

Réflexion et réfraction d'une OEM à l'interface air / diélectrique (MP02)

Descartes publie en 1637 une relation reliant l'angle d'incidence d'une OEM sur un dioptre et l'angle de réfraction en sortie de celui-ci :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$$

Nous allons vérifier cette loi et déterminer l'indice de réfraction du plexiglas.

Lois de Snell-Descartes

Matériel : Disque gradué en angle + demi-disque de plexi P.4.4

On suppose les lois de la réflexion vraies (pour connaître l'angle d'incidence avec précision). On va vérifier les lois de la réfraction.

On trouve :

$$n_{plexi} = \pm \quad .$$

On peut montrer l'angle limite de réfraction.

On peut essayer de déterminer l'angle de Brewster selon le temps et l'énergie !

$$\theta = \text{Arctan}(n) = \pm \quad ^\circ$$

Finesse d'un capteur : détermination d'un module d'Young (MP04)

On souhaite étudier la fréquence de vibration d'une poutre encastrée. On attend :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} \frac{\alpha^2}{L^2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} \frac{1.875^2}{L^2}$$

Remarque : le coefficient α vient lors de la résolution de l'équation des poutres : $ch(\alpha) \cos(\alpha) = -1$. Les solutions sont : $\alpha_0 = 1.875$, $\alpha_1 = 4.695$, etc... On ne s'intéresse ici qu'à la première solution.

$I = \frac{ba^3}{12}$: moment d'inertie quadratique ou moment d'inertie de section droite

Où a désigne l'épaisseur, b la largeur et L la longueur. Donc :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Ea^2}{12\rho}} \frac{1.875^2}{L^2}$$

Mesure du Module d'Young

Encastrer une poutre de laiton P78.17 (large d'environ 1 centimètre, épaisse de 2 mm). Encastrer la poutre entre la table et des plaques de bois solidement maintenues à l'aide de serre-joints. Placer le capteur inductif à moins de 2 mm sous la barre. Pour différentes longueurs, mesurer la fréquence de vibration. On attend environ $E \approx 80-100$ GPa.

$$E = \pm \quad GPa$$

Recommencer avec un accéléromètre placé sur la barre (maintenu avec de la pâte à fixe). On trouve une fréquence de vibration plus faible car le capteur perturbe la mesure. Remarque : si le capteur est vraiment collé au point d'encastrement, on ne voit pas vraiment de différence... Pour accentuer l'effet et bien illustrer la finesse, placer le capteur au milieu de la barre voir à l'extrémité vibrante de la barre.

Propriété de la barre :

Barre Laiton (= Cu + Zn) P78.17

$a = 1.95$ mm d'épaisseur

$b = 10.4$ mm de largeur

$\rho = 8397.7$ kg/m³

Bien prendre des petites longueurs pour plus de précision.

Vérification de la loi de Stefan (MP05, MP11, MP34)

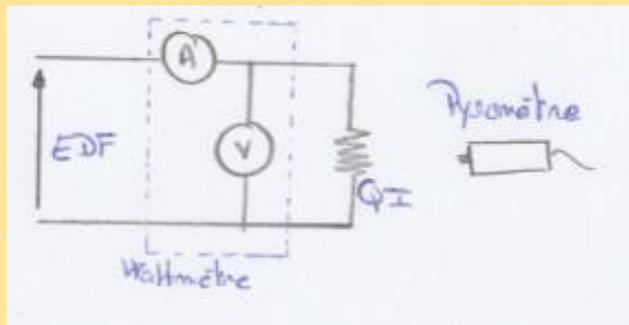
C'est un thermomètre primaire, puisqu'il mesure la densité spectrale du flux lumineux incident et en déduit la température. Nous pouvons l'utiliser pour vérifier la loi de Stefan : $P_S = \sigma T^4$. On utilise pour cela une lampe Quartz-Iode dont on fait varier la puissance (on mesure ladite puissance $P = UI$ avec un wattmètre), et on mesure la température avec le pyromètre. Évidemment, une fois que l'alignement est fait il faut fixer tout le montage pour éviter que le flux incident varie autrement que par variation de la puissance électrique en entrée. On trace en échelle log et on vérifie que la puissance varie comme T^4 .

On ne peut pas utiliser cette méthode pour retrouver la constante de Stefan, puisqu'il faudrait connaître le flux lumineux incident dans le pyromètre (et on ne connaît que la puissance électrique totale consommée par la lampe, pas la répartition angulaire de puissance lumineuse en sortie de la lampe).

Attention, surtout ne pas affirmer qu'on utilise le pyromètre pour démontrer expérimentalement la loi de Stefan, puisque justement à l'intérieur du pyromètre cette loi est déjà codée et permet à l'appareil d'afficher une température... Tout ce qu'on peut affirmer, c'est que la lampe QI est une bonne approximation de corps noir.

Loi de Stefan

Pointer un pyromètre optique vers une lampe QI à intensité variable. La lampe QI n'est pas branchée directement sur secteur mais à travers un boîtier qui permet d'insérer un wattmètre.



Emission du laser (MP11, MP27, MP29, MP31)

Jolidon p.193 + Notice du Fabry-Perrot

Principe : la cavité Fabry-Pérot (**P17.20**) sert ici d'analyseur. L'un des deux miroirs de la cavité est attaché à un matériau piézo-électrique sur lequel on applique une rampe de tension (à l'aide d'un module spécialisé), si bien qu'on fait varier graduellement dans le temps la longueur de la cavité d'analyse : cela permet d'observer des pics de tension à la sortie de la cavité (via une

photodiode connectée au module spécialisé, lui-même connecté à un oscilloscope qui sert d'interface d'affichage), qui correspondent aux modes propres du LASER.

Observation : on observe en sortie la répétition d'un motif constitué de deux pics. Cela permet de définir un premier intervalle temporel $\Delta\nu_{ref}$, correspondant à l'intervalle entre deux motifs, et un deuxième intervalle temporel $\Delta\nu_{FP}$ du laser, correspondant à l'intervalle entre les deux pics dans chaque motif. On peut aussi définir un troisième intervalle temporel $\delta\nu$, correspondant à la largeur à mi-hauteur du plus grand des deux pics.

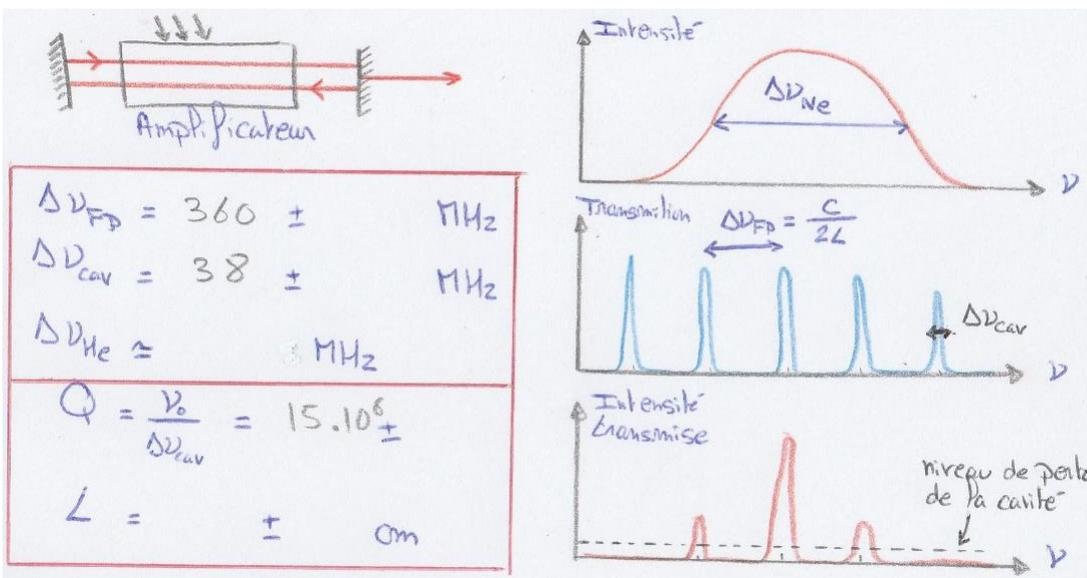
Méthode : on peut trouver dans la notice la valeur du "Free Spectral Range" de la cavité en GHz (à savoir $\Delta\nu_{ref} = 1,5$ GHz), ce qui permet de connaître la relation d'équivalence entre "intervalle temporel observé" et "gamme spectrale en fréquence". On en déduit grâce à un produit en croix les valeurs en fréquence de $\Delta\nu_{FP}$ et de $\delta\nu$.

On peut enfin s'intéresser au facteur de qualité du LASER ainsi qu'à la longueur de la cavité :

$$Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu} = \frac{c_{lux}}{\delta\nu \lambda_0} = \pm$$

$$L = \frac{c}{2\Delta\nu_{cav}} = \pm \text{ cm}$$

Remarque : on peut souffler sur le laser pour le refroidir et ainsi changer la longueur de la cavité. Cela a donc conséquence que modifier l'espacement entre les pics du FP. On observe donc des pics qui défilent et qui « tracent » la courbe de l'émission laser du Ne. En se mettant en persistance infinie, on affiche le pic en entier et on peut donc remonter à $\Delta\nu_{Ne}$. En pratique, il y a des subtilités, voir Jolidon.



Laser FP

Matériel :

Tête de FP : p.17.20

Son boîtier : p.17.20

Laser : p.5.3/7

Penser à laisser le laser chauffer pendant au moins 30min.

Mesure de la taille d'un pixel de Caliens (MP12)

Matériel :

Dans l'ordre on a :

- QI à intensité variable
- Support diapo + diapo de réseau de trait (11 traits / cm c'est bien)
- Polariseur/Analyseur
- Diaphragme collé à la lentille
- Lentille 10 cm
- Caliens (sur un support maniable, placée à 1 m de la diapo environ)
- Oscilloscope

Taille d'un pixel : $p_x = AB \cdot \gamma \cdot \frac{n_{frange}}{n_{pixel}}$

avec : $\begin{cases} AB : \text{distance entre 2 franges sur la diapositive.} \\ \gamma = \frac{f'}{OA - f'} : \text{grossissement.} \end{cases}$

$$\left(\frac{\Delta p_x}{p_x}\right)^2 = \left(\frac{\Delta AB}{AB}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{frange}}{n_{frange}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{pixel}}{n_{pixel}}\right)^2$$

$p_x = \pm \mu\text{m}$ $p_x = 16 \mu\text{m}$

Nombre de pixel : $N_{px} = \pm$ $N_{px} = 2048$

Fréquence de lecture : $f_0 = \pm \text{ MHz}$ $f_0 \sim 1 \text{ MHz}$

→ effet de saturation

Important : Pour le trigger sur caliens, prendre le trig sur la référence de Caliens et se placer en « N fronts montant » avec un délais de 10 ms.

Toute la difficulté consiste à faire une image nette sur Caliens. Il faut que l'on puisse compter le nombre de pixel sur chaque frange.

$$p_x (\mu\text{m}) = AB \frac{f'}{OA - f'} \frac{nf}{np} * 10^6 \quad \text{car } A'B' = AB \frac{f'}{FA} = AB \frac{f'}{OA - f'}$$

Avec :

- p_x = taille d'un pixel (ce que l'on cherche)
- AB = Distance entre 2 franges sur la diapo (1/11 cm)
- f' = focale de la lentille (10 cm). **Dois être déterminé avec Bessel.**
- OA = distance objet lentille (1 m)
- nf = nombre de franges observées à l'oscilloscope
- np = nombre de pixel dans ces franges

Incertitude :

$$\left(\frac{\Delta px}{px}\right)^2 = \left(\frac{\Delta AB}{AB}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f'}{f'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta OA + \Delta f'}{OA - f'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta nf}{nf}\right)^2 + \left(\frac{\Delta np}{np}\right)^2$$

$$px = \dots \pm \dots \mu m$$

On doit trouver 14 μm d'après le manuel de Caliens. Si bien faite, la manip marche très bien avec une incertitude de l'ordre de 0,4 μm .

Mesurer également le temps entre ces deux pics et le temps total. On en déduit :

Nombre de pixel :

$$N_{px} = np * \frac{\text{Temps total de lecture } (T)}{\text{Temps entre 2 pics } (t)}$$

Fréquence de lecture :

$$f_{px} = \frac{N_{px}}{T}$$

Or il y a 2 pixels de transfert pour chaque pixel actif (voir figure), donc :

$$f_0 = 3f_{px}$$

Données de Caliens :

$$px = 14\mu m \quad N_{px} = 2048 \quad f_0 \approx 1MHz$$

En complément : Déplacer la lentille pour trouver la 2^{ème} position où les franges sont nettes. Saturer légèrement. On fait donc une image plus grosse des fentes. Lorsque l'on sature un pixel, on a une déformation du pic uniquement sur le pixel de droite. C'est le blooming. Cela vient directement du sens de lecture.

En effet, avec une fréquence f_0 , on ne peut transférer qu'un certain nombre de pixel N_{max} . Or, si un pixel a stocké un nombre d'électron $N > N_{max}$, il ne va pouvoir transférer que N_{max} électrons. Les $N - N_{max}$ électrons restant seront lus comme appartenant au pixel suivant (pixel de gauche sur le schéma).

Effet capacitif du modèle HF d'une bobine (MP19, MP20)

Dans une bobine idéale, le coefficient de proportionnalité entre la tension à ses bornes et la dérivée du courant est noté L. Pour une bobine réelle, on prend en compte en plus la résistance des fils. Ainsi :

$$Z = r + j\omega L$$

Cependant, cette relation n'est vraie qu'à basse fréquence. On va donc (1) la vérifier à basse fréquence et (2) voir et interpréter ce qu'il se passe à haute fréquence.

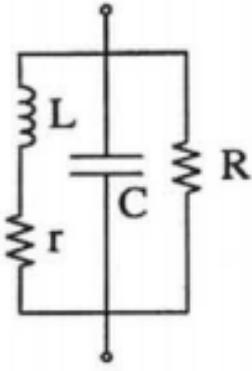


Diagramme de Bode d'une bobine

Matériel :

$R_0 = 50 \text{ Ohm}$

$U_{\text{max}} \text{ dans résistance} = 5\text{V}$

Bobine :

$L = 45.9 \text{ mH}$

$r = 8.4 \text{ Ohm}$

1000 spires

Faire un montage : GBF | Bobine | R

Prendre la tension du GBF et la tension de la résistance.

Des infos sur (p.97) :

https://tel.archives-ouvertes.fr/file/index/docid/764553/filename/1999-GARCIA_Fabiano_Luiz_Santos_Opt.pdf

On évalue les constantes de la manière suivante :

- A très basse fréquence, $Z \rightarrow r$
- Dans la partie inductive, $r \ll \omega L$ donc $Z \rightarrow \omega L$
- A la résonance, la phase est nulle et $\omega^2 = 1/LC$. On en déduit C.
- Toujours à la résonance, $Z \rightarrow r//R$. On montre de $r \ll R$. On en déduit ainsi R.

Détermination de la valeur d'un signal continu bruité (MP24)

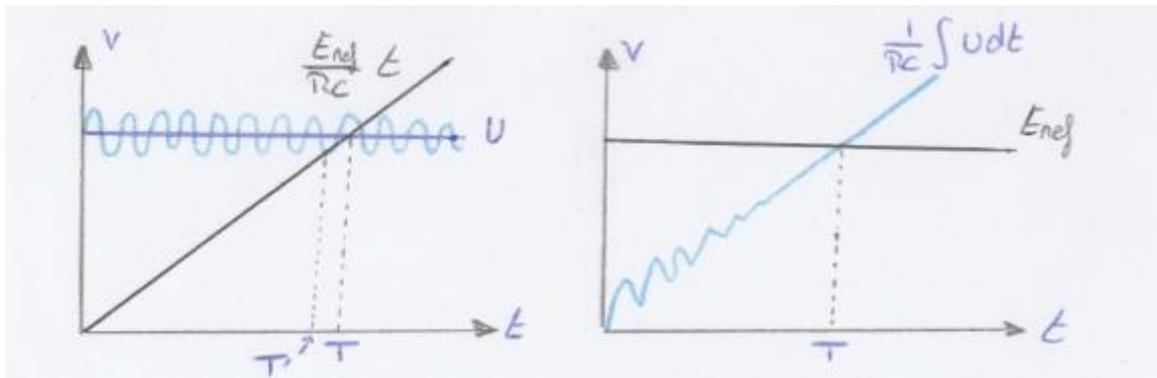
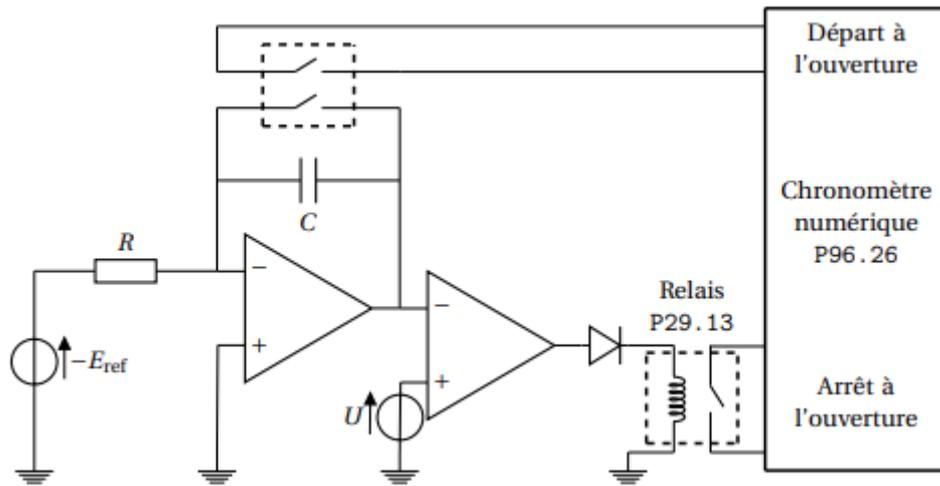
A part le filtrage, une deuxième manière de s'affranchir d'un bruit est d'intégrer le signal, ce qui revient à faire une moyenne du signal, et donc de lisser le bruit. Pour illustrer ce principe, on se donne pour objectif de mesurer analogiquement la valeur d'un signal constant U et bruité.

Pour cela, une tension de référence est intégrée à l'aide de l'intégrateur, à partir du temps $t = 0$ où l'on ouvre l'interrupteur. À l'instant initial (interrupteur fermé), la tension de sortie est $v_- = v_+ = 0$. D'où :

$$V(t) = \frac{E_{ref}}{RC} t$$

Un comparateur permet de repérer le moment où l'on dépasse la tension à mesurer U. Le temps d'intégration est directement relié à la tension à mesurer :

$$T = RC \frac{U}{E_{ref}}$$



On choisira une constante de temps RC autour de la seconde, par exemple $R = 1 \text{ M}\Omega$ et $C = 1 \mu\text{F}$, et une valeur de tension de référence autour de $E_{ref} = 1 \text{ V}$. On peut éventuellement se passer du relai, et brancher directement la sortie du comparateur à l'arrêt du chronomètre.

Vérifier le déclenchement du chronomètre au départ de la rampe (ouverture de l'interrupteur) et son arrêt après le dépassement de la tension à mesurer. Comparer avec la valeur lue à l'oscilloscope (en utilisant les curseurs). Pour plusieurs tensions U , mesurer le temps T au chronomètre numérique et montrer qu'il est proportionnel à la tension à mesurer.

CAN

Pour la tension U (à la borne V_+) du comparateur plusieurs possibilités :

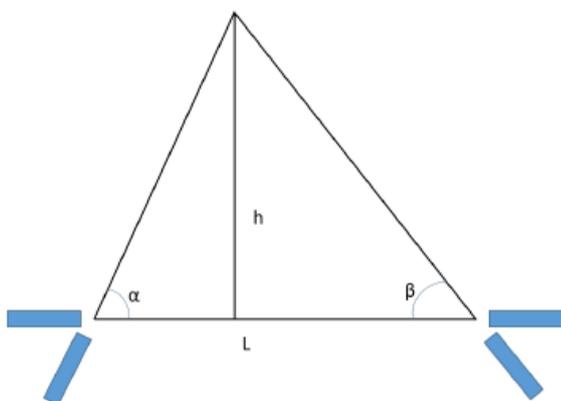
- Une tension constante à 1 V , pour illustrer le principe du CAN sans bruit parasite
- Une tension constante à 1 V bruitée entre 0 et 10 V , pour illustrer le mauvais fonctionnement du CAN lorsque la tension U est bruitée (l'AO a lui-même un effet de moyennage sur le bruit, le comparateur compare mal...) Préférer le point suivant.
- Une tension sinusoïdale (quelques 100 mV + offset 1 V) à basse fréquence (50 Hz pour illustrer un bruit classique), afin de montrer le mauvais fonctionnement du CAN lorsque la tension est bruitée, et la variabilité du temps d'intégration.

Ensuite, on inverse la tension de référence E_{ref} et U . Le temps de montée est le même qu'avant si le signal est non-bruité. En faisant des incertitudes de type A, on peut montrer que cette configuration ne présente pas (ou peu) d'incertitudes systématiques, contrairement à la première.

On trace T/T (théorique sans bruit) pour différentes valeurs de bruit (dans les deux configurations). On fait des incertitudes de type A.

Remarque : Prendre $E_{ref} = \langle U \rangle$ pour avoir le même temps d'intégration dans les deux manips.

Nous allons ici réaliser la mesure d'une longueur par triangulation. En pratique cette technique est utilisée pour le tracer de carte mais aussi pour mesurer la distance des étoiles proches via la parallaxe diurne ou annuelle.



$$h = \frac{L}{\cotan(\alpha) + \cotan(\beta)}$$

$$\frac{\Delta h}{h} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \frac{\left(\frac{\Delta\alpha}{\sin^2(\alpha)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{\sin^2(\beta)}\right)^2}{(\cotan(\alpha) + \cotan(\beta))^2}}$$

Triangulation

Le but de la manip de mesurer une longueur en mesurant deux angles grâce à deux goniomètres. Pour cela il faut mesurer quatre angles et les deux différences nous donnent α et β

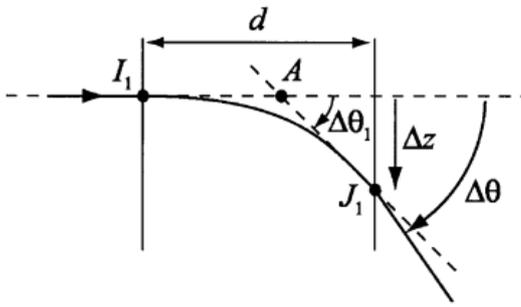
Pour régler l'alignement des deux goniomètres (avant la mesure de distance), il faut arriver à voir le réticule de l'un en superposition avec le réticule de l'autre. Les centres respectifs des réticules doivent pouvoir se superposer correctement, et être nets. Avant de faire le réglage avec les réticules, il faut avoir grossièrement aligné les lunettes de visée en pointant le centre de chacune avec le réticule de l'autre.

- On tourne les lunettes pour viser le point dont on veut connaître la distance et on mesure les deux angles qui lorsqu'on leur soustrait les deux angles précédents donnent α et β
- On n'oublie pas de mesurer la distance L entre les deux centres des goniomètres.

Lorsqu'un des angles tend vers 90° l'incertitude des angles augmente beaucoup. Si les deux angles tendent vers 90° l'incertitude explose ! Le triangle isocèle est la configuration minimisant la propagation de l'incertitude des angles sur h.

Diffusion du glycérol (MP33, MP34)

Interprétation :

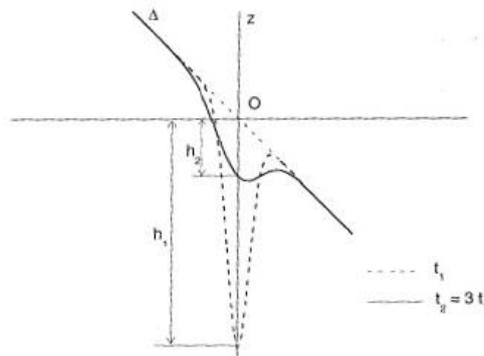


On peut montrer que $\Delta\theta = e \frac{dn}{dz}$. Or, n suit la courbe ci-dessus. On observe donc un signal proportionnel à sa dérivée : une gaussienne, à une déformation près de l'axe de base. Ainsi (en mettant en 0 de l'axe des z en h_1) :

$$\Delta\theta = e * \frac{\Delta n}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{z^2}{4Dt}\right) = \frac{h(t)}{L} \quad \rightarrow \quad h_{max}(t) = \frac{e L \Delta n}{\sqrt{4\pi Dt}}$$

On observe la diffusion du glycérol dans l'eau. Les deux phases vont alors diffuser selon l'axe (Oz). L'indice optique de la solution dépend à la fois de z , de la concentration en glycérol et du temps. L'indice de la solution de glycérol s'écrit :

$$n_{eg} = (1 - c)n_e + c n_g$$



La hauteur h au cours du temps est donnée par la formule :

$$h(t) = \frac{eL(n_{eg} - n_e)}{\sqrt{4\pi Dt}}$$

où e est l'épaisseur de liquide traversée, L est la distance entre la cuve et l'écran et D est le coefficient de diffusion. On commence par préparer une **solution à 50% en masse** de glycérol, l'indice optique de notre solution est donc :

$$n_{eg} = x_g n_g + (1 - x_g) n_e = \frac{1}{1 + \frac{M_g}{M_e}} (n_g - n_e) + n_e$$

où M_g et M_e sont respectivement les masses molaires de l'eau et du glycérol et cette deuxième formule est valable pour le mélange 50/50 en masse que nous utilisons expérimentalement. Il est essentiel de travailler avec des concentrations réduites en glycérol, l'expérience serait sinon beaucoup trop longue (dans notre cas, **lancer la manip 2h à l'avance est suffisant**).

On a donc au début de l'expérience une discontinuité de concentration en glycérol, ce qui entraîne la diffusion du glycérol vers les zones de plus faibles concentrations. Ce gradient de concentration s'observe par un gradient d'indice car les indices du glycérol et de l'eau sont légèrement différents, **le faisceau laser étant dirigé vers les zones d'indice fort**. La déviation est proportionnelle au gradient d'indice.

Diffusion du glycérol dans l'eau

On introduit de l'eau dans la cuve (on a utilisé la cuve avec des joints en caoutchouc) puis on injecte avec précaution notre solution de glycérol à l'aide d'une propipette de chimie. Cette étape doit être réalisée au moins 2h avant la mesure. On mesure ensuite toutes les dix minutes la hauteur h (comme indiqué sur le schéma), en éclairant la cuve à l'aide d'une nappe laser (réalisée grâce à une lentille cylindrique en sortie d'un laser). **Il faut bien faire attention à repérer toujours la hauteur h sur la même ligne verticale.** On trace ensuite :

On obtient ensuite la valeur du coefficient de diffusion D , à comparer avec la littérature.

$$\left[\frac{eL(n_{eg} - n_e)}{\sqrt{4\pi} h} \right]^2 = D t$$

Le handbook donne $D = 1.06 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ pour du glycérol pur dans de l'eau à 25°C