Imagerie à haute résolution en optique active et en optique adaptative

P.-Y. Madec

*Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Direction de la Physique Générale,
Division Optique, 29 avenue de la Division Leclerc, F-92320 Châtillon, France*

1 Introduction

Ces dernières années ont vu la naissance d'un très grand nombre de projets de réalisation de télescopes de 8 mètres de diamètre, voire plus, destinés aux observations astronomiques depuis le sol. Cet engouement pour les télescopes géants correspond à deux besoins exprimés par la communauté astronomique: observer des étoiles lointaines, donc faiblement lumineuses, et de structure complexe. Les plus grands télescopes de bonne qualité actuellement disponibles, ont un diamètre de 4 mètres; les tentatives de réalisation d'instruments plus importants, tel le télescope de 5 m du Mont Palomar (USA) ou celui de 6 m de Zelentchouk (URSS), se sont révélées complexes et décevantes. La réalisation de miroirs primaires de 8 m de diamètre nécessite une autre approche des problèmes technologiques: s'ils étaient réalisés selon les anciens principes, la seule obtention du blank nécessiterait des années de refroidissement du verre, pour aboutir à une pièce optique pesant une cinquantaine de tonnes...Les concepts modernes préconisent la réalisation de ménisques minces d'une vingtaine de cm d'épaisseur pour un diamètre de 8 m. La mise en forme et le maintien en position précis de la surface optique sont réalisés par un ensemble de moteurs disposés sous le disque: c'est le principe de l'optique active (voir figure 1).

figure 1: schéma d'une optique active

Si l'augmentation du diamètre des instruments permet effectivement de collecter plus de flux, et ainsi de sonder plus profondément l'Univers, en revanche cela n'apporte aucun gain dans la finesse des détails observés. En effet, la résolution théorique de ces télescopes, inversement proportionnelle à leur diamètre, est dégradée par l'effet des turbulences atmosphériques. De nombreuses techniques de traitement d'images *a posteriori* ont été utilisées pour restaurer le mieux possible la qualité des images, et ainsi bénéficier de toute la puissance des instruments utilisés. Parallèlement, sous la poussée des études à finalités militaires, une technique temps réel de correction des fronts d'onde dégradés par la turbulence est apparue: l'optique adaptative (voir figure 2).

figure 2: schéma d'une optique adaptative

Bien que ne s'intéressant pas aux mêmes types de défauts à corriger, l'optique active et l'optique adaptative sont deux techniques jumelles. Elles nécessitent l'emploi d'un analyseur de surface d'onde, permettant de mesurer en temps réel les déformations des ondes optiques; ces déformations sont compensées par un miroir dont le profil est contrôlé par un ensemble de moteurs: le miroir primaire du télescope lui-même pour l'optique active, un petit miroir déformable pour l'optique adaptative. Les lois de commande permettant de contrôler chaque miroir sont de même nature.

Dans un premier chapitre, nous nous intéresserons au principe de l'analyse de surface d'onde, élément commun aux deux techniques; puis, après une brève description de l'effet des turbulences atmosphériques sur la formation des images, nous détaillerons le fonctionnement d'une optique adaptative, que nous illustrerons par l'exemple du système Come-On, prototype d'optique adaptative pour l'astronomie [1] [2]. Enfin, nous décrirons les principes de l'optique active.

2 Analyse de surface d'onde

Les détecteurs optiques utilisés ne permettent pas de mesurer directement la phase des ondes électromagnétiques: ils ne sont sensibles qu'à leur intensité. L'état de surface des fronts d'onde optiques ne peut être mesuré qu'indirectement. Pour les applications astronomiques, l'analyseur de surface d'onde doit pouvoir travailler en lumière blanche, sur des objets faiblement lumineux; il doit également pouvoir effectuer l'analyse sur des objets étendus. Deux types d'analyseurs peuvent être envisagés: l'analyseur de Hartmann-Shack [3], développé et utilisé depuis de nombreuses années, et l'analyseur à courbures, récemment proposé par F. Roddier [4].

Basé sur le principe de l'ombroscopie, l'analyseur de Roddier mesure les courbures locales des fronts d'onde; ce nouveau principe, aux potentialités très prometteuses, est actuellement en cours de développement.

L'analyseur de Hartmann-Shack permet d'évaluer les pentes locales des fronts d'onde; développé depuis de nombreuses années, il a largement été utilisé pour de nombreuses applications astronomiques.

2-1 principe de l'analyseur de Hartmann-Shack (figure 3)

figure 3: schéma de principe de l'analyseur de front d'onde

Le front d'onde optique aberrant est échantillonné par un réseau 2D de micro-lentilles, conjugué de la pupille d'entrée du système optique. Chaque micro-lentille définit une sous-pupille et donne de l'objet une image; les basculements locaux de l'onde sont déterminés par le déplacement relatif de la tache focale par rapport à une position de référence correspondant à une onde plane. La surface d'onde est reconstruite par intégration des mesures de pentes locales.

Afin de mesurer ces déplacements, une mosaïque de détecteurs de type CCD est placée au foyer des micro-lentilles. La position de chaque spot lumineux est évaluée en calculant son centre de gravité, à partir du signal vidéo numérisé fourni

par le détecteur. Si on appelle (X_c, Y_c) les coordonnées du centre de gravité de la tache dans une sous-pupille, on a:

$$X_c = \frac{\sum_i x_i S_i}{\sum_i S_i} \quad Y_c = \frac{\sum_i y_i S_i}{\sum_i S_i} \quad (1)$$

avec: (x_i, y_i) position du pixel n° i
 S_i signal détecté par le pixel n° i

Formellement, le calcul de X_c et Y_c peut également s'écrire:

$$X_c = \iint_{ss-pup} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx dy \quad Y_c = \iint_{ss-pup} \frac{\partial \phi}{\partial y} dx dy \quad (2)$$

avec: $\phi(x, y)$ phase optique dans la pupille
 X_c et Y_c représentent alors la pente moyenne de la phase, en X et en Y, à l'intérieur de la sous-pupille.

La réalisation de ce type d'analyseur conduit à un instrument optique simple, compact et sans pièce mobile; il est totalement achromatique et peut travailler à partir de sources étendues spatialement.

2-2 reconstruction de la phase

Si on considère un analyseur comprenant $N \times N$ sous-pupilles, il fournit $2N^2$ mesures; le problème est alors de reconstruire la phase à partir de la connaissance de ses pentes locales. Parmi toutes les méthodes de reconstruction envisageables [5] [6], la méthode modale présente de nombreux avantages.

Les instruments d'optique étant généralement à pupille circulaire, on décompose la phase $\phi(\rho, \theta)$ sur une base infinie de polynômes orthonormés sur un tel support. Soit $(Z_l(\rho, \theta))$ une telle base, on peut écrire:

$$\phi(\rho, \theta) = \sum_{l=1}^{\infty} a_l Z_l(\rho, \theta) \quad (3)$$

La base $(Z_l(\rho, \theta))$ étant connue, on peut calculer les mesures que fournirait l'analyseur pour chacun de ces modes; soit $(M^x_l(\rho, \theta), M^y_l(\rho, \theta))$ cet ensemble de mesures, on a pour chaque sous-pupille:

$$M^x_l(\rho, \theta) = \iint_{ss-pup} \frac{\partial Z_l(\rho, \theta)}{\partial x} dx dy$$

$$M^y_l(\rho, \theta) = \iint_{ss-pup} \frac{\partial Z_l(\rho, \theta)}{\partial y} dx dy \quad (4)$$

Le nombre de sous-pupilles de l'analyseur étant fini, on ne peut reconstruire que les M premiers modes de la base ($M < 2N^2$).
Si on appelle (m_x, m_y) les mesures de l'analyseur pour la phase $\varphi(\rho, \theta)$, on peut écrire:

$$m_x = \sum_{l=1}^{\infty} a_l M_{x_l} \quad \text{et} \quad m_y = \sum_{l=1}^{\infty} a_l M_{y_l} \quad (5)$$

Cette relation peut également s'écrire de façon matricielle:

$$(m) = M_Z (a) \quad (6)$$

avec: (m) vecteur des mesures en X et en Y fournies par l'analyseur
 M_Z matrice des mesures des modes de la base (relation 4)
 (a) vecteur des coefficients de décomposition modale de φ (relation 3)

Le calcul des coefficients a_l passe par l'inversion de la relation 6; le nombre de mesures étant supérieur au nombre de modes à reconstruire, l'inversion de M_Z se fait en utilisant le critère des moindres carrés. On obtient alors le résultat classique suivant:

$$({}^t M_Z M_Z) (a) = {}^t M_Z (m) \quad (7)$$

Le produit matriciel $({}^t M_Z M_Z)$ est une matrice carrée symétrique, généralement inversible; d'où le résultat final:

$$(a) = ({}^t M_Z M_Z)^{-1} {}^t M_Z (m) \quad (8)$$

remarque:

obtenir une matrice $({}^t M_Z M_Z)$ irrégulière est souvent dû à un nombre excessif de modes pris en compte dans la reconstruction: il est alors nécessaire d'en considérer moins pour pouvoir inverser correctement la relation 6.

fin de remarque

Le choix de la base des modes de reconstruction est guidé par la connaissance que l'on a des défauts de phase que l'on cherche à analyser. En général, cette base est constituée des polynômes de Zernike, ensemble de fonctions orthonormées sur un support circulaire de rayon 1. Ces fonctions présentent l'avantage d'être bien connues des opticiens, dans la mesure où elles représentent les premières aberrations géométriques connues (aberration sphérique, astigmatisme, coma). Ils ont également été utilisés par Noll pour caractériser l'effet des turbulences atmosphériques sur les phases optiques [7].

Les méthodes de reconstruction modales permettent de filtrer simplement les phases à reconstruire: il suffit de ne pas prendre en compte les modes mal reconnus par l'analyseur, dont le rapport signal à bruit est mauvais; de plus, une fois la phase reconstruite, on peut la redéfinir sur autant de points que l'on souhaite, notamment

sur des supports permettant d'effectuer des transformées de Fourier rapides. On rappelle que ce type d'opération permet de passer de la phase optique dans la pupille, à la répartition d'intensité au foyer de l'instrument [8].

2-3 précision de reconstruction de l'analyseur

La mesure de la pente moyenne du front d'onde sur une sous-pupille est proportionnelle au déplacement de la tache image au foyer de la micro-lentille correspondante. Deux sources d'erreur sont à considérer: l'erreur liée à la précision de détermination du barycentre des taches lumineuses, et l'erreur due à l'aliasing spatial qui existe dans les mesures de l'analyseur de Hartmann-Shack par suite de l'échantillonnage spatial du front d'onde. En effet, le front d'onde à analyser peut contenir des fréquences spatiales supérieures à la fréquence d'échantillonnage.

2-3-1 erreur sur la mesure du centre de gravité des taches lumineuses

La position du centre de gravité des taches est déterminée par la relation 1. Le bruit présent sur le signal de chaque pixel induit une erreur dans la détermination de X_c et Y_c . Soit δ_x la position en X du centre de gravité:

$$\delta_x = \langle \delta_x \rangle + \frac{1}{S_{\text{tot}}} \sum_{ij} b_{ij} x_{ij} \quad (9)$$

où b_{ij} est le bruit sur le pixel ij , et S_{tot} le signal total reçu par sous-pupille.

Si on appelle $\sigma_{\Delta\phi}$ l'écart-type de l'écart de phase au bord d'une sous-pupille, et σ_{δ_x} l'écart-type de δ_x , on peut écrire:

$$\sigma_{\Delta\phi} = 2\pi \frac{d}{\lambda f} \sigma_{\delta_x} \quad (10)$$

avec: d diamètre d'une sous-pupille
 f focale des micro-lentilles
 λ longueur d'onde d'analyse

La variance de δ_x est donnée par:

$$\sigma_{\delta_x}^2 = \frac{1}{S_{\text{tot}}^2} \sum_{ij} \sigma_{ij}^2 x_{ij}^2 \quad (11)$$

où σ_{ij}^2 est la variance du bruit b_{ij} .

bruit électronique de détecteur

On a alors $\sigma_{ij}^2 = \sigma_b^2$, bruit de détecteur, indépendant du pixel ij . On obtient:

$$\sigma_{\Delta\phi} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{\sigma_b}{S_{\text{tot}}} \frac{N^2_S}{N_D} \quad (\text{en } \lambda) \quad (12)$$

avec: N^2_S nombre de pixels utilisés pour le calcul du barycentre
 N_D nombre de pixels contenus dans le diamètre d'une tache de diffraction des micro-lentilles.

bruit de photons

La statistique d'arrivée des photons (statistique poissonnienne), conduit à un bruit $\sigma_{ij}^2 = N$, avec N nombre de photons sur le pixel i,j . Appliqué à la relation 11, on obtient:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{n_A}} \frac{N_T}{N_D} \quad (\text{en } \lambda) \quad (13)$$

avec: n_A nombre de photons par sous-pupille
 N_T nombre de pixels dans la tache image
 N_D nombre de pixels contenus dans le diamètre d'une tache de diffraction des micro-lentilles.

application numérique

Si on considère le cas d'un analyseur travaillant avec 100 photons par sous-pupille, et pour lequel la largeur de la tache image est égale à celle de la tache de diffraction et vaut 2 pixels, l'erreur de détermination sur l'écart de phase vaut alors:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{\lambda}{30} \quad (14)$$

ce qui correspond approximativement au critère de qualité image exprimé par Maréchal [8].

Si dans le même cas, on prend en compte un détecteur dont le bruit de lecture vaut 100 électrons par pixel, et pour lequel on utilise 10 pixels pour le calcul du barycentre, l'erreur de détermination sur l'écart de phase vaut alors:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = 1,44 \lambda \quad (15)$$

ce qui conduit à une très mauvaise détermination de la phase.

Pour réduire $\sigma_{\Delta\varphi}$ sans augmenter le flux reçu, on peut envisager deux moyens:

- utiliser des détecteurs à faible bruit électronique, de l'ordre de quelques dixièmes d'électrons par pixel: actuellement, des CCD du commerce permettent d'atteindre quelques électrons, à condition de les lire à une cadence faible de l'ordre de 50kHz. Pour un électron de bruit, l'erreur sur la détermination de l'écart de phase vaut, dans le cas de notre exemple:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{\lambda}{70} \quad (16)$$

- utiliser un intensificateur de lumière, permettant d'accroître le signal total reçu par les pixels; ce type de composant présente l'avantage d'avoir un bruit négligeable, mais l'inconvénient d'un faible rendement quantique ($\approx 7\%$, à comparer à plus de 50% pour un CCD nu), ce qui limite le gain effectif que l'on peut obtenir. Pour un gain d'intensificateur de 100, l'erreur sur la détermination de l'écart de phase vaut, dans le cas de notre exemple:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \frac{\lambda}{70} \quad (17)$$

2-3-2 erreur due à l'échantillonnage spatial du front d'onde

L'analyseur de front d'onde de Hartmann-Shack se comporte comme un échantillonneur discret de la phase du front d'onde dans le plan de la pupille. Si ses fluctuations spatiales comportent des fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, une erreur intervient du fait du sous-échantillonnage du front d'onde, appelée erreur d'aliasing, ou erreur de repliement. L'estimation de cette erreur passe par la connaissance du contenu fréquentiel des défauts à mesurer. Le choix du nombre de sous-pupilles d'analyse permet alors de minimiser cette erreur.

3 Optique adaptative

Un système d'optique adaptative permet de corriger en temps réel les perturbations de phase introduites par la turbulence sur la propagation des faisceaux optiques. Après un bref rappel concernant les perturbations atmosphériques, nous décrirons les composants de ce type de système, et nous en fixerons les principaux paramètres.

3-1 paramètres de la turbulence atmosphérique

L'écoulement des masses d'air dans l'atmosphère est toujours turbulent. Ces turbulences se produisant dans un milieu où la température n'est pas uniforme, induisent des fluctuations locales et aléatoires de température, et donc de l'indice de réfraction de l'air. Les fronts d'onde optiques se propageant dans ce milieu inhomogène, subissent des variations de leur chemin optique conduisant à leur déformation spatiale. Ces déformations spatiales du front d'onde correspondent à des déviations des rayons lumineux; ces déviations se manifesteront par des fluctuations d'intensité d'autant plus importantes qu'elles seront distantes des couches turbulentes qui leur ont donné naissance.

Les images obtenues à partir de ces fronts d'onde perturbés sont dégradées. En l'absence de toute turbulence, la dimension angulaire d'une image est fixée par les lois de la diffraction: un instrument de diamètre D , travaillant à une longueur d'onde λ donne une image focalisée de diamètre angulaire:

$$\theta_{\text{dif}} = 2,44 \frac{\lambda}{D} \quad (18)$$

Un des paramètres fondamentaux de la turbulence est le diamètre de Fried, noté r_0 , que l'on peut définir comme le diamètre d'un télescope parfait qui aurait la même résolution qu'un télescope de très grand diamètre, uniquement limité par la turbulence atmosphérique. A $0,5 \mu\text{m}$, la valeur moyenne typique de ce paramètre est 10 cm.

Pour un même type de turbulence, le diamètre de Fried r_0 dépend fortement de la longueur d'onde; on a:

$$r_0 = \text{cte } \lambda^{1,2} \quad (19)$$

Par exemple, un r_0 de 10 cm dans le visible vaudra 53 cm à 2 μm , et 3,6 m à 10 μm .

La résolution angulaire d'un télescope de diamètre D supérieur à r_0 , s'écrit de façon analogue à la relation 18:

$$\theta_{\text{turb}} = \frac{\lambda}{r_0} \quad (20)$$

cette relation montre que θ_{turb} est quasiment indépendant de la longueur d'onde ($\lambda^{0,2}$); pour un r_0 de 10 cm à 0,5 μm , la résolution imposée par l'atmosphère est de 1 seconde d'arc, quelquesoit λ ; ainsi à 10 μm , les plus grands télescopes ne sont que très peu affectés par la turbulence atmosphérique.

A partir de r_0 , on peut également exprimer la variance de la phase dans une pupille de diamètre D ; elle vaut:

$$\sigma^2_{\varphi} = 1,03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{rad}^2) \quad (21)$$

On a montré au paragraphe 2 que l'on pouvait décomposer la phase sur une base de Zernike; Noll a calculé la variance des fluctuations de phase de chaque polynôme de Zernike. On a pour les premiers d'entre eux:

$$\sigma^2_{\text{tilt}} = 2 \times 0,45 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{rad}^2) \quad (22)$$

$$\sigma^2_{\text{defoc}} = 0,023 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{rad}^2) \quad (23)$$

Après extraction des M premiers polynômes de la phase, il reste:

$$\sigma^2_{\varphi} = 0,3 M^{-5/6} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{rad}^2) \quad (24)$$

Des relations 21 et 22, il ressort que les deux basculements contribuent pour 90% à la variance des défauts de phase introduits par la turbulence. Il est fondamental pour une optique adaptative de parfaitement corriger ces deux défauts.

Un second paramètre d'importance pour caractériser la turbulence est le domaine d'isoplanétisme θ_0 . On peut décrire ce paramètre comme le domaine angulaire à l'intérieur duquel deux points sources sont vus avec les mêmes perturbations de front d'onde: effectuer la mesure des perturbations de front d'onde pour l'une ou l'autre de ces sources est alors équivalent. Si on considère que r_0 est un paramètre pupillaire pour une optique limitée par la turbulence atmosphérique, alors θ_0 est la grandeur de champ associée. Bien que peu dépendant de r_0 , il est généralement exprimé par:

$$\theta_0 = \frac{r_0}{h} \quad (25)$$

h caractérisant une altitude moyenne des couches turbulentes.

Pour un r_0 de 10 cm à 0,5 μm , θ_0 vaut 2 secondes d'arc à 0,5 μm et 10 secondes d'arc à 2 μm .

Enfin, le dernier paramètre d'intérêt des turbulences atmosphériques pour un système d'optique adaptative est le temps d'évolution des turbulences. Noté τ , il dépend de r_0 et de la vitesse moyenne du vent le long du trajet de propagation du faisceau lumineux; on écrit:

$$\tau = \frac{r_0}{v} \quad (26)$$

Pour un r_0 de 10 cm à 0,5 μm et une vitesse moyenne de vent de 16 ms^{-1} (60 km/h), le temps d'évolution τ vaut 6 ms à 0,5 μm et 35 ms à 2 μm .

3-2 description d'une optique adaptative

Sur la figure 2, nous avons présenté le schéma d'un système d'optique adaptative. L'analyseur de surface d'onde, dont nous avons présenté le principe dans le paragraphe 2, mesure en temps réel les défauts de l'onde optique perturbée par l'atmosphère. A partir de cette mesure, un ordinateur temps réel élabore les commandes à appliquer à l'élément correcteur, qui est constitué d'un miroir déformable, dont l'état de surface est en permanence contrôlé par un jeu de moteurs piézoélectriques. Nous allons tout d'abord décrire ces miroirs déformables, puis nous détaillerons le principe des algorithmes de commande utilisés, et enfin nous décrirons le dimensionnement d'une optique adaptative.

3-2-1 les miroirs déformables

Un miroir déformable est en général constitué d'une mince plaque de verre, derrière laquelle sont disposés des moteurs qui, tirant ou poussant, déforment cette plaque (voir figure 4).

figure 4: schéma d'un miroir déformable

Nos applications nécessitent de réaliser des déplacements d'une dizaine de microns au maximum, avec des précisions de l'ordre du centième de micron. Les matériaux piézoélectriques se prêtent particulièrement bien à ce type d'application: ce sont des matériaux qui, soumis à un champ électrique, se dilatent ou se contractent. A l'aide de ces matériaux, on réalise des moteurs en empilant un grand nombre de disques, et en alimentant chaque disque avec la même tension: ainsi, à partir de matériau dont la sensibilité de déplacement vaut 0,3 $\mu\text{m/kV}$, on réalise des moteurs dont les sensibilités peuvent atteindre jusque 10 $\mu\text{m/kV}$.

La société française Laserdot (groupe Aérospatiale), ainsi que différentes sociétés américaines, réalisent ce type de composants [9].

3-2-2 algorithmes de commande

On suppose que l'ensemble des phénomènes physiques liant l'analyseur de surface d'onde au miroir est linéaire. On cherche à calculer une matrice de commande optimale telle que, multipliée par le vecteur de mesure fourni par l'analyseur, on obtienne un vecteur de commande à appliquer au miroir afin de corriger l'onde aberrante.

On peut définir une matrice caractérisant l'influence du miroir sur l'analyseur de surface d'onde. Cette matrice, appelée matrice d'interaction et notée D , est obtenue en appliquant successivement sur chaque moteur une commande unitaire et en enregistrant chaque vecteur de mesures associé à chaque moteur. L'ensemble de ces vecteurs de mesures est rangé par colonne pour former la matrice D .

Par la suite, pour un vecteur de commande quelconque V , on sait calculer le vecteur de mesures ε par:

$$\varepsilon = D V \quad (27)$$

Calculer V à partir de ε revient à inverser la relation 27.

En règle générale, la matrice d'interaction D est rectangulaire (il y a plus de mesures que de moteurs à commander). Le calcul de la matrice de commande se fait donc suivant le critère des moindres carrés: la matrice obtenue sera celle qui minimise les erreurs résiduelles de mesure. Le résultat classique de ce calcul est:

$$({}^tD D) V = {}^tD \varepsilon \quad (28)$$

Le calcul de la matrice de commande passe alors par l'inversion du produit matriciel $({}^tD D)$, matrice carrée symétrique. L'étude de la singularité de cette matrice se fait en recherchant ses vecteurs propres et ses valeurs propres. On obtient alors:

$$({}^tD D) = P \Delta {}^tP \quad (29)$$

avec: P matrice colonne des vecteurs propres,

Δ matrice diagonale des valeurs propres.

Un vecteur propre représente un profil spatial de déformée du miroir déformable, la valeur propre correspondante représentant sa sensibilité à l'analyse de surface d'onde. Si une de ces valeurs propres est nulle, la matrice ${}^tD D$ n'est pas inversible; pour calculer la matrice de commande, on peut alors filtrer ce mode à valeur propre nulle. Le résultat devient alors:

$$D^* = P \Delta^{-1} {}^tP {}^tD \quad (30)$$

avec: D^* matrice de commande optimale

Δ^{-1} inverse de la matrice des valeurs propres, dans laquelle l'inverse des valeurs propres correspondant aux modes à filtrer est remplacé par 0.

La relation 30 permet de calculer une matrice de commande en filtrant les modes peu sensibles à l'analyse, afin d'éviter qu'ils n'induisent un bruit trop important sur la commande.

3-2-3 dimensionnement d'un système d'optique adaptative

Un tel dimensionnement s'effectue à partir de la connaissance de trois données: le diamètre du télescope utilisé pour l'observation, noté D , la longueur d'onde à laquelle s'effectue l'observation, notée λ , et la valeur moyenne du paramètre de Fried pour la longueur d'onde d'observation, notée r_0 .

Le premier paramètre du système est le nombre de moteurs du miroir déformable, noté N , qui se calcule par:

$$N = \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 \quad (31)$$

L'amplitude de déformation nécessaire pour chaque moteur est proportionnelle au diamètre du télescope; on peut l'évaluer en utilisant la relation 21. Afin de relâcher les spécifications sur le miroir déformable, on corrige les défauts de basculement par un miroir de pointage spécialisé; ainsi, pour calculer la dynamique nécessaire au miroir déformable, on ne prend pas en compte les défauts dus aux basculements (relation 22).

Le nombre de moteurs du miroir étant déterminé, on en déduit le nombre de sous-pupilles nécessaires: il faut une sous-pupille par moteur pour commander correctement le système complet.

Enfin, le dernier paramètre est la fréquence d'échantillonnage de la boucle complète: le capteur de l'analyseur de surface d'onde est une caméra CCD dont la fréquence trame fixe la cadence de rafraichissement des mesures du front d'onde. L'utilisation d'un capteur CCD introduit dans la boucle un retard pur d'une trame; le type de correcteur temporel utilisé pour la commande étant un simple intégrateur, on considère qu'il existe un facteur 10 entre la fréquence de travail de la boucle et sa fréquence de coupure en boucle ouverte à 0 dB. Si on appelle τ , le temps d'évolution typique de la turbulence à la longueur d'onde λ (voir la relation 26), et si on appelle T la durée d'une trame de l'analyseur, on a:

$$T = \tau / 10 \quad (32)$$

3-3 exemple d'une optique adaptative: Come-On

En 1986, l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales), la société Laserdot et l'Observatoire de Meudon ont entrepris pour le compte de l'ESO (European Southern Observatory), la réalisation d'un système d'optique adaptative, destiné à obtenir des images d'étoiles limitées par la diffraction à $3,8 \mu\text{m}$, à partir d'un télescope de $3,6 \text{ m}$ [1] [2].

Nous en donnons les principales caractéristiques:

- le miroir déformable comporte 19 moteurs, dont l'amplitude de déformation vaut $\pm 7,5 \mu\text{m}$ (cette dynamique est largement surdimensionnée)
- l'analyseur de surface d'onde est de type Hartmann-Shack; il comporte 20 sous-pupilles utiles; le capteur utilisé est une mosaïque de photodiodes Reticon de 100×100 pixels, travaillant à 100 Hz et intensifiée;

- le signal vidéo de la caméra de l'analyseur est traité par un calculateur spécialisé, d'une puissance de 10^6 pixels par seconde; le calculateur permettant de passer des mesures de pente aux tensions de commande du miroir est à base de processeur 68020 et de bus VME;
 - la fréquence de coupure en boucle ouverte du système est de 10 Hz;
 - la caméra d'imagerie est une mosaïque de 32×32 détecteurs InSb, travaillant entre 1 et 5 μm .
- Ce système fonctionne maintenant depuis octobre 1989, et a donné d'excellents résultats, permettant notamment, dans le cas de faibles turbulences atmosphériques, d'obtenir des images limitées par la diffraction jusqu'à 2,2 μm , voire 1,8 μm .

4 Optique active

La fabrication de télescopes de 8 mètres de diamètre nécessite la réalisation de miroirs à partir de ménisques de verre minces; la mise en forme correcte de ces miroirs, et leur maintien en position au cours du temps sont effectués par l'intermédiaire de moteurs disposés sous le miroir. Les défauts de l'ensemble de la chaîne optique sont mesurés en permanence par un analyseur de surface d'onde de type Hartmann-Shack; les commandes de correction sont élaborées à partir de ces mesures, et envoyées aux moteurs soutenant le miroir primaire. On a ainsi, en temps réel et en boucle fermée, une compensation des défauts de l'instrument.

Dans la suite de cette présentation, on ne s'intéressera qu'à ce qui différencie l'optique active de l'optique adaptative; fondamentalement, les différences proviennent du type de défauts que l'on a à corriger, et de leur fréquence de correction.

4-1 type de défauts à compenser

- On résume ci-dessous les défauts qu'un système d'optique active aura à compenser:
- erreur de conception de l'optique (aberrations géométriques statiques),
 - erreur de réalisation des éléments optiques (voir, par exemple, le cas du télescope spatial),
 - erreur lors de la réalisation ou de l'assemblage de la mécanique,
 - mauvais alignement du télescope, lors des opérations de maintenance notamment,
 - instabilité mécanique, lors du pointage du télescope par exemple.
- Tous ces défauts se traduisent en fait par l'excitation des premiers modes de déformation élastique du miroir primaire. La seule exception concerne les aberrations géométriques qui pourraient être présentes dans le système; parmi ces aberrations, la défocalisation, les comas et les basculements sont corrigés par le miroir secondaire du télescope; quant aux astigmatismes, ils sont très proches des tous premiers modes de déformation du miroir primaire.
- Remarque: seuls les modes de déformation élastique du miroir primaire sont à corriger présentement deux avantages:
- le miroir primaire est capable de corriger parfaitement ces modes: si l'analyse de surface d'onde est correcte, la correction sera quasi parfaite;

- les logiciels de simulation mécanique aux éléments finis permettent de prévoir correctement le profil de ces modes; on peut ainsi bâtir précisément une matrice de reconstruction permettant de passer des mesures de l'analyseur aux coefficients de décomposition des défauts de phase sur ces modes; si les défauts de phase ne sont effectivement composés que de ces modes élastiques, leur analyse sera alors excellente.

4-2 fréquence de correction

Si on reprend la liste des défauts dressée dans le paragraphe précédent, on s'aperçoit qu'ils sont lentement évolutifs; la fréquence de correction de la boucle sera alors faible, de l'ordre du Hz (une correction toute les secondes). Cela présente les avantages suivants:

- l'élément correcteur est le miroir primaire lui-même; du fait de sa géométrie, il présente des fréquences de résonance mécaniques basses (une vingtaine de Hz pour un miroir de 8 mètres de diamètre et de 20 cm d'épaisseur); une commande à fréquence plus faible que cette résonance permet de ne pas l'exciter.
- la dépense en énergie est réduite;
- l'analyse de surface d'onde s'effectuant à partir d'une source stellaire prise comme référence, une période trame de l'ordre de la seconde permet de bien moyenner les effets des turbulences atmosphériques, et ainsi de séparer correctement les défauts qui concernent l'optique active de ceux qui concernent l'optique adaptative.
- la puissance de calcul nécessaire à la commande d'un grand nombre de moteurs est réduite.

4-3 exemple d'optique active: le NTT (New Technology Telescope) [10]

Le premier télescope mettant totalement en œuvre les concepts de l'optique active, est un télescope de l'ESO (European Southern Observatory) de 3,6 m de diamètre et de 24 cm d'épaisseur. Il repose sur 75 supports actifs, et est commandé avec une période de 30 secondes. En service depuis 1989, son fonctionnement est pleinement satisfaisant: il a une qualité optique de 0,12 secondes d'arc, ce qui correspond à la limite de diffraction pour une longueur d'onde de 1 μ m. On peut noter que la qualité optique des meilleurs télescopes passifs jusqu'à présent réalisés est de 0,4 seconde d'arc.

5 Conclusion

A travers ces quelques pages, les principes de base de l'optique active et de l'optique adaptative ont été décrits. Les composants clés ont été détaillés, notamment l'analyseur de surface d'onde et le miroir déformable. La description du télescope actif de l'ESO, le NTT, ainsi que du prototype d'optique adaptative, le système COME-ON, a permis de mesurer toute la puissance de ces deux concepts appliqués à l'imagerie haute-résolution à travers l'atmosphère.

Les résultats obtenus par ces deux prototypes permettent d'envisager avec confiance la réalisation du projet VLT de l'ESO, instrument composé de 4 télescopes de 8 m de diamètre. Seule l'optique active peut garantir la faisabilité de ces télescopes et leur qualité optique. Enfin, l'obtention d'images corrigées des perturbations atmosphériques, et l'utilisation à pleine puissance du mode interférométrique de cet instrument ne seront possible que grâce à l'optique adaptative.

Références bibliographiques

- [1] KERN, P, et al, SPIE Proc. 1114 (1989), 54
- [2] ROUSSET, G, et al, Astron. and Astrophys., 230 (1990), L29-L32
- [3] FONTANELLA, J.-C., J. Optics (Paris), Vol. 16 (1985), 257
- [4] RODDIER, F., et al, SPIE Proc. 976 (1988), 203
- [5] FRIED, D. L., J. Opt. Soc. Am., Vol. 67 n° 3 (1977)
- [6] PRIMOT, J., Thèse de Doctorat
- [7] NOLL, R. J., J. Opt. Soc. Am., Vol. 66 (1976), 207
- [8] MARECHAL, A., FRANCON, M., "Diffraction Structure des Images", Masson & Cie (1970)
- [9] GAFFARD, J.-P., Very Large Telescope and their Instrumentation, ESO Conf. Proc. (1988), 729
- [10] WILSON, R. N., Journal of Modern Optics, Vol. 38 n° 2 (1991), 219