

Observation céleste, optique adaptative, et étoiles laser

Il est connu depuis Galilée que la qualité des images optiques des astres observés depuis la Terre, est fortement dégradée par la turbulence de l'atmosphère. En effet, ces turbulences ont pour
5 *conséquence d'engendrer des déformations des fronts d'onde en provenance des objets que l'on*
cherche à observer empêchant ainsi la formation d'images nettes au foyer du télescope. La solution
la plus simple pour s'affranchir de ce problème consiste à placer les télescopes en dehors de
l'atmosphère terrestre. Ainsi, le télescope Hubble a-t-il été lancé au printemps 1990. Pour des
10 *raisons essentiellement économiques, il est très difficile de généraliser ce procédé et surtout*
d'embarquer à bord des satellites des télescopes de grand diamètre qui seuls permettent d'observer
des objets très peu lumineux. Des techniques sont ainsi en cours de développement pour améliorer
les instruments terrestres. L'idée consiste à s'affranchir de la turbulence atmosphérique en
combinant optique adaptative c'est à dire l'utilisation de petits miroirs déformables intégrés au
télescope et interaction laser-matière en créant une étoile artificielle par excitation laser de certains
15 *atomes se trouvant en dehors de la zone de turbulence.*

Optique Adaptative

La lumière provenant d'une étoile supposée ponctuelle à l'infini effectue la
20 plupart de son trajet dans un vide quasi-parfait. Ainsi, on peut représenter sa
propagation par un front d'onde plan. Il n'y a qu'au voisinage immédiat de la Terre
que ce front d'onde va se déformer. En effet, l'indice de réfraction du milieu est
directement liée à la turbulence de l'atmosphère. Si celui-ci n'est pas constant sur
l'étendue spatiale du front d'onde, il provoque un retard ou un ralentissement de la
25 vitesse de phase de l'onde, de sorte qu'à la sortie du milieu, le front d'onde est
cabossé (figure 1a). Cependant, bien que la turbulence soit un phénomène variable
et fortement aléatoire en fonction des conditions météo, seul un petit nombre de
paramètres suffit à caractériser sa déformation : il s'agit essentiellement de
l'amplitude de la déformation prise perpendiculairement au plan d'onde. En
30 général, celui-ci est de l'ordre de quelques dizaines de microns sur

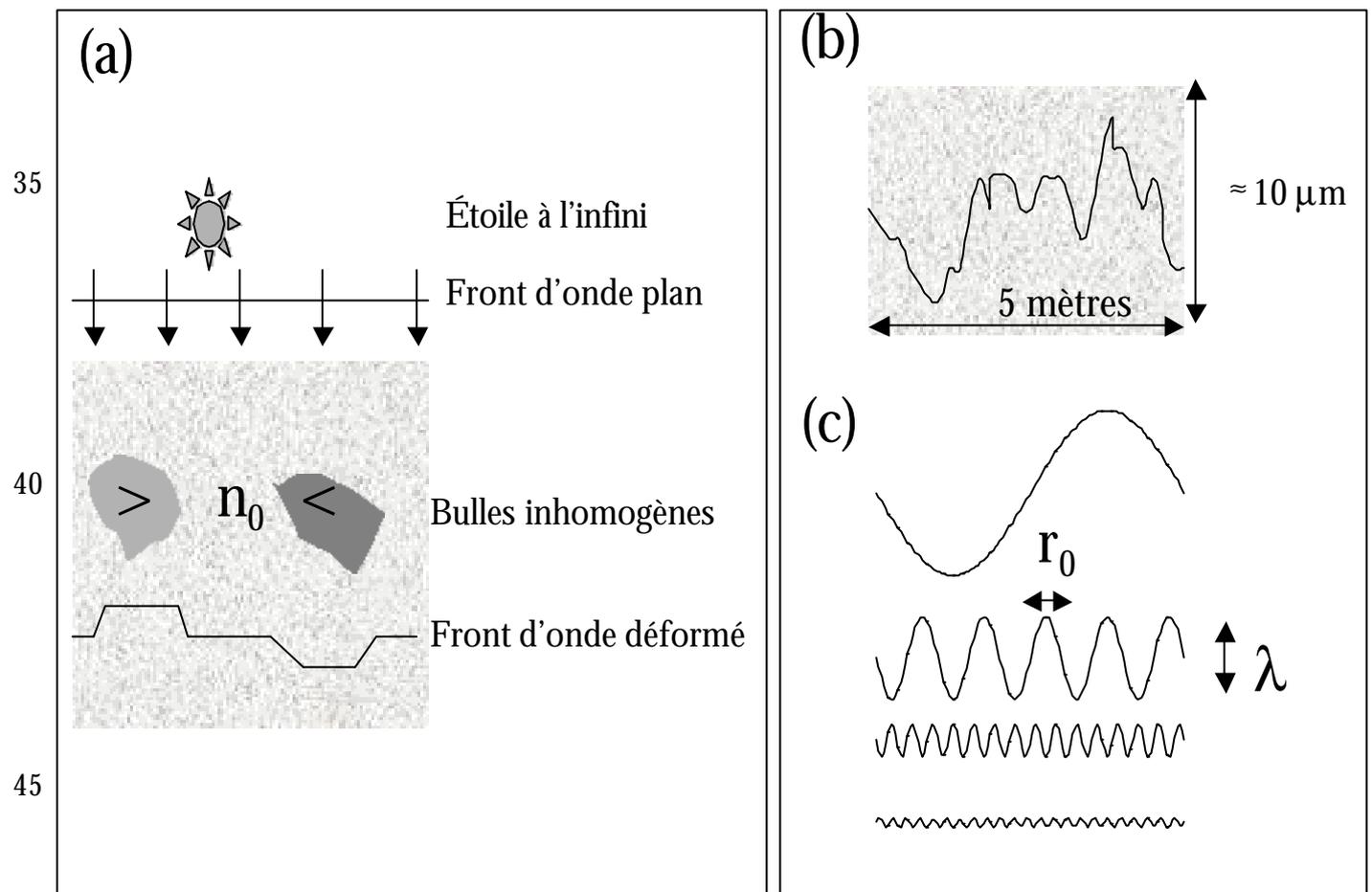


Fig 1 : (a) principe de la déformation du front d'onde avec deux bulles d'indice différent de la valeur moyenne qui induisent respectivement un retard et une avance de phase, (b) front d'onde déformé, (c) décomposition spectrale du front d'onde déformé. Seuls les modes spatiaux dont l'amplitude est plus grande qu'une fraction de longueur d'onde nuisent dramatiquement à la formation de l'image.

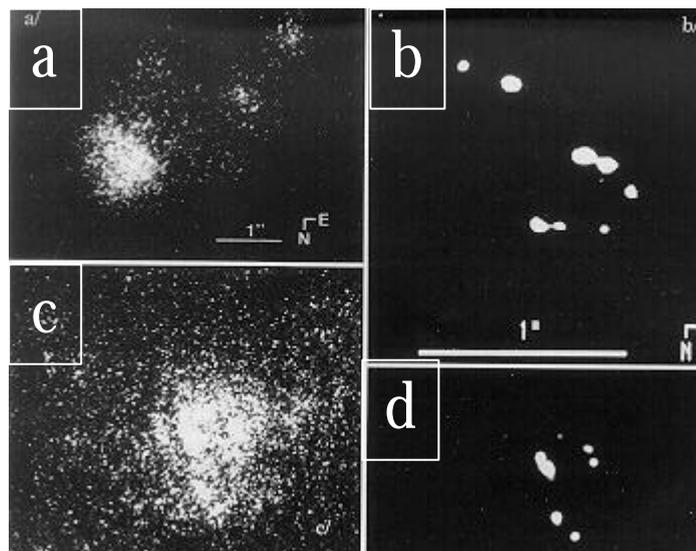
l'étendue du front d'onde qui est de quelques dizaines de mètres. Il est clair que ces «rugosités» vont avoir des conséquences désastreuses sur la formation de images puisque, du moins pour ce qui concerne le spectre visible et le proche infra-rouge, elles sont grandes devant la longueur d'onde de la lumière (figure 1b).

Il est utile d'exprimer l'amplitude de la déformation sous la forme d'une superposition de déformations périodiques de différentes fréquences spatiales. On

60 appelle ces fréquences les modes (J_m) du système (figure 1c). Dans la pratique cela revient à calculer numériquement la transformée de Fourier du signal. Cela permet de connaître à la fois les modes d'oscillations et leurs amplitudes. Pour une longueur d'onde λ donnée, seules les rugosités d'amplitudes supérieures à une fraction de λ auront des conséquences négatives sur l'image. En pratique on utilise
 65 le critère de Rayleigh qui dit que en dessous de $\lambda/4$, l'image n'est plus affectée. L'amplitude correspondante au critère ci-dessus possède une longueur d'onde caractéristique r_0 , appelée longueur de cohérence atmosphérique, qui se trouve être de l'ordre de la dizaine de centimètres pour la partie visible du spectre électromagnétique. Cela signifie que si le front d'onde a une extension spatiale
 70 inférieure à r_0 , l'image n'est que très peu affectée.

Si la turbulence n'existait pas, on verrait l'image caractéristique de la

75



80

Figure 2 : une étoile multiple situé dans le grand nuage de Magellan observée à des longueurs d'onde visibles. (a) image brute observée par le télescope 3,6 m de l'Observatoire Européen Austral, la Silla (Chili) (b) image obtenue par traitement numérique a posteriori, (c)
 85 image prise avec le télescope de 2,4m Hubble, (d) image précédente traitée de l'aberration résiduelle du télescope.

diffraction par un trou d'ouverture D (le diamètre du télescope) dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de λ/D (figure d'Airy). Au lieu de cela, on observe (figure

2) une image médiocre, parsemée de structures aléatoires appelées « speckles » et dont la dimension angulaire est de l'ordre de λ/r_0 . Ainsi, pour un télescope de quelques mètres de diamètre, la perte de résolution atteint presque 2 ordres de grandeur.

La turbulence est par essence un phénomène instable. Ainsi, le front d'onde évolue-t-il dans le temps. On définit le temps de corrélation comme le rapport entre l'extension spatiale considérée et la vitesse du vent. En général, on peut considérer que le système est gelé pendant quelques dizaines de millisecondes. Ce temps est très long devant la période optique de la longueur d'onde lumineuse mais très court devant le temps de pause sur la caméra CCD (voir encadré) typique utilisé par les astronomes qui va de quelques minutes à quelques heures.

L'optique adaptative consiste à adapter continûment les propriétés de

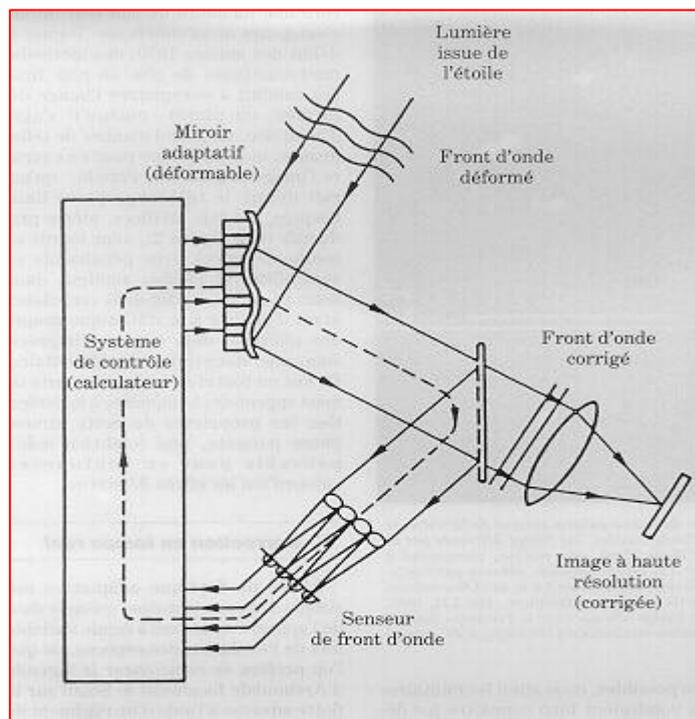


Figure 3 : les principaux éléments d'un système d'optique adaptative (Extrait de « Adaptive optics for ESOs very large telescope, VLT report 47, 1986

l'instrument de mesure à son but, c'est à dire dans notre cas, combattre les déformations du front d'onde. L'optique adaptative est constituée de trois éléments

essentiels : le miroir adaptatif, le senseur de front d'onde et le contrôleur, ces trois systèmes étant reliés par une boucle d'asservissement. Le front d'onde corrigé est reçu dans un dispositif d'imagerie qui formera l'image finale (figure 3).

110 Le senseur de front d'onde doit déterminer à chaque instant la valeur de l'écart de phase induit par la turbulence atmosphérique. La technique utilisée dérive directement d'une méthode mise au point par les opticiens lors du polissage des grands miroirs pour en déterminer la planéité. Cette méthode, dite de Shack-Hartmann (figures 4a et b), consiste à isoler les éléments du front d'onde considéré
115 comme une surface, à l'aide d'une mosaïque de N micro-lentilles et à mesurer les pentes de chacun d'eux c'est à dire en mesurant l'écart (X,Y) de l'image à l'axe optique de la micro-lentille i : cet écart est directement relié à la pente instantanée : $P_x=X/f$, $P_y=Y/f$. Le détecteur est en général une caméra CCD, les micro-lentilles sont typiquement réparties sur des surfaces de $0,5 \text{ mm}^2$ et sont au
120 nombre de 25×25 ou 32×32 . Le temps de pose est choisi de manière à figer la turbulence (10 ms typiquement). La pente d'un élément de surface est donc un point formé de deux nombres, soit un « vecteur pente » $P(\mathbf{r}_i)$ pour chaque sous pupille.

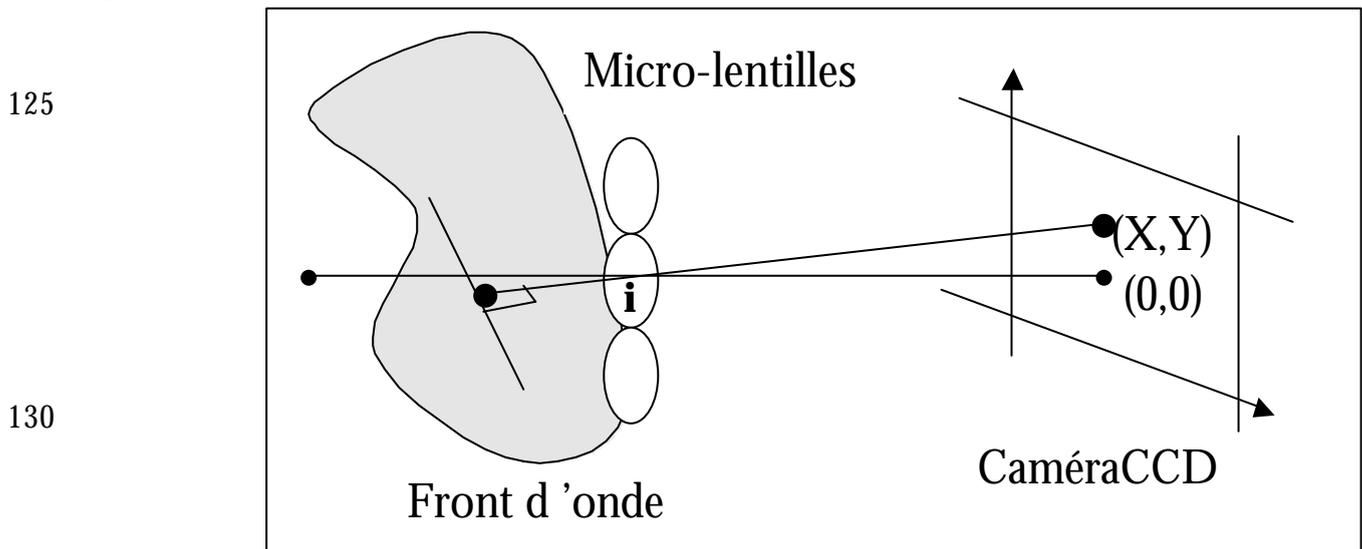
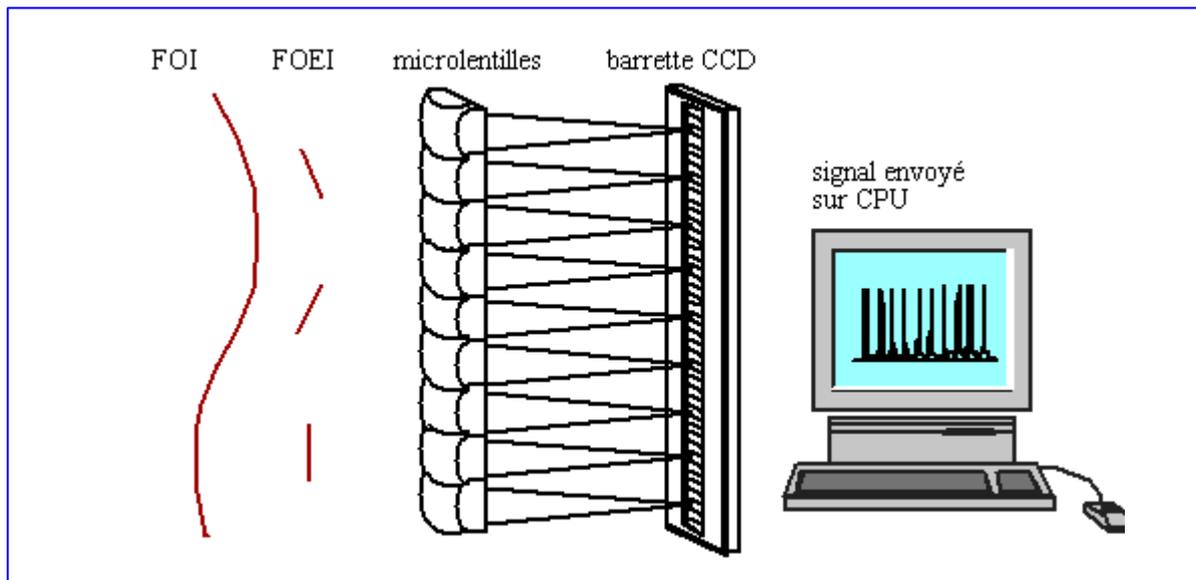


Figure 4 a: *principe de la détermination $P_i(X, Y)$ de la pente locale du front d'onde*



135

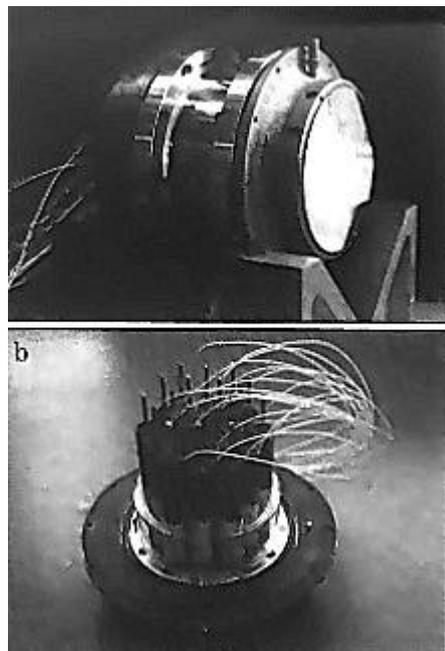
Figure 4 b: réalisation « pratique » de la mesure de la pente locale du front d'onde : le front d'onde incident (FOI) est découpé en fronts d'onde élémentaires incidents (FOEI) à l'aide d'une matrice de microlentilles. Un détecteur linéaire (barrette CCD) est placé dans le plan de focalisation afin d'imager les taches lumineuses correspondant à chacune des microlentilles. La position de chacun des spots sur le CCD est proportionnelle au tilt du FOEI (qui est supposé plan).

Cette méthode n'est qu'une approximation du front d'onde réel car celui-ci est évidemment continu : on considérera que l'approximation est valide si les différences de pente mesurées d'une micro-lentille à l'autre sont inférieures à une limite fixée qui est généralement de l'ordre d'une fraction de longueur d'onde. Une des difficultés majeure est la sensibilité de la méthode : en effet, il est indispensable d'effectuer la mesure sur des temps courts par rapport à l'évolution de l'atmosphère qui est, rappelons le, donnée par le temps de corrélation. Cela veut dire que le nombre de photons utiles peut être insuffisant pour mesurer correctement le front d'onde car donnant un signal de l'ordre de grandeur du bruit électronique intrinsèque des caméras. Le senseur idéal utilisera tous les photons disponibles : si l'objet de référence est lointain, on comprend que compte tenu du temps de corrélation très petit, on va être assez vite limité par le bruit quantique de la CCD.

150

Ce bruit, qui trouve son origine physique dans la structure intime de la matière, est une source majeure de limitations des performances des appareils en électronique. Ainsi, pour une caméra donnée, le nombre de sous pupilles fixe-t-il *via* la luminosité, l'objet le moins lumineux qui puisse être utilisé pour déterminer à tout instant la forme du front d'onde.

Le système correcteur a pour fonction d'introduire une correction de phase de l'onde qui compense celle qui est induite par la turbulence. Le procédé le plus simple est le miroir déformable (voir encadré et figure 5).



165 *Figure 5 : Miroir adaptatif à 19 actionneurs, haut : face avant, bas : face arrière*

Le calculateur calcule à partir de l'information donnée par le senseur la déformation à appliquer au miroir pour obtenir la correction.

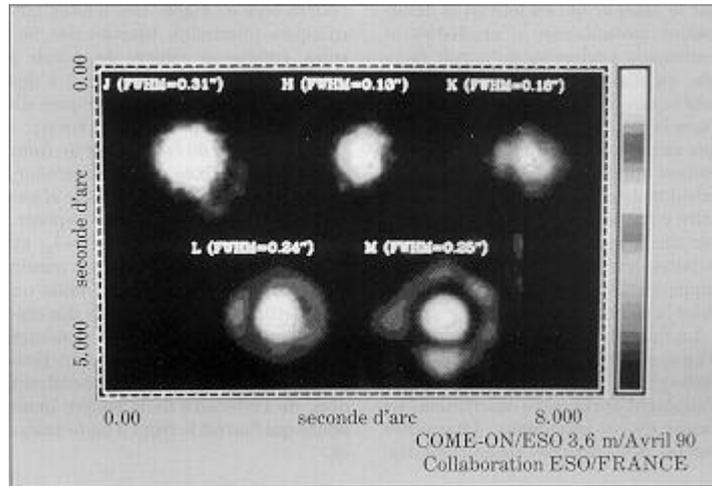
170

175 Discutons maintenant les principaux paramètres du système à savoir :

- le nombre de modes spatiaux J_m que le miroir permet de corriger. Il est clair que les modes du front d'onde de période inférieure à la distance entre actuateurs ne pourront pas être corrigés. Les miroirs adaptatifs usuels en
180 comportent typiquement quelques dizaines à quelques centaines.
- la fréquence maximale F_m à laquelle fonctionne la boucle de réaction. Là encore, il est évident que toute déformation plus rapide que $1/F_m$ ne pourra pas être corrigée. Ce qui limite cette fréquence à des valeurs allant quelques
185 dizaines de Hz au Kz sont la vitesse de calcul et les contraintes mécaniques des miroirs.
- la situation idéale correspond à $N=J_m$ et $f=F_m$ puisque dans ce cas, senseur et miroir sont parfaitement adaptés. Mais en général le trop petit nombre de photons disponibles dans le front d'onde conduit à limiter ces valeurs. En pratique, la mesure dépend donc de l'intensité de la source lumineuse qui
190 fournit le front d'onde de référence.

Un système prototype d'optique adaptative a été développé en Europe et installé en 1989 en vue d'être testé sur le télescope de 1,52m de l'observatoire du midi. Ses performances sont encore modestes puisque le nombre maximum de
195 modes n'est que de 19 et sa fréquence de boucle 10 Hz. Il fonctionna aussitôt et en 1990 fut installé au Chili sur le télescope de 3,6 m de l'observatoire Européen Austral à La Silla. Une caméra, équipée d'un récepteur d'images infra-rouges de longueurs d'onde variables entre 1 et 5 microns, reçoit l'image corrigée. Puisque
200 $J_m=19$, le système n'est pas capable de corriger les modes spatiaux d'ordre élevé. Ainsi, le critère de Rayleigh n'est-il vérifié que pour des longueurs d'ondes supérieures à 2 microns. C'est ce que l'on observe sur la figure 6 où une série d'images correspondantes au même objet mais obtenues pour des longueurs

d'ondes croissantes montre très clairement l'image s'améliore à mesure que la longueur d'onde augmente.



205

Figure 6 : les premières observations en optique adaptative montrant des images d'étoiles pour des longueur d'ondes croissantes dans le proche infra-rouge (télescope de 3,6m de l'ESO, La Silla, Chili). On voit que l'image s'améliore progressivement car le système limité à $F_m=10$ Hz et $J_m=19$, devient progressivement capable de corriger le front d'onde. L'optimum de résolution (λ/D) est atteint pour 2,2 microns. On distingue alors des anneaux de diffraction (figure d'Airy) caractéristiques d'une correction quasi-parfaite. Pour des longueurs d'ondes plus élevées, la diffraction fait croître la taille de l'image.

210

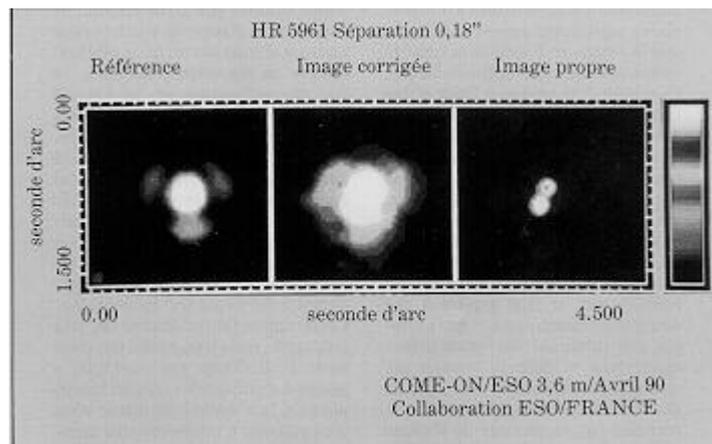


Figure 7 : image d'une étoile double. A gauche : pas de correction adaptative, milieu : avec correction adaptative, à droite : avec correction et traitement numérique additionnel.

215

220 A la lumière des images de la figure 7, nous pouvons analyser très synthétiquement les avantages liés à la technique de l'optique adaptative :

- la résolution angulaire s'approche de la réponse d'un télescope uniquement limité par la diffraction.
- le contraste est sensiblement amélioré ce qui sera précieux pour
225 l'observation d'objets quasi-ponctuels et noyés dans l'émission atmosphérique.
- l'image ainsi améliorée, c'est à dire plus proche de la limite de diffraction, concentre d'avantage d'énergie lumineuse. Ainsi, le rapport signal/bruit de la mesure sur la caméra CCD s'en trouve amélioré.

230

Les limitations de l'optique adaptatives et les perspectives de l'étoile laser

Même si l'optique adaptative a fait faire des progrès considérables aux images astronomiques, elle ne condamne pas, loin s'en faut, la mise en orbite de télescopes.
235 En effet, seules peuvent être observées des images de longueur d'onde non absorbées par l'atmosphère *Terrestre*. On est donc limité essentiellement au spectre visible avec une faible extension dans le proche infra-rouge et le proche ultra-violet. L'autre limitation est liée au fait que pour corriger le front d'onde il faut disposer d'un nombre suffisant de photons, soit provenant de l'objet lui même, soit d'un
240 objet suffisamment proche pour qu'il existe une forte corrélation entre les fronts d'onde. Cette région où les fronts d'onde sont corrélés s'appelle la région d'isoplanétisme. La taille de cette région dépend de la longueur d'onde et des conditions de turbulence. Si on se contente de corrections modestes ($J_m=10$) bien adaptées à l'infra-rouge, la quasi totalité du ciel est accessible pour la correction. Il y
245 aura ainsi toujours une étoile assez brillante pour servir de référence. Ceci n'est plus le cas si l'on cherche des corrections plus élevées car cela nécessitera une luminosité

supérieure de l'objet situé dans la région d'isoplanétisme, limitant ainsi la région du ciel.

250 Il y a quelques années un groupe de physiciens français a proposé une solution élégante pour s'affranchir de cet épineux problème, à savoir la garantie de posséder un objet suffisamment lumineux dans la zone d'isoplanétisme de l'objet à observer. Il s'agit de focaliser un faisceau laser très puissant en dehors des zones de turbulence et de s'en servir de référence.

255 Contrairement à la lumière ordinaire constituée d'un flux de photons émis à des moments variables, dans des directions variables, avec des directions de polarisation et des longueur d'onde quelconques (voir annexe), le laser émet un faisceau de lumière cohérente :

- monochromatique (tous les photons ont la même longueur d'onde)
- 260 • directif (cohérence spatiale)
- en phase (cohérence temporelle)

265 Une étoile laser peut être obtenue soit en focalisant le faisceau sur les aérosols situés à 20 km d'altitude e en observant *la lumière diffusée* par ces atomes (figure 8), soit en observant *la fluorescence* émise par les atomes de sodium dans la couche mésosphérique se trouvant à 90 km d'altitude (voir annexe).

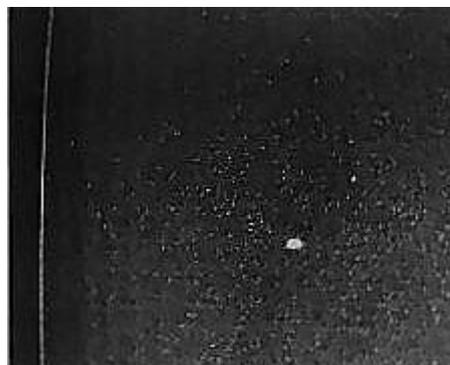


Figure 8 : exemple d'étoile artificielle obtenue en lumière visible par écho laser sur les aérosols de la basse atmosphère à l'observatoire de la Côte d'Azur.

270

L'expérience consistant à observer la luminescence des atomes de sodium a été menée en 1996. La longueur d'onde du laser a été choisie de telle sorte qu'une résonance se produise entre l'état fondamental de l'atome et l'état excité, qui par émission spontanée produit dans le proche ultra-violet (330 nm) le signal de luminescence escompté (voir annexe). L'intérêt d'utiliser une longueur d'onde de résonance est d'augmenter très sensiblement le nombre de photons réémis. Le laser nécessaire pour réaliser une telle expérience (figure 9) avait une puissance moyenne de 350W. Il s'agit en général de laser impulsions qui délivrent des impulsions de lumière dont la durée est de 50 nanosecondes à une fréquence de 5 kHz. La puissance crête est donc de l'ordre du MW par impulsion.



Figure 9 : image du faisceau laser servant à créer l'étoile artificielle diffusant sur les atomes de la couche atmosphérique au dessus du Lawrence Livermore National Laboratory (Californie).

285 L'optique adaptative astronomique a fait ses premiers pas. La possibilité de corriger les images de la turbulence couplée avec la mise en œuvre sur Terre d'une nouvelle génération de très grands télescopes de huit à dix mètres de diamètre offre aux astronomes un nouveau domaine d'explorations fascinantes. Quant à l'application spécifique de l'interaction laser-matière, elle n'en est qu'à ses débuts.

290 Pour l'instant, cette technique d'étoile laser n'a pas encore servi à effectuer des mesures de correction de fronts d'onde. Cependant, il est envisagé d'effectuer un

première expérience en grandeur nature couplant étoile laser et optique adaptative sur le télescope de 1,5 m de l'observatoire de Haute-Provence. Si cette technique se montre à la hauteur des espérances des chercheurs, il est possible qu'elle équipe dans l'avenir les plus grands laboratoires astronomiques.

Annexe : Présentation qualitative de phénomènes importants d'interaction entre une onde électromagnétique et un atome

300

L'atome est représenté de manière simplifiée comme un système à deux niveaux. E_a est l'énergie du niveau fondamental et E_b l'énergie du niveau excité que l'on considère.

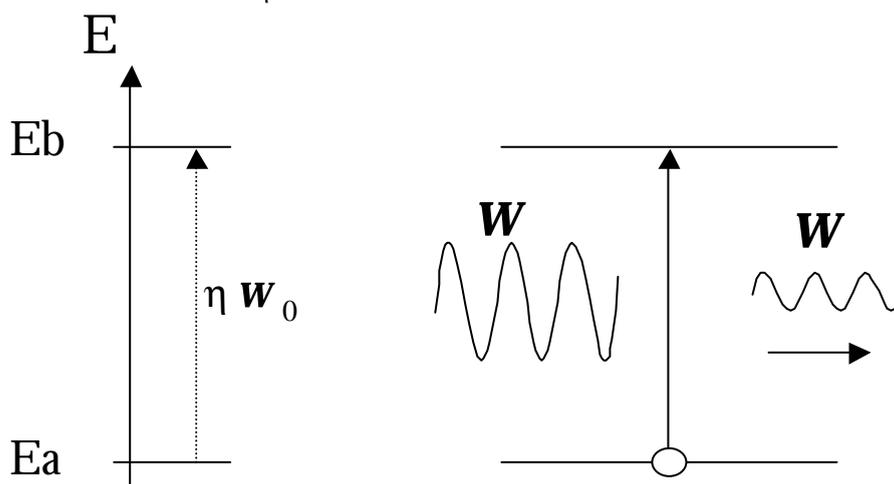
305 • Absorption

On considère une onde électromagnétique dont la dépendance temporelle du champ électrique s'exprime : $E = E_0 \cos(\omega t)$. Sous l'action de ce champ électrique, l'atome initialement dans l'état d'énergie E_a peut être excité vers l'état d'énergie E_b .

310 Dans ce cas, il a prélevé de l'énergie sur le champ excitateur qui s'en trouve atténué. Ce processus est d'autant plus probable que la fréquence ω est proche de la différence d'énergie entre les deux niveaux qui est caractérisée par la fréquence de

Bohr du système : $\omega_0 = \frac{E_b - E_a}{\hbar}$ où \hbar est la constante de Planck.

315



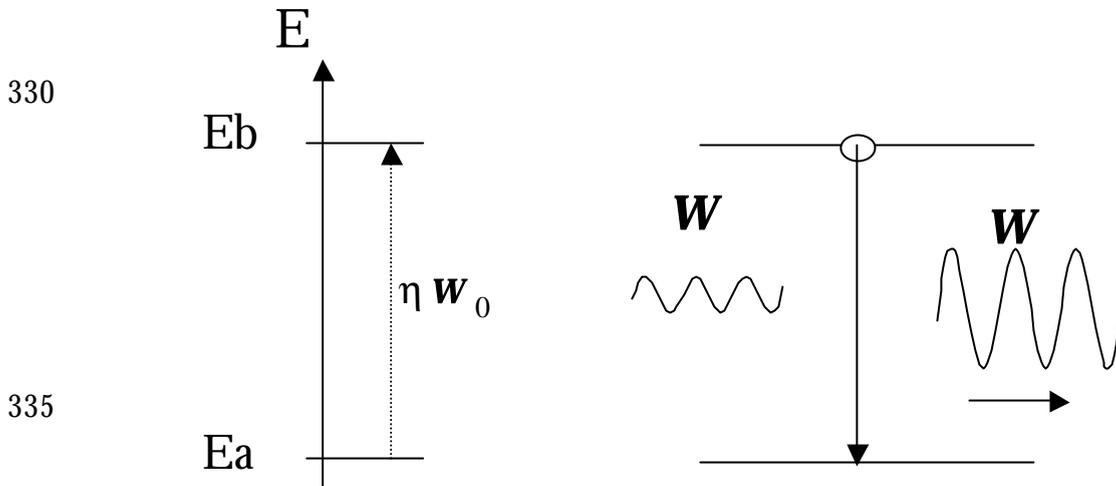
320

• Emission stimulée

On considère que l'atome est déjà excité sur l'état d'énergie E_b et est irradié par l'onde électromagnétique de fréquence ω . Dans ce cas, il a la possibilité de se

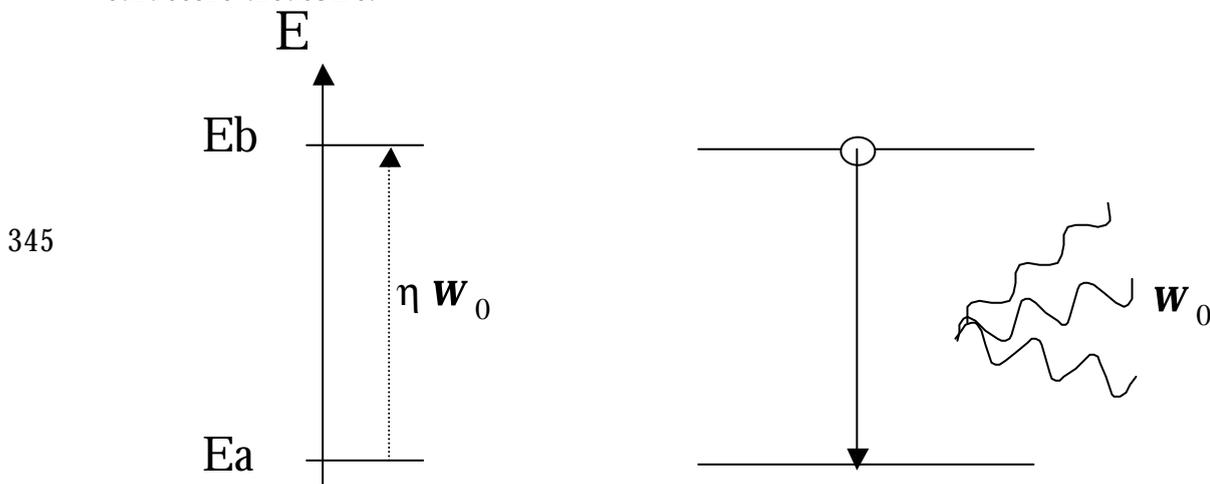
325

déexciter vers E_a en émettant un photon dont les caractéristiques sont identiques à ceux qui constitue l'onde incidente. Celle-ci se trouvera donc amplifiée. Ce phénomène est à la base de l'effet laser.



- Emission spontanée

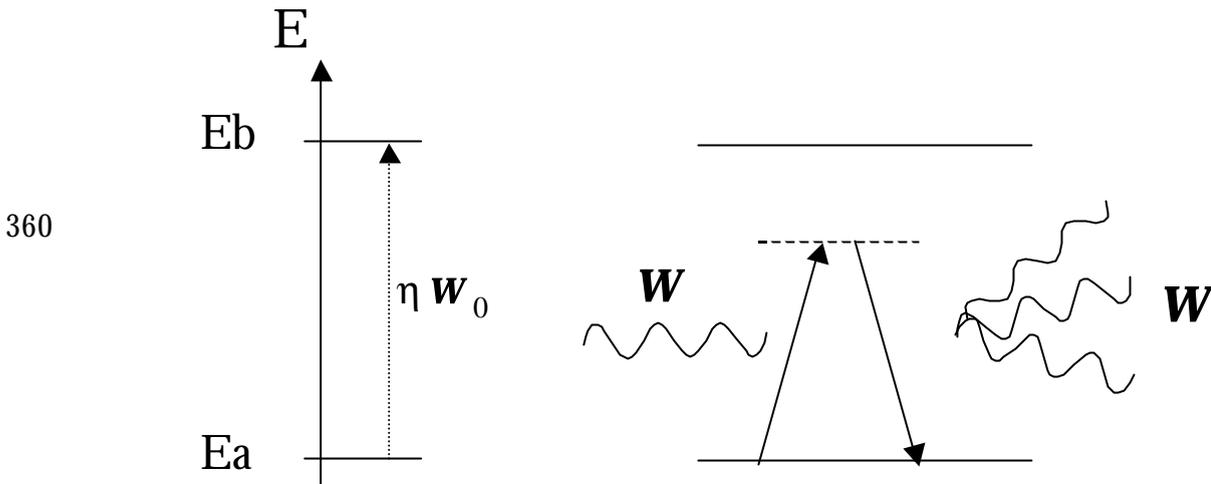
L'atome est initialement excité sur le niveau E_b . Il peut alors émettre un photon w_0 même en l'absence de tout champ incident. Sa direction d'émission a un caractère aléatoire.



- Diffusion élastique

L'atome est dans son état fondamental mais est soumis à une onde électromagnétique de fréquence différente de la fréquence de Bohr. Le système est hors résonance. Dans ce cas, une fraction de l'onde incidente est diffusée : l'atome

355 émet une onde sphérique de même fréquence que l'onde incidente et avec une phase bien définie par rapport à celle-ci.

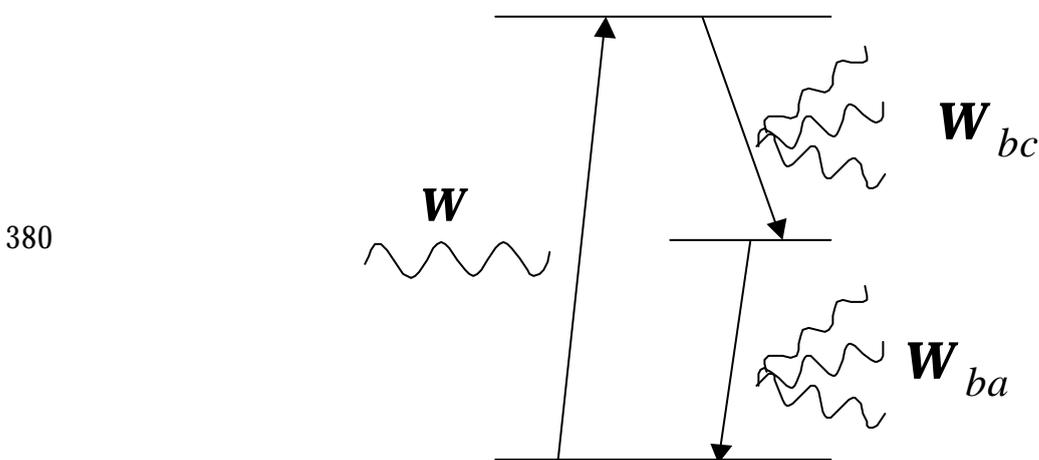


365 C'est essentiellement ce phénomène qui est responsable du fait que l'on est capable de voir le faisceau laser se propageant dans les couches de la basse atmosphère.

- Fluorescence

370 Un niveau supplémentaire est nécessaire pour expliquer la fluorescence qui est le phénomène observé dans les atomes de sodium de la mésosphère. L'atome est porté dans son état excité par l'onde électromagnétique. Il a ensuite la possibilité de réémettre une fréquence de longueur d'onde différente de l'onde incidente. Ce phénomène met en jeu tous les processus décrits précédemment. Il n'y a à priori

375 pas de relation de phase entre les différentes ondes réémises et l'onde incidente.



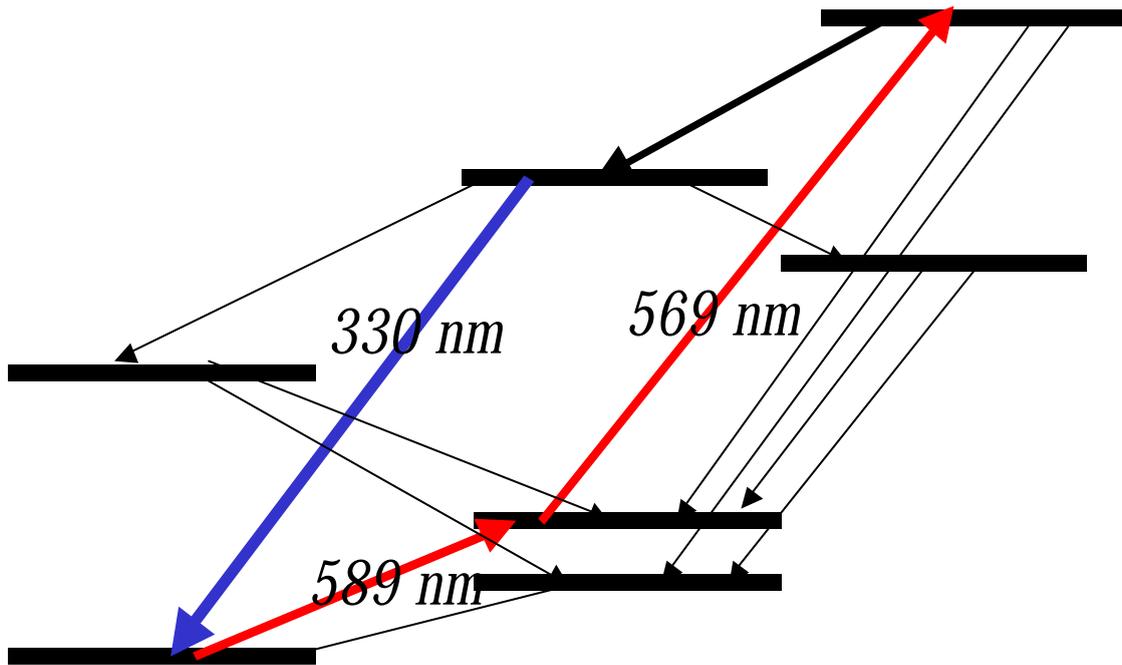
385

Pour mémoire, voici le « schéma de pompage » de l'atome de sodium utilisé dans les expériences. En fait, on utilise deux lasers confondus spatialement de longueur d'onde différentes de manière à toujours être en résonance avec les niveaux de l'atome. On maximise ainsi le rendement de fluorescence.

390

395

400



Le schéma montre le processus d'excitation en deux étapes : 589 nm et 569 nm. La luminescence observée se produit à 330 nm. Les autres flèches montrent les voies de désexcitation possibles mais non exploitées.

Encadré 1

Quelques repères angulaires en astronomie (issu du courrier du CNRS, 77, 1991)

Limite de diffraction : longueur d'onde visible (0,5 micron)

télescope 4 m : 0,031''

télescope 8 m : 0,015''

Dimensions angulaires depuis la terre

Satellite de télécom : 20 milli''

Granule à la surface du soleil : 2''

Diamètre du satellite Titan de Saturne : 0,6''

Limites imposées par la turbulence 0,4 à 1,5''

Encadré 2 : Le miroir déformable

 (issu du courrier du CNRS, 77, 1991)

415 Le principe du miroir correcteur est maximale de déformation doit être
d'obtenir une surface réfléchissante, 445 supérieure à la moitié (à cause de la
de qualité optique, dont la forme réflexion) des déformations
instantanée soit contrôlée à une maximales induites par la turbulence,
précision significativement meilleure de l'ordre de la dizaine de microns
420 que la longueur d'onde de la lumière pour un front d'onde sur un miroir de
(soit λ/n , avec n de l'ordre de 5 à 20). 450 huit mètres de diamètre placé dans un
Ceci peut être réalisé à l'aide d'une bon site astronomique. Le concept de
membrane mince et continue, ou miroir déformable développé aux
encore à l'aide de petits éléments de laboratoires de Marcoussis
425 miroirs indépendants les uns des (aujourd'hui « Laserdot »), représenté
autres, et disposant chacun de trois 455 sur la figure 5, a significativement
degrés de liberté. Dans ce dernier cas, évolué en vue du programme Very
il subsiste des interstices entre eux, Large Telescope : un faisceau de tiges
430 conduit à préférer une surface piézoélectriques permet aujourd'hui
continue flexible. La surface est de réaliser un système formé de
soumise sur sa face arrière à des 460 $J_m=64$ actuateurs indépendants, et
actuateurs mécaniques – par exemple sans dote demain de dépasser la
des tubes ou des barreaux centaine. Cette approche modulaire
435 piézoélectriques – dont le tension est est très puissante, mais n'en exclu pas
commandée en temps réel à partir des d'autres : F. Roddier, par exemple, a
informations de pente $P_i(X,Y)$ 465 proposé d'utiliser des miroirs
fournies par le senseur de surface bimorphes : la face arrière du miroir
d'onde. Les principales difficultés sont n'est plus poussée ou tirée par des
440 d'ordre optique (obtenir une tiges, mais collée à des éléments de
excellente qualité de surface) et 470 céramiques piézoélectriques qui se
mécanique (le système ne doit pas déforment parallèlement à la surface
présenter d'hystérésis) ; l'amplitude du miroir, modifiant ainsi localement
sa courbure.



Encadré CCD : Le capteur CCD de la QUICKCAM VC

Le capteur est un SHARP LZ2547) qui possède une matrice de 220 000 pixels (384 x 582).



Nombre de pixels utiles : 362 (H) x 582 (V).



Pixel de 8,2 μ m (H) x 3,8 μ m (V).

475

