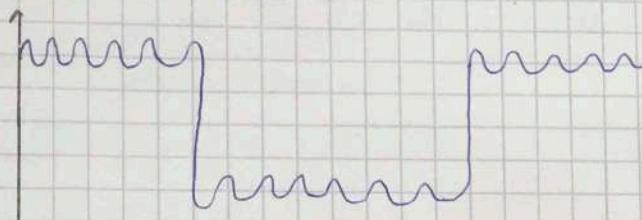
Une fois la base de temps réglée sur 1s (ou 5s) et le gain réglé, on peut commencer les acquisitions en mode Single.

On se place au contact optique et on lance l'acquisition et le moteur.

1) Bien placer la photodiode au centre de la figure d'interférences

Une fois les réglages faits, on peut observer des oscillations sinusoidales.

Pour une base de temps de 0,5 s, c'est bien ce que l'on obtient, mais pas pour 10 s.
Pour 10 s, dans le cas précédent :



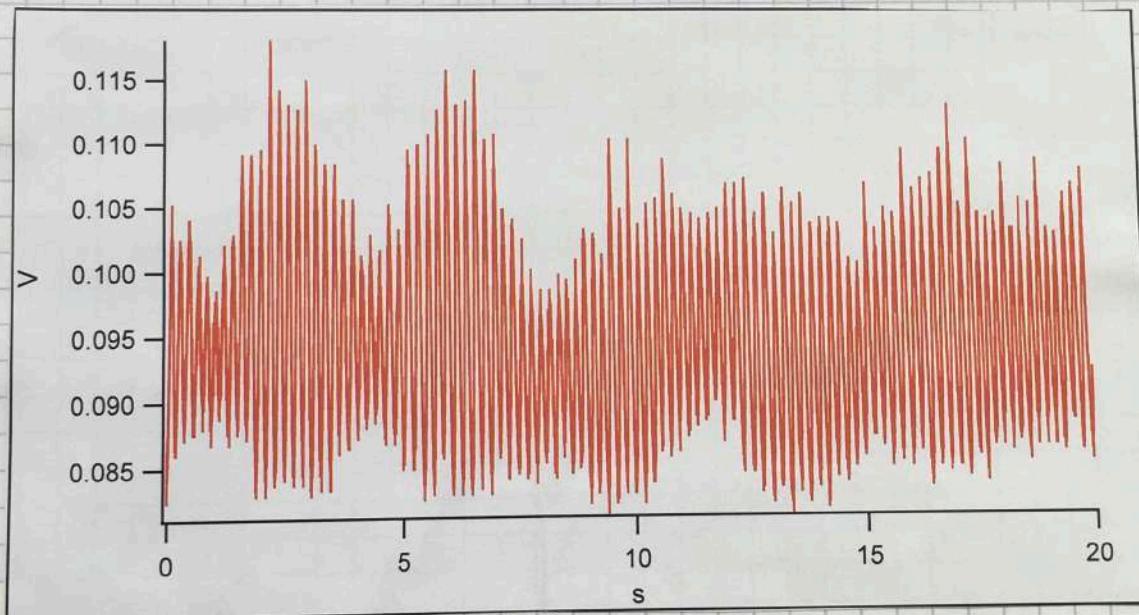
Le problème venait de l'oscilloscope.

Remarque : pour voir apparaître directement le résultat de l'acquisition il faut mettre l'échelle des temps sur la gauche

- pour acquérir 10 s, il faut une division de 2 s.

On obtient l'acquisition suivante pour la voie verte du mercure (à 546,15 nm)

Intensité mesurée pour la période en fonction du temps.



Mesure de la vitesse de déplacement du mince :

La différence de marche $\Delta t = 2 \times V_{xt}$

Entre 48 maxima, $\Delta t = 9,56 \text{ s} \quad \tau_E = 0,01 \text{ s}$.

$$\text{Et } \Delta t = 48 \times 546,15 \times 10^{-9} = 2,62 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

On en déduit $V = 1,37 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1} \quad \tau_V = 0,01 \cdot 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$

On change à présent l'axe des abscisses.

en $1s \rightarrow$ On se déplace de $2 \times V$ m

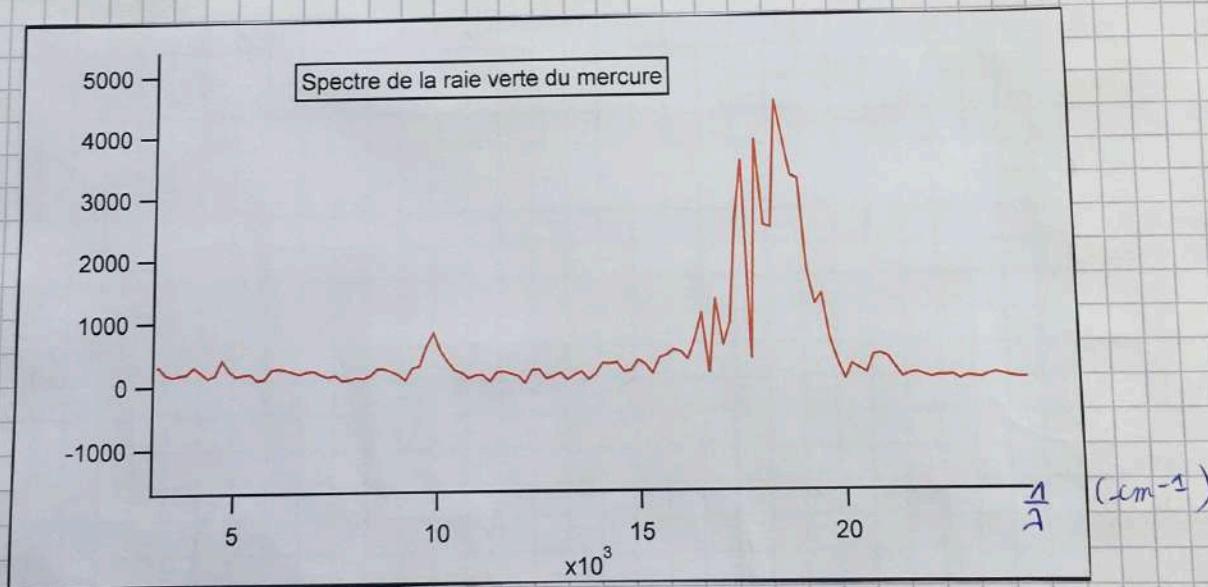
en $2 \cdot 10^5$ Hz \rightarrow On se déplace de $\frac{V}{10^5}$ m
fréquence d'échantillonage
donnée en Hz

Choix pour le trace du spectre :

- Magnitude : on trace l'amplitude
- fenêtre Hanning
- Padding - Neut 2^N
- display output wave \rightarrow trace directement le graphique

On s'attend à obtenir un pic à $\frac{1}{\lambda} = 18,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$
 $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{546 \cdot 10^{-9}}$

On obtient le spectre suivant, c'est cohérent avec le résultat attendu.



Remarque: si l'abscisse s'affiche en Hz c'est que le changement d'échelle selon x n'a pas été correctement effectué.

On étudie à présent le doublet jaune du mercure (à 578 nm)

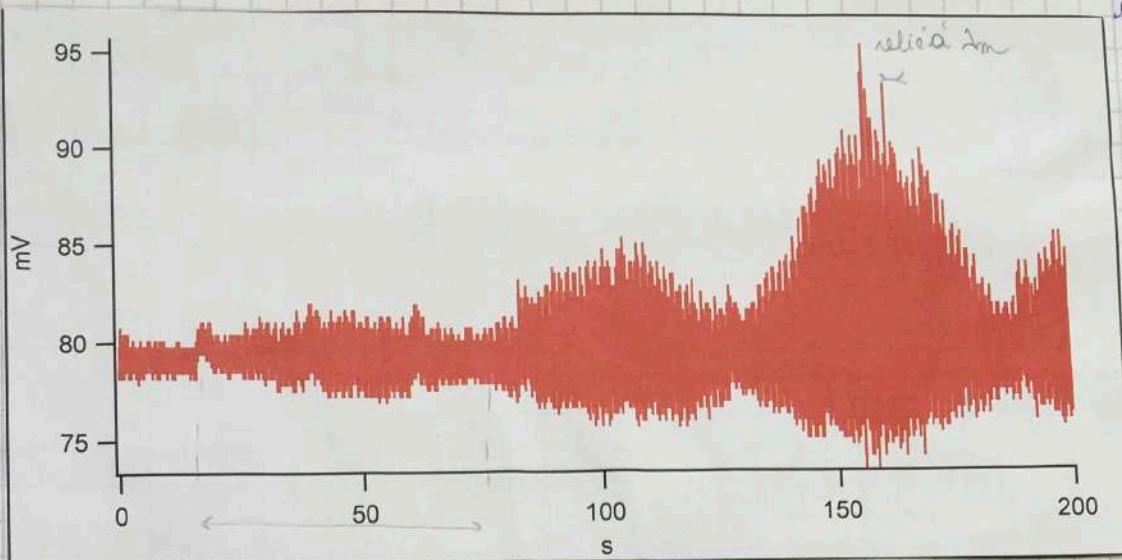
- on remplace le filtre vert par un filtre jaune.

Pour l'acquisition ; prendre une plus grande base de temps pour pouvoir voir les battements

On perd donc 20 s / div

On obtient l'acquisition suivante :

Intensité reçue par la photodiode en fonction du temps pour le doublet jaune du mercure



réflecteur S2

- Mesure de la longueur d'onde moyenne : λ_m

$$\text{Entre } N = 46 \text{ maxima, on mesure } \Delta t = 9,57 \text{ s} \quad T_{\Delta t} = 0,02 \text{ s}$$

$$\text{Or } \Delta \lambda_m = N \times \lambda_m = 2 \times V \times \Delta t \quad \text{d'où: } \lambda_m = \frac{2V\Delta t}{N}$$

$$\Rightarrow \lambda_m = 570 \text{ nm} \quad \sigma_{\lambda_m} = 4 \text{ nm}$$

Ceci est cohérent avec la valeur de λ_m théorique qui vaut 578 nm

- Mesure de l'écart en longueur d'onde du doublet S2.

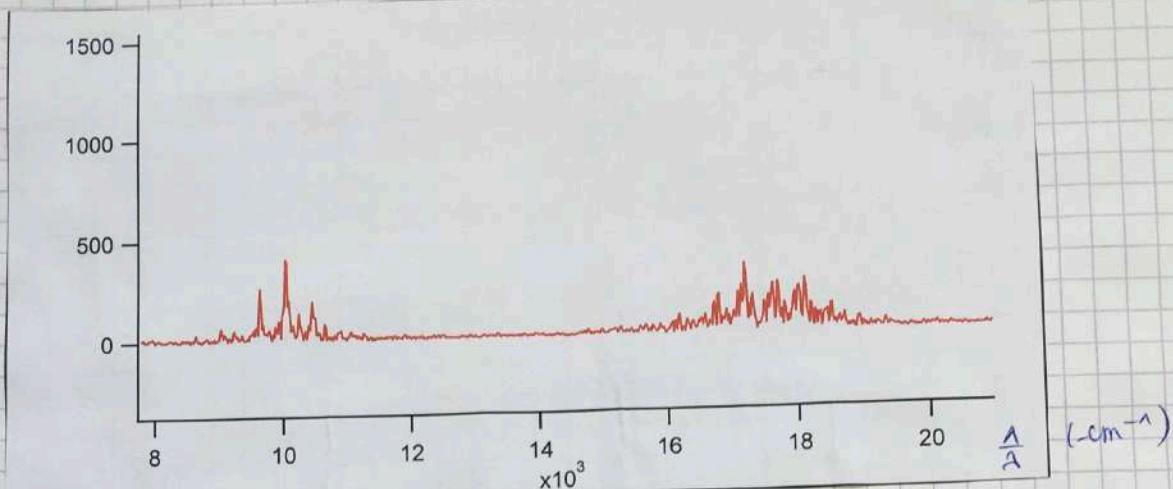
$$\text{par 2 méthodes, on mesure } \Delta t = 114,5 \text{ s} \quad T_{\Delta t} = 2,4 \text{ s.}$$

$$\text{Or } \delta \lambda = \frac{\lambda_m^2}{2V \times \frac{\Delta t}{n}}$$

$$\Rightarrow \delta \lambda = 2,07 \text{ nm} \quad \sigma_{\delta \lambda} = 0,05 \text{ nm}$$

On trace ensuite le spectre du doublet jaune du mercure

Spectre du doublet jaune du mercure



correspond à
une émission dans
l'infrarouge.

on s'attendait à avoir une raie autour
de $\frac{1}{578 \cdot 10^{-9}} \text{ m}^{-1} = 17,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$

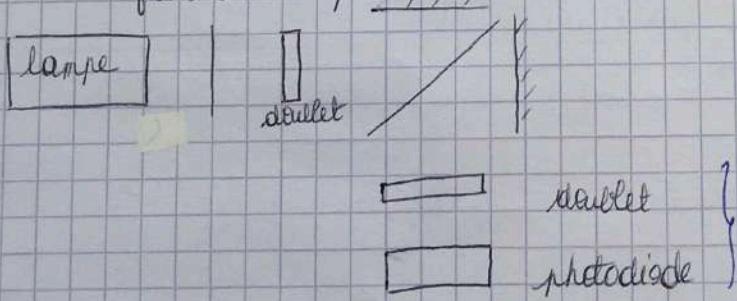
Ceci est cohérent.

Le filtre laisse passer les infrarouges, mais pas les longueurs d'ondes proches du bleu. A l'arrière vers le doublet, il semble qu'il y ait en fait trois pics, peut-être que le filtre laisse toujours passer la raie verte.

Réalisation du spectre de la lumière blanche :

La zone de cohérence étant très petite, il faut chauffer très doucement et toujours être très proche du contact optique caractérisé par une tâche multicolore.

On repère d'abord le contact optique du mercure : à 18,40. Puis on réalise le montage avec la lumière blanche.
filtre anticollage

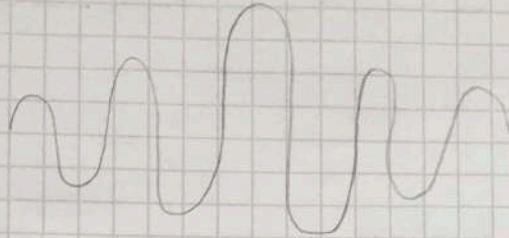


peuvent être remplacés par un écran
et une lentille de grande focale pour
le réglage du contact optique.

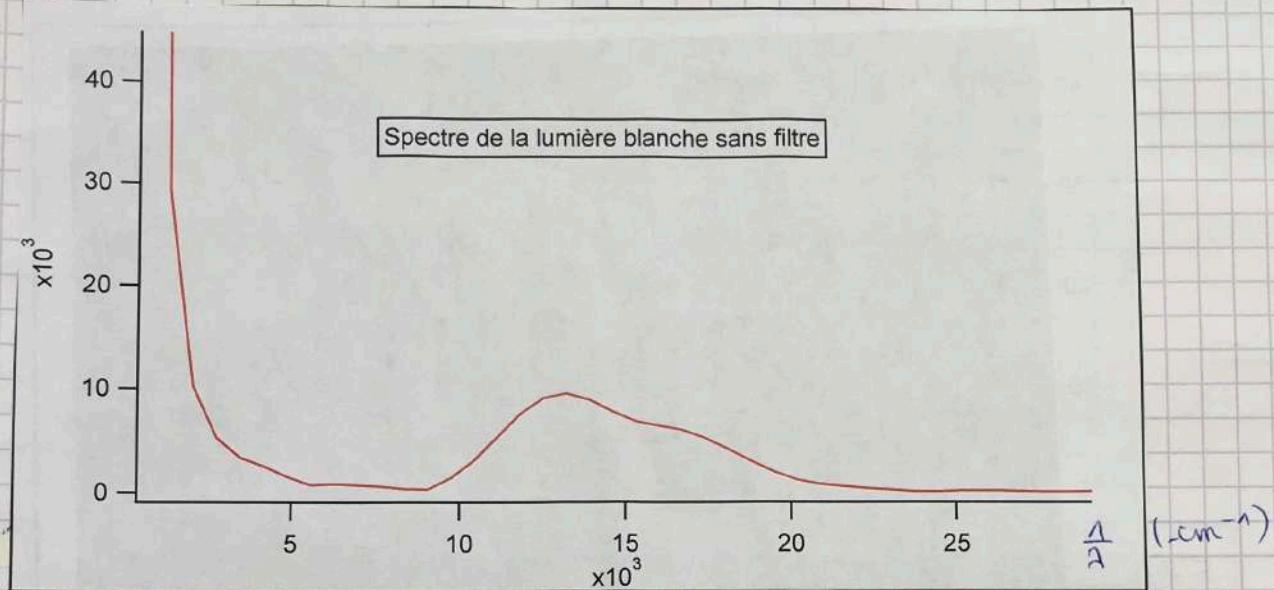
On repère qu'il y a trois à 12,36.

On chauffe pour se placer juste en dessous du contact optique et observer un écran blanc, puis on lance l'acquisition et on obtient le signal suivant :

Forme du signal obtenu par la lunette blanche



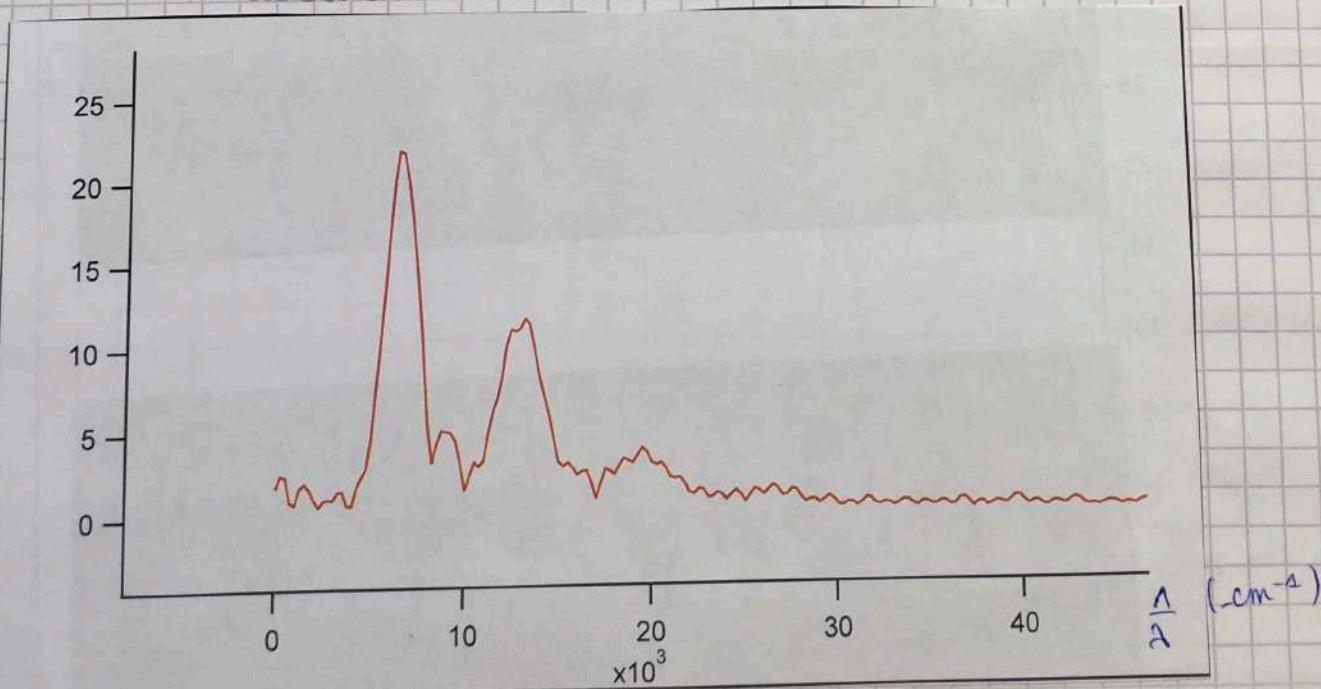
Puis on trace le spectre de la lumière blanche :



On obtient un spectre entre environ 500nm et 1000nm, ce qui correspond bien à ce que l'on attend pour la lumière blanche.

On ajoute maintenant un filtre sinusoidal, pour déterminer la fonction de transfert.

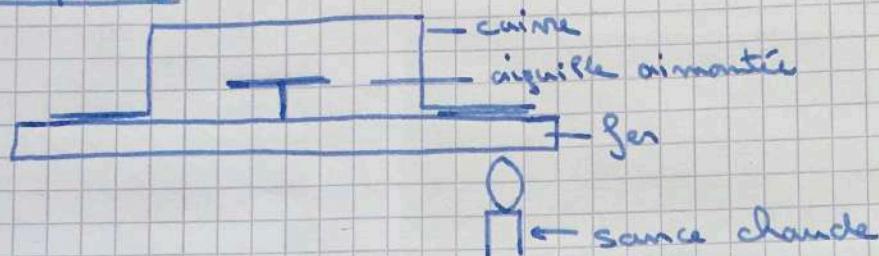
a cause d'un microfiltre de passifré à HF
canaliser → de



Etude d'un module thermique à effet Peltier - Seebeck

a) Expérience historique sur l'effet Seebeck

Dispositif:

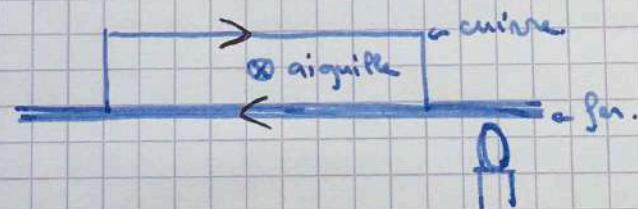


Observations:

L'aiguille s'incline dans une direction précise

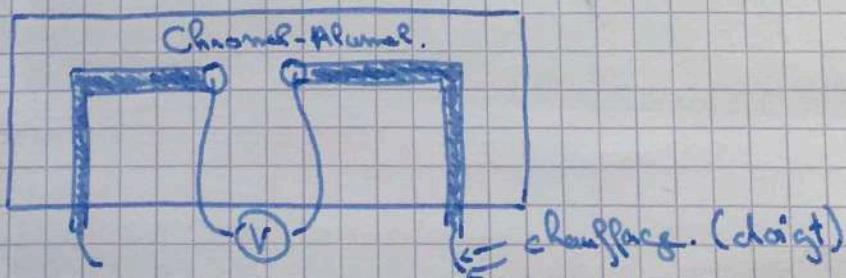


On en déduit qu'il se forme un champ \vec{B} dans la direction de l'aiguille. Ce champ est produit par la circulation d'un courant dans les métals



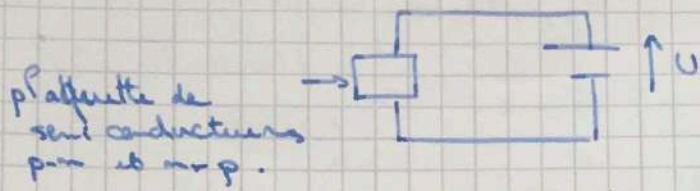
b) Module de démonstration à junction semi-conductrice p-n et n-p.

Dispositif:



Le symbole suit d'appliquer ses doigts sur l'une des électrodes pendant des différences de potentiels mesurables.

Module à effet Peltier



Les deux sous-circuits sont conducteurs pour lemp.

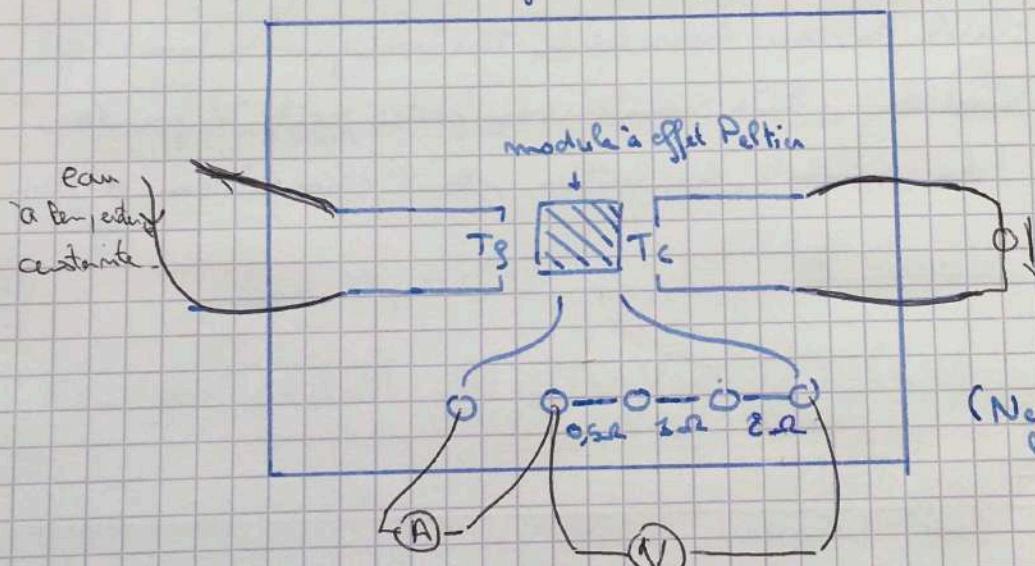
Lorsque l'on applique une différence de tension aux bornes de la plaque, on constate que l'une des deux faces est chauffée alors que l'autre reste froide.

Les températures s'inversent lorsque l'on inverse le signe de U .

c) Utilisation du module thermovoltaïque

• Fonctionnement du moteur

Attention : Les expériences se font à température constante, il faut impérativement faire varier les autres paramètres pour obtenir toujours les mêmes températures



On impose une tension constante ($\approx 75^\circ\text{C}$) à une thermorésistance.
Attention : ne pas dépasser 10V et 2A.

(Ne pas oublier d'appuyer sur le bouton ON/OFF)

On effectue des mesures d'intensité et de tension pour connaître la puissance dissipée par effet Joule par les résistances.

Attention : les valeurs de résistance sont indiquées

$$\text{On fixe } T_c = 59,9^\circ\text{C}$$

$$T_b = 18,00^\circ\text{C}$$

$$\sigma_{T_c} = 0,17^\circ\text{C}$$

$$\sigma_{T_b} = 0,17^\circ\text{C}$$

$$\sigma_{U_c} = 0,03$$

$$\sigma_{I_c} = 0,03\text{A}$$

$$\sigma_{U_{sw}} = 0,0001 \text{ V}$$

$$\sigma_{I_{sw}} = 0,0001 \text{ A}$$

$$\text{On mesure: } U_c = 8,10\text{V}$$

$$I_c = 1,60 \text{ A}$$

$$U_{sw} = 0,7178 \text{ V}$$

$$I_{sw} = 0,2079 \text{ A}$$

$$\text{On déduit}$$

$$\text{Experimentale} = \frac{U_{sw} I_{sw}}{U_c I_c}$$

$$\text{Experimentale} = 0,01151$$

$$\text{Théorique} = 0,00007$$

$$\text{D'où que } \text{Théorique} = \frac{T_c - T_b}{T_c} \text{ et } \text{Pth} = P_{th} \times \sqrt{\left(\frac{0,06}{59,9 - 18}\right)^2 + \left(\frac{0,06}{59,9}\right)^2}$$

$$\text{Théorique} = 0,1852$$

$$\text{Pth} = 0,0022$$

Les deux résultats sont extrêmement éloignés. Le résultat n'est cependant pas assimilable à une machine thermique suivant un cycle adiabatique reversible. De nombreuses pertes sont à prendre en compte au niveau du module, du boîtier, de l'alimentation et des appareils de mesure.

Evaluation des pertes.

Les pertes sont de deux natures:

- Les pertes du boîtier, qui constituent une puissance fournie en moins par la résistance chauffante au module Peletier

- Les pertes dues à la résistance interne du module, qu'il est nécessaire de prendre en compte dans le travail fourni par le module.

Pertes du bobinage

On mesure I_C et U_C pour des températures T_C et T_g en circuit court ($I_{Rw} = 0$)

On obtient $U_C = 7,4V$. $\sigma_{U_C} = 0,3V$

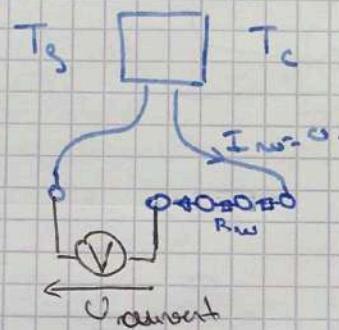
$I_C = 1,47 A$. $\sigma_{I_C} = 0,03A$

Donc

$$P_p = U_C I_C = 10,88 W \quad \sigma_{P_p} = 0,17 W.$$

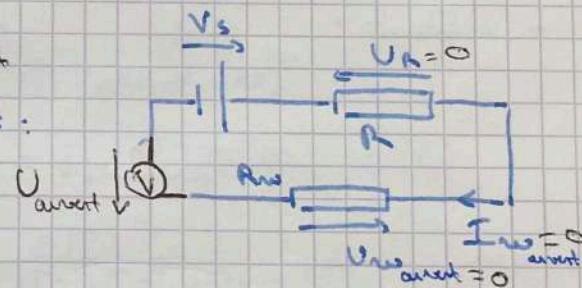
Pertes du module

On mesure U_{avant} pour les températures T_C et T_g en circuit court ($I_{Rw} = 0$):



D'après le schéma du sujet:

$$U_{avant} = U_S -$$



On mesure

$$U_S = 1,05 V \quad \sigma_{U_S} = 0,001 V.$$

$$\text{On en déduit } R = \frac{U_S - U_Rw}{I_{Rw}} = 1,5378 \Omega \quad \sigma_R = 0,0013 \Omega.$$

Conclusion :

$$P_{expérimental corrigé} = \frac{P_{Rw} + R I_{Rw}^2}{P_C - P_p}$$

$$P_{expérimental corrigé} = 0,105 \quad \sigma_{P_{expérimental corrigé}} = 0,030.$$

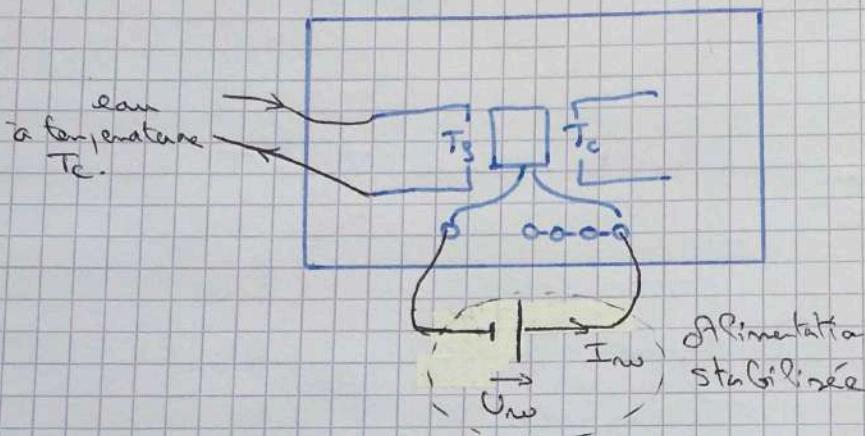
La valeur est plus proche de la valeur théorique. Cependant les flèches d'incertitudes ne se recouvrent pas. De plus nous probablement négligé les incertitudes, mais il est également envisageable qu'une autre source de pertes n'ait pas été considérée, car le rendement du circuit correspond au cas idéal d'une transformation reversible.

Fonctionnement en pompe à chaleur

On conserve T_c et T_g constantes et on mesure

$$\begin{aligned} I_{iw} &= 3,10 \text{ A} & \sigma_{I_{iw}} &= 0,01 \text{ A} \\ U_{iw} &= 2,80 \text{ V} & \sigma_{U_{iw}} &= 0,01 \text{ V} \end{aligned}$$

Schéma du dispositif :



On en déduit :

$$\gamma_{\text{expérimental}} = \frac{P_p - U_{iw}I_{iw}}{U_{iw}I_{iw}} \text{ où } P_p \text{ est calculé à la partie précédente}$$

$$\gamma_{\text{expérimental}} = 2,532 \quad \sigma_{\gamma_{\text{expérimental}}} = 0,033.$$

On indique

$$\gamma_{\text{théorique}} = \frac{T_g}{T_c - T_g}$$

$$\gamma_{\text{théorique}} = 1,949$$

$$\sigma_{\gamma_{\text{théorique}}} = 0,028.$$

En considérant les pertes par effet Joule du dispositif, on obtient

$$\gamma_{\text{expérimental corrigé}} = 6,803. \quad \sigma_{\gamma_{\text{expérimental corrigé}}} = 0,257$$

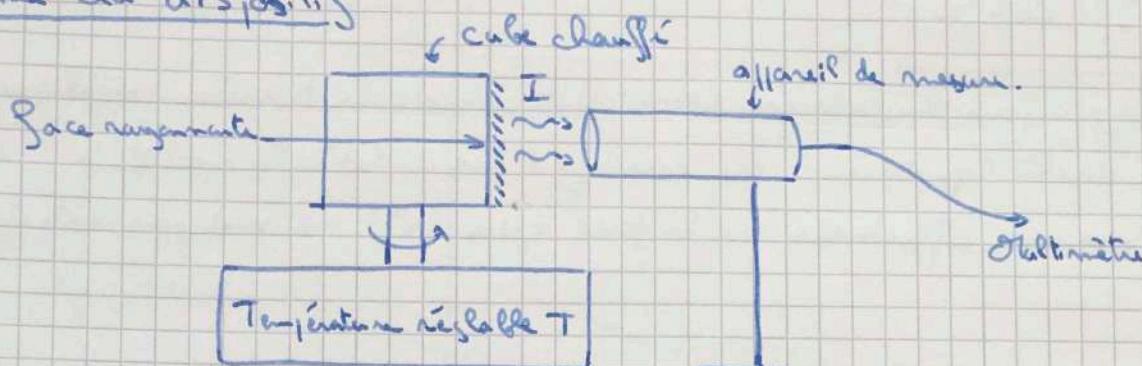
Les valeurs théorique et expérimentale corrigé coïncident aux incertitudes de mesure près. Le modèle correspond donc bien avec la réalité.

Ceci indique également que les écarts relevés à la partie précédente sont due principalement aux incertitudes de mesure sans estimées.

Complément : Loi de Stefan Boltzmann.

On cherche ici à démontrer expérimentalement la loi de Stefan Boltzmann $I = \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4)$ où I est l'intensité de rayonnement d'un corps chauffé à la température T .

Schéma du dispositif



On mesure la valeur efficace de la tension ambiante par l'appareil de mesure, qu'on suppose proportionnelle à I , pour plusieurs températures, et cependant chacune des quatre faces du cube.

$T(^{\circ}\text{C})$	$U_1 (\text{mV})$ (face noire)	$U_2 (\text{mV})$ (face blanche)	$U_3 (\text{mV})$ (mince)	$U_4 (\text{mV})$ (grise).
40	0,87	0,89	0,09	0,29
50	1,80	1,83	0,23	0,34
60	2,87	3,02	0,18	0,59
70	4,02	4,18	0,26	0,73
80	5,24	5,50	0,29	0,95
90	6,49	6,76	0,33	1,15
100	7,90	8,27	0,44	1,44

On trace U en fonction de T^4 pour chaque face.

Pour la face blanche, on obtient une droite $U_2 = b_2 T + a_2$ où $b_2 = 7,5384 \cdot 10^{-10}$ et $a_2 = -6,3073$.

De même, on obtient $b_3 = 7,2056 \cdot 10^{-10}$

$$a_3 = -6,0248$$

$$b_4 = 4,6883 \cdot 10^{-11}$$

$$a_4 = -0,32303$$

$$b_1 = 1,1459 \cdot 10^{-11}$$

$$a_1 = -0,9552$$

Pour chaque face, on en déduit une valeur de T_0 : $T_{0i} = \left(\frac{-a_i}{b_i}\right)^{\frac{1}{n}}$

$$T_{01} = 29,2^\circ\text{C}$$

$$T_{02} = 29,3^\circ\text{C}$$

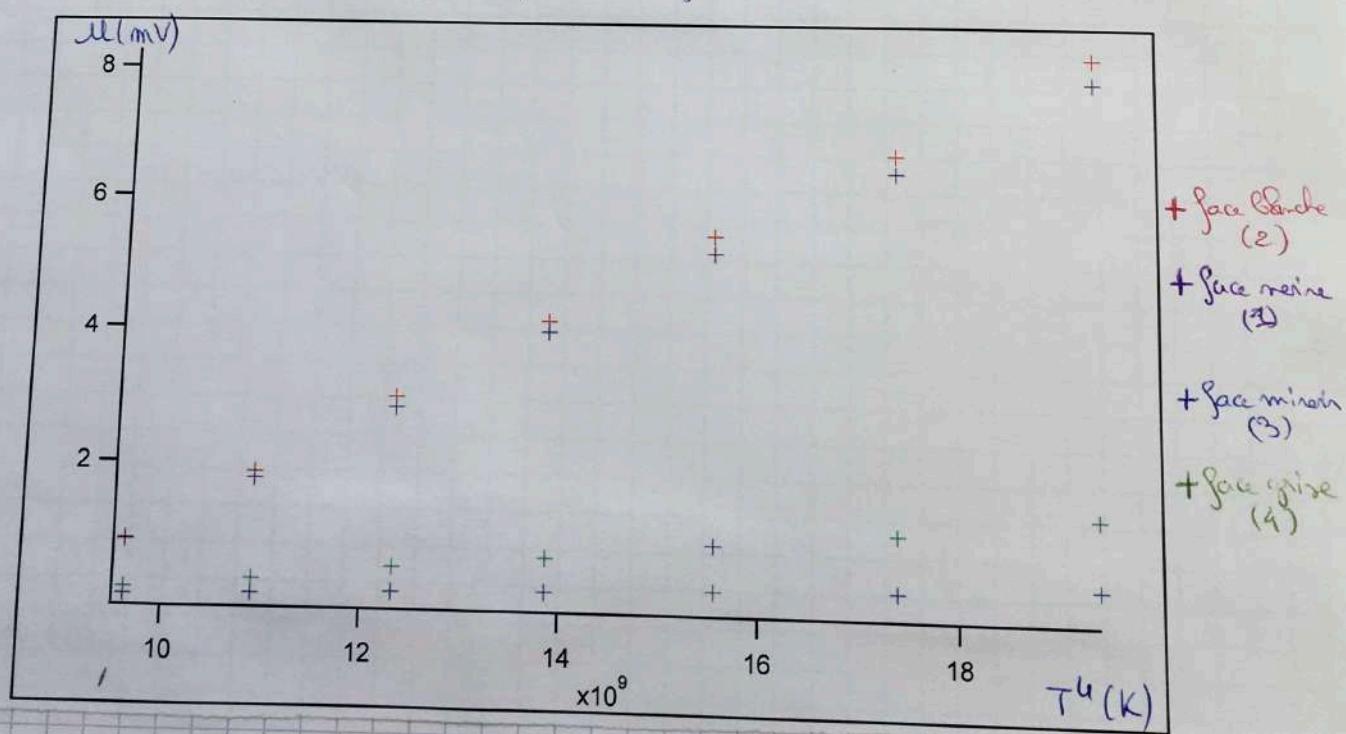
$$T_{03} = 16,3^\circ\text{C}$$

$$T_{04} = 264^\circ\text{C}$$

Les deux premières températures coïncident, mais la troisième est légèrement plus basse et la quatrième ne correspond pas du tout à la réalité.

Les mesures effectuées sur la face grise (4^e) ne sont pas satisfaisantes.

Grafe de l'évolution de la tension mesurée en fonction de T^4 pour quatre surfaces.

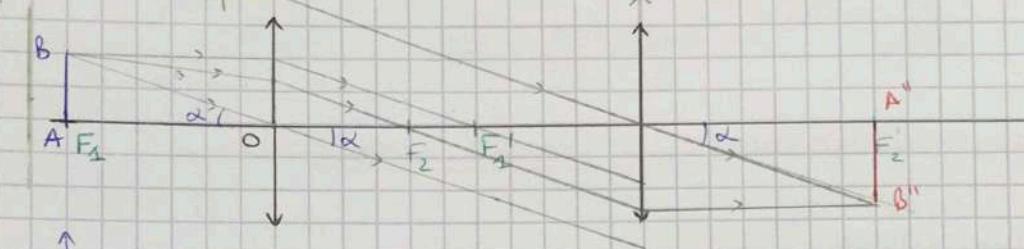


Etude d'un instrument d'optique : le microscope.

L'objectif de TP est de fabriquer un microscope simplifié puis d'étudier un microscope réel.

I) Rappels d'optique géométrique : lentille convergente

Schéma du premier montage réalisé :
fibre optique



on place l'objet
dans le plan d'axe de
la lentille.

données

$$f = 300 \text{ mm} = 297 \text{ mm (masse)} \\ f' = 500 \text{ mm}$$

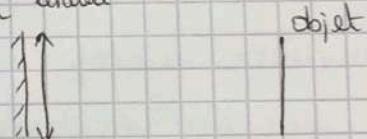
$$AB = 1,8 \text{ cm}, \quad f_{AB} = 0,03 \text{ cm}$$

œil fictif : on choisit la lentille de focale $f' = 500 \text{ mm}$
(car si on l'utilise dans le microscope, il faudra avoir des distances supérieures à $4f' = 2 \text{ m}$.)

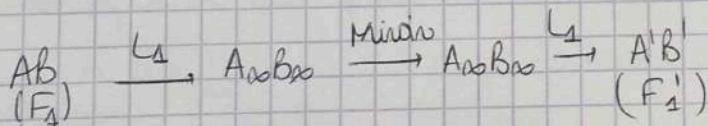
on va utiliser une fois pour tout le TP.
cela permet de faire converger les rayons venant de l'objectif au plan de l'œil

Réglage de l'objet et l'œil

On fait le réglage pour auto-éclaircissement :



on déplace le miroir et la lentille jusqu'à obtenir une image nette de l'objet dans le plan de l'œil.



Mesure du grossissement conventionnel de cette "loupe"

on remarque que $\tan \alpha = \frac{AB}{f}$ et $\tan \theta = \frac{AB}{dm}$

dans l'approximation des petits angles : $G = \frac{\alpha}{\theta} \approx \frac{AB}{f} \times \frac{dm}{AB} \Rightarrow G = \frac{dm}{f}$

Donc ici en théorie : $G_{th} = 0,872$ $G = G_{th} \times \frac{f}{f'} = 0,025$

Expérimentalement, $\tan \alpha = \frac{A''B''}{f'}$ $\Rightarrow \alpha = \arctan \frac{A''B''}{f'}$

$$\text{et } \theta = \arctan \frac{AB}{dm}$$

$$\text{d'où } G_{\text{exp}} = \frac{\arctan\left(\frac{A''B''}{f'}\right)}{\arctan\left(\frac{AB}{dm}\right)} \approx \frac{A''B'' \times dm}{f' \times AB} \quad \text{et } \sigma_{G_{\text{exp}}} = G_{\text{exp}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{A''B''}}{A''B''}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{AB}}{AB}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{dm}}{dm}\right)^2}$$

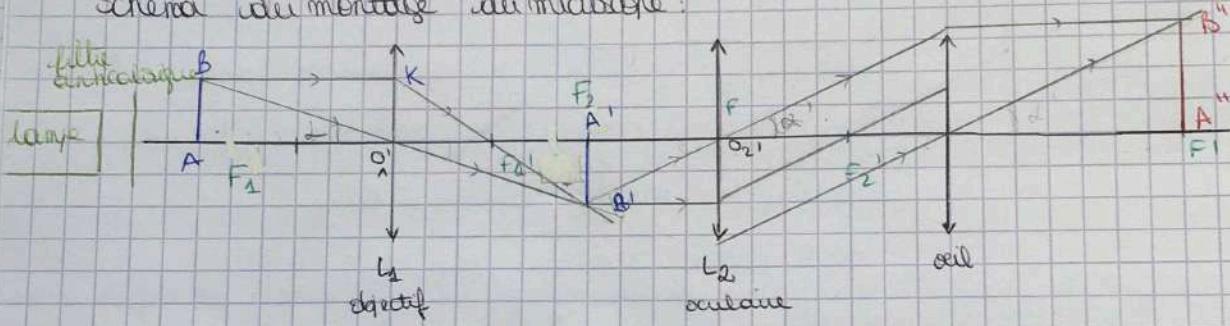
On mesure $A''B'' = 3,5 \text{ cm}$ $\sigma_{A''B''} = 0,06 \text{ cm}$
 $f' = 50,0 \text{ cm}$ $\sigma_{f'} = 0,1 \text{ cm}$

$$\Rightarrow G_{\text{exp}} = 0,83 \quad \sigma_{G_{\text{exp}}} = 0,02$$

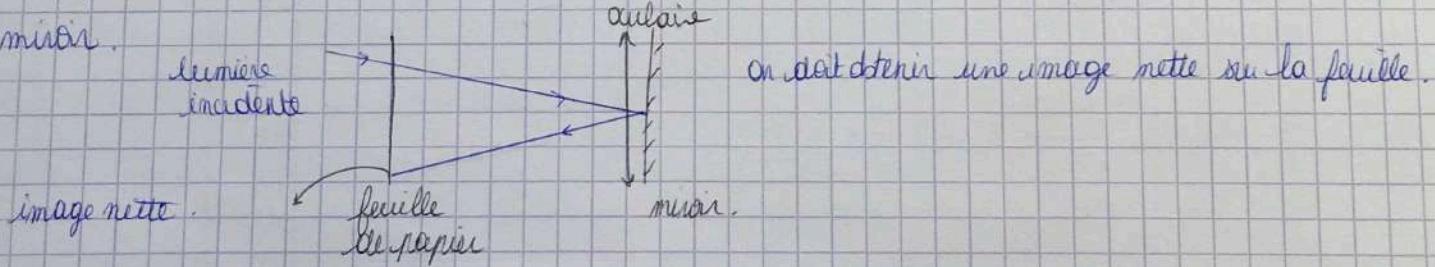
La valeur expérimentale est cohérente avec celle attendue.

II) Fabrication d'un microscope simplifié avec deux lentilles convergentes:

Schéma du montage du microscope :



Pour obtenir des rayons à l'infini sortis de l'œil, il faut placer l'objet intermédiaire $A'B'$ dans le plan objet de l'œil. On peut réaliser ce réglage par autocollimation en plaçant une feuille dans le plan de $A'B'$, et en taugeant l'œil assez à un miroir.



On peut aussi chercher à obtenir une image nette sur l'écran car l'œil fictif est réglé pour faire converger les rayons venant de l'infini.

On cherche à déterminer l'intervalle optique $\Delta = F_1'F_2'$

$$O_1'O_2' = 43,6 \text{ cm} \quad \sigma_{O_1'O_2'} = 0,2 \text{ cm}$$

$$\Delta = O_1'O_2' - f_1' - f_2' \quad \text{et } \sigma_\Delta =$$

$$\sigma_{O_1'O_2'} = ?$$

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = ?$$

10,0cm

- 0,1cm

13,5cm

$$f_1' = 0,1 \text{ cm}$$

$$f_2' = 0,1 \text{ cm}$$

$$\sigma_D =$$

On cherche à présent le grossissement total du microscope luminoscopye:

$$\begin{aligned} \text{On remarque que } G_m &= \frac{\alpha'}{\theta} \\ &= \frac{\alpha'}{\theta'} \times \frac{\theta'}{\theta} \\ &= G_o \times \frac{A'B'}{dm} \times \frac{dm}{AB} \end{aligned}$$

avec $\theta \approx \frac{AB}{dm}$ (dans l'approximation des petits angles)

$$\text{et } \theta' \approx \frac{A'B'}{dm}$$

$$G_m = G_o \times G_t$$

avec G_o le grossissement de l'œilulaire et G_t le grossissement de l'objectif

$$\text{On remarque également que } G_o = \frac{dm}{f_2}$$

$$\text{et } G_t = \frac{A'B'}{AB} = \frac{\Delta}{f_1} \quad (\text{thalé dans } O_1'Kf_1 \text{ et } O_2'A'B')$$

$$\text{d'où } G_m = \frac{dm \Delta}{f_1 f_2}$$

$$\rightarrow \text{On mesure le grossissement de l'objectif } G_t = \frac{A'B'}{AB}$$

$$\text{On mesure } A'B' = 2,6 \text{ cm} \quad \sigma_{A'B'} = 0,1 \text{ cm}$$

$$\Rightarrow G_t = 1,66 \quad \sigma_{G_t} = 0,25$$

$$\rightarrow \text{On mesure le grossissement de l'œilulaire : } G_o = \frac{\alpha'}{\theta'} \approx \frac{A''B''}{f_{oeil}} \times \frac{dm}{A'B'}$$

$$A''B'' = 6,4 \text{ cm} \quad \sigma_{A''B''} = 0,1 \text{ cm} \quad \Rightarrow G_o = 1,23 \quad \sigma_{G_o} = 0,08$$

$$\text{d'où : } G_m = G_t \times G_o \quad \Rightarrow G_m = 1,78 \quad \sigma_{G_m} = 0,32$$

$$\text{on peut aussi calculer. } G_{mth} = \frac{dm \Delta}{f_1 f_2} \quad \sigma_{G_{mth}} = G_{mth} \sqrt{\left(\frac{\sigma_D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_1}}{f_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_2}}{f_2}\right)^2}$$

$$\text{d'où } G_m = 1,70$$

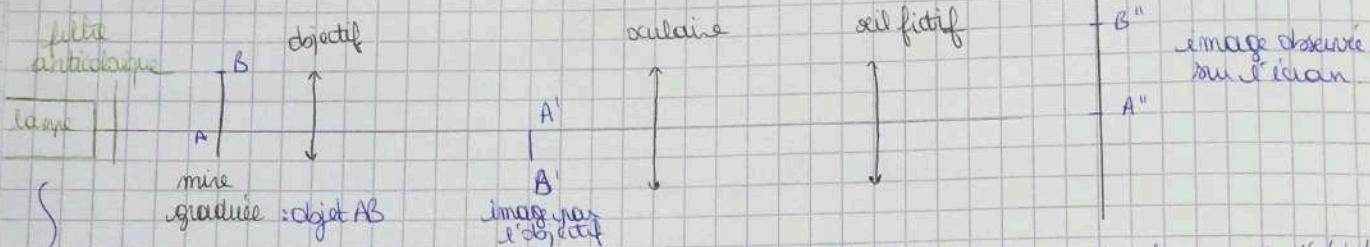
$$\sigma_{G_m} = 0,05$$

peut un peu faible

La valeur expérimentale et la valeur théorique coïncident

II) Le microscope réel

Schéma du montage :



Remarque : pour avoir un maximum de lumière, il faut rapprocher la lampe de l'objet et essayer de focaliser le filament sur l'objet (mais pas directement dessus pour ne pas voir une superposition de l'image du filament sur l'écran.)

On regarde ensuite l'œil fictif jusqu'à ce que toute la lumière en sortie passe par la lentille.

Enfin, on règle la netteté en tournant le vis à vis du microscope, on doit voir superposer les graduations de l'œil fictif et de la mire.

On remarque qu'en sortant de l'œil fictif, on voit l'image de l'élément limitant le plus le passage de la lumière (on voit donc un disque lumineux). Il s'agit du verre coulaine. Pour une bonne observation, il faut qu'il soit entièrement sur la lentille de l'œil. On peut remarquer qu'il laisse un plan à son diamètre est minimal.

a) Grandissement et grossissement.

on cherche le grandissement de l'objectif G_O:

on voit sur l'écran les deux séries de graduations superposées.

L'image de la mire par l'objectif se trouve dans le même plan que les graduations de l'œil fictif qui se trouvent projetées sur l'écran après passage par l'œil fictif et l'œil.

On mesure sur l'écran :

les graduations de l'œil fictif : 99 graduations correspondent à 19,6 cm sur l'écran.

en réalité cela correspond à 9,9 mm.

- + la mire : 10 graduations correspondent à 19,2 cm sur l'écran.
En réalité elle correspond à 1 mm

Le grossissement des graduations de l'œilaine donnent que le grossissement d'un objet dans le plan focal objectif pour rapport à son image sur l'écran vaut: $G'' = \frac{19,4}{0,99}$,
 $\Rightarrow G'' = 19,6 \quad \sigma_{G''} = 1,2$

On obtient donc que la mire dans le plan de l'œilaine mesure $A'B' = \frac{19,2 \text{ cm}}{G''} = 9,8 \text{ mm}$
 En réalité, elle mesure $AB = 1 \text{ mm}$, d'où $G_t = 9,80 \quad \sigma_{G_t} = 0,01$

On cherche à présent le grossissement de l'œilaine G_O :

$$G_O = \frac{x'}{\theta'} = \frac{A''B''}{\text{œil}} \times \frac{d_m}{A'B'} \quad \text{avec } A''B'' = 19,2 \text{ cm taille de la mire sur l'écran.}$$

$$\Rightarrow G_O = 9,80 \quad \sigma_{G_O} = 0,06$$

On en déduit le grossissement du microscope expérimentalement: $G_{\text{mth}} = \frac{x'}{\theta} = \frac{A''B''}{\text{œil}} \times \frac{d_m}{AB}$ avec $AB = 1 \text{ mm}$

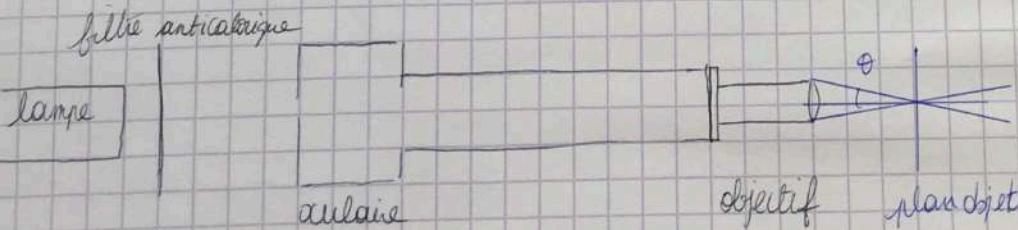
$$\text{d'où } G_{\text{mth}} = 95,00 \quad T_{\text{mth}} = 0,54$$

Et on vérifie que la valeur obtenue est cohérente avec celle attendue:

$$\text{et } G_{\text{mth}} = G_t G_O = 95,98 \quad T_{\text{mth}} = 0,60$$

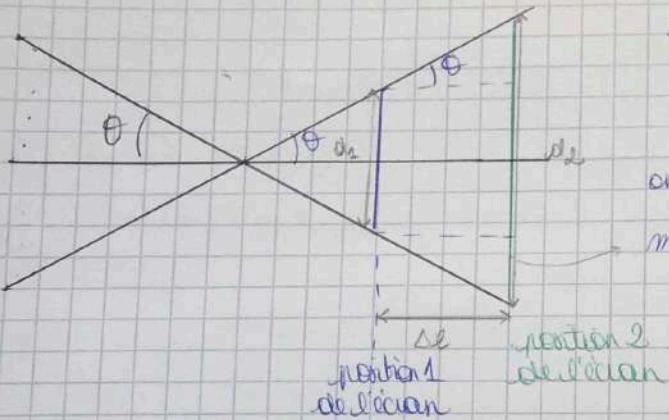
b) Quelques numériques et distance parafocale.

Schéma du montage:



Il faut placer l'écran sur la platine réglable. (on peut mettre un feutre)

Pour mesurer θ :



$$\tan \theta = \frac{d_2 - d_1}{2l_b}$$

on observe sur l'écran un rond lumineux dont on mesure le diamètre

On mesure:

$$d_1 = 1,1 \text{ cm}$$

$$l_1 = 4,35 \text{ cm}$$

à une réference de longueur mis.

$$d_2 = 1,7 \text{ cm}$$

$$l_2 = 5,8 \text{ cm}$$

$$d_3 = 3 \text{ mm}$$

$$l_3 = 2,45 \text{ cm}$$

$$d_4 = 0,8 \text{ cm}$$

$$l_4 = 3,5 \text{ cm}$$

$$d_5 = 0,9 \text{ cm}$$

$$l_5 = 3,8 \text{ cm}$$

$$d_6 = 1,6 \text{ cm}$$

$$l_6 = 5,5 \text{ cm}$$

$$d_7 = 1,3 \text{ cm}$$

$$l_7 = 4,8 \text{ cm}$$

$$d_8 = 1,2 \text{ cm}$$

$$l_8 = 4,6 \text{ cm}$$

$$d_9 = 0,5 \text{ cm}$$

$$l_9 = 3,2 \text{ cm}$$

$$d_{10} = 0,6 \text{ cm}$$

$$l_{10} = 2,9 \text{ cm}$$

Méthode: penser à ce qui est possible à prendre une dizaine de points pour faire une droite (monter et démonter la mesure d'un point durant l'examen)

Faire une propagation des incertitudes

diamètre de la tache en fonction de la distance (autritude)

$d \text{ (cm)}$

$$1,8 \quad y = 0,4369x - 0,8068 = ax + b$$

$$a = 2 \tan \theta$$

1,35

0,9

0,45

0

1,5

3

4,5

6

$l \text{ (cm)}$

On obtient donc $\tan \theta = 0,22$

d'où $ON = n \times \sin \theta \Rightarrow ON = 0,213$

En théorie, $ON = 0,25$

Le résultat obtenu est cohérent.

c) Mesure de la taille d'un objet microscopique :

On se place dans la configuration II a. et on remplace la mire par un réseau de 100 mailles par mm. On note la netteté sur l'écran grâce à la vis du microscope.

On mesure grossièrement : 20 lignes sur l'écran qui correspondent à $d = 3,7 \text{ cm}$.

Donc en réalité 20 lignes correspondent à $\frac{d}{a''} \times g_t = 0,193$

→ On obtient donc que le réseau possède 102 lignes/mm. Ce qui est cohérent en terme de grandeur.

On mesure sur l'écran le diamètre d'un cheveu $d_{écran} = 2,0 \text{ cm}$ $\sigma_{de} = 0,1 \text{ cm}$

D'où en réalité $d_{cheveu} = \frac{d_{écran}}{G_t \times a''}$ $\sigma_{dch} = d_{ch} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{de}}{de}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Gt}}{Gt}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{a''}}{a''}\right)^2}$

$\Rightarrow d_{ch} = 10 \mu\text{m}$ $\sigma_{dch} = 8 \mu\text{m}$