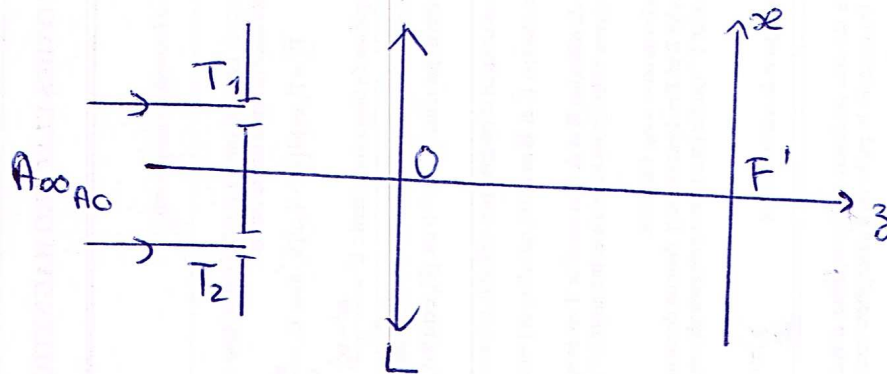


A) Observation d'une source ponctuelle dans la direction de l'axe optique.



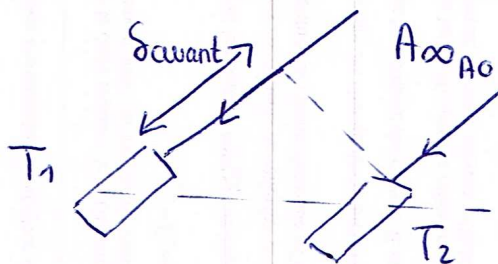
1) $A_{\infty A_0} \xrightarrow{L} A' = F'$

2) $S_0 = S_{\text{avant les trous}} + S_{\text{après les trous}} = 0$

\parallel \parallel
 0 0

Conclusion = frange brillante au centre de l'écran
 \triangle et non pas $S_0 = 0 \Rightarrow$ pas d'interférences.

3) En réalité, on voit sur le schéma de la figure 3, qu'il y a une différence de marche entre $(A_{\infty A_0} T_1)$ et $(A_{\infty A_0} T_2)$



Si on veut effectivement $S_0 = 0$, il faut donc introduire une différence de marche supplémentaire pour rallonger le chemin optique du rayon passant par T_2 . C'est le rôle de la ligne à retard.

On ajuste la position d'un miroir mobile pour pouvoir avoir $S_0 = 0$.

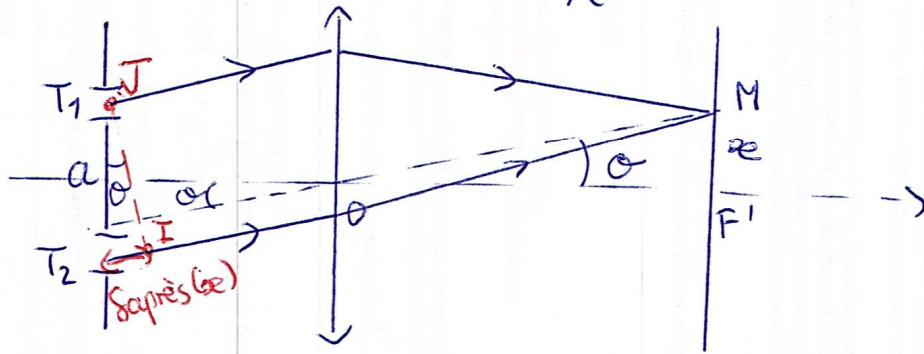
4) Par ailleurs, sans la ligne à retard, $S_0 = S_{\text{avant}}$ serait grand devant la longueur de cohérence de la

source et il n'y aurait donc pas d'interférences.

(2)

5) le contraste de la figure vaut 1 si les deux ondes qui se recombinaient sur l'écran ont la même amplitude.

$$6) I_A(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi \delta(x)}{\lambda} \right)$$



avec $\delta(x) = \underbrace{\delta_{\text{avant trous}} + \delta_{\text{à l'écran}}}_{!!} + \delta_{\text{après les trous}}$.

Les rayons qui se coupent dans le plan focal image sont des rayons parallèles entre eux avant la lentille.

D'après le théorème de Malus } $(IT) = (IM)$
+ principe de Fermat }

(+ éventuellement principe de retour inverse de la lumière).

On a donc $\delta(x) = \delta_{\text{après}}(x) = a \sin \theta$ avec $\tan \theta = \frac{x}{f'}$
la lentille étant utilisée dans les conditions de Gauss :

$$\theta \approx \frac{x}{f'}$$

$$\text{et } \delta(x) = \frac{ax}{f'}$$

$$\text{donc } I_A(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi ax}{\lambda f'} \right)$$

⚠ de calcul de $(T_2M) - (T_1M)$ à partir des coordonnées de T_1, T_2 et M : $\delta = T_2M - T_1M$ est faussé.

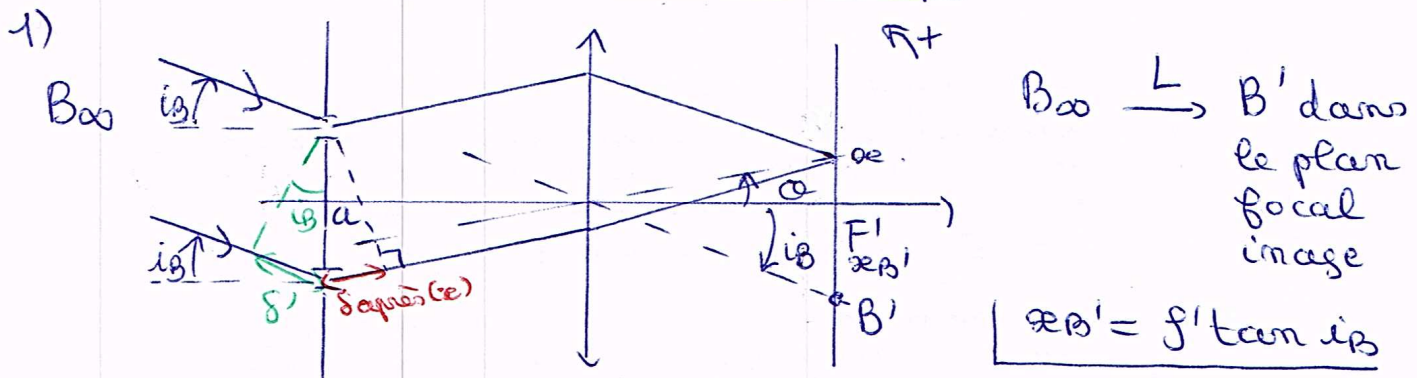
En effet, la lumière traverse la lentille -
 Les chemins optiques ne sont pas égaux aux
 distances T_1M et T_2M .

- 7) $I_A(x)$ est périodique de période i sur l'écran.
 On peut écrire : $I_A(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{i} \right)$

Par identification = $i = \frac{\lambda f'}{a}$
 avec 6).



B.] observation d'une source ponctuelle dans une
 direction différente de l'axe optique.



- 2) Il faut ajouter à la différence de marche précédente
 un terme supplémentaire : $\delta' = -a \sin i_B$ - < 0 sur le schéma

donc $I_B(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{ax}{f'} - a \sin i_B \right) \right)$

ou $I_B(x) \simeq 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{ax}{f'} - a \frac{x_{B'}}{f'} \right) \right)$
 dans les conditions de Gauss

$\rightarrow I_B(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda f'} (x - x_{B'}) \right)$

On a donc la même figure d'interférences qu'en A.]
 mais décalée de $x_{B'}$.

3) Interfrange échangée.

(4)

C) Observation de deux sources ponctuelles.

1) Sources A et B incohérentes car elles émettent des trains d'onde indépendamment l'une de l'autre.

2) des sources A et B étant incohérentes:

$I_{A+B}(x) = I_A(x) + I_B(x)$ Les intensités s'ajoutent.
Les radiations issues de chaque source n'interfèrent pas entre elles.

3) Il y a brouillage lorsque $\varphi_A(x) - \varphi_B(x) = m + \frac{1}{2}$
avec m entier.

$$\begin{aligned} \text{Or } \varphi_A(x) &= \frac{ax}{\lambda f'} \\ \varphi_B(x) &= \frac{a(x - x_B)}{\lambda f'} \end{aligned} \left\{ \begin{aligned} &+ \frac{ax_B}{\lambda f'} = m + \frac{1}{2} \\ \text{soit } &\frac{a f' \tan i_B}{\lambda f'} = m + \frac{1}{2} \end{aligned} \right.$$

donc $a = (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{\tan i_B}$.

soit $\boxed{a \approx (m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{i_B}}$

(OU)

$$I_{A+B} = 4 I_0 \left(1 + \cos \frac{\pi a}{\lambda f'} (x - x_B) \cos \frac{\pi a}{\lambda f'} x_B \right)$$

abscisse x , le contraste a pour expression:

$$C = \frac{I_{\max}(x) - I_{\min}(x)}{I_{\max}(x) + I_{\min}(x)} \quad \text{avec } I_{\max}(x) = 4 I_0 \left(1 + \left| \cos \frac{\pi a x}{\lambda f'} \right| \right)$$

$$I_{\min}(x) = 4 I_0 \left(1 - \left| \cos \frac{\pi a x_B}{\lambda f'} \right| \right)$$

$$C = \cos \frac{\pi a x_B}{\lambda f'}$$

Il y a brouillage (annulation du contraste) pour

$$\frac{\pi a x_B}{\lambda f'} = m\pi + \frac{\pi}{2} \quad \text{soit } \frac{a x_B}{\lambda f'} = m + \frac{1}{2} \Rightarrow \underline{\text{même résultat}}$$

4) On rapproche les deux télescopes puis on augmente a jusqu'à ce que la figure d'interférences se brouille.

$$\text{On a alors } a_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{i_B}$$

On augmente alors a jusqu'au brouillage suivant

$$\text{On a alors } a_2 = \left(m + 1 + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{i_B}$$

$$\Rightarrow a_2 - a_1 = \frac{\lambda}{i_B} \quad \text{soit } i_B = \frac{\lambda}{a_2 - a_1}$$

$$5) \quad i_B = \frac{\lambda}{a_2 - a_1}$$

$$\text{hyp } a_1 = 0$$

$$a_2 = a_{\max} = 100 \text{ m} \quad \left. \vphantom{a_2 = a_{\max} = 100 \text{ m}} \right\} i_{B \min} = \frac{\lambda}{a_{\max}} = 1,0 \cdot 10^{-8} \text{ rad}$$

Cette résolution est bien meilleure que celle obtenue avec un seul télescope.

Avec un télescope unitaire du VLT, la résolution est limitée par la diffraction au niveau du miroir primaire, On a $i_{B \min} = 2,98 \text{ rad} \gg 10^{-8} \text{ rad}$.