Correction QCM

1. **Réponse b**

La dimension caractéristique de l'aigrette de coma (3ème ordre) est $\rho_m = 9\ \mu\text{m} = \text{by}'{\alpha'_\text{m}}^2$, et correspond à un écart normal de la forme $\Delta(u,\varphi) = by'{\alpha'_m}^3 u^3 \cos\varphi$, soit ici $\Delta_0 = \rho_m \times \alpha'_m$ = 0,80 µm.

2. **Réponse d**

Définition de la courbure de champ

3. **Réponse b**

La constringence d'un verre est définie par $\nu = \frac{n_{0,588}-1}{n_{0,486}-n_{0,656}}$=28,5.

Correction Exercice

1.a. Le S-H déduit la forme de la surface d'onde incidente à partir de la mesure des pentes locales de la surface : chaque portion du front d'onde éclaire une microlentille, et la position de la tache associée dans le plan du capteur, situé dans le plan focal des microlentilles, est directement proportionnelle à la pente locale (cf. cours 14).

1.b. La mesure de front d'onde ne permet pas de mesurer directement la distorsion, ni la courbure de champ. Elle n'est pas non plus adaptée à une mesure de chromatisme.

2.a. aberration sphérique du 3ème ordre, coma du 3ème ordre et astigmatisme du 3ème ordre.

2.b. Au bord du champ, au meilleur foyer : $C_8 = \frac{\lambda_0}{3\sqrt{5}} \cong 0{,}15\ \lambda_0$, $C_6 = \frac{\lambda_0}{3\sqrt{8}} \cong 0{,}11\ \lambda_0$ et $C_4 = \frac{\lambda_0}{\sqrt{6}} \cong 0{,}41\ \lambda_0$

2.c. L'aberration qui dégrade le plus fortement la réponse percussionnelle du système est l'astigmatisme, puisque le coefficient de Z. associé, qui impacte directement la forme de la réponse percussionnelle au travers du rapport de Strehl, est le plus élevé.

2.d. Sur l'axe, l'écart-type de l'écart normal $\sigma_\Delta = C_8 > \frac{\lambda}{14} = 0{,}07 \Rightarrow$ le système ne vérifie pas le critère de Maréchal, et il ne pourra pas non plus le vérifier dans le champ ($\sigma_\Delta = \sqrt{{C_8}^2 + {C_6}^2 + {C_4}^2} > C_8$). Le système n'est donc pas en limite de diffraction, ni sur l'axe ni dans le champ.

Effectivement, le rapport de Strehl $R_S \cong \exp\frac{-4\pi^2 C_8^2}{\lambda_0^2} = 42\%$, tandis que dans le champ $R_S \ll 1\%$ (valeur non-significative).

Notons que l'on aurait également pu raisonner à partir des dimensions des taches aberrantes, dans une approche purement géométrique à partir des relations de Nijboer, en comparant avec la dimension de la tache d'Airy. Dans ce cas, on trouve en particulier que le diamètre de la tache associée à l'aberration sphérique est $Ø \cong \frac{16\lambda}{\alpha'_m} = 96\ \mu m$ – valeur évaluée au foyer paraxial à partir de l'expression de l'écart normal dans la base de Seidel. Au foyer de moindre diffusion, le Ø est divisé par 4, ce qui reste encore supérieur à celui de la tache d'Airy. On pouvait donc conclure également que le système n'est pas en limite de diffraction sur l'axe, et a fortiori pas non plus dans le champ. *Mais objectivement, c'est plus fastidieux … cf. annexe*

2.e. En divisant par 2 l'ouverture numérique, le terme d'aberration sphérique est divisé par 2^4, celui de coma par 2^3 et celui d'astigmatisme par 2^2, soit $C'_8 \cong 0{,}009\ \lambda_0$, $C'_6 \cong 0{,}015\ \lambda_0$ et $C'_4 \cong 0{,}10\ \lambda_0$: l'astigmatisme reste prépondérant, mais le système est en limite de diffraction sur l'axe ($C'_8 \ll 0{,}07\ \lambda_0$) et peu aberrant dans le champ ($R_S \cong 65\%$).

L'aberration sphérique étant modifiée, le plan du meilleur foyer se déplace (et se rapproche du foyer paraxial).

En réduisant l'ouverture numérique, le système se rapproche d'une optique paraxiale, et aucune aberration qui n'aurait pas été présente à pleine ouverture ne peut apparaître dans ces conditions.

3.a. La fonction de transfert optique est la transformée de Fourier de la réponse percussionnelle ; elle donne le contraste de l'image d'une mire d'éclairement sinusoïdal en fonction de la fréquence spatiale de cette mire.

3.b. $\sigma'_C = \frac{2\sin\alpha'_m}{\lambda_0} = 333\ \text{mm}^{-1}$

3.c. La fréquence spatiale maximale que le capteur peut restituer est la fréquence de Nyquist de l'échantillonnage spatial, soit $\frac{1}{2c}$ = 100 mm^{-1} (la ½ de la fréquence d'échantillonnage).

3.d. FTM A : fréquence de coupure supérieure à σ'_C ; FTM C : FTM d'un système en limite de diffraction ; FTM D : fonction de transfert qui prend des valeurs supérieures à la FTM en limite de diffraction ⇒ seule la FTM B est compatible avec celle d'un système qui n'est pas en limite de diffraction et d'ouverture numérique $\sin \alpha'_m = 0{,}1$.

4.a. Mire-image de période $p' = |G_y|p$, dont la fréquence fondamentale (dans l'espace-image) est $\sigma'_p = \frac{1}{p'}$ = 40 mm^{-1}, soit $\frac{\sigma'_p}{\sigma'_C} = 0{,}12$: pour le système en limite de diffraction, on aurait $FTM_0(\sigma'_p)$ = 0,85.

4.b. Dans le cas du système étudié, on peut lire sur la FTM B un contraste de 0,49.

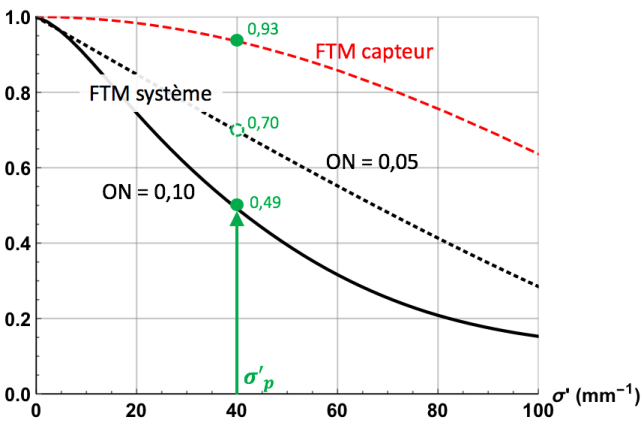
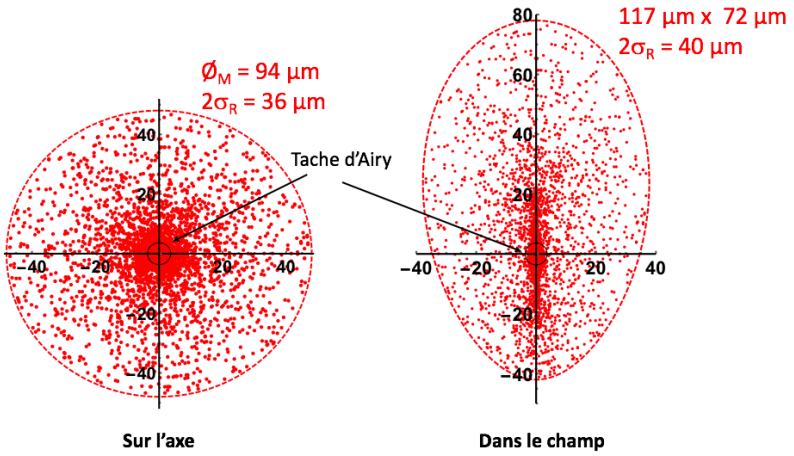
4.c. En réduisant l'ouverture numérique par 2, on a vu que le système est en limite de diffraction sur l'axe. Mais la fréquence de coupure devient σ''_C = 166 mm^{-1} et donc $\frac{\sigma'_p}{\sigma''_C} = 0{,}24$: la fonction de transfert prend alors la valeur $FTM_0(\sigma'_p)$ = 0,70 : le contraste s'améliore donc sensiblement par rapport au dispositif à pleine ouverture pour cette mire.

4.d. Le capteur induit un filtrage des fréquences spatiales, et atténue donc le contraste de la mire imagée : la FTM du capteur est

$$FTM_c(\sigma'_x, \sigma'_y) = \frac{\sin \pi\sigma'_x c}{\pi\sigma'_y c} \times \frac{\sin \pi\sigma'_y c}{\pi\sigma'_y c}$$

dont le 1er zéro est en $\sigma' = \frac{1}{c} = 200$ mm^{-1}.

Sur la plage des fréquences spatiales restituées ($\sigma' \leq \frac{1}{2c}$), la fonction de transfert du capteur reste donc supérieure à $\frac{2}{\pi}$ = 0,64, et en particulier à σ'_p , le contraste est de 0,93 – impact relativement négligeable ici.



Annexe : simulation des diagrammes de points sur l'axe et dans le champ, pour une mise au point au foyer paraxial – unités des axes = µm