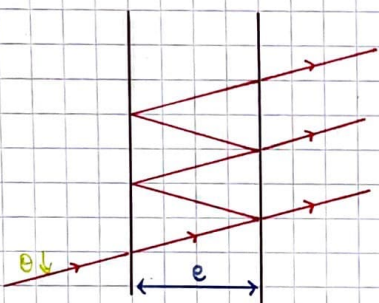


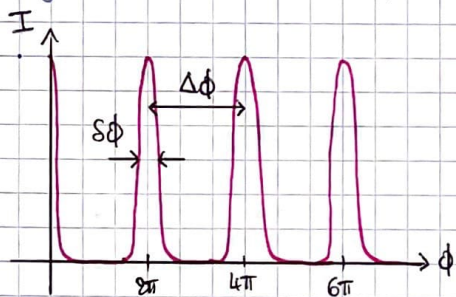
- On propose de suivre l'étude du Fabry Pèrot présentée dans le Jolidon vert. Le but ici va être de décrire cette cavité résonnante sur laquelle repose la finesse d'un FP qui permet de séparer / résoudre facilement deux longueurs d'onde très proches. Il sera aussi intéressant de proposer qualitativement la séparation des deux raies du sodium (doublet jaune). Ceci fait une transition parfaite vers l'étude de la largeur d'un filtre interférentiel dont le fonctionnement repose sur une cavité FP.
- Pour détailler son fonctionnement avec une lumière polychromatique qui arrive avec plusieurs angles d'incidence, on considère un rayon incident de longueur d'onde λ :



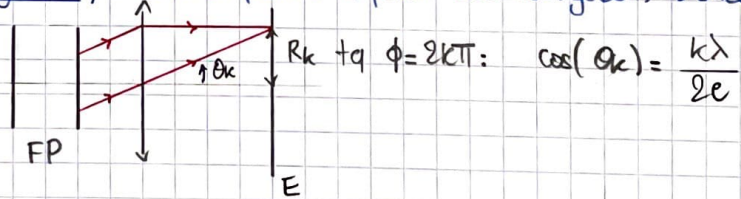
$$I(\phi) = \frac{I_{\max}}{1 + m \sin^2(\phi/2)} \quad \text{où } \phi = \frac{4\pi}{\lambda} e \cos \theta \quad \text{et } m = \frac{4R}{(1-R)^2}$$

pour observer un maximum d'anneaux, on souhaite donc avoir un maximum d'angles différents: on parcourra ainsi beaucoup de "cycles" de 2π .

En diminuant e , on limite la valeur de ϕ en θ_{\max} : on observe donc moins d'anneaux pour une même gamme d'angles, ce qui a pour effet de mieux séparer deux "systèmes" d'interférences pour deux longueurs d'onde proches.



on définit la finesse d'un FP comme $\mathcal{F} = \frac{\delta\phi}{\Delta\phi}$: plus elle est grande, mieux on pourra séparer des longueurs d'onde proches.



on indice en fonction plutôt des 1^{er} anneaux visibles, i.e. pour les plus grandes valeurs de k .

on a: $R^{(i)} = f^{12} \left[\frac{\lambda}{e} (i + \epsilon - 1) + \mathcal{O}\left(\frac{\lambda^2}{e^2}\right) \right]$ où $\epsilon \in [0, 1[$.

- Pour déterminer la finesse (cf. demo Solidon), on peut mg $\mathcal{F} = \frac{R^{(i+1)} - R^{(i-1)}}{2\delta R^{(i)}}$: on souhaite réaliser une régression linéaire.

En pratique:

• Réglage du FP:

- choisir l'étalon FP (n^2) avec 1 vis de réglage fin qui marche: prendre une épaisseur fine (\sim)
- Laxer réglage grossier de proche en proche. Partir d'une situat° où on doit visser les deux vis grossières. Lampe sodium + condenseur (mettre dépoli au besoin).

55

- réglage fin avec dépoli puis oui-oui / non-non dans la figure. régler vis du bas en 1^{er} car la vis du haut est la seule que l'on puisse tourner sans venir modifier le réglage à 90° de l'autre direction.

- On a choisi une caméra avec un objectif macro qui a une faible profondeur de champ. On place la caméra proche du FP de sorte qu'elle "regarde" les interférences à l'infini. Il a été nécessaire d'intercaler un dépoli pour voir qqch de potable. Ne pas hésiter à décaler le centre de la figure (via le condensateur) pour voir plus de systèmes d'anneaux.
- Il aurait été plus "propre" de prendre Cadmium + Filtre interférentiel mais dans ce cas, on n'a pas de lumière satisfaisante sans dépoli $\Rightarrow \sim \phi$ lumière. Le filament est toujours présent et gêne la mesure.
- rem: Avec le sodium, on compte une raie sur deux. Ça a l'avantage de montrer qu'on résout bien le doublet.
- On trace le profil d'intensité via image J en traçant une ligne qui passe par le centre du cercle (source d'incertitude) puis option **PLOT PROFILE** \Rightarrow enregistrement sous régressi

Instabilité de Rayleigh-Plateau

- On souhaite étudier la déstabilisation d'une colonne de liquide due à des phénomènes de tension de surface, comme proposé dans le Jolidon vert. On fait ici une manip' de principe sur laquelle on peut venir proposer un traitement plus quantitatif par traitement d'image via Python: mesurer λ_{\max} de manière statistique et relier la longueur de censure moyenne du jet \bar{L}_g à la vitesse d'écoulement en sortie de burette: on peut ainsi remonter à la tension de surface.
- L'instabilité tire son origine de minuscules perturbations en sortie du tube: liées entre autres à un écoulement turbulent ds la burette (cf robinet avec pertes de charge). En décomposant ce bruit, i.e. cette perturbat° initiale du jet cylindrique en différentes longueurs d'onde: $r(z) = r_0 + A \cos(kz)$, on cherche la valeur k_{\max} tq le taux de croissance de l'instabilité est maximal. Pour une perturbat°



coïncidant sur le schéma, les creux et vagues de courbure dictée par λ tendent à déstabiliser le jet. Cependant, il faut aussi prendre en compte le 2nd rayon de courbure, qui vaut r_0 et qui s'oppose à cette dynamique. Il y a donc instabilité si la courbure due à la perturbat° est + grande que celle initiale: $k r_0 < 1$.

- Plus quantitativement, on peut aboutir à une relation de dispersion à partir de Navier-Stokes où on néglige les effets de viscosité et la pesanteur: vitesse de la colonne uniforme. On néglige aussi le $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}$ devant $\partial_t \vec{v}$, avec un fluide incompressible, $\Delta p = 0$ à résoudre en cylindrique \Rightarrow fonctions de Bessel. On utilise enfin l'éq° de Laplace: $p(t, r_s(t, z), z) - p_{atm} = \gamma \mathcal{L}(t, z)$
- On aboutit aux conclusions $k r_0 < 1$: valide aux grandes longueurs d'onde et $k_{\max} r_0 = 0,697$

- On se propose donc de mesurer λ_{\max} . si on néglige la pesanteur, la vitesse des gouttes est la m[^]e que celle de la colonne. On s'attend donc à mesurer λ_{\max} , distance entre deux gouttes.

- En pratique:
 - mettre la citerne (P) sur un tabouret + support Bay pour qu'elle déverse de l'eau ds 1 burette (penser à un bouchon pour le raccordement): on garantit ainsi une vitesse d'écoulement constante.

[un vase de Mariotte
c'est encore mieux]

- placer une balance sous la burette + chrono pour connaître le débit d'écoulement (à prendre qd on lance le film car on n'ouvre pas le robinet complètement).
- Utiliser un panneau LED + caméra (Focale 16mm) pour zoomer sur le jet. On modifie le ROI pour plus de FPS.
- La longueur de jet intacte doit valoir ~ 50 fois le diamètre du tube pour être ds le bon régime d'écoulement.


Limites du modèle :

52

- viscosité: on compare le déplacement capillaire $\partial_t \vec{v}$ (de dir° \vec{e}_r) aux forces de viscosité
 \Rightarrow Nombre d'Ohnesorge $Oh \equiv \frac{\|\omega \Delta \vec{v}\|}{\|\partial_t \vec{v}\|} = \frac{\tau \omega}{r_0^2} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\gamma r_0}} \ll 1$ ici
 - inertie de l'air: ralentit la propagat° de l'instabilité
 - cisaillement: on a un écoulement entre deux fluides de vitesses différentes \Rightarrow instabilité de Kelvin-Helmoltz (compétition entre l'inertie du fluide et tension superficielle)
KH domine RP ssi $\frac{\rho_{air} v_0^2 r_0}{\gamma} \gg 1$
 - inertie de la colonne: Bernoulli le long de la colonne: on détermine la vitesse en \bar{L}_B , là où il y a la cataracte. On souhaite: $\frac{g \bar{L}_B}{v_0^2} \ll 1$
- Une mesure du débit et donc de la vitesse d'écoulement ($D_V = v_0 \times \pi r_0^2$) permet de vérifier qu'on est dans le bon régime (conditions 3 et 4). Comme λ_{max} est ind de v_0 , les événements de breakup se font en temps constant. On s'attend donc à une dépendance linéaire de \bar{L}_B en fonction de v_0 , avec une pente de $\sqrt{\frac{\rho r_0^3}{\gamma}}$ (homogène à un temps).
- rem:
 - Cette expérience a le bon goût d'illustrer les faiblesses que présentent les analyses d'image pour étudier des phénomènes statistiques. À ce titre, pour être sûr que l'on ne mesure pas la mauvaise chose, il convient de ne mesurer qu'une longueur d'onde par image.
 - On peut discuter de temps caractéristiques pour savoir si les événements que l'on considère sont bien indépendants: fonct° de corrélation entre l'altitude des deux dernières gouttes échappées du jet.

- On propose l'expérience décrite dans le poly capillarité le but est de remonter à la tension de surface de l'eau en étudiant la forme que prend une goutte pendante. Il y a compétition entre pesanteur et capillarité. Le long de la goutte, qui possède une symétrie de révolution autour de l'axe Oy , la pression ne dépend que de y car une dépendance en r induirait un écoulement radial. On utilise la loi de Laplace: $p_e(y) = p_g(y) + \gamma \mathcal{C}(y)$ où $\mathcal{C}(y)$ est la courbure en y au niveau de l'interface, puis on applique la statique des fluides (gaz et liquide) pour avoir une eq° qui donne $\mathcal{C}(y)$. On en déduit l'eq° que vérifie le profil $e(y)$ le long de la goutte.
- on utilise les tables de Fordham pour 1^{ère} approx° de γ puis on utilise la méthode des moindres carrés pour déterminer sa valeur exacte. L'incertitude du fit est donnée en développant χ_2 autour de sa valeur minimale à l'aide d'une hessienne: on en tire une incertitude.

rem: utiliser un banc optique + support adapté pour pouvoir ajuster facilement la position de la caméra

- 
- on peut modifier le ROI (dans "image") pour gagner en fps.)
 - Attention à la forme de la goutte: des effets de mouillage ont lieu le long des parois fines du tube d'où tombe la goutte: il ne faut donc pas la prendre trop grande.
 - discussion belle et grosse image { placer lentille + caméra sur banc optique (attention à aligner la seringue + adaptateur pour faire couler la goutte depuis un "cylindre" fin (bords // rayon \Rightarrow peu de mouillage).
 - éclairage avec QI + diffuseur, prendre un variateur pour ne pas faire saturer la caméra.
 - avec l'adaptateur, on la veut au contraire la plus grde possible. L'air déjà faite avant en préparation: la manip' est très capricieuse (et le script python aussi)