## Correction des aberrations sur l'axe d'une lunette

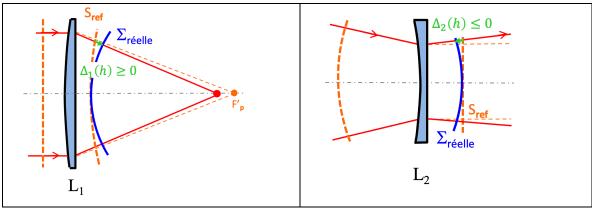
## Corrigé rapide

## A. Mise en place géométrique

- 1. & 2. En comparant la hauteur d'impact sur  $L_2$  et l'objectif d'un rayon limité par  $L_1$ , il apparaît que  $L_1$  limite l'ouverture numérique de l'ensemble :  $h_2 = \frac{\emptyset_1/2}{G} < \frac{\emptyset_2}{2}$  et également  $\frac{F/3}{2}$  (objectif photo). D'où  $\sin \alpha_m' = \frac{h_{2max}}{F} = \frac{12,5}{2,5\times50} = 0,10$  (au niveau du récepteur).
  - $\Rightarrow$  L<sub>1</sub> est la pupille d'entrée, de diamètre Ø<sub>1</sub>.
  - $\Rightarrow$  Le diamètre de la pupille de sortie de la lunette est  $2h_{2_{max}} = \frac{\emptyset_1}{G} = 10$  mm.
- 3.  $\emptyset_{Airy} = \frac{1.22\lambda}{\sin \alpha'_m} = 7 \,\mu\text{m} < \text{pixel} \Rightarrow \text{les pixels limitent la résolution}$

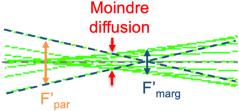
## B. Aberration sphérique du 3ème ordre

- 1. Théorème de Gouy :  $n'_t\Delta'_t = \sum n'_i\Delta'_i$  avec ici tous les indices = 1 (air)  $\Rightarrow$  on somme les contributions de chaque optique *séparément*, considérant qu'elles sont éclairées par une onde parfaite dans la configuration (conjugaison, ouverture...) pour laquelle elles travaillent.
- 2.  $L_1$ : lentille plan-sphérique convergente  $\Rightarrow$  les rayons réels sont plus déviés que les rayons paraxiaux  $\Rightarrow$  onde réelle en avance de phase  $\Delta'_1 \geq 0$  (avec les conventions de signe habituelles)
  - $\rightarrow$   $\Delta'_{1_{max}}$  = 31 µm au bord de la pupille (h<sub>1</sub> =  $\emptyset_1/2$ ) avec les formules données en annexe  $L_2$ : lentille plan-sphérique divergente  $\Rightarrow$  les rayons réels sont plus déviés que les rayons paraxiaux  $\Rightarrow$  onde réelle en retard de phase  $\Delta'_2 \leq 0$ .
  - $\rightarrow$   $\Delta'_{2_{max}}$  = -49 µm au bord de la pupille (h<sub>2max</sub> = h<sub>1max</sub>/2,5) NB : principe du retour inverse, on peut utiliser la même expression de  $\Delta$  en  $\infty \rightarrow F'$  ou en  $F' \rightarrow \infty$ , avec face plane vers l' $\infty$  ici.



- 3. L'écart normal aberrant du système dans son ensemble est  $\Delta_{\max} = {\Delta'}_{1_{max}} + {\Delta'}_{2_{max}} = -18 \ \mu m$  (soit  $-30 \ \lambda$ ) au bord de la pupille (aberration sphérique du  $3^{\text{ème}}$  ordre sur-corrigée).
- 4. (cf. démo. cours & TD)  $\sigma_{\Delta} = \frac{4\Delta_{max}}{6\sqrt{5}} \cong 9 \lambda$  (mise au pt paraxiale)  $\gg 0.07\lambda \Rightarrow$  critère de Maréchal non vérifié : la réponse percussionnelle est <u>très</u> différente d'une tache d'Airy, et une description géométrique en est donc suffisante.
- 5.  $u = \frac{\alpha'}{\alpha'_m}$  avec  $\alpha' = \frac{h_2}{F'_r} = \frac{h_1}{2.5 \times F'_r} \Rightarrow$  écart normal d'aberration sphérique de la forme  $\Delta'(\alpha', \varphi) = \Delta_{\max} \frac{\alpha'^4}{\alpha'_m^4}$ .

- 6. Relations de Nijboer avec  $\frac{\partial \Delta}{\partial \varphi} = 0 \Rightarrow$  équation d'un disque de rayon max  $\frac{4\Delta_{max}}{\alpha'_m \times \cos \alpha'_m} \cong 710 \ \mu\text{m} \gg$  taille des pixels : défaut rédhibitoire !
- 7. Au foyer de moindre diffusion, le rayon est divisé par 4 ⇒ la tache reste très supérieure aux pixels.
- 8.  $dy_T'(u)$ : impact des rayons du plan tangentiel ( $\varphi = 0 180^\circ$ ) par rapport à l'image paraxiale, dans le plan image paraxial, en fonction de la hauteur d'impact normalisée dans la pupille u.
  - courbe b. mise au point paraxiale  $(dy'_T(u))$  tangent à l'axe des abscisses : valeurs proches de 0 pour les rayons paraxiaux);



Tracé des rayons autour des foyers (aberration sphérique sur-corrigée)

- courbe c: mise au point au foyer de moindre diffusion (étalement minimal des rayons ⇒ taille de tache minimale);
- courbe d : mise au point au foyer marginal  $((dy'_T(u=1)=0);$
- courbe a : défaut de mise au point positif (hors de la caustique)
- 9. Compensation rigoureuse de l'aberration sphérique de  $L_1$  par celle de  $L_2$  si  ${\Delta'}_{2\,\text{max}} = -31\,\mu\text{m}$   $\Leftrightarrow n_2 = 1,741 \ (\sim \text{SF}10)$  (et donc un rayon de courbure de la face concave de  $L_2$   $R_2 = -17,8$  mm). Le choix d'un verre de dispersion différente de celui de  $L_1$  peut permettre la correction du chromatisme.
- 10. Comparaison des différentes configurations possibles : il faut garder  $L_1$  dans le bon sens, car c'est l'optique la plus aberrante ;  $L_2$  doit apporter une aberration assez forte pour la compenser, malgré sa focale plus faible ( $\Delta \propto f'$  à ouverture numérique donnée). On ne trouve aucun verre réaliste pour  $L_2$  dans les autres configurations.

	Aberration Sphérique (L <sub>1</sub> & L <sub>2</sub> en BK7)	<u>Correction</u> (L <sub>1</sub> : BK7 / L <sub>2</sub> : ?)
L <sub>1</sub>	Δ = -18 μm	n <sub>1</sub> = 1,52 (BK7) n <sub>2</sub> = 1,74 (SF10)
L <sub>1</sub>	Δ = + 19 μm	n <sub>1</sub> = 1,52 n <sub>2</sub> = 1,34
	Δ = + 73 μm	n <sub>1</sub> = 1,52 n <sub>2</sub> = 1,27
	Δ = + 109 μm	n <sub>1</sub> = 1,52 n <sub>2</sub> = 1,18