



L'optique adaptative du Telescope Canada France Hawaii et son utilisation pour l'étude des coeurs de galaxies a flambee d'étoiles

Olivier Lai

► To cite this version:

Olivier Lai. L'optique adaptative du Telescope Canada France Hawaii et son utilisation pour l'étude des coeurs de galaxies a flambee d'étoiles. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1996. Français. NNT : . tel-00003538

HAL Id: tel-00003538

<https://theses.hal.science/tel-00003538>

Submitted on 11 Oct 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie d'Île-de-France
Observatoire de Meudon

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS VII (DENIS DIDEROT)

Spécialité: ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

Olivier LAI

L'optique adaptative du Télescope Canada–France–Hawaii
et
son utilisation pour l'étude des cœurs de galaxies à flambée
d'étoiles

Soutenue le 11 décembre 1996 devant le Jury composé de :

M.	Pierre LÉNA	Président
M.	Guy MONNET	Rapporteur
M.	Laurent VIGROUX	Rapporteur
M.	Daniel ROUAN	Directeur de thèse
M.	François RIGAUT	
Mme.	Monique JOLY	

“If the Theory of making Telescopes could at length be fully brought into Practice, yet there would be certain Bounds beyond which Telescopes could not perform. For the Air through which we look upon the Stars, is in perpetual Tremor; as may be seen by the tremulous Motion of Shadows cast from high Towers, and by the twinkling of the fix’d Stars. But these Stars do not twinkle when viewed through Telescopes which have large apertures. For the Rays of Light which pass through divers parts of the aperture, tremble each of them apart, and by means of their various and sometimes contrary Tremors, fall at one and the same time upon different points in the bottom of the Eye, and their trembling Motions are too quick and confused to be perceived severally. And all these illuminated Points constitute one broad lucid Point, Composed of those many trembling Points confusedly and insensibly mixed with one another by very short and swift Tremors, and thereby cause the Star to be appear broader than it is, and without any trembling of the whole. Long Telescopes may cause Objects to appear brighter and larger than short ones can do, but they cannot be so formed as to take away that confusion of the Rays which arises from the Tremors of the Atmosphere. The only Remedy is a most serene and quiet Air, such as may perhaps be found on the tops of the highest Mountains above the grosser Clouds.”

Isaac Newton, *Opticks*, 1730.



Remerciements

Je ne sais par qui commencer ces remerciements, tellement les personnes qui m'ont entourées pendant ces années de thèse auront été nombreuses et importantes pour mon apprentissage de l'astrophysique. Pierre Léna m'a soutenu depuis le DEA jusqu'à la fin de cette thèse qu'il m'aura fait l'honneur de présider. Daniel Rouan a dirigé et focalisé mon travail avec attention dans les moments difficiles. Je l'en remercie, ainsi que pour tous ses conseils dans le domaine de l'astrophysique extra-galactique, domaine qui gardera toujours pour moi des aspects mystiques. François Rigaut aura co-dirigé ma thèse à partir d'Hawaï, et le travail que nous avons fait ensemble nous a permis de développer bien plus qu'un instrument, mais aussi une sincère amitié. En revanche, en tant que motard, je dois avouer qu'il me fait encore encore un peu peur... Je remercie vivement Guy Monnet et Laurent Vigroux pour avoir accepté de rapporter ma thèse. Et Monique Joly pour avoir accepté de participer au Jury ainsi que pour ses remarques sur ce mémoire (comprenant les corrections des nombreuses fautes d'orthographe).

Mon travail à l'Observatoire de Meudon aura grandement bénéficié du soutien de François Lacombe, qui est capable de faire un interféromètre de Michelson *avec ses doigts*... Le travail au quotidien, au fond du bâtiment Lyot ou dans le camion frigorifique aura été un plaisir grâce à Pierre Gigan, dont l'attention, la patience et le savoir-faire n'ont d'égaux que la gentillesse. Claude Marlot, non pas pour ses blagues, mais pour son initiation aux *techniques de laboratoire*, a toute ma reconnaissance. Parmi les gens qui ont contribué et que je tiens à remercier en vrac, je citerai Sen Wang, Amina Bouamama, Alain Piacentino ainsi que tous les membres du bâtiment Lyot, et je suis sûr d'en oublier.

À Hawaï, il y a plusieurs personnes que je tiens à remercier pour avoir rendu mes séjours encore *plus* agréable: Barney et Sara, pour le Hobbie-Cat et les bières au coin du feu, Dan (Sabin) pour avoir su mettre une bonne ambiance dans notre bureau grâce à ses bons goûts musicaux et Dan (Willcox) pour m'avoir non seulement prêté sa «vieille» moto, mais aussi sa nouvelle quelques jours seulement après l'avoir achetée. Scott, Greg, Grant, Jim, simplement pour avoir rendu le travail au sommet un plaisir. Merci aussi à Robin et Martha, Virgine, Camille et Natacha pour leur accueil chaleureux. Merci aussi à Pierre Couturier, Claude Bertout et Dee-Dee Warren pour avoir facilité tous les aspects pratiques de mes séjours! Finalement, un grand merci à Derrick qui, grâce à son enthousiasme et sa rigueur, m'a appris une chose essentielle en instrumentation: l'importance de l'attention aux détails et à la préparation.

C'est aussi à Hawaï que j'ai rencontré un ami, Jean-Marc. Je ne sais pas trop de quoi le remercier, mais en tout cas, il fait partie des gens sans qui cette période aurait été bien moins intéressante et amusante. C'est aussi à Hawaï que Jean-Pierre a réussi à me traîner sur les plages à 6 heures du matin pour aller nager (une fois)

mais aussi pour marcher, plonger et profiter des îles (notamment Kauai!) Merci à toi!

De retour à Paris, plusieurs personnes ont su me soutenir, ou me pousser quand c'était nécessaire: bien plus qu'un *collègue de bureau*, Sacha et sa vitalité débordante, un ami comme on n'en trouve pas souvent (vivement le Brésil!)... Guy, compagnon de souffrance, mais aussi de bons moments autour de quelques pintes dans un pub sympathique (et Laurence pour ses fabuleux petits repas!). Martin, que dire? Un bon whisky, un cigare, je crois que cela résume pas mal de bons moments, non? Et puis aussi, au bâtiment Lyot, Eric, toujours prêt à partager ses connaissances, (il n'en est pas avare, d'autant qu'il en a à revendre!). Laurent avec qui, même s'il n'aura jamais réussi à faire de moi un semblant d'informaticien, j'ai partagé des moments fort agréables que ce soit autour d'une bouteille de vin à Hawaii, ou autour d'une bouteille de vin à Paris...

Il y a plusieurs personnes à l'Observatoire sans qui cette thèse n'aurait pas vu le jour, Jacqueline, Constance, Christine et Marianne, ainsi que le service de reprographie.

Je tiens enfin à remercier mon père Francis, qui à défaut de faire de moi un musicien (et Dieu sait que j'aurais aimé être doué...) m'a toujours soutenu dans mes choix, sans forcément être d'accord. Ma mère Dagmar, qui, paradoxalement, m'aura appris que la rigueur d'esprit scientifique n'est pas incompatible avec une imagination fertile. Fred, mon frangin, pour les bastons quand on avait dix ans et pour les bastons de maintenant... Laura, ma sœur, pour être là, et aimer de façon inconditionnelle. Enfin, merci à Nathalie.

Table des matières

Préface	1
I Pueo, l'optique adaptative du TCFH	5
Introduction à l'optique adaptative	7
1 La Courbure	19
1.1 Les systèmes de courbure.	19
1.1.1 Petits rappels d'optique adaptative	19
1.1.2 Que se passe-t-il entre la pupille et le foyer?	24
1.1.3 Équation de transport d'éclairement	30
1.1.4 Éléments de conception d'un système de courbure	32
1.2 Considérations pratiques	37
1.2.1 Avantages	37
1.2.2 Inconvénients	39
1.3 PUEO	40
1.3.1 Description du système	40
1.3.2 «Mirror slide»	43
1.3.3 Étoiles artificielles	44
1.3.4 Collimateur F/8	44
1.3.5 Correcteur de dispersion atmosphérique	44
1.3.6 Miroir déformable	45
1.3.7 Calculateur temps-réel	51
1.3.8 Miroir Tip-Tilt	51
1.3.9 Lames séparatrices et dichroïque	51
1.3.10 Analyseur de courbure	53
1.4 Analyseur de courbure	53
1.4.1 Concept optique	55
1.4.2 Subtilités	56
1.4.3 Détecteurs, photo-diodes à avalanche	58
1.4.4 Gadgets, mais bien utiles	59
1.4.5 paramètre de défocalisation	59

2	Intégration, Caractérisation	61
2.1	Simulation de l'analyseur de courbure	61
2.1.1	Code, méthode	62
2.1.2	Distance extra-focale, optimisée	64
2.1.3	Variations sur une fonction d'étalement de point	67
2.2	Les moyens d'intégration	70
2.2.1	Simulateur de télescope (optique)	70
2.2.2	Simulateur de télescope (mécanique)	71
2.2.3	Cuve à turbulence	73
2.2.4	Caméras, visible et infrarouge	74
2.2.5	Reproduire l'environnement du TCFH	76
2.3	Tests en laboratoire	78
2.3.1	Tests prévus (ou envisagés)	78
2.3.2	Tests réalisés	82
2.3.3	Résultats des tests, Strehl en fonction de tout	85
2.3.4	Surprises et solutions	89
2.4	Tests sur le ciel	91
2.4.1	Démarche, souci d'efficacité	91
2.4.2	Résultats	91

II Imagerie à haute résolution angulaire de galaxies à flambée d'étoiles 105

Introduction aux Galaxies à flambée d'étoiles 107

3	Observations avec ADONIS: méthodologie	123
3.1	Observations avec ADONIS	124
3.2	Stratégie	125
3.3	Réduction des données	127
3.3.1	Traitements cosmétiques	127
3.4	Déconvolution	130
3.4.1	Déconvolution directe.	130
3.4.2	Maximalisation de la vraisemblance.	131
3.4.3	Maximalisation de l'entropie.	133
3.4.4	Comment forme-t-on un anneau là où il n'y en pas?	135
3.5	Analyse des couleurs et chromatographie	136
3.5.1	Calibration photométrique	138
3.5.2	Calcul d'erreur	138
3.5.3	Chromatographie	139
3.6	Chaine de traitement des images	141
4	Observations avec ADONIS: résultats	145
4.1	Markarian 565	145

4.1.1	Contexte.	145
4.1.2	Résultats.	146
4.2	NGC 863 (alias Markarian 590)	148
4.2.1	Approche photométrique	148
4.2.2	Interprétation	150
4.3	NGC 1365	151
4.3.1	Résultats	153
4.4	NGC 7714 et NGC 1386	154
4.4.1	NGC 7714	154
4.4.2	NGC 1386	157
4.5	Résumé des résultats	158
5	Observations avec PUEO: méthodologie	161
5.1	Observations avec PUEO	162
5.2	Technique d'observation	164
5.3	Réductions, avantages de MONICA	166
5.4	Mosaïques	167
6	Observations avec PUEO: résultats	171
6.1	NGC 5953	172
6.1.1	Contexte.	172
6.1.2	Observations.	174
6.1.3	Discussion.	174
6.2	NGC 5033	176
6.2.1	Contexte.	176
6.2.2	Observations	178
6.2.3	Discussion	178
6.3	NGC 1068	181
6.3.1	Résultats	181
6.4	NGC 7469	187
6.4.1	Contexte	187
6.4.2	Observations avec ADONIS/Come-On+	190
6.4.3	Observations avec PUEO	190
6.5	Arp 299	197
6.5.1	Contexte.	197
6.5.2	Résultats	198
6.6	Markarian 231	201
6.6.1	Contexte.	202
6.6.2	Résultats	203
6.7	Synthèse	206
	Conclusions	209
	Annexe 1: L'équation de transfert d'éclairement	223

Annexe 2: La nébuleuse par réflexion, NGC 2023	227
Annexe 3: Articles parus dans Libération et Ciel & Espace	243
Références bibliographiques	253

Table des figures

1.1	Principe de boucle d'optique adaptative.	20
1.2	Principe de fonctionnement d'un Shack-Hartmann.	23
1.3	Le miroir de type piezo-stack.	24
1.4	Que se passe-t-il entre la pupille et le foyer?	25
1.5	Illustration des différents régimes extra-focaux.	26
1.6	Simulation d'images extra-focales et comment en récupérer la phase.	27
1.7	Le miroir à contrôle de courbure.	29
1.8	La fonction δ_c	31
1.9	Configuration des sous-pupilles dans PUEO.	35
1.10	Disposition des électrodes du miroir à contrôle de courbure.	36
1.11	Photo et Schéma de la bonnette d'optique adaptative	41
1.12	Le contrôle modal, principe de fonctionnement.	43
1.13	Correcteur de dispersion atmosphérique	45
1.14	Fonctions d'influence du miroir à contrôle de courbure	47
1.15	Modes propres du miroir à contrôle de courbure	47
1.16	Dynamique d'un miroir à contrôle de courbure.	49
1.17	Comparaison des méthodes de contrôle locales et globales.	50
1.18	Le miroir de correction de basculement: Tip-Tilt.	52
1.19	Modulation de la membrane, synchronisation, gain optique.	52
1.20	Schéma de communication	54
1.21	Schéma optique de l'analyseur de front d'onde.	55
1.22	Les lentilles et têtes de fibres de l'analyseur de front d'onde.	56
1.23	Principe de fonctionnement de l'AFO	57
1.24	L'efficacité des PDAs	58
2.1	Organigramme du logiciel de simulations d'optique adaptative.	63
2.2	Rapport de Strehl et variance de phase corrigée en fonction de la turbulence et du gain optique.	65
2.3	<i>idem</i> , effet du bruit de photons.	65
2.4	Insensibilité du gain optique face à la magnitude.	67
2.5	Coupes de la fonction d'étalement de point pour diverses distances extra-focales	68
2.6	Simulateur de télescope, optique.	71
2.7	Simulateur de télescope, mécanique.	72

2.8	Principe de fonctionnement du générateur de turbulence.	73
2.9	Performances du générateur de turbulence.	75
2.10	Contrôle aisé de la force de la turbulence.	75
2.11	Vue d'ensemble du simulateur complet.	77
2.12	Le transport de la bonnette dans le camion frigorifique.	77
2.13	Premiers résultats de la bonnette d'optique adaptative en laboratoire.	82
2.14	Fonctions de transfert en boucle fermée et d'erreur	83
2.15	Résultats des tests de flexions.	84
2.16	Courbe d'iso-Strehl obtenues en laboratoire.	86
2.17	Essai d'optimisation de la fraction d'énergie perdue.	86
2.18	Courbes d'iso-Strehl avec le contrôle modal.	88
2.19	Courbes d'iso-Strehl en fonction de la magnitude.	88
2.20	Le facteur de qualité de la cuve de résonance de l'analyseur de front d'onde.	90
2.21	Histogramme du r_0 pour les deux missions d'observations.	93
2.22	Rapport de Strehl en fonction de la turbulence, mesuré sur le ciel.	94
2.23	Améliorations des critères de qualité d'image mesurée sur le ciel.	95
2.24	Résolution en fonction de la longueur d'onde et de la turbulence.	96
2.25	Effets de la magnitude sur le rapport de Strehl.	97
2.26	Essai de détermination de la magnitude limite.	98
2.27	Auto-références des divers critères de qualité d'image.	99
2.28	Optimisations automatiques: essais sur le ciel.	100
2.29	Courbes d'iso-FWHM sur M71.	101
2.30	Isoplanétisme dans le visible.	101
2.31	Incontournable image d'une étoile double.	103
2.32	La meilleure image obtenue avec PUEO	103
A	Modèle Unifié des noyaux actifs de galaxie.	113
B	Processus menant à un noyau actif de galaxie.	116
C	Histogramme de distribution de NAGs en fonction de la distance.	119
3.1	Traitement du bruit corrélé.	129
3.2	Filtres utilisés lors de la déconvolution linéaire.	132
3.3	Explication des artéfacts communs de déconvolution.	135
3.4	Diagramme de couleur (J-H)(H-K)	137
3.5	Variations de la calibration photométrique.	139
3.6	Codage des couleurs pour la chromatographie.	140
3.7	La séquence d'acquisition et de traitement des images.	142
4.1	Markarian 565, par ADONIS	146
4.2	NGC 863, par ADONIS	149
4.3	Chromatogramme de NGC 863.	149
4.4	NGC 1365, Digital Sky Survey et ADONIS.	152
4.5	NGC 1365, région centrale	152

4.6	Modèle du noyau de NGC 1365.	155
4.7	NGC 7714, par ADONIS.	155
4.8	Coupes de NGC 7714	156
4.9	NGC 1386, par ADONIS.	157
5.1	Exemple de mosaïque limitée par la diffraction: NGC 6093	163
5.2	Méthode de détermination de gain	167
5.3	Organigramme de l'algorithme de compositage d'images par mosaïques	168
6.1	Procédure d'acquisition des sous-images.	171
6.2	Arp 91 (NGC 5953 et NGC 5954).	173
6.3	NGC 5953, par PUEO.	173
6.4	Cartes des indices (J-H) et (H-K) de NGC 5953.	175
6.5	Image en fausses couleurs de NGC 5953	175
6.6	Image et modèle de NGC 5033, grand champ.	177
6.7	NGC 5033, par PUEO	177
6.8	Cartes des indices de couleur (J-H) et (H-K) de PUEO.	180
6.9	Modèle proposé pour NGC 5033.	180
6.10	Superbe image de NGC 1068 par le Télescope Spatial Hubble.	182
6.11	NGC 7469 à 6cm.	187
6.12	Images du DSS et de HRCam de NGC 7469.	189
6.13	NGC 7469, par ADONIS	189
6.14	Chromatogramme de NGC 7469, par Adonis	191
6.15	NGC 7469 par PUEO	191
6.16	Modèle de NGC 7469	193
6.17	Chromatogramme de NGC 7469 par PUEO	195
6.18	Image en fausses couleurs de NGC 7469	195
6.19	Image du HST et modèle de Arp299	197
6.20	Image PUEO de Arp 299	199
6.21	Dénomination des «super-amas» dans Arp 299	200
6.22	Markarian 231 à 650 nm, 20 et 18 cm.	202
6.23	Représentation tri-dimensionnelle de Markarian 231.	204
D	Gain apporté par de nouvelles PDAs.	219
E	Schéma d'OASIS	221
A2.1	NGC 2023, grand champ	228

Préface

D'une beauté surprenante, les galaxies sont des groupes de quelques cent mille millions d'étoiles liées par la gravitation auxquels se mélangent de colossaux nuages de gaz et de poussières. Ces objets formidables ont été (et sont toujours) le sujet de nombreuses études qui portent sur leur formation, leur évolution, et leur fonctionnement. La première étape de toute science est la classification («All science is either physics or stamp collecting» disait le célèbre Lord Rutherford). Celle-ci porte sur le type, la quantité de lumière émise ou encore la morphologie. Dans les années 40 et 50, les astrophysiciens se rendirent compte que les étoiles ou les processus thermiques, tels que l'échauffement du gaz et des poussières, étaient insuffisant pour expliquer la nature et les proportions inquiétantes du rayonnement émis par certaines d'entre elles. Il fut alors nécessaire d'invoquer d'autres types d'objets que la physique prédisait par ailleurs, tels que les trous noirs, comme «moteur» (source d'énergie) du noyau de ces objets. Le terme «galaxies actives» était né, et devait regrouper sous ce nom pas moins de 1 à 5% de l'ensemble des galaxies. Évidemment, il existe une classification au sein même du groupe des noyaux actifs, pour rendre compte des différents processus physiques présents ou des étapes caractéristiques de l'évolution de l'activité. Le lecteur intéressé pourra trouver un bestiaire de ces objets dans l'introduction de la seconde partie de ce mémoire, mais je voudrais ici attirer plus particulièrement son attention sur le phénomène des galaxies à flambée d'étoiles, qui est au cœur de cette thèse.

Une flambée d'étoiles est un évènement durant 10 à 100 millions d'années, autant dire bref, quand il est rapporté aux échelles de temps de l'évolution galactique. Durant cette période furtive, qui explique son appellation anglo-saxonne «starburst», le taux de formation d'étoiles est tel que quelques centaines de millions d'années à ce rythme suffiraient à transformer l'intégralité du gaz de la galaxie en étoiles – soit un temps bien plus court que l'âge de la galaxie. On voit alors le noyau s'illuminer et atteindre des luminosités impressionnantes. On soupçonne que ce phénomène est à l'origine des objets les plus brillants dans l'univers local. L'esprit scientifique ne peut alors pas s'empêcher de chercher la cause de tels éclats. Les galaxies à flambée d'étoiles occupent donc une place très importante dans l'astrophysique moderne, augmentée par le fait que les observations n'en sont pas faciles: d'une part, étant enfouies dans d'importantes masses de poussières, opaques dans le visible, on n'en

aperçoit les entrailles que dans l'infrarouge, et d'autre part, ces galaxies sont rares, donc lointaines (quelques dizaines de millions d'années-lumière en moyenne), et il est nécessaire de les observer avec une très bonne résolution pour saisir les détails de leur morphologie. Les domaines de la radio (avec les radio-télescopes VLA et VLBI) et de l'infrarouge, notamment depuis l'espace (avec le satellite ISO) sont privilégiés en ce qui concerne le premier aspect. Une technique d'observation qui satisfait la deuxième exigence est l'optique adaptative. En effet, celle-ci permet de s'affranchir de la dégradation de la qualité des images due à la turbulence atmosphérique, et qui plus est, de manière plus efficace dans l'infrarouge. Le Télescope Spatial Hubble permet d'obtenir des images à haute résolution et des résultats astrophysiques marquants (on citera par exemple la découverte d'un tore moléculaire au cœur de NGC 4261 [Jaffe et al., 1996] ou d'un disque de gaz autour du noyau actif de M87 [Dressel et al., 1994]), mais la forte absorption par les poussières dans le domaine visible rend la plupart du temps l'interprétation difficile. Par ailleurs, des observations infrarouges par des techniques de haute résolution, telles que les images en pose courte ou l'interférométrie des tavelures, produisent aussi des résultats très intéressants, mais limités par des contraintes de sensibilité et de dynamique propres à ces techniques (voir par exemple les observations de NGC 7469 de [Tacconi-Garman et al., 1993] ou [Genzel et al., 1995]).

Les premiers instruments d'optique adaptative dédiés à l'astronomie firent leur apparition à la fin des années 80, et des observations de galaxies actives et à flambee d'étoiles furent effectuées pour la première fois en 1992. Une des difficultés de cette technique est la nécessité de disposer d'une source suffisamment brillante dans le voisinage de l'objet d'intérêt pour effectuer l'analyse du front d'onde afin de corriger des défauts induits par l'atmosphère. Dans un futur proche, cette contrainte disparaîtra grâce à «l'étoile laser», c'est-à-dire une étoile artificielle créée dans la haute atmosphère par un laser de forte puissance, que l'on peut placer où l'on veut. En attendant cette révolution prochaine, on peut soit utiliser une étoile suffisamment proche (mais cela est très rare), soit l'objet lui-même. Dans le cas des noyaux actifs de galaxie, leur magnitude est telle qu'ils sont en général aux limites de l'utilisation de l'optique adaptative. Une solution évidente serait d'augmenter cette magnitude limite imposée par l'analyse de front d'onde, par des moyens technologiques ou scientifiques. C'est la motivation des optiques adaptatives de seconde génération dites de «courbure»: de part leur mode de fonctionnement et la technologie utilisée, un gain substantiel est apporté à la sensibilité, et par conséquent au nombre d'objets observables.

La première optique adaptative de ce type fut développée à l'«Institute for Astronomy» de l'Université d'Hawaii, et le concept fut repris pour un instrument résident du Télescope Canada-France-Hawaii, situé à 4200 mètres d'altitude au sommet du Mauna Kea, sur la grande île d'Hawaii. Parce qu'il se devait d'entrer rapidement en service, parce que le temps de télescope est coûteux, et parce que c'est un instrument scientifique dédié à l'astronomie (par opposition à un instrument de re-

cherche et développement en optique adaptative), il fut décidé que son intégration et sa caractérisation auraient lieu en laboratoire, c'est-à-dire dans un environnement contrôlé reproduisant au mieux les conditions d'observations réelles au télescope. C'est à cette phase, puis à celles de caractérisation sur le télescope et enfin d'exploitation astrophysique que ce travail de thèse a été consacré. Pour cela, il aura été nécessaire de fabriquer et d'utiliser un simulateur de télescope, muni d'une étoile et d'une atmosphère artificielles. La description du système, son intégration et finalement la «validation scientifique» (c'est-à-dire la preuve de son bon fonctionnement sur des objets d'intérêt astrophysique) constituent la première partie de cette thèse.

Grâce à l'intégration efficace en laboratoire, les nuits de tests sur le télescope purent être utilisées pour observer des galaxies à flambée d'étoiles. Venant en complément de superbes résultats observationnels et astrophysiques, ceci permit d'apporter une démonstration concrète de la qualité de l'instrument dans le cas d'observations difficiles.

Le premier chapitre introduit les notions nécessaires à une compréhension de l'analyse et de la correction de front d'onde par courbure et décrit l'instrument PUEO. Le second décrit les simulations et les tests effectués pour son intégration et leur analyse en termes de performances. On y trouvera d'une part les tests en laboratoire, et d'autre part les résultats des tests sur le ciel.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude de plusieurs galaxies à flambée d'étoiles, au moyen de la technique d'optique adaptative. Le chapitre trois décrit la méthode d'observation et de traitement des données avec ADONIS, l'instrument d'optique adaptative de l'ESO à La Silla au Chili. Le quatrième chapitre présente les résultats astrophysiques obtenus avec cet instrument. Les deux derniers chapitres sont consacrés à la méthodologie et aux résultats obtenus avec PUEO sur les galaxies «starburst».

Première partie

Pueo, l'optique adaptative du TCFH

Optiques adaptatives à travers le monde

Note au lecteur: *Les talents de conteur de mon ami Eric Gendron restent jusqu'à présent inégalés, c'est pourquoi je référerai le lecteur en quête d'une description poétique de l'optique adaptative à l'introduction de son excellente thèse [Gendron, 1995]. Par ailleurs, le premier chapitre de la thèse de Laurent Demailly [Demailly, 1996] est un très bon point de départ pour le novice qui veut chercher à comprendre l'optique adaptative sans équations (l'optique adaptative pour les nuls, comme il le dit lui-même), mais tout en restant rigoureux. Je ne ferai même pas mention de la thèse de François Rigaut [Rigaut, 1992] qui est devenue une "Bible" pour la plupart des étudiants, stagiaires ou autres thésards qui commencent dans le sujet. Celui-ci évolue d'ailleurs tellement vite, que la thèse de Pierre Kern [Kern, 1990] a désormais presque une valeur historique, en plus de sa valeur scientifique...*

C'est dans cette perspective que commence cette introduction. Je pense que le sujet a été suffisamment couvert et vulgarisé (et bien mieux que je ne pourrais le faire) par ailleurs, ainsi je me contenterai de simplement en rappeler le principe, avant de m'intéresser au propre de cette thèse, notamment, les optiques adaptatives de seconde génération.

L'optique adaptative, pourquoi, comment? Lorsqu'une onde (lumineuse ou acoustique) traverse un milieu hétérogène, qui affecte sa vitesse, celle-ci se trouve distordue. En effet, si l'on imagine une onde plane (provenant d'un objet très distant, par exemple), toutes les crêtes passent sur une ligne perpendiculaire à la direction de propagation au même moment. Si on introduit maintenant une surface dont l'indice de réfraction (par exemple) varie dans l'espace (une atmosphère, ou tout autre milieu hétérogène) entre l'onde plane et la ligne de mesure, toutes les crêtes ne passeront plus la ligne imaginaire au même instant car la phase de l'onde aura été modifiée. Si l'on décide de regarder l'image produite par une telle phase, on va se trouver face à une image qui aura perdu sa *cohérence spatiale*.

L'optique adaptative est une technique qui va permettre, en insérant un élément correcteur (de la phase, tel un miroir déformable, un modulateur de phase à cris-

taux liquides ou tout autre élément conjugateur de phase¹) de rétablir la planéité de l'onde. Une simple paire de lunettes constitue une bonne analogie: une aberration (qui évolue lentement au cours de années) telle que l'astigmatisme ou la myopie, est analysée par un ophtalmologiste, qui apporte une correction en plaçant un morceau de verre (de manière à corriger la phase) sous la forme de lunettes ou lentilles de contact. Au bout de plusieurs années, lorsque l'aberration a suffisamment évolué pour que le porteur de lunettes n'y voit plus rien, il retourne chez son ophtalmologiste qui refait une mesure de l'aberration et apporte une nouvelle correction, en changeant les lunettes. La bande passante d'un tel système est de l'ordre de 10^{-8} Hz, soit plus d'un milliard de fois plus lent que ce qui serait nécessaire pour corriger les déformations dues à l'atmosphère. Lorsque la mesure se fait sans les lunettes du patient, on décrit le système par une *boucle ouverte*: l'élément correcteur est placé *après* l'élément de mesure. On obtient donc une mesure absolue de la déformation. En boucle fermée, l'élément correcteur est placé *avant* l'élément de mesure, et l'on détermine ainsi la différence entre le signal aberrant et la correction apportée, en d'autres termes, l'erreur. C'est ce que fait l'ophtalmologiste lorsqu'il examine le patient avec ses anciennes lunettes. On préférera un système en boucle fermée, car la stabilité et la sensibilité sont accrues par rapport à un système en boucle ouverte.

Nous avons donc ainsi identifié les éléments clefs de toute optique adaptative conventionnelle:

- Un analyseur de front d'onde,
- un correcteur de phase et
- un calculateur (ou un ophtalmologiste) qui reconstruit la phase.

Comme on le verra par la suite, il existe de nombreuses variations sur le même thème.

Développement historique, apparition des systèmes à mesure et contrôle de courbure. Les débuts de l'optique adaptative instrumentale resteront-ils à jamais flous et mal connus? C'est fort possible, car c'est une technique qui a été développée par des militaires, pour des militaires et avec des militaires pour les grands projets «Guerre des Étoiles» aux États-Unis et en ex-Union Soviétique [Clancy, 1989], pendant les années 70 et 80. Cependant, les échanges entre les communautés militaire et astronomique (que peu de choses avaient tendance à rapprocher *a priori*) ont considérablement augmenté ces dernières années, notamment avec l'utilisation de systèmes militaires pour des observations astronomiques (par exemple le “Starfire Optical Range” ou encore l'optique adaptative du Mont Wilson). Il faut cependant

1. Il existe des techniques d'optique non-linéaire, telle que la diffusion de Brillouin (cellules opto-acoustiques), qui permettent d'analyser et de conjuguer la phase en une seule opération.

noter que les objectifs des deux communautés ne sont pas tout à fait les mêmes: Les militaires cherchent à voir des objets relativement brillants, avec une très bonne résolution et dans le domaine visible². On peut aussi remarquer que le concept d'étoile artificielle (qui consiste à illuminer une couche ténue de sodium à 90 km d'altitude dans l'atmosphère avec un laser très puissant, dont la fluorescence crée une source quasi-ponctuelle où l'on veut) présente de grands intérêts pour la surveillance de satellites qui nécessite une couverture du ciel complète et la possibilité de modifier le pointage du télescope tout en maintenant l'asservissement de l'optique adaptative. Ceci n'est pas fondamentalement important pour les astronomes; par contre, les sources d'intérêt ne pouvant pas toujours servir comme source de référence, l'étoile laser est très attendue par la communauté astronomique. Il faut cependant rappeler que l'étoile laser a certains défauts intrinsèques (effet de cône, anisoplanétisme de basculement et de focus) qui dégradent la correction absolue pour une magnitude donnée. En attendant, les astronomes observeront plutôt dans l'infrarouge (où les effets de la turbulence atmosphérique sont moindres et la correction est meilleure) en correction partielle si nécessaire, mais en utilisant l'objet scientifique comme référence même s'il est peu brillant. Une des raisons qui poussa François Roddier à développer le concept d'optique adaptative dit «de courbure» était d'augmenter la magnitude limite, permettant l'observation d'un nombre d'objets plus importants, avec une meilleure correction.

Lorsque l'on pose le problème de mesurer une phase, on est confronté au problème plus général de transformer un objet de phase en objet d'intensité, car une mesure directe de la phase (en optique, tout du moins) n'est pas possible. Il existe des méthodes qui transforment la phase directement en intensité (contraste de phase, méthode de Zernike), mais elles sont cycliques et il existe une ambiguïté l'«enroulement» de la phase. Pour éviter cela, on cherche alors à mesurer des fonctions de la phase «bi-univoque» (c'est-à-dire qu'à chaque valeur de l'intensité correspond une seule valeur de la phase). L'exemple type de ceci est l'analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, qui mesure la dérivée bi-dimensionnelle de la phase, en mesurant le centre de gravité (le premier moment de la fonction d'intensité) de sous images produites par des «sous-pupilles». Pour retrouver la phase, il faut intégrer les pentes, et la constante d'intégration se traduira par du «piston³», mais celui-ci n'affecte pas la qualité d'image (il a cependant son importance en interférométrie, cf. [Perrin, 1996]). On est cependant obligé de mesurer la distribution de la fonction d'intensité, donc d'obtenir une image. À cause du bruit des détecteurs, et de la vitesse de correction imposée par l'atmosphère, ces mesures sont nécessairement limitées à des objets relativement brillants. Cela implique un facteur de couverture du ciel faible. Si l'on peut augmenter la magnitude limite, la couverture du ciel aug-

2. La résolution R d'un télescope est égale à $R = 1.22 \times \lambda / D$. Cependant, la résolution R' fournie par l'optique adaptative est fonction de la longueur d'onde λ ($R' \propto \lambda^{-\frac{1}{5}}$), favorisant l'infrarouge.

3. On décompose souvent la phase selon des aberrations optiques connues, tels que les modes de Zernike. Le premier est le piston, on trouve ensuite le basculement, le foyer, les astigmatismes, les comas, etc.

mentera en proportion, ou en d'autres termes, plus d'objets seront observables avec l'optique adaptative.

L'opticien sait reconnaître les aberrations en défocalisant légèrement les images. Ceci n'est pas un don surnaturel, mais il sait décoder les fonctions d'intensité. Nous sommes là en présence d'une mesure d'une fonction de la phase par une mesure de l'intensité. Comment cela fonctionne-t-il? Le principe est loin d'être simple ou intuitif et l'on trouvera une description détaillée dans les sections 1.1.2 et 1.1.3. Il suffira ici de dire que l'intensité en un point d'une image extra-focale est proportionnelle à la dérivée *seconde*, c'est-à-dire la courbure de la phase associée. Ainsi en mesurant simplement l'intensité (le moment zéro de la fonction d'intensité), on obtient une fonction de la phase. Ceci en soit est déjà un avantage, car la technologie actuelle permet d'effectuer du *comptage de photons*, via des Photo-Diodes à Avalanches (PDA) avec une sensibilité considérable et un bruit négligeable. C'est une des raisons qui poussa François Roddier à développer un analyseur de courbure. On note cependant qu'il est nécessaire d'intégrer cette mesure deux fois pour remonter à la phase. L'apparition de miroirs «à contrôle de courbure⁴» produisant une courbure constante sur une électrode, permet alors à ce concept d'atteindre une efficacité nouvelle: la mesure correspondant exactement à ce que le miroir produit, on imagina un système d'optique adaptative analogique où l'analyseur serait relié au miroir par un amplificateur calibré. Ceci aurait produit un système simple, peu onéreux et d'une bande passante très élevée. Il se trouve cependant que certaines difficultés, telles que le filtrage de certains modes propres indésirables du miroir nécessitent un calculateur, et donc une numérisation du signal. Cependant il existe encore de nombreux avantages comme on le verra par la suite.

Quelles sont alors les raisons pour utiliser un système à mesure et contrôle de courbure plutôt qu'un autre? On peut imaginer que la technologie des analyseurs de type Shack-Hartmann et les miroirs «piezo-stack» a atteint une certaine maturité grâce aux développements importants effectués par les militaires; la confiance qu'on est prêt à lui accorder peut alors être plus importante qu'un concept nouveau. Cependant, les astronomes sont impartiaux et choisiront le système qui produit les *meilleurs résultats*. Malheureusement, il n'existe pas de résultat absolu, il faut tenir compte du site et des spécifications. Par exemple, les systèmes à mesure et contrôle de courbure corrigent moins de modes, mais plus vite; ils seront donc plus adaptés à des sites comme le Mauna Kea⁵, où le seeing est rapide mais faible. Pour l'aspect des spécifications, prenons l'exemple du NAOS, l'optique adaptative du VLT; elles sont

4. On a pris l'habitude de parler de miroirs bimorphes, à cause du procédé de fabrication, mais en anglais Bimorph MirrorTM est une marque déposée, donc pour éviter toute erreur qui pourrait être onéreuse, je m'efforcerai de ne pas utiliser le terme «miroir bimorphe», ni en français, ni en anglais.

5. Le Mauna Kea est un des deux volcans sur la grande île d'Hawaii. Son nom signifie «Mont Blanc», car il s'élève à 4200 mètres au dessus du niveau de l'Océan Pacifique, et est souvent recouvert de neige. Il est reconnu comme étant l'un des meilleurs sites astronomiques du monde.

telles que le rapport de Strehl⁶ doit être de 70% dans les meilleurs cas. La raison de ceci est qu'en mode interférométrique, le contraste de franges est égal au rapport de Strehl (le rapport signal à bruit en dépend donc fortement). Cela nécessite un nombre important de degrés de liberté (plus de 200), et les systèmes complexes fonctionnent mieux en mode Shack–Hartmann/piezo–stack. En revanche, la couverture du ciel sera faible, et une étoile artificielle sera nécessaire. Si l'on compare cela au Télescope national Japonais SUBARU⁷, dont les spécifications imposent un rapport de Strehl de 60% dans les meilleurs cas, le nombre de degrés de liberté requis est bien inférieur⁸ (36 sous–pupilles/électrodes). Cela n'impose donc pas la nécessité d'une étoile artificielle, tout en gardant un facteur de couverture du ciel élevé. Ces arguments ne sont pas les seuls, car on notera qu'aux États–Unis, plusieurs systèmes militaires, n'ayant plus d'applications depuis la fin des projets de type «Guerre des Étoiles» [Clancy, 1989] se trouvent reconvertis à l'astronomie (par exemple, le Starfire Optical Range au Nouveau–Mexique ou l'«Atmospheric Correction Experiment» au Mont Wilson).

La France (puis l'ESO «European Southern Observatory») a aussi bénéficié de l'expérience de ses propres projets militaires, et peut être même d'avantage encore, car le sceau «confidentiel défense» ne dure apparemment pas aussi longtemps que la classification «Top Secret» d'outre–atlantique. Toujours est–il que la collaboration de l'ONERA avec l'Observatoire de Paris (en fait le DESPA), l'ESO, le LEP et la société Laserdot (aujourd'hui CILAS) a permis de mettre au point le premier système d'optique adaptative dédié à l'astronomie [Rousset et al., 1990], [Rigaut et al., 1991], et à produire des résultats astrophysiques importants (par exemple, [Beuzit et al., 1994a], [Combes et al., 1997], [Rouan et al., 1997]). Alors que tout observatoire désirant rester compétitif s'équipe aujourd'hui d'optique adaptative, le choix n'est pas facile; il semblerait que beaucoup de pays commencent à réaliser le potentiel des systèmes à mesure et contrôle de courbure, par exemple, le Japon qui est en train d'équiper le SUBARU, (le grand télescope national japonais, doté d'un miroir primaire de 8 mètres de diamètre) d'un tel système [Takami et al., 1995], ou encore l'AAT (Anglo–Australian Telescope, miroir primaire de 4 mètres, principalement dédié à la spectroscopie) pour lequel l'Université de Sydney est en train de construire un système fort similaire à celui que nous allons décrire par la suite [O'Byrne et al., 1995]. C'est la chasse aux photons (si peu nombreux lorsqu'ils nous parviennent du fin fond de l'univers) qui pousse les astronomes à être inventifs, pour combattre les phénomènes qui pourraient être néfastes aux observations. Tous les effets doivent être pris en compte: est–il encore nécessaire d'insister sur l'importance du site où l'on va implanter un observatoire ou encore de la qualité des optiques utilisées?

6. Le rapport du maximum de l'image obtenue au maximum de la figure de diffraction théorique (tache d'Airy).

7. Pléiades, en japonais

8. Le nombre de degrés de liberté requis pour augmenter le rapport de Strehl croît de manière quasiment exponentiel...

Technologie en plein essor: L’optique adaptative connaît depuis quelques temps un succès tel que les observatoires désirant rester compétitifs, s’équipent de systèmes aussi divers que les objectifs scientifiques qu’ils se fixent. Par exemple, le MMT (ancien Multi Mirror Telescope, reconverti en Monolithic Mirror Telescope) a pour objectif la détection et l’imagerie de planètes extra-solaires [Sandler et al., 1995], [Angel et al., 1994]. Pour ce faire, le miroir secondaire du télescope sera déformable et corrigera les «bas ordres»⁹; de plus une seconde optique adaptative avec beaucoup de degrés de liberté (plusieurs milliers de sous-pupilles) devra réduire le halo, dû principalement aux hautes fréquences spatiales pour espérer détecter une planète très proche de l’étoile, et d’une intensité bien moindre.

Une liste des systèmes d’optiques adaptatives dans le monde serait probablement incomplète alors que déjà rébarbative de par sa taille. Il est quand même intéressant de s’attarder sur les systèmes suivants (cf. tableau 0.1) à cause de leur originalité ou des résultats qu’ils ont produits.

Tableau 0.1 - : Ce tableau énumère les principales optiques adaptatives (à vocation astronomique) en service ou en construction dans le monde. Les omissions sont nombreuses, notamment, tous les systèmes anglais (ELECTRA, MARTINI, NAOMI, etc) qui sont très originaux et explorent de nouveaux concepts. Il est malheureusement impossible de faire une revue détaillée de tous ces systèmes.

<i>Projet</i>	<i>Télescope</i>	<i>Mise en service</i>	<i>Type</i>
ADONIS	ESO, (3,6m)	1991	SH & PS ^a
UH AO	TCFH et UKIRT	1994	Courbure
SOR	1,5m	1994	SH & PS, EL
ACE	Mont Wilson (2,5m)	1995	SH & PS
PUEO	TCFH (3,6m)	1996	Courbure
AAT	4m	1997	Courbure
Keck II	10m	1997	SH & PS, EL
SUBARU	8,2m	1998	Courbure
GEMINI	8m	1998	SH & PS
NAOS	VLT, UT1(8m)	1999	SH & PS, EL
MMT	6,5m	2000	SH & PS, EL

^a SH: analyseur Shack–Hartman, PS: miroir Piezo–Stack, EL: étoile laser

Pourquoi ces systèmes sont-ils particulièrement intéressants? Examinons-les in-

9. On parle de «bas ordres» pour décrire les basses fréquences spatiales, et de «ordres élevés» pour parler de hautes fréquences spatiales.

dividuellement de façon plus détaillée:

- **ADONIS**, (ADaptive Optics Near Infrared System) le premier instrument scientifique à avoir fourni des résultats astronomiques, et qui fonctionne maintenant de manière routinière. Il est installé au foyer Cassegrain du télescope de 3,60m de l'ESO au site de La Silla au Chili. Il est équipé d'un Shack-Hartmann 7x7 et d'un miroir à 52 actionneurs [Beuzit et al., 1994b], [Beuzit et al., 1995], [Hubin et al., 1995a].
- **UH AO**, (University of Hawaii Adaptive Optics), en plus d'être le premier système de courbure à fonctionner [Roddier et al., 1994], les résultats scientifiques de ce système sont nombreux et d'une qualité exceptionnelle (e.g. la découverte du système triple dans la nébuleuse du Lion Givré (Frosty Leo), [Roddier et al., 1995]). Le système comporte 13 sous-pupilles et 13 électrodes correspondantes [Roddier et al., 1991], mais va bientôt être amélioré à 36 sous-pupilles/électrodes et l'analyse de front d'onde se fera simultanément dans le visible et l'infrarouge par un ingénieux dispositif dichroïque [Graves, 1996]. Le système peut être utilisé sur UKIRT ou sur le TCFH.
- **SOR**, (Starfire Optical Range) sur le télescope de 1,5m au Nouveau Mexique, ce système militaire, dédié à la surveillance de satellites avec une étoile laser a produit des résultats sur quelques objets scientifiques brillants. Les images sont dans le visible, et le miroir a 241 actionneurs! [Fugate et al., 1994]
- **ACE**, (Atmospheric Correction Experiment) est aussi un système d'origine militaire qui fonctionne dans le visible, et c'est actuellement lui qui détient le record de résolution en mode imagerie¹⁰ à partir du sol, avec 0.058''¹¹ (à une longueur d'onde $\lambda \approx 0.5\mu m$). C'est un système à 341 actionneurs (dont 241 sur la surface active) installé sur un télescope de 2,5 mètres de diamètre au Mont Wilson en Californie [Shelton et al., 1995].
- **PUEO**, (Hibou hawaïen) qui est le sujet de cette thèse, est inspiré du système de l'Université d'Hawaii, mais avec 19 sous-pupilles/électrodes [Arsenault et al., 1994]. C'est un système «dédié utilisateur» pour le Télescope Canada-France-Hawaii.
- **AAT**, (Anglo-Australian Telescope), situé à Siding Springs, en Australie, est en train de construire un système à 19 éléments [O'Byrne et al., 1995], avec une démarche nouvelle: tous les composants sont pensés, créés et construits à l'Université de Sydney. Ceci en partie pour réduire les frais,

10. l'interférométrie permet d'atteindre des résolutions bien supérieures, mais c'est de la *reconstruction* d'images.

11. 1'' (une seconde d'angle = 1/3600 degré) est la séparation d'une paire de phares de voiture située à 400 km. La résolution de l'œil est de l'ordre de la minute d'angle. Avec une résolution telle de 58 mas, on pourrait lire un livre à 34 kilomètres...

mais aussi de manière à pouvoir apporter des solutions originales en interagissant avec les différents départements.

- **KECK II**, (de la fondation Keck en association avec le California Institute of Technology) avec un miroir segmenté de 10 mètres de diamètre fait face à un problème bien particulier: comment phaser le miroir primaire qui est actif mais segmenté avec le miroir adaptatif continu? Une étoile laser viendra apporter des photons à ce système qui pourra fonctionner en mode interférométrique avec son jumeau Keck I. Un de leur but principaux est la détection directe de planètes extra-solaires [Wizinowich et al., 1995], [Wizinowich et al., 1996].
- **SUBARU**, (Grand télescope national Japonais) est le seul télescope de la classe des 8 mètres à s'équiper d'optique adaptative de courbure, d'une part à cause des spécifications (rapport de Strehl de 60% en bande K), et d'autre part grâce à l'excellent site qui permet l'utilisation d'un tel système. Il est composé d'un analyseur à 36 sous-pupilles, et d'un miroir à contrôle de courbure à 36 électrodes [Takami et al., 1995].
- **GEMINI** (Consortium canadien, américain, britannique et chilien). Deux télescopes, un au sommet du Mauna Kea à Hawaii, l'autre au Cerro Pachon au Chili, permettront une couverture complète du ciel entre 1 et $5\mu m$, domaine spectral pour lequel ils sont optimisés. La mise en place de "queue-scheduling" et d'optimisation des différents sous-systèmes confèrera à ce projet une efficacité bien particulière, se rapprochant de celle d'un projet spatial. Une longue étude a été menée pour décider quel type de système utiliser [Ellerbroek et al., 1996]; le choix n'est pas encore définitif, mais il s'agira probablement d'un Shack-Hartmann de 10×10 sous-pupilles [Racine, 1995], [Ellerbroek et al., 1994].
- **NAOS**, (Nasmyth Adaptive Optics System) qui équipera le premier des 4 télescopes de 8 mètres du VLT. Le projet VLTI est fort ambitieux puisqu'il constituera à terme la plus grande surface collectrice phasée du monde, avec l'équivalent d'un miroir de 16 mètres de diamètre. NAOS est un système Shack-Hartmann 16×16 doté d'un miroir 250 actionneurs et à plus long terme, d'une étoile laser [Hubin, 1995b].
- **MMT**, (Monolithic Mirror Telescope). Lorsque il a été décidé de remplacer les 6 miroirs de 1,8m du Multi Mirror Telescope par un seul miroir de 6,5m, il a aussi été décidé de rendre le miroir secondaire (qui mesure tout de même 64cm de diamètre) adaptatif, avec 300 actionneurs. De plus, une optique adaptative qui corrige les très hautes fréquences spatiales (plus de mille actionneurs) est aussi prévue, pour réduire au maximum le halo autour de la réponse impulsionnelle, car le but ultime du MMT est d'obtenir une image d'une planète extra-solaire [Angel et al., 1994], [Sandler et al., 1995].

Cette liste n'a ni la vocation, ni la prétention de couvrir toutes les expériences

et systèmes dans le monde, mais seulement de montrer les tendances générales de ce qui se fait actuellement. On peut aussi noter que les britanniques équipent leur télescope William Herschel [Buscher et al., 1996] au Canaries d'un miroir déformable conjugué non pas à la pupille, mais à la couche turbulente principale, ce qui aura pour effet d'augmenter considérablement le champ d'isoplanétisme¹². Cependant tous les problèmes ne sont pas résolus, car l'image de la pupille est déplacée sur l'analyseur de front d'onde (sur les micro-lentilles en particulier) et il faut réussir à déterminer en temps réel la hauteur de la couche turbulente dans l'atmosphère.

Le point commun de tous ces systèmes est qu'ils doivent tous fonctionner avec un nombre ridiculement petit de photons (le rapport signal à bruit dans l'analyseur de front d'onde étant régulièrement plus petit que un!). Il y a cependant une autre classe d'instruments, où le nombre de photons n'est pas un problème, et qui permet alors l'utilisation de techniques originales ou d'optique non linéaire. Cela permet d'aborder des problèmes qui seraient autrement inaccessibles. Ceci fera l'objet de la prochaine section.

Applications non-conventionnelles. Ici aussi, le nombre d'expériences et d'applications est bien au-delà de ce que je pourrais espérer aborder. Il y a cependant trois applications que je trouve particulièrement fascinantes qui utilisent le concept d'optique adaptative; l'équipe de D.R. Williams, au "Center for Visual Science" à l'Université de Rochester a développé un système d'optique adaptative pour, d'abord mesurer, puis corriger des aberrations du cristallin et de la cornée [Williams et al., 1996]. Le système est basé sur un laser (limité en puissance pour des raisons de sécurité) formant un point source sur la rétine. Un photon sur cent est réfléchi, puis détecté par un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann à 217 sous-pupilles. La bande passante du système est quasiment zéro car l'œil du patient est paralysé par une substance cycloplégique. Une fois la mesure des aberrations effectuée, un miroir déformable est inséré en face de l'œil de façon à ce que le patient regarde un réseau dont le contraste et la séparation sont variables. A partir de là, les expériences possibles couvrent des domaines aussi vastes que la psycho-physique de la vision, l'analyse du tissu rétinien vivant, l'imagerie de la rétine (notamment la répartition des cônes de couleur), et même la possibilité d'effectuer de la chirurgie au laser sur la rétine de manière beaucoup plus précise. Les résultats sont surprenants, l'amélioration apportée étant proche d'un facteur dix en résolution et contraste. De manière plus générale, on ne peut s'empêcher de s'émerveiller devant la perfection de la nature: la présence des aberrations sur la cornée et le cristallin permet de bien distinguer les couleurs en toutes circonstances. En effet, lorsqu'il y a beaucoup de lumière et que la pupille est petite, il y a peu d'aberrations (en absolu) sur celle-ci, mais la tâche de diffraction produite par l'œil est grande (proportionnelle à l'inverse de la taille de la pupille), couvrant plusieurs cônes de couleurs. Dans le cas inverse, lorsqu'il y a peu de lumière, la pupille est dilatée, la tâche de diffraction est

12. l'angle solide sur lequel la correction apportée reste valide

à peu près de la taille d'un cône. Mais grâce aux aberrations, la tâche est étalée sur plusieurs cônes permettant quand même de bien distinguer les couleurs...

Une autre application, plus industrielle, peut être utilisée en contrôle non-destructif des matériaux. Elle illustre l'utilisation de conjugateurs de phase fonctionnant selon des principes d'optique non-linéaire, telles que les cellules acousto-optiques [Tyson, 1991] fonctionnant selon l'effet de diffusion de Brillouin: lorsque l'interaction de deux ondes électromagnétiques introduit des variations de densité dans un milieu diélectrique par électrostriction, une onde acoustique est produite. Si l'une des ondes électromagnétiques est plane, la phase de l'onde acoustique (onde de *Stoke*) et la phase de l'onde retro-diffusée (ou réfléchi) sont conjugué à la phase de la seconde onde électromagnétique. On ne peut pas utiliser un tel dispositif comme un simple miroir, il faut en général refaire passer l'onde rétro-diffusée dans le milieu, afin qu'elle en ressorte dénuée d'aberrations. Imaginons une soudure dans un morceau de métal; on illumine la face arrière par un laser pulsé, chaque impact dégageant un peu de chaleur, créant une onde acoustique ultrasonique dans le métal. Celle-ci est refractée de manière différentielle lorsqu'elle rencontre une anomalie dans la soudure. Sur la face avant, un laser continu est réfléchi avec un certain angle d'incidence. L'onde acoustique modifie l'angle avec lequel le laser est réfléchi, mais la réflexion sur le métal (qui est relativement rugueux) induit des modifications de la phase du faisceau, rendant la détermination précise de l'angle de réflexion difficile. Ainsi avant d'analyser les déviations dues aux hétérogénéités dans la soudure, on rend le faisceau aussi plan que possible par l'utilisation des cellules de Brillouin. On remarque ici que le nombre de photons n'est pas un problème, ce qui permet l'utilisation de cette technique de conjugaison de phase.

Une autre application fort intéressante du *principe* de la correction de phase suite à une analyse de l'onde incidente peut être considérée dans un système purement acoustique. Un exemple de ceci est le «miroir acoustique à retournement temporel» [Fink, 1993], [Fink, 1994]. Nous avons ici un réseau de petits piezos sur une surface concave qui peuvent être utilisés soit, en mode actif (haut parleur, produisant un «PING») soit en mode passif (microphone, qui enregistre l'onde réfléchi). On place le dispositif devant une certaine structure, et on envoie un «PING» à partir d'un des piezos. Dès l'instant où cette onde a quitté le dispositif, on met tous les piezos en mode passif et on enregistre le retour de l'onde réfléchi. On peut ensuite inverser l'enregistrement (d'où le terme renversement temporel) et renvoyer une onde acoustique focalisée sur le (ou les) point(s) plus dense(s) que le milieu ambiant. Une application d'un tel dispositif est, en physique médicale, la destruction de calculs rénaux, où l'on renvoie une onde acoustique d'amplitude bien supérieure à celle de l'analyse, pour émettre le calcul. On peut aussi effectuer un contrôle non-destructif en itérant plusieurs fois le processus de façon à localiser de manière bien plus exacte qu'on ne pourrait le faire autrement, toute faille ou imperfection dans un matériau.

Il existe encore bien d'autres applications, telles que la focalisation de lasers industriels puissants utilisés dans la soudure ou la découpe laser, ou encore la focalisation

de faisceaux X réfléchis en incidence rasante: Les déformations de la surface réfléchissante dûes au choc thermique généré par les photons très énergétiques sont surveillées et corrigées en permanence par une optique adaptative qui opère en parallèle dans le visible en incidence quasi-normale. On voit ainsi que la technique d'analyse de front d'onde, ainsi que sa manipulation sont en train d'atteindre un niveau tel que l'on peut les utiliser pour toutes sortes d'applications, et non plus seulement pour l'observation d'objets «exo-atmosphériques¹³». La preuve? La société Zeiss vient de commercialiser un système de contrôle des optiques remplaçant les systèmes classiques (tels que les interféromètres de type Zygo) basé sur un Shack-Hartmann, bien moins onéreux, tout aussi sensible et plus facile à mettre en place.

13. pour reprendre une expression chère à nos amis militaires.

Chapitre 1

La Courbure

1.1 Les systèmes de courbure.

Dans cette section, je commencerai par rappeler des principes de base de l'optique adaptative «avec les mains», de manière à établir, par la suite, des comparaisons entre les différents systèmes. Pour une description mathématique des définitions employées, voir la thèse de F. Rigaut [Rigaut, 1992], ou encore celle E. Gendron [Gendron, 1995]. Je continuerai en décrivant ce qui se passe dans une image dé-focalisée et comment cela est utilisé pour l'analyse de courbure. Je conclurai par une dérivation des équations de transfert qui permettent de mieux comprendre la courbure.

1.1.1 Petits rappels d'optique adaptative

Dans tout système d'optique adaptative, nous avons déjà constaté qu'il faut trois éléments vitaux, notamment, un correcteur, un analyseur de front d'onde ainsi qu'un calculateur qui permet d'envoyer des ordres du second au premier. Rappelons que c'est grâce à cette disposition des éléments que l'on nomme ce type de système *boucle fermée*, ainsi que le montre l'incontournable figure 1.1

Le front d'onde de l'objet observé par un télescope ou tout autre système optique est plan avant de traverser l'atmosphère. S'il subit une déformation de phase ϕ lors de son passage dans le milieu turbulent, la relation entre celui-ci et l'image formée au foyer du télescope est une transformée de Fourier (par exemple [Léna, 1996]):

$$I(\mathbf{r}) = [TF(A(\mathbf{u})e^{i\phi(\mathbf{u})})]^2 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} A(\mathbf{u})e^{i\phi(\mathbf{u})}e^{-2i\pi\mathbf{r}\cdot\mathbf{u}}d\mathbf{u} \right]^2 \quad (1.1)$$

I est la distribution d'intensité dans le plan image, dont le vecteur $\mathbf{r}$ définit la dimension. A est la fonction d'amplitude (ou fonction pupille) du système, dont le

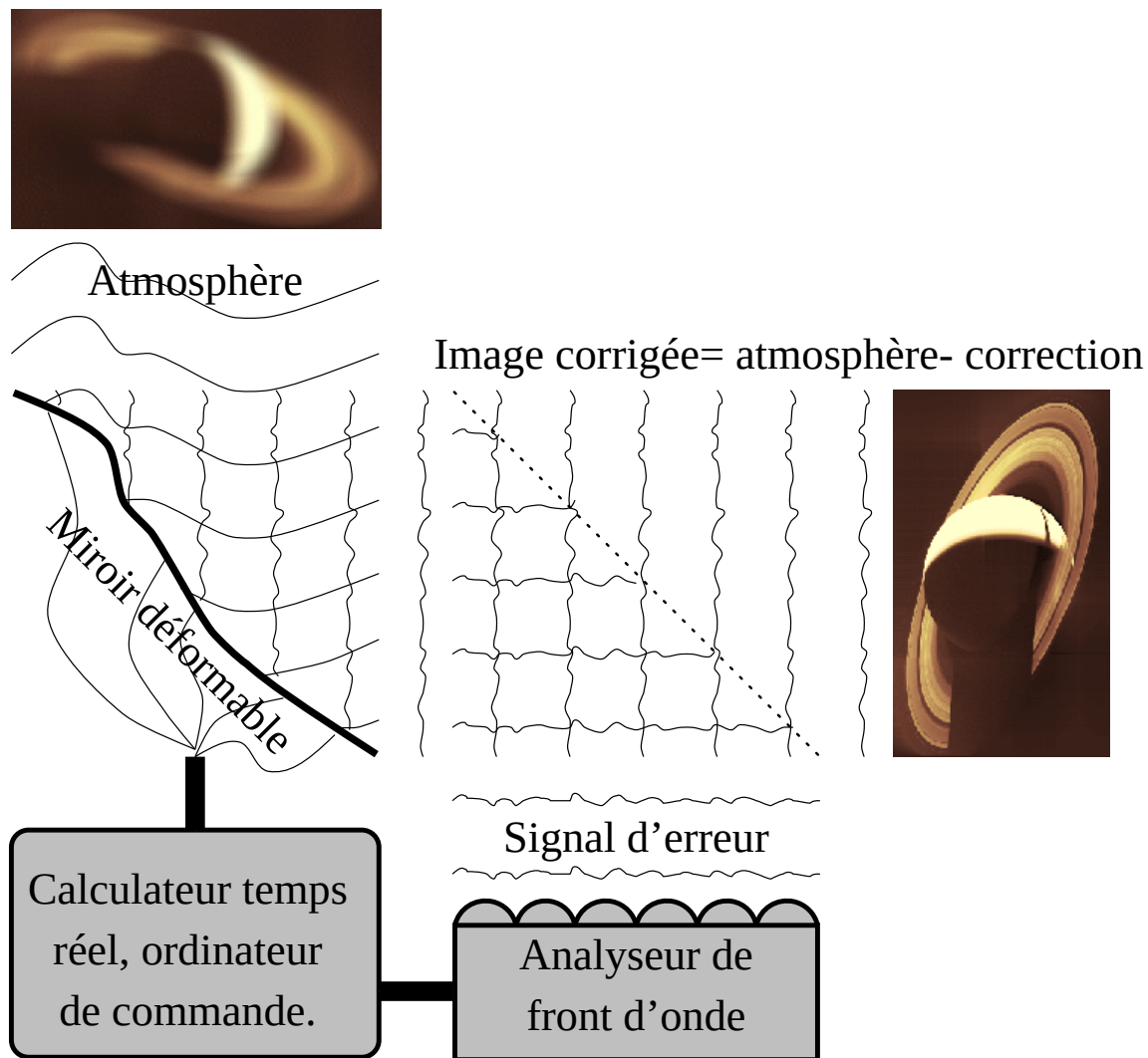


Figure 1.1 - : Schéma de principe d'une boucle d'optique adaptative. On note que le miroir déformable est placé avant la séparatrice de manière à ce que les défauts résiduels de l'image corrigée soient le signal d'erreur perçu par l'analyseur de front d'onde.

vecteur $\mathbf{u}$ définit les coordonnées (j'utilise ici la notation $\mathbf{u}$ pour dénoter la *fréquence spatiale* sans dimension, $\lambda/\mathbf{r}$). Les variables $\mathbf{u}$ et $\mathbf{r}$ sont dites *conjuguées*. La phase en question ϕ se réfère donc aux aberrations du front d'onde. Si celui-ci est plan, le terme (complexe) de phase devient égal à un dans l'intégrale. La fonction d'amplitude (définie par la pupille du télescope) agit comme un filtre passe-bas, et la relation entre le plan image et le plan pupille est une simple transformée de Fourier de l'objet sans les très hautes fréquences spatiales¹; par exemple, si l'objet est un pic de dirac, l'image sera un sinus cardinal, soit une tache d'Airy. Sur une image instantanée (ou courte pose), la phase dans le plan pupille est décrite par une certaine fonction aléatoire; cette distribution non-uniforme de la phase crée, dans le plan image, des tavelures sur les lieux d'interférence constructive. Ces tavelures bougent au gré de ces déformations aléatoires du front d'onde. Sur une durée longue devant le temps de cohérence τ_0 de cette distribution de phase, le mouvement des tavelures se moyenne en une image dégradée, où l'on perd toute l'information à petite échelle. On note ici que la scintillation (variation du terme d'amplitude) que l'on observe à l'œil nu est complètement négligée parce que:

- elle correspond à une concentration ou un étalement de l'énergie reçue dans la pupille, et se moyenne d'autant plus que la pupille est grande,
- l'amplitude des variations d'amplitude est petite face aux fluctuations de la phase, et
- les effets de modulation d'amplitude se moyennent dans le temps et apparaissent d'autant moins dans une image que la pose est longue.

Une notion fort pratique est celle de diamètre de télescope équivalent en termes de résolution. La résolution R d'un télescope est donnée par la *largeur à mi-hauteur* (aussi appelée FWHM de l'anglais Full Width at Half Maximum) de la *fonction d'étalement de point*² (dont on utilise couramment l'abréviation FEP. Pour une pupille circulaire de diamètre D , on a la relation:

$$R = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.2)$$

Une image longue pose, brouillée par la turbulence atmosphérique aura une résolution dégradée (soit $R' > R$). Posons la question suivante: «quel serait le diamètre

1. Ceci est une des raisons pour laquelle on veut agrandir le diamètre des télescopes (si l'on arrive toutefois à s'affranchir des effets de l'atmosphère): on a accès à de plus hautes fréquences spatiales (et donc plus de détails). L'autre raison est d'augmenter la surface collectrice, et ainsi pouvoir observer des objets plus faibles.

2. Tout système, qu'il soit acoustique, optique, électronique ou autre mais qui introduit un filtrage peut être caractérisé par la manière dont il réagit à une impulsion (un pic de *dirac* diront les mathématiciens). Cette réponse est appelée fonction d'étalement de point, réponse impulsionnelle ou encore PSF (de l'anglais Point Spread Function).

d'un télescope qui donnerait cette résolution?» On appelle cette quantité le paramètre de Fried, ou r_0 de manière à ce que $R' = \lambda/r_0$ (R' est couramment appelé *seeing*). Plus précisément, r_0 est le diamètre d'une section du front d'onde sur laquelle la *variance* de la phase est égale à un radian carré. Il est surprenant que, en moyenne, dans les meilleurs sites astronomiques, r_0 soit compris entre 5 et 20 centimètres (dans le visible, soit entre 0.4 et $0.8\mu m$), comparé à des télescopes allant jusqu'à 4 voire 8 mètres de diamètre! On note que r_0 croît avec la longueur d'onde ($r_0 \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$), donc dans l'infrarouge, on obtient un r_0 qui varie entre 30 et 120 cm à $2,2\mu m$ (bande K) respectivement. En règle générale, pour pouvoir être limité par la diffraction du télescope, on voudra avoir environ un élément correcteur par r_0 . On comprendra ainsi l'importance de bien choisir le site, car sur un télescope de 4 mètres, si le r_0 infrarouge est de 30 cm, il faudra environ 12 éléments correcteurs sur le diamètre (soit une centaine en tout), alors que si le r_0 moyen est plus de l'ordre de 120 cm (toujours à $2,2\mu m$), trois éléments sur le diamètre suffiront, donc environ une dizaine de degrés de liberté. Ceci illustre l'importance du choix du site...

Systèmes «classiques». Les systèmes que je nomme «classiques» ne le sont que par chronologie. Ils regroupent les systèmes dont l'analyseur de front d'onde est de type Shack–Hartmann (ou interféromètre à décalage) [Tyson, 1991] et le miroir est de type «piezo–stack³» ou encore segmenté [Tyson, 1991]. On s'intéressera plus particulièrement à la combinaison Shack–Hartmann (figure 1.2) et piezo–stack (figure 1.3) car, parmi les systèmes classiques, ce sont ceux-là qui fonctionnent et qui ont fourni des résultats (cf. [Beuzit et al., 1994a]).

Un Shack–Hartmann (figure 1.2) découpe la pupille en produisant des images provenant des différentes parties de celle-ci avec des petites lentilles (micro–lentilles) sur un détecteur. Une mesure du centre de gravité de chaque sous–image par rapport à sa position sur l'axe est une mesure de la dérivée de la phase sur chaque sous–pupille. Pour chaque mesure on obtient donc deux quantités, la pente en x et celle en y . Il faut deux points pour mesurer une pente, donc quatre pour déterminer le premier moment bi–dimensionnel de la fonction d'intensité. On peut en fait effectuer cette mesure avec seulement trois «pixels»⁴, mais le rapport signal à bruit sera différent selon les axes. Cependant pour trouver le centre de gravité de façon plus précise, le nombre de pixels est déterminé pour réduire le bruit et augmenter la sensibilité de façon optimale. On voit donc qu'un Shack–Hartmann est conceptuellement simple et qu'il n'y a pas de parties mobiles: une fois qu'il est aligné, il le reste. Par contre, on a besoin d'au minimum trois éléments de mesure pour obtenir deux quantités caractérisant la phase par sous–pupille. On remarquera aussi que la mesure est faite de manière directe⁵: le système peut dériver (par exemple, un pixel

3. *To stack*: Empiler. Ainsi un miroir déformable dont les actionneurs sont des empilements de cellules piezo–électriques est communément dénommé piezo–stack.

4. de l'anglais «*picture elements*».

5. je veux dire ici par opposition avec différentielle.

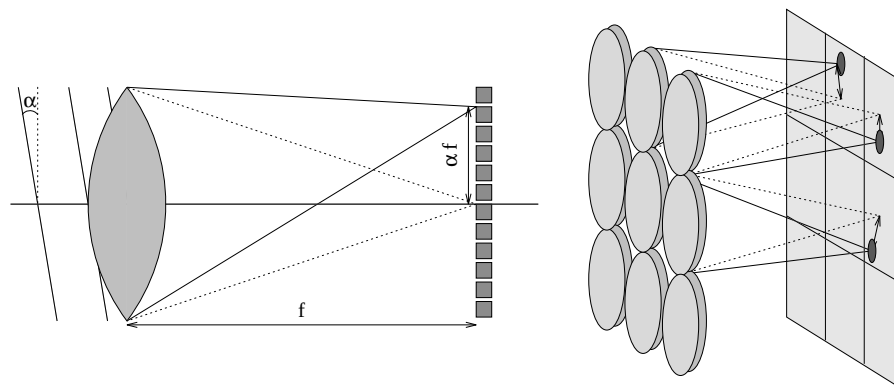


Figure 1.2 - : Principe de l'analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. Un front d'onde incliné va former une image hors axe, plus l'inclinaison étant grande, plus l'image étant loin de l'axe. Une mesure de la position du centre de gravité sur chaque «sous-pupille» sera donc une indication de la pente (dérivée) de la phase sur celle-ci.

dont la réponse varie dans le temps ou le gain des électroniques) et introduire une erreur systématique dans la mesure.

Le nom du miroir piezo-stack a pour origine sa conception: il est fabriqué à partir d'empilements de petits morceaux de matériau piezo-électrique [Tyson, 1991]. Ce dernier est polarisé et lorsque l'on applique une tension à cet empilement, il va se contracter ou se dilater. La tension appliquée est donc directement proportionnelle à la *valeur* de la phase ϕ que l'on désire corriger. Il est donc nécessaire de reconstruire la phase (par intégration) pour passer de la mesure (dérivée) à la valeur⁶. Il n'y a donc pas une correspondance directe entre la mesure et la commande. Cependant, le contrôle de ces miroirs est assez aisé, et la fabrication est désormais assez courante. De plus la *fonction d'influence*⁷ n'agit que localement, et l'on peut facilement imaginer d'augmenter le nombre de degrés de liberté sans pour autant complexifier le système. Comme on le verra par la suite ceci n'est pas le cas pour les miroirs à contrôle de courbure, qui ont des fonctions d'influence globales, ce qui nécessite certaines précautions. Voici donc une brève description des systèmes que je nomme classiques. Regardons maintenant ce qui se passe dans un système de courbure.

6. En pratique on se passera de cette opération, en simplifiant les équations de contrôle à un système linéaire en excitant une électrode et en regardant quelle est la mesure produite. On obtient une *matrice d'interaction* que l'on inverse pour obtenir une *matrice de commande*.

7. c.à.d. la déformation induite par l'excitation d'une seule électrode.

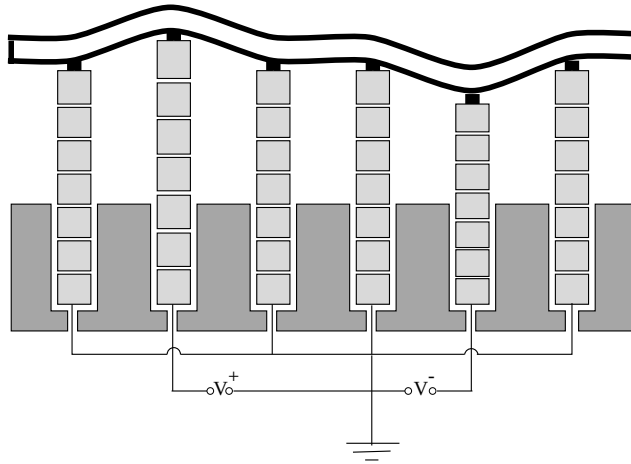


Figure 1.3 - : Miroir piezo-stack. Dans un tel système, le déplacement est proportionnel à la tension appliquée. On remarque que l'influence d'une électrode s'arrête au voisinage de la suivante.

1.1.2 Que se passe-t-il entre la pupille et le foyer?

Pour comprendre un analyseur de courbure, il faut savoir ce qui se passe dans cette zone obscure se trouvant entre le plan image et le plan pupille de tout système optique. Souvent lorsque l'on pense à des images défocalisées, on imagine des images floues. En fait, ce manque de netteté n'est qu'apparent, car c'est lui qui va nous permettre de transformer des objets de phase en objets d'intensité (on se référera ici à la figure 1.4): dans l'approximation géométrique, tous les rayons d'une onde plane traversant un système optique de distance focale f convergent en un point, le foyer. Supposons maintenant que l'onde incidente n'est pas plane mais légèrement convergente (c'est-à-dire que le front d'onde est courbe et convexe), l'image sera focalisée en amont du foyer. Imaginons maintenant un front d'onde plan, mais dont une petite partie est convexe, l'image dans un plan en amont du foyer sera uniformément éclairée sauf pour une sur-intensité (une concentration des faisceaux due à la partie convergente de l'onde). L'image dans un plan en aval du foyer sera aussi uniformément éclairée sauf pour une sous-intensité, due à la divergence du faisceau. En présence des effets de diffraction, la situation n'est pas si simple, car il existe en fait quatre domaines:

- Le plan pupille, figure 1.5a, où la répartition d'intensité ne dépend que de la fonction pupille (en général, un à l'intérieur, zéro à l'extérieur).
- Le plan image (figure 1.5b), où l'effet dominant est la diffraction (LA référence pour une description de ce phénomène, bien moins simple qu'il n'y paraît au premier abord: [Born & Wolf, 1993]). Tous les faisceaux sont concentrés en un

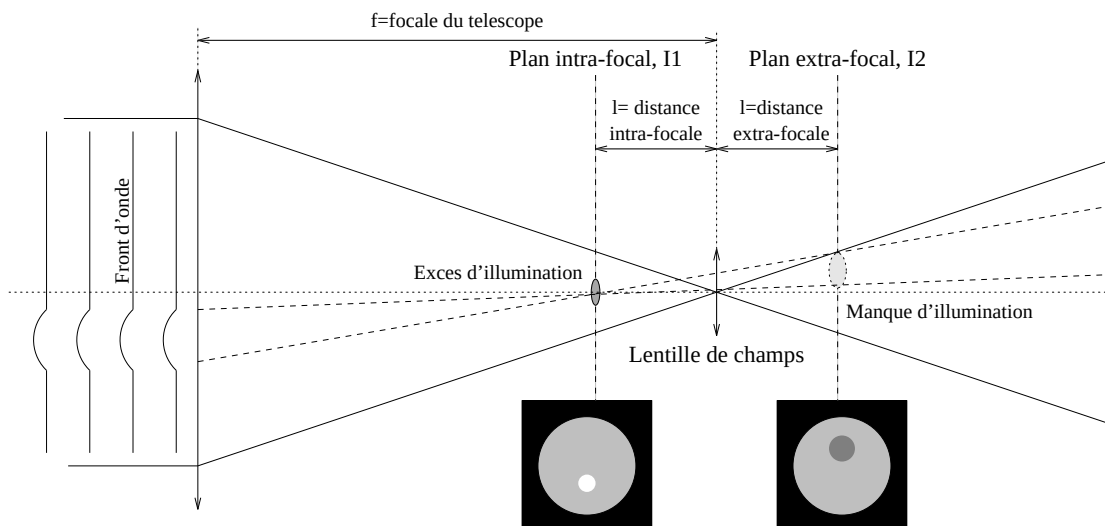


Figure 1.4 - : Principe de l'analyseur de courbure: On observe les fluctuations d'intensité entre la pupille et le foyer. Une partie du faisceau plus courbe que les autres sera focalisée plus en avant et créera un excès d'intensité en amont du foyer. On trouvera une contrepartie symétrique en aval qui se traduira par un manque d'illumination.

point (selon l'approximation géométrique), mais la réponse impulsionnelle est en fait le résultat de l'interférence constructive et destructive de tous les points du plan de la pupille, selon le principe de *Huygens* ([Born & Wolf, 1993]).

- La zone intermédiaire entre la pupille et un plan assez proche du foyer, où les fluctuations de phase sont transformées en fluctuations d'intensité (voir la figure 1.4). La taille de l'image du faisceau (par simple géométrie) est égale à $D \times (l/f)$ où D est le diamètre de la pupille, f la distance focale et l la distance au foyer du plan extra-focal. Ici, les effets de diffraction sont négligeables (figure 1.5c), car même si la taille de l'image du faisceau décroît lorsque l'on se rapproche du foyer (c'est à dire lorsque l décroît), elle reste supérieure à $(f - l) \times (\lambda/D)$: la taille de l'image du faisceau reste plus grande que les effets de diffraction ($\sim \frac{\lambda}{D}$ x distance à la pupille) [Rousset, 1993].
- Une petite zone proche du foyer, où les effets de la diffraction commencent à former une image cohérente, mais la forme de la pupille reste apparente (figure 1.5d). Cette zone est bien connue des opticiens puisqu'elle permet de reconnaître des aberrations «typiques»: par exemple, si l'on défocalise légèrement une image entachée d'astigmatisme, elle s'allonge selon un axe en amont du foyer et s'étend selon l'axe orthogonal en aval du foyer. Ceci est dû au fait qu'elle est focalisée plus rapidement selon le premier axe que le second.

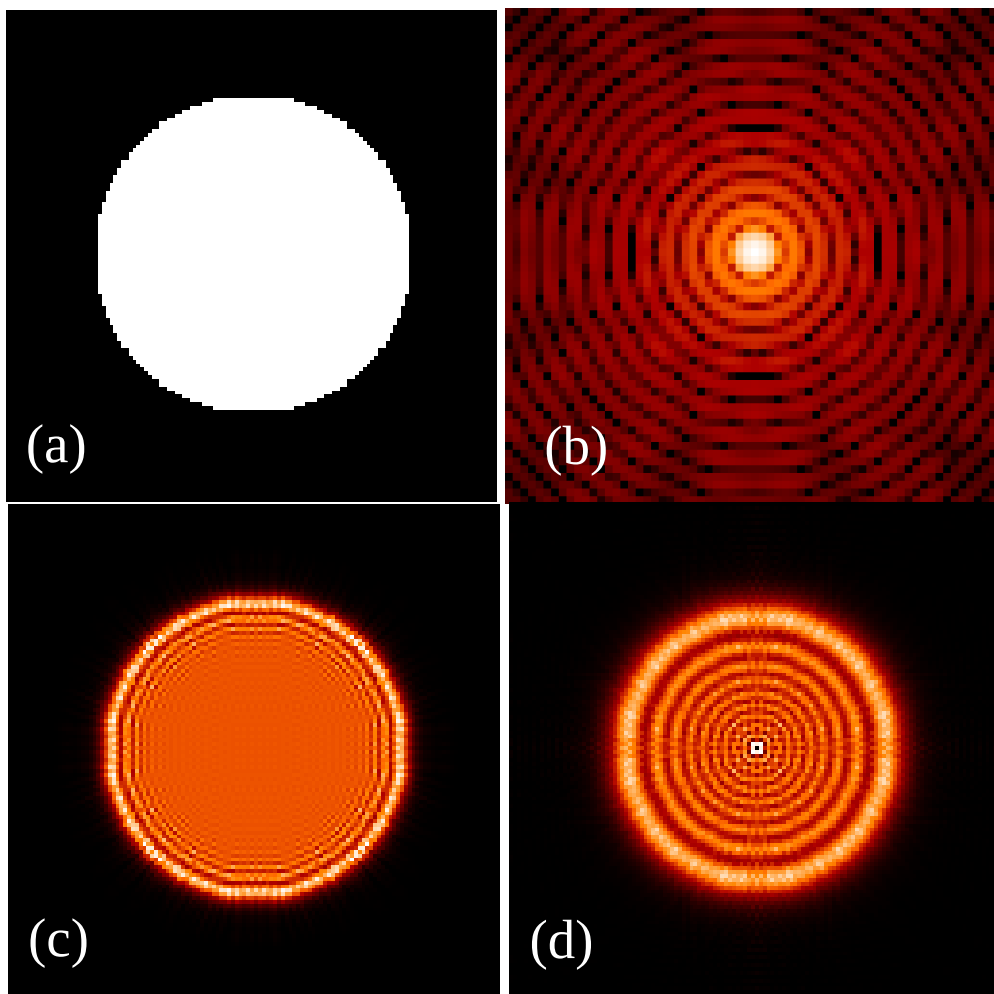


Figure 1.5 - : (a), fonction pupille, 1 à l'intérieur, 0 à l'extérieur. Notons que sur un télescope, il y a en plus une obstruction centrale. (b) Réponse impulsionnelle, où l'on voit le cœur cohérent et les anneaux de diffraction. Le premier anneau sombre est à un rayon de $1.22 \times \lambda D$. (c) Image extra-focale, avec effets de diffraction peu importants. (d) Image extra-focale proche du foyer; on voit apparaître le cœur cohérent et des anneaux de diffraction.

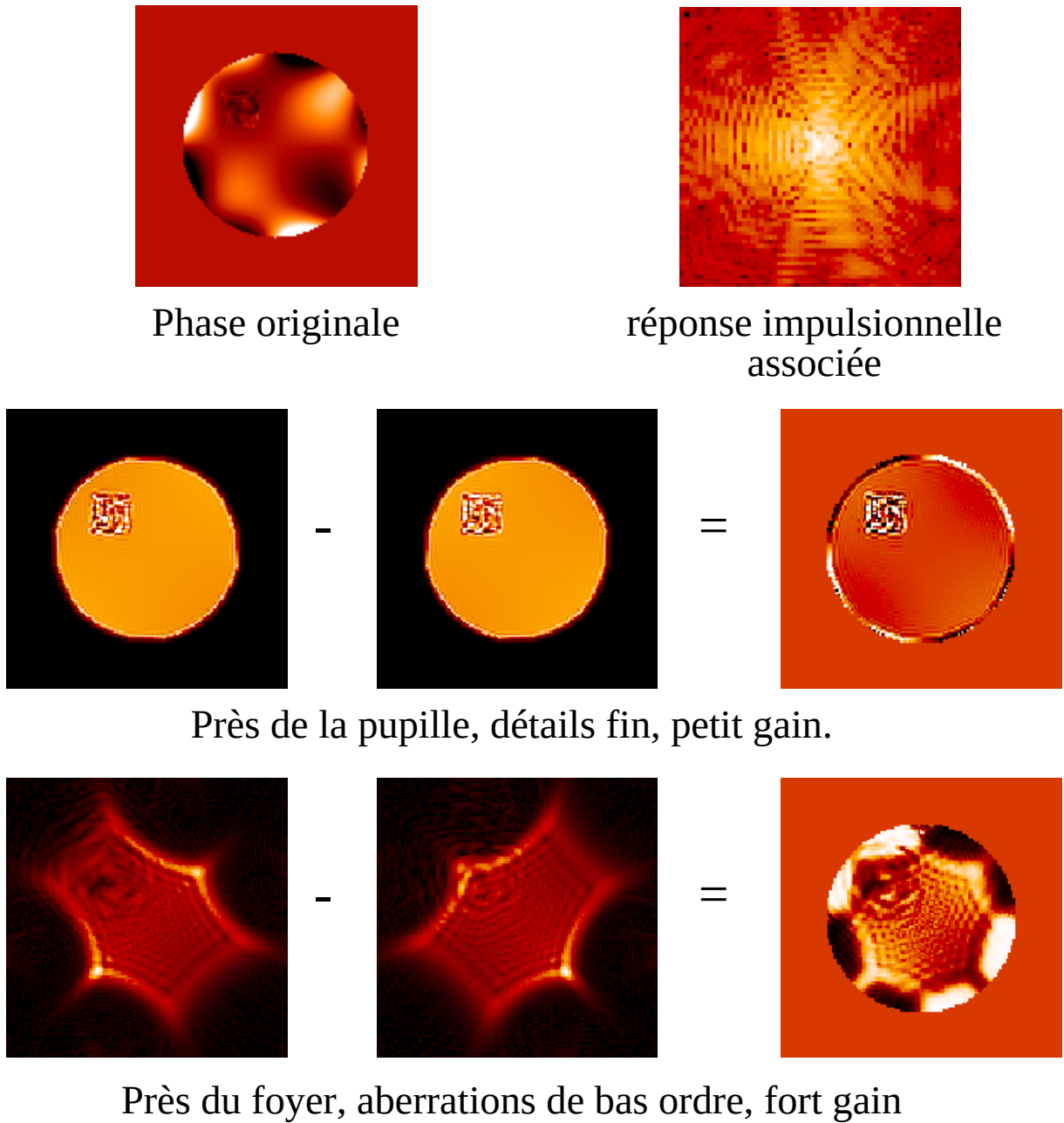


Figure 1.6 - : En haut à gauche, l'écran de phase (traduit en niveaux de couleurs) qui a servi dans ces simulations; notons la petite zone dans le quadrant en haut à gauche où du bruit (hautes fréquences spatiales) a été introduit. En haut à droite, l'image produite au foyer du télescope. Dans les deux rangées du bas à gauche, les images intra- et extra-focales. Dans la colonne de droite, le contraste associé. Notons qu'à amplitude égale, les petits détails sont focalisés plus proche de la pupille.

On peut d'ores et déjà noter que, à amplitude de déphasage égale, une déformation de petite taille convergera plus vite qu'une grande, son rayon de courbure étant plus petit. On se placera donc près du foyer pour détecter des aberrations de bas ordre (basses fréquences spatiales) et plus près de la pupille pour détecter des défauts très localisés (hautes fréquences spatiales). Pour illustrer cela, la figure 1.6 montre, à partir d'un écran de phase arbitraire deux images extra- et intra-focales à des distances différentes du foyer correspondant aux zones décrites précédemment. La colonne de droite de cette figure montre la différence des deux images extra-focales. On note qu'aux endroits où la courbure de la phase originale est grande, cette différence est grande; ceci est dû au fait qu'une déformation de phase ayant une courbure positive crée une sur-intensité en amont du foyer et une sous-intensité en aval. En retranchant ces deux valeurs (et en tenant compte du retournement des images), ces deux effets se cumulent à la soustraction. En fait, on pourrait mesurer la courbure du faisceau à partir d'une seule image extra-focale, mais il faudrait, en plus d'une source complètement stable en intensité, une onde de référence (plane) à laquelle la comparer, puisque nous cherchons à mesurer la *convergence* ou la *divergence* locale du faisceau. La différence d'intensité en chaque point dans le plan intra-focal, $I_1(\mathbf{r})$ moins l'intensité dans le plan extra-focal, $I_2(-\mathbf{r})$ est une mesure de cette convergence ou divergence, et est donc proportionnel à la courbure de chaque point dans la pupille, à un facteur d'échelle l/f près. On note que cette mesure est différentielle, mais que des variations d'intensité (par exemple dûes à la scintillation ou une fluctuation du gain du détecteur) induiront quand même une erreur dans la courbure mesurée. Pour s'affranchir de cet effet, il suffit de diviser la différence des intensités par leur somme; on obtient alors un signal *normalisé*, et qui ne dépend plus du nombre de photons reçu à chaque mesure. Cette valeur est le *contraste* et s'écrit donc de la façon suivante:

$$\text{Contraste} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (1.3)$$

La courbure étant la dérivée seconde de la phase (i.e. son laplacien $\nabla^2 = [\partial^2/\partial x^2] + [\partial^2/\partial y^2]$), on introduit naturellement l'équation de Poisson:

$$\Phi = \nabla^2 \phi \quad (1.4)$$

Dans ce cas, Φ est notre mesure, le contraste, et il faut faire une double intégration pour remonter à la phase. On ne peut la résoudre de manière unique que si l'on dispose des deux constantes d'intégration, dont un scalaire et la *condition limite*. Celle-ci est en fait le basculement moyen de la phase (gradient de la phase). En vertu du théorème de Gauss, il suffit de mesurer l'intégrale de la valeur de la phase sur le pourtour de la pupille pour déterminer la condition limite, ce qui est à *nouveau* uniquement une mesure d'intensité. Imaginons que la phase que l'on essaie de mesurer n'ait pas de courbure, par exemple simplement un basculement général⁸ de

8. Celui qu'on appelle généralement Tip-Tilt.

la phase: cette aberration produit un déplacement global de l'image au foyer. Que se passe-t-il dans les plans intra et extra-focaux? L'image du faisceau sera décalée d'un côté en amont du foyer et de l'autre en aval. Lorsqu'on fait la différence des deux images, la valeur est zéro sur l'intersection, mais l'on aura un croissant positif d'un côté, négatif de l'autre dont la taille (et la luminosité intégrée) dépend de l'amplitude du basculement. Nous disposons alors de toutes les informations pour résoudre notre équation de Poisson et reconstruire la phase à partir de l'intensité.

Mais la vraie beauté d'un tel système réside dans l'existence de miroirs à contrôle de courbure: dans un tel dispositif, la courbure locale du miroir est directement proportionnelle à la tension appliquée à l'électrode correspondante, $V \propto \nabla^2 \phi$. On a une correspondance exacte entre ce qui est mesuré et ce que l'on corrige: le miroir prend la seule forme qui correspond à la courbure mesurée. Il résout opto-mécaniquement l'équation de Poisson. Il n'est alors pas nécessaire de reconstruire la phase pour obtenir la correction: Le signal de courbure peut être directement appliqué à un miroir à contrôle de courbure pour produire une phase conjuguée.

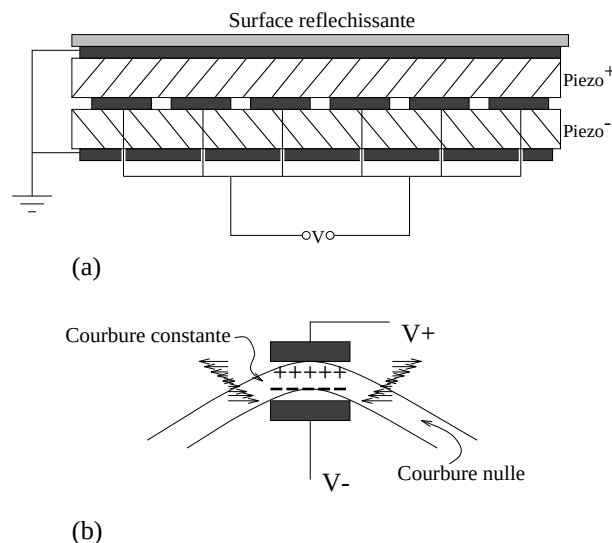


Figure 1.7 - : Miroir à contrôle de courbure. (a) principe de construction: deux tranches de matériau piezo entre lesquelles sont placées des électrodes. Les deux plaques sont polarisées de manière opposée. (b) Une tension appliquée de part et d'autre du matériau va induire une expansion d'un côté, une contraction de l'autre. Le couple induit va tordre les plaques et produire une courbure.

Comment fonctionne un miroir de courbure? Un miroir de courbure est composé de fines plaques de matériau piezo-électrique polarisées de manière opposée. Entre ces deux plaques, on place des électrodes, et on entoure le tout d'électrodes

reliées à un potentiel de référence, ainsi que le montre la figure 1.7a.

Lorsque l'on applique une tension à l'une des électrodes, il se crée un champ électrique à travers le matériau. Celui-ci a pour effet de contracter ou dilater les couches en fonction de leur polarisation. Il se crée alors un couple qui va «tordre» le matériau. On montre que la courbure créée à l'emplacement de l'électrode est constante, et est nulle ailleurs (figure 1.7b).

Nous comprenons mieux maintenant ce qui se passe entre la pupille et le foyer, mais il est nécessaire d'introduire du formalisme dans ces explications. C'est pourquoi la prochaine section est consacrée à l'équation de transport d'éclairement qui permet de mettre en évidence le lien direct entre le contraste et la dérivée seconde de la phase.

1.1.3 Équation de transport d'éclairement

Intéressons nous un moment à ce qui se passe entre la pupille et le foyer en termes mathématiques : Reprenons l'équation 1.1, et définissons l'onde complexe comme :

$$\Phi_z(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \delta_m(\mathbf{r})} \quad (1.5)$$

$\mathbf{r}$ est le vecteur des coordonnées (x, y, z) . L'indice z indique la direction de propagation de l'onde. δ_m est la différence de chemin optique qui est liée à la phase par la relation $\phi = k\delta_m$ où le vecteur d'onde k est égal à $|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$. Cette onde est une solution de l'équation parabolique suivante (cf. Annexe A.1) :

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\nabla^2}{2|\mathbf{k}|} + |\mathbf{k}| \right) \Phi_z(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.6)$$

où ∇^2 représente le laplacien bi-dimensionnel, $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ (voir par exemple [Papoulis, 1968]). On trouve une solution de cette équation, (voir [Teague 1983], [Streibl, 1984] ou l'annexe A.1. pour le calcul complet) qui peut s'écrire sous la forme :

$$\nabla I \cdot \nabla \phi + I \nabla^2 \phi + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial I}{\partial z} = 0 \quad (1.7)$$

$\nabla I \cdot \nabla \phi$ indique un basculement au bord de la pupille (le seul endroit où $\nabla I \neq 0$), on l'appelle parfois terme de *prisme*. $I \nabla^2 \phi$ indique une variation d'intensité due à la convergence ou à la divergence dont la distance focale est inversement proportionnelle à $\nabla^2 \phi$. On l'appelle terme de *lentille*. $\partial I/\partial z$ indique une variation de l'intensité selon l'axe optique. On voit donc qu'en comparant deux images à différentes focalisations, on a accès à la courbure et aux conditions limites.

La divergence de l'intensité est nulle sur la pupille et égale à $\nabla I = I_0 \delta_c \hat{\mathbf{r}}$, où δ_c est l'impulsion sur le pourtour de la pupille, (figure 1.8). On trouve ainsi la dérivée

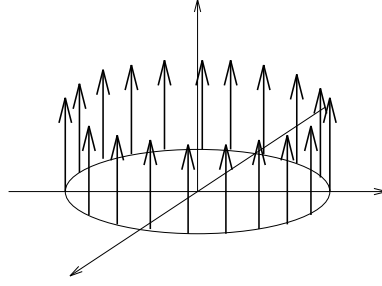


Figure 1.8 - : La fonction δ_c , un anneau égal à un sur le pourtour de la pupille, et zéro partout ailleurs.

radiale de la phase $\delta_c \nabla \phi \cdot \hat{\mathbf{r}}$ ($= \delta_c \times \partial \phi / \partial r$). On peut alors écrire l'équation 1.7 de la façon suivante:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial I}{\partial z} = -I \left(\nabla^2 \phi + \delta_c \frac{\partial}{\partial r} \phi \right) \quad (1.8)$$

De plus, on peut faire l'approximation suivante [Roddier, 1990a]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{I} \frac{\partial I}{\partial z} &\simeq \frac{1}{\bar{I}} \frac{\delta I}{\delta z} \\ &\simeq \frac{2}{(z_1 - z_2)} \left[\frac{I_{z_1} - I_{z_2}}{I_{z_1} + I_{z_2}} \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$(1.10)$$

avec $\bar{I} = (I_{z_1} + I_{z_2})/2$. Si l'on se place maintenant de façon symétrique de part et d'autre du foyer, la distance $z_1 = -z_2$ (mesurée à partir du plan pupille) est égale à $(f - l)$. En remplaçant le vecteur $\mathbf{r}$ par $\boldsymbol{\rho}$, c'est-à-dire l'échelle du faisceau à la distance extra-focale l , i.e. $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} \times f/l$, l'équation 1.8 peut alors s'écrire:

$$\frac{I_1(\mathbf{r}) - I_2(-\mathbf{r})}{I_1(\mathbf{r}) + I_2(-\mathbf{r})} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{f(f-l)}{l} \left[\nabla^2 \phi(\boldsymbol{\rho}) - \frac{\partial}{\partial \rho} \phi(\boldsymbol{\rho}) \delta_c \right]_{\boldsymbol{\rho}=\frac{f\mathbf{r}}{l}} \quad (1.11)$$

I_1 et I_2 sont les images dans les plans intra- et extra-focaux (cf figure 1.4). C'est l'équation de transport d'éclairement, fondamentale à toute l'analyse de courbure [Roddier, 1987], [Ichikawa et al., 1988], [Roddier, 1990b].

Équation du miroir. La courbure du miroir dépend de la tension appliquée sur l'électrode, mais aussi de l'épaisseur du miroir, t (céramique et surface réfléchissante) et du tenseur piezo-électrique, $\mathbf{d}_{ij}$. Le rayon de courbure local du miroir, R_{xy} , est donné par ([Tyson, 1991]):

$$R_{xy} = \frac{V_z d_{xy}}{t^2} \quad (1.12)$$

Une courbure constante sur le miroir est équivalente à un laplacien constant. On peut donc écrire une équation qui relie directement une intensité lumineuse et une tension à appliquer au miroir:

$$\frac{I_1(\mathbf{r}) - I_2(-\mathbf{r})}{I_1(\mathbf{r}) + I_2(-\mathbf{r})} = \frac{f(f-l)}{l} \frac{V_z d_{xy}}{t^2} \quad (1.13)$$

On remarque que la phase n'apparaît pas de manière explicite dans cette équation. Si l'on s'assure qu'il y a équivalence entre le nombre et l'emplacement des sous-pupilles et des électrodes, et que l'on écrit l'équation 1.13 sous forme matricielle [Rigaut, 1992]:

$$g = \mathcal{D} a \quad (1.14)$$

g étant le vecteur contenant les mesures et a le vecteur des commandes, la matrice d'interaction $\mathcal{D}$ est quasiment diagonale. Pour obtenir la matrice de commande, qui permet de passer des mesures aux commandes, il faut inverser $\mathcal{D}$. Son bon conditionnement permet l'utilisation de méthodes standards pour obtenir l'inverse généralisée $\mathcal{D}^+ (= (\mathcal{D}^t \mathcal{D})^{-1} \mathcal{D}^t)$; on peut par exemple, utiliser la décomposition en valeur singulière [Rigaut et al., 1994]. L'utilisation de la commande modale [Gendron, 1995] permet aussi d'écrire l'inverse généralisée $\mathcal{D}^+$ de la façon suivante:

$$\mathcal{D}^+ = O G O^{-1} \mathcal{D}^{-1} \quad (1.15)$$

où O^{-1} et O sont des matrices qui permettent de passer de l'espace du système à l'espace des modes et vice-versa, et G est une matrice diagonale qui permet de définir le gain sur chacun de ces modes. L'avantage de passer sur une base modale est que l'on peut choisir les modes de la décomposition pour qu'ils soient orthogonaux sur la pupille.

1.1.4 Éléments de conception d'un système de courbure

Dans le cas théorique, lorsque l'on suppose un bruit de lecture négligeable, le nombre de sous-pupilles importe peu: il suffit de sur-dimensionner le système, et laisser au contrôle modale la tâche de déterminer le nombre optimal de modes à corriger. Pour les applications astronomiques, lorsque le bruit de photons est important, un système de courbure paraît cependant être un choix judicieux car le bruit de lecture est petit face au bruit de photons et on se rapprochera du cas théorique...

En pratique, le choix du nombre de sous-pupilles est un élément important car deux choses en dépendent: d'une part, la qualité de la correction apportée et d'autre part, la magnitude limite sur laquelle on pourra asservir. Les deux effets sont évidemment opposés: un grand nombre de sous-pupilles produit une bonne correction, mais le nombre de photons étant limité, cela laisse peu de flux dans chaque sous-pupille. À l'opposé, pour contrer les effets néfastes du bruit de mesure, on choisira un faible nombre de sous-pupilles, ne permettant qu'une correction partielle, mais la magnitude limite s'en trouvera augmentée en proportion.

Magnitude limite. Au premier ordre, un calcul très grossier permet d'estimer la magnitude limite d'un système d'optique adaptative: plaçons nous dans un cas de bruit de photons, et supposons qu'un rapport signal à bruit de 1 soit nécessaire pour fermer la boucle. Dans une loi de Poisson, l'erreur $\sigma = \sqrt{N}$. Pour un système de courbure, on cherche à mesurer l'intensité, on aura donc besoin d'au moins un photon/sous-pupille/temps d'intégration⁹; dans le cas d'un Shack-Hartmann, comme on cherche à mesurer le centre de gravité, on aura besoin de 2 photons/sous-pupille/temps d'intégration, en négligeant le bruit de lecture. La relation entre le nombre de photons reçus par seconde par centimètre carré et par Angström et la magnitude peut s'écrire sous la forme: $M_{lim} = -2.5 \times (\log(N_{phot}) - q_\lambda)$ où q_λ est une constante de calibration photométrique, approximativement égale à 3 dans le domaine visible [Rigaut, 1993]. Définissons le nombre de sous-pupilles N_{ssp} , le nombre de photo-électrons détectés $N_{ph-e^-/ssp}$ et la transmission totale de l'entrée du télescope jusqu'au photo-électron détecté est η , on pose la relation suivante:

$$M_{lim} = -2.5 \times \left(\log \left[\frac{N_{ph-e^-/ssp} \times N_{ssp}}{(\eta)(\Delta\lambda/\text{\AA})(t_{integ}/s) \times \pi \left(\frac{D/cm}{2} \right)^2} \right] - q_\lambda \right) \quad (1.16)$$

Si l'on suppose un $\Delta\lambda = 5000\text{\AA}$, un temps d'intégration d'une milliseconde (fréquence d'échantillonnage 1kHz), le diamètre du télescope mesure 3.6m, le nombre de sous-pupilles = 20, $\eta = 0.1$ (pour reprendre le cas de PUEO), on obtient une magnitude limite théorique $M_{lim} = 16$. Ceci est valide dans le cas des PDAs car il n'y a pas de bruit de lecture. On peut aussi appliquer cette formule au cas d'ADONIS, car l'utilisation d'une photo-cathode rend le bruit de détecteur très petit par rapport au signal intensifié, au prix d'une efficacité moindre. Par contre, le temps d'intégration est plus grand, ce qui ne permet pas une correction efficace par seeing rapide. On obtient alors $M_{lim} = 15$, ce qui est cohérent. Il est clair que par bon seeing (et surtout par seeing *lent*) on se contentera de moins d'un photon par sous-pupille et par trame: En fait, il suffit d'un photon par temps de cohérence, τ_0 . Celui-ci est l'équivalent temporel du paramètre de Fried, r_0 , c'est-à-dire, le temps pendant lequel la variance de la phase turbulente aura changé d'un radian carré. Lorsque le temps d'intégration est inférieur à τ_0 , on peut l'augmenter; la magnitude limite augmentera donc en conséquence. En fait, cette relation ne permet qu'une estimation d'ordres de grandeur, et la valeur exacte de la magnitude limite dépend bien entendu de la définition qu'on lui donne.

- La magnitude limite est la magnitude avec laquelle on peut obtenir un rapport de Strehl donné dans des conditions de seeing définies. $M_{lim} = f(r_0, \tau_0, \lambda)$.

9. Ceci est vrai dans le cas idéal; en pratique, dû au caractère Poissonien de la lumière, avec un tel flux, certaines sous-pupilles ne reçoivent pas de photons durant un temps d'intégration. Cependant, l'algorithme de contrôle est tel que lorsqu'aucun photon n'est détecté, la commande reste inchangée. Ainsi, il suffit d'un photon par temps de cohérence, ce dernier étant généralement plus grand que le temps d'intégration de l'analyseur de front d'onde.

- La magnitude limite est celle avec laquelle on obtient une variance de phase corrigée égale à un nombre de μm^2 donné. Dans ce cas, $M_{lim} = f(r_0, \tau_0)$.
- La magnitude limite est celle où l'on ne corrige plus que de manière marginale, mais la boucle étant fermée, on n'introduit pas plus d'erreur que l'on ne corrige (Variance des mesures $\leq$ variance des modes). Dans ce cas, la magnitude limite dépend du temps de «durée de vie» de l'asservissement ($>$ temps de pose soit plusieurs minutes). On corrige cependant les aberrations fixes ou très lentes introduites par le télescope. $M_{lim} = f(r_0, \tau_0)$.
- La magnitude limite est celle qui, par expérience, permet à des observateurs de travailler, dépouiller des données et obtenir une amélioration par rapport à des observations sans optique adaptative. $M_{lim} = f(observateur)^{10}$.

On voit bien qu'avec une telle variation de possibilités dans les définitions, il est fort difficile d'établir une règle. En général, l'usage est de dire que la magnitude limite est la magnitude la plus élevée sur laquelle on a réussi à fermer la boucle (et à observer pendant quelques minutes, peut-être). Celle-ci est donc fonction du seeing, des conditions d'observation, et de la bonne foi des observateurs. Cette définition n'est évidemment pas satisfaisante, mais est utilisée, faute de mieux!

Seeing. Nous savons qu'une réduction du nombre (effectif) de sous-pupilles augmente la magnitude limite. Pourquoi une telle réduction dégrade-t-elle la qualité d'image? De même qu'il faut avoir un photon par sous-pupille par τ_0 , il faut qu'il y ait un photon par r_0 et par τ_0 . Donc, en toute logique, il faut que le nombre de sous-pupilles soit égal au nombre de zones de cohérence, en d'autres termes, que le diamètre d'une sous-pupille soit à peu près égal à r_0 [Roddier, 1993].

$$N_{ssp} = \frac{\pi(D/2)^2}{\pi(r_0/2)^2} = \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \quad (1.17)$$

Grâce à cette relation nous pourrions introduire le seeing dans la relation 1.16; mais nous ne voulons pas en éliminer tous les paramètres du système (ceci donnerait une équation donnant une magnitude limite en termes de paramètres atmosphériques...). À nouveau, nous avons ici une relation très générale qui ne prend ni en compte l'efficacité du système de mesure, ni le bruit de photon ou de lecture.

Considérations matérielles. Si l'on dispose de détecteurs sans bruit de lecture comme c'est le cas pour des Photo-Diodes à Avalanche (PDA, nous y reviendrons

10. En effet, peu d'observateurs sont d'accord sur le minimum utile pour observer une amélioration. Pour certains, il est *nécessaire* que les images soient limitées par la diffraction. Pour d'autres, (et je me rangerai certainement dans cette catégorie), une amélioration même très partielle suffit pour travailler.

dans la section 1.2.1), un contrôle modal¹¹ [Gendron, 1995], [Gendron & Léna, 1994], (figure 1.12), on peut se poser la question: «pourquoi ne pas augmenter le nombre de degrés de liberté indéfiniment, afin de bénéficier d'un excellent rapport de Strehl sur des objets brillants, et laisser le contrôle modal se débrouiller pour fournir la meilleure correction possible en cas de manque de photons?». C'est certainement là une des raisons pour lesquelles l'équipe de François Roddier à l'Université d'Hawaii est en train d'améliorer leur système à mesure et contrôle de courbure de 13 à 36 électrodes... En termes pratiques, de même que le bruit de détecteur détermine le nombre optimal de sous-pupilles pour un Shack Hartmann, le prix de PDAs¹² va imposer de dimensionner le système de manière optimale. Un sur-échantillonnage de la pupille coûte cher et l'on essaiera de limiter les frais inutiles.

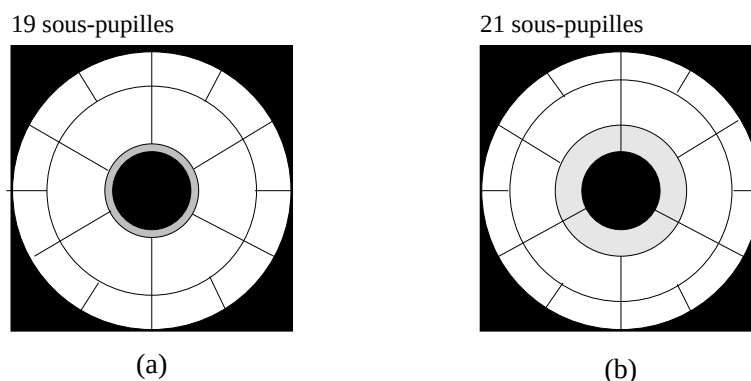


Figure 1.9 - : (a), la configuration PUEO à 19 sous-pupilles. On voit que la sous-pupille centrale est difficile à aligner. On préférera donc la configuration (b) qui, même si elle ajoute deux sous-pupilles, rend le centrage plus facile et l'alignement moins critique.

Aspects techniques. L'expérience acquise sur PUEO, nous permet de mettre en avant aujourd'hui les points à surveiller lors de la conception d'un système de courbure.

Les images intra- et extra-focales sont obtenues en modulant la courbure d'un petit miroir souple, placé dans un plan image (section 1.4.1). Cette membrane modulatrice est une fine couche d'aluminium déposée sur un substrat en nitro-cellulose; elle est excitée par un petit haut parleur et une cuve de résonance acoustique. Des variations de température ou d'humidité peuvent modifier sa réponse. Comme le gain et la taille des détails perçus dépend de la distance extra-focale, une variation subite de celle-ci rend les matrices de commande inutilisables. Ce miroir modulateur

11. qui permet d'adapter la taille effective du système par rapport à la propagation du bruit.

12. entre 6.000 et 20.000 FF par PDA.

devrait donc être d'une stabilité et d'une fiabilité absolue, soit par une conception différente ou encore un asservissement en fréquence et en amplitude.

La transmission globale est bien entendu, très importante, on s'attachera donc à minimiser le nombre de réflexions et à optimiser le couplage micro-lentilles/fibres optiques/PDA. Une fois le nombre de sous-pupilles choisi (voir ci-dessus), il faudra déterminer leur emplacement sur la pupille. On les choisira de manière à ce qu'elles présentent toutes une surface identique sur la pupille (pour que le rapport signal à bruit soit égal dans chaque sous-pupille), et on essaiera de ne pas avoir une sous-pupille centrale (difficile à aligner avec l'obstruction centrale) comme c'est le cas sur PUEO, mais plutôt de répartir le flux proche de l'obstruction sur plusieurs d'entre elles, comme l'indique la figure 1.9.

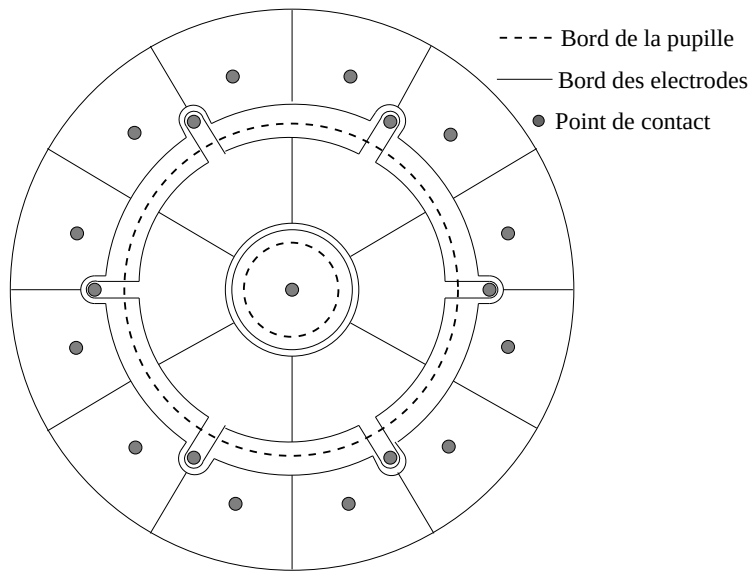


Figure 1.10 - : La disposition des électrodes sur le miroir à contrôle de courbure de PUEO est telle que les points de contact sont en dehors de la pupille, et ne sont pas vus par l'analyseur.

De même, la conception du miroir de courbure nécessite quelques attentions particulières. Aux points de contacts, où les fils électriques qui alimentent les électrodes traversent la céramique, de petits pics (des structures à très hautes fréquences) apparaissent sur la surface réfléchissante. L'analyseur de courbure est très sensible au repliement du spectre [Rousset, 1993]; ce dernier apparaît lorsque l'on essaie de mesurer des déformations plus petites que ce que ne permet l'échantillonnage. On confond alors une mesure de haute fréquence par une basse fréquence. On s'efforcera de placer les points de contact en dehors de la pupille pour limiter l'effet de ces hautes fréquences spatiales (voir figure 1.10), comme cela a été fait pour le miroir

déformable de PUEO. Ceci ne pose pas de problèmes, mais doit être fait lors de la construction du miroir.

1.2 Considérations pratiques

Nous allons voir dans cette section pourquoi on préférera certains systèmes pour certaines applications, les avantages et les inconvénients de la courbure¹³, et quelles conclusions en tirer pour construire un système.

1.2.1 Avantages

Nous avons déjà vu certains avantages de la courbure. Nous allons ici les regrouper:

- Dans un Shack–Hartmann, on cherche à mesurer un centre de gravité, soit le premier moment de la fonction d’intensité; malheureusement, loin de l’origine, où il y a peu de signal, le moment sur le bruit est plus important. L’erreur sur la détermination du centre de gravité dépend donc fortement du nombre de pixels. En revanche, une mesure de courbure ne nécessite qu’un seul élément de détection par sous–pupille (deux si l’on considère les images intra– et extra–focales), car on cherche à mesurer une *intensité*, c’est à dire le moment zéro de la fonction d’intensité. L’amélioration est considérable: on n’a plus besoin d’utiliser un CCD ou un détecteur bi–dimensionnel, puisqu’un seul pixel par sous–pupille suffit. Ceci autorise l’utilisation de Photo–Diodes à Avalanches (qui permettent d’effectuer du comptage de photons).
- Dans l’atmosphère, les perturbations de la phase suivent la *loi de Kolmogorov*, c’est–à–dire que le spectre de celles–ci a une dépendance en $k^{-\frac{11}{3}}$, k étant le nombre d’ondes, ou la fréquence spatiale. Le spectre des mesures de la dérivée des fluctuations est proportionnel à $k^{-\frac{5}{3}}$ (cas du Shack–Hartmann), alors que le spectre des mesures de la courbure varie en $k^{\frac{1}{3}}$ [Rousset, 1993]. Ceci implique que le spectre des fluctuations est quasiment plat et donc presque décorrélié d’une sous–pupille à une autre, ce qui est beaucoup plus efficace. Une autre façon d’exprimer cela est de dire que les mesures sont statistiquement indépendantes, ce qui permet de réduire le nombre d’éléments d’échantillonnage sur la pupille, cf. [Ellerbroek et al., 1996]: une comparaison faite pour GEMINI montre qu’à fort flux, on obtient une correction très similaire (les spécifications sont un rapport de Strehl de 70% pour $D/r_0 \approx 20$ et une magnitude 10) avec un Shack–Hartmann 10×10 et un analyseur de courbure à 56 sous–pupilles. À faible flux (lorsque le bruit de détecteur devient important devant le bruit de photons), les performances de ce dernier sont meilleures.

13. les problèmes associés au Shack–Hartmann ayant déjà bien été étudiés par ailleurs.

- Évidemment, l'équivalence entre la mesure et la commande, autant au niveau technique que conceptuel facilite beaucoup la conception d'un tel système. On note que l'idée de départ de François Roddier était de construire un système analogique, où la mesure était amplifiée avec le gain nécessaire et directement appliquée à l'électrode appropriée produisant un gain en bande passante indéniable. Cependant, dû à certaines technicités du miroir, l'analyseur est aveugle à certaines déformations de celui-ci (par exemple, le piston). Il est donc nécessaire de reconstruire la phase pour filtrer certains modes indésirables. Il n'empêche que les matrices d'interaction sont bien conditionnées car quasi-diagonales, et l'inversion (pour passer à la matrice de commande) est très robuste.
- Le fait d'avoir un pixel par sous-pupille permet l'utilisation de photo-diodes à avalanches. Les avantages de celles-ci sont tout d'abord un très faible courant d'obscurité (de l'ordre d'un photo- e^- par seconde), et une efficacité quantique de 40%, très supérieure à celle des photo-multiplicateurs. La lecture est continue, donc il n'y a pas de restrictions sur la vitesse de lecture, mais lorsqu'un photon est détecté, il faut un petit temps de «recharge». Pour le moment, celui-ci est de l'ordre de la micro-seconde. De nouvelles PDAs sont récemment apparues sur le marché, avec une efficacité quantique proche de 80% et une réduction du «temps mort» d'un facteur 5!
- Nous avons vu qu'un Shack-Hartmann effectue une mesure directe et continue, par opposition à la modulation de mesure autour du foyer d'un analyseur de courbure qui permet une mesure *différentielle*. Ceci rend l'analyseur auto-calibré: il ne pourra pas dériver, lors d'une variation du gain ou l'apparition d'un pixel bruyant. Un avantage en terme de facilité d'utilisation et de stabilité.
- On peut finalement citer la distance extra-focale, qui agit comme un gain optique (le terme $(f - l) \times f/l$ de l'équation 1.11 croît lorsque l'on se rapproche du foyer et agit comme un gain). Ceci a déjà été démontré sur la figure 1.6. On peut donc moduler le gain en fonction de la force de la turbulence incidente. On pourrait comparer ce paramètre à la distance focale des micro-lentilles d'un Shack-Hartmann, qui détermine la sensibilité de détermination du centre de gravité sur un détecteur; cependant, celle-ci est fixée une fois pour toutes. Mais comme on l'a vu, la modulation du gain optique permet d'accéder préférentiellement à certaines fréquences spatiales, ce qui est un avantage car on peut se placer dans le domaine de maximum de sensibilité à l'échelle des sous-pupilles. Le spectre de l'atmosphère favorisant les basses fréquences, on peut déjà (intuitivement, mais ce sera le sujet de la section 2.1) soupçonner qu'il faudra se placer près du foyer afin d'être sensible aux aberrations de bas ordre. Mais on pourrait imaginer un système dont le gain suivrait la taille la plus caractéristique des aberrations qu'on lui envoie...

A tout cela vient s'ajouter le fait qu'au sommet du Mauna Kea, on sait que la force de la turbulence est de faible amplitude, mais avec un temps de cohérence court, d'où l'intérêt d'un système avec peu de modes mais très rapide. A ce point, on pourrait retourner l'argument et dire qu'il est nécessaire de bien choisir son site afin de pouvoir bénéficier des avantages d'un système de courbure!

1.2.2 Inconvénients

Parmi les inconvénients de la courbure, on remarquera les suivants, mais on se réjouira du fait qu'ils sont moins nombreux que les avantages...

- Le plus gros problème intrinsèque de la courbure est certainement le repliement spatial du spectre des mesures, où l'on confond une mesure avec une autre. Dans le cas d'un analyseur de front d'onde, cela survient lorsque l'on mesure des déformations qui sont plus petites que la taille des éléments d'échantillonnage (i.e. les sous-pupilles). Une façon d'exprimer cela est de dire que, dans l'espace de Fourier, à cause de la taille finie du support (dûe au nombre discret d'éléments de mesure) les hautes fréquences spatiales sont repliées sur les basses fréquences. L'analyseur de courbure est donc sensible au repliement spatial [Rousset, 1993], et le fait que peu de sous-pupilles soient nécessaires n'aide pas. Heureusement, dans l'atmosphère, l'amplitude des fluctuations diminue avec la décroissance de leur taille, et la mesure de l'analyseur est donc dominée par les basses fréquences spatiales. Notons qu'à nouveau, on peut ici utiliser le gain optique (et la dépendance de la taille des fluctuations à la variation de celui-ci) à notre avantage.
- Pour obtenir une image intra- ET extra-focale, on aurait idéalement besoin de deux détecteurs. Mais on perdrait l'avantage d'avoir un système dont la mesure est différentielle. Ceci impliquerait un étalonnage des gains et des aberrations pour chacun des détecteurs. On préférera donc un miroir, dont la courbure oscille, placé à un foyer de manière à réimager la pupille à différents endroits sur l'axe optique. On utilise une fine membrane de nitro-cellulose aluminée devant une cuve de résonance acoustique. Nous avons découvert qu'un tel système est sensible (en amplitude et fréquence) aux variations des conditions d'humidité, de pression et de température. Étant donné que la taille des défauts perçus varie avec le gain optique (et donc la distance extra-focale), la matrice de commande utilisée peut perdre sa validité suite à une variation soudaine des paramètres atmosphériques. Les systèmes actuels sont affectés par ce défaut et pour subvenir à ce problème, on pourrait envisager un asservissement en amplitude et en fréquence de cette partie du système ou encore une membrane électrostatique.

- Les PDAs ont un petit temps mort pendant lequel la diode se recharge. Si un photon arrive alors qu'elle n'est pas complètement chargée, il ne sera pas vu ET il re-déchargera complètement la diode. Cela veut dire qu'à fort flux, le détecteur n'est plus linéaire, car nombre de photons ne sont pas vus. Dans le cas extrême, si l'on illumine fortement une photo-diode à avalanche (avec une bougie placée à 10 mètres, par exemple), elle ne verra QUE le premier photon, la diode n'ayant pas le temps de se recharger avant l'arrivée du photon suivant (de l'ordre de la milliseconde). Il faut donc utiliser des densités neutres pour atténuer le flux sur certaines étoiles brillantes, ce qui semble être du gâchis. Notons que de nouvelles photo-diodes sont apparues récemment dont le temps mort n'est plus que de quelques nanosecondes.
- Finalement, on notera aussi que l'analyseur de front d'onde fonctionne de manière linéaire seulement sur le domaine où les effets de diffraction sont négligeables, et où l'amplitude des perturbations de la phase n'est pas trop grande pour complètement étaler les images extra-focales. Pour remédier à cela, on optimisera le gain optique pour avoir un signal aussi fort que possible tout en restant dans la zone linéaire (cf section 2.1).

1.3 PUEO

PUEO, est un système à 19 sous-pupilles/électrodes [Arsenault et al., 1994], dont on peut voir la configuration dans les figures 1.9 et 1.10. Nous allons maintenant examiner les différents éléments optiques, ainsi que le plan d'ensemble (figure 1.11).

1.3.1 Description du système

On se référera ici à la figure 1.11 pour suivre le faisceau et identifier tous les éléments optiques (pour voir un schéma des communications des différents éléments on se reportera à la figure 1.20). Le faisceau du télescope, ouvert à $F/8$, entre par le haut. Il est intercepté par un miroir plan («central folding mirror» ou encore «mirror slide»), qui le replie sur un miroir parabolique hors d'axe également ouvert à $F/8$. Celui-ci le rend parallèle et permet de conjuguer le miroir déformable avec la pupille du télescope. Un correcteur de dispersion atmosphérique est placé dans le faisceau à cet endroit, et permet de compenser l'étalement chromatique des objets dû à l'effet de prisme de l'atmosphère. Le miroir à contrôle de courbure renvoie le faisceau aplani sur le miroir de basculement (le miroir tip-tilt a été conçu et réalisé par une équipe du DESPA et du Service des Prototype de Bellevue), qui est en fait une parabole hors d'axe ouverte à $F/19.6$. Le faisceau est donc à nouveau convergent, et la lumière est focalisée (après réflexion sur le miroir de renvoi) au foyer scientifique de l'instrument. Ce dernier coïncide avec le foyer $F/8$ non corrigé que l'on

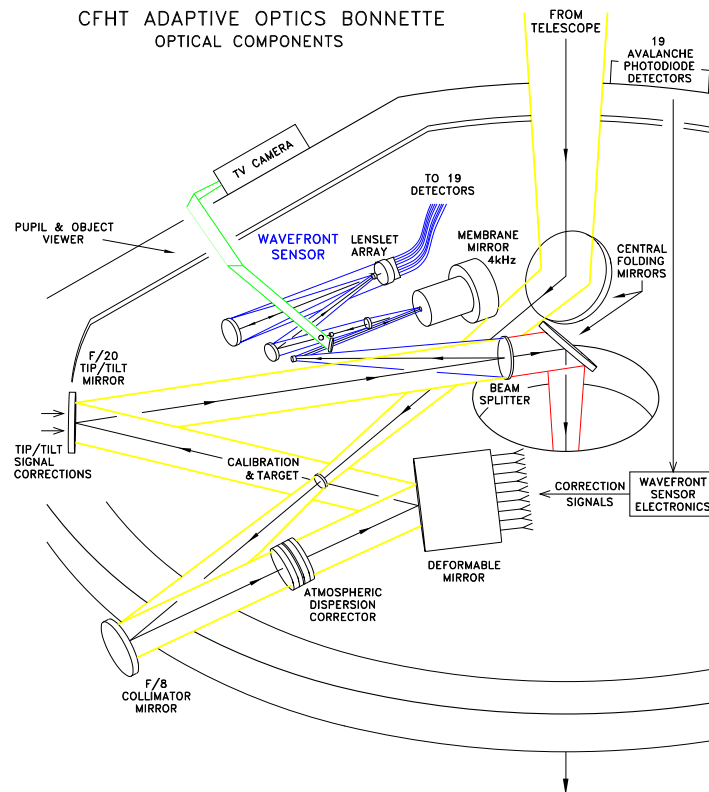
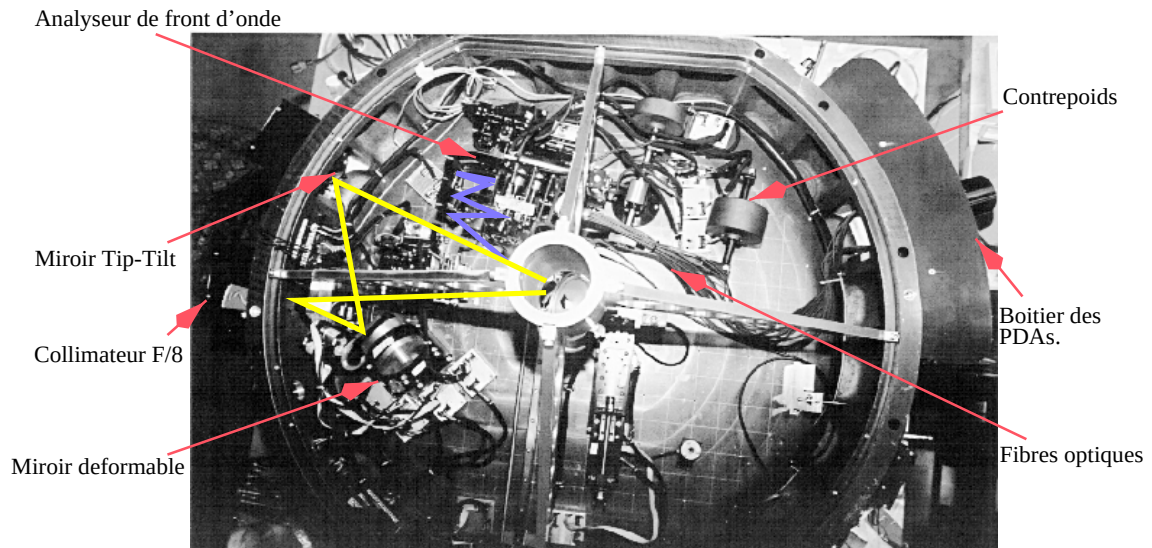


Figure 1.11 - : Le plan optique et la disposition des divers éléments dans la bonnette d'optique adaptative PUEO. Le dessin provient de Dave Duncan, du Dominion Astrophysical Observatory.

obtient directement si l'on escamote le «central folding mirror» de manière à ne pas passer par la bonnette. On peut donc, en cas de problème technique, ou de seeing vraiment déplorable, continuer à observer sans optique adaptative avec un grandissement réduit. Avant que le faisceau ne quitte la bonnette, une lame séparatrice (ou dichroïque) est introduite pour prélever de la lumière pour l'analyse de front d'onde. Celle-ci est courbe, on verra pourquoi par la suite. La lumière passe par l'analyseur de courbure (section 1.4), où le signal est numérisé et multiplexé avant d'être envoyé au calculateur temps réel (réalisé par la société Cilas, ex-Laserdot) à travers des fibres optiques. Là, il subit une décomposition qui permet d'obtenir les coefficients des modes propres du miroir (figure 1.15); ceux-ci sont filtrés (équation 1.15 et enfin transformés en commandes (tensions à appliquer aux miroirs). Le schéma optique ainsi que la fabrication du banc opto-mécanique sont dus à la brillante équipe de DAO (Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, Canada.). Le concept et la réalisation sont vraiment d'une qualité exceptionnelle: aucun réalignement n'aura été nécessaire après des voyages incessants entre le Canada, la France et Hawaii, dans des avions et des camions, sur des routes et des pistes...

Notons quelques points d'ordre général. Tout d'abord, la boucle de contrôle est une boucle fermée imbriquée. Cela fait référence au miroir de basculement qui ne reçoit que les basses fréquences temporelles du basculement appliqué au miroir à contrôle de courbure (les très basses fréquences étant à leur tour envoyées au système de guidage du télescope). Ensuite, on peut noter que le contrôle modal (le filtrage des modes du miroir avec un gain dépendant de la propagation du bruit sur chacun des modes, voir figure 1.12) s'effectue en temps réel [Rigaut et al., 1994]; c'est-à-dire que les commandes envoyées au miroir reflètent ce qui se passe dans l'atmosphère, et une mesure de la turbulence avant une pose n'est pas nécessaire. Le gain de chaque mode est réévalué environ toutes les minutes.

Lorsque la source de référence n'est pas l'objet scientifique, il faut pouvoir déplacer le champ de l'analyseur de front d'onde par rapport à celui de la caméra scientifique. Dans le cas d'ADONIS, ces deux éléments sont fixes et l'on utilise un miroir dit «On/Off» pour déplacer le champ de la caméra scientifique¹⁴. Dans le cas de PUEO, c'est tout l'analyseur de front d'onde qui se déplace: on centre l'objet scientifique sur la caméra infrarouge, et la position de l'analyseur de courbure est déterminée pour intercepter la partie du faisceau contenant l'étoile de référence. De plus, on peut décaler le champ de la caméra scientifique, tout en maintenant la boucle fermée: le basculement mesuré entre la position de l'analyseur et la position nominale du centre du champ est envoyé au miroir de basculement puis au télescope, grâce au principe de boucle imbriquée. De cette façon, le dépointage du télescope déplace ainsi le champ au foyer scientifique.

Finalement, pour des raisons de rigidité (les flexions différentielles étant un grand

14. Au début, il était prévu de déplacer l'analyseur de front d'onde pour effectuer la sélection du champ, mais des problèmes techniques ont favorisé l'utilisation du miroir On/Off.

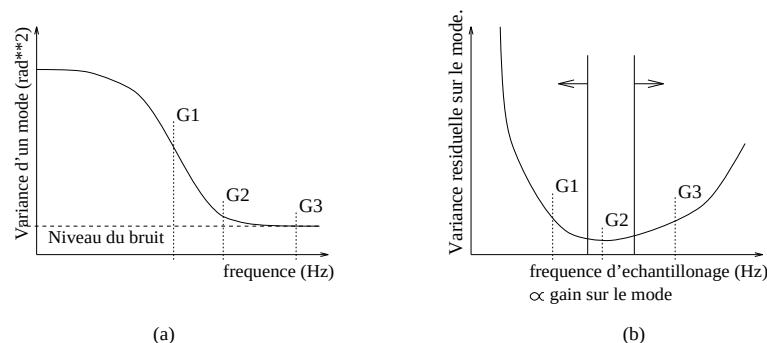


Figure 1.12 - : (a), le spectre de l'amplitude d'un mode dans l'atmosphère ($\equiv$ TF des mesures en boucle ouverte ou des commandes en boucle fermée). On voit le niveau du bruit de détection. Si l'on corrige la phase incidente à la fréquence G1, on ne corrigera pas toute la phase, et l'erreur résiduelle (b) sera importante. Si l'on augmente la fréquence d'échantillonnage à G3, on va propager du bruit et l'erreur résiduelle sera à nouveau élevée. Il existe une fréquence optimale où la variance de phase résiduelle passe par un minimum à G2; avec un gain inférieur à G2, l'erreur est dominée parce que l'on n'applique pas tout le signal; avec un gain supérieur à G2, elle est dominée par la propagation du bruit. L'objet de l'optimisation modale consiste à déterminer G2 en fonction de la turbulence sur chaque mode.

souci), tout l'instrument est fermé, avec un couvercle et vient se visser sous le télescope. Il n'y a donc aucun accès aux entrailles de la bonnette lorsqu'elle est montée sur télescope¹⁵. Ceci traduit la philosophie d'avoir un instrument *dédié aux utilisateurs* et non pas une expérience de recherche et de développement en optique adaptative. Cela implique aussi une caractérisation et une intégration complète en laboratoire avec utilisation d'un simulateur de télescope (voir chapitre 2).

Ceci conclut la description générale du système. Nous allons maintenant adresser chacun des composants individuellement. En s'efforçant de maintenir le nombre d'éléments à un minimum, chacun en vient à avoir une importance et une complexité propre, comme on va le voir dans les sections suivantes.

1.3.2 «Mirror slide»

Nous avons ici deux miroirs plans fixés sur un chariot, lui-même monté sur une vis sans fin. Celui-ci est motorisée, et l'on peut donc insérer les deux miroirs ou les retirer du chemin optique, à partir de l'ordinateur de contrôle du banc opto-mécanique (figure 1.20). Ceci permet donc de court-circuiter optiquement la bonnette, en cas de non fonctionnement de l'instrument ou de très mauvais seeing. Ceci reflète à

¹⁵. sauf pour une petite trappe par laquelle on peut interchanger séparatrice et dichroïque.

nouveau la philosophie «orientée utilisateur»: en cas de problème, les observations continuent, sans optique adaptative, sur un programme de secours.

1.3.3 Étoiles artificielles

On notera en passant la présence d'une monture que l'on peut placer au foyer F/8 intermédiaire. Sur celle-ci se trouvent trois éléments, dont deux «étoiles artificielles» internes. L'une d'entre elle a un diamètre de $100\mu m$ et sert aux alignements optiques. L'autre a un diamètre de $8\mu m$, ce qui permet de faire les alignements précis et de mesurer les matrices d'interaction. Le dernier élément est un masque interchangeable qui permet de matérialiser le foyer. Ces trois éléments sont fixés sur une monture x-y-z motorisée et sont contrôlés par l'ordinateur dédié au banc opto-mécanique (figure 1.20). Leurs positions peuvent donc être reproduites sans difficultés.

1.3.4 Collimateur F/8

Le faisceau est rendu parallèle par un miroir parabolique hors d'axe. Pourquoi mérite-t-il toute une sous-section? Son emplacement n'est pas innocent, car il est conjugué avec un plan situé environ 6 km au dessus du télescope. C'est à cette altitude que se trouve le plus fréquemment la couche turbulente la plus importante. S'il l'on remplaçait donc ce miroir par un autre miroir déformable, ce dernier serait conjugué avec la couche majeure turbulente. L'effet de cette conjugaison serait d'agrandir l'angle d'isoplanétisme. Ceci est le projet des équipes anglaises sur le William Herschel Telescope [Buscher et al., 1996]. Il y a encore des incertitudes sur les bénéfices d'une telle configuration, notamment en raison du fait qu'un basculement global de la phase déplace la pupille sur les sous-pupilles, et il est alors nécessaire de recourir à des stratagèmes pour apporter une correction en dehors de la pupille du télescope. En tout cas, cela reste une option pour une évolution possible de PUEO.

1.3.5 Correcteur de dispersion atmosphérique

Le correcteur de dispersion atmosphérique est constitué de 4 prismes, collés deux à deux qui permettent de corriger l'effet de prisme de l'atmosphère (voir figure 1.13), entre 0.4 et $1.5\mu m$. Un débat subsiste pour savoir s'il faudrait l'utiliser même lorsque les observations ont lieu dans l'infrarouge (il n'est pas optimisé en transmission au-delà $1\mu m$) de manière à ce que l'image de l'étoile dans l'analyseur de front d'onde ne soit pas étalée.

Les paires de prismes peuvent tourner de 180° ce qui permet de corriger la dispersion pour une direction du zénith dans le champ allant de -90° à 90° et un

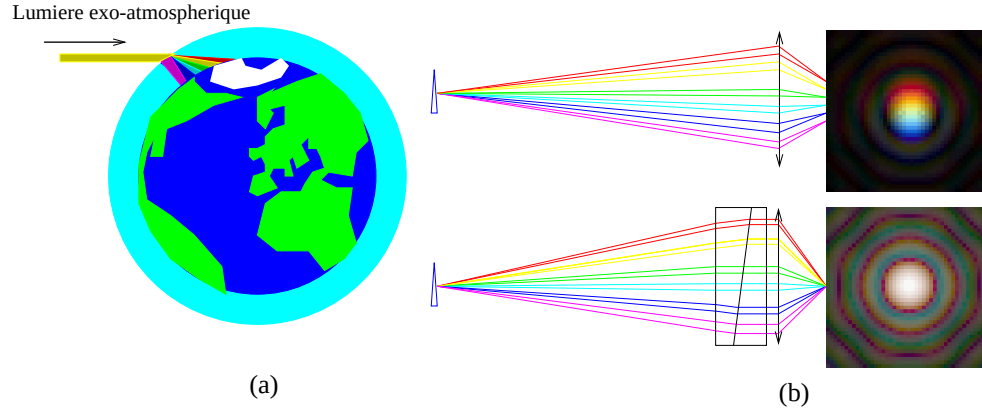


Figure 1.13 - : (a) La dispersion atmosphérique s'explique en comparant l'atmosphère à un prisme. Son effet est de séparer les différentes longueurs d'onde et de faire apparaître chaque étoile comme un petit arc-en-ciel allongé dans la direction du zénith. (b) Un correcteur de dispersion atmosphérique utilise deux prismes d'indice de réfraction différent de manière à compenser la différence d'angle d'arrivée entre les différentes longueurs d'onde. En réalité, il est composé de quatre prismes collés deux à deux, les deux paires pouvant tourner l'une par rapport à l'autre. Ceci permet de compenser la dispersion atmosphérique pour tous les azimuts et pour tout un domaine d'angles zénithaux.

étalement de 0 à 0.6 secondes d'angle. À titre indicatif, l'élongation est de $0.5''$ pour une distance zénithale de 45° pour $0.5\mu m < \lambda < 1\mu m$. La relation entre la dispersion et l'angle entre les prismes est:

$$dispersion = 0.6 \times \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (1.18)$$

où α est l'angle entre les deux directions de dispersion.

1.3.6 Miroir déformable

Le miroir déformable, construit par la société CILAS¹⁶ est à contrôle de courbure. On trouvera son principe de fonctionnement figure 1.7 et la disposition des électrodes sur la figure 1.10. Il a déjà été établi que le contrôle modal était un outil efficace pour optimiser le système dans la plupart des conditions. La commande modale [Gendron & Léna, 1994] fonctionne avec des «modes», et il est important de savoir comment ceux-ci sont définis. Ces modes¹⁷ sont choisis pour que chacun soit:

1. un mode orthonormé du miroir (donc un mode «propre» du miroir) et

¹⁶. ex-Laserdot.

¹⁷. qui sont en fait les modes de Karhunen–Loeve.

2. qu'il enlève le maximum de variance lorsqu'il est retiré de manière idéale à un processus stochastique quelconque. Dans notre cas particulier, ce dernier est en fait de la turbulence de type Kolmogorov projetée sur une pupille de télescope.

Ces modes ont la propriété de s'ajuster le mieux possible aux variations de la phase déformée par l'atmosphère. Pour déterminer ces modes, il faudra déterminer les modes invisibles pour l'analyseur de front d'onde (notamment le piston), et rendre tous les autres modes propres orthogonaux à ces modes invisibles, cf. [Gendron, 1995]. On trouvera ces modes sur la figure 1.15. Ces modes sont des combinaisons linéaires des fonctions d'influence individuelles. Celles-ci sont sur la figure 1.14. À la différence d'un miroir piezo-stack, on voit que celles-ci sont globales, et une électrode affecte toute la phase sur toute la pupille.

Par sécurité, pour ne pas abimer le miroir à contrôle de courbure, on ne peut pas appliquer plus de $\pm 400V$ par électrode. On constate alors que certaines formes de miroir ne pourront être produites, notamment lorsque la courbure que l'on doit appliquer pour compenser une déformation de phase de grande amplitude est trop importante; ceci peut se produire en début de boucle, si la dynamique du miroir est réduite à cause d'aberrations statiques, ou encore si le signal est très bruité.

Que faire lorsque les tensions à appliquer à un miroir de courbure sont trop grandes? Il y a quatre actions possibles:

1. On peut décider de laisser toutes les commandes inchangées durant les itérations nécessitant plus de 400V sur une électrode au moins (i.e. «geler» le miroir lorsqu'il ne peut pas prendre la forme voulue).
2. On peut appliquer toutes les tensions nécessaires au miroir mais si une électrode a besoin de plus de 400V, elle ne recevra que 400V.
3. L'option 2. introduit du piston qui peut faire diverger la boucle, donc on peut filtrer le piston avant d'appliquer les commandes au miroir.
4. Finalement, on peut re-normaliser le vecteur de manière à ce que la tension maximum appliquée (si elle est supérieure à 400 Volts) soit 400 Volts. On appliquera donc une fraction de la correction.

La méthode 1. est stable, mais on peut facilement se retrouver coincé et ne rien faire pendant un moment. De plus s'il l'on commence avec un basculement initial important, il ne se passera rien. On peut aussi se trouver, lors de turbulence forte ou rapide, dans une situation où la forme du miroir va *augmenter* l'erreur de phase. Cependant, cette méthode est stable et fiable.

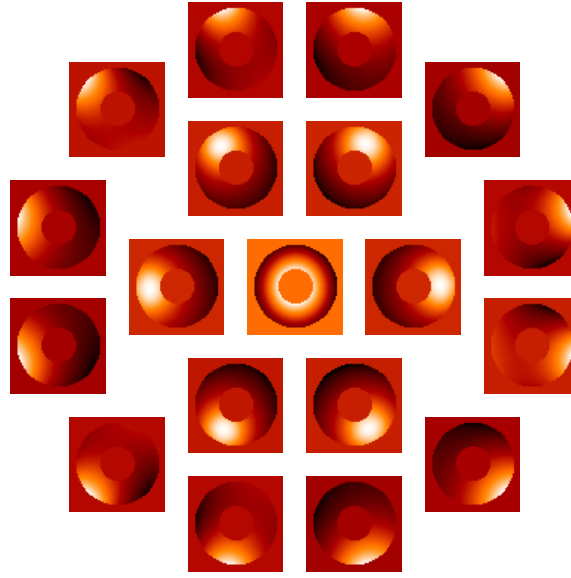


Figure 1.14 - : Les 19 fonctions d'influence du miroir de courbure. L'emplacement de chaque fonction d'influence indique sa position sur le miroir. On voit que l'électrode centrale contrôle (surtout) le foyer, alors que les électrodes de la couronne extérieure contrôlent le basculement.

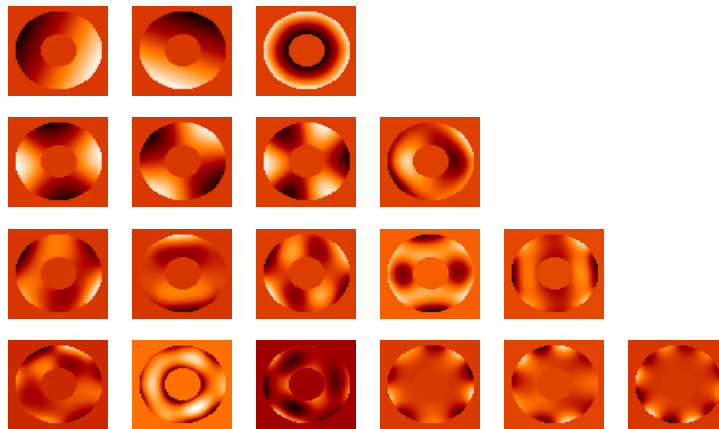


Figure 1.15 - : Les 19 modes propres du miroir. Le premier mode, le piston, est filtré car il est invisible pour l'analyseur de front d'onde et la qualité d'image y est insensible. On voit ensuite les modes Tip-Tilt et Focus. Sur la troisième rangée les astigmatismes, coma et trèfle. On retrouve donc des modes proches des modes de Zernike.

La seconde méthode pourrait paraître la plus «naturelle», mais en fait amène à deux problèmes: tout d'abord, on introduit du piston sur tout le miroir et cela peut faire diverger la boucle. De plus, les fonctions d'influence déforment *tout* le miroir. La conséquence est que le front d'onde n'est pas bien reconstruit sur toute la pupille, et l'erreur est la différence des courbures, c'est-à-dire la fonction d'influence.

Si le piston est filtré (comme c'est le cas pour la troisième méthode), il faut que l'opération soit rapide et efficace puisqu'elle doit s'effectuer en temps réel en boucle fermée. De plus, une fois le piston filtré, rien n'assure qu'une autre électrode ne se trouve pas à -400 Volts. Cependant cette méthode fonctionne bien et empêche une croissance divergente du piston.

La dernière méthode, peut-être moins spontanée (car nous sommes probablement habitués à penser en termes de déformations de type piezo-stack) consiste à multiplier toutes les tensions par une constante $(1 - \varepsilon) = V_{lim}/V_{max} < 1$ pour que la tension maximum soit 400 volts, mais la *forme* globale relative du miroir reste inchangée; on reproduit alors la phase conjuguée mais d'une amplitude moindre. L'erreur est donc la différence entre le front d'onde incident et la forme du miroir: elle est égale à la forme du miroir multipliée par $\varepsilon \times 400V$.

Une simulation de type Monte-Carlo de chacune de ces méthodes par grand D/r_0 (forte turbulence) donne les résultats suivants:

	Rapport de Strehl	Moyenne de rapports Strehl instantanés	Variance de phase corrigée
Si $V_{max} > V_{lim} \Rightarrow c_{n+1} = c_n$	2.57%	6.65%	$73.51rad^2$
$V_n = V_n < V_{lim}$	4.23%	8.26%	$118.19rad^2$
ci-dessus avec piston filtré	3.49%	8.46%	$45.40rad^2$
Si $V > V_{max} \Rightarrow c_n = \varepsilon \times c_n$	4.15%	8.81%	$36.18rad^2$

Nous pouvons donc oublier les deux premières méthodes, la première à cause des arrêts sporadiques de la correction qui réduisent le rapport de Strehl, la seconde pour des raisons de décrochages de la boucle provoqués par le piston qui augmente la variance de la phase corrigée: dans les simulations, un décrochage n'est pas grave, mais l'expérience montre qu'un système réel ne s'en remet pas. Pour pouvoir choisir entre les méthodes trois et quatre, une autre simulation (avec des conditions différentes: D/r_0 plus petit, plus d'itérations, meilleur rapport signal à bruit) a donné les résultats suivants:

	Rapport de Strehl	Moyenne de rapports Strehl instantanés	Variance de phase corrigée
$V_n = V_n < V_{lim}$ piston filtré	6.65%	10.61%	$34.67rad^2$
Si $V > V_{max} \Rightarrow c_n = c_n \frac{V_{lim}}{V_{max}}$	8.17%	13.12%	$26.46rad^2$

Il paraît clair que la dernière méthode (que je nommerai «globale», par opposition à «locale») donne de meilleurs résultats; de plus cette méthode est *complètement*

stable par rapport au piston car multiplier un vecteur dont la moyenne est égale à zéro par une constante laissera sa moyenne inchangée.

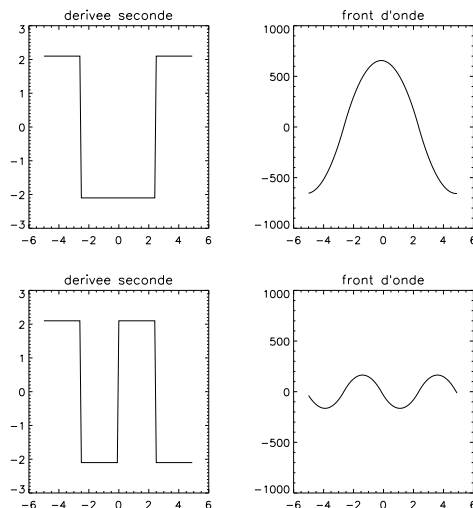


Figure 1.16 - : À gauche, les tensions appliquées au miroir, à droite le front d'onde produit. On voit qu'à la différence d'un miroir piezo-stack on peut produire des dynamiques très différentes avec des tensions égales.

La méthode globale ne fonctionne bien évidemment pas avec un miroir piezo-stack, car en plus de mal reproduire le front d'onde sur l'électrode en question, elle dégrade une correction qui est bonne par ailleurs. Nous pouvons essayer de comprendre pourquoi un miroir de courbure ne se comporte pas de la même façon. Plaçons nous dans un cas uni-dimensionnel, et notons tout d'abord qu'un vecteur de commande (400V,-400V,-400V,400V) appliqué à des électrodes adjacentes produit une dynamique globale *plus importante* que, par exemple le vecteur suivant: (400V,-400V,400V,-400V)! (Voir figure 1.16) Ceci est une différence conceptuelle majeure avec un miroir piezo-stack.

Il faut donc minimiser l'écart de la forme du miroir au front d'onde incident. Comme les fonctions d'influence varient beaucoup au bord de la pupille, ce n'est pas elles qu'il faut contrôler, mais plutôt la forme globale du miroir, pour qu'elle suive le front d'onde incident le mieux possible en chaque point. On réduit ainsi la variance globale résiduelle.

La figure 1.17 montre ces différents effets. On note que la méthode globale fonctionne d'autant mieux que la courbure moyenne sur toute la pupille est proche de zéro: plus cette dernière est petite, plus les méfaits de la méthode locale seront importants et plus la correction apportée par la méthode globale sera efficace. Par exemple, sur la figure 1.17, à gauche, la courbure moyenne est égale à 0.22; on voit

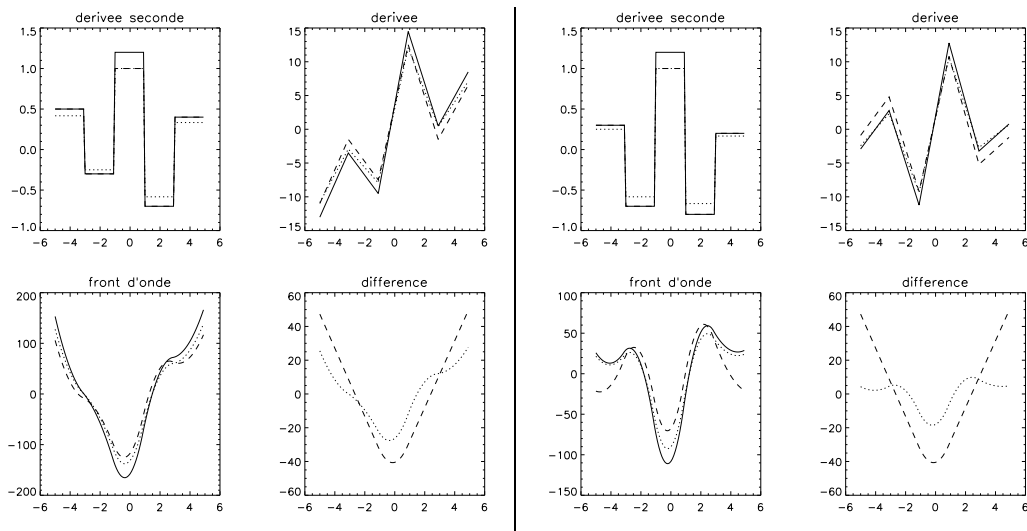


Figure 1.17 - : Le trait plein est la courbure que l'on voudrait appliquer, le trait interrompu montre la méthode locale, et le pointillé, la méthode globale. Cette dernière fonctionne d'autant mieux que la courbure moyenne est proche zéro. À gauche, elle est égale à 0.22. À droite, la courbure moyenne est égale à 0.04.

sur la différence que la variance de la méthode globale est inférieure à celle de la méthode locale: l'écart type de la méthode locale est 280 u.a. (unités arbitraires) alors que l'écart type de la méthode globale est de 160 u.a. À droite, la courbure moyenne est égale à 0.04. L'écart type de l'erreur dû à la méthode locale reste bien entendu égal à 280 u.a., alors que l'écart type de l'erreur dû à la méthode globale n'est plus que de 84 u.a.

géométrie du miroir Si l'on se reporte à la figure 1.11, on voit que la réflexion sur le miroir déformable n'est pas normale¹⁸; cela implique que les électrodes sont en fait placées dans une géométrie elliptique qui apparaît circulaire lorsqu'elle est vue à 25° de la normale (l'angle d'incidence du faisceau). Le diamètre utile du miroir déformable (de la pupille) est de 42×46 mm. Les performances de celui-ci et de son électronique de contrôle ont été mesurées lors de test d'acceptance effectués en juin 1994 à Cilas (ex-Laserdot). Les résultats montrent que l'on contrôle parfaitement le miroir à contrôle de courbure à température ambiante et à 0°. La réponse fréquentielle est excellente; les premières non-linéarités (dont l'amplitude est assez faible) n'apparaissent qu'à partir de 500 Hz, et la première fréquence de résonance est à 2.2 kHz.

18. sans mauvais jeu de mots...

1.3.7 Calculateur temps-réel

Cet ensemble, conçu et réalisé par la société CILAS (ex-Laserdot), reçoit le signal de l'analyseur de front d'onde. Ce vecteur des mesures est transformé (via la matrice de commande, mesurée et calculée au préalable) en vecteur de coefficients des modes propres du système 1.15; ceux-ci sont filtrés avec l'utilisation de la commande modale, et transformé en un vecteur de commandes, i.e. les tensions à appliquer au miroir. Le calculateur temps réel gère et stocke aussi toutes les données (fichiers circulaires, fichiers psf, etc) utilisées pour la vérification du bon fonctionnement de l'instrument. Une interface graphique de haut niveau sur une station de travail permet de contrôler tous les paramètres de boucle qui sont fournis par le calculateur temps réel. Le schéma des communications est présenté sur la figure 1.20.

1.3.8 Miroir Tip-Tilt

La monture Tip-Tilt a été conçue et construite par Pierre Gigan de l'Observatoire de Paris-Meudon. La particularité de ce Tip-Tilt est l'utilisation de moteurs linéaires, de senseurs de position et d'un asservissement de position. Ceci le rend extrêmement rapide, et peu sensible au bruit. Les deux axes sont montés sur une monture type cardan, et le miroir est en avant des axes de rotation. Les premières résonances mécaniques apparaissent bien au-delà des fréquences d'utilisation (la bande passante est de 800 Hz); le temps de montée pour une amplitude de 2'' est de 0.7 ms. L'angle de tilt est de 400 secondes d'angle ($\pm 200''$) avec une résolution angulaire de 0.1 seconde d'angle. La surface utile du miroir mesure 60mm de diamètre (figure 1.18), et c'est une parabole hors d'axe. Cela veut dire que lorsque l'on corrige du basculement, on introduit de la coma, de l'astigmatisme, et de l'aberration sphérique. c'est la raison pour laquelle on ne l'utilise que pour les basses fréquences, de manière à ce que le miroir déformable puisse corriger des aberrations introduites par ce dernier. De plus comme il n'est pas dans un plan pupille, il va avoir tendance à déplacer (très légèrement) la pupille sur les micro-lentilles. Pour éviter de voir la pupille dériver, on «décharge» les basses fréquences du Tip-Tilt sur le télescope, en imposant à sa position moyenne de rester sur l'axe optique .

1.3.9 Lames séparatrices et dichroïque

La monture de la lame séparatrice est fixée sur une vis sans fin qui aboutit dans une trappe donnant accès à l'extérieur de la bonnette. On peut donc interchanger celle-ci sans avoir à démonter l'instrument du télescope. Pour le moment, il existe quatre lames différentes: une dichroïque, et trois séparatrices dont les coefficients de transmission/réflexion sont respectivement 15%/85%, 50%/50% et 85%/15%. Il est prévu d'installer des filtres interférentiels, plus efficaces que les séparatrices qui ne transmettront par exemple que telle ou telle bande, laissant beaucoup plus de

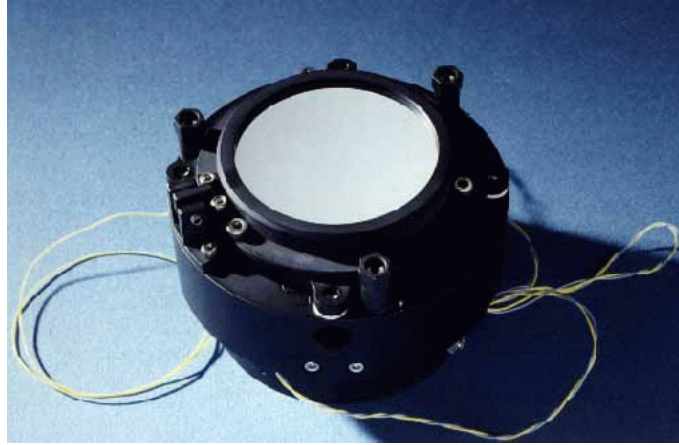


Figure 1.18 - : Le miroir parabolique F/19.6 dans la monture «Tip-Tilt». La surface utile est de 60mm, et le miroir est placé en avant d'une monture type cardan; celle-ci est plus compacte, mais le miroir se déplace d'avant en arrière lorsqu'on augmente l'angle de basculement.

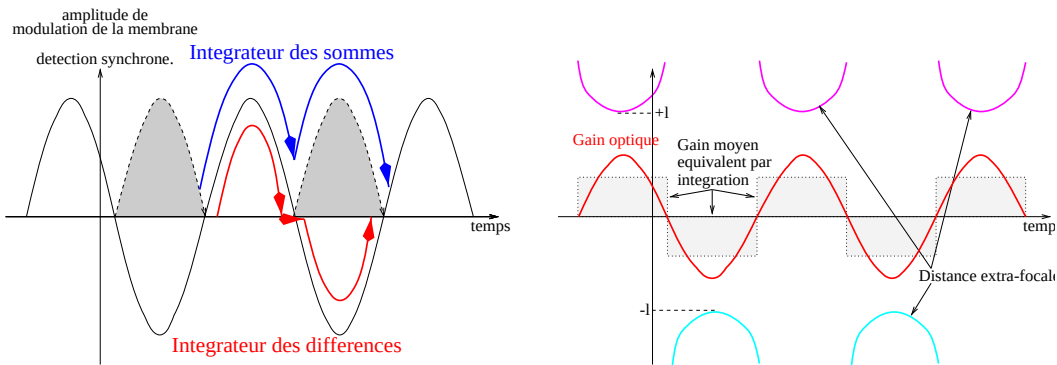


Figure 1.19 - : Lorsqu'un signal constant est présenté à l'analyseur, l'oscillation de la membrane module le nombre de photons vu par chaque photodiode. Un intégrateur compte tous les photons qui arrivent, l'autre compte pendant la première moitié et décompte pendant la seconde moitié de la période. On obtient ainsi les sommes et les différences. On voit aussi qu'en passant par un plan pupille (distance extra-focale = focale du télescope), plutôt que par le foyer lors de la modulation, on évite les problèmes de gain infini

flux pour l'analyse de front d'onde. La difficulté réside dans le fait que ces lames sont courbes, et il faut donc les réaliser individuellement. Ceci implique de déposer une fine couche de matériau sur un substrat déjà poli à une très grande précision. La raison pour laquelle la séparatrice est elliptique est que, pour pouvoir déplacer l'analyseur de front d'onde et intercepter une partie du faisceau, il faut que la pupille se trouve à l'infini. Le faisceau est alors dit «télécentrique» [Richardson, 1993], [Born & Wolf, 1993].

1.3.10 Analyseur de courbure

L'analyseur de courbure est suffisamment complexe et intéressant pour mériter toute la section suivante. Cependant je présenterai ici l'analyseur comme une «boîte noire», avec ses systèmes périphériques, pour voir comment il s'intègre à la bonnette (figure 1.20). La lumière est interceptée, subit de nombreuses réflexions, est modulée, focalisée, transportée par des fibres, détectée par des PDAs. 19 cables co-axiaux transportent le signal des PDAs à un convertisseur analogique/numérique, où le signal est multiplexé. Cette partie de l'électronique se trouve sous le télescope, à proximité de l'instrument. Une fois numérisé et multiplexé, le signal est amené par une fibre optique à son électronique de contrôle. Celle-ci est située dans la salle des ordinateurs, proche du calculateur temps réel. Dans cette électronique se font les sommes, les différences, la synchronisation du signal et de la membrane. Il est à noter qu'il y a deux intégrateurs, un qui additionne tous les photons dans une période, l'autre qui additionne dans la première demi-période et décompte dans la seconde (figure 1.19). Avec cette méthode, il arrive (rarement, mais parfois) qu'à très faible flux, la différence soit supérieure à la somme, si les deux intégrateurs ne sont pas exactement synchronisés (à quelques nanosecondes près)... Il existe un autre schéma qui aurait évité ce problème, avec une configuration différente des deux intégrateurs: chacun mesure le flux pendant une demi-période, et la somme et la différence sont effectuées par calcul. Comme ce problème a été découvert après que le concept ait été établi et l'électronique réalisée, une solution informatique a été développée dans les logiciels du calculateur temps réel pour y remédier.

Pour voir un schéma complet des communications entre les différents éléments de la bonnette on se référera à la figure 1.20.

1.4 Analyseur de courbure

Le schéma optique de l'analyseur de courbure est compliqué, mais très ingénieux. Des détails qui peuvent paraître anodins à première vue, sont en fait cruciaux, tout en ayant été pensés et compactés de manière optimale. Il y a cinq réflexions, dont trois sur des miroirs elliptiques (hors d'axe), un miroir parabolique et le miroir membrane. Pour préserver le télécentrisme du faisceau en entrée de l'analyseur de front

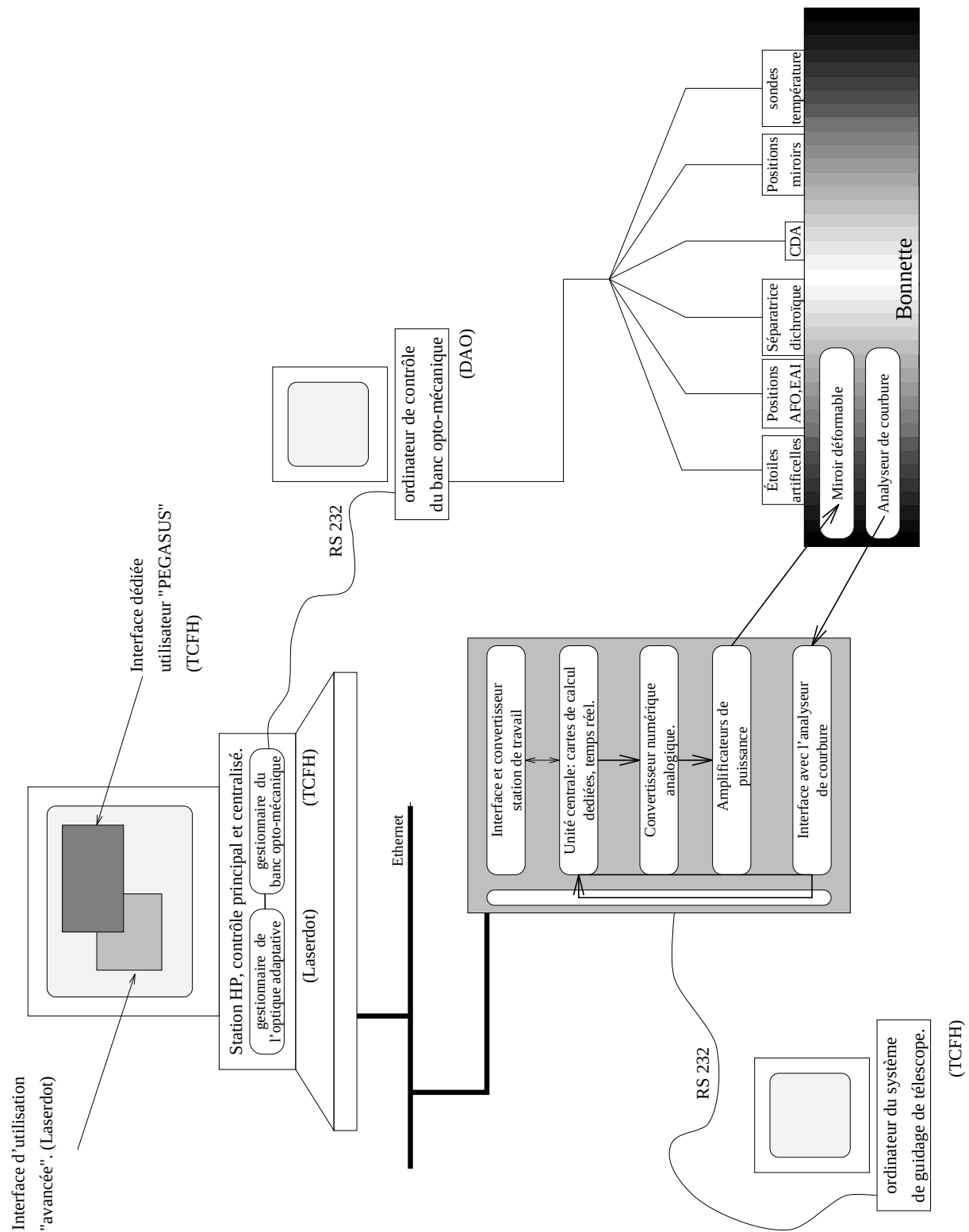


Figure 1.20 - : Schéma de communication des différents éléments et ordinateurs autour de la bonnette d'optique adaptative.

d'onde et les conjugaisons de la pupille et du foyer sur le réseau de micro-lentilles et sur le miroir membrane respectivement, ce nombre de réflexion est incompressible. Voyons maintenant chacun de ces éléments en détails.

1.4.1 Concept optique

Le schéma optique de l'analyseur de courbure se trouve sur la figure 1.21. Identifions tout d'abord les différents éléments:

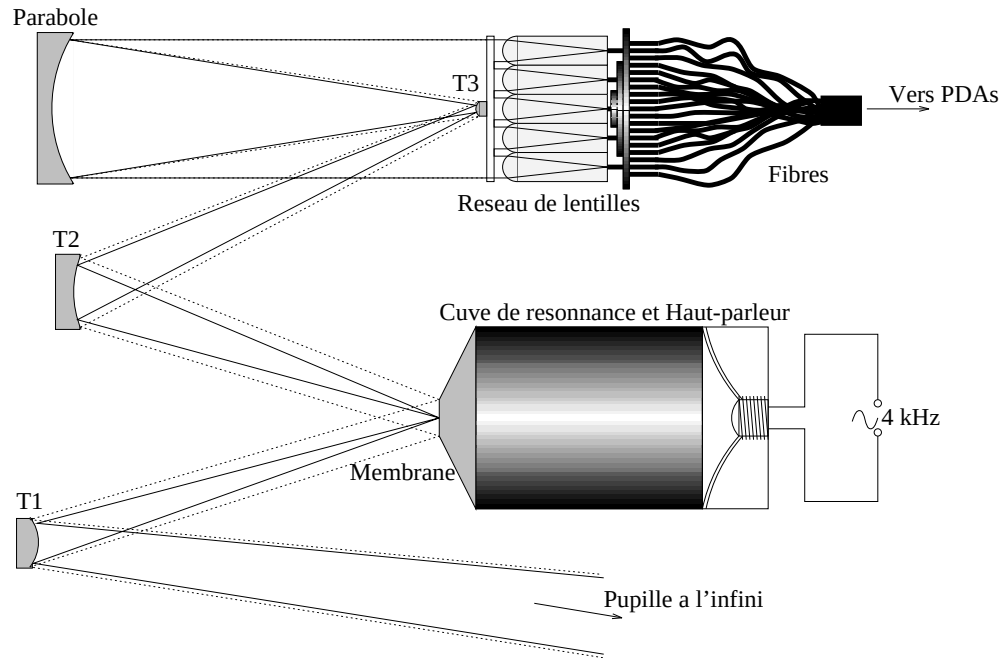


Figure 1.21 - : Schéma de l'optique de l'analyseur de front d'onde.

- Le premier miroir convexe elliptique T1 produit une image du foyer sur la membrane, en gardant la pupille à l'infini. Le faisceau est très fermé ($F/100$), pour qu'une faible modulation de la membrane déplace fortement l'image de la pupille.
- On trouve ensuite le miroir membrane, dont la courbure variable va permettre de déplacer la pupille sans déplacer le plan image (le même effet qu'une lentille de champ). On note que la taille relativement petite du miroir (6 mm de diamètre) va aussi agir comme un diaphragme de champ, dont le diamètre est de 3 secondes d'angle. Lorsque le miroir est plan, la pupille se trouve à l'infini; lorsqu'on le courbe de manière concave, on rapproche la pupille du

foyer; inversement en lui appliquant une courbure convexe, on fait apparaître une pupille virtuelle proche du foyer.

- Le faisceau est repris par deux miroirs elliptiques T2 et T3 qui vont permettre de reproduire un petit télescope dont la parabole sera le miroir primaire. L'effet de ce dispositif est de ré-imager la pupille sur le réseau de lentilles. On remarque que T3 est placé dans l'obstruction centrale (sur une plaque en verre de manière à faciliter l'alignement).
- Le réseau de lentilles (figure 1.22a) vient focaliser les sous-faisceaux juste à l'interface verre/air. De cette manière on pose les têtes des fibres sur le verre.
- Les 19 fibres, chacune étant réglable en x-y-z. Le réglage est très minutieux comme on peut le constater sur la figure 1.22(b). Mais il est très stable, et nous n'avons *jamaïs* eu besoin de le retoucher. Une autre manière de procéder consisterait à illuminer le réseau de lentilles avec un onde plane et de mettre une plaque de matériau photo-sensible au foyer. De cette façon, on note de manière très précise les coordonnées de chaque position, et on peut usiner une pièce où l'on n'aura plus qu'à glisser les têtes de fibres.

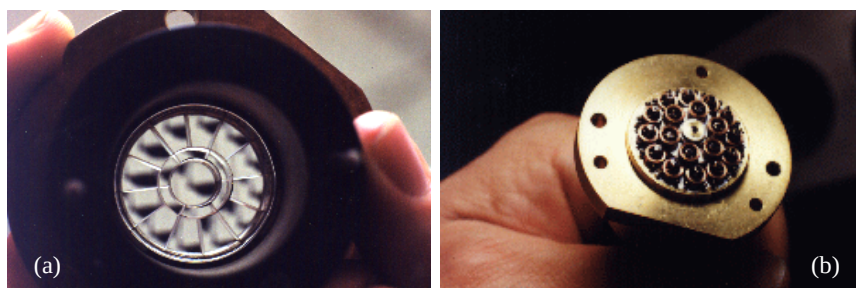


Figure 1.22 - : (a) le réseau de lentilles, (b) les têtes de fibres avec leur monture x-y-z. Un réglage que l'on ne veut pas avoir à effectuer trop souvent.

1.4.2 Subtilités

Cet analyseur a été minutieusement pensé et réalisé. Voyons en quoi consistent les détails qui lui permettent de fonctionner aussi bien et d'être aussi compact. Tout d'abord, il nous faut comprendre ce qui se passe lorsque le miroir membrane se courbe. Référons nous à la figure 1.23, une version simplifiée de l'analyseur, mais dont le principe reste le même.

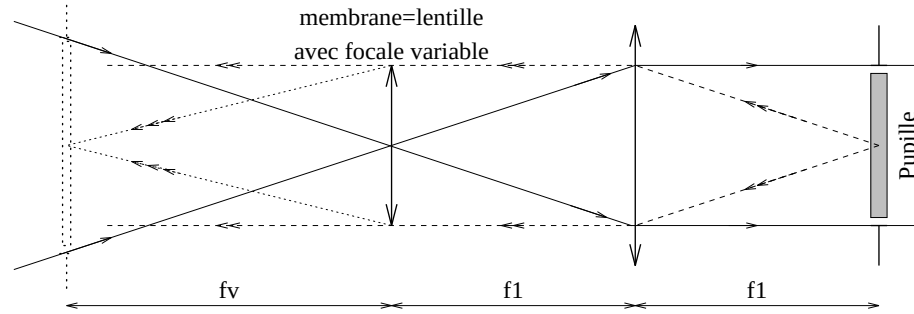


Figure 1.23 - : Le schéma de fonctionnement de l'analyseur de front d'onde. On retrouve le faisceau après sa réflexion sur T1, (à $F/100$). Il subit une réflexion sur le miroir membrane, qui peut être considéré comme une lentille de focale variant de $-f \rightarrow \infty \rightarrow +f$. Quoiqu'il en soit, l'image de la pupille est reproduite sur les lentilles grâce au dispositif T2/T3/parabole qui est ici représenté comme une lentille de focale $f1$. Le trait intermittent (double flèche) représente l'image de la pupille à l'infini quand la membrane est plate ($f \rightarrow \infty$), et le trait pointillé (triple flèche), la pupille imagée à fv (lorsque la focale de la membrane est égale à fv).

Pourquoi le faisceau est-il télécentrique? Revenons un instant à notre séparatrice elliptique. Grâce à elle, la pupille est à l'infini pour l'analyseur. Ainsi on peut déplacer le diaphragme de champ dans le plan focal et la *direction* de la pupille reste la même. Ainsi, celle-ci est toujours imagée sur le réseau de lentilles.

Pourquoi le faisceau est-il si fermé lors de sa réflexion sur le miroir membrane? Nous voulons produire une importante défocalisation de la pupille. Ainsi une défocalisation de l centimètres d'un foyer à $F/8$ devient une défocalisation de $l \times \left(\frac{F/100}{F/8}\right)^2$ dans un faisceau à $F/100$, soit un facteur 150! Supposons que nous voulions une défocalisation de 5 centimètres à $F/8$ (figure 1.23), on aura $fv = 5 \text{ cm} = R/2$, soit un rayon de courbure de 10 centimètres. À $F/100$, la défocalisation sera de 7,8 mètres soit un rayon de courbure de la membrane de 15.6 mètres, ce qui est bien plus facile à obtenir.

Le «mini-télescope» On voit que dès l'instant où le faisceau se retrouve parallèle avant d'arriver sur la pupille (grâce à la parabole), quelle que soit la conjugaison des lentilles, la taille de l'image défocalisée sera appropriée à la taille des lentilles. En fait, on voit sur la figure 1.23 qu'une lentille simple ne peut pas faire cela. Sur la figure, la pupille d'entrée du système se trouve à la première intersection (sur la gauche) du trait plein et du trait intermittent. Pour que la pupille d'entrée soit à l'infini (avec le miroir membrane plan), ce qui est nécessaire pour avoir un faisceau télécentrique,

il faut un élément divergent (T3) dans le système. Pour ce faire, on pourrait par exemple placer une lentille divergente de focale f_1 à la place de la membrane sur la figure 1.23. Plutôt que de placer un élément divergent sur la membrane, on ré-image un foyer (virtuel) grâce à T2.

Les fibres optiques L'utilisation de fibres optiques (multimodes) pour amener la lumière aux photodiodes semble naturelle. D'une part, c'est la façon la plus efficace d'illuminer des PDAs. D'autre part, cela permet de les placer à l'extérieur de la bonnette. Ceci est important car elles dissipent de la chaleur alors qu'il est très important de minimiser les effets thermiques à l'intérieur de la bonnette pour des raisons de stabilité. Le diamètre des fibres est à peu près $100\mu m$, alors que les images au foyer des lentilles font $30\mu m$.

1.4.3 Détecteurs, photo-diodes à avalanche

L'utilisation des photo-diodes à avalanche est avantageuse pour trois raisons: l'efficacité quantique, le temps de réponse, et le courant d'obscurité. En termes d'efficacité quantique, on obtient de bien meilleurs résultats qu'avec les CCD intensifiés. Ceci dit, le gain en comparaison de CCD nus ne devient apparent que lorsque l'on prend l'amplification et le bruit de lecture (soit le rapport signal à bruit) en compte. La figure 1.24 montre la réponse des photo-diodes derrière un mètre de fibre optique.

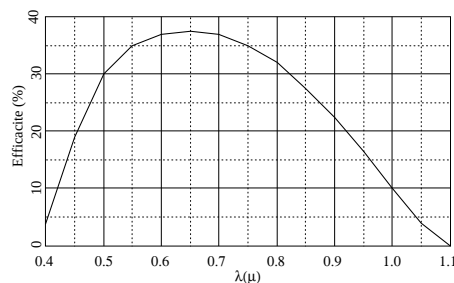


Figure 1.24 - : L'efficacité des photodiodes à avalanche plus un mètre de fibre en fonction de la longueur d'onde.

On voit donc que l'on a une détectivité maximale à $0.65\mu m$ égale à 37.5%. Le courant d'obscurité de ces PDAs (EG&G SPCM-200-PQ) est de $6\text{photo} - e^-$ par seconde, ce qui est très faible lorsque l'on pense que le temps de réponse est de l'ordre de la microseconde. Par exemple dans PUEO, la fréquence d'échantillonnage est de 4kHz, ce qui fait un bruit de $1.5 \times 10^{-3}\text{photo} - e^-$ par mesure. Ceci est quasiment négligeable pour nos applications. Il est intéressant de noter qu'il existe de nouvelles PDAs (EG&G SPCM-AQ-161-FL) dont l'efficacité quantique est 2 fois

supérieure. Le courant d'obscurité est de $25\text{photo} - e^-$ par seconde. On peut se demander comment ces deux effets opposés se comportent? Se compensent-ils, à partir de quelle magnitude, etc? Une étude réalisée par Robin Arsenault (communication interne au TCFH) montre que sur tout le domaine de magnitude, ces nouvelles PDAs apporteraient effectivement un gain sur le rapport S/N.

1.4.4 Gadgets, mais bien utiles

Parmi les fonctionnalités de l'analyseur de front d'onde, on trouve deux miroirs d'interception, qui renvoient le faisceau par un système de prismes à travers une ouverture sur le côté de la bonnette. À cet endroit est fixée une caméra vidéo intensifiée. Le premier miroir vient couper le faisceau entre T1 et le miroir membrane. Il forme une image du foyer sur la caméra vidéo, qui sert de caméra de guidage sur le ciel, pour confirmer l'acquisition de l'objet qui servira de référence, mais aussi pour faire des calibrations nécessaires entre la bonnette et le télescope. Notons aussi la possibilité d'installer un autre analyseur de front d'onde à cet emplacement grâce ce miroir; on pourrait par exemple le remplacer par une lame dichroïque et utiliser un analyseur de front d'onde infra-rouge, ou encore placer l'analyseur de front d'onde dans un plan conjugué avec le miroir F/8 (qui serait alors déformable) et la couche turbulente principale, de manière à augmenter l'angle d'isoplanétisme. En fait, dans les premières conceptions de la bonnette, alors qu'on n'était pas encore tout à fait sûr de l'efficacité de l'analyse de courbure, il était prévu de placer un Shack-Hartmann à cet emplacement. Maintenant, pour des raisons différentes, on pourrait reprendre ce concept.

Le second miroir d'interception a un rôle plus technique car il intercepte le faisceau entre le miroir membrane et T2, donc *après* réflexion sur le miroir modulateur. Ceci sert à vérifier si la membrane est en état de marche¹⁹, et si l'amplitude de modulation ne change pas avec des variations de température ou de pression. Nous verrons dans le chapitre 2 une illustration de cette utilisation.

1.4.5 paramètre de défocalisation

Comment le paramètre l , la distance extra-focale (que l'on trouve par exemple dans l'équation 1.11) est-il lié avec l'amplitude de la membrane? La relation est inverse, mais l'équation 1.11 donne aussi le *gain optique* comme étant $(f - l) \times f/l$. Le gain optique croît donc avec l'amplitude de modulation. Une approche exacte, basée sur le calcul, est fort complexe. D'un point de vue pratique, nous avons trouvé la relation empirique:

19. un souci permanent...

$$l = \frac{a}{g_{opt}} + b \quad (1.19)$$

Ici, g_{opt} est en fait la tension (alternative) que l'on applique au haut-parleur. Cette équation, même si elle n'est pas «fondamentale», nous donne un lien entre deux quantités physiques utilisables. Ceci dit, nous avons vu (figure 1.6) que le gain optique affecte différemment différentes échelles. On sent déjà que c'est un paramètre que l'on ne maîtrise pas bien. Le but des simulations du prochain chapitre sera de mieux comprendre ses effets, et de déterminer s'il existe un gain optique optimal, notamment en fonction de la turbulence qu'on lui présente.

Chapitre 2

Intégration, Caractérisation

Dans ce chapitre, je décrirai les simulations numériques et les mesures en laboratoire ainsi que les tests effectués pour intégrer et caractériser la bonnette d'optique adaptative. Les simulations de la section 2.1 ont été réalisées entre mars et juin 1994 au TCFH. La mise en place du simulateur de télescope, du générateur de turbulence, et des caméras a eu lieu entre septembre 1994 et mars 1995, date d'arrivée de la bonnette à l'Observatoire de Meudon. Les trois premiers mois de la présence de la bonnette au Despa (jusqu'au mois de Juillet) virent l'intégration des sous-systèmes Laserdot, (miroir déformable, calculateur temps réel et logiciel de contrôle). De août à décembre eut lieu la période *intensive* durant laquelle les tests décrits en section 2.3 furent réalisés. La bonnette fut mise en caisse et envoyée à Hawaïi entre Noël et le jour de l'an. Pendant les trois premiers mois de 1996, elle fut prise en main par les membres du TCFH. Aucun réalignement n'aura été nécessaire après un voyage de plus de 15.000km en avion avec au moins trois atterrissages, suivis de 50 kilomètres de route puis encore 20 kilomètres de piste! Un gage de qualité s'il en est!

Grâce à cette excellente préparation (simulation de l'environnement du TCFH, exploration fonctionnelle des paramètres cruciaux, etc.), le temps d'«engineering» prévu sur le ciel put être utilisé à des fins plus scientifiques: En effet, les premières images en boucle fermée furent obtenues à 21h34 la première nuit sur le ciel (28 mars 1996). Le contrôle modal fut validé à 22h14. Cette grande efficacité permit d'observer plusieurs objets scientifiques d'intérêt, dont plusieurs étoiles doubles, des quasars, des galaxies starbursts (Chapitre 6), Titan, des amas ouverts, etc., *en plus* des tests de validation sur le ciel (section 2.4).

2.1 Simulation de l'analyseur de courbure

Le gain optique (ou la distance extra-focale) est un des paramètres qu'il a fallu comprendre et analyser avant de pouvoir utiliser l'instrument de manière efficace.

On sait déjà que proche de la pupille, le gain optique est faible, et l'amplification se fait préférentiellement sur les hautes fréquences spatiales. De même, proche du foyer, le gain optique est élevé et les basses fréquences sont amplifiées (ce qui réduit le repliement spatial). Cependant, l'équation 1.11 n'est valide que dans le cas de l'approximation géométrique, c'est-à-dire quand les effets de diffraction sont négligeables. Lorsque celle-ci devient importante, des non-linéarités apparaissent, et peuvent rendre le système instable (e.g. gain $\gg 1$). La question cruciale à laquelle nous allons donc tenter de répondre dans cette section est: «existe-t-il une distance extra-focale optimale dans un analyseur de courbure?».

2.1.1 Code, méthode

Une étude analytique de l'effet des non-linéarités introduites par le repliement spatial ou par les effets de diffraction est très difficile. De plus, comme nous avons voulu rester pragmatiques, nous avons opté pour une étude par simulation. Une «exploration fonctionnelle» des paramètres-clefs (variation du rapport de Strehl en fonction du gain optique et de la turbulence pour différentes magnitudes) a donc permis de mieux comprendre ce qui se passe dans l'analyseur de courbure.

Le code utilisé a été développé par François Rigaut sous IDL (Interactive Data Language). La version présente est d'une grande modularité et d'utilisation facile grâce aux «widgets¹». Il peut être utilisé pour simuler indifféremment des systèmes de courbure, classiques ou mixtes, en configuration ouverte (nombre et disposition des sous pupilles, etc.). Le squelette de ce logiciel fut celui utilisé pour choisir entre un système Shack-Hartmann ou de courbure, lors des premières étapes du projet. C'est ce même squelette qui sert pour les simulations suivantes. La figure 2.1 donne un organigramme du logiciel (qui peut s'appliquer à tout système d'OA).

Parmi les paramètres modifiables en entrée du système (outre les configurations «fixes», i.e. type d'analyseur, nombre d'itérations, tension limite à appliquer au miroir), nous avons le gain optique (qui sera exprimé en centimètres à un foyer $F/60$), le gain de boucle, qu'on laissera généralement constant, D/r_0 (c'est à dire la force de la turbulence), l'aliasing (repliement spatial) et le bruit. On peut obtenir deux types de résultats à partir de ces simulations:

1. les résultats de type scalaires; rapport de Strehl de la FEP² longue pose et des courtes poses recentrées, largeur à mi-hauteur, variance de phase corrigée, rapport de la variance de phase corrigée à la variance de phase non corrigée.
2. L'image bi-dimensionnelle de la FEP finale, de laquelle on peut tirer d'autres résultats d'ordre plus qualitatif.

1. Interface graphique facilement utilisable, semblable à X-motif.

2. la Fonction d'Étalement de Point, ou PSF: *Point Spread Function* en anglais.

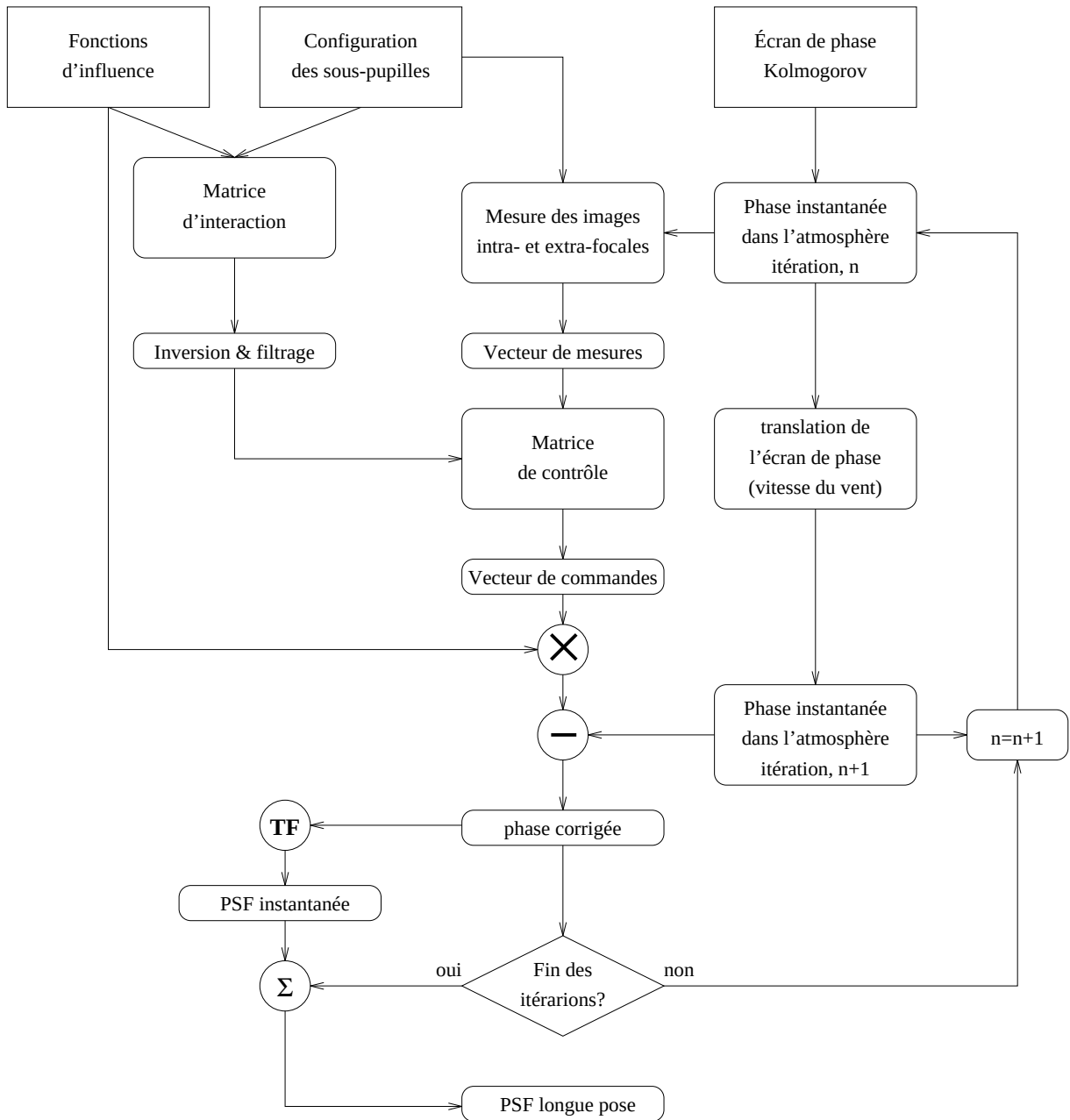


Figure 2.1 - : Organigramme (ou «codogramme») du logiciel utilisé lors des simulations du système d'optique adaptative, pour déterminer s'il existe une distance extra-focale optimale. Si oui, quelle est-elle?

En fait, nous avons trouvé que les deux types de simulations étaient nécessaires, mais à des fins différentes:

- Une exploration complète du sous-espace $[l_{opt}, D/r_0]$, pour laquelle les résultats du type 1 sont les plus efficaces, (on ne veut pas stocker autant d’images bi-dimensionnelles que l’on a de points dans le sous-espace...). De ce type de simulations, on cherchera la défocalisation optimale (section 2.1.2).
- Des cas individuels, avec des conditions bien précises, de manière à examiner les résultats de type 2 (images de FEP). Ceci va permettre de choisir, par exemple, entre deux cas où le rapport de Strehl est le même pour une valeur de D/r_0 donnée (section 2.1.3).

2.1.2 Distance extra-focale, optimisée

Pour être suffisamment général, un seeing compris entre 0,2" et 0,8" (le seeing moyen au Mauna Kea étant de 0,5") a été utilisé (à la longueur d’onde de l’analyseur de front d’onde, $\lambda = 7 \times 10^{-7}m$ soit un r_0 entre 72 et 18 cm respectivement), soit $5 < D/r_0 < 20$, ce qui semble être assez représentatif pour un site comme le Mauna Kea. Pour compenser cela nous avons fait varier l_{opt} entre 5 et 20 cm à F/20 (sur un télescope de 3.6 mètres, la focale est de 72 mètres!). La figure 2.2 montre les résultats d’une simulation où l’on ne considère pas le bruit (c’est le cas d’un *objet brillant*, soit à peu près une magnitude 10 sur PUEO). Notons les effets suivants:

Il existe une valeur de l_{opt} donnant un maximum de rapport de Strehl pour un D/r_0 particulier. Par exemple, sur la figure 2.2, on voit que pour $D/r_0 = 14$, le Strehl maximum (de 11%) est donnée par $l_{opt} \approx 7cm$. Cependant, à cette même valeur de D/r_0 , nous voyons que deux gains optiques (par exemple, 5 et 12 cm) donnent un même rapport de Strehl (dans ce cas, 7%). Pour quelle(s) raison(s)? Laquelle est «meilleure»? La courbe de variance de phase corrigée apporte une réponse (partielle): La valeur de la phase corrigée pour $l_{opt} = 5cm$ est $5.27rad^2$, alors que pour $l_{opt} = 12cm$, elle est de $2.76rad^2$. On note aussi que la «vallée» de variance de phase ne suit pas la «crête» de Strehl. Ceci est troublant car Hermann [Herrmann, 1992] montre que dans le cas d’une statistique gaussienne, l’estimateur «minimum de la variance de phase» donne le rapport de Strehl maximum. Pourquoi n’est ce pas le cas ici? Une réponse à cela peut être que, à fort gain optique (l_{opt} petit), la boucle ne ferme pas tout le temps: elle «décroche» lorsque le signal devient trop important, et la variance de phase augmente alors fortement. Dans ce cas, la statistique de la phase n’est plus gaussienne et il est normal que le minimum de variance de phase ne corresponde pas au maximum de Strehl. En fait, ce minimum indique plus ou moins les valeurs à partir desquelles la statistique n’est plus gaussienne, ou d’autres termes, la limite de stabilité de l’asservissement.

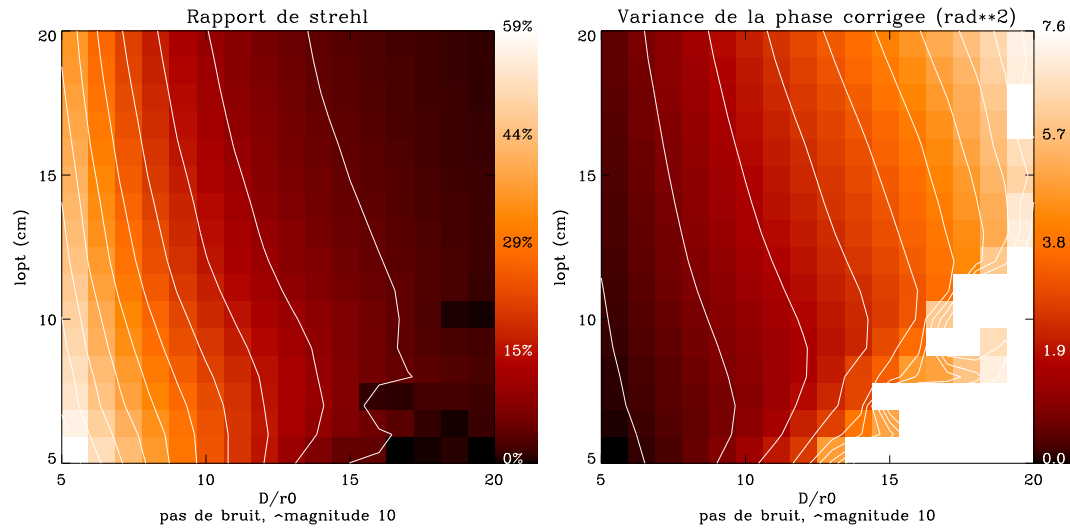


Figure 2.2 - : Rapport de Strehl et variance de phase corrigée en fonction de $\frac{D}{r_0}$ et l_{opt} . La crête de Strehl et la vallée de variance donnent les deux régimes optimaux dépendant du type de correction désirée.

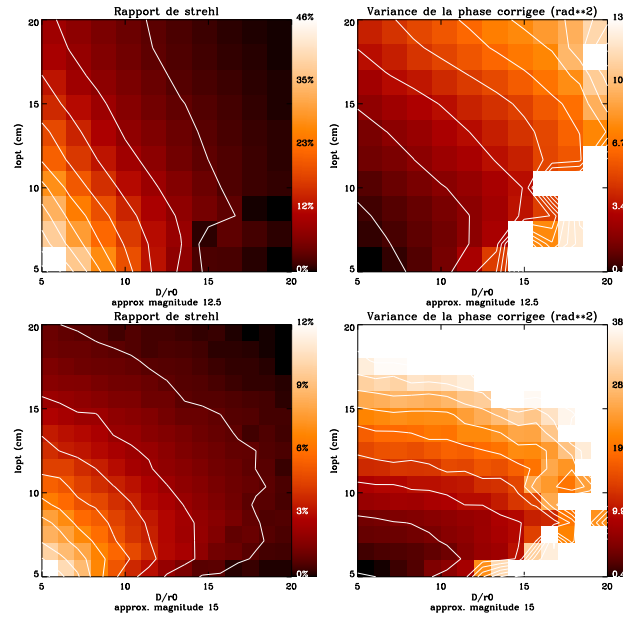


Figure 2.3 - : L'apport de bruit décroît les valeurs du rapport de Strehl et augmente la variance de phase résiduelle. Magnitude de la référence pour la rangée du haut: 12.5, rangée du bas: 15.

Un élément fort intéressant est que le maximum de Strehl se trouve en général dans un domaine de non-stabilité. La raison de ceci est que le gain optique continue d'augmenter alors que la distance extra-focale diminue, et ce, surtout sur les modes de bas ordres (qui portent le plus de variance). Ainsi, ceux-ci sont d'autant mieux corrigés, même si l'interruption de la boucle contribue alors au «halo» (l'image non-corrigée). On peut d'ores et déjà soupçonner la façon dont la fonction d'étalement de point va varier (mais n'anticipons pas car c'est le but de la section 2.1.3...). Si l'on pouvait stabiliser l'asservissement lorsque l'on est dans ce domaine non-linéaire, on pourrait encore gagner en correction...

Quel est l'effet du bruit de photons sur le gain optique? Ceci est très important, car les applications réelles ne sont *jamais* sans bruit... la figure 2.3 montre les mêmes résultats que la figure 2.2, la rangée du haut avec une étoile de référence équivalent à peu près à une magnitude 12.5, celle du bas à une magnitude 15.

Il y a deux choses remarquables, en dehors du fait que, bien évidemment les valeurs moyennes de rapport de Strehl et de variance de phase sont respectivement plus petites et plus grandes lorsque la magnitude augmente. Tout d'abord, la crête de Strehl devient de plus en plus «piquée», ce qui implique une sensibilité accrue. On sera d'autant plus attentif à utiliser le gain optique optimal sur des magnitudes élevées... D'autre part, et ceci est une propriété fort pratique de l'analyse de courbure, la valeur du gain optique optimal est (relativement) insensible au bruit. La figure 2.4 montre ceci de manière explicite: c'est une coupe à travers les figures 2.2 et 2.3, à D/r_0 constant. On constate donc que même si les valeurs absolues diffèrent pour un nombre de photons décroissant, la position du maximum ne bouge pas. Ceci implique que l'optimisation du gain optique est indépendante de la magnitude de la référence.

De manière pratique, il est intéressant de déterminer une relation empirique pour le gain optique optimal en fonction de D/r_0 . En supposant une relation linéaire (ce qui est presque le cas), on écrit:

$$l_{opt} = A \left(\frac{D}{r_0} \right) + B \quad (2.1)$$

On obtient, à partir des simulations, les valeurs suivantes. Dans le cas d'un Strehl maximisé:

$$A = (3.73 \pm 0.41) \times 10^{-3} (m/rad)$$

$$B = (3.33 \pm 0.76) \times 10^{-2} (m)$$

Si le critère important est la stabilité de la boucle, ou encore la variance de phase minimum, les valeurs sont légèrement différentes, et l'on a:

$$A = (5.42 \pm 1.85) \times 10^{-3} (m/rad)$$

$$B = (3.17 \pm 1.04) \times 10^{-2} (m)$$

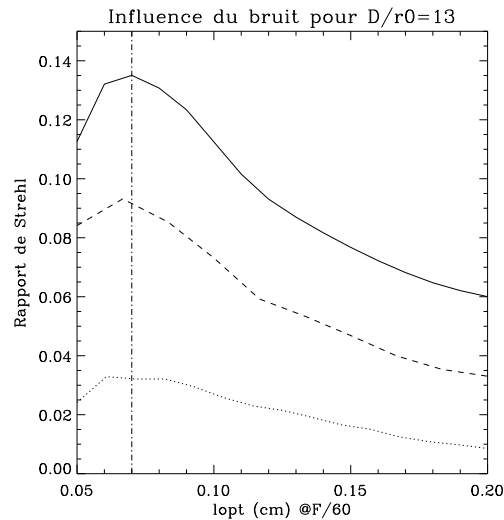


Figure 2.4 - : Le rapport de Strehl en fonction de la distance extra-focale. Courbe pleine: sans bruit; trait intermittent: magnitude: 12.5, trait pointillé: magnitude 15.

Nous avons donc trouvé le gain optique (ou la distance de défocalisation optimale) en fonction de la turbulence présente. Nous avons aussi aperçu que l'on pouvait obtenir un même rapport de Strehl pour deux distances extra-focales différentes (à D/r_0 constant). Comment la réponse impulsionnelle en-est-elle affectée? Une meilleure compréhension de ces effets peut être apportée par une analyse des *images* de la fonction d'étalement de point.

2.1.3 Variations sur une fonction d'étalement de point

Comme on l'a vu au chapitre 1, en se plaçant près du foyer, la sensibilité aux modes de bas ordre est accrue (basculement, foyer, astigmatismes). Ainsi, à rapport de Strehl constant, une image obtenue avec une courte distance extra-focale aura une largeur à mi-hauteur plus petite (ceci étant surtout dû à un *recentrage* plus précis des images, grâce à une meilleure correction du basculement), et le premier anneau de diffraction sera peut être visible car il apparaît lorsque les quelques premiers modes sont bien corrigés. Cependant, même dans ce cas, on peut avoir une variance de phase résiduelle importante à cause d'une sous-corrrection aux moyennes et hautes fréquences. Ces déformations contribueront surtout au halo étalé sur lequel se trouvera le cœur cohérent (le pic de diffraction). De même, en s'éloignant du foyer, on apportera une meilleure correction aux moyennes fréquences (bien que le repliement aura tendance à augmenter...), et le halo se réduira: l'énergie présente dans le halo se trouvera concentrée dans le pic de diffraction; *mais* celui-ci subira

un léger «tremblement», dû à la sous-corrrection du basculement, qui aura tendance à «brouiller» l'image. Il y aura donc une largeur à mi-hauteur plus grande, mais un halo moins important.

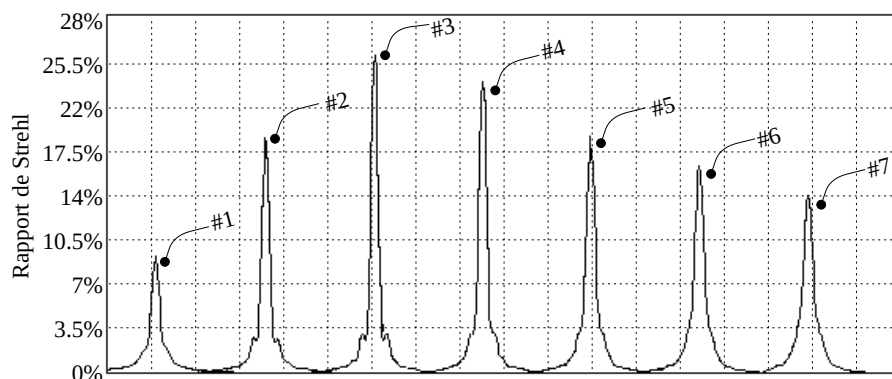


Figure 2.5 - : Coupes de la fonction d'étalement de point pour $\frac{D}{r_0} = 10$ (seeing=0.4") pour des distances extra-focales différentes (voir texte pour explications).

Ceci est montré sur la figure 2.5; on y voit des coupes de moyenne radiale de différentes réponses impulsionnelles (obtenues avec différents gains optiques), pour $\frac{D}{r_0} = 10$. Les valeurs numériques sont indiquées dans le tableau suivant:

Tableau 2.1 - : Valeurs utilisées pour l'étude des variations de la réponse impulsionnelle. Rapport de Strehl obtenu pour différentes distances extra-focales, avec $\frac{D}{r_0} = 10$.

#1	$l_{opt} = 3\text{cm}$	Strehl=8.8%
#2	$l_{opt} = 4\text{cm}$	Strehl=20%
#3	$l_{opt} = 5\text{cm}$	Strehl=26%
#4	$l_{opt} = 7\text{cm}$	Strehl=24%
#5	$l_{opt} = 10\text{cm}$	Strehl=19%
#6	$l_{opt} = 12\text{cm}$	Strehl=17%
#7	$l_{opt} = 15\text{cm}$	Strehl=14%

La meilleure correction est obtenue pour $l_{opt} = 5\text{cm}$. Cependant, pour $l_{opt} = 4\text{cm}$ et $l_{opt} = 10\text{cm}$, le rapport de Strehl est le même ($\approx 20\%$). Examinons les halos dans les deux cas; on note qu'ils sont similaires. Où est alors la différence si les rapports de Strehl sont proches et les halos semblables? En fait, elle se situe dans les moyennes fréquences: Les hautes fréquences (i.e. les fluctuations trop petites pour être corrigées par le miroir) ne sont pas modifiées et sont les mêmes dans les deux cas. Cependant les moyennes fréquences sont mieux corrigées dans le cas #5, aux dépens d'une

correction moins efficace du basculement. Les détails (les anneaux de diffraction, par exemple) sont alors brouillés à cause des tremblements de l'image. Ceci explique aussi la largeur à mi-hauteur légèrement supérieure. La raison pour laquelle le cas #2 est moins bon que le cas #3 est que l'asservissement subit des interruptions, car le gain est parfois trop fort, et le signal devient alors non-linéaire. Dans cette situation, la réponse impulsionnelle est proche de celle non corrigée (parfois même pire à cause de la rétroaction positive) et l'énergie passe alors des bas ordres au halo, produisant une réponse impulsionnelle non corrigée (aux aberrations statiques près).

Quel cas est alors préférable? En fait, cela dépend du type de correction nécessaire; par exemple si l'objet observé est une étoile binaire proche, alors le cas #2 est plus efficace (largeur à mi-hauteur plus petite). Si l'objet contient des structures de faible intensité, le cas #5 sera alors plus approprié car moins d'énergie sera transmise (à tort) aux moyennes fréquences. Bien évidemment, le mieux est de se placer dans le cas #3, mais comme le seeing peut changer au cours d'une acquisition, il est important de savoir dans quelle «direction» aller.

Suivant cette ligne de pensée, j'ai aussi essayé de voir quels étaient les effets (surtout les avantages) de contrôler la boucle lorsque celle-ci «décrochait». Quand cela se produit, on peut facilement voir apparaître des situations où la variance de phase «corrigée» est supérieure à la variance de phase de l'atmosphère (rétroaction positive). En utilisant cela et un critère de «cohérence» (que je définis comme la valeur maximum du speckle principal divisée par le flux total), les résultats sont très impressionnants:

- ▷ En se plaçant dans des conditions relativement extrêmes, avec $D/r_0=9.4$, et $l_{opt}=3\text{cm}$, on obtient (normalement) un rapport de Strehl de 8.1% et une variance de phase corrigée de 18.1rad^2 .
- ▷ Dans les mêmes conditions, mais avec miroir remis à plat lorsque l'une des conditions sus-citées (variance corrigée > variance non corrigée et cohérence < 0.004, valeur choisie de manière arbitraire) est satisfaite, la valeur du rapport de Strehl augmente jusqu'à 14.3% et la variance de phase corrigée passe à 6.3rad^2 !

Le grand problème est que ces paramètres sont inaccessibles dans la pratique: comment obtenir la variance de phase induite par l'atmosphère?... Le miroir décrit la phase turbulente, et il faudrait comparer sa variance de phase avec celle de l'analyseur de front d'onde (qui traduit la variance de phase corrigée). Malheureusement, celle-ci est affectée du bruit de photons, et il sera très délicat de déterminer quand la variance de phase corrigée est effectivement plus grande que la variance de phase non corrigée, étant donné que cet effet se produira surtout par faible flux. Une autre méthode aurait été de regarder le flux total perçu par l'analyseur de front d'onde et la fraction d'énergie perdue en dehors des sous-pupilles: lorsque la boucle passe en

rétroaction positive, les images extra-focales sont dilatées sur des zones bien plus grandes que la pupille, produisant une réduction du flux sur les détecteurs. Les simulations de cette méthode n'ont pas été effectuées, car le repliement spatial de la transformée de Fourier discrète maintient le flux constant sur tout le support. Cependant, cette méthode a été testée en laboratoire (voir section 2.3), mais sans grand succès. Il y a donc là un problème, dont les implications pour les qualités de l'asservissement sont importantes.

2.2 Les moyens d'intégration

Pour pouvoir valider les résultats des simulations, mais aussi pour se familiariser avec l'instrument, le calibrer et bien comprendre son fonctionnement, une période de tests en laboratoire a été prévue dès les premières étapes de sa conception. Ceci relève d'une philosophie et d'un souci d'efficacité qui ont rendu l'intégration sur le ciel bien plus facile et rapide. La tâche de l'intégration et de la calibration revenait au DESPA, à l'Observatoire de Meudon: il a donc été nécessaire de concevoir et réaliser un *simulateur* de télescope, un générateur de turbulence, ainsi que les différents éléments nécessaires pour reproduire l'environnement du télescope au sommet du Mauna Kea. Pour cela, les tests devaient être accomplis en chambre froide, et la manière la plus «simple» de reproduire cet environnement fut de louer un camion frigorifique, dans lequel une partie des tests furent effectués.

2.2.1 Simulateur de télescope (optique)

La partie optique du simulateur de télescope doit produire un faisceau ouvert à F/8, avec une étoile artificielle polychromatique, et se doit d'être aussi compacte et aussi dénuée d'aberrations que possible. La conception est de Sen Wang, et l'alignement a été effectué par Sen et une stagiaire, Amina Bouamama. Une configuration Ebert–Fastie (figure 2.6) a été retenue car la double réflexion sur une surface sphérique (de manière symétrique) élimine l'aberration de sphéricité. Le champ est de plusieurs millimètres, ce qui permet de tester la qualité d'image hors axe. Pour ce faire, le trou de $3\mu m$ qui matérialise l'étoile artificielle est monté sur une platine x-y-z. Il est illuminé par une fibre optique et une source de lumière polychromatique³, qui émet sur un domaine spectral s'étendant de 0.3 à $2.2\mu m$, et d'intensité réglable. La lumière est condensée soit par un réflecteur dichroïque (pour les tests effectués dans le visible), soit par un réflecteur en aluminium. Elle est ensuite acheminée vers le foyer F/8 (trou de $3\mu m$) par une fibre optique multimode avec un cœur de $200\mu m$ de diamètre. La présence d'un faisceau divergent permettra aussi l'insertion du générateur de turbulence (section 2.2.3). On peut voir tout l'ensemble monté sur la

3. une lampe halogène à filament en tungstène.

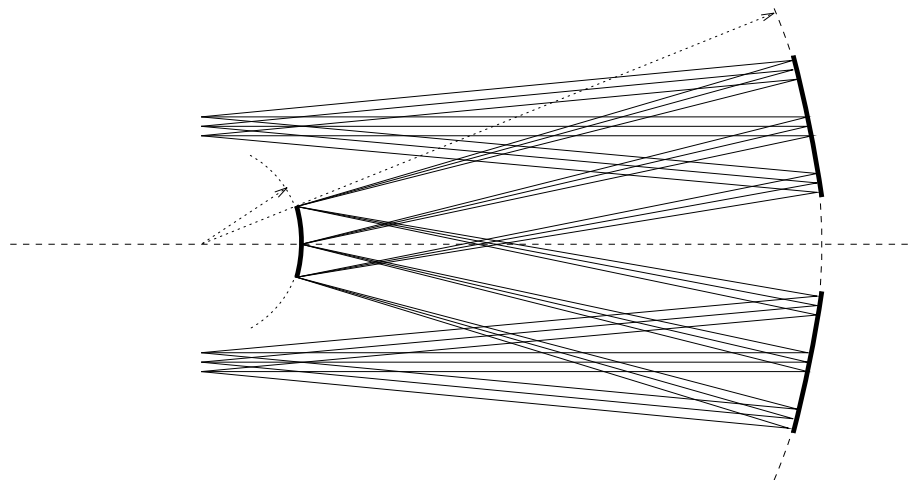


Figure 2.6 - : Design Ebert–Fastie: la configuration symétrique compense d'elle-même l'aberration de sphéricité. Les deux miroirs sphériques concaves reposent sur la même sphère, et le miroir convexe permet de réduire les dimensions du système.

bonnette sur la figure 2.11. Les tolérances sur le simulateur de télescope sont telles que l'on obtient un faisceau dont la planéité est meilleure que $\lambda/4$. L'aberration principale résultante de l'image au foyer est un léger astigmatisme.

2.2.2 Simulateur de télescope (mécanique)

Le simulateur de télescope comprend aussi une partie mécanique importante, qui doit répondre aux besoins suivants:

- ◊ Pour accomplir des tests de flexions (différentielles) et pour s'assurer du bon fonctionnement de l'instrument même s'il est incliné (comme il le sera sous le télescope), il est nécessaire que l'on puisse basculer toute la bonnette. Pour cela, elle est fixée à une table de type *alt-az*⁴. Celle-ci doit bien entendu être équilibrée, et les mouvements ne doivent pas comporter d'accoups (utilisation d'amortisseurs).
- ◊ Le simulateur (avec la bonnette) doit être déplaçable, de manière à pouvoir faire une partie des tests à température ambiante, et d'autres dans le camion frigorifique. Cela nécessite donc des roulettes⁵.
- ◊ Cependant, il ne faut pas que les vibrations transmises par le sol affectent l'optique adaptative (qui est sensible aux légers mouvements). Tout

4. Altitude, soit un axe de basculement, et azimuth, soit un axe de rotation. En fait ce n'est pas exactement cela, car l'axe d'azimut s'incline et ne produit alors plus un azimuth pur.

5. ou plutôt des roues, pour supporter 2100kg...

le simulateur doit pouvoir être désolidarisé du sol à travers des coussins d'air. Le système est donc monté sur des isolateurs pneumatiques, alimentés par un compresseur permettant de passer du mode «transport» au mode «utilisation».

En voulant satisfaire chacune de ces contraintes individuellement, nous n'avions pas prévu⁶ que la structure résultante serait aussi imposante et que son poids dépasserait 2 tonnes: à cause de ce poids, il fallait être environ 4 ou 5 pour le déplacer... les roues se sont enfoncées de plusieurs centimètres dans le goudron lors d'un arrêt devant le camion... Le hayon du camion frigorifique ne pouvait bien évidemment pas le soulever, il a donc fallu faire appel à un «fenwick»... Cependant, cet instrument s'est révélé apte à tous les usages imposés et a permis d'effectuer tous les tests prévus sans se soucier de sa rigidité ou de sa stabilité. La figure 2.7 en montre un plan d'ensemble. Il a été conçu par Alain Piacentino, et sa réalisation a nécessité plusieurs mois.

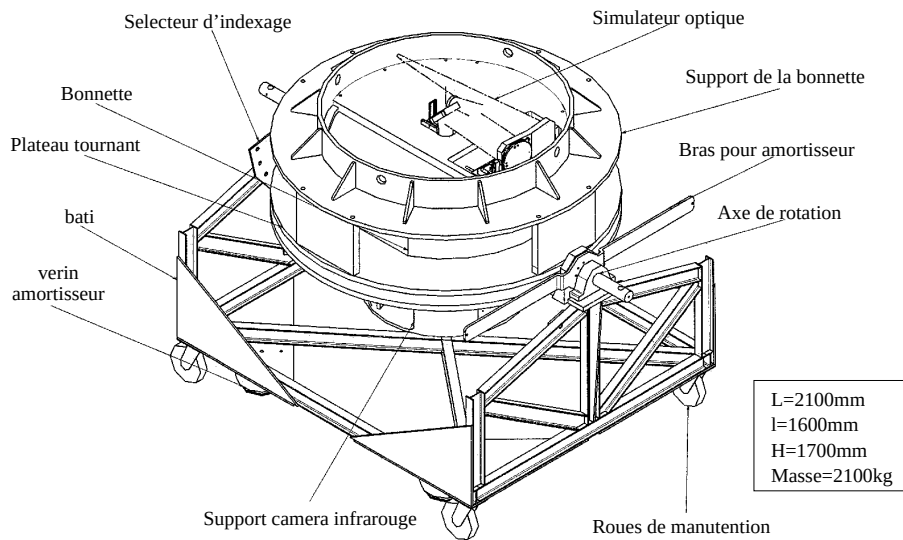


Figure 2.7 - : Plan d'ensemble de la partie mécanique du simulateur de télescope. L'anneau supérieur (sur lequel repose le simulateur optique), représente la bonnette cassegrain du TCFH. Elle est solidaire du plateau tournant. Celui-ci tourne par rapport au plateau fixe qui est maintenu au bati via un axe de basculement.

6. Quand bien même nous l'aurions prévu, cela n'aurait pas changé le résultat final.

2.2.3 Cuve à turbulence

Le générateur de turbulence est inspiré d'une conception de Dan McKenna et François Roddier. Le principe en est astucieux: on fait traverser une couche d'air turbulent (chauffé par des résistances, par exemple) au faisceau; mais comme la turbulence atmosphérique comporte des déformations à toutes les échelles spatiales, plutôt que d'essayer de produire des «bulles» d'air de diamètres différents, le faisceau est rendu convergent pendant qu'il traverse cette couche. Ainsi, il les «voit» plus ou moins grandes en fonction de sa propre taille (figure 2.8). On obtient ainsi une répartition des déformations aux différentes échelles spatiales.

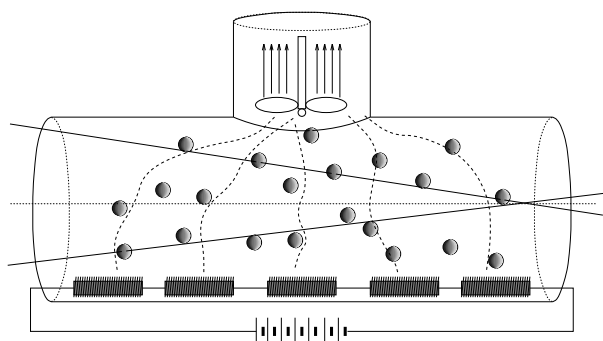


Figure 2.8 - : Principe de fonctionnement du générateur du turbulence. L'air, chauffé par des résistances, est aspiré par un ventilateur, pour créer un flux turbulent. Le faisceau convergent permet de «distribuer» les perturbations à toutes les échelles spatiales.

Le but du simulateur est de créer de la turbulence aussi proche que possible de celle de l'atmosphère, et de manière calibrée. La calibration fut effectuée avec un petit Shack–Hartmann (4×4) bien avant l'arrivée de la bonnette à Meudon. Au premier abord, on pourrait penser que les propriétés temporelles de la phase posent problème: en effet, les bulles d'air passant près du foyer (produisant des perturbations de grande échelle) traversent le faisceau plus vite et on s'attend à ce que le temps de corrélation soit plus court. Une analyse effectuée avec un autre système nous a donné les temps suivants:

Mode	Fréquence de coupure
#2 (Tip)	0.8Hz
#3 (Focus)	2Hz
#5 (Astig.2)	5Hz
#11 (sphérique)	7Hz

La croissance de la fréquence de coupure avec la fréquence spatiale reproduit bien les propriétés spatio-temporelles de l'atmosphère. De plus, une variation de la vitesse

de rotation du petit ventilateur extracteur (figure 2.8) dans la cheminée permet de varier ces temps de corrélation (mais malheureusement, ni de manière linéaire, ni indépendamment de la force de la turbulence). Nous savons que l'utilisation du faisceau convergent va produire des perturbations à toutes les échelles spatiales, mais quantitativement, la répartition de Kolmogorov est-elle respectée? Si l'on projette un spectre de turbulence de type Kolmogorov sur les modes de Zernike, on obtient le tracé en trait fin de la figure 2.9(a).

Le tracé en trait gras représente les résultats obtenus avec la cuve à turbulence. La partie pointillée est dominée par un bruit de «reconstruction» (propre aux analyseurs de type Shack–Hartmann). Plusieurs points sont à souligner; tout d'abord, notons l'excellent accord entre le spectre théorique espéré et le résultat obtenu (les résultats sont tellement bons que l'équipe du Lick Observatory a construit un générateur dont les dimensions sont très semblables au notre pour être intégré sur leur système [Bissinger et al., 1996]). Ensuite, on voit que les deux premiers modes (le «Tip» et le «Tilt») sont bien en dessous de ce qui était prévu. Cela est attribuable à une «grande échelle» [Winker, 1991], c'est-à-dire la taille la plus grande des perturbations présentes dans l'atmosphère ou dans le générateur. Celle-ci est la taille des bulles d'air chaud par rapport à la taille du faisceau près du foyer. De plus, on remarque que l'un des modes est plus haut que l'autre. Ceci s'explique par l'existence d'un gradient thermique (et d'un gradient de variance d'indice de réfraction) dans la direction verticale. Le cas extrême se produit lorsque le faisceau passe trop près des résistances chauffantes; la variance dans la rangée de sous-pupilles du bas est alors nettement supérieure à la variance moyenne (figure 2.9b).

Dans la figure 2.9, le D/r_0 produit est proche de 20. Ceci explique aussi pourquoi le spectre est assez irrégulier, car ce sont là les performances ultimes du générateur. Lorsque la turbulence requise est moindre, l'ajustement du spectre est encore meilleur. Une propriété bien agréable de ce système est la relation entre la tension appliquée aux résistances et le D/r_0 produit (figure 2.10).

La cuve à turbulence a été réalisée par Pierre Gigan, et c'est à travers une vive interaction⁷ que nous avons réussi à la rendre performante et à la calibrer. La figure 2.11 montre le simulateur lorsque tous les éléments (simulateur mécanique, optique, générateur de turbulence, étoile artificielle, etc.) sont en place. Cela forme une structure imposante.

2.2.4 Caméras, visible et infrarouge

Trois types de caméras ont été utilisés pour mener à bien tous les tests. Les alignements, les premiers essais et les démonstrations ont été faits avec une caméra vidéo et un objectif de microscope. Ce montage était très pratique, car facile à aligner (en temps réel), et l'on pouvait voir les effets de l'optique adaptative directement

7. je la lui cassais, et il la réparait...

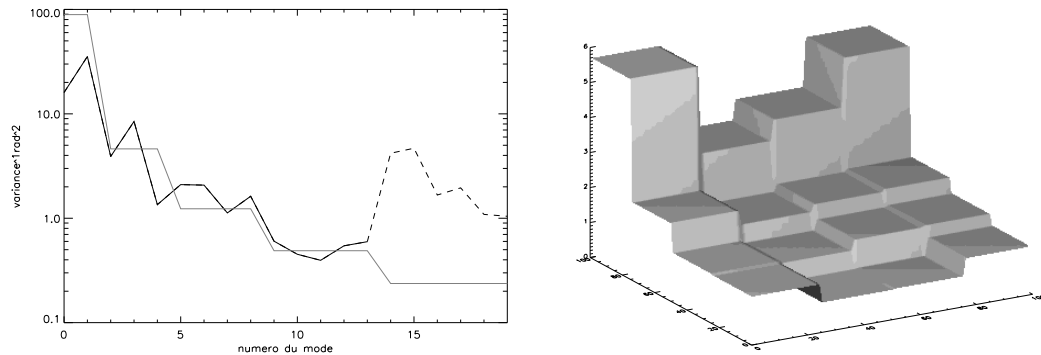


Figure 2.9 - : À gauche, trait fin: spectre de Kolmogorov projeté sur les modes de Zernike. Trait gras: résultats de la cuve à turbulence. La partie pointillée est dominée par le bruit. À droite, la variance de phase sur les sous-pupilles du Shack-Hartmann. Le bas est en haut à gauche, et l'on voit que si le faisceau passe trop près des résistances, la turbulence est très hétérogène.

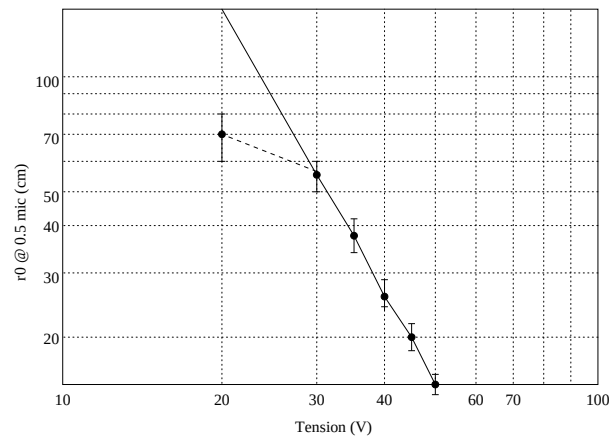


Figure 2.10 - : Une propriété du système est la relation entre la tension appliquée aux résistances et le D/r_0 produit. Le trait pointillé est la vraie mesure, mais à très faible D/r_0 , on voit apparaître l'effet du bruit de photons sur la mesure de front d'onde.

sur les tavelures. Il a aussi permis, grâce à un convertisseur analogique numérique prévu à cet effet, des enregistrements rapides de speckles, de manière à étudier leurs propriétés temporelles jusqu'à 50Hz.

Pour faire les tests de flexions (nécessitant une monture rigide), les tests de qualité d'image (sans l'objectif de microscope, qui induit ses propres aberrations) et tous les tests dans la chambre froide, nous avons utilisé une caméra visible de type Hi-Sys 22, 14 bits. Elle est fort appréciée des astronomes amateurs à cause de ses très petits pixels ($9\mu m$) qui permettent son utilisation avec un faisceau assez ouvert. Cela nous a permis de bien échantillonner les images en bande I ($0.8 \sim 0.9\mu m$) à F/20. La caméra était contrôlée par un PC et avait son propre logiciel de réduction d'images. Les fichiers étaient ensuite transférés (sous le format FITS) sur station où les dépouillements plus généraux avaient lieu, sous IDL.

Les images infrarouges ont été prises avec une NICMOS 256×256 , contrôlée par un Amiga. Cependant, les grands pixels ($40\mu m$) ont nécessité l'adaptation d'un objectif d'un grandissement de 4. Le support de caméra infrarouge était donc beaucoup plus massif car il devait porter le cryostat et l'optique.

2.2.5 Reproduire l'environnement du TCFH

La philosophie de cette intégration étant de se préparer le mieux possible aux conditions du Mauna Kea, il était nécessaire d'effectuer certains tests à 0° Celsius. Plutôt que de déplacer la bonnette, le simulateur de télescope, les ordinateurs et toute l'électronique dans une chambre froide (comme ce fut fait à DAO lors de l'intégration du banc opto-mécanique), un camion frigorifique (dont nous avons aménagé l'intérieur pour recevoir l'instrument) fut placé à l'extérieur du laboratoire, de manière à n'y placer que les composants étant dans la coupole au TCFH (la bonnette, et l'électronique de l'analyseur et du banc opto-mécanique). Ainsi le cablage et la disposition des éléments étaient respectés. De plus l'opérateur⁸ n'avait pas les doigts gelés. Le transport de la bonnette (et du simulateur) fut un moment chargé d'émotions (figure 2.12), mais les résultats de cette opération furent importants car d'une part, nous avons découvert des effets inattendus (voir la section 2.3.4), et d'autre part, nous avons démontré que la bonnette était aussi performante à sa température de fonctionnement nominale qu'à température ambiante. L'équipe du télescope William H. Keck ont, eux aussi, bien compris l'utilité de tels tests, la preuve en est: cela a mérité un papier dans le «OSA Topical Meeting 1996» titré: «Keck Adaptive Optics: Test of a deformable mirror in a freezing environment» ([Acton et al., 1996]) dont la conclusion souligne le fait qu'un miroir déformable fonctionnant à 0° est un «*real achievement*»...

8. celui-là même à qui vous pensez...

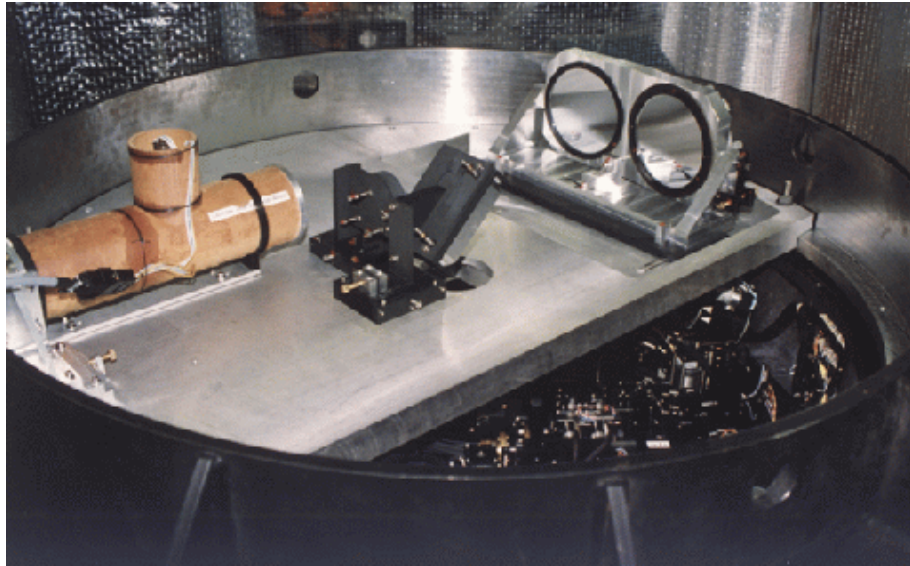


Figure 2.11 - : Vue d'ensemble du générateur de turbulence et du simulateur de télescope sur la bonnette d'optique adaptative. On aperçoit l'intérieur de la bonnette (une partie de l'analyseur de front d'onde) à travers l'ouverture dans la plate-forme du simulateur.



Figure 2.12 - : Le transport de la bonnette et du simulateur de télescope dans le camion frigorifique. Une situation dans laquelle on n'aime pas voir un tel instrument trop souvent...

2.3 Tests en laboratoire

Les tests réalisés en laboratoire ont la (lourde) tâche d'anticiper les problèmes possibles et probables que l'on pourra rencontrer au télescope. Certains surviennent naturellement, au fur et à mesure. D'autres nécessitent une réflexion et une anticipation. Le temps étant compté, la découverte d'imprévus nous empêcha de terminer certains tests préparés⁹. Nous allons donc voir l'optique dans laquelle nous sommes placés en attendant l'instrument, puis les tests effectivement réalisés, ainsi que certaines des découvertes inattendues. Celles-ci ont, selon moi, complètement justifié le temps et validé le principe d'une intégration complète et détaillée. De plus, cette philosophie tend à se répandre au fur et à mesure que les gens comprennent les avantages de cette démarche. On citera en exemple l'équipe du SUBARU qui intégrera son système sur un télescope de 1,6m au Japon, avant de l'installer sur le Mauna Kea [Takami et al., 1995] ou encore l'optique adaptative du Lick Observatory qui aura un simulateur de télescope (avec générateur de turbulence intégré) monté en permanence sur le banc optique [Bissinger et al., 1996], pour pouvoir effectuer des tests ou vérification à tous moments (de préférence, en dehors des observations) sans avoir à enlever l'instrument du télescope.

2.3.1 Tests prévus (ou envisagés)

Lorsqu'un tel instrument est en phase de développement, les questions sont nombreuses... Va-t-il fonctionner correctement? Les investissements ont-ils été réellement nécessaires? A-t-on oublié quelque chose? Il est normal que l'on veuille préparer l'intégration au mieux possible. Par exemple, l'analyseur de front d'onde a connu des problèmes de flexions. L'équipe de DAO a investi beaucoup de temps pour construire un système de contrepoids. Il fallait prendre le temps de confirmer que ces problèmes étaient résolus, donnant lieu à de longues séries de tests. La description des expériences envisagées qui suit, sert à un but bien particulier: même si nous ne les avons pas toutes réalisées, elles sont le fruit d'une réflexion générale sur l'intégration d'un système d'optique adaptative. Bien sûr, sur le terrain, certains tests qui paraissaient importants deviennent obsolètes, et des imprévus prennent plus de temps¹⁰.

Il y a deux types de tests bien distincts à réaliser, ceux avec un front d'onde statique (et plan si possible) et ceux avec un front d'onde dynamique (avec la cuve à turbulence).

Front d'onde statique Avec un front d'onde statique, on peut mesurer le bruit de photons et le quantifier, en déduire la magnitude limite. On peut aussi tester la

9. N'est ce pas toujours le cas?

10. Je pense ne rien apprendre à personne, en disant cela...

qualité des optiques et du contrôle de la boucle. Voici les points importants que nous avons retenus.

- ★ **Qualité d'image vs. λ .** Connaître le meilleur rapport de Strehl aux différentes longueurs d'onde permet d'établir une idée sur le type de correction ultime auquel on pourra s'attendre. Comme ce test est effectué en boucle fermée, on mesure les aberrations «résiduelles» dues à la voie d'imagerie. C'est aussi une des premières choses à faire, car elle permet de vérifier si l'on arrive à fermer la boucle lorsqu'il n'y a pas de perturbations.
- ★ **Qualité d'image vs. nombre de modes corrigés.** On peut imaginer mesurer la variance de phase (du miroir déformable) lorsqu'on ne corrige que jusqu'au mode n puis $n+1$. La différence des deux est la variance de phase du mode $n+1$. Celle-ci peut évoluer avec le temps (à cause du miroir déformable) et la température (à cause de la contraction de la bonnette, si n est petit).
- ★ **Qualité d'image vs. l_{opt} .** S'il n'y a pas de signal, la seule chose pouvant dégrader l'image est le bruit. Comment la distance extra-focale se comporte-t-elle avec le bruit? On s'attend à ce que ce dernier et le repliement soient liés. Que se passe-t-il quand le miroir ne compense pas des aberrations du système, c'est-à-dire quand les «tensions d'offset¹¹» ne sont pas appliquées? Une variation du gain optique se traduira par un repliement différent donc une variation du signal de l'analyseur. On pourra aussi chercher le plus petit gain optique qui permet de maintenir la boucle fermée (avant que les effets non linéaires ne dominent). Ceci est fonction des aberrations résiduelles vues par le senseur, mais que le miroir ne peut pas corriger; la qualité d'image s'en trouve affectée.
- ★ **Transmission globale.** Un test facile à réaliser grâce au «mirror slide»: pour faire un test grossier, on fera une image (avec la caméra CCD) avec le miroir d'interception en place. Puis on le retirera, permettant ainsi à la lumière d'accéder directement à la caméra. On comparera alors les nombres d'ADUs¹². Pour être plus précis, on pourra utiliser une sphère intégrante que l'on placera à différents endroits et l'on mesurera ainsi les coefficients de transmission ou de réflexion des divers composants.
- ★ **Sensibilité et efficacité de l'analyseur de front d'onde** (i.e. Capacités de correction vs nombre de photons). Comprendre le bruit d'un système est très important. Connaître la propagation sur les modes, trouver la statistique, trouver les *constantes* de proportionnalité (il ne suffit pas de dire que le bruit varie en $1/N$, il faut savoir s'il est égal à $0.01/N$ ou

11. Les tensions appliquées au miroir déformable afin qu'il compense des aberrations statiques de toutes les optiques.

12. Analog to Digital Unit: Unité arbitraire due au convertisseur analogique/numérique.

100/N), tout cela permet de comparer les performances avec les estimations théoriques prévues, un outil indispensable pour chasser les défauts du système.

- ★ **Bande passante du système.** Deux méthodes sont possibles: soit on utilise un analyseur de spectre, et l'on trace la fonction de transfert du système, soit on utilise une astuce de Buzz Graves et Malcom Northcott, qui consiste à appliquer des tensions alternées au miroir de Tip-Tilt, avec un générateur de signaux. On ferme la boucle et on observe alors l'image produite avec une caméra vidéo. En augmentant la fréquence sur le Tip-tilt, l'asservissement va avoir de plus en plus de mal à suivre le signal. Lorsque le déplacement de l'image est le même en boucle ouverte et en boucle fermée, on atteint le point 0dB (c'est à dire quand l'erreur est égale au signal) sur la fonction de transfert d'erreur. Ce dernier est une bonne estimation de la fréquence de coupure du système (figure 2.14).
- ★ **Stabilité temporelle.** Une question à laquelle nous n'avons pas de réponse (ne pouvant pas réellement simuler les effets), était de savoir pendant combien de temps le système serait stable? Quelle est la «durée de vie» d'une matrice d'interaction, d'un vecteur de tensions d'offset? «Vivre» avec l'instrument pendant plusieurs mois fournit des réponses à toutes ces questions, et il n'y a pas, à mon avis, de tests particuliers à effectuer, les variations d'humidité et de température extrême étant dans la nature¹³.
- ★ **Flexions différentielles.** Les tests de flexions différentielles¹⁴ permettent de déterminer le temps de pose maximum, avant que l'image ne s'étire à cause de la croissance de l'angle horaire au cours du temps. Deux choses sont donc à vérifier; l'amplitude des flexions et leur élasticité. Comme une réponse non-satisfaisante à l'une de ces deux questions peut renvoyer l'instrument à l'atelier et remettre un planning en cause, il est important de commencer une étude suffisamment tôt. Dans ce cas, les tests de flexions avec tout le système intégré ne devraient pas comporter trop de surprises.
- ★ **Qualité d'image vs. flexions.** Pendant les tests de flexions, il est bon aussi de s'assurer que la réponse impulsionnelle n'évolue pas... Un déplacement est en fait un tilt, mais on voit bien que l'on pourrait aussi produire une aberration de focus ou d'astigmatisme. C'est un effet du second ordre, mais qui peut être fâcheux, s'il est découvert par un observateur après plusieurs mois d'utilisation «satisfaisante» de l'instrument.

Front d'onde dynamique En boucle ouverte, on peut bien évidemment recon- firmer les calibrations de la cuve à turbulence, et si on en a le temps, essayer de

13. Surtout dans une zone tempérée comme Paris.

14. entre le senseur de front d'onde et le foyer d'imagerie.

l'améliorer. En boucle fermée, voici brièvement un aperçu de ce que l'on peut faire:

★ **Qualité d'image et qualité du front d'onde**

- **vs. λ .** On peut imaginer des critères (par exemple, λ auquel la largeur à mi hauteur=limite de diffraction en fonction de D/r_0) pour définir des *modes d'opération*.
- **vs. nombre de modes corrigés.** Avec l'utilisation du contrôle modal, ceci se fait naturellement. Ce test aurait été valable si l'on avait pu créer une étoile double dans le simulateur de télescope et ainsi étudier les effets d'anisoplanétisme.
- **vs. temps de cohérence de la turbulence (τ_0)** Les performances d'une optique adaptative sont fortement influencées par le temps de cohérence. Par exemple, quelle fréquence d'échantillonnage utiliser, lorsque τ_0 et le nombre de photons sont petits? Instinctivement, on aurait envie de l'augmenter, mais en fait la propagation du bruit décroît avec la fréquence d'échantillonnage, et il y a là deux effets opposés. Lequel va dominer?
- **vs. nombre de photons.** Une courbe de rapport de Strehl, en fonction de la magnitude de la référence (pour un D/r_0) donné fixe tout de suite les idées sur les performances possibles de l'instrument. On peut en déduire la magnitude limite¹⁵ pour une correction donnée. On peut aussi vérifier l'effet de la propagation du bruit avec la fréquence citée ci-dessus. En effet, ce qui est surprenant, c'est que lorsque l'on a 1 ou 2 photons par sous-pupille et par trame à 1 kHz, le bruit est moins important dans la boucle que si l'on réduit la fréquence d'échantillonnage (à 250Hz, par exemple) et que l'on se retrouve avec 6 ou 7 photons par sous-pupille et par trame. Finalement, on peut vérifier l'effet d'indépendance du gain optique optimal (figure 2.4) en fonction du nombre de photons.
- **vs. force de la turbulence.** Lorsque le bruit de photons est négligeable, connaître la réponse du système en fonction de la turbulence permet de déterminer, d'une part la longueur d'onde jusqu'à laquelle la correction est efficace et d'autre part, le seeing à partir duquel il vaut mieux passer en foyer non corrigé (à F/8) pour bénéficier du champ plus grand. Évidemment ce dernier critère est subjectif, car pour certaines observations, une augmentation d'un facteur 2 en résolution est suffisant, alors que pour d'autres, la limite de diffraction est cruciale.
- **vs. l_{opt} .** La validation des simulations et des formules empiriques qui en sont dérivées permettront un gain de temps substantiel, pour

15. Encore faut il arriver à la définir... Voir section 1.1.4 et figure 2.26.

ne pas avoir à re-calibrer le système. Le cas échéant, on cherchera à améliorer le code de simulation pour reproduire les résultats obtenus et ainsi, en approfondir notre compréhension.

- **vs. gain modal.** Ceci peut être considéré comme un test ultime, car les gains sur chaque mode dépendent du flux, du gain optique l_{opt} , de la force de la turbulence D/r_0 et du temps de cohérence τ_0 .
- ★ **Calibration de l'analyseur en fonction de la turbulence.** Existe-t-il un moyen d'ajuster automatiquement la sensibilité du senseur en fonction du D/r_0 , en d'autres termes de déterminer le gain optique optimal autrement que par formule empirique (Voir section 2.1.3)? La méthode dite «d'énergie perdue» méritait donc d'être vérifiée, d'autant qu'elle comporte un paramètre libre, la fraction d'énergie perdue $E\%$.

Voyons maintenant, parmi tous ces tests possibles, lesquels furent effectués, et pourquoi.

2.3.2 Tests réalisés

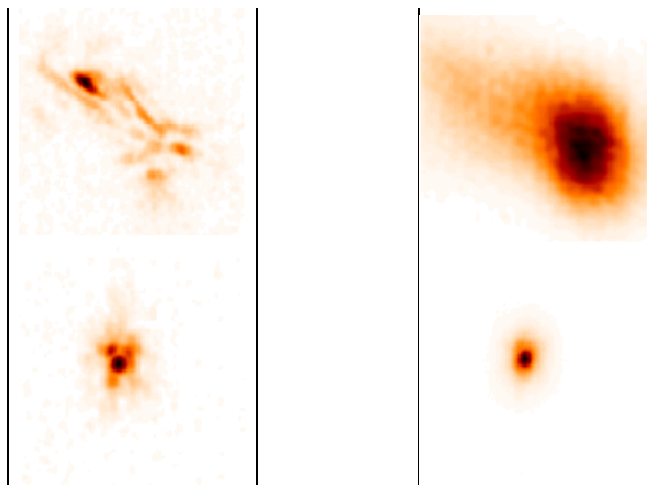


Figure 2.13 - : En haut les images non corrigées, produites par la cuve à turbulence et en bas les images corrigées. À gauche, images courtes poses, à droite, images longues poses. La longueur d'onde est $\lambda = 0.6 - 0.7\mu m$, et chaque image fait $0.74''$ de côté. On note que la limite de diffraction est atteinte pour un $D/r_0 \approx 16$.

Lorsque l'instrument arrive enfin après des mois de préparation, et que l'intégration des sous-systèmes a été effectuée avec succès, le premier test que l'on ne peut s'empêcher de faire est très simple: Arrive-t-on à fermer la boucle, et quel est l'apport à la qualité d'image? On note qu'il s'est passé exactement la même chose lors

des premières heures sur le télescope. On ne s'intéresse alors nullement aux optimisations diverses, la seule chose qui compte est de «jouer» avec le système pour se familiariser avec. On obtient alors des informations qualitatives sur le système (figure 2.13).

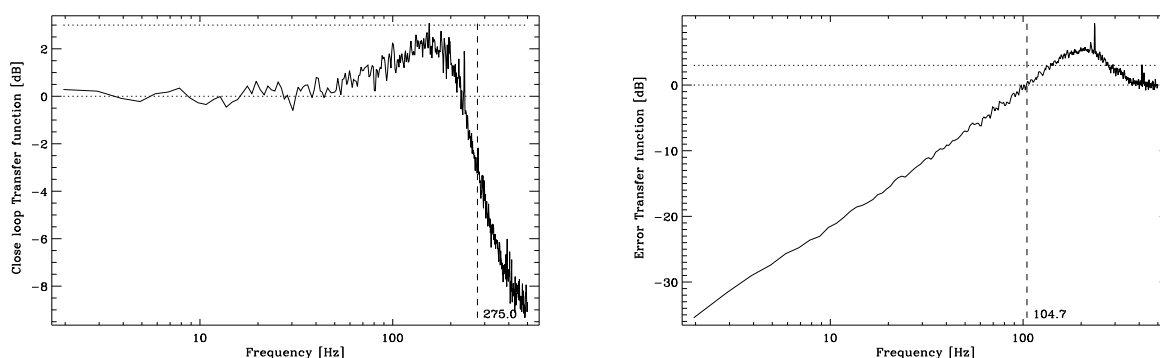


Figure 2.14 - : À gauche la fonction de transfert en boucle fermée. Gain optimisé pour produire un «overshoot» de 2.3dB. Le point -3dB se situe à une fréquence de 275Hz. À droite, la fonction de transfert d'erreur pour les mêmes conditions. La bande passante est de 104.7Hz. L'atténuation (mesurée) est exactement 20dB/décade.

Ensuite, certains tests deviennent obsolètes parce qu'un résultat répond à plusieurs questions ou encore grâce à des fonctionnalités de l'instrument: un exemple de cela est la détermination de la fréquence de coupure de l'optique adaptative. Au lieu d'appliquer un basculement alternatif au miroir Tip-Tilt, et de comparer le déplacement des images produites en boucle ouverte et en boucle fermée en fonction de la fréquence du basculement, on l'obtient simplement en prenant la transformée de Fourier des *files circulaires*¹⁶ des mesures et des commandes au miroir, produisant les fonctions de transfert d'erreur et de boucle fermée respectivement. Celles-ci sont données dans la figure 2.14. La raison pour laquelle ceci n'était pas envisagé, est que généralement le bruit (de lecture) domine largement le signal aux hautes fréquences et affecte la précision de la détermination de la fréquence de coupure. Avec PUEO, ce n'est pas le cas, et l'on obtient les informations relatives aux propriétés temporelles de la boucle grâce à une fonctionnalité de l'instrument.

Les tests de flexions servent avant tout à évaluer la stabilité opto-mécanique d'un instrument; cependant, ils sont également irremplaçables pour se familiariser avec son maniement, et on trouvera les résultats sur la figure 2.15. Ces tests sont répétitifs, et demandent du temps et un effort considérable, car nous avons testé les différentes orientations possibles et fait des mesures à chaud et à froid. Le fait que les

16. Fichiers qui contiennent les données des mesures de l'analyseur de front d'onde et des commandes au miroir, enregistrées de manière circulaire.

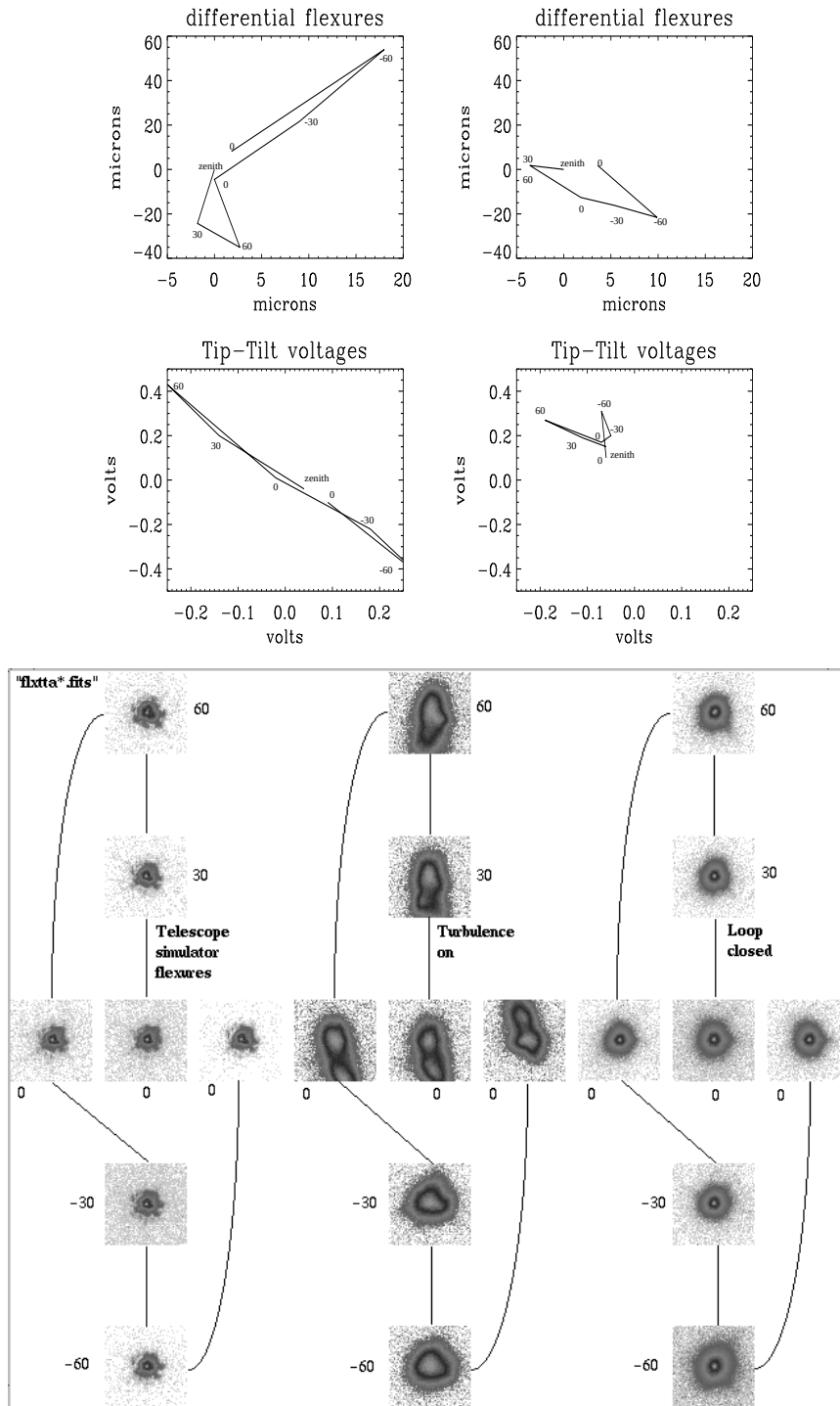


Figure 2.15 - : À gauche, une série de résultats de flexions. La rangée du haut montre les mouvements du foyer F/20 en microns en boucle fermée, soit la flexion différentielle. En bas, les tensions appliquées au miroir Tip-Tilt, qui reflètent les flexions absolues des éléments optiques face à l'analyseur de front d'onde. À droite, la qualité d'image en fonction de l'inclinaison.

résultats de ces tests ne nous aient pas surpris est bon signe. De plus, des mesures de flexions ont aussi été effectuées sur le télescope (et dont les résultats ne changent pas); cela démontre l'importance que l'on attache à ces tests. La procédure générale est d'incliner l'instrument dans l'ordre suivant: $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 0^\circ, -30^\circ, -60^\circ, 0^\circ$, rotation de 90° autour de l'axe vertical et on recommence. Ensuite on explore le champ, c'est-à-dire que l'on fait la même procédure en se mettant hors d'axe. Comme ceci déplace l'analyseur de front d'onde, un changement des flexions ne serait pas surprenant. Mais le système de contrepoids de DAO fonctionnant à merveille, nous n'avons pas rencontré ce genre de défauts (en tout cas pas dans les spécifications imposées).

Le temps étant compté, nous n'avons pas pu effectuer tous les tests prévus: nous avons dû nous concentrer sur l'essentiel, c'est à dire un étalonnage général¹⁷ des différents paramètres importants du système, c'est-à-dire la qualité d'image en fonction de:

- ▷ l_{opt} et $\frac{D}{r_0}$,
 - ↪ Pour calibrer le gain optique, valider les simulations et confirmer (ou infirmer) la relation empirique 2.1.
- ▷ $E\%$ et $\frac{D}{r_0}$ et
 - ↪ Pour déterminer si la méthode est valide, et chercher les paramètres libres .
- ▷ *magnitude* et l_{opt} .
 - ↪ Pour montrer que les performances en fonction de la magnitude se comportent comme prévu et que la variation du gain optique importe peu (figure 2.4).

On trouvera ces résultats dans la section suivante (2.3.3).

2.3.3 Résultats des tests, Strehl en fonction de tout

Lors d'un premier essai, l'équivalent expérimental de la courbe 2.2 ne présentait pas de crête. Après une modification de l'électronique de l'analyseur de front d'onde (permettant d'obtenir des distances extra-focales plus petites), une crête était présente, mais pas avec la pente à laquelle on s'attendait. Ces courbes se trouvent sur la figure 2.16.

Ces résultats sont surprenant, mais ils ne remettent cependant pas en cause notre compréhension de l'analyseur de courbure. Le désaccord existant entre les simulations et les expériences peut provenir de plusieurs choses, par exemple, un mauvais

¹⁷. cela implique malheureusement aussi superficiel...

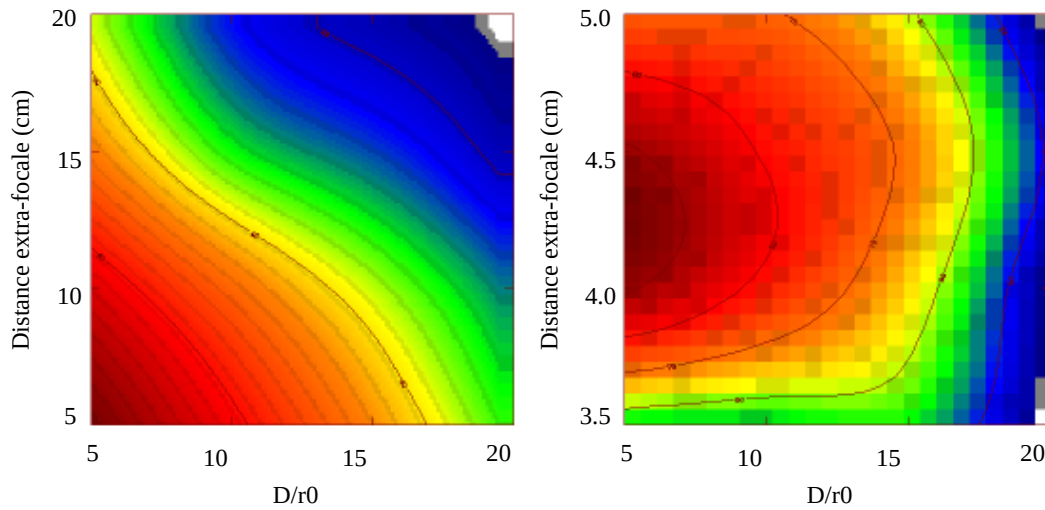


Figure 2.16 - : À gauche, le rapport de Strehl en fonction de l_{opt} et de $\frac{D}{r_0}$. Comme la crête se trouve apparemment à des distances extra-focales plus petites que 5cm, une modification apportée au capteur de front d'onde a permis d'obtenir la figure de droite.

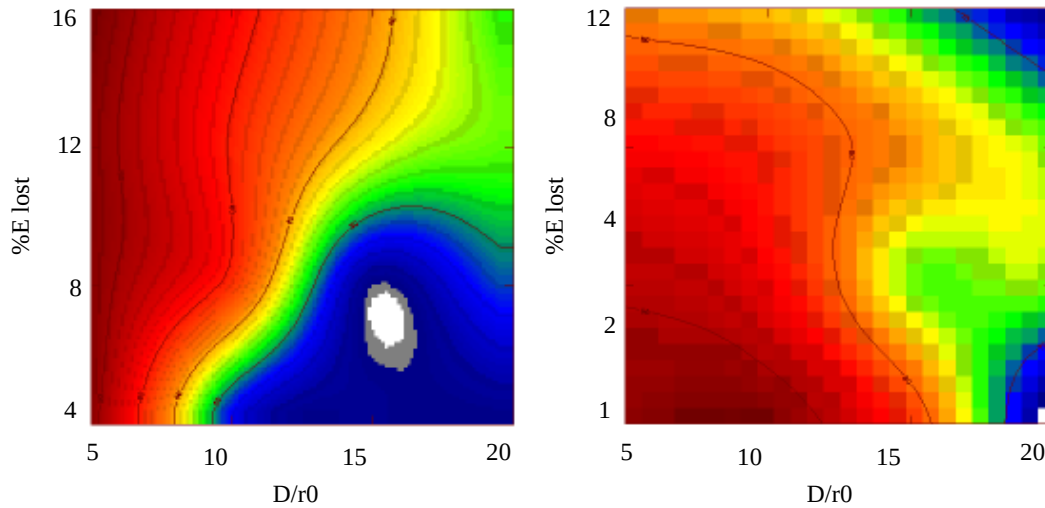


Figure 2.17 - : À gauche, le rapport de Strehl en fonction de $E_{\%}$ et de $\frac{D}{r_0}$. La modification n'avait pas encore été apportée au capteur de front d'onde et la distance extra-focale est donc limitée par le bas à 5 cm, palier qu'elle atteint pour des valeurs de $E_{\%}$ de 12 ou plus. Après modification, on obtient la figure de droite. La valeur de l_{opt} sature pour $E_{\%} > 8 \sim 12\%$.

étalonnage du D/r_0 dans les simulations, ou encore une erreur dans la détermination de la distance extra-focale en fonction du gain optique. Nous choisirons, bien entendu les valeurs données par l'expérience. Étant donné qu'elles montrent une sensibilité moindre aux variations de turbulence, cela implique que l'ajustement de distance extra-focale en fonction de D/r_0 n'est pas aussi critique que les simulations le laissaient croire.

Le pourcentage d'énergie perdue ($E\%$) est la méthode d'optimisation automatique de gain optique décrite dans la section 2.1.3. Pour voir si elle fonctionne, une courbe de rapport de Strehl en fonction de $E\%$ et de D/r_0 a été établie, en gardant tous les autres paramètres constants (gain de boucle = 0.65, fréquence d'échantillonnage = 1kHz, etc). Les résultats sont présentés dans la figure 2.17.

Les figures ne montrent pas de convergence apparente. Parfois c'est la stabilité même de la boucle qui est en jeu et la distance extra-focale varie entre de très petites et grandes valeurs, notamment lorsque la fraction d'énergie perdue est faible. Ce paramètre ne nous permet pas d'optimiser le gain optique, et qui plus est, il ne semble même pas suivre la turbulence. Par curiosité, nous avons essayé le même type de test avec l'optimisation modale en marche. Ceci devrait permettre de voir deux facettes d'un même effet; deux optimisations indépendantes en fonctionnement simultané peuvent converger, diverger, se compenser, ou encore l'une d'entre elles peut dominer et forcer l'autre à un extrême. Dans notre cas, il était intéressant de voir si:

1. l'utilisation du contrôle modal peut faire converger $E\%$ ou si,
2. le contrôle modal l'emporte sur l'optimisation du gain optique et corrige ses erreurs.

Les résultats (figure 2.18) montrent une légère tendance à la compensation des effets (un peu comme si le contrôle modal rattrapait les instabilités de l'optimisation du gain optique). Mais il n'y a, à nouveau, pas de valeur de $E\%$ indépendante de la turbulence.

La forme générale de la courbe est tout de même dominée par une décroissance du rapport de Strehl plus ou moins constante en fonction de D/r_0 , et une relative insensibilité à $E\%$. Ceci est encourageant pour le contrôle modal. Son efficacité sera démontrée pleinement lors d'un test sur le ciel (figure 2.28)... Par contre, le paramètre de fraction d'énergie perdu semble être «bon pour la poubelle»...

Les effets de la magnitude à D/r_0 constant (que l'on trouve sur la figure 2.4) ont aussi été vérifiés expérimentalement (figure 2.19).

La décroissance du rapport de Strehl avec la magnitude est apparent. Il semble aussi qu'à magnitude 9, les PDAs commencent à saturer, ce qui expliquerait la décroissance du Strehl à fort flux. Nous avons déjà vu que le capteur de courbure était relativement insensible aux conditions de turbulence. Avec l'optimisation des

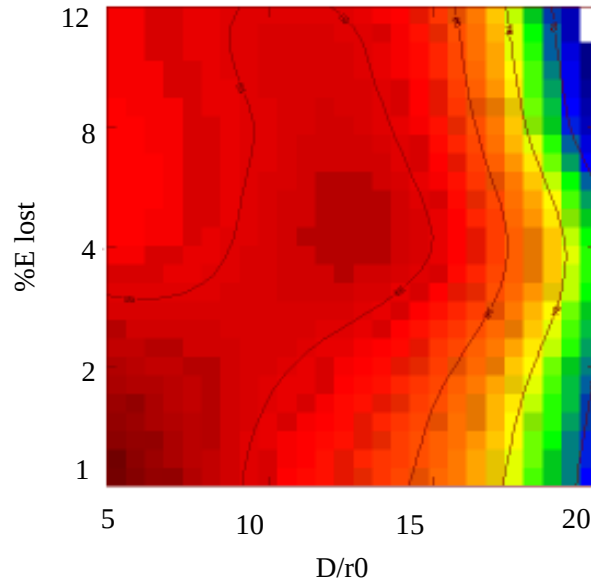


Figure 2.18 - : Rapport de Strehl en fonction de $E_{\%}$ et de D/r_0 , avec l'optimisation modale en marche. À nouveau pas de convergence apparente, mais les instabilités paraissent amoindries.

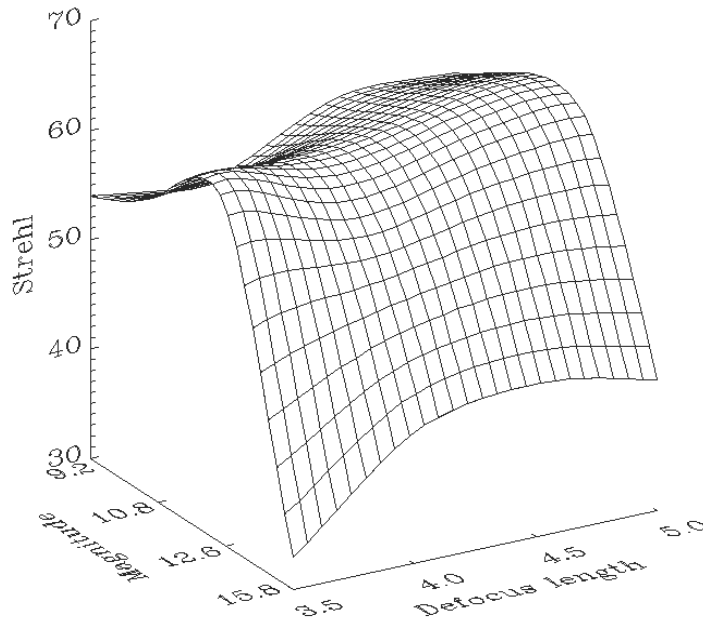


Figure 2.19 - : Rapport de Strehl en fonction de l_{opt} et de la magnitude.

modes, il devient insensible au gain optique! Une coupe de la figure 2.19 à magnitude constante donne quasiment une droite et non pas une courbe en cloche comme sur la figure 2.4. De manière plus générale, on peut se demander comment deux gains optimisés selon des critères différents vont se comporter; dans notre cas, il semble que le gain calculé pour chaque mode compense le gain optique *différentiel* en fonction de l'échelle; d'où une relative insensibilité au gain optique. Ceci est fort rassurant, car *si* le rapport de Strehl est relativement insensible au gain optique (avec l'optimisation modale) en fonction de la magnitude et *si* le gain optique optimal est relativement insensible aux conditions de turbulence (une fois qu'il est dans son domaine de haute sensibilité, i.e. 4.5cm), alors nous n'aurons pas trop à nous en soucier lors du fonctionnement sur le ciel. Ceci est encore le meilleur des cas, puisqu'alors, aucune optimisation n'est nécessaire, il suffit de se placer à une distance extra-focale donnée qui est (à très peu de choses près) la même pour quasiment toutes les conditions d'observations.

2.3.4 Surprises et solutions

Qu'a-t-il donc été appris des tests en laboratoire? Pourquoi cette période a-t-elle été d'une grande utilité, et quelles sont les leçons à en tirer?

La «méthode globale» (section 1.3.6) de prise en compte de fortes turbulence a été trouvée grâce à des mesures de qualité d'image par forte turbulence. Ceci est un exemple d'amélioration de compréhension et fonctionnement des miroirs de courbure grâce à une intégration complète en laboratoire, où l'on contrôle les conditions de turbulence.

Un autre effet intéressant auquel on ne s'attendait pas, mais auquel nous n'avons malheureusement pas pu remédier, car cela aurait nécessité des changements importants dans l'analyseur de courbure, est la variation d'amplitude (et de fréquence) du miroir membrane avec la température. La figure 2.20 montre les résultats de mesure de déplacement de la pupille lorsqu'un basculement constant est appliqué sur le miroir Tip-Tilt, et avec une tension constante sur le haut parleur du modulateur.

On note que la fréquence de résonance change, mais aussi l'amplitude maximum produite. Ceci est dû au fait que la vitesse du son change avec la température¹⁸. Cette courbe ne le montre pas, mais la phase subit aussi une inversion. Cela implique que les matrices d'interaction ne sont plus correctes, il faut alors les re-mesurer.

Un désaccord est apparu entre les valeurs du gain optique optimal en fonction de D/r_0 . De plus, les valeurs expérimentales ne donnaient pas de maximum apparent (figure 2.16a). Il a donc été nécessaire de changer l'amplitude maximum du miroir membrane (avec le souci de ne pas aller trop loin, car à trop forte amplitude l'alumine peut se détacher du substrat en nitro-cellulose). Les valeurs expérimentales

18. Pour rappel, $v = \nu\lambda$ et $v \propto \sqrt{T(K)}$ donc $\nu \propto \sqrt{T(K)}$

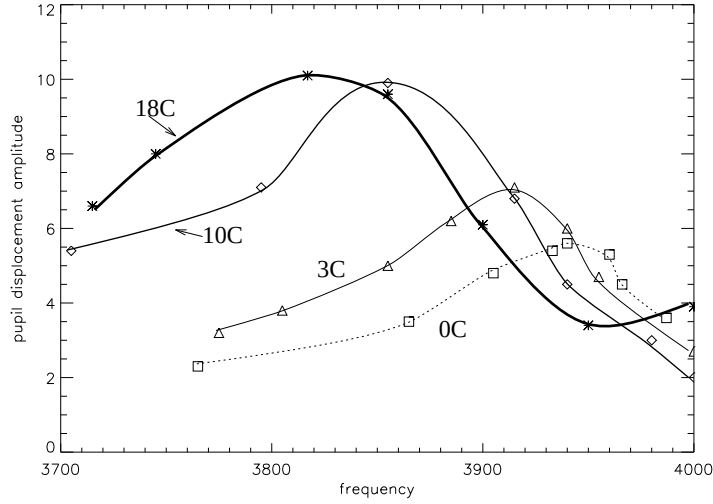


Figure 2.20 - : Le facteur de qualité de la cuve de résonance de l'analyseur de front d'onde en fonction de la température. La fréquence de résonance change, ainsi que son amplitude.

obtenues après cette modification (figure 2.16b) n'étaient plus compatibles avec les résultats des simulations, avec des valeurs de l'équation 2.1 égales à:

$$A = 3.13 \times 10^{-4} (m/rad)$$

$$B = 3.96 \times 10^{-2} (m)$$

B est proche de sa valeur calculée, mais A est plus petit d'un facteur 10; la qualité d'image est bien moins sensible au gain optique que ce que nous pensions. La raison de cela n'est pas apparente. Peut-être est-ce une mauvaise calibration du D/r_0 dans les simulations ou dans le générateur de turbulence (car les formes générales sont conservées)? Ou bien un effet qui paraissant négligeable dans les simulations, mais devenant important dans la réalité? Si c'est le cas, sa nature nous échappe encore...

Nous avons aussi remarqué que la fraction d'énergie perdue ne donnait pas des résultats satisfaisants car pour différentes valeurs de $E\%$, on n'obtient pas de tendance évidente. La solution consiste alors à utiliser les valeurs obtenues par les courbes de rapport de Strehl en fonction de l_{opt} et de D/r_0 .

Tous les petits problèmes rencontrés, tous les détails d'intégration, subtilités de fonctionnement ont été minutieusement notés; ainsi le «debugging» et le «trouble-shooting»¹⁹ deviennent un jeu d'enfant. Il est très rare de tomber sur un nouveau *type* de problème, et si c'est le cas, la démarche à suivre pour le localiser ne nous

19. Respectivement, élimination des erreurs informatiques et résolution de problèmes ou des difficultés.

est pas inconnue. Finalement nous avons acquis une maîtrise et une compréhension de l'instrument qui a rendu l'intégration au télescope bien plus aisée et rapide.

2.4 Tests sur le ciel

Dans cette section sont présentés les résultats des deux premières missions de validation de l'instrument (28 mars–2 avril et 3–8 mai). Malheureusement, nous n'y inclurons pas les superbes images d'observations d'objets scientifiques (Titan, amas ouverts, QSO, galaxies, étoiles doubles, etc.) car le but ici est l'intégration de l'instrument.

2.4.1 Démarche, souci d'efficacité

Quiconque ayant déjà subi le mal des montagnes sait que l'on commet vite des erreurs, et avec la fatigue accumulée, elles peuvent être graves. C'est une des raisons pour lesquelles des «checklists» ont été établies, où figuraient tous les tests que nous voulions effectuer. Une autre raison pour l'utilisation de ces listes de tests était de nous forcer à réfléchir sur les tests nécessaires, les conditions et les procédures observationnelles pour les réaliser. Un exemple d'une telle liste est montrée sur le tableau 2.2.

Comme on peut le voir, cette liste est très complète, peut-être même trop, car nous nous sommes rendus compte lors de la réalisation de ces tests de la redondance de certains. En tout cas, les aspects techniques de la bonnette ont été largement explorés de manière à avoir une confiance opérationnelle élevée; quant aux performances, on le verra dans la section suivante, elles ont été pleinement étudiées et quantifiées.

Les conditions de turbulence étaient relativement variées pendant les deux missions. Le seeing moyen était de 0.65", avec des pointes de mauvais seeing à 1.1" et de bon seeing à 0.4". La nuit du 4 mai fut particulièrement bonne avec 0.35" de seeing, et des pointes à 0.25". L'histogramme des r_0 est montré figure 2.21. Le mode du r_0 est de 17.5 cm.

2.4.2 Résultats

Cette section pourrait aussi s'appeler «TOUT en fonction de TOUT». Nous y présentons les résultats des deux premières missions de validation de la bonnette d'optique adaptative sur le télescope. Ces résultats sont compilés à partir d'observations d'étoiles individuelles (environ 370...) ou de tests spécialisés. Il est à noter qu'aucune sélection d'images n'a été effectuée: la faible dispersion des données provient en partie de la fiabilité de la bonnette et aussi d'une détermination simultanée du D/r_0

Tableau 2.2 - : Exemple de liste opérationnelle pour les tests effectués. Une telle liste est bien utile car y sont incluses, les conditions d’observations requises et les procédures observationnelles.

PUEO' Engineering Observations Check List					date:	
Task #	Priority	Time		Task	Accpl'd	Special care/Comments
		expected	actual			
2.3.3 Guide star Object setup	0	20		Point double star(25 ~ 40")		Follow operation
				Center WFS on axis		on TV Viewer
				Open "object setup"		↔ cass. mirr.
				☉*1, Autoguide "on"		
				Press "Record guide star position"		
				↔ cass. mirr. ↔ TV Viewer		Check image at WFS
				↔ cass. mirr. ☉*2 Autoguide on.		
				Press "Record object position"		
2.4 spect. or sky calib.	3	???		↔ cass. mirr.		check image at WFS
				Press "accept"		check image at WFS,
				on "object setup" form		star 1 should be ☉
				Point *, close loop		this is going to be done regularly when observing with MONICA
				TO finds star for Autoguiding		
				Autoguiding "OFF",*☉ on AG []		
				Loop paused		fine centering with * on AG []
				Telescope is offset (several arcmin)		
				Sky exposure, Telescope back to ☉pos.		
				Loop resumed		

PUEO' Engineering Observations Check List				date:	
TOP Observation's Record				obs	
UT	Object Name/Type	Magnitude/ N_{phot}	Sampling freq.	Beamsplitter/loop-type	

Point Star,
Close Loop,
Put star in quadrant I by offsetting WFS.

	Loop parameters	Atmosphere parameters
	G_{opt} :	r_0 =
	modal gain:	t_0 =
	# modes:	N_{phot} =
	Nested gain:	aostatus:
	J Band exp. t_{integ}	filename:
	G_{opt} :	r_0
	modal gain:	t_0 =
	# modes:	N_{phot} =
	Nested gain:	aostatus:
	H Band exp. t_{integ}	filename:
	G_{opt} :	r_0
	modal gain:	t_0 =
	# modes:	N_{phot} =
	Nested gain:	aostatus:
	K Band exp. t_{integ}	filename:
	Closed loop Circ. Buff. 30 sec	filename:
	Open loop, Autoguiding ON	
	Open loop Circ. Buff. 30 sec	filename:

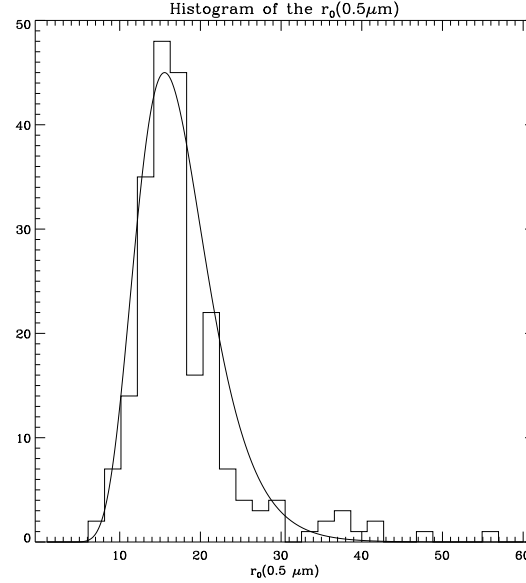


Figure 2.21 - : Histogramme du r_0 pour les deux missions d'observations. La courbe superposée est une distribution log-normale avec $\mu=17.5\text{cm}$, et $\sigma=0.14$

([Véran et al., 1997]). Y-sont compilés les résultats obtenus avec MONICA, l'excellente caméra de type NICMOS3 256×256 de l'Université de Montréal, pour les données infra-rouge et avec FOCAM/LORAL3 (CCD visible $2K \times 2K$ du TCFH avec un agrandisseur focal) pour les images dans le visible. La taille des pixels de MONICA (sur le ciel) est de $0.0336 \pm 0.0002''/\text{pixels}$, ce qui permet d'échantillonner correctement jusqu'en bande J ($1.25\mu m \Rightarrow \lambda/D = 0.07''$). La taille des pixels de LORAL3 est de $15\mu m$, mais l'agrandisseur focal préparé par le TCFH [Barrick, 1996] permet d'échantillonner jusqu'en bande R, l'échelle focale étant de $0.02118 \pm 0.00013''/\text{pixel}$. La meilleure image obtenue a une largeur à mi-hauteur de $0.068''$ (figure 2.32), ce qui démontre la nécessité d'un tel échantillonnage.

Les courbes de caractérisation. La figure 2.22 montre les valeurs de Strehl brutes et corrigées des aberrations statiques. Cela veut dire que le rapport de Strehl est normalisé à la réponse impulsionnelle du système en boucle fermée et sans turbulence. Celle-ci traduit donc les aberrations statiques, ou celles qui sont à trop haute fréquence pour être corrigées par le système. On obtient ainsi une évaluation des performances du système à proprement parler. Les valeurs du rapport de Strehl des réponses impulsionnelles «statiques» sont:

K	H2	H	J	I	R	V	B
0.93	0.90	0.84	0.70	0.81	0.71	0.62	0.48

On trouve aussi sur cette figure la même courbe avec les différentes longueurs d'onde explicitement indiquées. On remarquera la très faible dispersion, indiquant la fiabilité de l'instrument et la qualité du dépouillement. La courbe pointillé provient d'un modèle analytique de réponse impulsionnelle [Rigaut et al., 1997] dont on notera l'excellent ajustement sur tout le domaine de r_0 et λ . Ce modèle permet de calculer la réponse impulsionnelle de tout système simplement en fonction de la distance inter-actionneurs et du $r_0(\lambda)$; on peut aussi inclure le temps de cohérence, τ_0 et le bruit associé à la magnitude de l'étoile guide si nécessaire. À partir du spectre des déformations de la phase dans l'atmosphère, le modèle permet de calculer la fonction de structure de phase et d'obtenir la réponse impulsionnelle. Le trait plein montre, pour comparaison, le rapport de Strehl non corrigé.

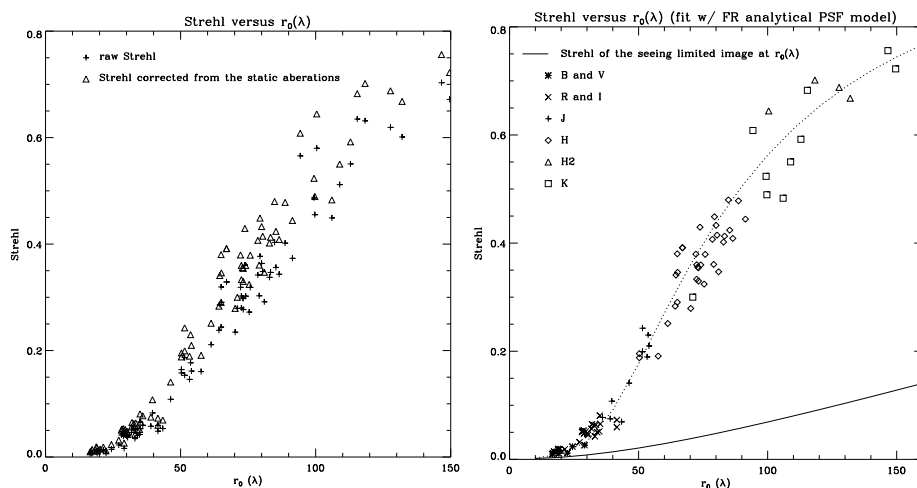


Figure 2.22 - : À gauche, Strehl en fonction de $r_0(\lambda)$. Les croix représentent le rapport de Strehl brut, et les triangles, le même rapport de Strehl, corrigé des aberrations statiques. À droite, les mêmes points, mais avec la longueur d'onde indiquée. Le trait pointillé provient d'un modèle analytique, et le trait plein représente le rapport de Strehl.

La figure suivante (2.23) montre *l'amélioration* des critères de qualité d'image (Strehl, FWHM), c'est-à-dire le rapport de Strehl corrigé pour un $r_0(\lambda)$ divisé par le rapport de Strehl de l'atmosphère pour ce même $r_0(\lambda)$, et le seeing divisé par la largeur à mi hauteur corrigé (donc le gain en résolution). Dans les deux cas, le trait pointillé garde sa signification d'ajustement par modèle analytique. Le trait plein montre le cas «idéal», c'est-à-dire une correction parfaite et donc limitée uniquement par la diffraction. Le gain maximum en rapport de Strehl est d'à peu près 10 et se produit à un $r_0(\lambda)$ de 60cm, soit $D/r_0 = 6$, alors que le gain maximum en résolution de 5.5 se produit à un $r_0(\lambda)$ plus petit (≈ 40 cm, $D/r_0 = 9$). La décroissance du gain en résolution pour des petits $r_0(\lambda)$ s'explique par le fait que le système ne peut pas corriger des déformations plus petites que la distance entre les électrodes. La

décroissance avec les grands $r_0(\lambda)$ s'explique par le fait que la taille de la tâche de diffraction croît avec λ , soit $r_0^{\frac{5}{6}}$, alors que celle de l'image limitée par le seeing décroît en $\lambda^{-\frac{1}{5}}$, soit en $r_0^{-\frac{1}{6}}$. Le gain est donc proportionnel à $r_0^{-\frac{1}{6}}/r_0^{\frac{5}{6}}$, soit $1/r_0(\lambda)$.

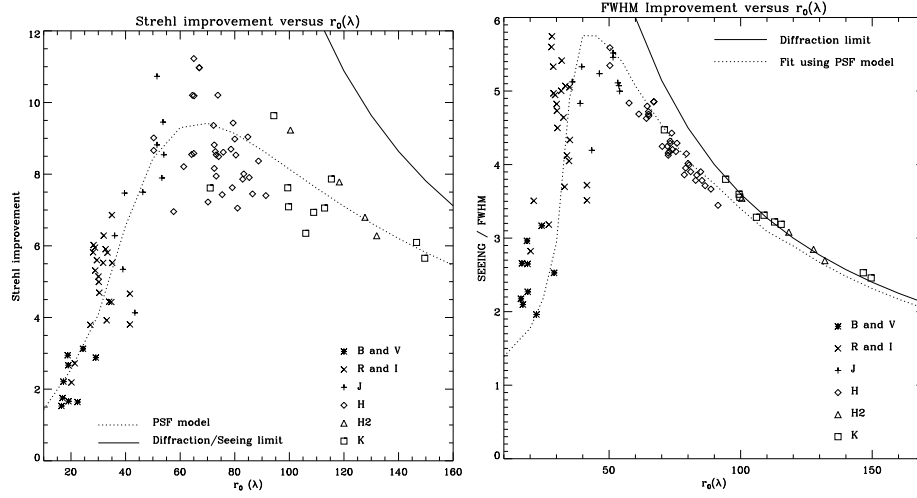


Figure 2.23 - : L'amélioration des critères de qualité d'images en fonction de $r_0(\lambda)$. À gauche, le gain en rapport de Strehl par rapport à une image non corrigée. À droite, le gain en résolution.

Intéressons nous encore un moment à la largeur à mi-hauteur. Nous voyons sur la figure 2.24 la largeur à mi-hauteur en fonction de la longueur d'onde pour toutes les conditions de seeing confondues (ce qui explique la dispersion). Le trait plein représente λ/D et le trait intermittent $\lambda/[r_0(0.5\mu m) = 17cm]$, soit $[r_0(\lambda)]^{-\frac{1}{6}}/[r_0(0.5\mu m) = 17cm]$. La meilleure résolution se trouve aux alentours de $\lambda \approx 1\mu m$, ce qui démontre l'efficacité de la courbure avec un système de «bas ordre». Par ailleurs, la figure montre la largeur à mi-hauteur *normalisée* c'est-à-dire divisée par λ/D en fonction de $r_0(\lambda)$. On y voit deux régimes distincts; celui où la réponse impulsionnelle est limitée par la diffraction (soit jusqu'à $r_0(\lambda) \approx 50cm$), puis en deçà où la largeur à mi-hauteur croît rapidement en fonction de $r_0(\lambda)$. Ce point d'inflexion correspond à peu près à un rapport de Strehl de 20% (voir figure 2.22).

Pour finir avec la qualité d'image, voyons l'effet de la magnitude sur l'atténuation du rapport de Strehl. La figure 2.25 montre la relation entre le nombre de photons vu par l'analyseur de front d'onde et la magnitude de l'étoile observée. La relation peut s'écrire sous la forme:

$$m_R = -2.5 \log(N_{phot}/ms) + (18.5) \quad (2.2)$$

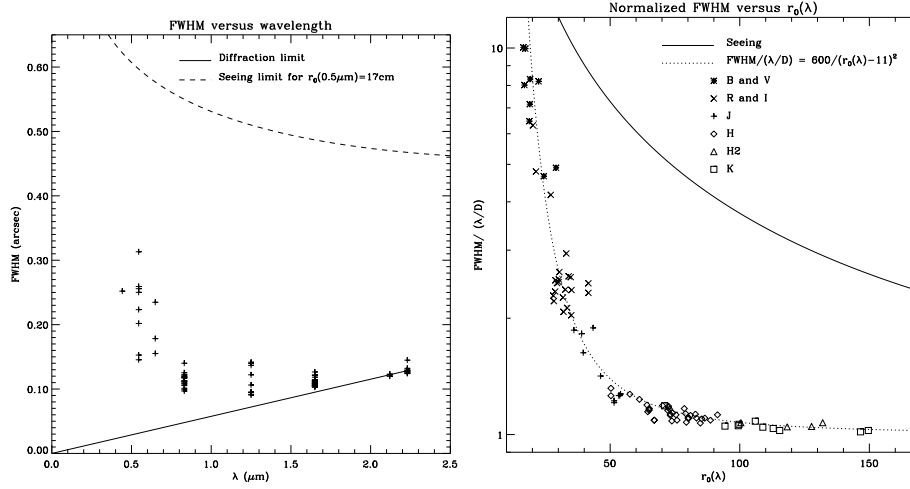


Figure 2.24 - : À gauche, la largeur à mi-hauteur en fonction de λ . La dispersion provient des variations des conditions de turbulence. À droite, la largeur à mi-hauteur normalisée en fonction de $r_0(\lambda)$. Cette courbe indique les conditions pour lesquelles la résolution sera limitée par les effets de diffraction du télescope.

On voit certains points affectés par des nuages, et à fort flux l'atténuation due à la saturation des PDAs. La dispersion des points provient aussi certainement du type spectral des étoiles observées. L'atténuation du rapport de Strehl en fonction de la magnitude est obtenue en divisant les valeurs obtenues pour toutes les magnitudes par la courbe de la figure 2.22 (où l'on a utilisé les sources fournissant plus de 5 photons par sous-pupille par temps d'intégration). On voit ainsi l'effet de la magnitude uniquement, sans les effets de la turbulence. Ainsi, à fort flux, il n'y a pas d'atténuation, ce qui est normal, est l'on observe les effets du bruit de photon qui produisent une réduction du rapport de Strehl. Les deux courbes sont des ajustements *ad-hoc* qui sont censés représenter l'effet chromatique du bruit de photon (en effet, celui-ci est constant en μm^2 , et il croît donc en λ^2 lorsqu'il est exprimé en rad^2).

Les variations rapides du seeing rendent difficile une estimation exacte de la magnitude limite. La figure 2.26 montrent le rapport de Strehl et la largeur à mi-hauteur en fonction de la magnitude dans le visible (bande V et I), lors de très bonnes conditions de seeing. L'asservissement apporte alors encore une correction importante jusqu'à une magnitude supérieure à 16. En fait, des observations d'un noyau actif de galaxie (voir section 6.1) ont permis d'obtenir une résolution de $0.17''$ avec une étoile de référence de magnitude 17!

Qu'en est-il des critères d'évaluation et de qualité d'image? Il montrent une grande cohérence, et si l'on se réfère à la figure 2.27, on voit que tous les paramètres se

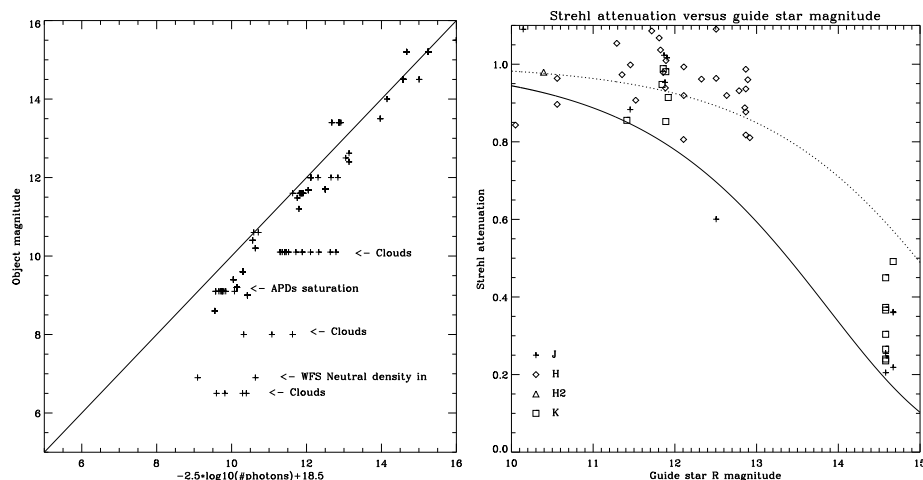


Figure 2.25 - : À gauche, le nombre de photons vus par l'analyseur en fonction de la magnitude de l'étoile observée. À droite, l'atténuation du rapport de Strehl en fonction de la magnitude. Cette atténuation est calculée de manière à être indépendante des conditions de turbulence (Voir texte).

recoupe avec très peu de dispersion. Les courbes de rapport de Strehl en fonction de la largeur à mi-hauteur normalisée montrent qu'il existe une relation très stricte entre ces deux valeurs, quelles que soient les conditions de turbulence ou la longueur d'onde. On voit par contre, que cette relation est affectée par le bruit de photons (ceci peut se comprendre à travers les effets de propagation du bruit décrits sur la figure 2.5: la *forme* de la réponse impulsionnelle change lorsque le bruit se propage plus sur certains modes, notamment le basculement).

On introduit deux paramètres supplémentaires, le rayon qui encercle 10% de l'énergie contenue dans la réponse impulsionnelle, $r_{10\%}$ et le rayon de 50% d'énergie encerclée, $r_{50\%}$. Ces critères sont bien connus des opticiens. Il se trouve qu'il existe aussi une relation stricte entre ces paramètres et le rapport de Strehl. S'ils sont tous estimés par méthode indépendante (et c'est le cas), cela démontre, d'une certaine façon que la méthode de détermination de ces paramètres est valide.

Parmi les tests des diverses optimisations, nous n'en inclurons que deux pour démontrer que les effets constatés en laboratoire sont bien vérifiés. Pas de surprises quant à la distance extra-focale optimale, comme l'illustre la figure 2.28(a). On y voit un maximum, mais il n'est pas très piqué, et l'on retrouve donc l'effet observé sur la figure 2.16. Notons que les unités de gain optique sont proportionnelles à la tension appliquée au haut parleur, donc inversement proportionnel à l_{opt} . On observe ainsi dans les deux cas la rapide décroissance pour des courtes distances extra-focales. Il est à noter qu'une telle courbe nécessite des conditions de turbulence très stable, et qu'il n'est donc pas facile d'établir une carte bi-dimensionnelle du rapport de

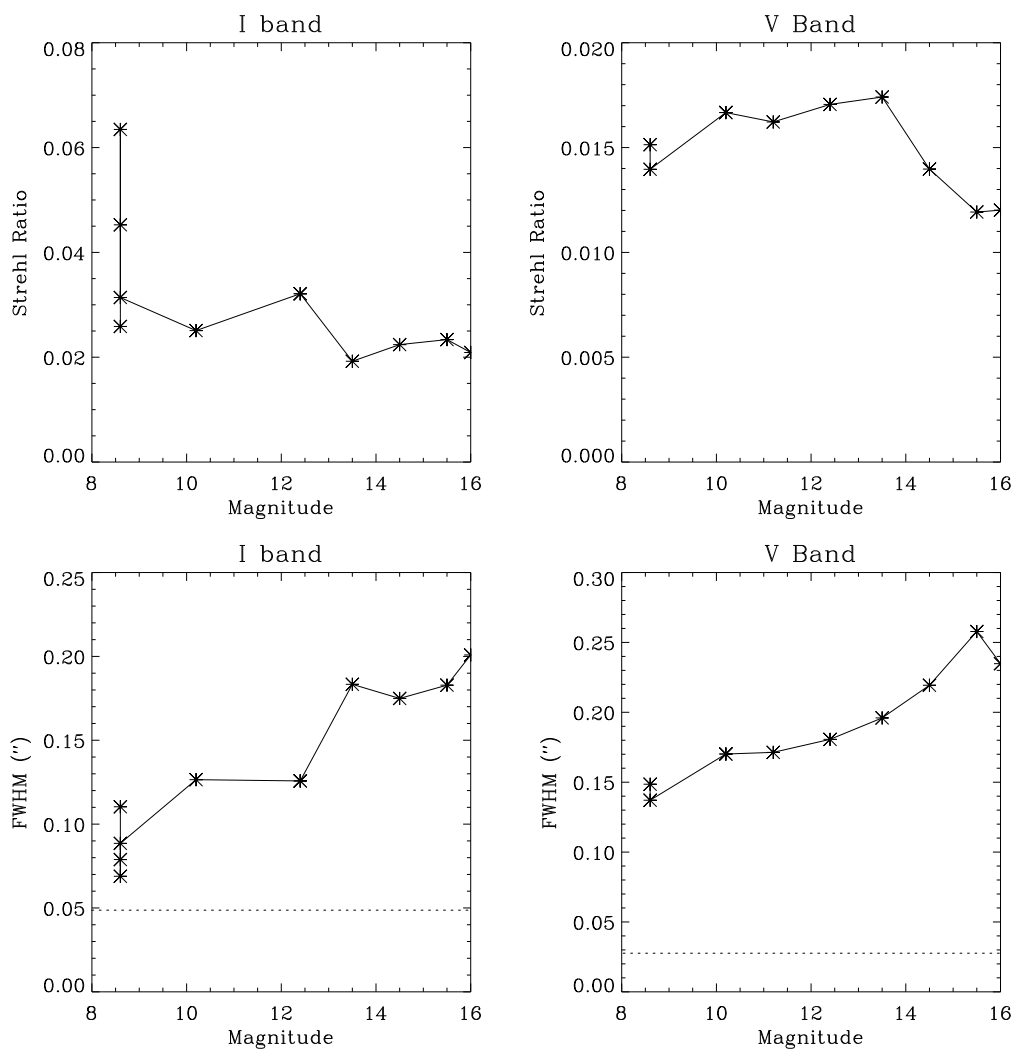


Figure 2.26 - : Le rapport de Strehl et la largeur à mi-hauteur pour deux bandes photométriques (V et I) en fonction de la magnitude. Le trait pointillé représente la limite de diffraction. Notons que le seeing moyen était excellent lors de ces observations mais des variations rapides ont produit la dispersion observée.

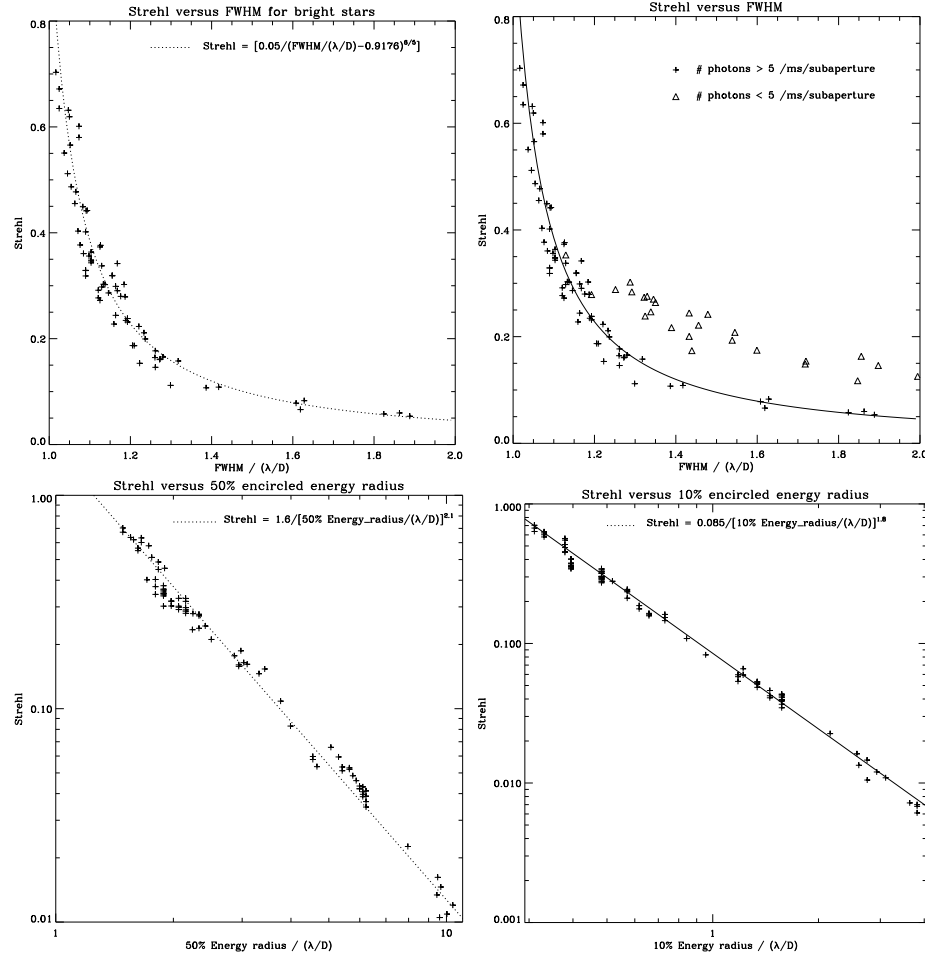


Figure 2.27 - : En haut, le rapport de Strehl en fonction de la largeur à mi-hauteur (sans et avec) les sources très faibles. En bas, le rapport de Strehl en fonction de $r_{10\%}$ et de $r_{50\%}$.

Strehl en fonction de l_{opt} et de D/r_0 .

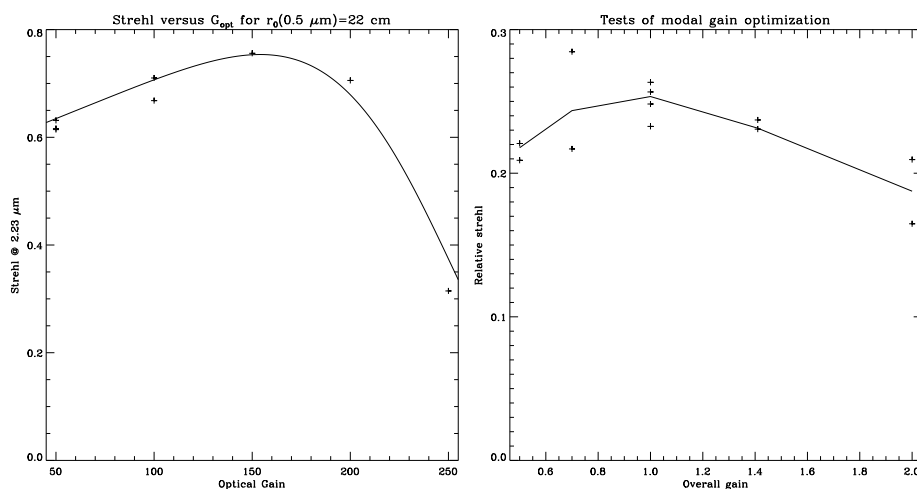


Figure 2.28 - : À gauche, le rapport de Strehl en fonction du gain optique. À droite, le rapport de Strehl en fonction d'un facteur multiplicatif des gains sur les modes. Ceci permet de vérifier que l'optimisation modale choisit bien les *meilleurs* gains sur chaque mode.

La figure 2.28(b) montre l'efficacité de l'optimisation modale. À nouveau, des conditions de turbulence doivent être très stables (ce qui n'était pas tout à fait le cas durant notre expérience). La procédure est la suivante: fermer la boucle, et laisser l'optimisation modale converger. Prendre une image, puis multiplier le gain de chaque mode par un facteur approprié (e.g., [0.5:0.7:1.5:2.0]), et reprendre une image. Évidemment plusieurs images à chaque facteur multiplicatif assurent une meilleure détermination du rapport de Strehl, mais il ne faut pas oublier que le seeing évolue. Cependant le résultat est clair, les gains déterminés par l'optimisation modale sont les meilleurs²⁰, et qui plus est la méthode de détermination *en temps réel* aussi.

D'un aspect plus orienté «optique adaptative pure et physique de l'atmosphère», une observation de M71 (figure 2.29) a sa place dans cette section de résultats. En effet l'observation de cet amas a permis d'effectuer une mesure des effets d'anisoplanétisme sans précédents. Des mesures de plus de 300 étoiles ont pu être effectuées simultanément en bande I (moins en bande V et B). Les conditions d'observations étaient les suivantes:

- **Bande I:** temps d'intégration=1200s. $r_0(0.5\mu m)=31$, $\Rightarrow \theta_{seeing} = 0.30''$.
- **Bande V:** temps d'intégration=1200s. $r_0(0.5\mu m)=36$, $\Rightarrow \theta_{seeing} = 0.28''$.

20. Si l'on en est pas convaincu, on se référera à la thèse d'E. Gendron

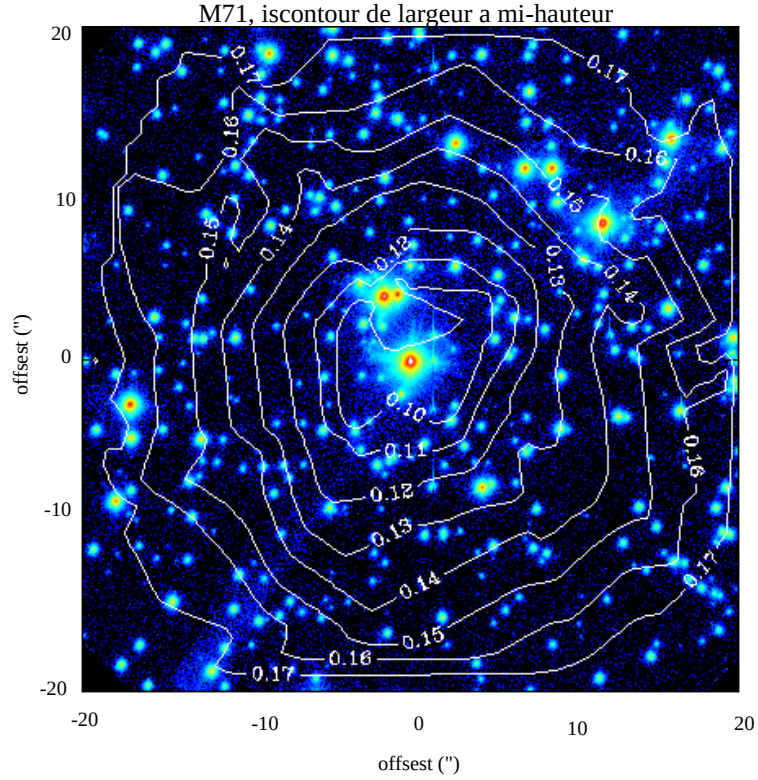


Figure 2.29 - : Image de M71, bande V, le champ de 40×40 secondes d'angle et le temps de pose est de 1200s. Les contours représentent les courbes d'égale largeur à mi-hauteur.

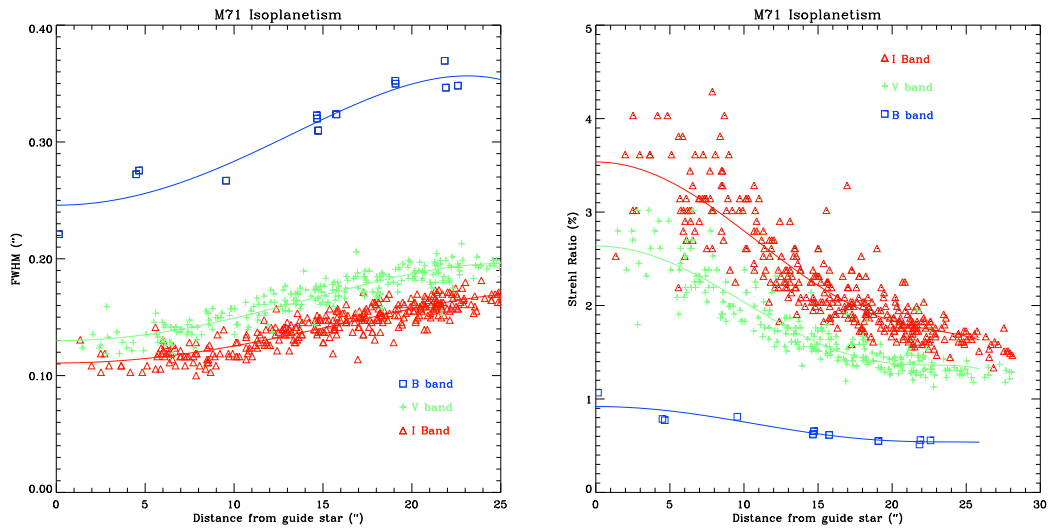


Figure 2.30 - : À gauche, la largeur à mi-hauteur en fonction de la distance à l'étoile guide. À droite, le rapport de Strehl, calculé à partir de la relation empirique (le champ étant trop dense pour pouvoir effectuer une mesure directe).

- **Bande B:** temps d'intégration=130s. $r_0(0.5\mu m)=26, \Rightarrow \theta_{seeing} = 0.41''$.

La magnitude de la référence était environ $m_R \approx 11.7$, mais le gain optique était à une valeur inférieure que son optimum²¹. La figure 2.30 montre ces résultats. Les valeurs calculées sont les largeurs à mi-hauteur. Les valeurs du rapport de Strehl sont obtenues à partir de la relation sur la figure 2.27. Notons donc les effets suivants: le rapport de Strehl décroît avec la longueur d'onde, ce qui est tout à fait normal, et aussi avec la distance à l'étoile guide. Cette décroissance n'est pas due à des aberrations de la voie imagerie, car les aberrations de celle-ci ne commencent à dégrader le rapport de Strehl qu'au delà d'un rayon de $40''$ [Barrick, 1996]. L'effet est donc uniquement dû à l'atmosphère. Ce qui est surprenant, c'est la lenteur de cette décroissance: l'atténuation ne dépasse pas un facteur 2 à une distance angulaire de 25 secondes d'angle (dans le visible)!... Ceci est dû aux conditions exceptionnelles de seeing: en général, dans l'infrarouge, l'angle d'isoplanétisme θ_0 (l'angle sur le ciel par rapport à l'étoile guide sur lequel la variance de phase induite par l'anisoplanétisme est $1rad^2$) varie entre $15''$ et $25''$; étant donné que $\theta_0 \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$, on s'attendrait à voir un angle d'isoplanétisme entre $2''$ et $4''$ dans le visible. Évidemment, une atténuation d'un facteur 2 du rapport de Strehl ne traduit pas d'une augmentation linéaire de la variance de phase, et ne permet pas d'estimer l'angle d'isoplanétisme, mais c'est une bonne indication du domaine utile d'application de l'optique adaptative dans le visible.

Une thèse en optique adaptative ne serait pas complète sans une image d'une étoile double avec et sans correction... La figure 2.31 montre donc une telle image: la séparation angulaire est de $0.28''$ et la magnitude est de 11.8. S'y trouve aussi l'image déconvoluée par la réponse impulsionnelle obtenue par les mesures de l'analyseur de front d'onde. Cette méthode, mise au point par J-P. Véran [Véran et al., 1997], permet d'augmenter l'efficacité des observations, puisqu'il n'est alors plus nécessaire de passer du temps à observer une étoile pour la déconvolution.

Pour conclure, voici la très belle (figure 2.32) image d'une étoile (FEP lors d'observations de VESTA, [Dumas et al., 1997]). Les conditions de seeing étaient telles qu'en bande I, la résolution obtenue était de 68 millisecondes d'angle! Avec une telle résolution, on pourrait par exemple voir un terrain de football sur la lune (s'il y en avait!) ou un satellite espion pourrait voir des détails de 2.5cm sur la terre (soit réussir à reconnaître des visages²²...).

21. par mégarde...

22. Big Brother is watching YOU!

CFHT Adaptive Optics Bonnette & Monica

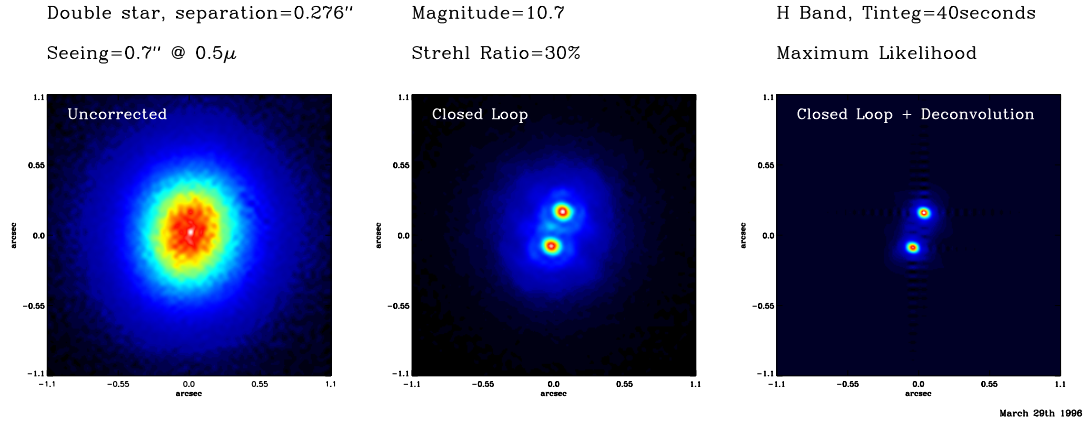


Figure 2.31 - : Une étoile double observée avec (et sans) PUEO. On y trouve aussi l'image déconvoluée, puisque cette technique fait désormais partie intégrale de la haute résolution angulaire.

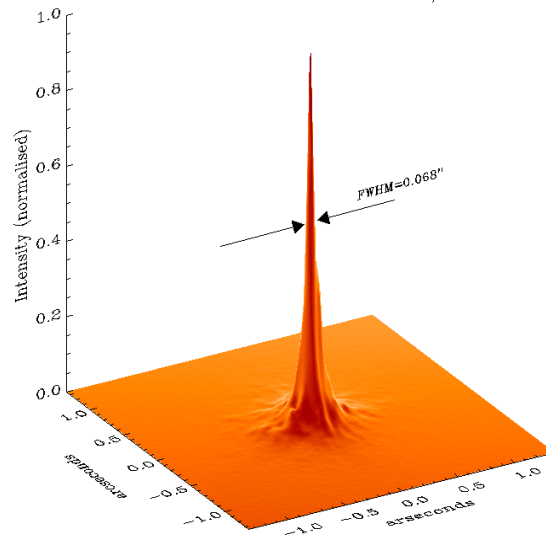
PUEO

CFHT adaptive optics bonnette.

I band

Magnitude=8.6

D/r₀ = 9.4



PUEO is a joint collaboration between CFHT/DAD/CLAS/DESPA.

Figure 2.32 - : La meilleure image obtenue avec PUEO. La largeur à mi-hauteur (donc la résolution) est de 0.068'' alors que le D/r_0 était de 9.5. L'étoile est de magnitude 8.6, et $\lambda = 0.85\mu m$.

Deuxième partie

Imagerie à haute résolution
angulaire de galaxies à flambée
d'étoiles

Galaxies à flambée d'étoiles

Ce chapitre sert d'introduction à la seconde partie de cette thèse: l'apport de l'optique adaptative, et plus particulièrement de Puneo aux galaxies à flambée d'étoiles. Après avoir défini les modèles et les hypothèses, nous verrons ce que peut apporter la haute résolution angulaire dans une telle étude. On pourrait considérer cette seconde partie comme la suite de l'étude entreprise par Pascal Gallais durant sa thèse ([Gallais, 1991a]). En effet certaines techniques sont reprises et développées, pour s'adapter aux nouvelles possibilités offertes par l'optique adaptative.

Introduction aux NAGs

Certains noyaux de galaxies sont dits «actifs», d'autres non... Pourquoi? et qu'entend-on par noyau actif? Au cours de centaines de millions d'années, la matière, le gaz et les étoiles qui s'acheminent vers le centre de chaque galaxie y forment un noyau. Dans la plupart des cas, cette agglomération forme un noyau stellaire. Dans certaines d'entre elles (entre 1 et 5 % selon les auteurs), ce cœur s'illumine, suite à des processus impliquant des masses et des énergies phénoménales. Ces noyaux sont dits actifs²³ (d'où l'abréviation NAG: Noyau Actif de Galaxie), et leur classification est aussi variée que subtile; on y trouve des noyaux de Seyfert (de type I et II), des quasars, des BL Lacs, des blazars, des OVVs, des LINERS, des noyaux HII, des BALS, des mergers, des FIRGs ou encore des «starbursts»²⁴. Souvent, on soupçonne l'existence d'un trou noir super massif au centre; la forte opacité du milieu environnant le rend indécélable de manière directe, mais sa présence peut être inférée par des moyens indirects, tels que le potentiel gravitationnel qu'il induit, ou encore le rayonnement X qui proviendrait d'un disque d'accrétion. Le rayonnement dans ces longueurs d'onde est d'ailleurs tellement puissant qu'il serait probablement à l'origine du fond diffus X, un problème qui subsiste en astrophysique des hautes énergies depuis plus de trente ans; les modèles existants pour l'expliquer font tous appels à

23. j'utilise ici le mot *actif* dans son acception large, incluant le phénomène de flambée d'étoiles

24. Respectivement: Carl Seyfert, *quasi stellar*, de l'objet type *BL Lacertae*, un mélange de quasar et de BL Lac, de Optically Violently Variable, de Low Ionisation Nuclear Emission Region, de noyaux à composante d'hydrogène ionisé prédominante, de Broad Absorption Line, de l'anglais *to merge*: fusionner, de Far InfraRed Galaxy, et finalement de galaxie à flambée d'étoile.

la présence de noyaux actifs de galaxies. Pourtant les mécanismes de formation et d'activité de ces «monstres» extra-galactiques sont encore mal connus. Ils méritent largement le nom de monstre car la luminosité des noyaux actifs les plus puissants peut être plusieurs dizaines de fois plus élevée que celle des galaxies normales les plus lumineuses ($> 10^{12} L_{\odot}$).

Le «bestiaire» des NAGs décrit les différents *phénomènes* observés dans les galaxies, mais le propre de la science est réducteur, c'est-à-dire de trouver l'explication commune à différents phénomènes, i.e. la *physique* sous-jacente. Ainsi, beaucoup d'efforts sont concentrés pour trouver un modèle unifié, cohérent, qui expliquerait ce qui paraît être des objets distincts comme étant des manifestations différentes (orientation, masse initiale, durée du phénomène, etc.) d'un unique processus. Nous allons voir comment l'optique adaptative, (et la haute résolution angulaire en général) peut aider à affiner ce modèle unifié, et qui plus est, faire apparaître des liens entre les différents phénomènes. Le sujet étant tellement vaste, cette étude se limitera donc aux galaxies à flambée d'étoiles, et aux liens possibles (même probables) avec les galaxies actives. Nous verrons ainsi comment le phénomène starburst peut être une étape cruciale dans la formation d'un noyau actif de galaxie, et comment il pourrait relier les galaxies Seyferts, les quasars, les FIRGs et les mergers.

Historique et Zoologie des noyaux actifs de galaxie

En 1943, Carl Seyfert fit des observations spectroscopiques de six noyaux de galaxies (dont NGC 7469 et NGC 1068). Il trouva un spectre non-thermique et non stellaire, et des raies d'émission fortes et assez larges. Ces galaxies prirent le noms de galaxies de Seyfert. En 1974, il y avait tellement de galaxies de ce type, qu'on y apporta une classification supplémentaire: les galaxies Seyfert de type II sont celles dont les bandes d'émission présentent une largeur à mi hauteur de l'ordre de 100 à 500 km s⁻¹ provenant de la NLR²⁵. Les galaxies Seyfert de type I ont en plus des raies d'émission large (provenant de ladite BLR²⁶, soit entre 1000 et 10⁴ km s⁻¹).

Des radio-astronomes du Mullard Radio Astronomy Laboratory de Cambridge établirent la première cartographie complète du ciel dans le domaine de longueurs d'onde radio à la fin des années 50. Il découvrirent des sources intenses et ponctuelles²⁷. Leur taille éliminait l'explication par des radio-galaxies, ou encore des restes de supernovæ ou des régions de formation d'étoiles²⁸. La distribution parais-

25. *NLR*: Narrow Line region.

26. *BLR*: Broad Line region

27. ponctuelle voulant dire non résolue par (ou plus petite que) le lobe d'antenne. Cependant, ce dernier mesurait plus d'une minute d'angle avec une simple antenne, donc les sources «ponctuelles» étaient celles dont l'étendue était inférieure à cette taille.

28. les deux vont souvent de paire, car lorsque beaucoup d'étoiles se forment, il y a réaction en chaîne entre les supernovæ, les chocs, de nouveaux effondrements gravitationnels, de nouvelles étoiles massives, etc. On peut dire qu'une forte émission radio est un bon traceur de formation

sait isotrope (donc plutôt d'origine extra-galactique), mais l'échantillon n'était pas suffisant pour trancher. L'identification optique était loin d'être aisée, car dans un champ de $1' \times 1'$, plusieurs centaines de sources peuvent être candidates. L'un de ces étranges objets, poétiquement nommé 3C48 (car c'était la 48ème source dans le troisième *Cambridge Radio Catalogue*) fut observé par des astronomes du Jodrell Bank Science Center (Angleterre) en 1960, avec un interféromètre radio à base variable. Ils donnèrent ainsi une limite supérieure d'une seconde d'angle à l'extension de cet objet. Des radio-astronomes du California Institute of Technology déterminèrent sa position à mieux de 5 secondes d'angle en utilisant aussi un interféromètre radio à deux antennes; dans l'année, Alan Sandage avait identifié la contrepartie optique avec le télescope Hale de 5 mètres du Mont Palomar. Il s'agissait d'un objet de type stellaire, bleu, de magnitude 16, entouré d'une nébulosité de faible luminosité surfacique mesurant à peu près $12'' \times 5''$. Les couleurs étaient inhabituelles pour une étoile et l'identification spectrale n'était pas satisfaisante; il y avait des bandes d'émission large (sur une étoile!) et il fallait invoquer l'existence d'éléments nouveaux. De plus, le mouvement propre (mesuré à partir de deux photographies du Palomar Sky Survey prises à 11 années d'écart) était indécélable ($< 0,05''/\text{an}$) ce qui contraignait la distance à être supérieure à quelques centaines de parsecs. La conclusion de Thomas Matthews et d'Alan Sandage fut que l'on avait découvert un nouveau type d'objet: une «étoile radio».

Par la suite, plusieurs autres objets du même type furent découverts et étudiés. Entre autres, 3C273, dont la position put être déterminée avec précision par occultations lunaires. La contrepartie optique paraissait être une étoile de magnitude 13, dont le spectre fut obtenu par Schmidt [Schmidt, 1963]. Sur celui-ci, il n'y avait pas d'éléments connus. Schmidt joua avec le spectre et réussit à ajuster les raies de l'hydrogène, mais avec un décalage spectral (un «redshift») absurde de 0.16 correspondant à une vitesse d'éloignement de $v = 4,8 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$. Souvenons-nous que l'on pensait alors qu'il s'agissait d'étoiles radio dans notre galaxie, où les vitesses maximales sont de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde. Qui plus est, la relation de Hubble,

$$v = H_0 \times d$$

où H_0 est la constante de Hubble ($\approx 50 \sim 100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$), plaçait l'objet à une distance de 948 Mpc de nous. Pour un objet de magnitude 13, cela impliquait une luminosité absolue 50 fois supérieure à la magnitude des galaxies les plus lumineuses connues.

Ainsi fut établie l'origine extra-galactique des quasars. Mais aussi naissait le mystère de leur nature exacte. Quel phénomène physique pourrait produire de tels objets?

Les théories actuelles favorisent en fait une explication du type «galaxie extrême», où les quasars sont en fait une phase par laquelle passent certains noyaux de galaxies

d'étoiles.

massifs. Ce schéma se rapproche un peu des galaxies de Seyfert, mais ces dernières seraient des cas moins extrêmes: la luminosité de ce type d'objet proviendrait de l'effondrement de la matière sur un objet super-massif (un trou noir?). Lorsque le gaz atteint des densités suffisantes, la viscosité permet la formation d'un *disque d'accrétion* très chaud, dont une majeure partie du flux est émise en rayons X. On voit alors comment la luminosité décroît s'il y a moins de matière: moins de «carburant» pour le disque, densité surfacique du gaz plus faible, trou noir central plus «petit». De plus, ces deux types d'objets ont des spectres visibles et UV similaires, ainsi qu'un noyau intense en infrarouge. On sait que pour la formation d'un noyau de Seyfert, il faut une asymétrie du potentiel galactique [Larson & Tinsley, 1978], qui permettra à la matière de s'acheminer vers le noyau; en effet, les orbites des étoiles dans le potentiel de la galaxie sont stables (keplériennes). Il faut donc un moment pour que les étoiles soient perturbées dans leur orbites et puissent s'effondrer sur les régions plus centrales de la galaxie. Une des façons de produire ce moment (en dehors de la viscosité qui est trop faible à ce genre de densité) est une asymétrie dans le potentiel de la galaxie [Shlosman et al., 1990]; Celle-ci peut provenir d'une barre stellaire [Hawarden et al., 1986], [Huang et al., 1996] ou de l'interaction (gravitationnelle) avec une galaxie proche [Wynn-Williams, 1987]. En limite inférieure, 30% des *quasars* proches ($z \leq 0.6$) sont en interaction. Nous avons ici quelques indices qui pointent vers une origine physique commune pour l'origine des quasars et des galaxies de Seyfert.

Phénoménologie de la flambée d'étoiles

En 1963, B.E. Markarian du Byurakan Astrophysical Observatory en Arménie, publia une liste de 41 galaxies dont le noyau n'avait pas un spectre thermique dans le domaine radio (dans cette liste apparaissaient les 6 galaxies originales de Seyfert). Son unique critère de sélection était un fort excès du continu bleu/ultra-violet. Il lui fallu 10 années pour mener son «survey» à terme: il contient plus de 1500 galaxies, et il est considéré comme étant complet jusqu'à magnitude 16. Une chose remarquable est qu'à peu près 10% de ces galaxies sont aussi des galaxies de Seyfert. Il est désormais admis que les galaxies du catalogue de Markarian sont des galaxies qui subissent (ou ont subi dans un passé proche) un sursaut de formation d'étoiles intense. L'excès UV serait alors dû au grand nombre d'étoiles massives jeunes (donc brillantes et bleues) produites presque simultanément, dont la durée de vie est courte.

On parle alors de *flambée* d'étoiles, pour insister sur la durée brève du phénomène. En effet, si l'on admet que la luminosité est dominée par ces étoiles jeunes et massives d'une vie très courte, celle-ci est proportionnelle au taux de formation d'étoiles, $L_{bol} \propto (dM_*/dt)$. Supposons par ailleurs que la durée maximum de la flambée soit imposée par la totale masse de gaz (i.e. quand tout le gaz est transformé en étoiles), et que ces étoiles de type O ou B se forment en amas (amas OB, [Mezger et al., 1974]),

on obtient une estimation de la durée de la flambée d'étoiles:

$$\begin{aligned} t_{flambe} &= M_{gaz}/(dM_*/dt) \\ &= M_{gaz}/L_{bol} \times (L/M)_{O,B} \times t_{O,B} \end{aligned}$$

Les valeurs moyennes de $(L/M)_{O,B}$ et de $t_{O,B}$ sont à peu près $450 L_{\odot} \cdot M_{\odot}^{-1}$ et 5×10^6 ans respectivement [Rouan, 1996]. Prenons par exemple le cas de Messier 82, une galaxie à flambée d'étoiles typique, pour laquelle $L_{bol} \approx 3 \times 10^{10} L_{\odot}$ et $M_{gaz} \approx 2 \times 10^8 M_{\odot}$, on obtient un temps caractéristique de la durée de la flambée d'étoiles, $t_{flambe} = 2 \times 10^7$ ans; ceci est une durée très courte à l'échelle de l'évolution et de la vie de la galaxie.

Le fait que ces étoiles et ces super-amas se forment dans un milieu riche en poussière implique que le rayonnement UV va chauffer ces poussières, et la conversion du flux en luminosité infrarouge ($1\mu m < \lambda < 1mm$) sera d'autant plus efficace que la concentration de poussières et de gaz moléculaire sera élevée [Telesco, 1988]. Ceci explique pourquoi l'infrarouge contribue à une si grande fraction de la luminosité bolométrique: Messier 82 par exemple, (dont la luminosité infrarouge $L_{IR} = 2 \times 10^{10} L_{\odot}$) émet 84% de son flux au-delà de $3\mu m$ ou encore NGC 1068 ($L_{IR} = 3 \times 10^{11} L_{\odot}$) dont 76% du flux provient de l'infrarouge; un cas extrême est Arp 220 de par sa luminosité ($L_{IR} = 1 \times 10^{12} L_{\odot}$) et de la fraction infrarouge de la luminosité bolométrique de 98%. Ceci est à comparer à 30% ($1.2 \times 10^{10} L_{\odot}$) pour la fraction de flux dans l'infrarouge pour la Voie Lactée ou encore, Messier 31, un cas plus extrême où la luminosité infrarouge de $L_{IR} \approx 3 \times 10^7 L_{\odot}$ ne constitue que quelques pourcents de la luminosité totale [Cox & Mezger, 1987]. Notons qu'il n'y a pas de valeur *standard* pour les paramètres physiques des «starbursts»: la luminosité peut varier sur plus de 3 ordres de grandeur ($3 \times 10^9 \sim 4 \times 10^{12} L_{\odot}$), la température des poussières, d'un facteur deux ($25 \sim 50K$) et la taille des régions de la flambée d'étoiles peut s'étendre entre 50 pc et 3 kpc.

Reprenons l'exemple de Messier 82 pour illustrer les caractéristiques d'une galaxie à flambée d'étoiles [Robson, 1996], [Telesco, 1988]: le spectre est dominé par une forte émission en infrarouge (10^{37} Watts contre 10^{32} en radio et 10^{33} en rayons X). Les observations montrent des «super-amas» d'étoiles jeunes [O'Connell et al., 1995] et de grandes régions HII autour du noyau. L'origine du spectre de ce dernier ne s'explique pas par du rayonnement stellaire ou thermique; Le modèle le plus plausible pour interpréter cela est d'invoquer des étoiles massives de population I: Binaires X, amas OB, supernovæ... Ceci indique un événement violent, une flambée d'étoiles, dont le temps caractéristique serait de l'ordre de $10^7 \sim 10^8$ années. Quelle pourrait-être l'origine d'un tel phénomène? Messier 81 est une galaxie voisine, et une interaction gravitationnelle. Si cette interaction induit une asymétrie du potentiel gravitationnel, l'accumulation du gaz au centre de la galaxie peut déclencher un sursaut dans la formation d'étoiles.

En 1983, le satellite infrarouge IRAS fit une cartographie du ciel, et découvrit une nouvelle classe d'objets, les FIRGs que l'on nomme aussi des «ultralumineuses»

(ULIRG²⁹) ou des «superstarbursts» à cause des luminosités infrarouges phénoménales ($L_{IR} > 10^{12} L_{\odot}$) [Soifer et al., 1987], [Soifer et al., 1989]. Une explication a été avancée pour expliquer ces luminosités [Sanders et al., 1988]: il s'agirait en fait de *mergers*, donc de galaxies où l'interaction est allée jusqu'à un stade plus avancé et où il y aurait eu fusion; les simulations montrent que dans ce cas, la concentration de gaz au centre du système en interaction devient très importante, pouvant provoquer une flambée d'étoiles très vigoureuse. Si c'est le cas, c'est un phénomène qui aurait du être plus fréquent dans l'univers jeune, car les galaxies étaient alors plus proches et plus riches en gaz. Malheureusement, IRAS n'a pas pu sonder assez profondément pour pouvoir déterminer la fréquence des mergers dans l'univers lointain (La source la plus distante détectée par IRAS est IRAS 10214+472 à un redshift de $z=2,3$). L'avènement d'ISO permettra d'obtenir une cartographie du ciel bien plus profonde (bien qu'incomplète), et qui fournira des images de ces objets (cf. numéro spécial de *Astron. Astrophys.*, sur les premiers résultats ISO). On notera à nouveau le lien entre le phénomène de flambée d'étoiles et de l'interaction de galaxies.

Modèle unifié des NAGs

Dans cette section est présenté le modèle unifié standard. Nous ferons référence à la figure A pour le décrire. Notons que les éléments figurant dans ce modèle n'apparaissent pas *systématiquement* dans tous les noyaux, et que c'est justement l'absence, la présence ou la prédominance de l'un de ces phénomènes qui conduira à classer un objet d'une manière plutôt que d'une autre.

À l'échelle du Mégaparsec , une galaxie radio se caractérise par des jets de part et d'autre d'une galaxie à haute brillance surfacique. Ces jets sont des éjections supersoniques (et souvent relativistes) d'ions et d'électrons. On les observe donc surtout en radio, et les «hots spots» que l'on voit au bout de ces jets sont dus à un choc avec de la matière interstellaire (type d'objet associé: *-radio-galaxies, jets*).

À la dimension caractéristique de 100kpc , on verra la galaxie hôte du noyau actif, qui sera généralement lumineuse ($L > 10^{10} L_{\odot}$). C'est aussi à ce type d'échelle que l'on verra si la galaxie a un compagnon, si elle est en interaction, en phase de fusion, etc.— ainsi que la présence ou non d'une barre dans les bras spiraux (type d'objet associé: *-mergers, peut-être quasars?*).

À l'échelle du kiloparsec , on pourra observer un anneau ou un disque circum-nucléaire de formation d'étoiles [Moorwood, 1996], dû à une concentration de gaz dont l'origine nécessite une asymétrie dans le potentiel de la galaxie. Dans le cas

29. Ultra Luminous IR Galaxy

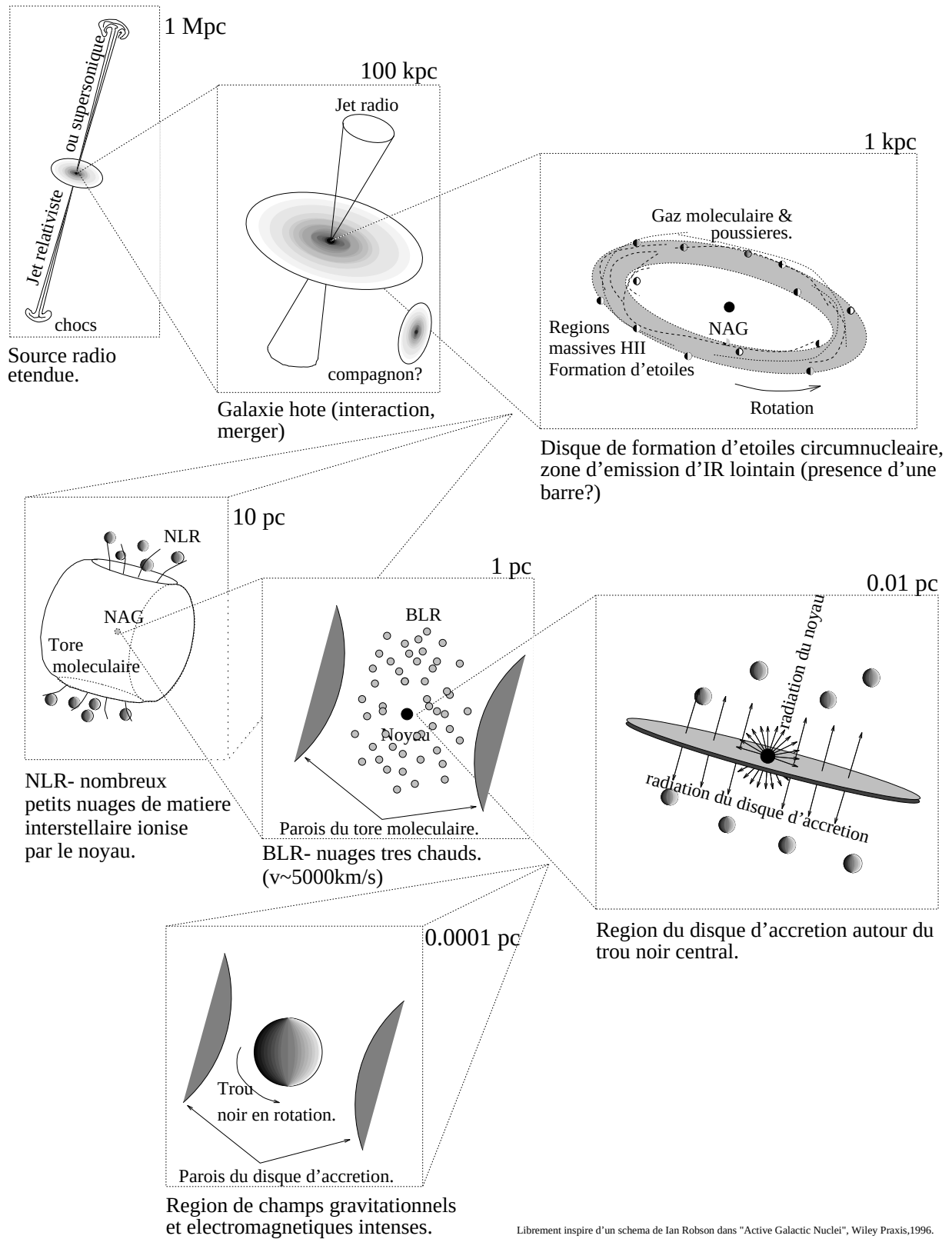


Figure A - : Représentation schématique du modèle unifié des noyaux actifs de galaxie, inspiré de [Robson, 1996].

d'une galaxie avec une barre, cet anneau pourrait être dû à une *résonance de Lindblad*³⁰ (voir par exemple [Binney & Tremaine, 1987], pages 146–153). Cette zone sera composée de grandes régions HII et de régions de formation d'étoiles, bien que la composition de l'anneau lui même sera probablement dominée par du gaz moléculaire et des poussières. Celles-ci diffuseront et absorberont la luminosité UV des étoiles jeunes pour la réémettre sous forme de rayonnement thermique, dans l'infrarouge lointain. L'efficacité de cette conversion du flux dépend bien entendu de la densité ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ atomes d'hydrogène neutre dans la région centrale de Messier 82 [Lugten et al., 1986]), de l'absorption (dont le coefficient d'extinction, A_V peut atteindre des valeurs très importantes de l'ordre de 5~25 dans cette même région de M82 [O'Connell et al., 1995]) ou encore du nombre de photons ionisants produits par les étoiles chaudes de type O ou B (de l'ordre de 10^{54} photons du continu Lyman provenant du cœur de M82 [Duffy et al., 1987]). (type d'objet associé: *-starbursts, FIRGs, ULGs, Noyaux HII*).

D'une dizaine de parsec de diamètre , le tore moléculaire cache le noyau à proprement parler. L'hypothèse la plus répandue est que la NLR est composée de nombreux petits nuages de matière interstellaire ionisée par le noyau. La géométrie reste quant à elle encore incertaine. Cependant, c'est ainsi que l'on explique la distinction entre Seyfert 1 et 2 [Antonucci, 1993]: dans le cas des Seyfert 2, des nuages du tore moléculaire cachent le noyau, et l'on voit des raies assez étroites (correspondant à des petites vitesses de l'ordre de la centaine de kilomètres par seconde) provenir de cette région périphérique. Dans le cas des Seyfert 1, on verrait directement la BLR et donc, en plus, les raies larges. Il existe plusieurs indices en faveur de l'existence de la BLR et du tore moléculaire, notamment la détection de raies larges dans la lumière polarisée des Seyferts 2, provenant de la lumière diffusée par les poussières qui permettrait de voir l'émission de la BLR, [Antonucci, 1993], ou encore la reproduction quasiment parfaite du spectre infrarouge par un modèle de tore moléculaire opaque [Pier & Krolik, 1993]. (type d'objet associé: *-Seyfert 2, LINERS*).

Une dizaine de fois plus petite que la NLR , la BLR est contenue à l'intérieur du tore moléculaire. La vitesse caractéristique des nuages est de l'ordre de $10^2 \sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$. S'il l'on voit directement cette région, nous serons en présence d'une Seyfert 1. Des études de variabilité permettent de contraindre la taille de cette région à 1 pc. Plus le temps de variabilité est court, plus la région concernée est petite, bien entendu. Ainsi l'étude de variabilité des NAGs permet de sonder les très petites échelles (type d'objet associé: *Seyfert1, (BL Lac), OVV*).

30. La résonance de Lindblad a lieu au rayon où la fréquence épicyclique, κ coïncide avec d'autres fréquences naturelles de la galaxie (rotation de la barre, rotation keplerienne).

À l'échelle du centième de parsec , on atteint les régions du disque d'accrétion. La matière attirée par le trou noir s'effondre à partir d'un disque où les forces de viscosité deviennent suffisantes pour dissiper du moment angulaire, et ainsi réémettre une grande partie de son énergie de rotation en chaleur. Le disque d'accrétion est donc une source intense de rayons X.

À 10^{-4} pc , on atteint la région la plus intime du NAG. Elle est composée (pense-t-on) d'un trou noir en rotation. Les champs gravitationnel et électromagnétique y sont très intenses. Par exemple, le rayon de Schwarzschild pour un trou noir de $10^8 M_{\odot}$ est de 2 unités astronomiques (soit 10^{-5} pc ou encore 17 minutes-lumière), un chiffre inconcevable s'il en est: cent millions de soleils dans un rayon du soleil à mars... Toujours est-il que les variations suffisamment violentes de l'ordre de l'heure auront pour origine des événements à la «surface» du trou noir.

Voici donc les éléments qui constituent notre compréhension actuelle des NAGs. On y trouve une construction cohérente et qui rend compte de la plupart des phénomènes observés. On comprend aussi qu'une différence de conditions initiales (masse, interaction, barre, etc.) peut mener à différents résultats (figure B), d'où la classification importante qui en découle.

Les problèmes, et comment y répondre...

Les noyaux de Seyfert et le phénomène de flambée d'étoiles peuvent donc avoir des causes communes (concentration de gaz probablement due à une asymétrie du potentiel gravitationnel) et les deux activités sont parfois présentes dans une même galaxie (e.g. NGC 1068 ou NGC 7469). Un problème est donc de savoir quel est le lien entre ces types d'activité ou encore pourquoi une galaxie produira un noyau de Seyfert, une région de formation d'étoiles ou les deux? La figure B, inspirée de [Shlosman et al., 1990] montre la manière dont nous comprenons actuellement les conditions requises et les processus pouvant conduire aux différentes configurations.

Un des problèmes à résoudre lors de l'élaboration d'un modèle est la difficulté de l'acheminement de la matière vers le noyau et la dissipation du moment angulaire. En effet, pour que la matière puisse s'effondrer et produire un NAG, il faut invoquer différents mécanismes aux différentes échelles: par exemple, la présence d'une barre ou d'une galaxie voisine peut induire un couple qui permet de concentrer dans le kiloparsec central. À une échelle plus petite, il faut qu'il y ait suffisamment de viscosité et de collisions [Norman & Scoville, 1988] pour permettre à la matière d'accéder au parsec central sans que la vitesse de rotation ne compense l'attraction gravitationnelle; une proposition alternative [Shlosman et al., 1989] invoque la présence d'une barre *interne* gazeuse (barre dans une barre), qui pourrait produire le couple nécessaire pour amener la matière vers la région centrale. L'observation de «ponts» de matière reliant les structures à quelques centaines de parsecs au noyau sera donc

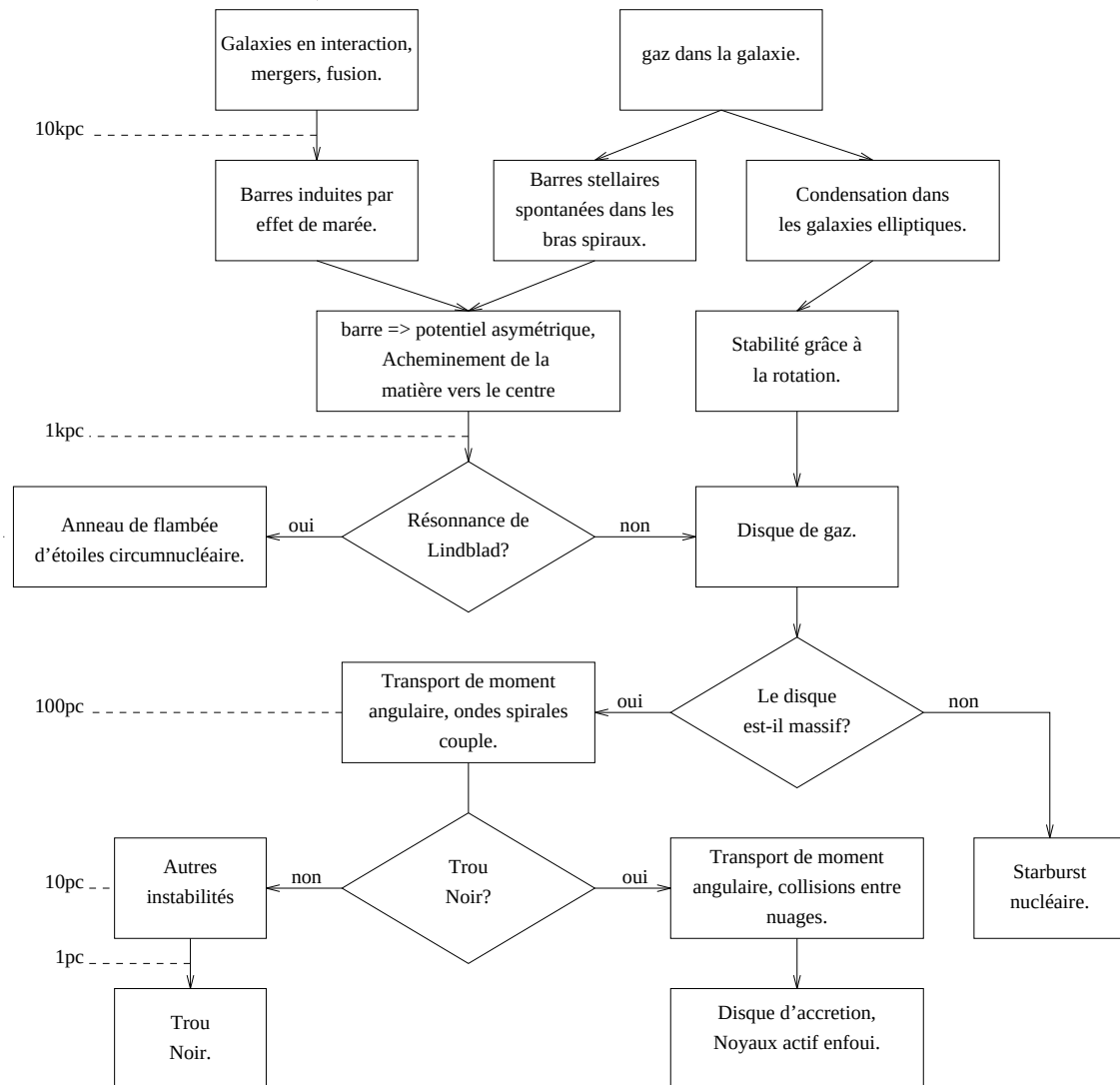


Figure B - : Schéma des conditions et des processus pouvant mener à un noyau actif de galaxie et son type, adapté de [Shlosman et al., 1990].

un indice important pour comprendre les mécanismes qui permettront à la matière d'alimenter le noyau actif.

Il existe désormais suffisamment d'indices et de preuves indirectes pour se former une idée relativement claire des noyaux actifs de galaxie; ainsi notre but est double:

1. Apporter des éléments observationnels qui permettront de trancher entre différents modèles, ainsi que des précisions sur des processus mal connus ou mal compris. Pour le moment, la haute résolution angulaire ne permet des observations qu'en mode *imagerie*; on s'attachera donc à la morphologie, ce qui nous permettra de séparer les différentes composantes du noyau, leur contribution respective et/ou leur interaction [Telesco, 1988]. Lorsque la spectroscopie sera disponible (l'instrument OASIS, un spectrographe intégral de champ, sera installé au TCFH et ouvert à la communauté astronomique en 1997), des études, concernant la composition, les températures et l'identification précise des processus responsables de la luminosité des différentes régions, seront possibles.
2. Évaluer l'importance du phénomène starburst, et essayer de déterminer s'il n'est pas la cause (ou tout au moins à la base) des différents types d'activités nucléaires. Ainsi, nous essaierons d'apporter des éléments de réflexion sur la proposition de Sanders [Sanders et al., 1988], notamment que des starbursts puissants seraient les progéniteurs des quasars et des radio-galaxies, ou encore à l'origine des galaxies ultra-lumineuses infrarouges: sont-elles des noyaux actifs à proprement parler ou des flambées d'étoiles très compactes [Sanders, 1992], [Condon et al., 1991]?
3. Continuer les études sur les problèmes propres aux starbursts, concernant par exemple, la fonction de masse initiale (i.e. le nombre d'étoiles d'une masse donnée en fonction de la masse) [Brandl et al., 1996], le taux de formation d'étoiles en fonction de la concentration du gaz [Larson, 1988] ou encore la propagation de la formation d'étoiles ou son agglomération en super-amas très compacts [Norman & Scoville, 1988], [O'Connell et al., 1995].

Nous allons voir par la suite comment la haute résolution angulaire peut apporter des réponses, ou des indices à ces questions.

L'apport de la haute résolution angulaire

L'optique adaptative permet d'atteindre une résolution (dans les meilleurs cas) de 0.1" lors d'observations de noyaux actifs de galaxies³¹. Les distances mises en jeu sont de l'ordre de la dizaine à la centaine de Mpc. À ces distances, une telle

31. Des observations difficiles car la magnitude du noyau est généralement proche de la magnitude limite, et a souvent une extension spatiale.

résolution permet de voir des détails de 5 à 50 pc respectivement. Cela veut dire que dans la plupart des cas, la région de flambée d'étoiles sera résolue, et dans certains cas (i.e. si la distance de la galaxie est inférieure à 20 Mpc), on pourra peut-être résoudre le tore de poussières et la NLR. L'optique adaptative est donc un outil idéal pour l'étude de la région starburst³². De plus, l'une des hypothèses que nous voulons vérifier est la présence de flambée d'étoiles comme progéniteur de NAG. On cherchera alors à déterminer son interaction avec d'une part, la galaxie hôte (qui affectera par la suite l'apparition ou non d'un NAG?) et d'autre part, le noyau actif à proprement parler.

Le grand problème d'ordre instrumental propre à l'optique adaptative est de disposer d'une étoile de référence suffisamment brillante et proche du noyau ($\leq 25''$ i.e. l'angle d'isoplanétisme). Ceci est très rare, et nous utiliserons en général le noyau lui-même comme source de référence. Le fort contraste noyau/halo permet souvent d'obtenir une source suffisamment distincte, mais évidemment, un biais est introduit dans l'échantillon, car les noyaux observés auront tous un cœur très piqué. Cependant le nombre d'objets *potentiellement* observables reste suffisamment grand pour pouvoir conduire un «survey» (mais qui ne sera malheureusement pas homogène, car nous sommes restreints aux noyaux brillants et plutôt ponctuels) qui nous permettra de sonder le lien NAG/starburst. En effet, le nombre de noyaux actifs (d'après le catalogue établi par Véron, [Véron–Cetty & Véron, 1993]) avec une magnitude inférieure à 14 est de 205, alors que pour une magnitude limite de 16, ce nombre passe à 765 (figure C, [Rouan, 1996]). Si l'on impose une résolution limite en parsecs sur la galaxie, par exemple, 25 pc (ce qui équivaut à la limite de diffraction en H pour une galaxie à 50 Mpc), il reste ~ 135 objets observables avec une magnitude limite de 14, et ~ 180 si l'on bénéficie d'une magnitude limite de 16.

Nous avons vu que les structures observées dans les noyaux actifs de galaxies sont généralement fort complexes et que plusieurs phénomènes peuvent être présents en même temps. Il est donc important de pouvoir séparer (morphologiquement mais aussi photométriquement, comme on le verra section 3.5) les différentes composantes du noyau. On cherchera donc à identifier les régions de formations d'étoiles, caractérisées par des étoiles jeunes, les régions de populations plus âgées, l'origine de l'émission du noyau (Seyfert, stellaire, etc), les liens entre les différentes régions; par exemple, s'il y a un anneau, on pourra chercher une barre gazeuse (ou stellaire, voir par exemple [Friedli et al., 1996]) qui le relie au noyau, suite à des instabilités dynamiques (hypothèse de [Shlosman et al., 1989]). On attachera une attention particulière aux signes possibles d'interaction ou de fusion [Sanders et al., 1988]: un noyau double, des résidus de fusion (des «mèches» ou des «tortillons»³³, résultants de processus dynamiques), etc. Étant donné que la flambée d'étoiles est nécessairement un phénomène relativement bref, car la quantité de gaz dans la galaxie est limitée

32. Avec l'interférométrie du VLTI, par exemple, on pourra s'intéresser à la BLR, voir au disque d'accrétion....

33. tails et wisps, en anglais

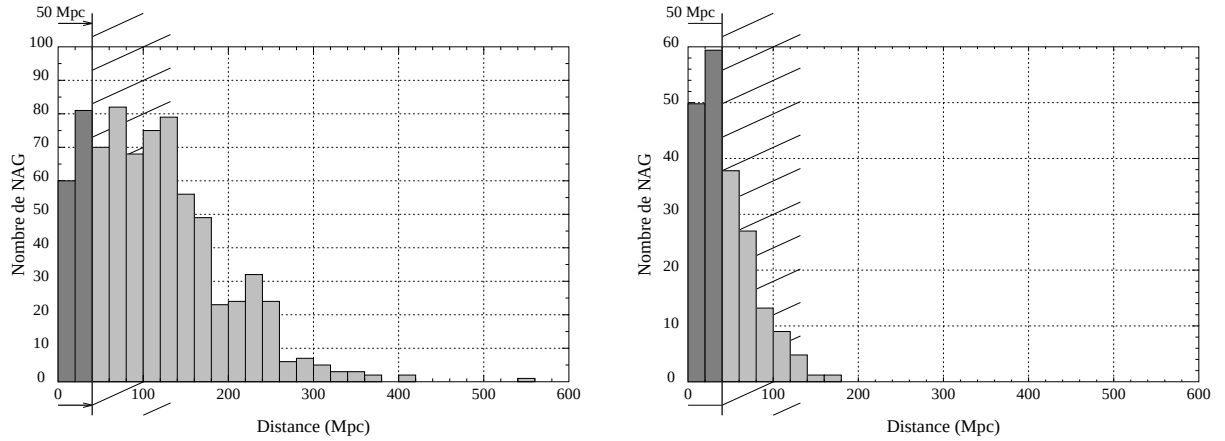


Figure C - : Histogramme de distribution de NAGs (obtenus de Véron, 1996) en fonction de la distance, avec à gauche, une magnitude limite de 16, et à droite une magnitude limite de 14. Jusqu'à une distance de 50 Mpc, une résolution de 25pc sur la galaxie est possible.

et le taux de formation d'étoiles est très élevé (typiquement de l'ordre de quelques centaines de masses solaires par an et par parsec² [Larson, 1988]). La présence de régions dont l'émission est dominée par des super-géantes rouges, sera un indicateur de l'existence récente d'une flambée d'étoiles. D'un point de vue dynamique, on peut chercher à vérifier si la position des résonances de Lindblad correspond au rayon de l'anneau de formation d'étoiles circumnucléaire (par exemple [Gallais et al., 1991b]).

Parmi les éléments de *physique* de la formation d'étoiles, on peut chercher à déterminer (de manière spectroscopique) si le starburst subit une réaction en chaîne [Elmegreen & Lada, 1977], [Elmegreen, 1987], ou encore si la formation d'étoiles à si grande échelle est homogène, ou en amas [Norman & Scoville, 1988]. En effet, plus la densité de radiation est importante, plus le taux de réaction en chaîne devrait être élevé, et plus le milieu devrait devenir hétérogène. Une étude du lien entre l'intensité de la flambée d'étoiles et sa morphologie (avec une résolution suffisante pour pouvoir discerner des «grumeaux» [O'Connell et al., 1995]) devient donc importante pour comprendre la physique sous-jacente.

Il est évident que l'on sera toujours à l'affut de jets, tores moléculaires, nuages ionisés (NLR) ou toute particularité qui pourra nous renseigner (de manière indirecte) sur la nature et la physique des régions qui restent encore inaccessibles mais que l'interférométrie nous dévoilera peut-être un jour...

La connexion Starburst/NAG

Bien que l'on comprenne *globalement* les conditions nécessaires à l'apparition d'un noyau actif ou de flambée d'étoiles, le déclenchement et les mécanismes nous échappent encore. Ces conditions sont souvent les mêmes pour un NAG ou un starburst, c'est-à-dire soit une galaxie en interaction ou un merger, soit une barre, mais de toutes façons, une quantité de gaz suffisante pour déclencher l'effondrement gravitationnel ou alimenter le processus. Subsiste une question: pourquoi est-ce l'un, l'autre ou les deux simultanément? Rappelons nous la proposition de Sanders [Sanders et al., 1988], selon laquelle le phénomène starburst dans sa forme la plus violente (i.e. les galaxies ultra-lumineuses IRAS, ULIRAS ou ULIRG, dont la luminosité est supérieure à $10^{12} L_{\odot}$) serait à la base des radio-galaxies et des quasars. Cette hypothèse est basée sur l'idée que les ULIRAS contiendraient des quasars enfouis dans de la poussière. Plusieurs observations appuient cette hypothèse [Sanders, 1992]:

- la fréquence de noyau actif et flambée d'étoiles simultanée augmente en fonction de la luminosité infrarouge,
- Les couleurs en proche infrarouge et les rapports de raies pour les transitions de haute excitation sont similaires dans les quasars et les ULIRAS et
- les fonctions de luminosité (c'est-à-dire la densité de ces objets dans l'univers en fonction de leur luminosité) des quasars et des ULG deviennent semblables pour des luminosités $> 10^{11} L_{\odot}$.

Dans ce modèle, le noyau serait un noyau actif «classique» avec un trou noir super-massif au centre. Bien qu'aucun modèle ne soit proposé quant à sa formation, on comprend bien qu'il pourrait plus facilement se développer dans un environnement riche et abondant en gaz moléculaire. Un scénario plausible est que tous les NAGS commencent comme par une phase starburst liée à une fusion de galaxies, dans un milieu riche en poussières, donc très lumineuse dans l'infrarouge lointain (phase ULIRG). Lorsque le noyau devient *actif* à proprement parler, il pourra être complètement caché par l'importante profondeur optique, et le spectre visible sera dominé par la flambée d'étoiles. Au fur et à mesure que les poussières s'évaporent ou sont repoussées à cause de la forte pression de radiation due au NAG, et que les étoiles massives évoluent (se transformant en super-géantes rouges), le noyau devient visible et l'on observe un quasar ou un NAG. On voit alors l'importance de la recherche de noyaux multiples dans les galaxies lumineuses IRAS: une étude «statistique» de l'activité et du type de noyau en fonction de la phase de la fusion pourra confirmer ou infirmer un tel modèle. Les grandes lignes étant plausibles, il en demeure qu'il faudra quantifier de tels processus, car certains problèmes subsistent, notamment celui du moment angulaire, c'est-à-dire, le mécanisme qui pourrait acheminer une masse solaire par an (typiquement) d'un rayon de 100 à 1 parsec.

Un modèle alternatif, recevant un accueil plutôt «tiède» de la communauté astrophysique, mais qui mérite toute notre attention car il propose un lien direct entre noyau actif et flambée d'étoiles, est celui de l'«école» de Terlevitch, [Terlevitch et al., 1992], [Terlevitch et al., 1995], [Terlevitch et al., 1996]. Son hypothèse est que le noyau actif ne serait rien d'autre qu'une formidable formation d'étoiles au cœur de chaque galaxie active. D'après ces auteurs, toutes les manifestations d'un noyau actif peuvent être expliquées sans invoquer un trou noir supermassif, mais plutôt à travers l'évolution de super-amas d'étoiles de forte métallicité et de même âge. Ainsi les Seyferts 2, où les caractéristiques du type NLR seraient produites par des étoiles très massives avec des températures pouvant atteindre 100 000 K qu'ils nomment *Warmers*. Les jets observés en radio seraient des «bulles» de matière chaude éjectées à haute vitesse par l'explosion de supernovæ de type I. La BLR, où l'émission associée serait produite par des supernovæ de type II, où les enveloppes de super-géantes rouges seraient éjectées avec des vitesses suffisantes pour produire la largeur des raies observées dans les Seyfert 1. La variabilité pourrait alors s'expliquer par le taux de supernovæ. Une objection à faire à ce modèle est qu'il ne prend pas du tout en compte les noyaux actifs qui sont de faibles émetteurs radio (*radio quiet*, soit la moitié des NAG), car les supernovæ produisent beaucoup d'énergie à ces longueurs d'onde. Cependant, une prévision a été faite par ce modèle et l'avènement de la très haute résolution angulaire (VLTI?) permettra de la vérifier. La proposition est simple: si la position du noyau est déterminée par la position de la supernovæ la plus récente et la plus puissante, alors avec une limite inférieure du taux de supernovæ de une par an, on verrait un mouvement apparent du noyau. Terlevitch appelle cet effet la *danse des noyaux actifs* [Terlevitch et al., 1996].

Il est donc évident qu'un travail d'observations de ces galaxies avec l'optique adaptative, c'est-à-dire la technique la plus performante en termes de résolution angulaire en infrarouge actuellement, est nécessaire, les questions et les modèles étant nombreux. Spécifiquement, le programme d'observations envisagé visait plusieurs buts:

- tout d'abord, confirmer la forte probabilité de coexistence d'une flambée d'étoiles et de l'activité des noyaux, en recherchant des régions (anneaux, disques, etc) starbursts dans des galaxies de Seyfert de type 1 ou 2;
- chercher des indices d'interaction ou de fusions, comme la présence d'un noyau double ou de structures caractéristiques;
- rechercher, au sein des galaxies très lumineuses IRAS, les signes d'un noyau actif masqués par une très importante extinction, à l'aide, par exemple des indices de couleurs infrarouges;
- chercher à résoudre un éventuel amas stellaire nucléaire très dense, correspondant au modèle de [Terlevitch et al., 1996].

Pour cela l'infrarouge proche présente plusieurs avantages:

- la transparence de la poussière est très accrue à ces longueurs d'onde, ce qui permet voir les régions intimes du noyau à travers une importante profondeur optique;

- la résolution angulaire en fonction de la longueur d'onde est optimale pour les optiques adaptatives en fonctionnement aujourd'hui, ce qui est essentiel pour ces objets lointains;
- l'utilisation de diagrammes couleur-couleur $[J-H]/[H-K]$ permet de discriminer efficacement entre les différentes composantes (étoiles vieilles et très jeunes, émission nébulaire, noyau actif, etc);
- le fait que le halo (cf. chapitre 1) non cohérent de la FEP, résultant de la correction d'un nombre fini de modes par l'optique adaptative est plus faible que dans le visible, et risque alors moins de masquer des structures de faible brillance autour du noyau. L'analyse des données s'appuiera sur les résultats d'observations à d'autres longueurs d'onde, traçant soit la concentration de gaz (CO, HI), soit la flambée (spectro-imagerie HST et infrarouge, IRAS, ISO), soit l'activité à proprement parler du noyau (X, radio, spectroscopie visible).

Chapitre 3

Observations avec ADONIS: méthodologie

Dans ce chapitre seront présentés les techniques d'observations et de dépouillements obtenues avec ADONIS [Beuzit et al., 1995] à l'ESO, La Silla, Chili. ADONIS, le descendant de COME-ON/COME-ON+ [Rigaut et al., 1991], est un système Shack-Hartmann 7×7 et miroir piezo-stack à 52 actionneurs (une brève description se trouve dans l'introduction de la première partie de cette thèse. La magnitude limite effective de cet instrument est à peu près 14. Ainsi ADONIS est un instrument très efficace pour la planétologie et l'astrophysique stellaire, mais les observations extragalactiques se placeront dans la partie délicate du spectre de difficulté. Les résultats présentés sont le fruit de plusieurs missions plus ou moins couronnées de succès. En effet, lors de la mission qui eut lieu en août 1995, un tremblement de terre de force 7,8 sur l'échelle de Richter frappa Antafagosta, au nord du Chili, quelques jours avant le début de la mission¹. Le VLT, en construction non loin de là, subît quelques dommages. Au cours des jours suivants, plusieurs secousses secondaires vinrent troubler notre quiétude. Lors de la première nuit d'observations, une secousse (de force 4,5) frappa au beau milieu des Andes à plusieurs centaines de kilomètres de nous (la position de l'épicentre fut déterminé par la suite, et se trouvait à la frontière Argentine/Chili). Pendant le tremblement de terre, la boucle d'optique adaptative resta fermée, mais malheureusement un des amplificateurs haute puissance du miroir déformable s'en trouva endommagé. Les observations qui suivirent furent toutes empreintes de la marque d'un miroir déformable déformé... En revanche la mission de septembre 1994 fut couronnée de succès avec l'observation de 5 noyaux actifs dans plusieurs bandes photométriques, malgré le mauvais temps qui amputa le programme d'une bonne partie du temps prévu. Je pense qu'il est important de souligner toutefois que l'observation de noyaux actifs de galaxie est particulièrement difficile avec l'optique adaptative. En effet, la référence pour l'as-

1. Les quartiers pauvres furent ravagés, mais le nombre de victime fut très faible car on n'y trouve que très peu de maisons hautes

servissement étant faible et diffuse, les temps de pose étant généralement assez long, il faut posséder une certaine *expertise* de l'optique adaptative et une *méthodologie* d'observation suffisamment subtile pour s'adapter aux variations temporelles (intrinsèques à l'atmosphère) de certains paramètres cruciaux, tels que le seeing ou l'émission du ciel. C'est cette méthodologie qui fera l'objet de ce chapitre.

3.1 Observations avec ADONIS

Revenons un instant aux difficultés que posent les observations de noyaux actifs de galaxie. D'une part, il y a le problème intrinsèque de l'utilisation de sources faibles et diffuses pour l'asservissement. La sélection des candidats prend certains critères propre à l'optique adaptative (notamment, la magnitude intégrée du noyau, et lorsqu'on le trouve dans la littérature, l'extension spatiale du noyau). Cela introduit nécessairement un biais dans l'échantillon, mais est malheureusement inévitable. D'autre part, il existe aussi des difficultés plus générales, propres aux observations infrarouges ou encore à la haute résolution angulaire: la nécessité d'obtenir des ciels de bonne qualité, des champs-plats bien calibrés, une réponse impulsionnelle traduisant l'atténuation de la fonction de transfert de l'objet, etc. Le problème majeur vient du fait que les temps de pose sont longs, le temps est limité, et il est donc important d'optimiser la procédure d'observations. Pour mettre toutes les chances de son côté, il faut bien connaître et comprendre l'optique adaptative, ainsi qu'établir une méthodologie d'observations.

- ★ L'expertise est nécessaire pour arriver à déterminer rapidement si tel ou tel noyau permet un asservissement stable et efficace. De plus, il existe certains petits «trucs» pour améliorer les performances sur ces objets difficiles. Par exemple, il est avantageux d'augmenter le gain sur chaque mode d'un petit facteur (à peu près 5%), pour compenser du bruit ajouté à la détermination du centre de gravité à cause de l'émission diffuse de la galaxie. Aussi, pour les objets étendus, l'utilisation d'un masque numérique sur les pixels de chaque sous-pupille peut servir d'équivalent de «gain optique». Nous avons voulu essayer cette technique à l'ESO, mais le temps nous a manqué. Cependant, il serait fort intéressant de poursuivre de tels tests pour valider ou infirmer cette méthode et surtout pour quantifier les modifications apportées².
- ★ La méthodologie d'observations consiste à déterminer, en fonction du seeing, l'ordre le plus efficace lors de l'acquisition de l'objet, de la réponse impulsionnelle (pour la déconvolution, il est crucial que les conditions de seeing et la magnitude soient similaires à celles de l'objet), du

2. Comme d'habitude, il n'est pas suffisant de savoir que «ça marche mieux avec...». Il faut savoir exactement de combien dans chaque cas.

calibrateur photométrique (même source que pour la FEP si possible), et les ciels. Le seeing n'est pas important pour ces derniers, mais on veut mesurer l'émission propre du ciel (la fluorescence du radical OH, qui domine dans ce domaine de longueur d'onde), pour pouvoir effectuer la déconvolution et obtenir une photométrie suffisamment précise. Une technique efficace et répandue pour l'acquisition de ciels consiste à déplacer l'objet sur les différents «quadrants» de la caméra infrarouge, ainsi ceux où il n'y a pas d'objet peuvent être utilisés pour reconstruire le ciel, et l'efficacité des observations s'en trouve à peu près doublée. Malheureusement, cette technique n'est pas valable sur une galaxie car l'émission du bulbe de celle-ci n'a aucune raison d'être homogène, et contribue à un fond que l'on ne peut distinguer de la fluorescence de l'atmosphère (la luminosité des deux effets est à peu près du même ordre de grandeur, $10 < mag/'^2 < 15$ entre 1.3 et $2.2\mu m$). On est donc obligé d'aller chercher ce ciel à plusieurs minutes de la galaxie pour s'assurer d'avoir un fond homogène. Il faut alors dépointer le télescope. Ceci est, de toutes façons, une meilleure manière d'obtenir un ciel que de déplacer l'objet sur les quadrants, car l'utilisation du miroir «On/Off»³ implique que le faisceau lumineux passe par différentes parties des optiques, et des hétérogénéités de température et d'émissivité ou de transmission sur celles-ci se traduiront par une variation de l'émission thermique associée. Ainsi, nous favoriserons une méthode plus longue (et donc plus sensible aux variations temporelles intrinsèques), mais dénuée d'erreurs systématiques, car d'un point de vue morphologique, il est plus facile de s'accomoder d'une mauvaise calibration absolue (variation temporelle de la fluorescence) que d'une calibration hétérogène sur la caméra (variation spatiale d'intensité du bulbe de la galaxie et d'émission des optiques). D'un point de vue photométrique, la méthode des quadrants soustrait la contribution du bulbe, et l'on introduit ainsi un biais systématique, alors que l'effet des fluctuations aléatoires temporelles de la fluorescence se moyenne.

Ayant établi ces quelques fondements en observations, voyons comment les galaxies sont sélectionnées et comment les images sont traitées pour obtenir une interprétation astrophysique cohérente.

3.2 Stratégie

Le critère de sélection principal est la magnitude du noyau. Un tri a donc été effectué à partir d'une liste des noyaux actifs de galaxie. Nous avons basé notre étude sur

3. qui permet de déplacer le champ sur la caméra infrarouge.

«A Catalogue of Quasars and Active Nuclei» [Véron–Cetty & Véron, 1993]. Ainsi, nous avons sélectionné les galaxies de magnitude $V < 14$. Une étude bibliographique sur la photométrie d’ouverture devrait, en théorie, permettre d’estimer le «piqué» du noyau. Ceci est important pour deux raisons: tout d’abord, si la magnitude donnée a été mesurée dans un grand diaphragme ($\sim 10''$), il n’est pas possible de connaître la luminosité de surface du noyau proprement dit, et celui-ci peut avoir une magnitude bien plus élevée. De plus, le champ de l’analyseur de front d’onde d’ADONIS mesure $3'' \times 3''$, il faut donc savoir si l’étendue spatiale du noyau est inférieure à cette taille pour que l’asservissement puisse se fixer sur une source cohérente. Cependant on ne trouve que très rarement de la photométrie d’ouverture avec des diaphragmes plus petits que $5''$ dans la littérature. Un critère supplémentaire qui n’est pas rédhibitoire, mais plutôt un gage d’intérêt scientifique, est la couleur du noyau. Le rougissement d’un noyau (se traduisant par une croissance de l’indice de couleur E_{B-V}) indique qu’il sera plus enfoui dans les poussières⁴, et sera témoin d’une concentration de celles-ci, associée à de la formation d’étoiles. Cela sera une bonne cible pour des observations infrarouges, où l’extinction sélective due aux poussières est bien moindre que dans le visible. Ainsi, on établit une liste de noyaux actifs de galaxies potentiellement observables.

Une fois sur le télescope, chaque galaxie est pointée, et l’on essaie de fermer la boucle de l’optique adaptative⁵; ceci implique l’ajustement et l’optimisation de plusieurs paramètres, par exemple la valeur du seuil dans l’analyseur de front d’onde (pour limiter les effets du bruit) ou encore l’optimisation de la commande modale. Lorsque l’asservissement tient, on va chercher l’étoile de référence (qui sera utilisée comme FEP lors de la déconvolution), et l’on prend une pose, en introduisant des filtres de densité neutre sur l’analyseur de front d’onde si nécessaire, de manière à obtenir le même rapport signal à bruit que sur la galaxie. On prend ensuite une série d’images de la galaxie et on dépointe rapidement le télescope pour intégrer le ciel avec le même rapport signal à bruit que pour la galaxie (i.e. même temps d’intégration). Si possible, l’étoile choisie pour la réponse impulsionnelle est aussi un standard photométrique (ou au pire une étoile dont on connaît le type spectral et la magnitude précise), on peut passer à un autre filtre photométrique, et recommencer la procédure. Ainsi, en pratique, si l’on compte entre 5 et 10 minutes pour le standard photométrique/FEP, 15 à 20 minutes pour la galaxie et de même pour le ciel, en comptant les temps de pointage, on arrive facilement à 3 heures pour une série photométrique ($J=1,25\mu m$, $H=1,68\mu m$, $K=2,23\mu m$). Ainsi, les dix minutes nécessaires à déterminer si l’asservissement tiendra, sont absorbées dans le budget «temps morts». On notera tout de même qu’entre le début de l’acquisition de la réponse impulsionnelle et la fin de la pose sur la galaxie, il se sera écoulé 35 minutes, ce qui laisse largement le temps au seeing d’évoluer; entre le début de la pose sur

4. Celles-ci donnent lieu à la diffusion de Mie, c’est-à-dire en λ^{-1} ; sur la ligne de visée, l’indice de couleur associé uniquement à la diffusion des poussières est de $E_{B-V} \sim 0,3$

5. Ce procédé, bien qu’il ne soit pas des plus efficaces, est assez rapide, surtout lorsque l’on considère le temps d’intégration nécessaire à l’obtention de données de bonne qualité.

la galaxie et la fin de l'intégration sur le ciel, trois quarts d'heure auront suffi à la fluorescence pour changer considérablement. Cette méthode, même si elle est optimisée, n'est pas la plus efficace. L'idéal serait de faire des triplets d'images «courtes» (FEP/objet/ciel) en dépointant le télescope dans un temps plus court que les temps caractéristiques de l'atmosphère: pour que les effets des variations rapides de seeing se moyennent, mais que l'on conserve suffisamment de stabilité entre l'objet et la FEP, il ne faudrait pas dépasser (en règle générale, mais cela dépend bien entendu du site et du type de turbulence présent) 4 à 8 minutes de temps de pose. Les variations de la fluorescence (émission du ciel en IR) sont plutôt de l'ordre de la dizaine à la vingtaine de minutes, donc plus grandes que le temps des fluctuations du seeing. Ce problème est d'autant plus grave que la correction apportée n'est que partielle, donc des variations de seeing feront fluctuer la fréquence de coupure (i.e. l'inverse de la résolution) sur différentes images. Dans ces conditions, toute déconvolution est, bien entendu, impossible⁶.

3.3 Réduction des données

Le traitement des images est proportionnel, en complexité, à la difficulté des observations. Des étoiles simples ou doubles, brillantes, des objets spatialement restreints produisent des images limitées par la diffraction demandant un traitement où le rapport signal à bruit ne pose pas problème et où le ciel varie peu pendant une pose. De toutes façons, ce dernier est facilement estimé à partir de quadrants sans objets, et la stabilité de la réponse impulsionnelle permettra d'effectuer une déconvolution sans trop se soucier des artefacts que celle-ci pourrait introduire. On citera comme exemple les résultats spectaculaires de [Combes et al., 1997] sur l'un des satellites de Saturne, Titan. Dans le cas des noyaux actifs de galaxie, on aurait presque envie de dire «*tout va mal*».

3.3.1 Traitements cosmétiques

Pour définir les étapes principales du traitement des images, il faut d'abord s'occuper des défauts de détecteur sur *toutes* les poses (i.e. y compris les ciels, les champs-plats, les courants d'obscurité, etc.). Ensuite, on corrigera les défauts de l'acquisition et de la formation de l'image: une image I est la distribution d'intensité de l'objet O (convolué par la FEP mais nous y reviendrons lors de l'étape de la déconvolution) à laquelle s'ajoute l'émission du ciel c . Ceci est multiplié par le champ plat F , dont les petites structures (variations d'un pixel à un autre) sont dûes au gain du détecteur et les grandes structures aux variations spatiales des coefficients de réflexion et de transmission des optiques. Le courant d'obscurité d , est dû en partie

6. Je pense donc pouvoir ré-affirmer ici que les observations de noyaux actifs de galaxies sont difficiles et qu'elles explorent les limites de ce qui est réalisable en optique adaptative...

au biais (négligeable dans l'infrarouge) mais surtout à la création de charges à cause de l'agitation thermique. On obtient aussi une image du ciel C qui est le produit de l'émissivité du ciel c et du champ plat F auquel s'ajoute aussi le courant d'obscurité. Mathématiquement, on écrit:

$$\begin{aligned} I &= (O + c) \times F + d \\ \Rightarrow O &= \frac{I - d}{F} - c \\ &= \frac{I - C}{F} \end{aligned} \tag{3.1}$$

On voit qu'il est nécessaire d'avoir l'image I (évidemment...), le ciel C et le champ plat F pour pouvoir reconstruire l'objet O . Le courant d'obscurité est pourtant nécessaire pour pouvoir extraire le champ plat des poses; cependant son acquisition ne pose pas de problèmes puisqu'il est nécessaire de fermer l'obturateur et l'on peut donc obtenir ces images utilitaires pendant la journée ou au petit matin. Une fois que les images traduisent l'objet de cette façon, il est possible d'effectuer de la photométrie ou encore de la déconvolution. Spécifiquement, voyons ces étapes une à une.

Pixels morts La première étape est purement cosmétique: la détection et la correction de pixels «morts», à bruit élevé ou à réponse fluctuante. Les pixels morts ne posent pas de problèmes particuliers, car ils ne répondent pas, et sont stables donc facilement identifiables. La difficulté des pixels dont la réponse varie dans le temps est qu'ils peuvent avoir une valeur supérieure ou inférieure à la valeur courante. Lorsqu'elle est inférieure, ils sont reconnaissables car ils sont négatifs (si la moyenne du signal est à zéro). Il faut tenter d'éliminer les pixels dont la réponse croît puis décroît au cours d'une pose ou d'une série de poses. Dans ce cas, on peut regarder l'écart type de chaque pixel dans le temps, et tronquer les pixels dont l'écart type est supérieur à une valeur déterminée, par exemple, $3\sigma_{temporel}$. Évidemment le problème de cette méthode est que le bruit de photons croît en $\sqrt{N}$ et il est plus important sur le signal qu'ailleurs; on laissera alors plus facilement passer un pixel bruité s'il reçoit des photons.

Bruit corrélé Vient ensuite la correction du bruit de lecture de la caméra infrarouge, SHARPII: C'est un détecteur 256×256 en InSb, fourni par le Max Planck Institute für Extra-Terrestische Physik. Dans cette caméra, le bruit prédominant prend la forme d'un *bruit corrélé*, figure 3.1; il est probablement dû à un battement entre une horloge interne et un signal régulier externe. Son intensité fluctue dans le temps et il n'a rien de systématique. La seule chose permettant d'en venir à bout est de noter qu'il est spatialement périodique et que l'on peut l'isoler dans l'espace des fréquences. Cependant, même cela n'est parfois pas suffisant car ce bruit forme une

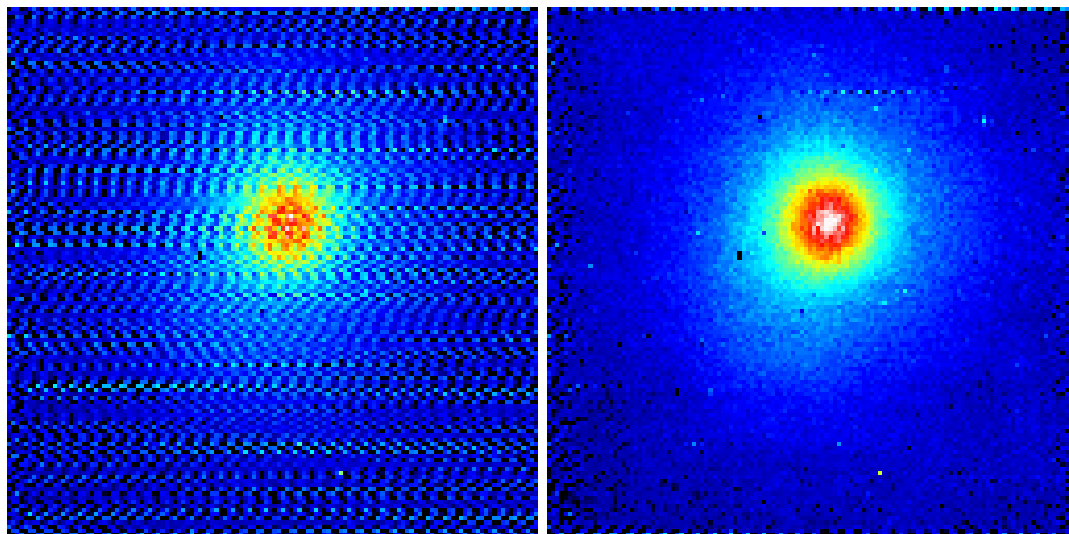


Figure 3.1 - : À gauche, un quadrant d'une image empreinte du *bruit corrélé*. À droite, la *même* image traitée par l'algorithme de [Wampler, 1992]

«tôle ondulée» identique sur chaque quadrant; il y a donc parfois des discontinuités entre eux. Après plusieurs semaines d'efforts, une méthode itérative, basée sur le filtrage de Wiener, décrite dans le messenger [Wampler, 1992] fut implémentée. Elle fonctionne désormais de manière routinière. Le principe est de cacher les structures du signal en utilisant un filtrage médian spatial multi-échelles et de prendre la transformée de Fourier du résidu. Les pics qui dépassent à plus de trois (ou plus) sigmas du bruit dans le plan des fréquences seront considérés comme étant le signal périodique, qui sera retranché (dans le plan image) à l'image originale.

«Flat», «dark»⁷ On peut passer aux effets de formation d'images sur le détecteur (équation 3.1). Cette opération est sans doute la plus simple. Je tiens cependant à faire remarquer qu'elle n'est simple que lorsque les ciels et le champ plat ont été obtenus avec soin: il est fréquent de ne pas avoir de champ plat ou d'image du ciel de bonne qualité. On est alors obligé de reconstruire ces objets à partir des images où le signal n'est pas trop fort ou est très localisé. Plusieurs techniques ont été essayées, et il n'y a pas de réponse simple et concrète à ce problème: c'est de la cuisine d'images... La seule chose que je peux dire est qu'il est *très* important⁸ d'obtenir de bons ciels et des champs plats très précis si l'on veut avoir un minimum de confiance dans la déconvolution ou la photométrie.

7. Champ plat et courant d'obscurité.

8. Cela semble être l'évidence même, mais il n'est pas rare de voir des images sans les éléments nécessaires à leur traitement.

Traitements évolués Finalement, on peut passer énormément de temps à expérimenter avec la déconvolution et la photométrie. Ces deux techniques sont plutôt difficiles à mettre en œuvre et peuvent donc être mal utilisées: la déconvolution est une baguette magique qui rend les images moins floues et plus contrastées. Bien entendu, il y a un prix à payer pour cela (la déconvolution peut affecter le contraste *relatif* des images), et la tentation de sur-interpréter les données est forte. La photométrie, quand à elle, demande une rigueur d'observations et de dépouillement, pour atteindre une précision suffisante; en effet, nous nous contenterons d'une erreur d'un dixième de magnitude, mais comme nous cherchons avant tout à optimiser la résolution, la précision photométrique en pâtit. Nous allons revenir à ces deux techniques plus en détails.

3.4 Déconvolution

Je m'attacherai ici à l'aspect *utilisateur*, ainsi je ne rentrerai pas dans les problèmes intrinsèques de chaque méthode. Il faut cependant comprendre le problème avant d'espérer pouvoir le résoudre; pour cela je conseille au lecteur intéressé le livre de [Andrew & Hunt, 1977]. Une image formée dans tout système est le résultat de la convolution de l'objet et de la réponse impulsionnelle du système. Ainsi on peut écrire:

$$I = O \otimes FEP + b \quad (3.2)$$

où b est un bruit qui vient s'ajouter à l'image. Sans le bruit, le problème est facilement inversé, et le tour est joué. Lorsque le rapport signal à bruit est suffisant (c'est-à-dire lorsque les hautes fréquences de l'image sont dominées par le signal, étant donné que ce sont elles qui vont être amplifiées), on se contentera de *déconvolution directe*. Cette technique est linéaire et préserve donc la photométrie. Pour une étude purement morphologique, on pourra utiliser des méthodes non-linéaires et itératives, telle que *Lucy-Richardson (maximalisation de la vraisemblance)*, ou la *maximalisation de l'entropie*.

3.4.1 Déconvolution directe.

Cette technique consiste à inverser l'équation 3.2. Ainsi on peut la réécrire dans le plan de Fourier comme:

$$\tilde{O}(\nu) = \frac{\tilde{I}(\nu)}{F\tilde{E}P(\nu)} \quad (3.3)$$

La transformée de Fourier de la FEP est la fonction de transfert de modulation du système [télescope+atmosphère+optique adaptative]; elle est égale à zéro (au bruit près) au-delà de la fréquence de coupure du télescope ($\nu > \nu_0 = D/\lambda$). Dans la transformée de Fourier de l'image, il n'y a que du bruit à ces fréquences. La

division de l'équation 3.3 provoque donc une *explosion du bruit*⁹ pour $\nu > \nu_0$. Pour éviter cela, on filtre les très hautes fréquences par un filtre passe-bas. Multiplier $\tilde{I}/F\tilde{E}P$ par un filtre passe-bas (dans le plan des fréquences) dans l'équation 3.3 revient à convoluer l'objet par la transformée de Fourier du filtre ($O \otimes \text{TF}(\text{filtre})$). Il faut donc en choisir un avec précaution. En effet, si l'on utilise un «haut de forme», sa transformée de Fourier étant un sinus cardinal, le résultat du filtrage sera entachée d'anneaux (phénomène de «ringing»). En règle générale, j'utiliserai une cloche exponentielle car sa transformée de Fourier est aussi une cloche exponentielle ($\text{filtre} = e^{-(\frac{f}{f_c})^2}$). Cela minimise les anneaux tout en décroissant suffisamment vite aux hautes fréquences. On trouvera aussi parmi les filtres standards, le cosinus carré ($\text{filtre} = \cos^2(\frac{\pi f}{2f_c})$ pour $f < f_c$, 0 ailleurs), qui introduit de faibles anneaux, ou encore le Lorentzien ($\text{filtre} = 1/(1 + (\frac{f}{f_c})^2)$), mais celui-ci décroît trop lentement pour compenser la croissance du bruit. On les trouvera (ainsi que leur transformée de Fourier) sur la figure 3.2.

3.4.2 Maximalisation de la vraisemblance.

Cette technique consiste à maximiser la *vraisemblance* d'une image (voir par exemple, [Frieden, 1991]). Si l'on associe la valeur de chaque pixel d'une observation d'un objet O dont la valeur échantillonnée est O_i à x_i , on définit la fonction de vraisemblance $L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n | \theta)$ comme étant la densité de probabilité de l'observation, les x_i étant fixés et θ étant un critère de qualité d'image, considéré comme variable; on appelle θ l'estimateur de maximum de vraisemblance. Le principe de maximum de vraisemblance consiste à choisir parmi tous les θ possibles, le paramètre $\hat{\theta}$ qui rend la fonction de vraisemblance la plus grande possible. Dans notre cas, on peut définir θ comme étant la convolution de l'objet et de la FEP. La fonction de vraisemblance s'écrit alors comme $L(I | O \otimes FEP)$. Dans le cas idéal (i.e. sans bruit), l'image est donnée par la convolution de l'objet et de la FEP; l'erreur (la différence de ces deux valeurs) est nulle en chaque pixel, la fonction de vraisemblance atteint alors un maximum. L'astuce consiste alors à trouver ce maximum, c'est-à-dire la solution du système:

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 L}{\partial \theta^2} < 0 \quad (3.4)$$

La méthode de Lucy-Richardson résout ce système d'équations de façon itérative en utilisant l'algorithme suivant (par exemple, [Conan, 1994]):

$$1 - \varepsilon = \frac{I}{O_n \otimes FEP}$$

$$O_{n+1} = O_n \times [(1 - \varepsilon) \otimes FEP] \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

9. On divise du bruit par une valeur très petite due à l'atténuation de la fonction de transfert de modulation aux hautes fréquences.

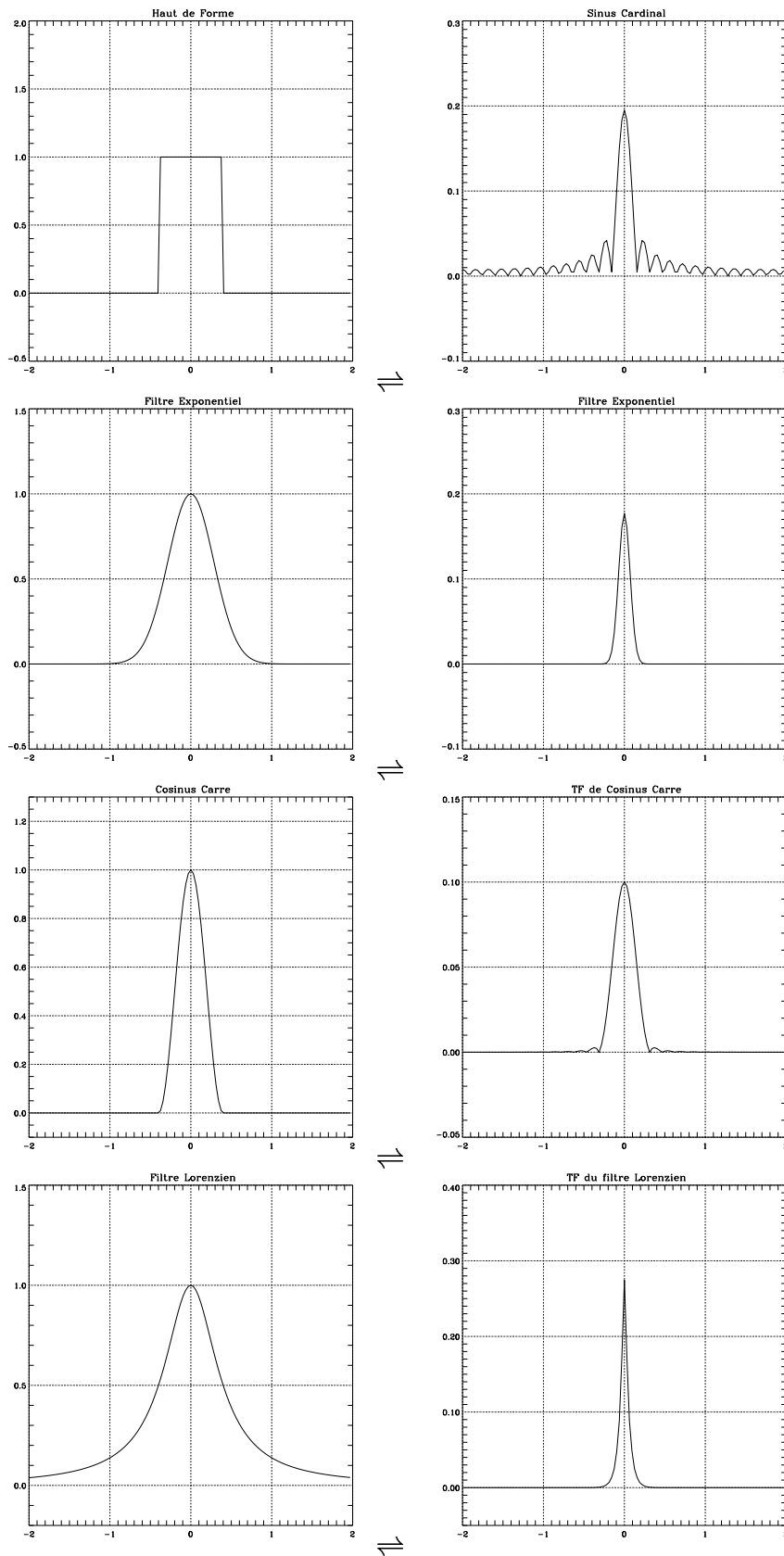


Figure 3.2 - : Les filtres communément utilisés pour le filtrage et leur transformée de Fourier. De haut en bas: Haut de forme, filtre exponentiel, filtre en cosinus carré, filtre Lorentzien.

On voit donc que I (représentant les x_i) est fixe et ε est l'erreur due à l'estimation de l'objet à l'itération n , O_n . Cette méthode fonctionne très bien, mais elle est non linéaire, c'est-à-dire que le flux n'est pas conservé localement (surtout dans le cas d'objets étendus ou de fort contraste). Cette méthode permet l'incorporation d'éléments *a priori*, par exemple, la statistique du bruit, ou encore un modèle de l'objet comme estimation initiale.

3.4.3 Maximalisation de l'entropie.

Si la probabilité d'observer la réalisation x_i d'un évènement $\mathbf{X}_i$ est $P(x_i)$, l'entropie H de la réalisation des données peut s'écrire de la façon suivante:

$$H = - \sum_{i=0}^N P(x_i) \ln(P(x_i)) \quad (3.7)$$

L'entropie est en quelque sorte une mesure de l'incertitude ou l'ignorance de l'observateur; mais c'est aussi la quantité d'information moyenne contenue dans un jeu de données. Paradoxalement, l'incertitude est une mesure de l'information contenue dans une loi de probabilité; une façon de comprendre cela est de dire que la nature n'aime pas l'ordre, ainsi l'état d'un système est d'autant plus probable que son degré de désordre (au sens de l'entropie) est élevé. Pour augmenter la probabilité que l'information contenue dans une image soit juste, on essaiera de maximiser l'entropie. Cette méthode est loin d'être triviale ou facile à comprendre et les mathématiques impliquées sont assez lourdes (on trouvera une description de cette méthode dans [Gonzalez & Woods, 1993] ou [Frieden, 1991]); un étudiant du Docteur Jaynes (à qui l'on doit la méthode de maximalisation de l'entropie) a écrit ce magnifique petit poème qui décrit bien mieux que je ne pourrai le faire cette technique:

MAXIMUM ENTROPY

There's a great new branch of science which is coming to the fore,
And if you learn its principles you'll need to learn no more.
For though others may be doubtful (which can make them fuss and fret),
You'll be certain your uncertainty's large as it can get.

This is no toy of theory to invite the critic's jeering,
But a powerful new method used in modern engineering.
For uncertainty, which often in the past just gave us fidgets,
Has proved to be a vital tool in mass-producing widgets.

The procedure's very simple (it is due to Dr. Jaynes),
You just maximize the entropy, which doesn't take much brains.
Then you form a certain function which we designate by Z ,
Differentiate its log by every lambda that you see.

AND LO! — we see before us (there is nothing more to do)

All the laws of thermal physics, and decision theory too.
 Possibilities are endless, no frontier is yet in sight,
 And regardless of our ignorance, you'll always know you're right!
 So you are faced with problems you can barely understand?
 Do you have to make decisions, though the facts are not at hand?
 Perhaps you'd like to win a game you don't know how to play.
 Just apply your lack of knowledge in a systematic way.

Il y a une certaine controverse quant à l'utilisation de cette méthode, comme le fait remarquer ce poème un tant soi peu moqueur. Pourtant, nous avons obtenus des résultats importants grâce à la déconvolution de données par maximalisation de l'entropie. L'exemple le plus marquant sur lequel j'ai travaillé est certainement l'image de la nébuleuse par réflexion NGC 2023, (annexe A.2) obtenue par ADONIS [Rouan et al., 1997].

NGC 2023 La nature du gaz à partir duquel les étoiles se forment et l'interaction d'étoiles très jeunes avec le nuage moléculaire parent est un grand problème en astrophysique. Une connaissance des structures dans les nuages moléculaires est importante dans deux domaines:

- **Les mécanismes de formation d'étoiles.** Le milieu est loin d'être homogène, comme le suppose le modèle de Jeans, et il est probable que seules les petites structures se découplent du champ magnétique et deviennent des noyaux chauds auto-gravitants qui produiront des étoiles.
- **Chauffage et excitation du milieu interstellaire.** Dans les régions de photo-dissociation, la dissipation turbulente, associée à des instabilités dynamiques, détermine la taille, la distribution de densité et les échelles de temps des fluctuations.

Ces régions sont donc d'excellents laboratoires pour étudier les structures de petites échelles du milieu interstellaire. La spectro-imagerie effectuée sur NGC 2023 par ADONIS dans une raie S(1) raies de l'hydrogène moléculaire à $2.121\mu m$ permet de sonder la structure du nuage moléculaire résiduel à partir duquel l'étoile excitatrice (HD37903 dans ce cas) s'est formée. En effet, les modèles des régions de photo-dissociation montrent que l'intensité de l'émission H_2 moléculaire peut être utilisée de façon relativement directe pour déterminer la densité H_2 associée à cette émission. Les images déconvoluées permettent d'atteindre une résolution de $0.15''$, soit $50\sim 75$ u.a.. Le spectre de puissance des fluctuations de densité suit une loi de puissance en fonction du vecteur d'onde, avec un exposant de -2,6, bien plus grand que l'exposant canonique de -5/3 associé à une turbulence de type Kolmogorov (i.e. sans dissipation). De plus, une analyse par ondelettes a permis de déterminer une structure fractale (moyenne) D_0 , de 1.32 ± 0.05 ; cette dimension fractale est constante

sur plus d'un ordre de grandeur de l'échelle spatiale sur laquelle cette mesure fut effectuée. Ce résultat (i.e. une structure fractale dans le milieu interstellaire) a fait l'objet d'une publication acceptée à *Mon. Not. R. astr. Soc.* que l'on trouvera en annexe (annexe A.2).

3.4.4 Comment forme-t-on un anneau là où il n'y en pas?

Il est important de comprendre les mécanismes de déconvolution qui peuvent générer des erreurs, pour pouvoir ensuite déterminer si une structure est effectivement un artefact ou pas.

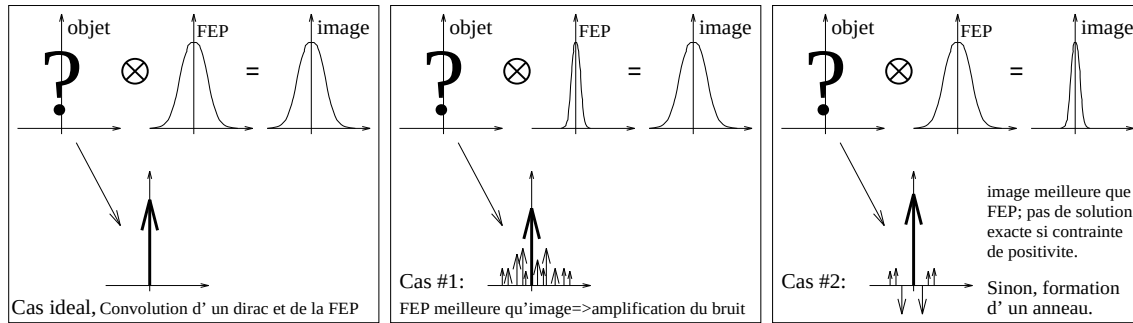


Figure 3.3 - : Comment créer un anneau par la déconvolution? À gauche, cas idéal; au centre, amplification du bruit; à droite, apparition d'un anneau.

Le bruit. Le premier risque que l'on rencontre provient d'une mauvaise correction d'un pixel, d'un champ plat ou encore du bruit corrélé. Les effets sont, respectivement, très localisés, de basses (ou moyennes) fréquences ou périodiques. Ceci n'est donc pas le cas pour un anneau.

Nombre d'itérations. Vient ensuite le problème du moment (i.e. après combien d'itérations, ou à quelle fréquence de coupure) où arrêter la déconvolution? Il n'existe pas de réponses simples, tant qu'il n'y a pas un critère objectif, par exemple, une erreur quadratique moyenne de l'estimation de l'objet convoluée par la FEP par rapport à l'image. Mais même un tel critère garde une notion de subjectivité car il dépend du bruit présent dans le signal original. Dans une image avec un excellent rapport signal à bruit, on peut facilement «trop» déconvoluer et atteindre une «sur-résolution», c'est-à-dire une résolution supérieure à la limite de diffraction du télescope. Nous avons donc créé de l'information. C'est la raison pour laquelle il est important d'utiliser plusieurs algorithmes de déconvolution, car chacun réagit différemment au bruit. Ainsi une structure qui apparaîtra avec toute une panoplie

de méthodes aura beaucoup plus de chances d'être réelle qu'une n'apparaissant que grâce à un algorithme donné. Si un anneau apparaît avec tous les algorithmes utilisés, il a plus de chances d'être réel; de plus, le risque de sur-résolution est limité si le bruit est limitatif dans le nombre d'itérations.

Estimation et qualité de la FEP. Finalement, on est confronté au problème de l'évaluation et de la stabilité de la FEP. Ainsi, il y a deux évolutions possibles: si les conditions sont meilleures lors de l'acquisition de celle-ci, sa fonction de transfert de modulation va s'étendre plus loin en fréquence, et la déconvolution va amplifier ces fréquences dans l'image, c'est à dire amplifier du bruit. En revanche, si les conditions s'améliorent lors de l'acquisition de l'objet, l'effet sera pervers: n'arrivant pas à reproduire les hautes fréquences spatiales lors de la déconvolution, l'estimation de l'objet sera «creusée» autour des pics et des formes nettes pour compenser et augmenter le contraste. De cette façon, on peut créer des anneaux, et qui plus est, cet effet sera le même pour tous les algorithmes. La figure 3.3 explique cet effet.

Nous voyons donc que nous sommes dans un cas où nous ne pourrions pas nous prononcer sur l'authenticité d'une structure en anneau sans faire appel à d'autres méthodes, comme par exemple la photométrie.

3.5 Analyse des couleurs et chromatographie

On trouve, dans la thèse de Pascal Gallais [Gallais et al.,1991b], une utilisation intéressante des «diagrammes de couleur/couleur» (figure 3.4). Le principe en est simple: on détermine les couleurs [J-H] et [H-K] d'une région d'intérêt et on les reporte sur le diagramme de manière à identifier le processus de rayonnement de l'émission observée, sachant que les principaux mécanismes ont des indices de couleur relativement bien différenciés.

Ces indices de couleurs sont calculés à partir d'observations et de modèles. Les raies d'émission y contribuent largement; ainsi pour une région HII, les raies de la série de Paschen ($P\beta$ et $P\gamma$) sont importantes en bande J; en bande K, ce sera une raie de la série de Brackett, $Br\gamma$. Campbell et Terlevitch (1984) ont déterminé les indices de couleur d'une telle région, avec des valeurs de [J-H]=0,05 et [H-K]=0,60. Les couleurs des étoiles (en fonction de leur type spectral) sont bien connues (voir par exemple, [Koornneef, 1983]); les étoiles de type super-géantes rouges, i.e. des étoiles de masse $> 8 M_{\odot}$ dans une phase d'évolution avancée nous intéressent particulièrement car leur présence est un indice d'une possible flambée d'étoiles récente. En effet, les étoiles les plus brillantes sont très massives (et très chaudes), et ont une vie très courte ($10^7 \sim 10^8$ ans). À la suite d'un épisode de formation d'étoiles, l'émission dans l'infrarouge sera fortement dominé par ces étoiles (ces dernières étant en phase de super-géantes rouges). Leur indice de couleur est de [J-H]=0,80 et [H-K]=0,28

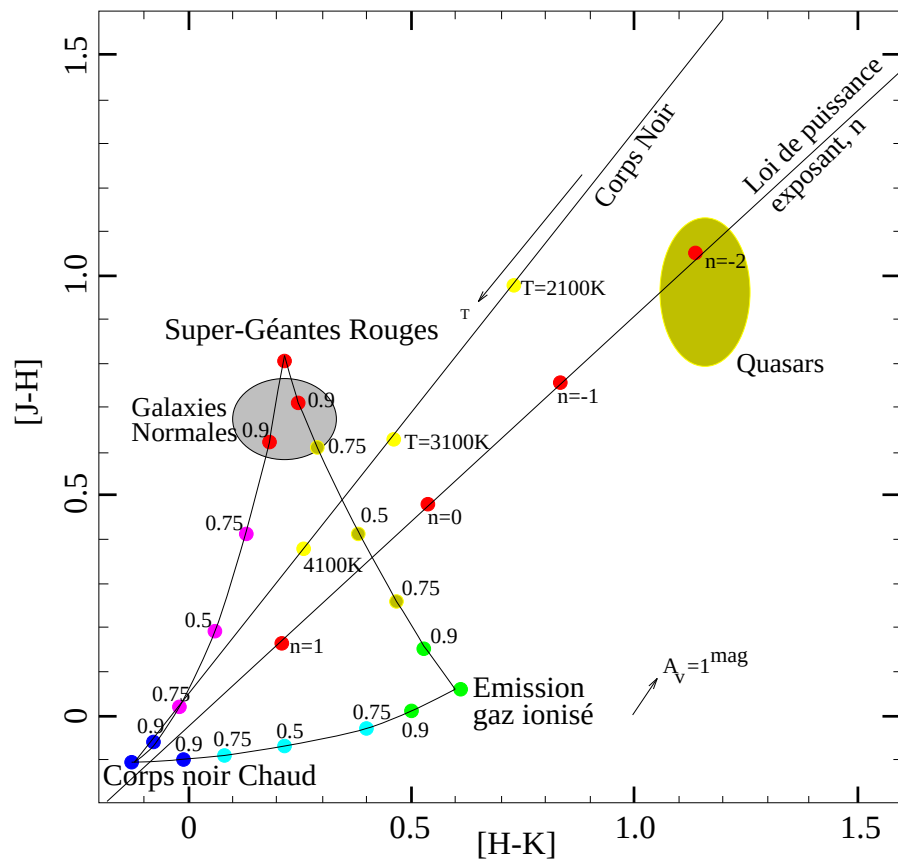


Figure 3.4 - : Diagramme de couleur $[J-H]/[H-K]$. Un diagramme de ce genre permet de déterminer l'origine du rayonnement observé. On y trouve l'émission d'étoiles super-géantes rouges, de gaz ionisé et d'un corps noir chaud (40,000K); on voit aussi les lieux géométriques des points d'une loi de puissance du type $F_\nu = \nu^n$ et d'un corps noir dont la température varie de 1600 à 40,000K.

(Glass, 1976). L'émission non-thermique au cœur de nombreux quasars et autres galaxies actives suit souvent une loi de puissance $F(\nu) \propto \nu^{-2}$. On a donc indiqué cette région ($[J-H]=1,0$ et $[H-K]=1,15$) sur le diagramme de couleurs. Ainsi, par exemple, l'émission d'un «hot-spot» ayant des indices $[J-H]$ de 0,2 et $[H-K]$ de 0,5 sera cohérente avec une origine à 75% de gaz ionisé et à 25% de super-géantes rouges. On notera cependant que le rougissement peut introduire de grandes incertitudes sur les couleurs relatives: le vecteur de rougissement A_V indiqué sur la figure 3.4 indique le déplacement d'une valeur dû à une magnitude de rougissement. Dans les régions centrales de M82, par exemple, A_V peut atteindre jusqu'à 25 magnitudes [O'Connell et al., 1995]. Ainsi, la position sur le diagramme couleur/couleur peut être équivoque, à cause de ce rougissement.

Notons maintenant deux points importants concernant la précision photométrique des observations.

3.5.1 Calibration photométrique

Il faut tout d'abord noter que l'analyse des données fournies par l'optique adaptative n'a pas encore atteint la maturité nécessaire pour une photométrie précise. Par exemple, le halo de la FEP qui contient une partie des photons doit être pris en compte. Comment déterminer la taille du diaphragme optimal intégrant tout le halo mais pas de ciel? De plus, la calibration photométrique doit être effectuée régulièrement, car l'instrument ne présente pas une stabilité absolue très fiable; cependant la stabilité relative entre les bandes est assez bonne. Si l'on définit une constante photométrique $C_{bande} = 2,5 \times \log(Flux) + Mag$, on peut voir sur la figure 3.5 que C_J , C_H et C_K peuvent varier d'une magnitude d'une étoile à l'autre. Par contre les $C_H - C_J$, $C_K - C_J$ et $C_H - C_K$ sont relativement constants (surtout si l'on retire l'observation en bande K de l'étoile FS4). Cela indique qu'il serait prudent d'éviter la photométrie absolue. Ceci s'applique bien entendu uniquement aux données que nous avons obtenu lors de la mission d'observation de septembre 1994 (conditions photométriques médiocres); ce n'est pas une loi universelle. Comme aucune étude systématique n'a été entreprise sur la stabilité et la calibration photométrique, il ne nous est pas possible d'établir une règle plus générale.

3.5.2 Calcul d'erreur

Par ailleurs, le calcul d'erreur sur la photométrie n'est pas sans difficulté. Si l'erreur en flux est due au bruit de photons, $\sigma_F = \sqrt{F}$, et l'erreur en magnitude est (très grossièrement) donnée par $\sigma_M = \left| \frac{\partial M}{\partial F} \right| \sigma_F$, avec $M = -2,5 \log_{10}(F)$, alors $\sigma_M = 2,5 \sigma_F / F = 2,5 / \ln(10) \sqrt{F}$, que l'on peut écrire en termes d'erreur relative, $\sigma_M = 1,08 \times \sigma_F / F$.

Je pense cependant que l'erreur principale provient de l'estimation (approximative) de l'émission du ciel et du bulbe de la galaxie. Cette erreur devient négligeable lorsque le flux intégré des régions d'intérêt est important. Supposons que l'erreur d'estimation du niveau du ciel est σ_c , celle-ci étant constante, on introduit une erreur proportionnelle au nombre de pixels dans le diaphragme. Le problème est que l'on ne connaît pas σ_c et il n'y a pas de moyen simple de l'estimer (sauf pratiquer une statistique sur un grand nombre de ciels). Mais cet effet est inverse de l'effet du bruit de photons, car plus le diaphragme est grand plus σ_F est petit (s'il y a du signal). Ainsi on comprend la nécessité d'effectuer la photométrie uniquement sur les régions où le signal est nettement supérieure au niveau (supposé) du ciel.

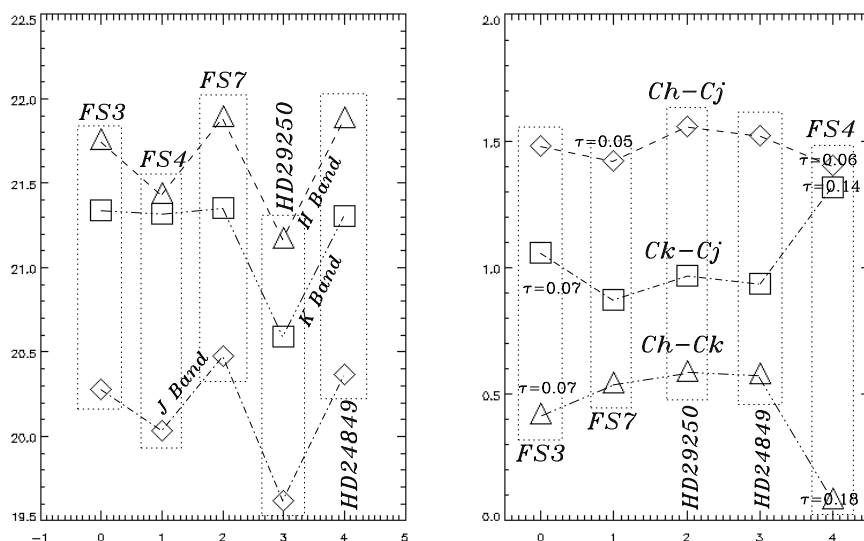


Figure 3.5 - À gauche, les indices photométriques C_J , C_H et C_K pour les standards photométriques FS3, FS4, FS7, HD29250 et HD24849 lors des observations de la mission de septembre 1994. On note la grande variation de cet indice en fonction de l'étoile observée, reflétant le manque de stabilité photométrique de l'instrument. À droite, les indices relatifs $C_H - C_J$, $C_K - C_J$ et $C_H - C_K$ dont la variation est beaucoup plus faible (surtout si l'on ne considère pas la pose en K de FS4), la variation étant de 0,07 magnitude.

3.5.3 Chromatographie

Nous avons développé (avec Eric Gendron) une nouvelle technique qui permet de faire de la séparation en couleurs en deux dimensions à partir de la photométrie relative. On pourrait appeler cette technique la *chromatographie*, en référence

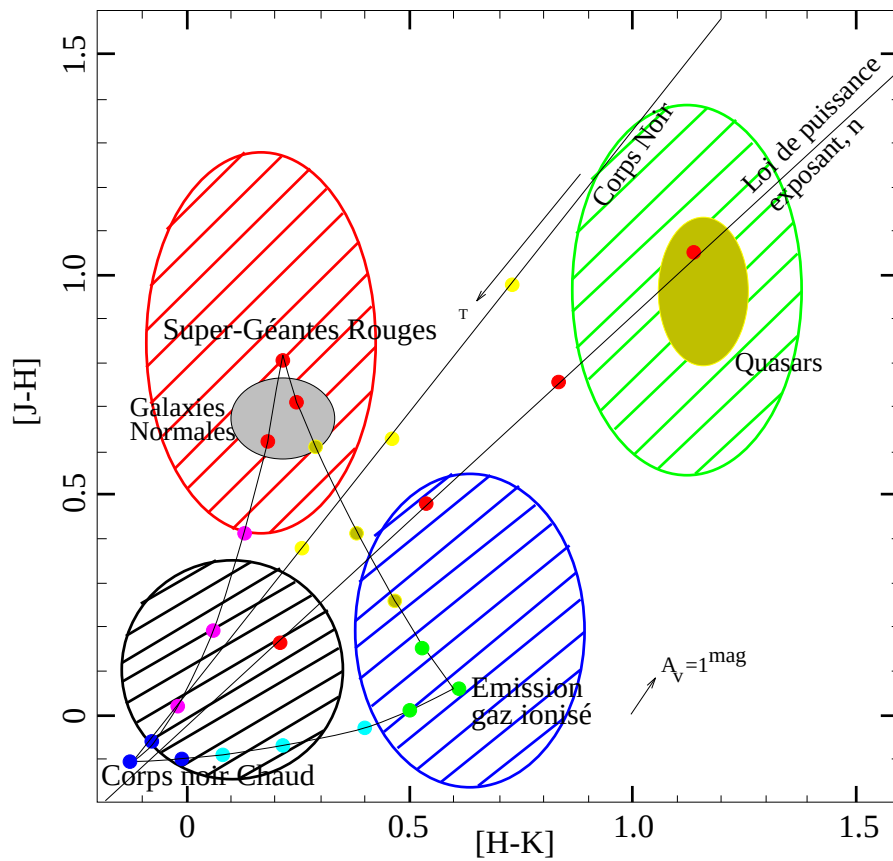


Figure 3.6 - : Diagramme de couleur $[J-H]/[H-K]$. Les zones hachurées indiquent le codage des fausses couleurs utilisées dans la photométrie à deux dimensions. Ainsi une zone rouge indiquera un flux provenant en majeure partie de super-géantes rouges, etc.

à la méthode utilisée en chimie qui consiste à identifier ou à analyser le dosage des constituants d'un mélange en fonction de leur adsorption sélective. Le problème de la technique couramment utilisée (i.e. les diagrammes couleur/couleur) est que l'on définit des zones d'intérêt dans l'image de manière subjective, et l'on peut ne pas voir certaines régions ne présentant pas de particularités morphologiques mais dont la couleur peut être très informative. Le principe de notre méthode consiste à associer une fausse couleur à chaque zone importante du diagramme de couleurs¹⁰ et à déterminer pour chaque pixel de l'image, grâce à ses indices [J-H] et [H-K] la fausse couleur associée dans le diagramme de couleurs. On obtient ainsi une image (un *chromatogramme*) où le codage des couleurs reflète le processus physique principalement responsable du rayonnement. La figure 3.6 indique comment ces zones sont définies. Bien entendu, cette technique ne permet qu'une évaluation qualitative, et ne tient pas compte des barres d'erreur. Ainsi, pour les réduire au maximum, on appliquera un filtrage (sous la forme d'une convolution par un «haut de forme» normalisé, équivalent à un diaphragme centré sur chaque pixel), qui dégradera la résolution. Bien entendu, si le temps d'observations n'était pas limité, on pourrait obtenir des chromatogrammes à la limite de diffraction. Mais comme cette technique ne reste pour le moment qu'informative, elle permet, par exemple de confirmer un résultat de déconvolution ou encore la dynamique d'un modèle.

Par ailleurs, on note que la dégradation de la résolution est inévitable, et ne résulte pas uniquement d'un rapport signal à bruit insuffisant; la résolution varie en fonction de la longueur d'onde (d'une part à cause de la limite de diffraction et d'autre part à cause de la correction partielle), et il est nécessaire de ramener les images dans les différentes bandes à une même résolution afin de pouvoir les comparer. Dans le cas idéal, on voudrait aussi prendre l'énergie du halo de la FEP en compte, et il faudrait faire l'analyse photométrique sur des images déconvoluées, mais dont le flux est préservé.

On trouvera un exemple de l'utilisation de cette technique dans la section 4.2 qui permet de confirmer l'existence d'un anneau de flambée d'étoiles autour du noyau de NGC 863.

3.6 Chaîne de traitement des images

La figure 3.7 récapitule la séquence d'acquisition/traitement des données à partir du télescope jusqu'à l'interprétation astrophysique. Il faut noter que dans la pratique il n'est généralement pas possible d'établir un schéma aussi simple, car chaque image est différente et nécessite un traitement particulier. Un exemple de cela est la présence de bruit corrélé. L'amplitude de celui-ci varie dans le temps, il est donc

10. Par exemple, le rouge sera associé aux super-géantes rouges, le noir à l'émission de corps noir, le bleu à l'émission de gaz ionisé, le vert aux quasars, etc.

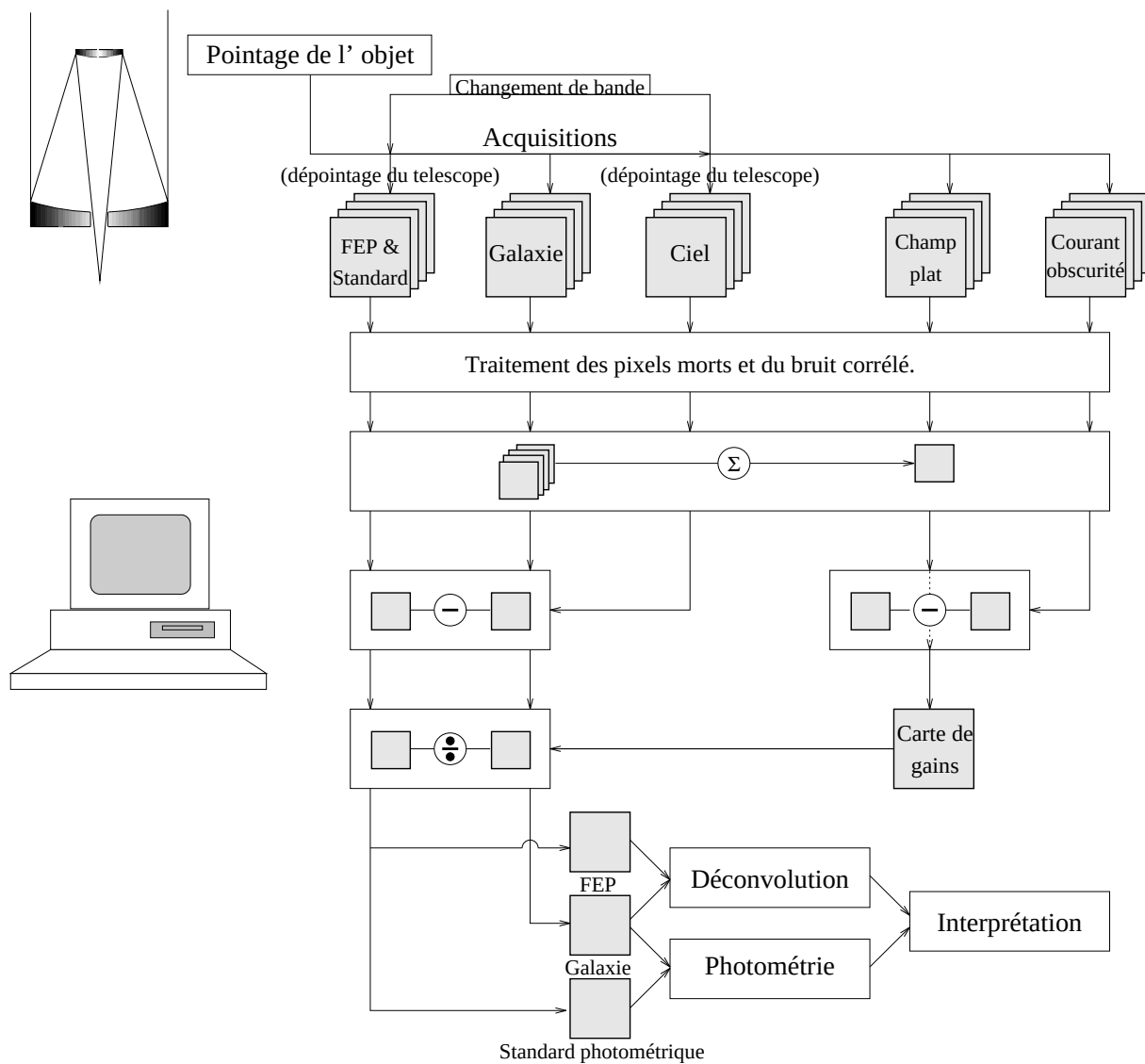


Figure 3.7 - : La séquence d'acquisition et de traitement des images. En pratique, il n'est généralement pas possible d'établir une chaîne aussi propre, chaque image étant différente et affectée d'un bruit particulier.

nécessaire de moduler le nombre d'itérations à appliquer pour le retirer, de façon à ne pas affecter la structure de l'image. De plus, les erreurs de correction se propagent de façon importante dans la chaîne et un pixel mort mal corrigé ou un résidu de bruit corrélé peut facilement entraîner la divergence d'un algorithme de déconvolution. Nous verrons dans le chapitre 5 que cet effet est largement réduit avec un détecteur dont le bruit est faible et constant. Il est alors possible de traiter les images de façon plus automatisée. C'est, entre autres, ce genre de technique qui a permis la caractérisation de la bonnette d'optique adaptative avec un si grand nombre d'étoiles.

Chapitre 4

Observations avec ADONIS: résultats

Les premières galaxies observées avec ADONIS furent NGC 1068 et NGC 7469. On trouvera les résultats de NGC 1068 dans l'article de Marco, Alloin et Beuzit, [Marco et al., 1996]. NGC 7469 a été ré-observée par PUEO, et les résultats obtenus par les deux instruments font l'objet de la section 6.4. Les résultats présentés ici sont ceux de la mission de septembre 1994, d'une durée de quatre demi-nuits, dont une de mauvais temps. En tout, cinq galaxies (Markarian 565, NGC 863, NGC 1365, NGC 1365, NGC 7714, NGC 1386) furent observées en J, H et K, et l'asservissement fut tenté sans succès¹ sur cinq autres (NGC 7592, NGC 7590, NGC 454, NGC 1097, NGC 1241).

4.1 Markarian 565

4.1.1 Contexte.

Markarian 565 est une galaxie SAB0, d'une magnitude $B=13,35$ et d'une luminosité absolue de $5 \times 10^{10} L_{\odot}$. Elle était considérée jusqu'à présent comme une galaxie de Seyfert, mais nos résultats et ceux de Mulchaey en spectro-imagerie [Mulchaey et al., 1996], indiquent une erreur probable de classification. Sa distance est de 72 Mpc (en supposant $H_0=75 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$), ce qui donne une échelle de 350pc par seconde d'angle sur la galaxie. Une image à grande échelle ne montre pas de compagnon apparent, ni de structure particulière: C'est une galaxie fortement inclinée, dont l'identification n'est pas facile(SAB0 ou RSAB0?). L'émission en [OIII]

1. La raison pour laquelle l'asservissement n'a pas fonctionné dans tous les cas n'est pas uniquement dû à la faible luminosité du noyau, mais aussi aux conditions d'observations (nuages, seeing) et à des problèmes d'optique adaptative (désynchronisation, etc.).

[Mulchaey et al., 1996] est très faible, avec un pic à environ $1''$ au nord-est du noyau visible.

Les temps d'intégration pour ces observations étaient $t_J = 20$ min, $t_H = t_K = 10$ min; malgré cela, le bruit sur la pose en J était très important. De plus, la séquence d'acquisition ne fut pas optimale, car l'étoile de référence fut observée après l'acquisition de l'objet dans toutes les bandes. Les ciels furent pris en déplaçant l'objet sur la cible². Malgré ces difficultés, un traitement pointu fait apparaître des structures intéressantes sur l'image déconvoluée (figure 4.1).

4.1.2 Résultats.

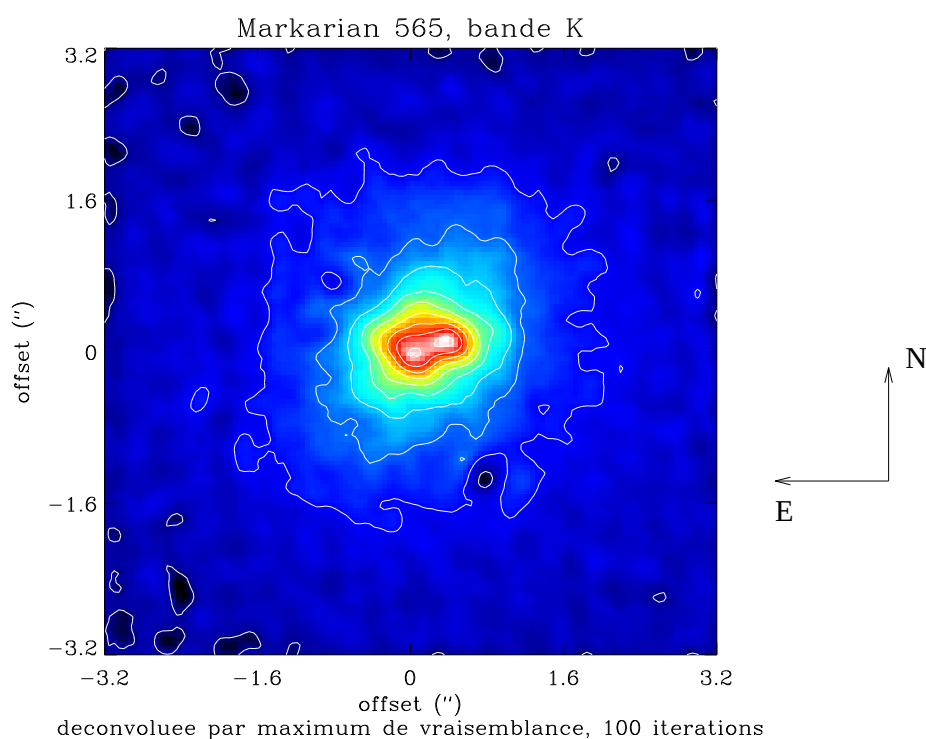


Figure 4.1 - : Image en bande K de Markarian 565. Cette image a été déconvoluée et l'on observe distinctement deux noyaux. L'image mesure 2,2kpc de côté et la séparation des noyaux est de 150pc. Le nord est en haut et l'est à gauche.

Tout d'abord, on remarque une extension diffuse allongée dans l'infrarouge dans un plan perpendiculaire au disque de la galaxie (sur les images visible [Mulchaey et al., 1996] le disque est vu presque par la tranche et dans un axe nord-est/sud-ouest). De plus, on distingue clairement un noyau double superposé à cette émission diffuse. La séparation des deux noyaux est de 150pc, ce qui est très petit si l'on suppose que

2. Cette technique n'est pas valable sur les objets étendus comme nous l'avons découvert.

l'un d'eux est une région HII et l'autre le «vrai» noyau; cela impliquerait une très grande concentration de gaz dans une petite région . Une étude des couleurs (voir table 4.1) indique que le noyau ouest est sûrement stellaire ($[J-H] = 0,65$, $[H-K] = 0,31$), de même que le bulbe de la galaxie ($[J-H] = 0,62$, $[H-K] = 0,41$), alors que le noyau à l'est paraît avoir une composante de gaz ionisé en plus d'une contribution stellaire ($[J-H] = 0,50$, $[H-K] = 0,50$), avec $A_V \approx 1$, c'est-à-dire une forte absorption (extinction sélective) due à des poussières interstellaires. En bande K, cette composante produit la moitié du flux émis, mais l'absorption réduirait la luminosité de cette région d'une magnitude. Ainsi, la luminosité intrinsèque de cette source serait plus élevée, et serait le site d'une flambée d'étoiles.

Tableau 4.1 - : Les couleurs des deux noyaux de MRK 565. Se référer au diagramme de couleurs pour les processus à l'origine de celles-ci. Les diaphragmes mesurent 0,5" de diamètre car la séparation angulaire des deux noyaux est de 0,5".

	[J-H]	[H-K]
Noyau ouest	$0,65 \pm 0,05^a$	$0,31 \pm 0,05$
Noyau est	$0,50 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,05$
bulbe	$0,62^b$	0.41

^a Estimé à partir du bruit de photons uniquement.

^b Estimé sur toute la région autour du noyau, bruit de photons négligeable, mais l'erreur due à l'estimation du ciel probablement plus importante

Il est intéressant de noter que Mulchaey [Mulchaey et al., 1996], trouvent une composante très faible de [OIII] au nord est du noyau visible dont le pic est à $\approx 1''$ au nord-est de celui-ci. Ceci peut être un indice d'une région d'ionisation. Notre observation d'une composante de gaz ionisé à l'ouest du noyau stellaire confirme cette observation, et cette source serait alors probablement le site de formation d'étoiles, dont la plupart seraient jeunes et très chaudes et qui ioniseraient l'hydrogène moléculaire. La forte luminosité infrarouge ($L_{IR} \sim 2,2 \times 10^{10} L_{\odot}$) et l'excès en ultra-violet (d'où la classification Markarian) sont des indicateurs de flambée d'étoiles. Si l'on suppose que la majorité du flux dans la bande K provient du rayonnement «free-free», on peut estimer la densité surfacique d'amas OB [Mezger et al., 1974]. Celle-ci serait approximativement de $860 M_{\odot}.pc^{-2}$ sur la source compacte. Si l'efficacité du taux de formation d'étoiles est de 50%, la densité surfacique totale (étoiles + gaz) est à peu près de $2000 M_{\odot}.pc^{-2}$, une valeur à comparer à $3000 M_{\odot}.pc^{-2}$ dans M83 [Gallais et al., 1991b], une galaxie avec un starburst bien défini. On en déduit que le taux de formation d'étoiles est supérieur aux régions classiques de formation d'étoiles ($\approx 1000 M_{\odot}.pc^{-2}$ dans la Voie Lactée, [Larson, 1988]), mais pas aussi vigoureux que dans un starburst «standard».

La présence de cette flambée d'étoiles peut s'expliquer par l'action du deuxième

noyau: l'effet de marée d'une composante sur l'autre et la collision de grandes masses de gaz peuvent donner lieu à un accroissement du taux de formation d'étoiles. On conclut donc que le noyau est double, probablement dû à la collision et à la fusion de deux galaxies et que la haute concentration de gaz dans la région centrale du reliquat provoque une flambée d'étoiles dans l'une des composantes.

4.2 NGC 863 (alias Markarian 590)

C'est une galaxie spirale de type SA(s) avec un noyau de Seyfert de type 1,2. Sa magnitude B est de 13,85 et sa distance est ≈ 100 Mpc. À grande échelle, à 15 minutes d'angle, NGC 856 est un compagnon probable. Des observations à 8,4 GHz [Kukula et al., 1995] indiquent un noyau ponctuel ($< 0.1''$, soit < 50 pc en distance réelle sur la galaxie.), mais avec une extension assez faible (16 fois moins brillante que le noyau) à $0.5''$ au nord-nord-ouest. Nos observations montrent un tel noyau entouré d'émission diffuse. Une image déconvoluée (figure 4.2) montre que cette émission serait un anneau. Cependant, sachant que l'artefact le plus facilement produit par n'importe quel algorithme de déconvolution est un anneau (cf. section 3.4.4), il nous faut être prudent.

4.2.1 Approche photométrique

Pour décider si cet anneau avait effectivement une réalité physique, nous avons pris le contre-pied de l'approche morphologique: nous avons regardé si sa composition était compatible avec le modèle invoqué pour expliquer sa présence (un anneau de formation d'étoiles circumnucléaire). Nous avons donc appliqué la technique de séparation en couleurs, la chromatographie, après un filtrage spatial (pour augmenter le rapport signal à bruit); les résultats sont présentés dans la figure 4.3.

On note sur cette figure un très claire séparation en plusieurs structures: le noyau et la présence d'un anneau de 700 parsecs de diamètre, dont la quasi-totalité est représentée en rouge. Si l'on se réfère à la figure 3.6, on voit que cela correspond à une émission caractéristique de super-géantes rouges. Ceci est très encourageant, car cela impliquerait que le résultat de la déconvolution est valide. De plus, le noyau, représenté en vert, correspond à une émission en loi de puissance $F_\nu \propto \nu^{-2}$ caractéristique du rayonnement non-thermique associé aux noyaux actifs. On remarque aussi une région bleue sur la partie ouest de l'anneau, ce qui traduit de l'émission de gaz ionisé. Le tableau 4.2 récapitule les couleurs des principales régions du centre de NGC 863.

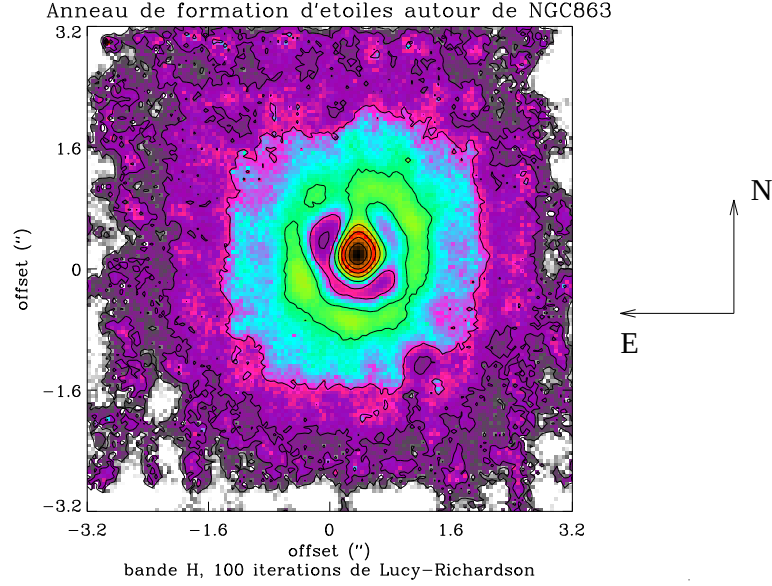


Figure 4.2 - : Image en bande H de NGC 863 (=Markarian 590). Elle a été déconvoluée et l'échelle de l'image est de 500pc par seconde d'angle. Le rayon de l'anneau mesure ~ 550 pc. Le nord est en haut et l'est à gauche.

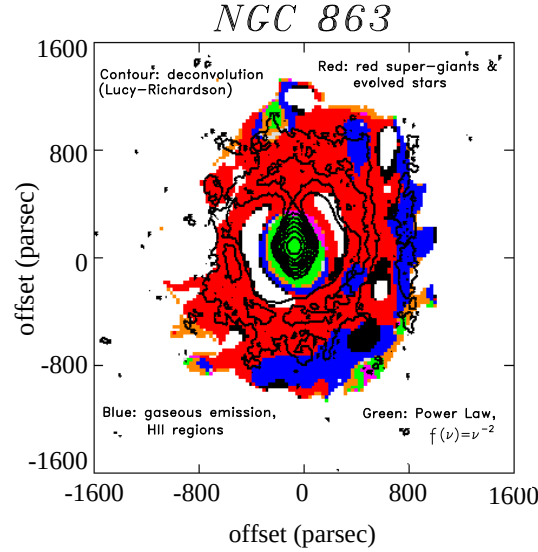


Figure 4.3 - : Chromatogramme de NGC 863. Dans cette image, chaque couleur représente une région du diagramme de couleurs $[J-H]/[H-K]$. L'anneau apparaît distinctement comme une région composée d'étoiles de type super-géantes rouges, alors que le noyau a un rayonnement en loi de puissance $F_\nu \propto \nu^{-2}$, typique de l'émission non-thermique des noyaux actifs.

Tableau 4.2 - : Récapitulatif des couleurs du noyau de NGC 863. Ce sont des moyennes sur toute la région en question. Ainsi le signal n'est probablement pas limité par le bruit de photons, car la surface (donc le flux intégré) est grande, l'incertitude dépend donc surtout de l'estimation du fond et est difficile à quantifier.

	[J-H]	[H-K]	Interprétation
Noyau	0,89	1,10	<i>Émission non thermique</i>
Anneau (est)	0,52	0,11	<i>Super-géantes rouges, starburst récent?</i>
Anneau (ouest)	0,46	0,26	<i>Étoiles jeunes, starburst en cours?</i>

4.2.2 Interprétation

L'association des deux phénomènes distincts starburst/NAG est assez fréquente (par exemple, NGC 7469 ou NGC 1068), et s'intègre très bien dans le modèle unifié des NAG, car le starburst est associé à un gigantesque réservoir de gaz et peut provoquer des processus qui permettront au gaz de s'effondrer sur les régions centrales. Si l'on considère que les étoiles super-géantes rouges ont un indice de couleur $[V-K] \sim 3$ [Koornneef, 1983], et que la correction bolométrique est ~ 1.0 [Allen, 1991], alors l'intensité de la flambée d'étoiles dans tout l'anneau, ramenée en luminosité solaire est de $L = 10^{10} L_{\odot}$. Le problème dans ce cas est de connaître le mécanisme permettant de dissiper le moment angulaire et d'amener la matière dans les régions très centrales du noyau. On remarquera sur la figure 4.2 un petit «pont de matière» au nord du noyau, reliant celui-ci à l'anneau. Il est intéressant de noter que sa position correspond de près à la petite surintensité observée en radio à 8,4GHz [Kukula et al., 1995]. De plus, un modèle physique de «barres dans les barres» [Shlosman et al., 1989] indique que de tels ponts pourraient produire un potentiel gravitationnel non symétrique, qui induirait un couple suffisant pour dissiper du moment cinétique.

Nous avons aussi un élément intéressant sur la propagation de la flambée d'étoiles: l'anneau paraît plus allongé selon l'axe Nord-Sud que selon l'axe Est-Ouest. Cela peut signifier que l'anneau n'est pas tout à fait perpendiculaire à la ligne de visée. Si c'est le cas, la région «active» de formation d'étoiles sur le bord ouest de l'anneau peut s'expliquer par un phénomène dynamique: supposons que le gaz de la galaxie s'effondre sur la région starburst dominée par des super-géantes rouges; à l'interface, le choc de masses gazeuses importantes et l'augmentation de la densité du gaz peuvent chauffer le gaz, produisant une fragmentation et un effondrement qui peut déclencher une flambée d'étoiles; les étoiles de type O et B ioniseront le gaz restant, et c'est cet effet que nous observons. Ce modèle simple ne prend pas en compte la dynamique de l'anneau (perd-il de la masse? son rayon reste-t-il constant, etc?). Pour valider ou infirmer un tel modèle, des mesures de rotation dans les bande du

CO sont nécessaires; tout d'abord pour voir si l'anneau est effectivement incliné mais aussi pour déterminer si le gaz du bulbe de la galaxie est effectivement en contraction.

4.3 NGC 1365

Cette galaxie est une galaxie spirale barrée bien connue [classifiée (R')SB(s)b] (figure 4.4). Son noyau est de type Seyfert 1. Elle est brillante ($B=10,32$) et proche (20 Mpc), et a donc fait l'objet de nombreuses études (par exemple [Teuben et al., 1986]). Son inclinaison est de 55° à la tangente du plan céleste. Osmer [Osmer et al., 1974] indique que le noyau traverse une phase starburst à cause de la présence d'étoiles jeunes et de la forte émission de rayonnement ionisant. Les observations de E.M. et G.R Burbidge [Burbidge & Burbidge, 1960] ont montré qu'il existe un disque en rotation dans la région nucléaire. Lindblad [Lindblad, 1978] indique que le rayon de ce disque devrait être de l'ordre de 700pc (avec $H_0=75km.s^{-1}.Mpc^{-1}$), soit 7 secondes d'angle et que la vitesse de rotation est élevée (de l'ordre de $260 km.s^{-1}.kpc^{-1}$). Edmunds et Pagel [Edmunds & Pagel, 1982] montrent, grâce à des observations spectroscopiques, que le noyau ressemble à un noyau de Seyfert 1, alors que la région autour (dans un rayon de 400 pc) présente des caractéristiques de Seyfert 2. En même temps, Sandqvist et son équipe [Sandqvist et al., 1982] trouvent de nombreux «hot-spots» autour du noyau grâce à des observations en radio à 6 et 20 cm. Les zones brillantes de la galaxie correspondent aux forts gradients d'émission radio; les auteurs soupçonnent des supernovæ d'être responsables de ce genre d'activité. Des observations plus récentes ([Sandqvist et al., 1995]) indiquent qu'il s'agit effectivement d'un starburst puissant. Jörsäter [Jörsäter et al., 1984] détermine la cinématique à partir d'observations en [OIII], et trouvent un champ de vitesse dont l'amplitude perpendiculaire au plan de la galaxie croît avec le rayon. En 1991, Storchi-Bergamn et Bonatto [Storchi-Bergamn & Bonatto, 1991] expliquent ce phénomène par l'observation directe d'un cône d'émission de [OIII]. Celui-ci est perpendiculaire au plan de la galaxie et d'une dimension projetée de $1,0 \times 1,5 kpc$. Pour en finir avec la dynamique, les résonances de Lindblad ont été déterminées par Teuben [Teuben et al., 1986]. Celle extérieure se trouve à l'extrémité des barres ($R \simeq 10 kpc$), la résonance intérieure est à un rayon de 1,5 kpc alors que la résonance *intérieure intérieure*, **si elle existe** est très proche du centre ($R < 200 pc$). Cependant Moorwood, [Moorwood, 1996], montre l'existence d'un anneau starburst autour du noyau avec un rayon de 1,3 kpc, visible en Br(γ) et dans les raies de l'hydrogène moléculaire. On le distingue sur l'image centrale de la figure 4.4. Après avoir établi ces éléments décrivant un noyau complexe, voyons si un apport en résolution peut amener des éléments de compréhension à l'échelle du kiloparsec central.

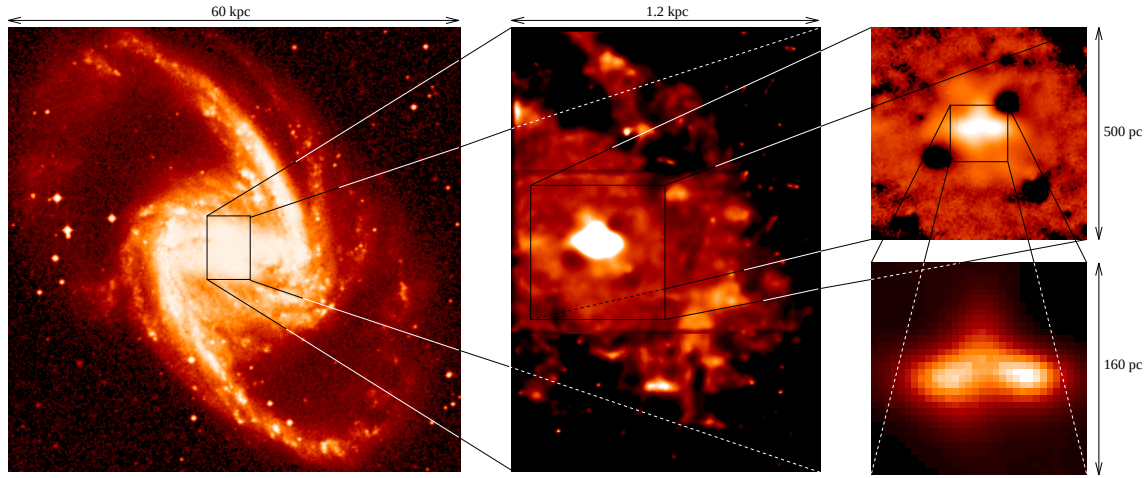


Figure 4.4 - : NGC 1365. À gauche, une image de $10' \times 10'$ obtenue du DSS (Digital Sky Survey). Au centre, une image composite ADONIS en bande K, à droite des zooms successifs sur des images déconvoluées.

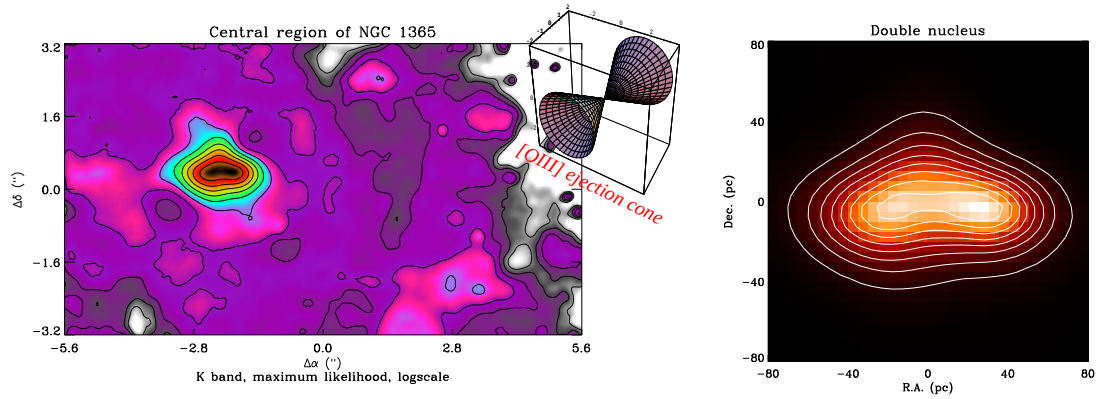


Figure 4.5 - : À gauche, La région centrale où l'on distingue les deux cavités créées par l'interaction du cône de [OIII] et du milieu interstellaire. À droite, le noyau apparemment double, mais dont l'orientation est troublante car elle ne s'accorde pas avec le reste du modèle.

4.3.1 Résultats

On trouvera les résultats des observations de NGC 1365 sur les figures 4.4 et 4.5. La première chose remarquable est que l'on identifie une contrepartie au cône d'éjection de [OIII]: au sud-est, on peut distinguer une «cavité» alignée avec l'orientation du cône. Celle-ci est interprétée comme une déplétion du milieu interstellaire à cause de l'interaction des particules énergétiques; de tels effets de déplétion sont effectivement observés dans le super-vent présent dans certaines galaxies starburst (e.g. M82, [Shopbell & Bland-Hawthorn, 1995]). Si le flux en K provient du rayonnement free-free, il est normal que des cavités dans le milieu interstellaire apparaissent moins brillantes. Il est très intéressant de noter une contre-partie au nord-ouest du noyau, ce qui implique une symétrie au «super-vent». Il n'y a pas de raison que ce ne soit pas le cas, mais seule la faible opacité du bulbe en infrarouge permet de voir «derrière» la galaxie par transparence et de confirmer l'existence de cette contre-partie symétrique. La deuxième chose remarquable est le noyau «double». On peut soit considérer cela comme un vrai noyau double, ou alors comme un noyau complexe dont une des composantes est aussi brillante (tout au moins dans l'infrarouge proche) que le noyau actif.

La séparation des deux composantes est de 40 pc (figure 4.5), soit un peu plus grand mais sans pour autant être incompatible avec la taille supposée (5 pc dans NGC 1068) du tore moléculaire du modèle unifié. L'orientation des deux composantes et de l'extension diffuse au nord n'est cependant pas vraiment compatible avec le jet [OIII] (on s'attendrait à ce qu'il soit peut être dans un plan perpendiculaire). On remarque d'ailleurs une émission diffuse allongée dans la direction perpendiculaire qui pourrait facilement s'interpréter comme un anneau de rayon ~ 130 pc; de plus il est dans le même plan que l'anneau de formation d'étoiles³. Si c'est le cas, alors cet anneau cache le noyau ouest (légèrement plus brillant) et le noyau est (dont on remarque une extension jusqu'à 270pc exactement dans le prolongement des noyaux) pourrait être une région HII, un bras de gaz qui atteint le noyau via un chemin peu conventionnel.

Par ailleurs, ce noyau double pourrait alors être le signe d'un merger. À nouveau, dans ce cas, l'orientation des deux noyaux ne s'explique pas de façon simple, mais les effets dynamiques produisent souvent des morphologies non-régulières; quoiqu'il en soit, on ne voit pas comment cela s'intègre aux régions diffuses à plus grande échelle.

La figure 4.6 récapitule le modèle le plus plausible, au vue des présentes observations: le noyau de Seyfert 1, à l'ouest, est entouré par une région très active et très chaude reproduisant les caractéristiques d'un noyau de Seyfert 2 (NLR), dans un rayon de 400 pc comme le constate Edmunds et Pagel [Edmunds & Pagel, 1982].

3. Anneau que l'on distingue sous forme de faible émission elliptique avec un diamètre beaucoup plus grand, avec une orientation tout à fait semblable. Les deux «hot-spots» au sud-ouest en font partie.

Dans cette région se trouvent le cône d'éjection de matière observé en [OIII], et dans un plan perpendiculaire, un anneau; celui-ci est soit un anneau de formation d'étoiles associé à la résonance *interne interne* de Lindblad (cf. [Teuben et al., 1986]), soit le fameux tore moléculaire, le rayon de 130pc étant très grand pour ce dernier mais pas forcément rédhibitoire, vu l'étendue de la région de type NLR. Quoiqu'il en soit, les nombreux «hot-spots» sont interprétés comme des filaments ou des régions d'hydrogène ionisé par le milieu ambiant dans l'anneau starburst. La région à l'est du noyau pourrait par exemple être un long filament sortant du plan de la galaxie, et dont la région la plus brillante, proche du noyau, produirait ce qui paraît être un second noyau. Ce modèle, bien que plausible, décrit la compréhension actuelle du noyau. Il évoluera certainement avec de nouveaux éléments observationnels qui deviendront disponible avec l'avènement de la spectroscopie couplée à l'optique adaptative.

Il apparaît donc clairement que des observations supplémentaires seront nécessaires pour expliquer ce noyau avec un modèle cohérent. Il est à regretter que les ciels obtenus ne permirent pas d'effectuer de la photométrie car une analyse utilisant les diagrammes de couleurs⁴ nous aurait peut être permis d'y voir plus clair dans la structure de ce noyau apparemment inextricable. Par exemple, pouvoir déterminer la composition de l'anneau ou encore la nature des deux noyaux aurait pu contraindre les interprétations efficacement.

4.4 NGC 7714 et NGC 1386

J'ai rassemblé ces deux galaxies sous une seule section car les observations et le traitement des images ne permettent d'apporter que des éléments assez qualitatifs aux modèles proposés. En effet, les conditions d'observation de ces deux noyaux ont rendu le dépouillement délicat: les FEP et les ciels ont été obtenus trop longtemps après les objets. Les résultats de déconvolution sont donc (volontairement) sous-interprétés, et la photométrie est à prendre avec circonspection.

4.4.1 NGC 7714

Cette galaxie spirale barrée de type SB(s) au noyau dominé par l'émission d'hydrogène ionisé fait partie d'un amas de galaxies [Garcia, 1993], se situant à une distance de 37Mpc. Des observations en H[α] et en spectroscopie infrarouge [Gonzalez-Delgado, 1995] indiquent que toute la galaxie subit une intense flambée d'étoiles, plus particulièrement dans la région du noyau, et que l'âge du starburst est de $3 \sim 5 \times 10^6$ ans. Il y a aussi trois régions HII complexes dans la région circumnucléaire et dans les bras spiraux. De plus, les vitesses indiquent que les mouvements ne sont pas circulaires. La présence de galaxies voisines peut influencer le potentiel gravitationnel de

4. Spectroscopie à basse résolution

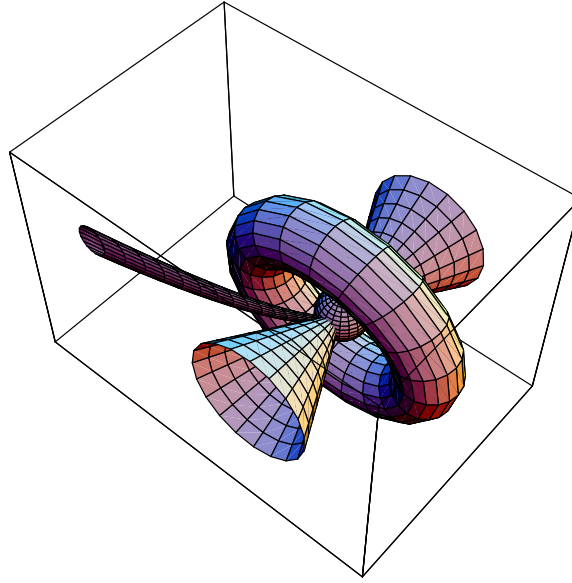


Figure 4.6 - : Modèle proposé pour expliquer la structure complexe de NGC 1365. Un noyau de Seyfert 1, entouré par un anneau de formation d'étoiles ou de gaz très chaud (NLR?), avec un cône d'éjection énergétique et symétrique. De plus, des filaments de HII tombent sur le noyau en dehors du plan de la galaxie, produisant les nombreux «hot-spots» observés.

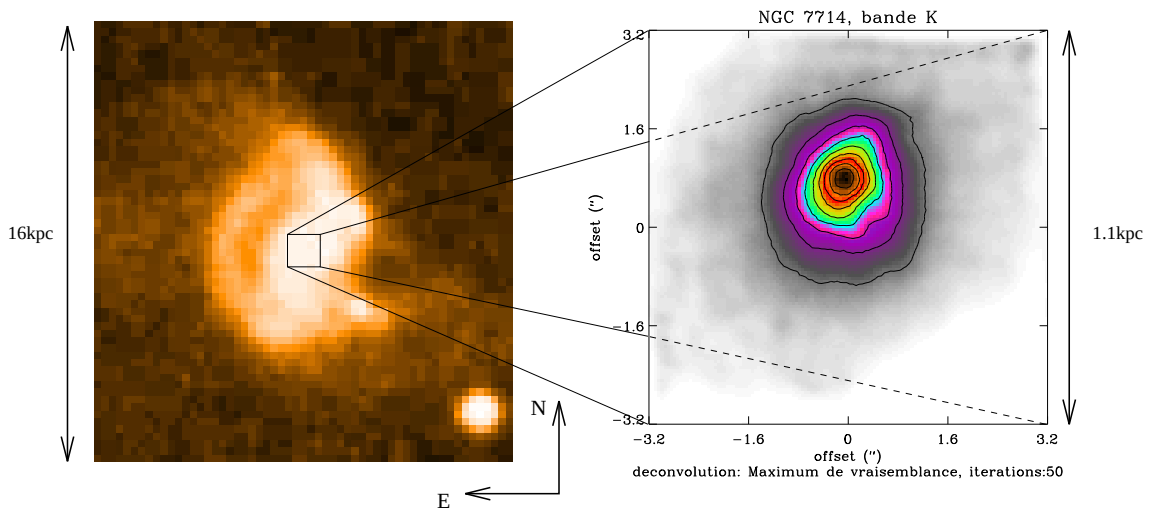


Figure 4.7 - : À gauche, la carte de champ de NGC 7714 obtenue à partir du DSS (Digital Sky Survey), où l'on voit la structure barrée de la galaxie. À droite, le noyau en bande K, déconvolué par maximum de vraisemblance. On note l'émission diffuse qui entoure le noyau.

la galaxie et induire ces mouvements; les collisions ou les concentrations de masses de gaz qui résultent de ces mouvements non-circulaires peuvent être responsables de la flambée d'étoiles. Des observations de cet objet à haute résolution angulaire devrait être intéressantes et informatives sur la position ainsi que sur l'intensité du starburst. Malheureusement, les conditions d'observations ne furent pas idéales, et le résultat ne permit pas d'aller bien loin dans l'interprétation (figure 4.7).

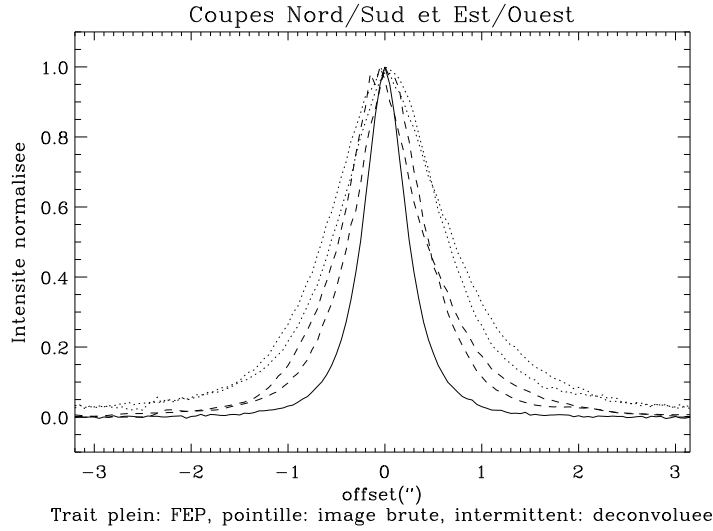


Figure 4.8 - : En trait plein, une coupe de la FEP dont la largeur à mi-hauteur mesure $0.5''$; les traits pointillés représentent des coupes selon les axes nord/sud et est/ouest (FWHM $1.3''$); les traits intermittents sont les mêmes coupes, mais sur l'image déconvoluée, dont la largeur à mi-hauteur est de $0.9''$, soit à peu près 60 pc. Toutes ces images sont en bande K.

Le noyau est clairement résolu (c'est-à-dire que la résolution de l'instrument est supérieure à l'extension spatiale du noyau); les coupes des images selon des axes nord/sud et est/ouest indiquent que même déconvoluée, la largeur à mi hauteur du noyau reste bien supérieure à celle de la FEP (figure 4.8). Le noyau est classifié HII, et nos observations sont conformes à cela: la largeur à mi-hauteur du noyau est d'à peu près 60 pc, soit trop grande pour un noyau de Seyfert 2 (taille moyenne de la NLR $\simeq 10$ pc). Une extension spatiale n'est donc pas surprenante, d'autant que l'on distingue de petites structures asymétriques sur les bords. De plus, on note que le noyau est plongé dans une émission diffuse, mais qui n'a cependant pas la régularité d'un disque; la dimension de cette région diffuse est de l'ordre du kiloparsec, comparable aux régions starburst «classiques». Les images en H et en J montrent des structures tout à fait semblables, mais des nuages lors des observations empêchent toute analyse photométrique.

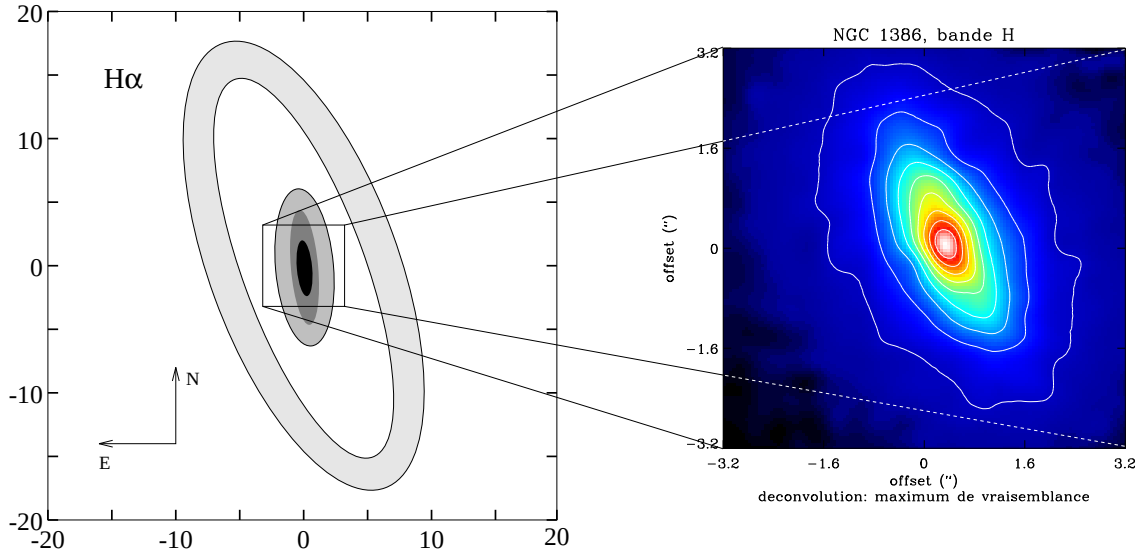


Figure 4.9 - : À gauche la répartition de l'émission en $H\alpha$ + [NII] (adapté de [Tsetanov & Petrosian, 1995]), et à droite, nos observations du noyau infrarouge.

4.4.2 NGC 1386

C'est une galaxie spirale barrée SB(s), avec un noyau de Seyfert 2. Elle est proche (12 Mpc) ce qui permettrait d'atteindre 6 pc de résolution si les images étaient limitées par la diffraction. Une carte en $H\alpha$ [Tsetanov & Petrosian, 1995] montre une élongation (mesurant un peu moins d'un kpc) de l'émission associée au noyau selon un axe nord-sud, et la présence d'un anneau en forme d'ellipse, de diamètre de 3000×600 pc, et dont l'angle horaire de l'inclinaison de l'axe majeur est de 160° . Ce dernier est probablement le site d'une activité starburst pour apparaître si clairement en $H\alpha$. Nos observations (figure 4.9) montrent que la partie centrale du noyau en infrarouge reprend l'inclinaison de cet anneau; étant donné que cet allongement est probablement dû à un effet de projection, il n'est pas surprenant que le l'élongation du noyau en infrarouge soit semblable à celle de l'anneau.

Les indices de couleurs varient entre $[J-H] = 1.0$ et 0.5 , et $[H-K] = 1.1$ et 0.5 dans la région centrale. Nous sommes donc incapable de trancher entre une émission de loi de puissance $F \propto \nu^n$ avec $0 < n < 2$, ou de l'émission de gaz ionisé affectée de rougissement (environ 8 magnitudes sont nécessaires pour ramener les indices de couleur dérougis à ceux de l'émission nébulaire), et de population stellaire «normale» de bulbe de galaxie. La seule variation des couleurs sur toute la région centrale est une légère croissance des indices $[J-H]$ et $[H-K]$ en s'éloignant du noyau (de l'ordre de une magnitude sur un rayon de 400 pc). Cela peut avoir pour cause une densité de poussière croissante et donc une absorption plus importante sur les régions externes.

Une hypothèse serait de supposer qu'un noyau HII, en partie caché par un disque de poussières vu presque par la tranche, est le siège d'une vigoureuse flambée d'étoiles. L'effet de projection laisse alors supposer que le noyau très étendu et asymétrique aurait alors une forme de disque. Si c'est le cas, ce dernier a un rayon de 200 pc et une épaisseur de 150 pc ce qui est assez important. Si le noyau est réellement de type Seyfert, alors son extension (car il est résolu) est très importante, et nous sommes dans un cas similaire à celui de NGC 1365, c'est à dire que le noyau est entouré d'une région de type NLR mais dont l'extension est grande face aux dimensions «normales» de la NLR.

4.5 Résumé des résultats

L'observation de cinq galaxies représentant un échantillon large en type d'activité et brillance absolue montre que les divers processus physiques du modèle unifié des NAGs sont suffisant pour rendre compte des phénomènes observés. On note aussi que la présence d'une flambée d'étoiles n'est pas toujours accompagnée d'activité Seyfert dans le noyau, mais l'inverse est rare: un noyau de Seyfert est souvent accompagné d'un starburst plus ou moins récent. De plus, des mécanismes de réaction en chaîne, d'instabilité dynamique ou de chocs de masses de gaz sont présents et permettent d'expliquer les cas de flambée d'étoiles observés dans cet échantillon. On notera encore que chacune de ces galaxies est soit barrée soit en interaction (voire même en fusion, plus ou moins avancée), confirmant l'hypothèse qu'une asymétrie du potentiel gravitationnel est suffisante pour déclencher un starburst.

Le fait qu'il n'y ait pas toujours un noyau actif au cœur d'un starburst peut être expliqué par les masses mises en jeu. Par exemple, la densité surfacique déduite de l'observation de Markarian 565 n'est pas très importante à cause de sa grande étendue. Les processus d'interactions entre NAG et starburst sont encore mal compris, mais on pourrait imaginer un scénario de fusion de deux galaxies dans lequel, lorsque cette fusion sera complètement achevée, le noyau dépasse une masse critique, devienne actif et relance la flambée d'étoiles en chauffant les régions voisines. L'étendue spatiale du noyau étant à peu près de 700 pc de diamètre, et la densité surfacique d'amas OB et de gaz calculée par nos observations étant de $2000 M_{\odot}/pc^2$, on obtient une masse totale de l'ordre de $10^9 M_{\odot}$, ce qui est comparable à la masse initiale de l'amas ($4,5 \times 10^9 M_{\odot}$ du modèle de Norman & Scoville [Norman & Scoville, 1988] donnant lieu à un noyau actif. L'association d'un starburst et d'un NAG a été illustrée par NGC 863; on retrouvera un tel phénomène dans la section 6.4, où l'on étudiera le cas de NGC 7469, l'archétype de ce genre de galaxies). On y trouvera d'ailleurs un indice sur le transport de la matière de l'anneau vers le noyau (mais n'anticipons pas). Nous constatons aussi qu'aucun cas n'est pareil; souvent, un modèle simple n'est pas suffisant pour tout expliquer. C'est le cas de NGC 1365, où l'on est pas encore convaincu d'avoir percé le mystère et trouvé le modèle le plus réaliste. On finira par

remarquer que les observations et le dépouillement de ces données sont extrêmement difficiles, étant aux limites de ce qui est faisable avec l'optique adaptative, et nécessitant une attention sans relâche de la part de l'observateur: les magnitudes mises en jeu produisent une correction partielle, ce qui implique de fortes variations de la FEP au cours des observations. De plus, le temps étant toujours compté, on peut facilement faire des erreurs⁵ sur l'importance des ciels ou des standards photométriques. Au dépouillement, on se rend compte de l'extrême sensibilité de la déconvolution aux conditions initiales, et de la difficulté d'obtenir une photométrie dans laquelle on peut avoir confiance. Tout cela implique que le travail (souvent caché) est très important. Nous allons voir dans le chapitre suivant, comment un instrument plus sensible à faible flux, et une démarche d'observation plus systématique permettra d'une part d'automatiser (et ainsi de fiabiliser) le dépouillement, réduisant ainsi les erreurs possibles de manipulation, et d'autre part de réduire les erreurs propres à l'optique adaptative, telles que l'obtention ou la variabilité de la FEP.

5. Et surtout des erreurs de jugement, à 5 heures du matin dans le froid de l'hiver chilien.

Chapitre 5

Observations avec PUEO: méthodologie

Lors des trois missions d'intégration et d'essais sur le ciel, des «tests de validation scientifique» ont aussi été menés. Ceux-ci avaient pour but d'établir (ou de vérifier) le bon fonctionnement de l'instrument sur une palette de programmes scientifiques aux limites des performances théoriques. Ainsi, en plus des observations de Vesta [Dumas et al., 1997], qui était en opposition (10 mai) au moment de la seconde mission (3 au 8 mai), quatre programmes étaient définis à l'avance: deux avec des PI¹ canadiens et les deux autres français:

- **Recherche des galaxies hôtes de quasars** ([Crampton et al., 1997]). Dirigé par David Crampton et Simon Morris, le but de ce programme est d'observer la morphologie et les structures de galaxies qui portent un quasar en leur noyau. Ceci permet d'étudier les processus qui mènent aux différents types de noyaux actifs, et peut donner des indices sur la nature même de l'origine des quasars. Ceux-ci sont généralement d'une magnitude >16 ; une technique nouvelle a été employée pour trouver des étoiles guides suffisamment proches: le couplage de catalogues. Cette méthode consiste à utiliser deux catalogues différents (i.e. l'un de quasars, l'autre d'étoiles suffisamment brillantes, soit d'une magnitude <15), à faire une recherche croisée sur les positions, et à retenir tous les objets dans les deux catalogues dont la distance est inférieure à $30''$. Une telle démarche nécessite des moyens informatiques spécialisés (e.g. logiciel de recoupement de base de données).
- **Étude d'amas globulaires** Dans ce domaine, l'étude de R136 avec ADONIS [Brandl et al., 1996] montre l'apport de la haute résolution angulaire. En déterminant le diagramme HR, on peut remonter à la fonction de masse initiale et apporter de nombreux éléments aux questions de formations d'étoiles dans

1. Principal Investigator

les amas.

- **Étoiles doubles et étoiles jeunes** [Bouvier et al., 1997]. Ces programmes constituent la suite d’une étude commencée d’une part avec ADONIS à l’ESO et d’autre part, avec le spectrographe à 3 dimensions BEAR au TCFH. L’étude d’étoiles jeunes doit permettre d’établir la fréquence et les propriétés des compagnons d’étoiles de masse intermédiaire pré-séquence principale. L’étude d’YSOs² permet d’approfondir la compréhension des mécanismes de formation d’étoiles. La phase qui se déroule entre le nuage de gaz en contraction et l’étoile TTauri, par exemple est souvent cachée par d’importantes profondeurs optiques. Ainsi, l’étude d’objets jeunes peut apporter des contraintes sur les modèles de formation et d’évolution d’étoiles.
- **Étude des galaxies à flambée d’étoiles** [Rouan, 1996]. Le but de ce programme est expliqué en introduction à la seconde partie du mémoire. Les techniques d’observation, de réduction de données seront présentées dans la section suivante, et les résultats de galaxies individuelles se trouveront dans le chapitre 6. L’apport d’un instrument tel que PUEO sera expliqué dans la section 6.4.

En plus de ces programmes, le centre galactique a été observé [Rigaut et al., 1997b], avec un rapport sensibilité/résolution inégalé. En effet, des observations en mode speckle du télescope Keck ont permis d’obtenir une carte de la région du centre galactique en bande K avec une résolution de 0.05'' (limite de diffraction d’un télescope de 10 mètres de diamètre à cette longueur d’onde). Cependant la technique speckle ne permet pas d’obtenir un très bon contraste, puisqu’il s’agit de correction de translation des images *a posteriori*; ainsi le halo reste important. Les images du centre galactique obtenue avec PUEO ont une résolution de 0.12'', mais la dynamique est de 7~8 magnitudes, ce qui est bien supérieur à ce qui avait été obtenu auparavant avec des techniques de type «speckle». Cependant, des mouvements propres de certaines étoiles ont pu être mesurés, imposant des contraintes sur la masse du trou noir central supposé au centre de notre Voie Lactée.

5.1 Observations avec PUEO

La journée du 28 mars 1996 fut chargée d’émotions, car le travail de plusieurs années de toute une équipe était enfin récompensé par la validation d’une approche nouvelle³ et le bon fonctionnement d’un instrument aussi complexe dans le concept que dans sa réalisation technique. Les premières nuits furent consacrées à l’acquisition de FEPS dans des conditions d’observation aussi variées que possible, et aux

2. Young Stellar Objects.

3. La philosophie d’une intégration en laboratoire avec l’utilisation d’un simulateur de télescope.

tests prévus pour l'«acceptation⁴» de la bonnette par le TCFH. Au fur et à mesure que nous prîmes confiance en l'instrument, nous commencâmes à observer certains objets «difficiles», de faible brillance ou de structure complexe, dont certains appartenaient aux programmes de validation scientifique: notamment l'amas ouvert NGC 6093, figure 5.1, dont la superbe image montre des anneaux de diffraction sur plus de 200 étoiles dans un champ de $40'' \times 30''$, avec une dynamique de 8 magnitudes, ou encore des quasars du programme de Simon Morris et David Crampton.

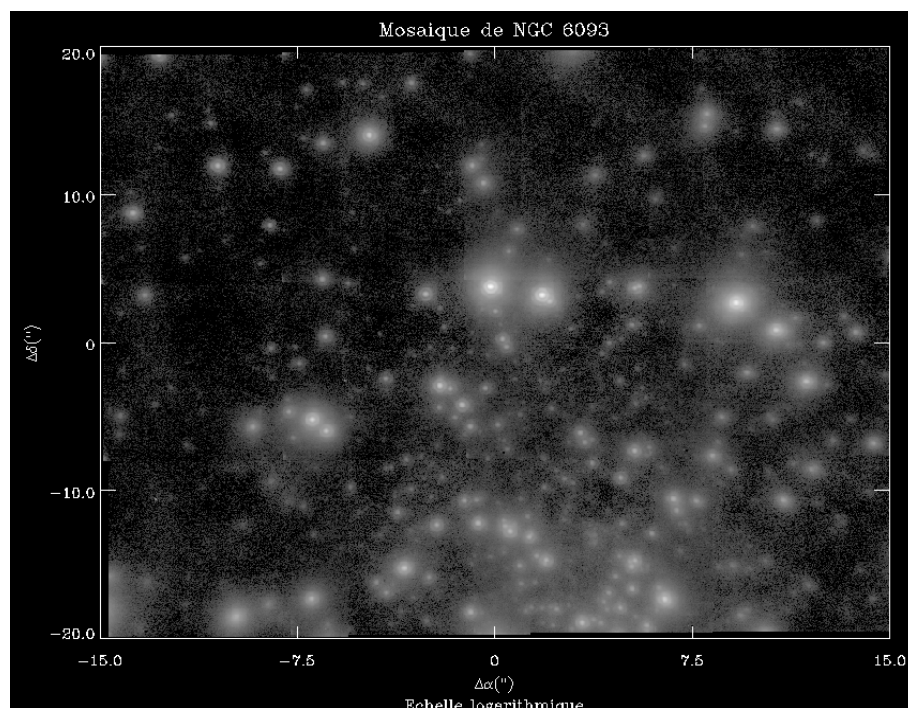


Figure 5.1 - : L'amas ouvert NGC 6093. Mosaïque de $40'' \times 30''$ avec des images individuelles de $8''$ de côté. L'écart entre l'étoile la plus faible et l'étoile guide est de 8 magnitudes. Presque toutes les étoiles sont limitées par la diffraction.

Lors de cette première mission, la priorité absolue pour le programme qui me concernait plus particulièrement était d'observer Arp 220, dont plus de 90% du flux est émis en infrarouge, et qui correspond à deux galaxies en interaction. À $2.2\mu m$ et en radio, le noyau est double avec une séparation de $1''$, donc un objet idéal pour PUEO, permettant en plus de tester l'hypothèse selon laquelle les NAG traverseraient une phase de flambée d'étoiles due à la fusion de deux galaxies. Malheureusement, cet objet est très faible dans le visible, et le rapport signal à bruit sur l'analyseur de front d'onde était trop petit pour fermer la boucle. Le mauvais temps qui a suivi n'a

4. Les composants et l'intégration de l'instrument ayant été sous-traités à différents instituts de recherche et entreprises, il fallait que son fonctionnement réponde à certains critères techniques.

pas permis d'autres essais. Ainsi, lors de la seconde mission, l'espérance était grande, et nous avons effectué une cartographie en bande K de Arp 299, célèbre galaxie en interaction et puissant émetteur infrarouge. Les mauvaises conditions météorologiques et le partage de temps entre les tests de caractérisation et les programmes de validation scientifique nous ont à nouveau empêché de continuer l'observation d'autres galaxies. Lors de la troisième mission, les objectifs furent enfin atteints, et quatre galaxies, NGC 5033, NGC 5953, NGC 7469 et Markarian 231 furent observées en J, H et K avec succès. Très récemment (dans la nuit du 3 octobre), NGC 1068 a été observée et les images montrent des structures très intéressantes.

On notera que les conditions d'observations (seeing) au Mauna Kea ont grandement participé au succès des observations; de plus, la fiabilité et les fonctionnalités de PUEO ont permis des observations (ou des schémas d'observation) relativement compliqués comme la composition d'images par mosaïque, l'acquisition automatique de la FEP ou encore l'observation d'objets dont le mouvement est non-sidéral: dans ce cas, la boucle imbriquée permet d'envoyer les commandes du miroir de basculement au télescope; ainsi le guidage se fait par ce dernier et le faisceau passe par les mêmes parties des optiques, réduisant la variation du fond dûe aux hétérogénéités thermiques de celles-ci.

Étant un instrument de seconde génération, PUEO a bénéficié à plusieurs titres de l'expérience acquise avec ADONIS pour l'acquisition et le dépouillement de données. Par exemple, un souci permanent est le traitement des images: c'est un travail répétitif, pourtant délicat, que l'on aimerait éviter de faire «à la main» sur chaque image. Nous avons donc mis en place un algorithme de dépouillement systématique des données, qui n'est possible qu'à travers la méthodologie d'observation et d'acquisition. La fiabilisation du traitement des images est un aspect très important quand on connaît le temps et l'effort nécessaires pour obtenir des résultats à partir d'images bruitées ou incomplètes. Il est alors possible de dépouiller, avec une réelle confiance, des masses de données importantes (section 2.4) ou encore des objets «difficiles». Par exemple, lorsque l'objet est très étendu et qu'une mosaïque est nécessaire, le contrôle automatisé de la position de l'analyseur de front d'onde permet d'effectuer des séries d'acquisitions où l'opérateur se contente de surveiller, éliminant les erreurs de manipulation. Cela permet un dépouillement automatisé, donc rapide, commode et fiable (voir, par exemple les figures 5.1 et 6.20).

5.2 Technique d'observation

La technique d'observation est très différente de celle utilisée avec ADONIS: il y a des avantages et des inconvénients. Par exemple, le champ de MONICA (caméra infrarouge prêtée par l'Université de Montréal, voir section 2.4.2) étant petit ($8'' \times 8''$), les mosaïques sont souvent nécessaires, surtout sur les galaxies relativement proches (une structure de 400pc fait $8''$ d'angle à 10Mpc). Cela implique, soit d'acquérir

des images du fond du ciel souvent, nécessitant un dépointage du télescope, introduisant ainsi une incertitude sur le positionnement des images les unes par rapport aux autres, soit de faire toutes les poses de la mosaïque sans ciel entre temps, mais de recalculer les images en flux les unes par rapport aux autres pour compenser des variations de la fluorescence à l'échelle de quelques minutes. On peut de cette façon obtenir la valeur absolue du ciel sur les bords de la mosaïque.

De plus, la FEP, qui nécessitait de prendre l'image d'une étoile de magnitude similaire à l'objet rapidement avant ou après l'acquisition de l'objet (pour s'assurer des mêmes conditions de seeing), n'est plus nécessaire grâce à l'algorithme d'estimation de FEP mis au point par Jean-Pierre Véran et François Rigaut [Véran et al., 1997]. Le principe en est le suivant:

- L'ordinateur temps réel calcule la statistique des commandes (représentant la statistique de l'atmosphère) et des mesures (donnant une estimation du bruit).
- Ces données sont stockées dans des fichiers associés aux images.
- L'algorithme estime D/r_0 à partir de la variance des commandes du miroir, en déduit la contribution au résidu de Noll (variance de la phase non-corrigée en fonction du nombre de modes corrigés) et reconstruit ainsi en partie le halo.
- Le repliement et le bruit sont estimés de manière astucieuse (voir [Véran et al., 1997]) à partir des mesures de l'analyseur de front d'onde.
- La fonction de structure de phase est calculée à partir des coefficients des modes, du résidu de Noll, du bruit et du repliement; on obtient la FEP par transformée de Fourier.
- Cette FEP est ensuite convoluée avec celle du système, de manière à traduire les effets statiques, provenant non plus de la boucle d'optique adaptative, mais de la qualité des optiques, et des défauts d'alignement.
- On obtient ainsi la FEP telle qu'elle était *pendant* les observations, alors que la technique standard d'acquisition de FEP nécessitait de pointer une étoile, d'ajuster le flux pour finalement obtenir une FEP dont les caractéristiques n'était pas forcément les mêmes car le seeing pouvait avoir changé. Cette méthode est très fiable, et permet surtout de gagner un temps très appréciable lors des observations.

Les recherches sur cet algorithme étaient encore en cours lors des observations des noyaux actifs de galaxies, et la méthode présentait parfois certains artefacts. Ainsi, lorsque l'on trouvera des structures au niveau des premiers anneaux de diffraction après déconvolution, il faudra être prudent quant à leur interprétation. Il faut cependant noter que la méthode est fiable (même sur des objets étendus) tant que le nombre de photons permet d'estimer correctement la variance du signal et le D/r_0 .

Ainsi, à partir d'une magnitude un peu supérieur à 13, des artefacts commencent à apparaître, et l'on ne se fiera alors plus à des structures d'un contraste inférieur à 10^{-3} sur des images déconvoluées.

Nous avons donc commencé à apporter des solutions à deux des soucis majeurs rencontrés lors des observations avec ADONIS: d'une part la méthodologie d'observation et de dépouillement permet de simplifier et de fiabiliser la réduction des données, et d'autre part, l'algorithme de restitution de FEP permet d'obtenir une meilleure estimation de la réponse impulsionnelle. Par contre, le problème des standards photométriques subsiste, et il n'y a pas de moyen élégant de s'en passer. La procédure est néanmoins simplifiée, puisque la démarche (souci de rigueur) est désormais semblable à n'importe quelle observation astrophysique où la précision photométrique est importante.

5.3 Réductions, avantages de MONICA

Le traitement des images est différent (pour ne pas dire plus simple), et l'investissement en temps est déplacé: cette fois-ci, le développement des algorithmes de dépouillement automatique aura été la besogne principale de la réduction des données. Le principe est le même que celui exposé précédemment, à quatre choses près:

- Il n'y a quasiment pas de bruit corrélé dans MONICA et le bruit de lecture est à peu près 3 fois inférieur à celui de SHARP II. La conséquence principale est que les champs plats et les courants d'obscurité sont meilleurs, et permettent des temps d'intégration plus courts, et que la correction de bruit corrélé (qui est très gourmande en CPU) n'est en général pas nécessaire.
- Le courant d'obscurité est très stable, et ne fluctue pas du tout sur les bords de la cible, ce qui permet de faire des mosaïques sans effets de bord remarquables (comparer par exemple, la figure 5.1 ou 6.20, avec la figure 4.4).
- Les images ne sont pas stockées en cube, ce qui rend l'identification des pixels bruyants ou des rayons cosmiques un peu plus difficiles. En général, la technique adoptée consiste à ne pas s'en soucier, et à ne les corriger qu'en dernier, avant la déconvolution, mais après la moyenne des images, soit par identification individuelle, soit par l'utilisation d'un algorithme de filtrage par seuil⁵.
- Les champs-plats sont obtenus de manière très précise en prenant des images du ciel lorsque celui-ci varie beaucoup (i.e. au coucher ou au lever du soleil).

5. On déplace une boîte de $n \times n$ pixels sur l'image, et on calcule la moyenne et l'écart type dans celle-ci. Si un des pixels a une valeur supérieure à $s\sigma$ (où s est un paramètre libre), on lui donne la valeur de la moyenne de la boîte. Ce filtrage peut affecter les images très piquées et n'est pas utilisé lorsque l'on veut mesurer un rapport de Strehl.

Le gain de chaque pixel est alors donné par sa réponse face à l'illumination totale de la cible. On fait alors un ajustement au moindre carré (une régression linéaire) pour trouver la droite qui relie la valeur d'un pixel en fonction de la valeur moyenne de *tous* les pixels. La pente de cette droite est alors le gain de ce pixel, comme le montre la figure 5.2.

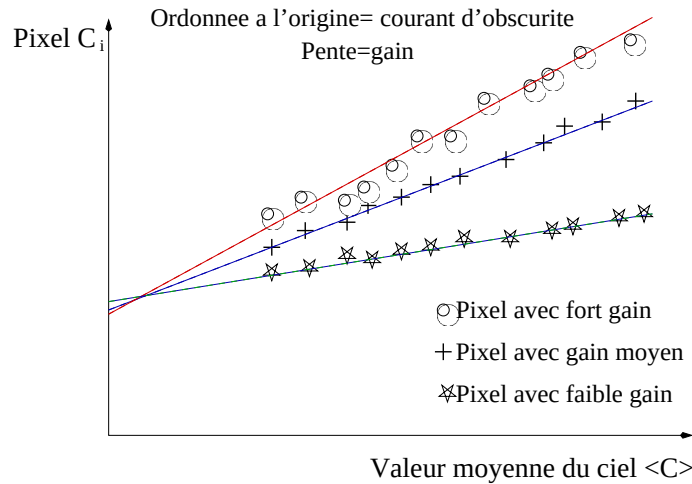


Figure 5.2 - : Pour déterminer le courant d'obscurité, et surtout le gain avec précision, on cherche la droite de la valeur de chaque pixel en fonction de l'illumination totale de la cible (i.e. la valeur moyenne de tous les pixels), et on en détermine l'ordonnée à l'origine et la pente respectivement.

5.4 Mosaïques

Je ne reviendrai pas sur les traitements cosmétiques, mais je décrirai juste l'algorithme de couplage des images par mosaïque, car il est efficace. La figure 5.3 montre son fonctionnement.

Les images sont placées dans la position estimée à partir des mouvements pré-programmés de l'analyseur de front d'onde. Cette position est précise à 5 ou 10 pixels près (soit 0.1" à 0.3"), il est donc nécessaire de parfaire l'ajustement. On choisit une structure commune aux deux images, l'idéal étant une étoile, et l'on calcule le décalage précis à appliquer par inter-corrélation. Une fois l'emplacement des images connu, on peut choisir d'ajuster le niveau de fond des unes par rapport aux autres, si l'on estime que celui-ci a notablement changé. Une simple moyenne sur la zone commune permettra de calculer la fluctuation du ciel, le gain du détecteur étant constant. On crée ensuite un masque, dont la valeur en chaque pixel est égale

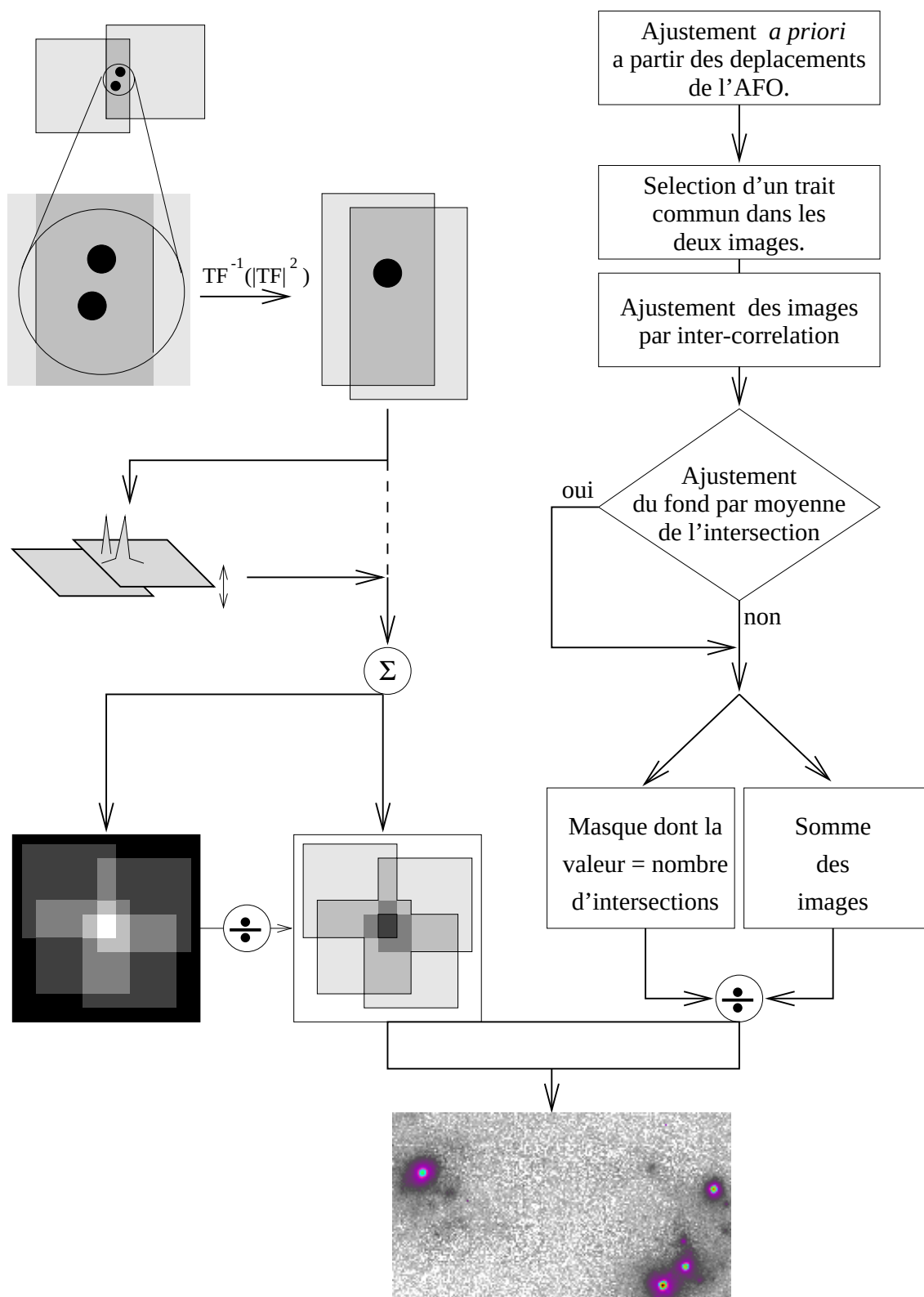


Figure 5.3 - : Principe et organigramme de l'algorithme de couplage d'images par mosaïque. L'ajustement du fond n'est nécessaire que si le niveau du ciel change trop. Dans ce cas, on obtient sa valeur dans les régions où l'émission de l'objet est négligeable.

au nombre de superpositions d'images (1 où il n'y a qu'une image, 2 où il y a intersection de deux images, etc...). On fait la somme des images, et on divise par le masque. L'image finale peut alors révéler de légers effets de frontière à la limite entre les différentes sous-images, mais cela est en général un «effet visuel» provenant de la variation du rapport signal à bruit.

Une chose est à noter quant à l'utilisation des mosaïques et de la déconvolution: comme les différentes parties du champ sont imagées à différents moments et que la réponse impulsionnelle peut varier dans le temps, il peut exister des variations de la FEP dans le champ, en plus d'une variation du rapport signal à bruit⁶. Ainsi, on préférera soit, déconvoluer d'abord chaque sous-image (avec sa FEP) et les coupler ensuite, soit déconvoluer seulement des petites parties de l'image finale.

La possibilité de faire des mosaïques précises est appréciable, mais l'on remarquera que ce n'est pas la solution idéale. Tout d'abord, comme on vient de le constater, la FEP varie dans le champ. De plus, le temps de pose nécessaire pour obtenir un champ «raisonnable» devient rapidement excessif. Par exemple, avec une taille de pixels sur le ciel de $0,034''$, une caméra 256×256 couvre un champ carré de $8,7''$ de côté. Si l'on veut pouvoir coupler les images par mosaïque, il est nécessaire d'avoir une zone d'intersection des images significative en taille ($50 \sim 60$ pixels). Ainsi une mosaïque de 6×6 images produira un champ de $36''$. Avec un temps de pose d'une minute, et un temps mort égal (pour déplacer l'analyseur, attendre que la boucle se stabilise, réinitialiser la caméra, etc.), le temps total nécessaire pour couvrir un tel champ sera de $2 \text{ minutes} \times 36 = 72 \text{ minutes}$. Avec une caméra infrarouge 1024×1024 (avec le même échantillonnage), ce même champ sera couvert en une seule pose. Ainsi, pour le même temps d'intégration, et si l'on suppose un temps de lecture légèrement supérieur (par exemple, 2 minutes), on obtient la même image (avec du traitement en moins) en 3 minutes, soit 24 fois plus vite. De plus, une minute de pose sur une galaxie, dont la brillance de surface du bulbe est de l'ordre de 21 magnitudes par seconde d'angle carrée, ne permet pas d'y détecter des structures. Si l'on double le temps de pose, la mosaïque nécessite 108 minutes, alors qu'une caméra «grand champ» n'en demande que 4. Évidemment, on préférerait 20 minutes de pose, soit 756 minutes pour réaliser une mosaïque (12 heures 36 minutes!), ce qui est excessif. Il est donc prévu d'installer une telle caméra infrarouge au TCFH en 1997. Cette caméra, sous-traitée à l'Université de Montréal, sera nommée KIR⁷.

6. Cette variation n'affecte pas le résultat de la déconvolution de manière importante

7. Kilopixel InfraRed camera

Chapitre 6

Observations avec PUEO: résultats

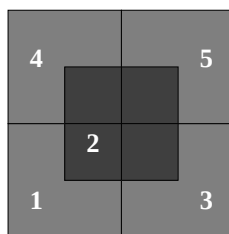


Figure 6.1 - : Procédure d'acquisition des sous-images, permettant d'augmenter le champ et d'améliorer le rapport signal à bruit sur la partie centrale.

Arp 299 a été observée pendant 2 heures, la nuit du 7 mai 1996. Des observations de standards photométriques avant et après les séquences de mosaïque ont permis d'en établir la photométrie. Malheureusement, l'objet étant tellement étendu, le temps n'aura pas été suffisant pour obtenir des images en J et H. Markarian 231 et NGC 7469 ont été observées pendant la nuit du 22 juin; NGC 5033 et NGC 5953 pendant la nuit du 24 juin et NGC 1068 a été observée très récemment, dans la nuit du 3 octobre 1996, et l'encre du papier présenté n'est pas encore sèche. Arp 299 est un objet très étendu, son acquisition constituait un «premier essai». Par la suite, la procédure d'acquisition fut rendue plus standard. La figure 6.1 montre l'ordre et la position des sous-images successives pour la reconstruction par mosaïque. Cette procédure est complètement automatisée et informatisée (même ordinateur contrôlant la caméra, l'analyseur de front d'onde, ...).

La sélection de toutes ces galaxies a été faite sur la base de leur luminosité IRAS, de la brillance du noyau et de leur morphologie (i.e. elles appartiennent soit au catalogue Arp [Arp, 1966], soit au catalogue Markarian, voir par exemple [Mazzarella & Boroson, 1993]). Elles sont présentées dans les sections suivantes par

luminosité (et distance) croissante.

6.1 NGC 5953

6.1.1 Contexte.

Cette galaxie fait partie de Arp 91, couple de NGC 5953 et NGC 5954, et appartient aussi au catalogue (de) Markarian (MRK 1512). Elle a été l'objet de plusieurs observations: classée comme galaxie SAa, elle a un noyau actif de type LINER ou Seyfert 2. NGC 5954 (figure 6.2) est riche en gaz et située à 5 kpc de NGC 5953. Les images de [Reshetnikov, 1993] montrent un noyau brillant au centre d'un disque dont le bord fusionne avec le compagnon, tout cela enveloppé dans un halo. Des observations menées par Jenkins [Jenkins, 1984] indiquent, par le spectre et la couleur de la galaxie, qu'elle est le site d'une vive formation d'étoiles impliquant à peu près $3 \times 10^6 M_{\odot}$ et produisant une luminosité infrarouge $L_{IR} = 5.5 \times 10^9 L_{\odot}$. Cette flambée est certainement liée à l'interaction, mais aucune dissymétrie n'est présente, on ne distingue pas de structures particulières dans le bulbe et elle paraît très homogène (pas de bras spiraux): son apparence est lisse et amorphe, et le noyau paraît légèrement en forme de poire. De plus, on observe des raies en émission et une source radio étendue avec une loi de puissance caractéristique de supernovæ. Cependant, le flux radio à 1.4 GHz est de 60 mJy, ce qui en implique un nombre excessif: il faudrait 1.1×10^9 à $6.3 \times 10^9 M_{\odot}$ d'étoiles très récemment formées pour produire un taux de supernovæ suffisant pour expliquer la puissante émission radio de $4 \times 10^{22} W$. Ce type de masse est comparable à la masse totale du noyau, et largement supérieure à la quantité d'étoiles requises pour ioniser tout le gaz de la galaxie. Jenkins en conclut donc que les supernovæ conventionnelles et la fonction de masse ne peuvent pas à elles seules expliquer l'émission radio, mais ne propose pas de mécanisme qui puisse en rendre compte. Des observations récentes dans le domaine visible [Rampazzo et al., 1995] montrent que l'émission du disque suit la loi exponentielle classique. Cela permet aux auteurs de soustraire un modèle afin de rechercher des structures plus fines. Ils trouvent quatre points d'émission en forme de croix grecque proche du centre, mais toujours pas de bras spiraux. Par contre, leur spectroscopie permet de déterminer que la formation d'étoiles est contenue dans un rayon de $5''$ autour du noyau, et la photométrie relative indique aussi une transition à cette distance: [B-V] est à peu près égal à $0,3 \sim 0,35$ au centre et croît jusqu'à $0,8 \sim 1,0$ sur les bords. La courbe de rotation est contenue dans $\pm 10''$ du centre, et les mouvements sont non-circulaires au delà. Une remarque intéressante est que le gaz tourne plus vite que les étoiles (environ 100 km.s^{-1} plus vite), fournissant peut-être un indice quant aux phénomènes collisionnels pouvant provoquer une flambée d'étoiles. De plus, des observations en [OIII] et en H α [Gonzalez Delgado et al., 1996] montrent une structure de disque loin d'être homogène (surtout pour le [OIII]) contenue dans un rayon de $8''$.

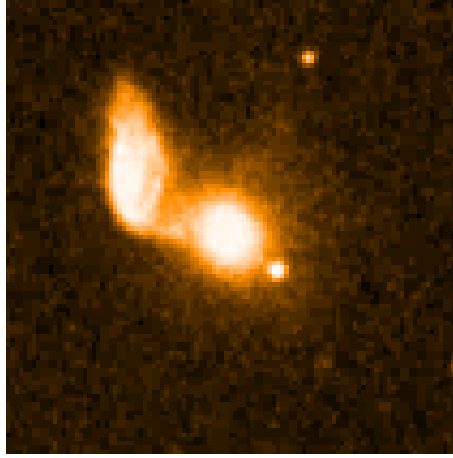


Figure 6.2 - : Image de $3' \times 3'$ du Digital Sky Survey de Arp 91. La galaxie au nord-est est NGC 5954, celle au centre NGC 5953. On remarque que la fusion a déjà commencé, les noyaux étant séparés de seulement 5 kpc.

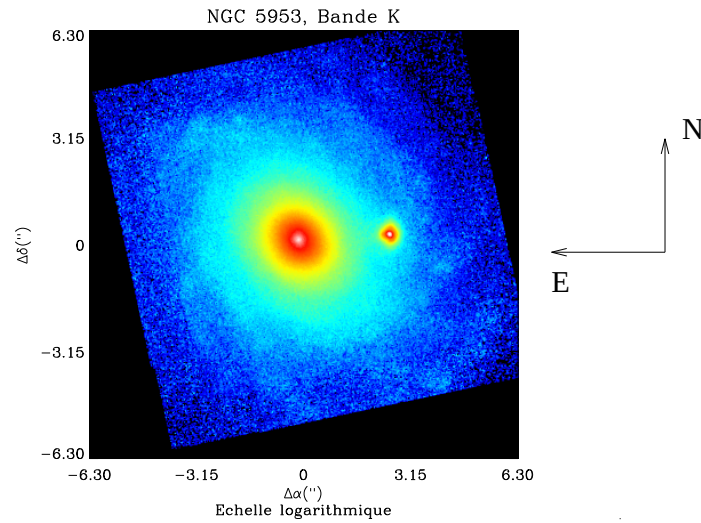


Figure 6.3 - : Image de la région centrale de NGC 5953. La source ponctuelle à $2.7''$ à l'ouest du noyau est la source de référence. Cette source a été le sujet d'une grande controverse [Rafanelli et al., 1990]: bien qu'elle soit alignée avec une source d'émission radio étendue, c'est une étoile de champ d'une magnitude $16 \sim 17$

6.1.2 Observations.

Les images en J, H et K furent obtenues le 24 juin 1996, et le temps d'intégration fut de 5 minutes dans les trois bandes. Des ciels furent obtenus entre chaque série d'images en dépointant le télescope à 3 minutes au nord. L'asservissement fut modal mais optimisé seulement pour le Tip-Tilt et le foyer; la fréquence d'échantillonnage était de 500 Hz.

6.1.3 Discussion.

NGC 5953 est à une distance de 26 Mpc, ainsi 1'' mesure 130 pc sur la galaxie. L'asservissement s'est fait sur une source à quelques secondes d'angle du noyau de magnitude 17, produisant des images avec une résolution de 0.17'' (!) démontrant la capacité de PUEO de fonctionner sur des objets très faibles¹. La résolution sur la galaxie est donc de 20 pc.

L'image en bande K (figure 6.3) montre une première chose: on distingue l'amorce de bras spiraux, que les observations précédentes n'avaient jamais réussi à mettre en évidence. À première vue, il n'y a pas de transition particulière au rayon de 5'', indiquant que tout le disque central serait en fait le site de formation d'étoiles. Une analyse des couleurs (qualitative, car la forte absorption, $A_V \sim 10$, ne permet pas de distinguer entre les différentes sources de rayonnement) présente cependant une structure différente.

On remarque avant tout une différence entre les *gradients* de couleurs du centre vers le bord: [J-H] décroît, alors que [H-K] croît. Si l'on suppose par exemple, que le rayonnement dans la région centrale (mis à part le noyau) est dominé par de l'émission stellaire, cela veut dire que la composante de gaz ionisé devient de plus en plus importante sur les bords. La carte [J-H] a un rapport signal à bruit suffisant pour faire apparaître un anneau/disque à une distance d'environ 4''. Celui-ci correspond au rayon:

- d'un anneau H α [Gonzalez Delgado et al., 1996],
- dans lequel la formation d'étoiles est confinée [Rampazzo et al., 1995],
- où l'indice de couleur [B-V] varie brusquement de 0,3 à 1,0 [Rampazzo et al., 1995].

Cependant on voit un prolongement des structures en spirales à *l'intérieur* de cet anneau. Ainsi, une surdensité de gaz (ionisé) à cette distance (présente à cause de phénomènes dynamiques) pourrait être le traceur d'une formation d'étoiles dans des structures semblables à des «tails» (des mèches) ou à des bras spiraux, mais dont l'origine serait plutôt due à un effet de marée causé par l'interaction avec NGC

1. Les conditions d'observation y étaient certainement aussi pour quelque chose...

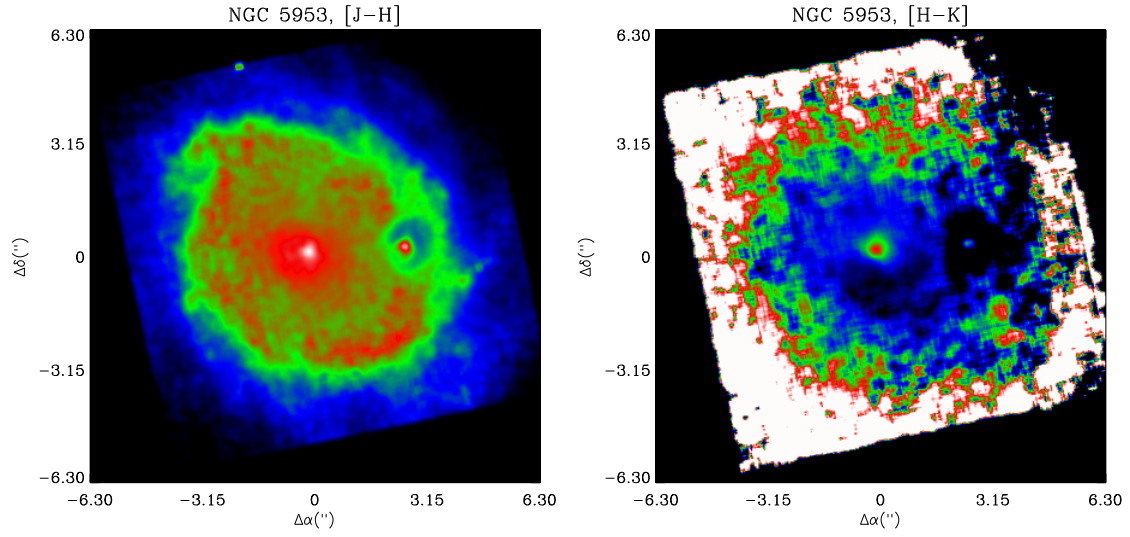


Figure 6.4 - : Cartes [J-H] et [H-K] du noyau de NGC 5953. La résolution est dégradée dans les deux cas, de manière à améliorer le rapport signal à bruit, mais pas de la même façon. La carte [J-H] est convoluée par une boîte de 6×6 pixels, alors que la carte [H-K] par une boîte de 9×9 pixels.

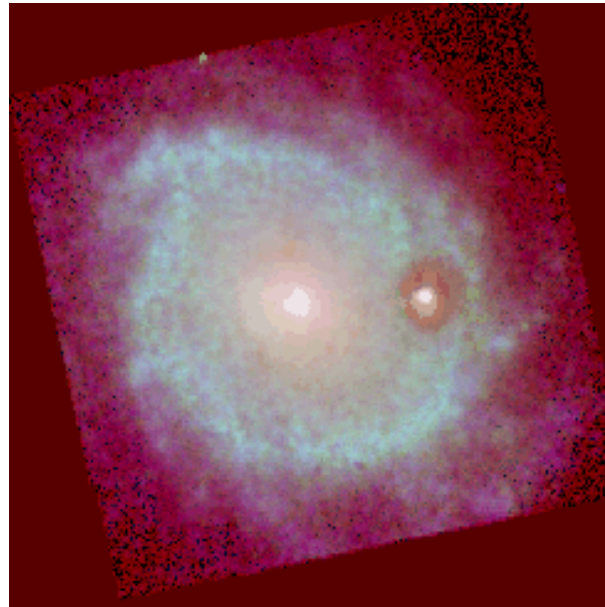


Figure 6.5 - : Image en fausses couleurs de NGC 5953. Le rouge représente la bande K, le vert [J-H] et le bleu [J-K]. On voit donc une surdensité bleue, et un disque jaune (vert + bleu) et l'émission diffuse rouge à grand diamètre.

5954. Nous ne possédons pas assez d'éléments pour élucider la raison pour laquelle ces mèches semblent former un «anneau»; l'apport de matière d'une galaxie voisine [Rampazzo et al., 1995], l'influence de son potentiel, les effets dynamiques (le gaz est en super-rotation) sont autant d'éléments complexes qui trouveront un contexte approprié lorsque la spectroscopie sera couplée à la haute résolution angulaire.

Pour résumer, la figure 6.5 montre une image codée en fausses couleurs: le rouge représente l'émission en K, le vert [J-H] et le bleu [J-K]. On voit un disque jaune (vert+bleu) dans la région centrale, parsemé de mèches; on remarque aussi un anneau bleu à un rayon de 400 pc, probablement une surdensité de gaz ionisé dans ces mèches qui sont probablement dûes à un effet de marée, et étant le site d'une flambee d'étoiles. À plus grand diamètre, on retrouve l'émission diffuse en K, provenant du continu, représentant probablement la population stellaire. Cette image contient beaucoup d'informations si l'on sait l'extraire...

6.2 NGC 5033

6.2.1 Contexte.

Classifiée SA(s)c par de Vaucouleurs [de Vaucouleurs & de Vaucouleurs, 1961], elle a été reclassée comme une Sbc(s) par [Sandage & Tammann, 1981], c'est une galaxie lumineuse IRAS, avec une luminosité infrarouge $L_{IR} \approx 8.2 \times 10^9 L_{\odot}$. Le noyau présente des signes d'activité de Seyfert, mais aussi de LINER; cela mène à une classification de Seyfert 1.9 [Ho et al., 1995]. Une source X non résolue est présente dans le noyau [Koraktar et al., 1995]; des observations en radio (à 1.49 GHz) confirment une source compacte, mais aussi une émission diffuse allongée selon un axe nord/sud d'une dimension de $6' \times 3'$ [Condon, 1987]. À une distance de 11 Mpc, cela correspond à 1,6 kpc. Cependant, des courbes de rotation obtenues par spectroscopie dans les bandes de CO indiquent que la distribution des vitesses radiales (d'une largeur de 450 km/s) provient d'un rayon de $13''$ (700pc) [Braine et al., 1993]. Les auteurs notent que: «*H(α) observations would be of interest to see if a nuclear ring is present [...]*». L'émission H(α), qui présente une grande dispersion de vitesses, est variable sur l'échelle de quelques années [Ho et al., 1995]. On soupçonne donc une géométrie un peu plus compliquée qu'un anneau. L'image dans le domaine visible du champ de NGC 5033 (figure 6.6) donne un premier indice, la galaxie est très inclinée ($> 60^\circ$).

Le fait qu'il n'y ait pas (ou très peu) de concentration de gaz au cœur de NGC 5033 [Meixner et al., 1990] peut être interprété comme une phase d'évolution avancée, durant laquelle la galaxie a déjà utilisé une grande fraction de la concentration centrale de gaz pour former des étoiles. Couplé au fait que NGC 5033 n'a pas un noyau très actif [Dahari & de Robertis, 1988], on peut penser que le gaz a été transporté vers le noyau sous l'effet d'un *merger* avec une galaxie satellite bien moins massive, qui aurait depuis été détruite par des effets de marée [Hernquist, 1989]. Une explication

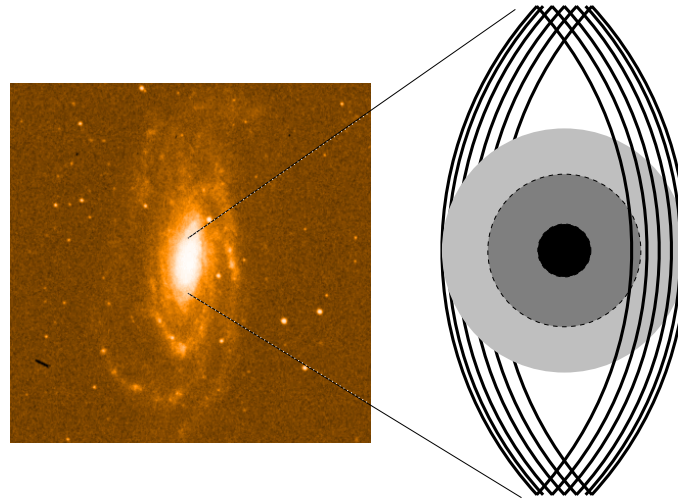


Figure 6.6 - : Image du *Digital Sky Survey* de NGC 5033. Le champ mesure $6' \times 3'$; le plan de la galaxie est incliné par rapport au plan défini par l'axe Nord-Sud et la ligne de visée. À droite, un modèle expliquant le déplacement apparent du noyau, à cause de l'absorption différentielle.

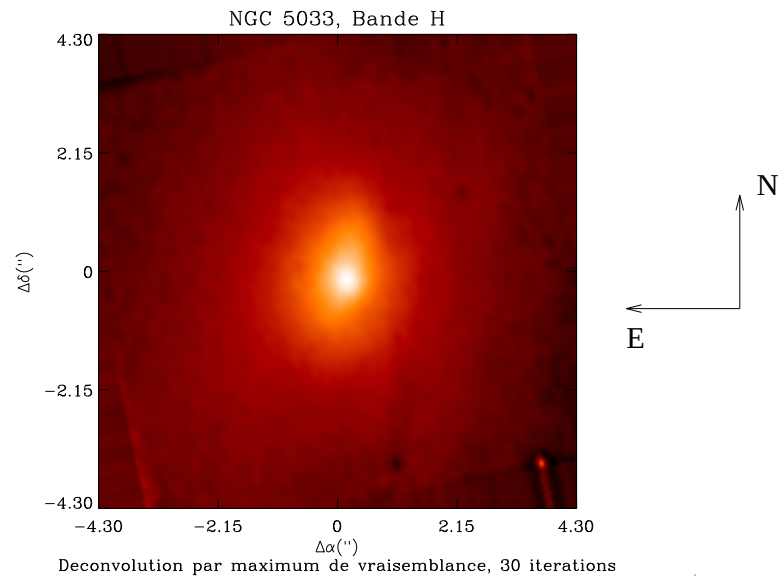


Figure 6.7 - : Image déconvoluée en bande H de NGC 5033. L'asymétrie du noyau est frappante, et on distingue les bandes sombres, qui confirment l'orientation de la galaxie, c'est-à-dire la partie est (à gauche) est la plus éloignée. Les images en J et en K sont très semblables.

alternative est que c'est peut-être là une galaxie sans compagnon, donc sans effet de marée pour augmenter la concentration centrale de gaz. Il faut alors invoquer un autre mécanisme pour expliquer la formation et l'alimentation du trou noir central; celui-ci étant probablement moins efficace qu'un potentiel non-axisymétrique, l'activité Seyfert est réduite.

6.2.2 Observations

Les images en J, H et K furent obtenues durant la nuit du 24 juin 1996, et le temps d'intégration fut de 5 minutes dans les trois bandes. Des ciels furent obtenus entre chaque série d'images en dépointant le télescope à 4 minutes à l'ouest. L'asservissement fut zonal, avec un gain de 0.2 sur toutes les électrodes et la fréquence d'échantillonnage était de 500 Hz.

6.2.3 Discussion

Nos images en J, H et K montrent tout d'abord un fait troublant en première analyse: la position du noyau varie avec la longueur d'onde. Ceci est peut-être dû à un mauvais repositionnement de l'analyseur de front d'onde. On peut aussi imaginer que si une galaxie est vue à forte inclinaison, l'absorption différentielle entre les longueurs d'onde peut déplacer le centre de gravité du flux, donc la position apparente du noyau tant que celui-ci n'est pas totalement ponctuel. La position des bandes plus ou moins sombres dans nos images (figure 6.7) indique la présence de poussières pouvant produire une telle absorption. L'effet s'explique de la manière suivante: en bande K, la profondeur optique est moindre, et la position reflète assez justement celle du noyau, alors qu'en bande H et J, la profondeur optique augmente, masquant la partie de droite sur la figure 6.6. Ainsi, le centre de gravité du flux se trouve déplacé vers l'est, produisant un décalage de la position apparente du noyau. Nos images montrent effectivement une asymétrie du noyau, dont l'orientation indique une profondeur optique plus importante à l'ouest (si le modèle est juste). La figure 6.7, une image déconvoluée en bande H, témoigne de cet effet. Par contre, les images dans les trois bandes montrent peu de structures. Une étude des couleurs va permettre de vérifier et d'affiner le modèle proposé.

Photométrie relative La calibration photométrique effectuée sur un standard infrarouge UKIRT (FS24) quelques minutes avant la séquence d'acquisitions «galaxies/ciels» donne des valeurs de C_J , C_H et C_K qui sont très semblables d'une nuit à l'autre et dont les valeurs se trouvent dans le tableau 6.1. On note un écart de l'ordre d'un dixième de magnitude en photométrie relative lors de la nuit du 24 juin, et cela peut avoir affecter nos données; cependant, les indices de couleur moyens de toute la région centrale de NGC 5033 sont $[J-H] \simeq 1.4$ et $[H-K] \simeq 0.8$, soit de l'émission

stellaire très rougie par les poussières ($A_V = 7$). On voit donc qu'il n'est pas vraiment possible de distinguer entre les différentes sources de rayonnement. Cependant, une simple analyse qualitative des couleurs est intéressante et dévoile une partie des secrets de cette galaxie... La figure 6.8 nous présente les cartes de [J-H] et [H-K].

Tableau 6.1 - : Valeurs des constantes de calibration photométrique.

	C_J	C_H	C_K	C_{J-H}	C_{H-K}
nuit du 22 juin	23.34	23.25.82	22.76	0.09	0.49
nuit du 24 juin	23.57	23.42	22.88	0.21	0.58
nuit du 25 juin	23.45	23.36	22.85	0.09	0.50

Ces cartes montrent un gradient de couleurs d'est en ouest, indiquant une croissance de l'absorption. Cela veut dire que l'émission de la partie ouest est vue à travers une profondeur plus importante de poussières (de plus d'une magnitude), confirmant l'idée qu'elle est plus en avant (ceci se voit surtout sur la carte [J-H] où l'on est plus sensible à l'absorption). On remarque aussi la présence d'un «anneau» proche du noyau, d'un rayon d'une centaine de pc. Cependant, la carte [J-H] montre une croissance continue de l'indice de couleur jusqu'à un rayon (projeté) de 650 pc. Cela peut être interprété comme un second anneau (celui proposé par [Braine et al., 1993], correspondant à la courbe de rotation mesurée en CO?). Les diamètres sont comparables et l'orientation est bonne; pourquoi y aurait-il deux anneaux, comme l'indique le modèle de la figure 6.9? Y a-t-il un seul et même «disque» avec plusieurs surdensités? La présence de bandes sombres d'absorption paraît confirmer cette hypothèse. Pourtant, d'un point de vue dynamique, il n'est pas inconcevable de trouver deux anneaux: le premier étant dû à la résonance interne de Lindblad, associé généralement à l'anneau de formation d'étoiles, le second, beaucoup plus proche du noyau (d'un rayon caractéristique < 100 pc) pouvant être dû à un processus nous échappant encore; par exemple, le rayon de cet anneau pourrait correspondre à la *Inner Inner Lindblad Resonance* [Binney & Tremaine, 1987]: on montre que, dans le cas de barres dont l'influence est faible, les résonances de Lindblad ont lieu lorsque la fréquence d'épicycle κ est égale à $\pm m(\Omega_0 - \Omega_b)$, où m est une constante positive ($m=2$ si la galaxie a une barre), Ω_0 est la fréquence de rotation «naturelle» (keplerienne) associé à un potentiel symétrique et Ω_b est la fréquence de rotation de la barre. Le signe positif produit la résonance interne et le signe négatif produit la résonance externe. Pour faire apparaître la résonance interne interne, il faut considérer un potentiel où la barre joue un rôle important. Malheureusement, à cause de la forte inclinaison de la galaxie, nous ne pouvons pas déterminer sur les images visibles si une barre est présente...

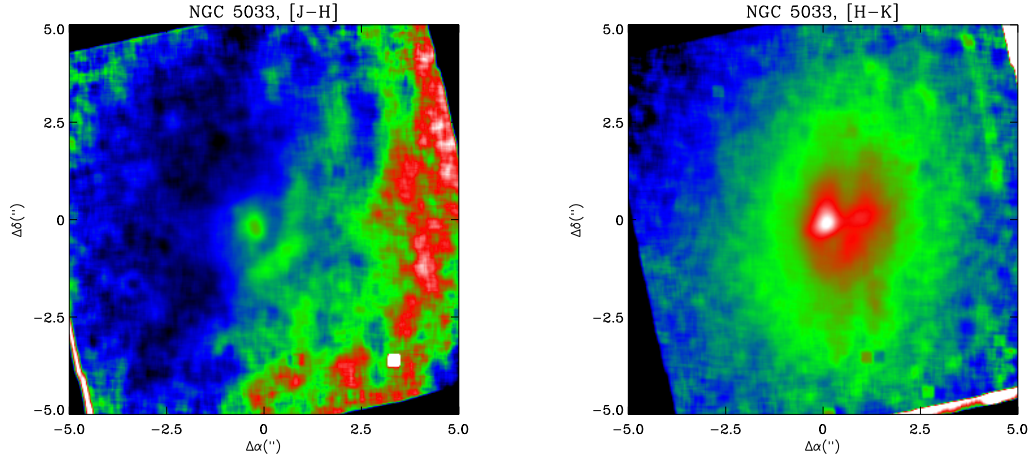


Figure 6.8 - : Cartes $[J-H]$ et $[H-K]$ du noyau de NGC 5033. La table de couleurs utilisée se traduit de la façon suivante: le rouge traduit des valeurs importantes, et le bleu des valeurs faibles. Ainsi, le gradient d'est en ouest indique une croissance de l'absorption, confirmant l'idée que la partie ouest est en avant.

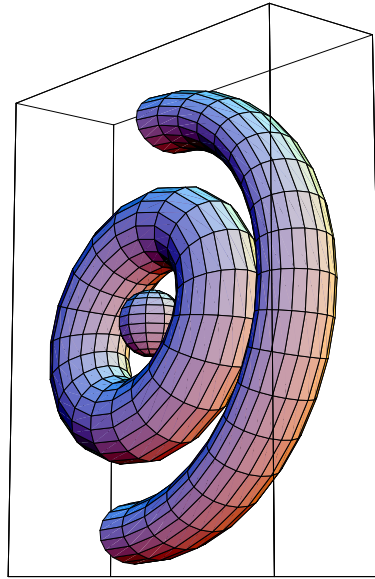


Figure 6.9 - : Modèle proposé pour expliquer l'émission de NGC 5033: L'anneau externe (dont une moitié seulement est représentée) serait un anneau starburst «classique», alors que l'anneau interne serait dû à un phénomène dynamique ou de nature plus complexe.

6.3 NGC 1068

À une distance de 16 Mpc, NGC 1068 (M77) est la plus brillante (et aussi la plus proche) des galaxies de Seyfert, dotée d'une luminosité infrarouge $L_{IR} = 3 \times 10^{11} L_{\odot}$. En plus du noyau de Seyfert, un anneau de flambée d'étoiles de 1,5 kpc de rayon est présent [Telesco, 1993]. Elle a donc été le sujet de très nombreuses études dans toutes les longueurs d'onde, et des éléments importants à l'élaboration du modèle unifié des NAG en sont apparus, notamment l'observation en spectro-polarimétrie par [Antonucci & Miller, 1985] qui permirent de mettre en évidence des raies d'émission typiques des Seyfert de type I en lumière polarisée; le modèle développé pour expliquer cela est de supposer que la région BLR est cachée par un tore moléculaire (optiquement épais) dans les Seyfert 2, mais que la lumière en provenant, diffusée par la poussière environnante, peut être détectée car elle est polarisée. C'est donc un des fondement du modèle unifié des NAG. De plus, la présence de jets et de chocs a été observée par des observations dans le domaine radio [Kukula et al., 1995]; on soupçonne donc des phénomènes dynamiques très violent dans la région centrale. Malheureusement, la structure très complexe du noyau (figure 6.10) et la forte absorption implique que le noyau est encore relativement mal compris. Des observations en infrarouge moyen ($10\mu m$) [Telesco, 1993] ou proche ($1-5\mu m$) [Gallais, 1991a] ont permis de sonder l'environnement proche du noyau et d'apporter plusieurs éléments à la compréhension de l'environnement et de l'interaction d'un noyau actif de galaxie avec le milieu ambiant, notamment sous la forme de flambée d'étoiles.

Des observations d'optique adaptative avec ADONIS ont déjà été menées en bandes K [Marco et al., 1996] et en bandes L et M [Marco et al., 1997]. Celles-ci ont permis d'identifier la position du noyau infrarouge par rapport au noyau visible. Cependant, la sensibilité de PUEO a permis de mettre en évidence un jet et deux chocs, soupçonnés à d'autres longueurs d'onde mais jusqu'à présent voilés par l'importante profondeur optique.

6.3.1 Résultats

Les résultats de NGC 1068 font l'objet d'une publication dans *Astron. Astrophys.*; l'article est soumis, et est présenté dans les pages qui suivent.

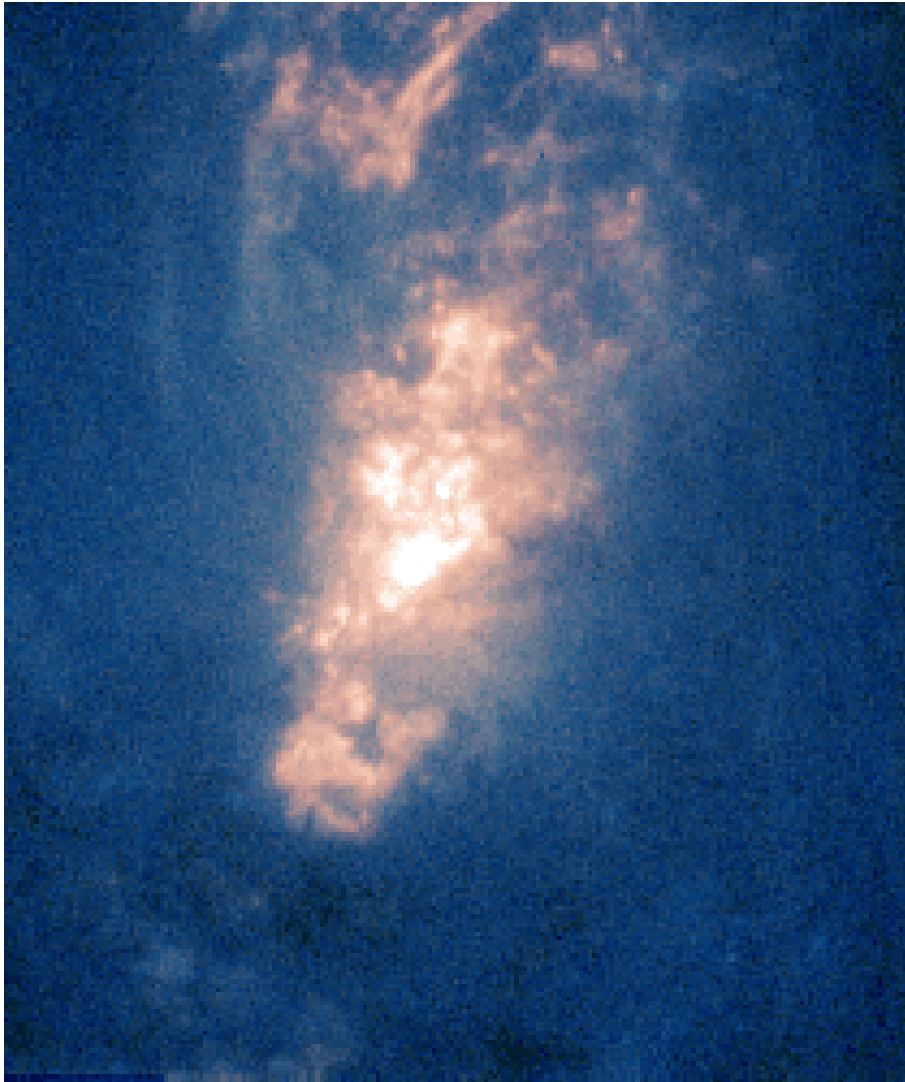


Figure 6.10 - : Superbe image du cœur de NGC 1068 vu par le Télescope Spatial Hubble. Le noyau est très complexe et la présence de poussières contribue à la confusion. La haute résolution en infrarouge va permettre d'en sonder les mystères d'autant plus profonds.

6.4 NGC 7469

6.4.1 Contexte

NGC 7469 est une galaxie starburst largement étudiée, dans tout le domaine spectral (par exemple, [Kukula et al., 1995], [Mauder et al., 1994], [Tacconi–Garman et al., 1993], [Keto et al., 1992]); elle est en interaction avec IC 5283, et le couple est connu sous le nom de Arp 298. De plus, elle faisait partie de l'échantillon original de Seyfert (1943) et fut ensuite classifiée Seyfert 1. La galaxie elle-même est de type (R')SAB(rs)a. Sa luminosité infrarouge est très élevée ($L_{IR} = 2,6 \times 10^{11} L_{\odot}$). La figure 6.12 montre le couple Arp 298, sur l'image de gauche, obtenue à partir du Digital Sky Survey, et à droite, une observation en bande V obtenue avec HRCam² au TCFH (provenant de nos propres observations) sur laquelle on distingue le fameux anneau starburst tout proche du noyau.

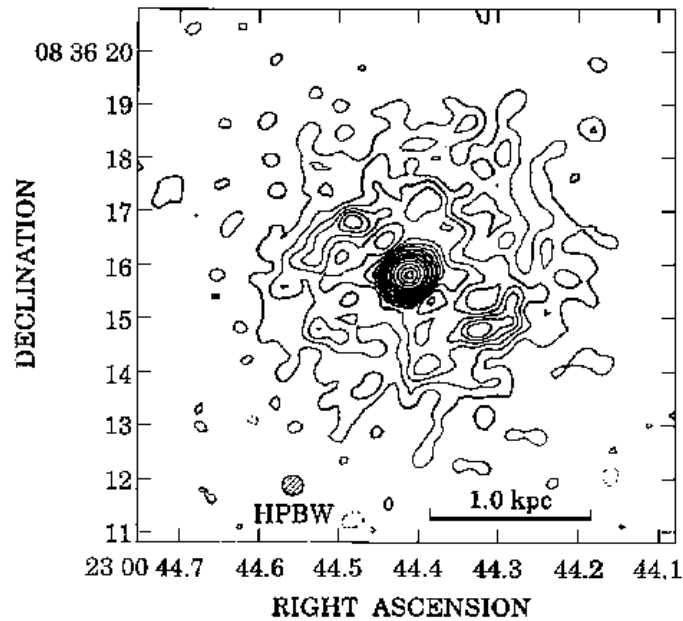


Figure 6.11 - : Carte de l'émission radio à 6 cm, tirée de [Wilson et al., 1991]. On distingue nettement le noyau et l'anneau de flambée d'étoiles.

Revenons un instant aux observations effectuées dans les différents domaines de longueur d'ondes (notamment radio et infrarouge moyen $\sim 10\mu m$). Une carte en CO(J=1-0) présentée par Meixner [Meixner et al., 1990] indique une concentration de gaz moléculaire (dont la position correspond à mieux d'une seconde avec le noyau visible) avec un composante de 3.5'' d'extension au sud-ouest et une émission diffuse

2. High Resolution Camera, un système de correction de Tip-Tilt fonctionnant dans le visible.

au nord-est. La courbe de rotation le long du grand axe de la galaxie montre que la raie du CO est décalée vers le bleu au sud-est et vers le rouge au nord-ouest, décrivant ainsi un disque vu selon le même angle que le plan de la galaxie. Des observations à 6 cm [Wilson et al., 1991] montrent une source compacte entourée d'un anneau discontinu (figure 6.11) avec un diamètre de 3". L'émission du noyau est caractéristique de rayonnement synchrotron, et l'anneau présente un spectre non-thermique, probablement associé à des restes de supernovæ. L'émission de raies optiques permet aussi de mettre en évidence une région active. L'étude effectuée par ces auteurs est très complète, notamment sur le temps caractéristique de la flambée d'étoiles ou les modèles dynamiques pouvant expliquer la formation d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles de types O, B et A est estimé à $26 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ en supposant que celles-ci soient responsables de la luminosité de l'anneau. En connaissant la masse d'hydrogène neutre et ionisé (à partir de l'émission radio), ils déduisent un temps caractéristique de la flambée d'étoiles, $\tau = 7.4 \times 10^8$ ans. Ceci est en fait une limite supérieure, car c'est le temps nécessaire pour convertir *tout* le gaz en étoiles. Ce résultat est confirmé par les observations infrarouges de [Genzel et al., 1995] qui indiquent que l'activité starburst dans l'anneau serait en train de se terminer, le flux provenant principalement d'une population d'étoiles de type super-géantes; les auteurs indiquent que leur images ne permettent pas de décider en faveur d'une structure spirale très enroulée (comme le propose [Mazzarella et al., 1994]) ou comme un «vrai» anneau: les anneaux seraient une structure commune dans le phénomène starburst, ainsi que le montre une étude approfondie de Buta (1986a, 1986b, 1987a, 1987b): l'anneau extérieur R indique la présence d'une OLR (*Outer Lindblad Resonance*), l'anneau intérieur r peut être soit l'ILR (*Inner Lindblad Resonance*) soit la seconde harmonique de l'OLR; l'anneau central (nucléaire) est alors dû à l'ILR.

Il semblait donc que la physique de l'anneau starburst autour de NGC 7469 était bien comprise après cette publication; pourtant deux phénomènes sont encore à élucider: le premier est le transport de matière de l'anneau vers le noyau et le second est la production d'émission radio non-thermique à partir du starburst. On soupçonne celle-ci de provenir des supernovæ, mais le taux calculé par [Meixner et al., 1990] à partir de la masse de HII est de 0.97/an: il est incompatible avec la luminosité observée dans l'anneau... Quant au transport de matière de l'anneau vers le noyau, on invoque volontiers l'hypothèse de «barres dans des barres» de [Shlosman et al., 1989]. Il s'agirait donc de rechercher des petites extensions reliant l'anneau au noyau de l'ordre de 500pc, soit 1.6". Des observations à $11\mu\text{m}$ de [Keto et al., 1992] montrent justement une barre avec un angle polaire de 78° vers l'est, et d'extension $1.4'' \times 0.7''$. Les observations infrarouge proche en technique «speckle» [Genzel et al., 1995] dont la résolution est d'à peu près 0,4", montrent une structure de l'anneau très proche de nos images. Les auteurs rejettent pourtant la possibilité de cette barre interne et invoquent comme cause de cette flambée, l'interaction avec IC 5283.

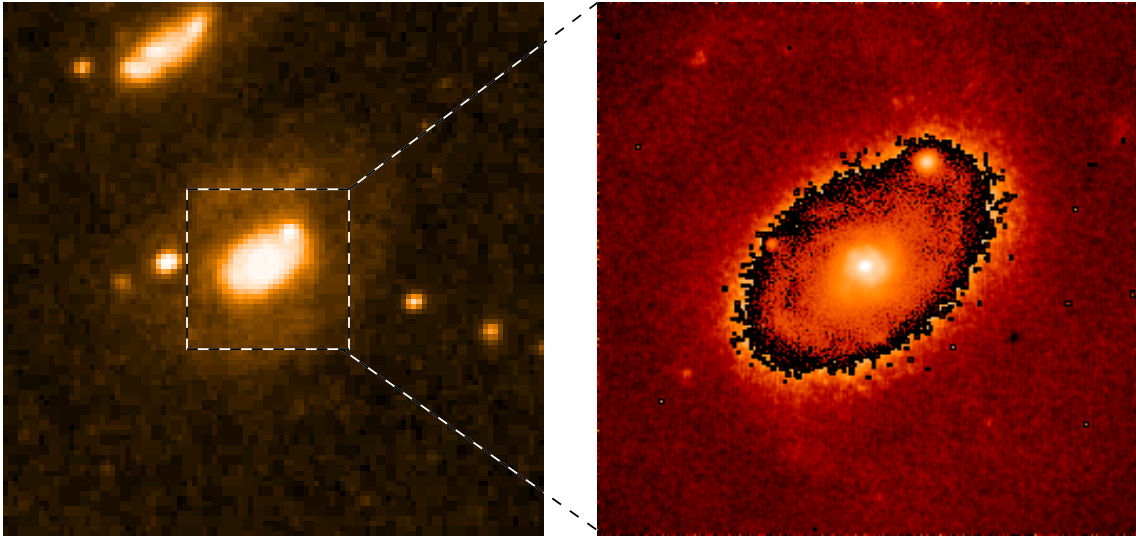


Figure 6.12 - : À gauche, image du couple Arp 298, obtenue à partir du Digital Sky Survey. On voit IC 5283 au nord-est, à 26 kpc en projection (le champ mesure $3' \times 3'$). À droite, une image obtenue avec HRCam au TCFH. L'image est en bande V et l'on distingue nettement l'anneau de formation d'étoiles autour du noyau.

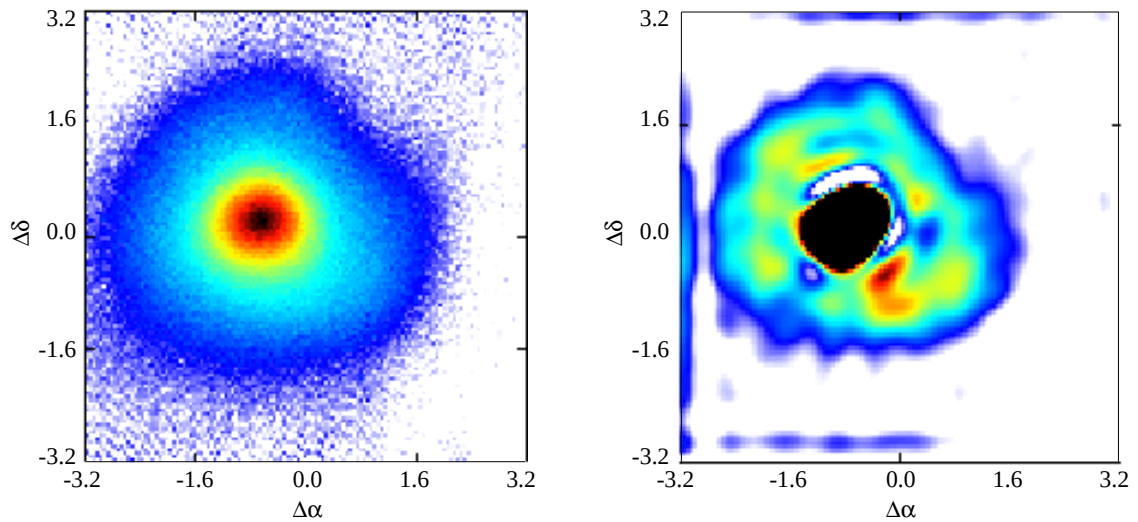


Figure 6.13 - : À gauche, l'image brute (traitée des défauts cosmétiques, ciels et champ plat) en bande K obtenue avec Come-On+. On note le «disque» d'émission diffuse qui se transforme en anneau à la déconvolution (image de droite). Le nombre de structures apparentes peut paraître suspect au vu de l'image originale. Pourtant on verra par la suite que la plupart sont bien réelles.

6.4.2 Observations avec ADONIS/Come-On+

Avec NGC 1068, NGC 7469 fut l'une des premières galaxies observées avec Come-On+. Les techniques d'observations n'ayant pas encore été expérimentées, le dépouillement en fut très long et difficile: l'étoile choisie pour servir de FEP était double, et l'objet fut déplacé dans les quadrants pour estimer le ciel. À cela s'ajoute le fait que les conditions d'observations étaient loin d'être idéales (seeing $\approx 1.2''$). Ainsi l'extension diffuse autour du noyau sur l'image brute (figure 6.13) ressemble bien plus à un disque qu'un anneau. La déconvolution permet de faire apparaître l'anneau mais sa morphologie exacte est dépendante de l'incertitude des artefacts de déconvolution.

En comparant l'image déconvoluée avec l'image brute, le nombre de détails apparaissant à la déconvolution est surprenant, et en première analyse, il paraît normal de douter de la réalité des structures. Pourtant, comme on le verra par la suite, il n'y a pas (ou très peu) d'artefacts, ce qui indique clairement que la déconvolution (à condition de l'appliquer avec attention et parcimonie) peut être une technique très efficace. En ce qui concerne la photométrie, il n'y a pas eu de standard photométrique observé, mais l'étoile de la FEP était tirée du catalogue SAO dont on connaissait à peu près le type spectral et la magnitude visible. Il a donc été possible d'estimer les magnitudes infrarouges. Une analyse de couleurs a permis de déterminer les indices indiqués dans la figure 6.14 et la chromatographie confirme parfaitement les résultats d'observations précédentes [Genzel et al., 1995], [Wilson et al., 1991]: l'émission du noyau, en loi de puissance, est bien celle que l'on attend d'un noyau actif et la couleur dominante de l'anneau correspond à une population de géantes et super-géantes, indiquant que le starburst a été vigoureux mais est désormais en train de se terminer. Cette observation confirme indirectement la proposition de [Wilson et al., 1991], estimant l'âge du starburst à quelques dizaines ou centaines de millions d'années.

Ces observations permirent de confirmer les résultats obtenus dans différents domaines de longueurs d'onde, et de vérifier certaines hypothèses sur l'origine et la durée du starburst. Cependant, comme l'observation de l'anneau ne fut pas directe (obligation d'appliquer des techniques de déconvolution), il était difficile d'aller plus loin dans l'interprétation de sa morphologie et de sa structure.

6.4.3 Observations avec PUEO

En plus de la sensibilité accrue de PUEO pour les objets de faible flux, le seeing fut nettement meilleur pour ces observations $\approx 0.6''$; la résolution des images finales est donc nettement supérieure, proche de la limite de diffraction du télescope (largeur à mi-hauteur $\approx 0.15''$). les temps d'intégration sont de 5 minutes en J et H, et de dix minutes en bande K.

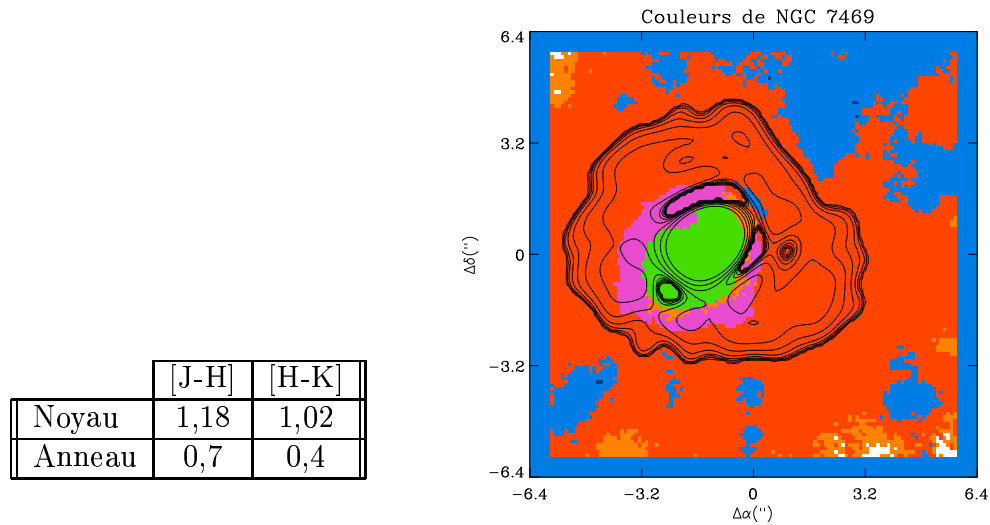


Figure 6.14 - : Les couleurs de NGC 7469, avec l'image déconvoluée en contour. L'émission en loi de puissance (vert) et la région de flambée d'étoiles (rouge) se séparent clairement.

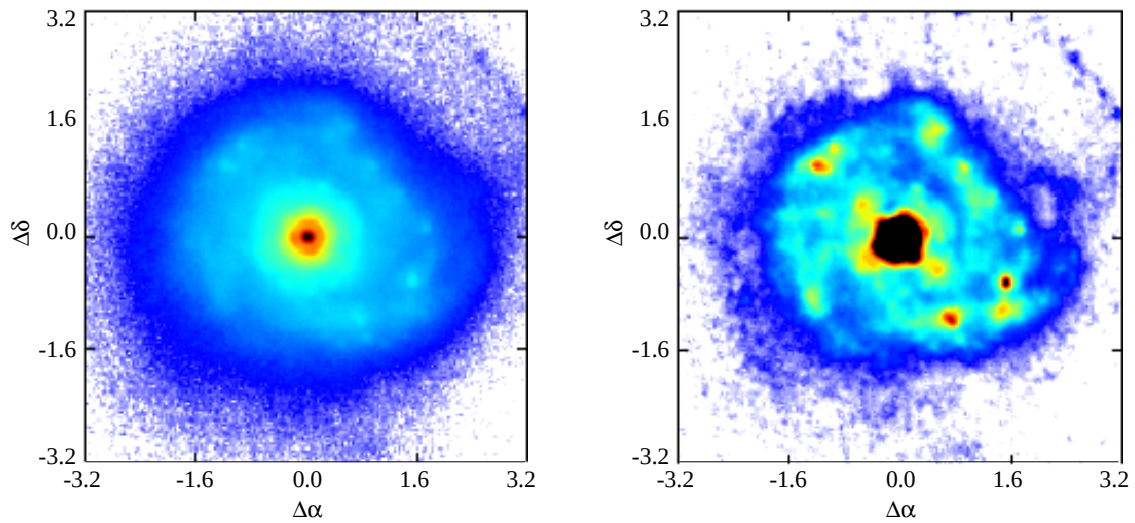


Figure 6.15 - : À gauche, l'image brute en bande K obtenue avec PUEO. On note l'anneau starburst déjà clairement résolu. L'image déconvoluée (à droite) montre des «grumeaux» sur des bras spiraux à un rayon fixe du noyau. En dégradant la résolution, on retrouve bien un anneau.

Ces images sont présentées sur la figure 6.15, où la table de couleurs et l'orientation sont les mêmes que sur la figure 6.13. On y voit l'image brute et l'image déconvoluée par maximum de vraisemblance.

L'image brute permet de voir l'anneau, et des hétérogénéités au sein même de celui-ci. Le contraste de ces dernières est amplifié lors de la déconvolution car le disque du halo de la FEP est réduit. Cela permet de voir une structure très similaire à celle observée par [Mazzarella et al., 1994]: des bras spiraux atteignent le noyau, mais à un rayon de $1.5''$ (soit $400 \text{ pc} \sim 500 \text{ pc}$), on observe plusieurs pics d'émission sous forme de grumeaux. Ainsi l'anneau starburst, qui semble plutôt être des bras spiraux très enroulés, n'est pas homogène. Si l'on compare cette figure à l'image radio (figure 6.11), on constate que les pics d'émission coïncident presque exactement, indiquant que les points les plus brillants sont effectivement les endroits où les étoiles se forment (ou se sont formées) le plus vigoureusement et où le taux de supernovæ est le plus important. Regardons aussi la partie centrale en plus de détails: la partie noire (saturée sur la table de couleurs) ne contient pas d'informations sûres à cause des effets d'artefacts de la déconvolution³. Cependant, les structures au nord-est et au sud-ouest paraissent réelles, ainsi que l'anneau interne. La figure 6.16 montre la région centrale ainsi que le modèle invoqué pour l'expliquer. La déconvolution utilisée est légèrement différente (le nombre d'itérations est supérieur et la fonction de transfert de modulation de la FEP réhausse artificiellement les hautes fréquences, afin d'augmenter le contraste au risque de faire apparaître des anneaux), ainsi l'anneau sombre qui entoure le noyau à la place des anneaux de diffraction n'est certainement pas réel, mais les extensions symétriques apparaissent plus clairement. On notera qu'elles coïncident à peu près avec l'orientation de l'émission allongée (barre interne?) observée à $10\mu m$ par [Keto et al., 1992].

Le modèle proposé pour expliquer ces structures est le suivant:

- Le noyau de Seyfert est ponctuel, une faible émission sous forme de disque ou d'anneau l'entoure à un rayon de 200 pc .
- On soupçonne l'existence d'une barre interne que les bras spiraux atteindraient au même rayon que le disque. Cette barre, semblable au pont de matière observé sur NGC 863 (figure 4.2) est le sujet d'une controverse: les observations de Keto [Keto et al., 1992] à $10\mu m$ et celles de Mazzarella [Mazzarella et al., 1994] à $3.3\mu m$ semblent la détecter, alors que les images en infrarouge proche en speckle de Genzel [Genzel et al., 1995] n'en indiquent aucune présence; il est fort possible que les limitations en sensibilité des techniques speckle ne permettent pas d'atteindre un contraste suffisant dans les ailes de la FEP; d'autant que la résolution de $0.4''$ qu'ils annoncent n'est probablement pas suffisante pour

3. N'oublions pas que la FEP utilisée pour la déconvolution est celle obtenue à partir des données de l'analyseur de front d'onde et qu'il n'est pas possible de se prononcer sur les structures présentes autour des premiers anneaux, et dont le contraste est inférieur à $10^{-3} \sim 10^{-4} \dots$

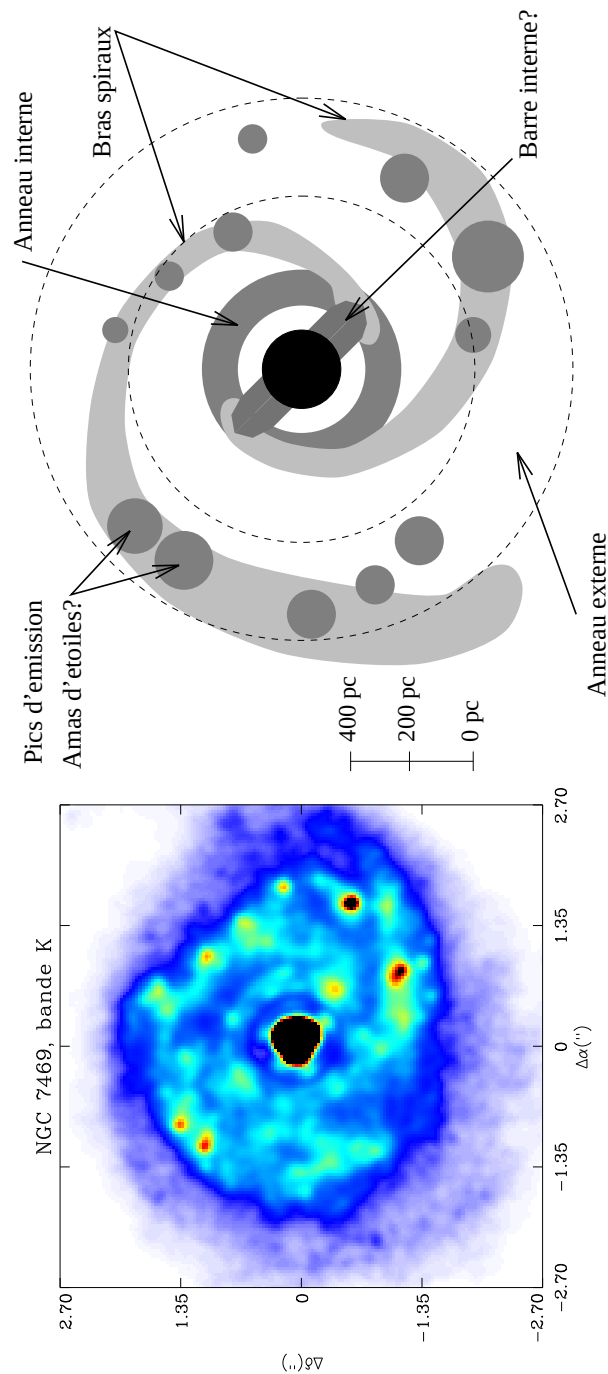


Figure 6.16 - : À gauche, l'image sur-déconvoluée, sur laquelle on voit bien les extensions symétriques au nord-est et au sud-ouest (de façon générale, les régions les plus brillantes sont alignées selon cet axe, même dans l'anneau). À droite, le modèle invoqué pour expliquer la région centrale de la galaxie: Le noyau de Seyfert (en noir) est entouré d'un disque ou anneau qu'une barre traverse de part et d'autre. Des bras spiraux arrivent jusqu'à cette barre, mais s'illuminent en croisant la résonance interne de Lindblad supposée (pointillé). Ce processus n'est pas homogène, produisant des «hot-spots», qui seraient en fait des «super-amas» (cf. Arp 299).

la faire apparaître. Nos images, dont la résolution est de $0.15''$, permettent de s'approcher bien plus près du noyau et avec un degré de confiance élevé. Si cette barre stellaire existe, alors elle permettrait alors d'invoquer le mécanisme de «barres dans les barres» de Shlosman [Shlosman et al., 1989] pour dissiper du moment angulaire en induisant un couple causé par une asymétrie au potentiel gravitationnel.

- En dégradant la résolution, l'enroulement des bras spiraux donne l'impression d'un anneau. Ceci n'est pas un cas unique, il semblerait que dans les cas de NGC 1097 et de NGC 1068, les anneaux seraient aussi des bras spiraux très enroulés dont l'origine est à la fin des barres secondaires et la fin à la résonance interne de Lindblad. Il serait donc important de connaître l'origine de ces bras spiraux: est-elle dynamique (rotation de la galaxie, propagation de la flambée d'étoiles), est-elle due à un effet de marée causé par la galaxie voisine ou encore à un effondrement de l'anneau (présent à cause de la résonance de Lindblad) par l'effet de la barre stellaire interne?
- Les bras spiraux s'illuminent donc à une distance de 500 pc, probablement à la résonance interne de Lindblad. On note que cette illumination n'est pas homogène, et d'après la taille des grumeaux (<63 pc), il est fort probable que nous faisons face au phénomène de «super-amas» déjà observé par le HST dans M82 [O'Connell et al., 1995] ou dans Arp 299 (nous y reviendrons plus en détails dans la section 6.5). Ceci indiquerait alors que la flambée d'étoiles ne soit pas homogène, mais plutôt fragmentée.

Chromatographie. Le gain en résolution (et en rapport signal à bruit) des images PUEO permet de séparer très nettement la contribution des différentes régions, et d'établir un chromatogramme (figure 6.17). Celui-ci confirme l'hypothèse selon laquelle l'activité de l'anneau de formation d'étoiles n'est pas encore complètement éteinte (cf. [Genzel et al., 1995], du fait de la présence de complexes de formation étoiles jeunes et chaudes ionisant l'hydrogène; ceci correspond à la couleur bleue du chromatogramme. Le noyau, représenté en vert, indique donc une loi de puissance ($F \propto \nu^n$ d'exposant $n \approx -2$, confirmant le résultat d'ADONIS, mais l'on soupçonne aussi une petite part de rougissement due aux poussières (couleur marron). Le reste de l'anneau (et la région extérieure, où le rapport signal à bruit reste suffisant) est représentée en rouge, c'est-à-dire correspondant aux couleurs des galaxies normales et/ou des super-géantes rouges. Il est intéressant de noter que la correspondance entre les régions brillantes (que montrent les contours représentant l'image déconvoluée) et les régions actives n'est pas évidente; cela pourrait être dû à l'absorption de certaines régions très riches en poussières, mais aussi à un phénomène dynamique de déplacement du starburst. Étant donné la vigueur de cette flambée d'étoiles, il n'est pas inconcevable que l'interaction entre les étoiles jeunes et le milieu interstellaire environnant soit importante; mais les réactions en chaîne de formation d'étoiles sont

encore mal comprises.

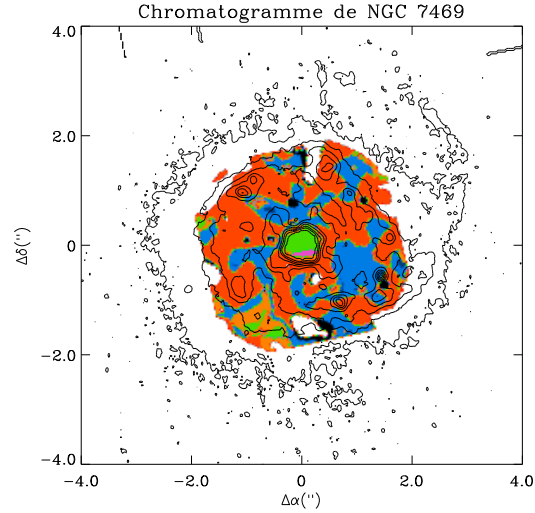


Figure 6.17 - : Les couleurs de NGC 7469, avec l'image déconvoluée en contour. Des région de l'anneau semblent encore active comme le montre l'émission nébulaire d'hydrogène ionisé parsemée. Le noyau apparaît bien en loi de puissance (vert), et l'émission dominante est due à une population d'étoiles évoluées (rouge).

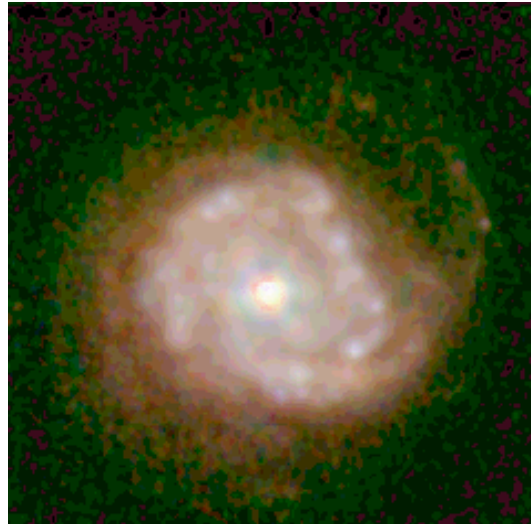


Figure 6.18 - : Image en fausses couleurs de NGC 7469. Le bleu représente l'image J, le vert, H et le rouge l'image K.

Apport de PUEO. Deux observations distinctes de la même galaxie ont été effectuées, avec un gain d'un facteur 4 en résolution: la compréhension de la physique sous-jacente de cet objet en est affectée. Tout d'abord nous sommes passés d'un modèle d'anneau à un modèle de bras spiraux avec une activité renforcée à un rayon donné. Je présente une récapitulation des phénomènes observés:

- La galaxie étant dotée d'une barre, la présence d'une résonance de Lindblad est possible, et l'on voit un anneau de rayon 500pc.
- L'interaction avec une galaxie voisine peut aussi affecter le potentiel gravitationnel de la galaxie, et produire des mèches ou des tortillons. Ceci peut se traduire, par exemple, sous la forme de bras spiraux; mais l'origine de ces derniers peut être tout autre, comme un enroulement des «vrais» bras spiraux, ou un phénomène dynamique.
- Cependant, nous voyons une continuation de ces bras spiraux à plus grande échelle (jusqu'à 1.2kpc sur les images PUEO et on les retrouve sur l'image HRCam (figure 6.12). Notons par ailleurs que l'anneau de formation d'étoiles d'autres galaxies (NGC 1068 et NGC 1097) semble aussi n'être qu'un enroulement des bras spiraux [Moorwood, 1996].
- la présence (probable) de barres stellaires internes fournit un mécanisme pour créer un couple permettant à la matière de la région dynamiquement stable (i.e. la résonance de Lindblad) de s'effondrer sur le noyau.
- D'une façon générale, les régions les plus brillantes sont alignées dans une direction nord-est/sud-ouest, soit la direction de la galaxie voisine, mais aussi de barre interne...

Notons ensuite que le fait d'observer une fragmentation dans les régions actives de la flambée d'étoiles et de pouvoir ainsi apporter une limite supérieure à leur dimension (<65 pc dans ce cas) est en faveur de l'hypothèse de formations d'étoiles en «super-amas», déjà observée dans M82 [O'Connell et al., 1995] et que nous retrouverons dans le cas de Arp 299 (cf. section 6.5). L'observation presque directe du phénomène de «barre dans les barres» (ou tout au moins d'une asymétrie du gaz et des étoiles dans un diamètre aussi petit) conforte l'idée de Shlosman [Shlosman et al., 1989] d'induire un moment qui permettrait à la matière de chuter vers le noyau.

L'apprentissage et le perfectionnement du traitement des images est certainement responsable en grandes parties de l'amélioration de la qualité et de la certitude des données. Cependant, PUEO montre qu'il est important de développer des instruments d'optique adaptative sensibles aux grandes magnitudes. La compréhension des mécanismes et de la physique des galaxies actives en dépend. La prochaine étape consistera à étudier ces objets à l'aide d'interféromètres (tel que le VTLI),

dont l'optique adaptative sera une composante essentielle. Pour que le domaine de l'astrophysique extra-galactique en profite, souhaitons que la magnitude limite des instruments futurs soit à la hauteur.

6.5 Arp 299

6.5.1 Contexte.

Arp 299 (alias Markarian 171, interaction de NGC 3690 et de IC 694) est une galaxie à flambée d'étoiles bien connue (voir par exemple [Augarde & Lequeux, 1985] ou [Gallais, 1991a]). C'est une galaxie lumineuse IRAS, avec $L_{IR} \simeq 5 \times 10^{11} L_{\odot}$ [Gehrz et al., 1983]. L'interaction est à un stade où les deux galaxies sont en contact physique: on observe une région d'interaction excitée par les collisions entre les nuages moléculaires, mais les noyaux sont encore distants, 4,2 kpc (soit 20'' à 42 Mpc). L'image visible ne permet pas de comprendre ce système en détail, car même si le Télescope Spatial Hubble produit une résolution de 0.05'' en bande V, l'extinction due aux poussières ne permet pas de distinguer clairement les noyaux, comme l'indique l'image de la figure 6.19.

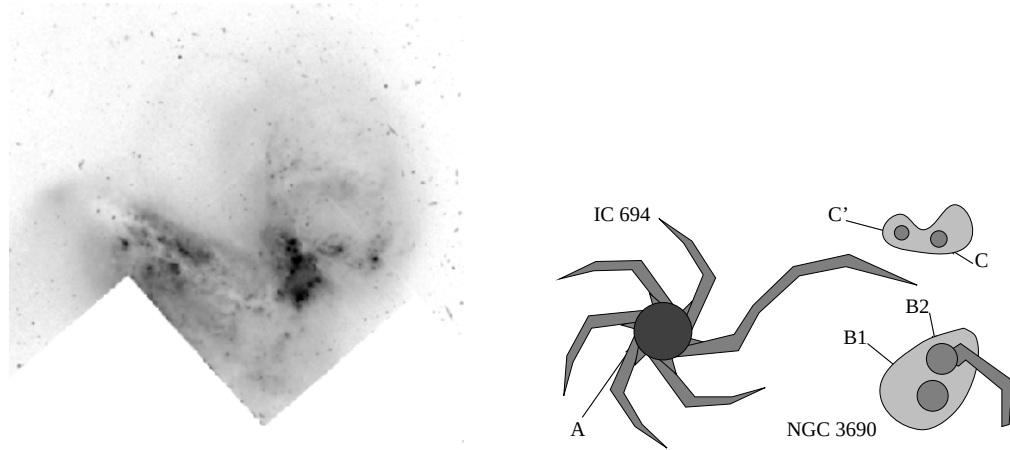


Figure 6.19 - : Arp 299 vu par le Télescope Spatial Hubble. La résolution est de 0.05'' en bande V, et le champ mesure $\approx 30'' \times 30''$. L'absorption par les poussières ne permet pas de voir les noyaux. Une représentation graphique, établie à partir d'observations radios et infrarouges, montre la structure des galaxies en interaction. Le nord est en haut et l'est à gauche.

Des observations dans le domaine radio (à 6 et 20 cm) de Gehrz [Gehrz et al., 1983] montrent quatre régions d'émission, notée A, B, C et C'. A est le noyau de IC 694, B celui de NGC 3690, et C' est une source d'émission diffuse. Des observations

en CO [Casoli et al., 1989] indiquent que la composante C montre des caractéristiques de noyau de galaxie suggérant un système *triple*! Des observations plus récentes [Sargent & Scoville, 1991] indiquent que la composante C/C' aurait en fait une structure bien plus complexe, rejetant ainsi l'idée d'un système à trois galaxies. Des observations en infrarouge proche ([Fowler et al., 1987], [Eales et al., 1987]) ont résolu la composante B en deux sources distinctes, le noyau de la galaxie étant B2 et la nature de B1 étant indéterminée. Des images plus récentes en infrarouge proche, ainsi qu'une analyse des couleurs [Gallais, 1991a] permettent d'identifier de façon plus probable la nature des différentes composantes:

- **B2.** Le noyau a un indice de couleur qui traduit de l'émission de gaz ionisé et d'étoiles, il ne montre aucun signe d'activité ou de flambée d'étoiles.
- **B1 et C.** L'indice de couleur de ces deux sources est très similaire, laissant penser que le même processus est en jeu, bien qu'il ne soit pas possible de choisir entre les différents processus, à cause du fort rougissement. Cependant, la présence d'une galaxie proche, la position de la région C/C' (à l'interface des deux galaxies, dans une zone dynamiquement active et riche en gaz moléculaire), et la région B1 étant proche du noyau sont autant d'indices sérieux de la présence d'activité et de flambée d'étoiles.

6.5.2 Résultats

La mosaïque en bande K est présentée sur la figure 6.20. On y trouve l'image «grand champ» où l'on distingue les bras spiraux de IC 694, ainsi que les composantes C et C' que l'on retrouve sur l'agrandissement. Il apparaît effectivement que leur emplacement coïncide avec la région d'interface entre les galaxies, et la flambée d'étoiles (si c'en est une) s'expliquerait alors par la collision de deux masses de gaz.

L'agrandissement montre le noyau B2, et la source B1 au sud. On remarque qu'ils sont entourés de petites sources non-résolues. Si la source B1 est aussi une flambée d'étoiles due par exemple à l'effet de marée induit par le noyau et la galaxie compagnon, on peut s'interroger quant aux structures présentes dans cette région. En effet, la matière, le gaz s'effondrant sur lui-même sous sa propre attraction gravitationnelle, va se fractionner en étoiles, qui elles-même vont se regrouper en amas. Il ne serait pas surprenant que l'on observe des «super-amas» d'étoiles, surtout si celles-ci sont très jeunes. Des observations récentes du Télescope Spatial Hubble de M82 [O'Connell et al., 1995] confirment l'existence de tels amas. La magnitude absolue de ceux-ci est en moyenne -12,1. Il est intéressant de noter que ces objets ne seraient présents que brièvement pendant la phase «active» de la flambée d'étoiles, car, étant donnée leur masse (et la forte pression de radiation en leur centre), ils deviendraient rapidement instables. Comme nous n'avons l'image qu'en bande K, il nous est impossible d'en extraire une photométrie relative. Par contre, l'acquisition

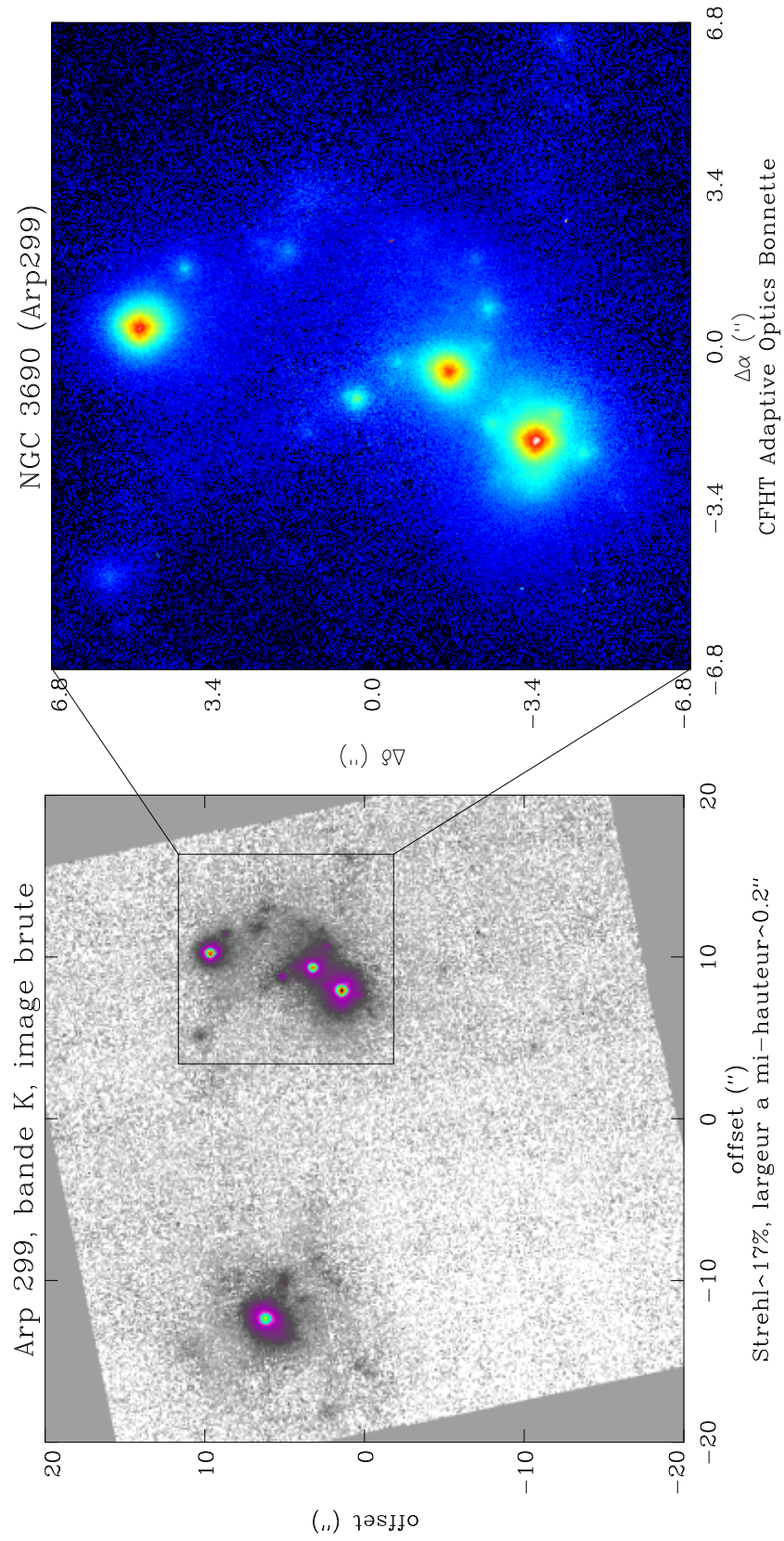


Figure 6.20 - : Image en bande K de Arp 299. Le rapport de Strehl est à peu près 17% sur l'image et la résolution est de $0.2''$. On retrouve toutes les structures observées précédemment (A, B1, B2, C et C') et l'on voit aussi plusieurs sources ponctuelles beaucoup plus faible.

d'un standard photométrique juste avant et après les observations nous permet d'en estimer la photométrie *absolue*. On identifie les sources a, b, c, d et e en allant du nord vers le sud et de l'est vers l'ouest (se référer à la figure 6.21): a est au sud-ouest de C, b est la source brillante au nord-nord-est de B2, c est la source faible juste au nord de B2, d en étant au sud-ouest et e est la source en bordure sud de B1. On trouvera dans le tableau 6.2 la photométrie et les contraintes sur les masses et luminosités de tels amas. Les valeurs sont estimées en supposant que tout le flux en K provient du rayonnement *free-free*, celui-ci étant provoqué par l'excitation d'amas OB [Mezger et al., 1974].

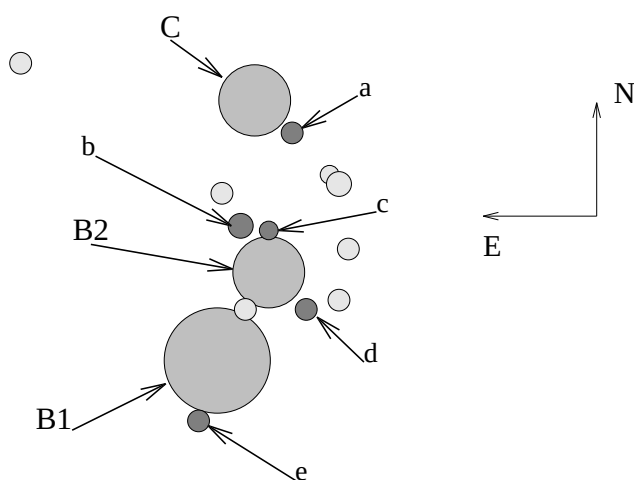


Figure 6.21 - : Position et dénomination des super-amas sur lesquels la photométrie a été effectuée.

On obtient une moyenne de la limite inférieure de la densité projetée des amas de $\sim 40 M_{\odot}.pc^{-2}$. Ceci est faible lorsque l'on compare à une valeur moyenne de $2000 M_{\odot}.pc^{-2}$ pour un amas jeune normal. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence: tout d'abord, comme l'amas n'est pas résolu, on suppose que sa taille est la limite de résolution, soit 40pc; si l'on suppose plutôt une taille de 3,5pc comme celle déduite par [O'Connell et al., 1995] dans M82 pour la ces amas, alors la densité surfacique devient plutôt de l'ordre de plusieurs milliers de masses solaires par parsec carré. De plus, on ne considère que la partie de la masse qui contribue au rayonnement *free-free* et, dépendant de l'efficacité de la formation d'étoiles, la masse des étoiles peut être plusieurs fois supérieure à celle du gaz; on soulignera donc que nous obtenons une limite inférieure.

Qu'en est-il des régions B1 et C? Elles paraissent marginalement résolues⁴ mais

4. La largeur à mi-hauteur change sur chaque sous-image de la mosaïque, et il est difficile de déterminer quand une source est résolue, ou quand une croissance de la valeur de sa FWHM est due à l'atmosphère

Tableau 6.2 - : Photométrie des «super-amas» dans la région central de Arp 299.

région	m_K	M_V^a	$N_{lyc}.s^{-1}(\times 10^{50})$	$M_{amas}(\times 10^4 M_\odot)$	densité $M_\odot.pc^{-2}$
a	20,80	-12,82	8,2	3,7	$>30^b$
b	19,66	-13,96	23,8	10,7	>85
c	21,33	-12,29	5,0	2,2	>18
d	20,42	-13,20	11,9	5,4	>43
e	20,30	-13,32	13,0	5,8	>45
B1	11,88 $11,98 \pm 0,10^c$	-21,74	2700	1200	480
C	12,66 $12,69 \pm 0,12^c$	-20,96	1300	580	360

^a V-K pour étoiles de type O–B $\approx$ -0.5

^b On obtient une limite inférieure de la densité car les objets ne sont pas résolus, et leur taille est probablement bien inférieure.

^c Valeurs mesurée par P. Gallais [Gallais, 1991a]

il est difficile d'estimer quelles structures peuvent être présentes à l'intérieur de ces régions de 40 pc. La photométrie infrarouge relative indique beaucoup d'absorption [Gallais, 1991a], et la chromatographie permettra peut être d'aller plus loin dans la compréhension de la nature de ce rayonnement. Par contre, la spectroscopie nous donnera une information précise sur l'origine de chacune de ces régions. Il n'en reste pas moins que c'est une des cibles principales pour le Télescope Spatial Hubble lorsqu'il sera équipé de sa caméra infrarouge NICMOS 2 l'année prochaine; une motivation pour la ré-observer (à plusieurs longueurs d'onde) est donc de faire aussi bien, mais avant...

6.6 Markarian 231

Les galaxies Ultra-Lumineuses IRAS abritent-elles un noyau actif ou un starburst très compact? Sanders [Sanders et al., 1988] propose un modèle selon lequel ces objets aux luminosités phénoménales ($L_{IR} > 10^{12} L_\odot$) seraient en fait des quasars en formation, entourés d'une grande quantité de poussières opaques. Les spectres optiques indiquent que la source d'énergie est un mélange de starburst et de NAG; le flux de la flambée d'étoiles proviendrait alors d'une région étendue, riche en gaz et en poussières autour du noyau. Pourtant les observations en radio (VLA à 8,4 GHz) [Condon et al., 1991] semblent indiquer que ce modèle n'est pas toujours valable: sur les 40 galaxies dont $L_{FIR} \geq 1,8 \times 10^{11} L_\odot$, 25 sources sont résolues, et leur taille angulaire est supérieure à 0.25". Ce sont presque certainement des galaxies avec un starburst (très compact) en leur noyau. 15 autres sources ont aussi une dimension

incompatible avec un noyau actif (déduite de la température des poussières par des observations IRAS). Ainsi le modèle proposé est d'invoquer un starburst très puissant et très compact, caché par des profondeurs optiques fantastiques ($A_V \sim 1000?$). Markarian 231 serait la seule ULIRAS qui pourrait abriter un noyau actif, car son noyau est plus petit qu'un parsec (e.g. figure 6.22), rédhitoire avec le modèle de flambée d'étoiles compacte ultra-lumineuse. Le débat est donc ouvert sur l'origine du flux colossal de ces objets. Nos observations en infrarouge proche à haute résolution peuvent peut-être apporter des éléments de réponse à la question: Quelle est la source d'énergie de Markarian 231?

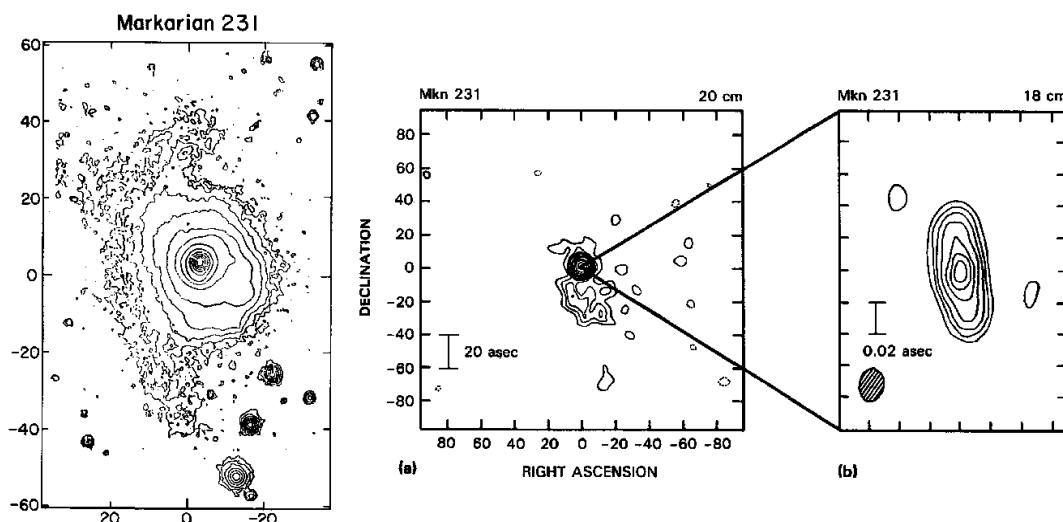


Figure 6.22 - : À gauche, image de Markarian 231 à 6500Å. On voit des bras de très faible flux aligné selon un axe nord-sud, ainsi qu'une elongation sur la partie sud-ouest du noyau. À droite, des cartes radio de VLBI, à 20 et 18 cm. La résolution de 0.02" ne montre pas de noyau double, mais un allongement assimilable à un jet.

6.6.1 Contexte.

Markarian 231 est une galaxie extraordinaire, étudiée par de nombreux auteurs (voir par exemple [Sanders et al., 1988], [Hamilton & Keel, 1987]). C'est l'une des galaxies les plus lumineuses dans l'infrarouge (la *plus* lumineuse dans l'univers local, $z < 0.1$, [Sanders et al., 1987]), avec $L_{IR} = 3 \times 10^{12} L_{\odot}$ [Soifer et al., 1987], à une distance de 160 Mpc. Cela mène à la vision d'un «monstre» central puissant ou d'un starburst massif («superstarburst») comme principale source d'énergie; l'hypothèse de la présence de ce dernier est confirmée par un mégamaser en OH [Baan, 1985].

La source centrale, pourtant, présente les particularités d'un noyau de Seyfert de type 1. Sa luminosité en X est plus faible que celles généralement associées au Seyfert 1 et se rapprocherait plutôt des Seyfert 2 [Heisler & Vader, 1994]. En plus de cela, la variabilité, le spectre optique (raies larges en absorptions, BAL) indiquent une similarité avec les quasars [Hamilton & Keel, 1987]. Ceci rend cette galaxie très intéressante, car c'est un objet idéal pour étudier le lien entre les Seyferts ou les quasars et les starbursts... Hamilton et Keel notent d'ailleurs dans ce même papier, une population stellaire particulièrement jeune en des points isolés du disque, indiquant une activité starburst récente; l'émission associée à cette population décroît graduellement (à un rayon de 10 kpc) et se transforme en région d'émission de raies étroites. Des observations profondes de [Sanders et al., 1987] montrent deux bras spiraux dont l'alignement et l'orientation (l'un par rapport à l'autre) indiquent une structure de merger très avancé (voir figure 6.22), ayant mené à une fusion totale de deux galaxies.

Des observations en radio [Baum et al., 1993] montrent un noyau très brillant avec un spectre de Seyfert 1. Une carte à 6 cm indique une émission faible au nord-est et une autre diffuse et assez linéaire au sud-ouest. À 21cm, on retrouve à peu près la même structure, mais au bout de la «barre» au sud vient s'ajouter une émission perpendiculaire, voire un anneau à environ 30". Est-ce un jet ou un anneau starburst? Des observations avec le VLBI [Neff & Ulvestad] présentent une structure dans la même direction mais à beaucoup plus petite échelle que celle à 6 cm (voir figure 6.22), mais le noyau ne montre qu'une seule source jusqu'à une échelle de 0.02" (15 pc sur la galaxie), et un allongement (un jet?) selon un axe nord-sud d'une extension de 0.036" (30 pc). On ne voit donc pas un noyau double qui pourrait confirmer l'hypothèse d'un merger très avancé. La question subsiste donc encore quant à la nature exacte de celui-ci et aux processus qui ont pu y déclencher de telles luminosités.

6.6.2 Résultats

Alors, cette galaxie: Seyfert ou Starburst? Difficile de trancher... Voyons comment nos observations infrarouges se placent dans ce contexte établi par les nombreuses observations dans tout le spectre électromagnétique. La figure 6.23 compare plusieurs images:

- en haut à gauche, on trouve la FEP reconstruite par l'analyseur de front d'onde. En règle générale, on constate que les erreurs de reconstruction apparaissent à un contraste de 10^{-4} , [Véran et al., 1997] c'est-à-dire à des valeurs environ 10 000 fois plus petites que le maximum. On peut voir les anneaux de diffraction, car le rapport de Strehl estimé pour l'observation de cette galaxie est de 60%!
- Au centre, on montre une représentation du noyau de la galaxie en bande K. Celui-ci ressemble remarquablement à la réponse impulsionnelle, laissant sup-

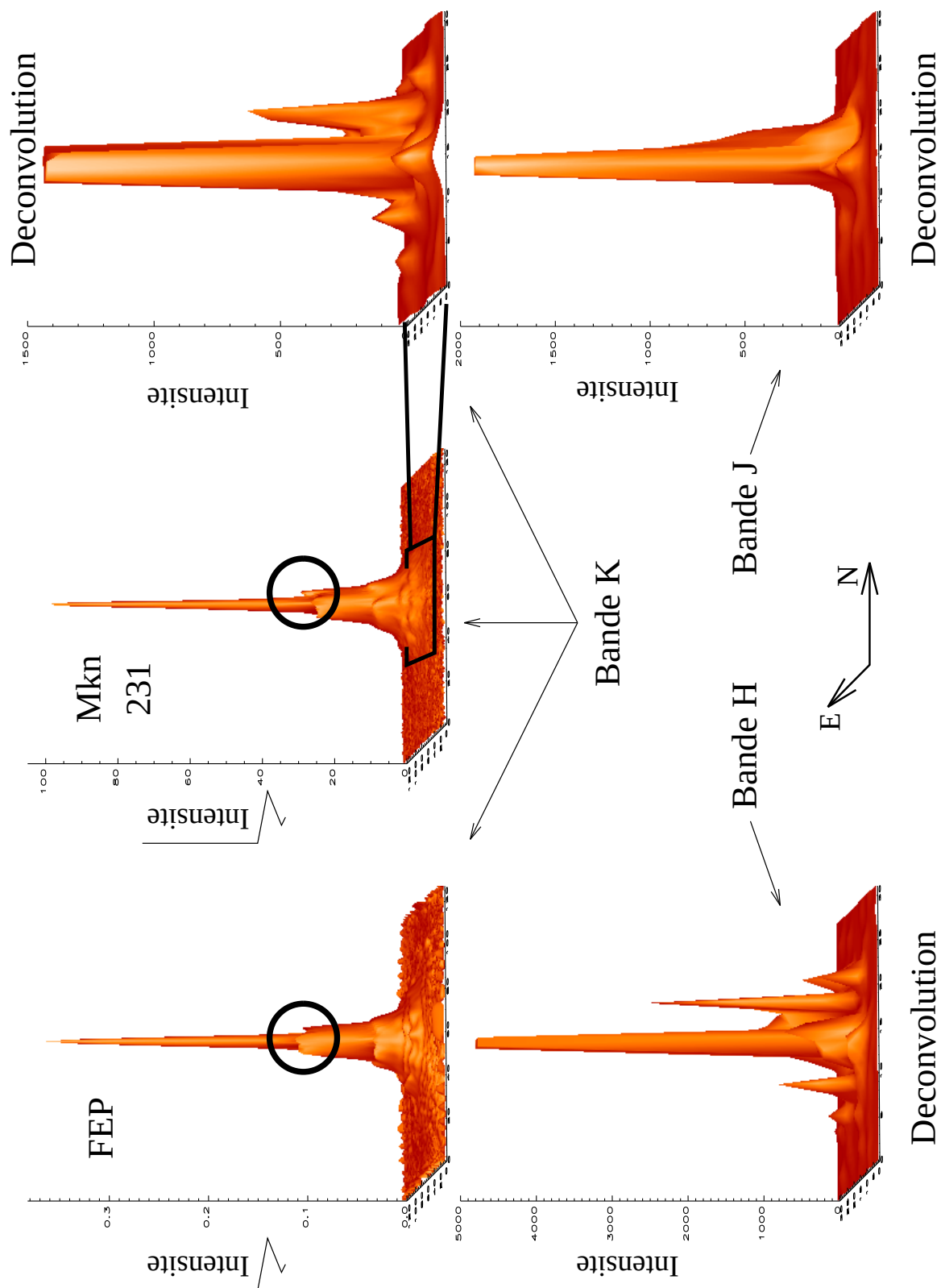


Figure 6.23 - : En haut à gauche, représentation tri-dimensionnelle de la FEP synthétisée à partir des données de l'AFO, en échelle de racine du flux. Le champ mesure 4.3" de côté. Au centre, Markarian 231 en bande K, à la même échelle. À droite, un agrandissement d'un carré d'une seconde d'angle de côté de la partie centrale de l'image déconvoluée en échelle linéaire; en bas, la même partie des images déconvoluées en J et en H. Ces images sont tronquées pour faire apparaître les structures à faible contraste.

poser que l'objet est bien plus petit que $0.13''$. Le fait que l'on ne distingue que les deux premiers anneaux de diffraction est dû au bruit (hautes fréquences) qui n'est pas reconstruit dans la FEP synthétique. Cependant, ce n'est pas un problème de rapport signal à bruit, car un filtrage «haut de forme» (figure 3.2) à la fréquence de coupure les reproduirait. Cependant, l'image brute ne nous permet pas de séparer la partie du halo due à l'atmosphère de celle de l'émission diffuse de la galaxie, s'il y en a. Ainsi, la seule chose que l'on puisse affirmer est que le noyau est non résolu (i.e. < 70 pc, donc un indice en faveur de l'hypothèse Seyfert 1); mais la brillance du noyau est telle que la dynamique ne nous permet pas de déterminer s'il y a une population d'étoiles ou du gaz sous-jacent. Il nous est donc impossible de détecter le bulbe de la galaxie, un disque ou tout autre structure dont le contraste est inférieur à 10^{-4} .

- La déconvolution produit un résultat intéressant, mais qu'il faut prendre avec circonspection, car le phénomène est à la limite de détectabilité. La partie centrale de l'image déconvoluée et tronquée se trouve sur la figure 6.23 en haut à droite: on y voit un pic secondaire au nord, au dessus du niveau du bruit de déconvolution (le contraste est de 6×10^{-3}). D'ailleurs, en examinant avec attention la partie droite du premier anneau de la FEP et de la galaxie, on constate une légère différence: une petite bosse est présente sur l'anneau de la galaxie. Serait-ce un noyau double, une indice supplémentaire en faveur de la fusion? ou encore une région de flambée d'étoiles très compacte à coté du noyau actif? C'est possible, mais les artefacts de déconvolution ne sont pas rares. Une chose troublante est que cette excroissance est située au NNE du noyau, parfaitement aligné au jet radio VLBI, à une distance de $0.13''$, soit une cinquantaine de parsecs. Il faut garder à l'esprit la sensibilité de la déconvolution à certaines structures très localisées et par conséquent se garder d'une sur-interprétation des données.
- Les deux images du bas représentent les images déconvoluées en bande J et H. La structure double est présente aussi sur l'image en H, et cela est très rassurant. Le contraste est de 3×10^{-2} , et l'aspect plus «piqué» de l'image est en partie dû à une déconvolution plus poussée. Je pense cependant que l'indice le plus probant et l'allongement du noyau en bande J: le fait que l'on soupçonne l'existence de cette seconde composante, malgré le fait que la résolution à cette longueur d'onde ne permette pas de les résoudre, semble indiquer que cela ne soit pas un artefact de la déconvolution.

Le VLTI pointera peut-être un jour ses 4 miroirs gigantesques vers Markarian 231 et nous apportera alors une réponse bien plus sûre... On se contentera pour le moment de conclure que le noyau est effectivement plus compact que 50 pc. S'il s'agit d'un starburst très compact, alors la densité stellaire doit être supérieure⁵ à

5. Limite inférieure à cause d'une part de la très forte absorption par les poussières et d'autre part à cause de la taille non résolue du noyau.

$3 \times 10^3 M_{\odot} pc^{-2}$. Une analyse de couleur sommaire donne des valeurs pour les indices [J-H] et [H-K] de 0,99 et 1,12 respectivement: il semble donc qu'il s'agisse d'un noyau actif. On ne peut pourtant pas affirmer cela à cause du fort rougissement: 12 magnitudes d'absorption dans le visible «suffiraient» pour produire des indices de couleur [J-H] $\simeq$ 0,1 et [H-K] $\simeq$ 0,6, traduisant de l'émission de gaz ionisé (bien que rien de semblable ne soit apparent dans le domaine optique). Markarian 231 serait peut-être dans une phase courte de transition, de mise en marche d'un trou noir central; une idée renforçant cette hypothèse est le fait que sa luminosité dans le domaine des rayons X est plus faible que les noyaux de Seyfert classiques. Pourtant, ceci serait atypique des galaxies Ultra-Lumineuses IRAS en général, celles-ci étant généralement des super-starburst [Condon et al., 1991].

6.7 Synthèse

L'observation de ces six galaxies (NGC 5953, NGC 5033, NGC 1068, NGC 7469, Arp 299 et Markarian 231) avec PUEO confirme les hypothèses avancées dans le chapitre 4: d'une part, il arrive qu'une flambée d'étoiles se produise sans noyau actif (Arp 299); l'inverse (NAG sans starburst) n'est pas courant (NGC 5033, NGC 5953, NGC 1068 et NGC 7469). D'autre part, nos résultats s'intègrent généralement bien avec les modèles et les observations antérieures, indiquant que le modèle unifié des NAG n'est toujours pas à remettre en question. Il apparaît pourtant un point surprenant: trois des galaxies de notre échantillon (NGC 5033 et NGC 1365 et NGC 7469) qui montrent un anneau de formation d'étoiles assez grand (~ 1 kpc de rayon), révèlent aussi des éléments permettant de soupçonner l'existence d'un anneau bien plus petit (≤ 100 pc de rayon). Il est très intéressant de noter que le Télescope Spatial Hubble a observé dans NGC 4261 un tore de 60 pc de rayon. L'hypothèse généralement admise est que ce serait le fameux «tore moléculaire» de la NLR. Mais la taille de cette structure semble être très grande pour le processus physique mis en jeu, produisant les températures à l'origine des raies d'émissions (quelques centaines de Kelvin). Il y a deux explications ou hypothèses possibles: soit le tore moléculaire est plus grand que ce qui est proposé dans le modèle unifié (~ 10 pc), soit nous sommes en présence d'un autre type d'anneau, par exemple une résonance de Lindblad *interne*. Ce type de résonance n'apparaît que lorsque l'influence de la barre est importante, auquel cas la dissipation du moment angulaire (qui permet à la matière de s'effondrer sur le noyau) peut être efficace. Ainsi il serait intéressant de voir si les noyaux de NGC 1365, NGC 4261, NGC 7469 ou NGC 5033 sont particulièrement actifs. Ajoutons un avertissement de prudence, car dans le cas de NGC 1365, c'est un simple allongement du noyau qui nous fait penser à un anneau de faible rayon, et dans le cas de NGC 5033, l'orientation est telle qu'un disque avec des raies sombres en absorption permet de reproduire la même morphologie, et dans le cas de NGC 7469, le rayon projeté de cet anneau est très petit (à cause de la distance), et il est difficile de l'extraire des pieds de la FEP.

La constatation (qui éveille quand même la curiosité) de Moorwood [Moorwood, 1996] que toutes les galaxies dont la flambée d'étoiles à la forme d'un anneau ont un noyau actif (et non pas un noyau starburst) sont confirmées par nos observations de NGC 7469 et NGC 5033. De plus, l'idée que les anneaux de formation d'étoiles seraient parfois des bras spiraux très enroulés, comme cela a déjà été constaté dans NGC 1068 et NGC 1097, trouve un appui supplémentaire avec nos résultats de NGC 7469.

Il est regrettable que notre photométrie ne nous permette pas de rentrer plus en détails dans les mécanismes des noyaux. Il est à noter que lors de l'acquisition des images, la résolution a été privilégiée; il semble que la démarche photométrique ne soit pas encore tout à fait intégrée à l'optique adaptative: les conditions, les séquences, la calibration ou encore l'influence de la structure de la FEP demandent à être étudiées en détails avant de pouvoir espérer obtenir des résultats fiables. Par exemple, notre algorithme de chromatographie pourrait permettre de recalibrer les images les unes par rapport aux autres, mais cela suppose une connaissance *a priori* d'au moins un des processus du noyau. Un problème de cette technique est le rougissement, et cela mérite d'être exploré: Les objets jeunes et actifs sont enfouis dans des poussières et il est donc difficile d'en obtenir des couleurs exactes; pourtant celles-ci permettraient d'élucider de nombreuses questions. Ceci dit, la chromatographie sera bientôt surpassée par la spectro-imagerie intégrale de champ. Mais je pense pourtant qu'elle conservera l'intérêt de présenter une vision synthétique globale des objets observés.

Conclusions

Les conclusions traiteront tout d'abord des aspects instrumentaux de PUEO, puis seront abordées les avancées effectuées dans la physique des noyaux actifs de galaxie et plus particulièrement des galaxies à flambée d'étoiles grâce à la haute résolution angulaire. On finira par regarder les perspectives pour PUEO, et comment celles-ci permettront d'approfondir la compréhension des systèmes complexes tels que les NAGS.

Conclusions instrumentales

Le sujet de cette thèse est PUEO, système d'optique adaptative de courbure, pour le télescope de 3,60 mètres Canada–France–Hawaii. La philosophie de l'instrument se reflète dans tout le processus de conception et d'intégration: c'est un système convivial (dédié à l'utilisateur), facile d'emploi et ne nécessitant pas de connaissances *a priori* de l'optique adaptative. Il est donc important qu'il soit fiable et que ses caractéristiques soient bien connues. Une étude (via de nombreuses simulations) de ces dernières a donc permis de définir un cahier des charges bien précis. Il a été opté pour un système de courbure avec 19 sous-pupilles et 19 électrodes correspondantes: l'analyseur de courbure mesure la dérivée seconde du front d'onde, et le miroir à contrôle de courbure reproduit celle-ci lorsqu'une tension y est appliquée. Le système se devait d'être compact, rigide, et optimisé pour des applications à faible flux (d'où le faible nombre de miroirs et la transmission élevée). De plus, il était spécifié qu'un astronome puisse l'utiliser comme boîte noire, et qu'en cas de problème, les observations puissent continuer sans optique adaptative. Des solutions ingénieuses ont donc été trouvées pour répondre à toutes ces exigences. Une fois toutes ces contraintes définies et toutes les solutions trouvées, la fabrication de la bonnette put commencer. Comme de nombreuses parties de l'instrument furent sous-traitées, des tests d'«acceptation» eurent lieu pour chaque composant, ainsi qu'une intégration complète en laboratoire, avec un simulateur (optique et mécanique) de télescope, une caméra infrarouge, une étoile artificielle et un générateur de turbulence. Le but de cette intégration était double: d'une part, mesurer, caractériser et comprendre l'instrument, et d'autre part, s'efforcer de rendre l'intégration sur

le télescope aussi rapide et efficace que possible. Ainsi, le fait d'utiliser l'instrument dans des conditions proches de la réalité (tests en froid dans un camion frigorifique) pendant de longues périodes permet de s'accoutumer à l'instrument, découvrir ses capacités et ses problèmes ainsi que les choses qui ne fonctionnaient pas (ou tout au moins pas aux critères établis). Même s'il était impossible de trouver toutes les sources de mauvais fonctionnement, la *démarche* pour les trouver et les résoudre était déjà connue.

Cette philosophie d'intégration (qui n'aura pas été gratuite, car elle a demandé un investissement financier et de main d'œuvre considérable) aura été récompensée par un fonctionnement sans reproche, et une perte de temps absolument minime au télescope. La prévision et le «planning» ne sont pas toujours des éléments clefs des instruments au sol, et cette démarche se rapprocherait peut-être plus des missions spatiales. Est-elle justifiée sur un télescope tel que le TCFH? Avec le recul du travail accompli et les nombreux résultats scientifiques provenant déjà des missions de validation sur le ciel, la réponse semble être très positive. Il est à noter que l'intégration de NAOS, l'optique adaptative de l'UT1 du VLT, suivra un schéma similaire, indiquant que le travail et la démarche présentés dans cette thèse serviront dans d'autres cas.

Revenons aux spécificités de PUEO; particulièrement, examinons en quoi cet instrument diffère de ceux qui sont déjà en fonctionnement ailleurs dans le monde, et quelles sont les leçons à en tirer. Notons tout d'abord qu'il s'agit d'un système de courbure dit «de bas ordre». Il existe un autre système de ce type, celui dont l'origine de PUEO est inspiré; c'est le système de François Roddier et son équipe de l'IfA à l'Université d'Hawaii. Bien que le concept original était un système de courbure à 13 degrés de liberté, l'approche était différente, dans le sens que leur instrument était (et est toujours) un instrument de *recherche* et non pas d'*applications*. Cela implique que l'instrument est plus facilement modulable (la preuve en est qu'il va être amélioré à 36 degrés de liberté et doté d'un analyseur de front d'onde infrarouge), et d'une géométrie plus ouverte. Mais il est moins simple à utiliser, et seuls des spécialistes de l'OA peuvent l'exploiter pleinement. Cela permet d'obtenir de superbes résultats astrophysiques (voir par exemple les magnifiques images du Lion Givré, du Rectangle Rouge [Roddier et al., 1995] et de GG Tauri [Roddier et al., 1996]).

Avantages de la courbure

L'analyse de front d'onde et la conjugaison de phase par courbure propose plusieurs avantages sur les systèmes classiques. Tout d'abord, la quantité mesurée *est* la quantité reproduite, et il y a une correspondance une à une entre les mesures et les commandes (matrice d'interaction quasi-diagonale, facilement inversible, bien conditionnée). Ceci n'est pas le cas dans les systèmes Shack–Hartmann où la quantité mesurée est la pente de la phase ($\partial\phi/\partial\mathbf{x}$) et le miroir reproduit la phase (ϕ). Il

est donc soit nécessaire d'effectuer une intégration, soit d'obtenir une matrice d'interaction et de résoudre le système linéaire, dont le conditionnement dépend de la correspondance de l'échantillonnage entre les sous-pupilles et les électrodes.

De plus, il est intéressant de noter que pour un spectre de type Kolmogorov, il y a moins de corrélation entre les mesures de chaque sous-pupille que dans un système Shack–Hartmann. Cela veut dire que l'efficacité de chaque sous-pupille à détecter une aberration est plus élevée; on pourra donc en utiliser moins. Le système en est moins complexe. Cependant, l'invariance de la sensibilité (spectre des mesures de la turbulence en $k^{1/3}$) indique que l'analyseur est sensible à toutes les fréquences spatiales. Le repliement sera alors plus important. Pourtant, on peut moduler ce dernier en changeant la distance extra-focale; pour réduire le repliement, on diminuera celle-ci, produisant une augmentation de la propagation du bruit. Il faut donc chercher la distance extra-focale optimale, où le compromis entre les deux effets produit une correction meilleure. La modulation de la distance extra-focale modifie aussi le gain optique. Cela implique que le gain de boucle est défini par celui sur les modes *et* celui de l'analyseur. Ce dernier agit de manière différentielle sur les diverses échelles, alors que la commande modale permet de modifier le gain de chacune. On dispose alors d'une palette de type de corrections et d'une liberté de correction face à la grande variété de turbulences que l'on peut rencontrer. Cette liberté pourrait être prohibitive, mais dans le cas de la turbulence atmosphérique, la croissance de la variance avec l'échelle implique un ordre bien défini, c'est-à-dire un gain optique élevé, car le repliement est naturellement plus faible.

Pour mesurer une aberration, il y a deux avantages face à un Shack–Hartmann: d'une part, on a seulement besoin de deux éléments de mesure par sous-pupille (face à quatre pour un SH) ce qui réduit le bruit de photons par élément de mesure. D'autre part, on cherche à mesurer une intensité (soit l'ordre zéro de la répartition d'intensité), alors que la mesure du centre de gravité, permettant de déterminer la pente moyenne sur chaque sous-pupille nécessite la détermination du premier moment de la répartition d'intensité. Dans un système de courbure, on peut donc utiliser des dispositifs de comptage de photons, comme des photo-diodes à avalanches. Les avantages de ces dernières sont: une efficacité quantique bien supérieure à celle des photo-multiplicateurs (de l'ordre de 40%), pas de bruit de lecture et un très faible courant d'obscurité. Comme les PDAs sont en lecture continue, ce dernier (6 *photo*– e^- par secondes) est négligeable aux fréquences d'échantillonnage auxquelles on les utilise.

Importance des systèmes de bas ordre

Étant donné que les mesures sont quasiment décorréées, on peut réduire le nombre de sous-pupilles. Cela permet d'augmenter sensiblement la magnitude limite. Je tiens à souligner ici l'importance de la conception de systèmes sensibles à faible flux,

car je pense que la communauté astrophysique ne pourra bénéficier de l'optique adaptative que si celle-ci s'adapte aux besoins très variés des différents domaines de l'astronomie. Il y a plusieurs raisons: dans les systèmes conventionnels, les objets sur lesquels l'amélioration sera notable sont brillants, et donc peu nombreux. De plus, le champ d'isoplanétisme étant petit, il est difficile de trouver une étoile guide suffisamment proche de l'objet d'intérêt. Le concept d'étoile laser, bien que très attrayant, nécessite une technologie, des moyens financiers et des mesures de sécurité qui pourront être rébarbatifs pour certains. Pour un nombre d'observatoires, l'amélioration de la qualité d'image passera nécessairement par le développement et la conception de systèmes de bas ordres. De plus, même s'ils ne fournissent pas une correction parfaite, ceux-ci peuvent être utilisés sur un nombre bien plus important d'objets, et avec un champ d'isoplanétisme plus grand. La combinaison d'un tel système et d'un bon site (par exemple, HRCam puis PUEO au TCFH) a de très grandes possibilités. Le Télescope Spatial Hubble n'est pas soumis à de telles restrictions (champ important et pas d'étoile guide nécessaire), et l'on pourrait penser que le futur de l'imagerie astronomique est dans l'espace⁶.

Il y a deux objections à cela; la première est que la taille des miroirs est limitative dans un satellite, bien que la NASA a très récemment publié une proposition pour développer un télescope spatial de 8 mètres de diamètre, le NGST⁷. Le projet est très concret (bien que revu à la baisse: la dernière valeur publiée du diamètre du miroir est de 4 mètres), la pré-étude est commencée et le lancement est prévu pour 2005. Cependant, on peut se poser la question: à quel prix? Ceci nous amène à la seconde objection: le prix estimé du Télescope Spatial Hubble s'élève à 5 milliards de dollars. Pour comparaison, le prix de PUEO est 1 million de dollars. Il est intéressant de comparer le prix de l'heure d'observation de chacun des instruments, car l'on voit que les objets brillants sont à nouveau favorisés, mais cette fois-ci, non plus par des limitations techniques ou fondamentales, mais pour des raisons pécuniaires. Pour le cas du HST, la durée de vie prévue est jusqu'en 2002. Si l'on divise donc son prix par sa durée de fonctionnement, sans oublier les frais d'opérations (s'élevant tout de même à 100 millions de dollars par an!), on obtient un coût de fonctionnement horaire de 70 000\$. Si l'on compare à PUEO (miroir plus grand, donc sensibilité à peu près égale? observations possibles uniquement 12 heures sur 24, frais d'opération du TCFH 150 000francs par nuit) on obtient un coût horaire de 3050\$, dont 2% proviennent de l'OA, en supposant une durée de vie de 5 ans. Il est à noter que les frais d'opération du Télescope Spatial Hubble est élevé car les frais d'entretien nécessitent une mission de la navette spatiale; l'accessibilité (au sens large du terme) de l'instrument est importante en cas de problème, ou pour apporter des améliorations. Pourtant, dans la presse, on entend bien plus parler des découvertes du HST que de l'optique adaptative ou des grands télescopes... pourquoi? Une réponse est

6. Bien entendu, certaines fenêtres atmosphériques nécessitent l'utilisation de satellites, par exemple ISO pour l'infrarouge moyen et lointain

7. Next Generation Space Telescope

peut être justement que le prix en est tellement élevé que la publicité est nécessaire pour justifier de telles dépenses à l'oeil du public.

Ma position ici n'est pas de critiquer les grands projets, car ils sont capitaux à l'avancement de la science. Je pense néanmoins que beaucoup de choses importantes ne pourront se faire qu'avec des instruments de plus petite envergure (certains disent que l'optique adaptative est déjà un gros investissement): *ad augusta per angusta*⁸. On citera comme référence la recherche de planètes extra-solaires: la découverte de 51 Pegasus par [Mayor & Queloz, 1995] a été effectuée au télescope suisse de 1 mètre de l'Observatoire de Haute provence. Cela est vrai aussi dans le domaine de l'astrophysique extra-galactique, où les observations sont longues et les projets nécessitent souvent de nombreuses campagnes. Dans ce cas, il faut que les instruments soient sensibles aux magnitudes élevées, donnant lieu à des projets comme PUEO. Ceci est important car, à moins de transformer le TCFH en télescope de 8 mètres, il faudra qu'il garde un espace unique dans le domaine des observatoires au sommet du Mauna Kea.

Pour résumer les caractéristiques de la bonnette d'optique adaptative, on citera quelques observations marquantes:

- Avec une étoile brillante, le meilleur rapport de Strehl obtenu (en bande K) était de 70%. La résolution la plus fine fut atteinte en bande I avec un FEP de largeur à mi-hauteur de 0.065".
- La magnitude limite de l'instrument est d'environ 16.5, mais une résolution de 0.17" a été obtenue pendant l'observation de NGC 5953, avec une magnitude de l'étoile guide de 17.
- La palette d'objets observés (du système solaire aux quasars en passant par les étoiles doubles, les YSO, les amas d'étoiles, la Voie Lactée et les galaxies) montre la diversité et la souplesse de l'utilisation de PUEO.
- La manipulation de l'instrument est aisée, et les résultats astrophysiques qui en proviennent déjà le montrent amplement. Le rendement est élevé car l'environnement de contrôle est convivial, et l'astronome n'a pas besoin d'être expert en optique adaptative pour s'en servir.

Le succès de l'intégration en laboratoire et des observations durant les campagnes de validation scientifique montrent qu'un instrument fiable, performant, dont le principe est élégant, allié à une philosophie d'excellence peut se placer sans difficulté en compétition avec les plus grands projets de l'astronomie.

8. «À de grands résultats par des voies étroites»

Conclusions astrophysiques

L'application de PUEO aux noyaux actifs de galaxies semble presque incontournable: bien qu'il existe un modèle unifié de NAG, de nombreuses incertitudes persistent, notamment sur l'importance du phénomène des sursauts de formation d'étoiles; cet instrument permet d'observer ces objets avec une sensibilité (et une résolution) jusqu'à présent inégalée. En effet, la résolution accessible avec l'optique adaptative dans l'infrarouge permet de résoudre la région de flambée d'étoiles et dans certains cas la NLR. On peut alors d'étudier le phénomène du starburst, ses causes, et dans certains cas, son interaction avec le noyau actif. L'OA est donc un outil de choix pour l'investigation de la physique de ces objets dont l'importance paraît de plus en plus primordiale dans l'évolution des galaxies actives et des quasars.

Anneaux de flambée d'étoiles

L'observation de onze galaxies avec les deux instruments d'optique adaptative ouverts à la communauté astrophysique confirme en grande partie le modèle unifié des noyaux actifs de galaxies. Plusieurs éléments nouveaux sont pourtant apparus de façon récurrente. Tout d'abord la formation d'étoiles sous forme d'anneau est «souvent»⁹ accompagnée d'un noyau de Seyfert, comme le montrent NGC 863, NGC 1365, NGC 5033, NGC 5953 et NGC 7469. L'origine de ces anneaux sont très probablement dûe à un processus dynamique (résonance interne de Lindblad). On remarque dans certains cas (NGC 1365, NGC 5033, NGC 7469 et les observations du HST de NGC 4261) un anneau de rayon plus petit, de l'ordre de 60 pc. Ce dernier n'a pas encore d'explication, car il est plus grand que la taille caractéristique du tore moléculaire de la NLR; il n'est pas impossible que celui-ci soit en fait plus grand que prévu dans certains cas, et que nous l'ayons détecté. L'évidence pour ce tore moléculaire provient en partie d'observations spectro-polarimétriques, et en partie de modèles permettant de reproduire *parfaitement* le spectre infrarouge des NAGs; il existe donc une bonne estimation de la profondeur optique, mais des observations directes pourraient aider à contraindre certains paramètres (notamment le rayon externe)... Cependant, une explication dynamique peut être invoquée comme la «*inner Lindblad Resonance*».

Une étude approfondie de l'anneau starburst de NGC 7469 indique que celui-ci serait en fait un enroulement des bras spiraux. Ceci a déjà été observé par ailleurs (NGC 1068 et NGC 1097), et l'on constate l'importance des résonances de Lindblad dans de tels cas: l'enroulement de ces bras spiraux commencent au bout interne de la barre et se termine à la résonance de Lindblad. Parmi les problèmes de la connection starburst/NAG subsiste le transport de la matière de l'anneau au noyau. Nos images de NGC 7469 laissent deviner un soupçon de barre interne, confortant l'hypothèse de

9. Nous n'avons pour l'instant pas encore de contre-exemple...

«barres dans les barres» qui permet de créer une asymétrie dans le potentiel de la galaxie, induisant un couple qui permet à la matière de s'effondrer jusqu'au parsec central. Il est intéressant de noter qu'il n'y a donc pas réellement un anneau, mais que si l'on dégrade la résolution des images, l'émission au rayon de Lindblad produit l'*effet* d'un anneau. La question subsiste pourtant: est-ce un phénomène général ou quelques cas particuliers? En effet, même si l'on comprend bien le lien entre le potentiel de la galaxie, les résonances, et les mécanismes qui peuvent déclencher un sursaut de formation d'étoiles à ces endroits (augmentation de la densité du gaz, collisions de nuages, etc.), pourquoi une enroulement des bras spiraux, plutôt qu'un anneau reste dans le domaine de la spéculation: on peut supposer que dans certains cas, l'influence de la résonance est plus faible, ne permettant pas de complètement homogénéiser les bras spiraux en un anneau. Si c'est le cas, alors il doit aussi y avoir des starbursts où la résonance est plus forte, et où la distribution de matière s'homogénéise au rayon de Lindblad produisant un anneau comme cela semble être le cas dans NGC 863, NGC 1365 ou NGC 5953. On peut alors se demander si la matière qui tombera sur le noyau le fera de façon isotrope (donnant lieu à un disque et non plus un anneau) ou si les mécanismes produisant une asymétrie du potentiel gravitationnel pourront produire des chemins préférentiels pour nourrir le trou noir central.

Super amas?

On remarque que la formation d'étoiles dans les bras spiraux internes de NGC 7469 est fragmentée et semble se produire sous forme d'amas. Cet effet a déjà été observé dans M82 par le Télescope Spatial Hubble, et nos observations de Arp 299 montrent aussi de tels «super-amas». Ce seraient des amas d'étoiles de type O et B, très jeunes et très lumineux, mais dont la durée de vie serait courte: ils seraient déchirés par effet de marée produit par le noyau proche et leur propre masse importante. Les valeurs de luminosité obtenues pour Arp 299 sont cohérentes avec celles obtenues pour M82, et nous en déduisons une limite inférieure de la densité projetée des amas. La chose importante à retenir est que la flambée d'étoiles ne serait pas homogène, mais se fragmenterait rapidement, probablement encouragée par la forte pression de radiation environnante. Seules des observations à très haute résolution angulaire sur d'autres galaxies suffisamment proches permettront de confirmer ce phénomène et d'établir sa fréquence, les conditions nécessaires, et si la formation d'étoiles peut aussi avoir lieu de façon plus homogène.

Noyau actif

De très récentes observations de NGC 1068 ont permis de sonder plus profondément les régions intimes de son noyau de Seyfert 2. Les résultats ne permettent pas pour autant de fournir un modèle moins complexe ou plus clair, car les structures mises

en évidence sont un jet accompagné d'un double choc... La morphologie s'accorde très bien avec des observations dans le domaine radio [Ulvestad et al., 1987]. Le jet provenant du noyau est dévié lors d'un premier choc (accompagné d'un arc – *bow-shock*) produisant la région la plus brillante dans l'infrarouge; un second choc se produit 100 pc plus loin produisant une forme d'arc bien délimitée. La physique de ces phénomènes nécessite de la modélisation magnéto-hydrodynamique, à laquelle nos observations pourront apporter certaines contraintes, sur la position, la vitesse, ou le rayons des arcs produits.

Évolution

Le scénario d'évolution le plus plausible pour les noyaux actifs est qu'ils commencent comme des galaxies connaissant une phase de starburst très puissant suite à une fusion. Ayant lieu dans un milieu dense et riche en poussières, ceci produirait une forte luminosité dans l'infrarouge lointain donnant lieu aux ULIRGs dans les cas les plus extrêmes. Lorsqu'un trou noir se forme enfin dans l'un des noyaux, et que la galaxie devient active à proprement parler, le noyau sera caché par l'importante profondeur optique, et l'émission sera dominée par la forte flambée d'étoiles. Au fur et à mesure que les poussières seront évaporées ou repoussées par l'importante pression de radiation, le noyau deviendra soit un quasar, soit de type Seyfert, dépendant de sa masse. Si elle n'est pas suffisante pour former un trou noir, le noyau restera stellaire et l'on observera alors simplement un noyau stellaire ou à flambée d'étoiles (cf. NGC 7552, [Forbes et al., 1994] ou M82 respectivement).

Trois galaxies de notre échantillon viennent s'intégrer dans ce schéma. Markarian 565, dont le noyau double indique probablement un merger, ne présente pas d'activité de type Seyfert, et les couleurs montrent que le flux de l'une des composantes est d'origine stellaire alors que l'autre subit une phase de formation d'étoiles. Nous ne serons plus là pour voir si le noyau s'illuminera en trou noir, mais l'importante luminosité infrarouge ($L_{IR} \approx 3 \times 10^{10} L_{\odot}$) et la masse déduite de la région active ($M \sim 10^9 M_{\odot}$) laisse supposer que l'ampleur du starburst est bien plus importante que ce que nous voyons...

Le cas de NGC 5033 est aussi très intéressant car cette galaxie ne semble pas avoir de compagnon et il n'est pas possible de discerner si une barre est présente. De plus, les structures détectées semblent indiquer une forte symétrie cylindrique, sous forme d'anneaux. L'intérêt que nous lui portons réside dans le fait que le noyau (de type Seyfert) ne présente pas une activité très importante. On peut alors supposer deux choses [Meixner et al., 1990]:

- Le noyau s'est illuminé à la suite d'un merger avec un satellite beaucoup plus petit qui aurait été détruit par les effets de marée de la galaxie.
- Le noyau s'est transformé en Seyfert sous sa propre masse, mais comme il

n'y a pas de mécanisme facilitant le transfert des anneaux observés au noyau, l'activité de ce dernier est maintenant bien moindre. Il faudrait alors invoquer un autre processus pouvant induire un effet de marée pour alimenter le trou noir central.

Ce ne sont que des hypothèses, mais dans les deux cas, nous retrouvons des schémas connus: l'action d'une fusion et/ou la présence d'un potentiel non axi-symétrique, nécessaire à expliquer la formation d'étoiles.

Un résultat marquant est celui obtenu sur Markarian 231. En effet, les galaxies Ultra-Lumineuses IR (dont la luminosité dépasse $10^{12} L_{\odot}$) sont presque toutes de flambées d'étoiles très intenses [Condon et al., 1991]. Dans le cas de MRK 231, il y a une incertitude quant à l'origine du noyau: celui-ci montre des signes d'activité de Seyfert, alors que la très forte luminosité infrarouge, et la présence d'indices de merger indiqueraient aussi la possibilité de flambée d'étoiles. Nos observations montrent un noyau ponctuel, caractéristique des Seyferts 1. Ceci serait atypique, mais cela représenterait peut-être la phase de «mise en marche» du NAG. Le noyau est tellement brillant qu'il n'est pas possible de détecter une faible émission diffuse autour à plus grande échelle. En appliquant des techniques de traitement d'images très poussées, on peut arriver à faire ressortir une seconde composante du noyau dont le contraste est d'environ 10^{-2} . Bien que celui-ci soit faible, les artefacts de déconvolution apparaissent généralement à un niveau de $10^{-3} \sim 10^{-4}$. Ce second noyau est-il réel? Le fait que sa position coïncide avec le premier anneau de diffraction peut paraître suspect, pourtant il apparaît dans plusieurs bandes, et Markarian 231 est un merger connu; son orientation est alignée avec l'extension observée dans l'émission radio. Toutefois, le degré de confiance accordé à ce résultat est relativement faible et il n'est pas possible d'affirmer que le noyau de Markarian 231 est double; s'il l'est, alors nous aurons été les premiers à le savoir.

Voilà qui résume le travail effectué pendant cette thèse. Une grande partie de travail instrumental, demandant beaucoup de temps, et une partie astrophysique ayant permis d'explorer ces étranges objets que sont les noyaux actifs de galaxies. L'adéquation entre l'instrument et les phénomènes de flambée d'étoiles extra-galactiques a permis de commencer un travail d'étude systématique des galaxies starbursts, qui, espérons le, se poursuivra encore longtemps.

Perspectives

Nous avons vu qu'une partie de la démarche de la fabrication et de l'intégration de PUEO était un cahier des charges clairement défini, c'est-à-dire que l'instrument était figé dès l'instant de la fin de sa conception. L'avantage de cette approche était de s'assurer que l'instrument soit opérationnel aussi rapidement que possible, ce qui a été très bénéfique pour la fabrication. Évidemment, le revers de la médaille était que

l'on ne pourrait pas l'améliorer au fur et à mesure que de nouvelles technologies ou de nouvelles idées apparaîtraient. Cependant, le simulateur de télescope, le générateur de turbulence et l'étoile artificielle étant sur place, il ne sera pas inconcevable d'effectuer de telles améliorations lorsque la bonnette ne sera pas sous le télescope, si de nouveaux crédits deviennent disponibles. Souvenons-nous cependant que le but de PUEO est l'exploitation astrophysique et non pas le développement de nouvelles techniques d'optique adaptative. Ainsi, les techniques mises en œuvre ne seront pas des concepts nouveaux, mais auront déjà fait leurs preuves et montré leur efficacité par ailleurs. Par exemple, l'équipe de l'IfA de l'Université d'Hawaii développe des idées nouvelles et améliorent leur optique adaptative régulièrement car c'est un instrument de *recherche*. PUEO pourra bénéficier de ces avancées, tout en continuant à servir la communauté astrophysique.

Développements possibles pour PUEO

Parmi les améliorations les plus réalistes et les plus simples à mettre en œuvre, se trouve le remplacement de Photo-Diodes à Avalanche par un modèle plus performant apparu récemment. Le temps mort (temps de régénération des charges) est beaucoup plus court (500 fois moins que celui de celles utilisées actuellement), et l'efficacité quantique augmente d'un facteur 2. En échange, (puisque rien n'est jamais gratuit), le courant d'obscurité passe de 6 $photo - e^- . s^{-1}$ à 25 $photo - e^- . s^{-1}$. Ainsi, une étude réalisée par R. Arsenault (communication interne du TCFH) montre que pour une étoile de magnitude 15, le rapport signal à bruit est de 1.56 pour les PDAs actuelles (SPCM-200-PQ) et serait de 2.20 pour les nouvelles (SPCM-AQ-161-FL), la magnitude du ciel étant 19 par $''^2$. La courbe de rapport signal à bruit en fonction de la magnitude est donnée dans la figure D.

À plus long terme, on pourra réfléchir à l'utilisation de l'emplacement de la caméra intensifiée servant de chercheur. Au départ, il était prévu d'y placer un second analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, car la certitude du bon fonctionnement de la courbure n'était pas encore acquise. Pourquoi ne pas y revenir, mais cette fois-ci, pour différentes raisons? Par exemple, en remplaçant le miroir de renvoi par une lame dichroïque, on pourrait y placer un analyseur infrarouge comme celui développé pour ADONIS (le projet RASOIR développé au DESPA par E. Gendron); les justifications pour un tel projet sont nombreuses, notamment le fait que les objets enfouis dans les poussières sont souvent des objets jeunes (que ce soient des étoiles ou des noyaux actifs de galaxies), et que la profondeur optique dans le visible ne permet pas de les observer avec l'optique adaptative. L'exemple type de galaxies Ultra-Lumineuses IRAS est Arp 220, qui émet plus de 90% de son flux dans l'infrarouge et dont la luminosité infrarouge dépasse les $10^{12} L_{\odot}$, mais la magnitude visible du noyau est supérieure à 16 (nous avons essayé de l'observer avec PUEO mais n'avons pas réussi à fermer la boucle). L'équipe de l'IfA de Hawaii développe aussi un concept d'analyseur infrarouge, mais cette fois-ci, de courbure. Les détails

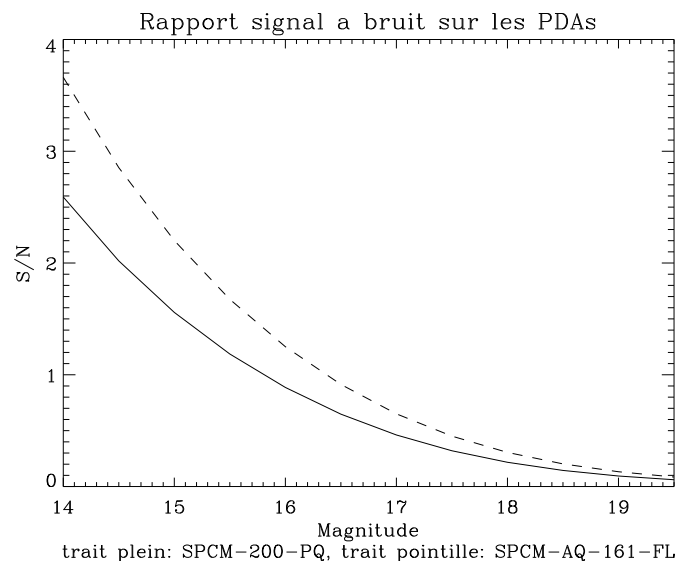


Figure D - : Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la magnitude pour les PDAs actuels et le nouveaux modèle. Bien que le courant d'obscurité soit plus élevé dans ces dernières, le rapport S/B est meilleur pour toutes les magnitudes.

sont encore secrets, mais il n'y a qu'un seul réseau de micro-lentilles et la séparation dichroïque se fait dans le fibres. Nous sommes curieux de voir les résultats que ce système permettra d'obtenir.

Si le collimateur F/8 était remplacé par un miroir déformable, cela impliquerait aussi la nécessité d'un second analyseur de front d'onde (probablement de type Shack-Hartman). En effet, comme ce miroir est conjugué avec la principale couche turbulente de l'atmosphère, il faut que l'AFO qui le contrôle le soit aussi. Cela évite que la pupille ne se déplace sur les micro-lentilles et permet de mesurer exactement ce que l'on doit corriger. Ainsi, sa position est différente de celle de l'analyseur de courbure (qui est conjugué à la pupille du télescope); il est judicieux d'utiliser deux analyseurs de front d'onde fonctionnant de manière imbriquée, chacun mesurant les défauts associée avec sa propre couche turbulente. L'avantage de cette conjugaison est surtout d'agrandir l'angle d'isoplanétisme (et accessoirement de réduire la scintillation). Le concept de correction de front d'onde conjugué aux couches turbulentes est étudié pour l'optique adaptative du télescope anglais William Herschel aux Canaries. Plusieurs difficultés subsistent, notamment le déplacement de la pupille du télescope sur les micro-lentilles pour différentes conjugaisons: le flux sur chacune varie car la pupille est «vignettée».

Importance de la spectroscopie

L'imagerie permet d'étudier la morphologie et l'interaction des différentes régions. Les structures permettent alors de déduire certains éléments de la dynamique et des mécanismes présents. Cependant, à plusieurs reprises au cours de l'interprétation astrophysique des noyaux actifs de galaxies, on aurait souhaité des informations plus précises que simplement de indices de couleur (ou de la chromatographie). La spectroscopie permet, outre l'identification des éléments présents, de déterminer la température et le degré d'ionisation des régions concernées. Ces informations sont vitales pour pouvoir contraindre ou développer des modèles de formation d'étoiles à grande échelles, pour sonder la dynamique des anneaux ou encore pour extraire de la physique et de la chimie sur l'évolution des noyaux de galaxies. Une des contributions de la haute résolution angulaire aux NAGs est de pouvoir séparer la contribution de la composante active de celle du starburst à la luminosité globale. Lorsqu'il sera en plus possible de déterminer la température de chacune de ces régions (et les échanges thermiques) on pourra à commencer à chercher le lien entre ces processus, et comment la présence de l'un affecte l'autre.

En dehors du domaine extra-galactique, la spectroscopie permet aussi de nombreuses observations uniques dans tout le spectre de l'astronomie. Par exemple, les images de Titan, satellite de Saturne, obtenues avec ADONIS [Combes et al., 1997], sur lesquelles j'ai travaillé. Elles ont été effectuées avec l'aide d'un CVF¹⁰, permettant une résolution spectroscopique de 60. Ceci a permis de faire l'imagerie du «sol» de Titan à la limite de diffraction du télescope. Elles permettront, entre autres, de préparer la mission CASSINI/HUYGENS, pour déterminer le meilleur endroit pour l'atterrissage de la sonde. Une autre application très intéressante est l'étude du milieu interstellaire et des nébuleuses par réflexion de l'émission d'hydrogène ionisé. À nouveau, des observations avec ADONIS et le CVF ont permis de mettre en évidence une structure fractale dans le nuage moléculaire de NGC 2023. Celle-ci est due au fort rayonnement UV de l'étoile excitatrice, provoquant une fragmentation du nuage résiduel à partir duquel l'étoile s'est récemment formée (article en annexe A.2).

Pour montrer à quel point la spectroscopie est importante pour la communauté astrophysique, bien que l'instrument OASIS soit commissionné et en cours de fabrication à l'Observatoire de Lyon, une équipe interne du TCFH travaille sur un projet de Fabry-Perrot pour combler le manque en attendant OASIS... De plus, à long terme (c'est-à-dire lorsqu'il y aura quatre télescopes de la classe des 10 mètres au sommet du Mauna Kea, tous équipés d'optique adaptative), le TCFH cherche à se mettre dans une position compétitive en développant des techniques de spectroscopie, le plaçant ainsi dans la position unique que seuls les plus «petits» télescopes (sur lesquels la pression sera moins importante) pourront exploiter, c'est-à-dire, les programmes de spectroscopie à haute résolution angulaire au long cours. C'est la raison pour laquelle un spectrographe intégral de champ optimisé pour les observations avec la

10. Circularly Varying Filter

bonnette adaptative est en développement.

OASIS

Le concept d'OASIS¹¹ est inspiré d'un instrument déjà utilisé maintes fois au TCFH, TIGER. Plusieurs détails du fonctionnement de la spectroscopie intégrale de champ favorisent son utilisation couplée à l'optique adaptative: Tout d'abord le petit champ est tout à fait compatible avec un champ d'isoplanétisme de l'ordre de 10". De plus, il est relativement simple de changer le grandissement à l'intérieur même de l'instrument (grâce à la présence d'une roue sur laquelle sont montés différents agrandisseurs focaux) pour s'adapter aux conditions de seeing et au domaine spectral en question. Ceci sera fort utile pour des applications d'optique adaptative, puisque d'une part, l'utilisateur peut choisir le nombre de modes à corriger (en fonction de l'objet, du seeing ou de la taille du champ d'isoplanétisme désiré), et d'autre part, des contraintes propres à l'optique adaptative aux conditions d'observations (seeing) et à la résolution (fonction de la longueur d'onde) existent.

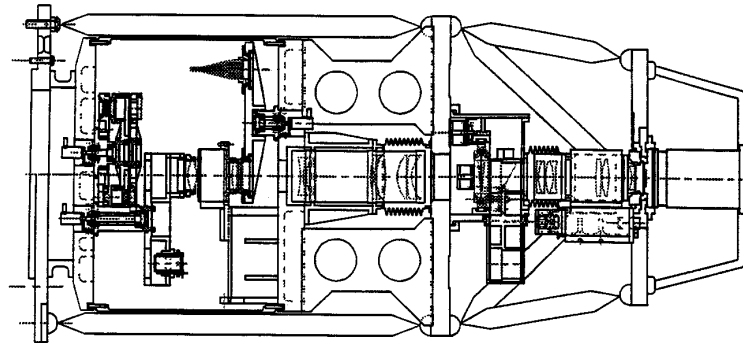


Figure E - : Schéma d'OASIS. Dans la partie gauche, les roues à filtre, comprenant aussi des agrandisseurs focaux pour l'imagerie et la spectroscopie, un réseau de micro lentilles. Après le collimateur se trouve la roue à réseaux et un prisme pour que le premier ordre soit sur l'axe. Sur la droite les optiques qui permettent de réimager le champ entier sur la caméra CCD.

La figure E montre le schéma opto-mécanique de l'instrument. Le faisceau entre par la gauche, et la caméra CCD est à droite. Après les différentes roues à filtres et à agrandisseurs focaux, on voit la monture sur laquelle se trouve les réseaux et prismes. Celle-ci peut basculer, introduisant un réducteur focal dans le faisceau. Dans ce cas, l'instrument est utilisé en mode imagerie et l'on peut faire le centrage des régions d'intérêt précisément. En mode spectroscopique, l'utilisation de micro-lentilles permet de produire des micro-pupilles qui sont ensuite dispersées par le réseau et le

11. Optique Adaptative *Stabilised Image Spectrograph*

prisme. Ceci est le principe de base de la spectroscopie intégrale de champ. L'image produite par ce système contient de l'information «brouillée» car les deux dimensions d'espace et celle de longueur d'onde sont repliées sur un détecteur bi-dimensionnel. Un programme de traitement d'images très sophistiqué doit ensuite être utilisé pour séparer les informations et pouvoir recréer un cube dont deux dimensions représentent le plan image et la troisième, la longueur d'onde. Ainsi, les «tranches» de ce cube sont les images aux différentes longueurs d'onde et la valeur d'un pixel selon l'axe des longueurs d'onde produit un spectre de la région concernée. Notons que ce traitement (ainsi que l'opération de l'instrument) se feront via une interface de haut niveau s'intégrant parfaitement à la philosophie de contrôle et d'exploitation de PUEO, permettant à l'astronome d'utiliser des outils à la pointe de la technologie actuelle.

Malgré les nombreuses difficultés techniques et conceptuelles de tels instruments, leur efficacité et leur utilité ne sont plus à démontrer. Les investissements en temps et en argent peuvent parfois donner l'impression que l'instrumentation est un but en soi. Mais comme le dit le fameux proverbe chinois: «quand le sage montre les étoiles, le naïf regarde le doigt». N'oublions donc pas que le but de ces travaux est la contemplation et l'étude de la Nature et de l'Univers.

Annexe 1: L'équation de transfert d'éclairement.

Supposons qu'une onde décrite par l'amplitude complexe Φ se déplace dans l'espace défini par le vecteur $\mathbf{r}$, son évolution en fonction du temps peut s'écrire comme suit:

$$\Phi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{\frac{-2i\pi}{\lambda}ct} \quad (\text{A1.1})$$

$A(\mathbf{r})$ est la fonction d'amplitude, et la normalisation est telle que l'intensité $I(\mathbf{r}) \equiv |\Phi(\mathbf{r})|^2$. Si l'onde est en avance ou en retard en un point, t sera remplacé par $t + \Delta t$. Si l'on définit une différence de marche (qui est achromatique) en tous points, $\delta_m(\mathbf{r})$ égale à $c(t + \Delta t)$, et l'on divise celle par le vecteur d'onde $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, on obtient la phase ϕ . On peut donc décrire l'onde Φ de plusieurs manières, notamment de façon achromatique, en utilisant la différence de marche:

$$\Phi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r})e^{i|\mathbf{k}|\delta_m(\mathbf{r})} \quad (\text{A1.2})$$

L'équation (indépendante du temps) de propagation d'une onde dans la direction z peut s'écrire de la façon suivante:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \nabla^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right] \Phi_z(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A1.3})$$

∇^2 représente le laplacien en deux dimensions, $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, et $\mathbf{r} = (x, y)$. Celle-ci peut se réécrire comme:

$$L_+ L_- \Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A1.4})$$

où

$$L_{\pm} = \frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{i2\pi}{\lambda} \left[1 + \left(\frac{\lambda \nabla}{2\pi} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A1.5})$$

En développant (en ne gardant que les premiers termes non-triviaux) on obtient, pour une solution ondulatoire, l'équation parabolique suivante:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\nabla^2}{2k} + k \right) \Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A1.6})$$

L'onde décrite par l'équation A1.2 satisfait cette équation. Avec la normalisation de l'amplitude, on écrit donc:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \left[\sqrt{I(\mathbf{r})} \right] e^{i|k|\delta_m(\mathbf{r})} \quad (\text{A1.7})$$

La première astuce consiste à multiplier l'équation parabolique par Φ^* par la gauche. On obtient alors le résultat suivant:

$$\Phi^* \left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\nabla^2}{2k} + k \right) \Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{A1.8})$$

que l'on réécrit sous forme simplifiée:

$$i\Phi^* \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \Phi^* \frac{\nabla^2 \Phi}{2k} + k|\Phi|^2 = 0 \quad (\text{A1.9})$$

On applique le même processus mais en multipliant maintenant Φ au conjugué de l'équation parabolique. On obtient alors:

$$\begin{aligned} \Phi \left[\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\nabla^2}{2k} + k \right) \Phi \right]^* &= 0 \\ -i\Phi \frac{\partial \Phi^*}{\partial z} + \Phi \frac{\nabla^2 \Phi^*}{2k} + k|\Phi|^2 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A1.10})$$

En soustrayant maintenant ces deux équations, on obtient l'équation fondamentale de l'analyse de front d'onde par courbure:

$$i\Phi^* \frac{\partial \Phi}{\partial z} + i\Phi \frac{\partial \Phi^*}{\partial z} + \Phi^* \frac{\nabla^2 \Phi}{2k} - \Phi \frac{\nabla^2 \Phi^*}{2k} = 0 \quad (\text{A1.11})$$

Il n'est pas encore apparent que la courbure de la phase est proportionnelle à une variation de l'intensité dans la direction de propagation de l'onde. Pour cela, on note que les deux premiers termes de l'équation peuvent s'écrire sous la forme:

$$i\Phi^* \frac{\partial \Phi}{\partial z} + i\Phi \frac{\partial \Phi^*}{\partial z} = i \left(\frac{\partial}{\partial z} |\Phi \Phi^*| \right) = i \frac{\partial}{\partial z} I \quad (\text{A1.12})$$

Les deux termes de gauche sont plus difficiles à simplifier, et il faut les écrire explicitement (pour alléger la notation, on remplacera la différence de chemin optique achromatique ($2\pi/\lambda \times \delta_m$) par la phase ϕ):

$$\begin{aligned} (\Phi^* \nabla^2 \Phi - \Phi \nabla^2 \Phi^*) &= \\ & \left[I e^{-i\phi} \nabla^2 e^{i\phi} + \sqrt{I} \nabla^2 \sqrt{I} + 2\sqrt{I} e^{-i\phi} \nabla \cdot (\sqrt{I} \nabla e^{i\phi}) \right] - \\ & \left[I e^{i\phi} \nabla^2 e^{-i\phi} + \sqrt{I} \nabla^2 \sqrt{I} + 2\sqrt{I} e^{i\phi} \nabla \cdot (\sqrt{I} \nabla e^{-i\phi}) \right] \end{aligned} \quad (\text{A1.13})$$

À nouveau, ∇ ne s'applique que sur les coordonnées latérales, i.e. $\nabla = \hat{\mathbf{x}}(\partial/\partial x) + \hat{\mathbf{y}}(\partial/\partial y)$, et $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. La plupart des termes s'annulent, et en factorisant on obtient:

$$\begin{aligned} (\Phi^* \nabla^2 \Phi - \Phi \nabla^2 \Phi^*) = & \\ I (e^{-i\phi} \nabla^2 e^{i\phi} - e^{i\phi} \nabla^2 e^{-i\phi}) + & \\ 2\sqrt{I} \nabla \cdot [\sqrt{I} (e^{-i\phi} \nabla e^{i\phi} - e^{i\phi} \nabla e^{-i\phi})] & \end{aligned} \quad (\text{A1.14})$$

En utilisant le fait que $\nabla f(v) = \frac{\partial f}{\partial v} \times \nabla v$, le terme $e^{-i\phi} \nabla^2 e^{i\phi} - e^{i\phi} \nabla^2 e^{-i\phi}$ est égal à zéro, et l'on a:

$$\begin{aligned} (\Phi^* \nabla^2 \Phi - \Phi \nabla^2 \Phi^*) &= 2I \nabla \cdot (ie^{-i\phi} e^{i\phi} \nabla \phi + ie^{i\phi} e^{-i\phi} \nabla \phi) + \\ & 2\sqrt{I} \nabla \sqrt{I} \cdot (e^{-i\phi} \nabla e^{i\phi} - e^{i\phi} \nabla e^{-i\phi}) \\ &= 2iI \nabla \cdot \nabla \phi + \frac{2\sqrt{I}}{2\sqrt{I}} (i \nabla \phi e^{-i\phi} e^{i\phi} + i \nabla \phi e^{i\phi} e^{-i\phi}) \\ &= 2iI \nabla^2 \phi + 2i \nabla I \cdot \nabla \phi \\ &= 2i \nabla \cdot (I \nabla \phi) \end{aligned} \quad (\text{A1.15})$$

En rassemblant tous les termes dans l'équation A1.11, on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial z} I = -\frac{1}{k} \nabla \cdot (I \nabla \phi) \quad (\text{A1.16})$$

en termes de phase ou encore,

$$\frac{\partial}{\partial z} I = -\nabla \cdot (I \nabla \delta_m) \quad (\text{A1.17})$$

en termes de différence de chemin optique achromatique. On retrouve ainsi l'équation de transport d'éclairement:

$$\nabla I \cdot \nabla \phi + I \nabla^2 \phi + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial I}{\partial z} = 0 \quad (\text{A1.18})$$

Une autre façon de dériver ce résultats [Streibl, 1984] consiste à calculer la dérivée $(\partial/\partial z)I = 2\Re[\Phi^*(\partial/\partial z)\Phi]$, et de substituer cela dans l'équation parabolique; je laisse cela à titre d'exercice pour le lecteur.

Annexe 2: La nébuleuse par réflexion, NGC 2023.

Le travail de déconvolution par la méthode de maximalisation d'entropie m'a permis de travailler sur la fragmentation du milieu interstellaire dans les régions de photo-dissociation, notamment sur des images de la nébuleuse par réflexion, NGC 2023 obtenues avec ADONIS. Ces images permettent de mettre en évidence une structure fractale dans le nuage moléculaire, due au fort rayonnement UV de l'étoile excitatrice, provoquant une fragmentation du nuage résiduel à partir duquel l'étoile s'est récemment formée. Ce travail a donné lieu à une publication acceptée dans *Mon. Not. R. astr. Soc.*

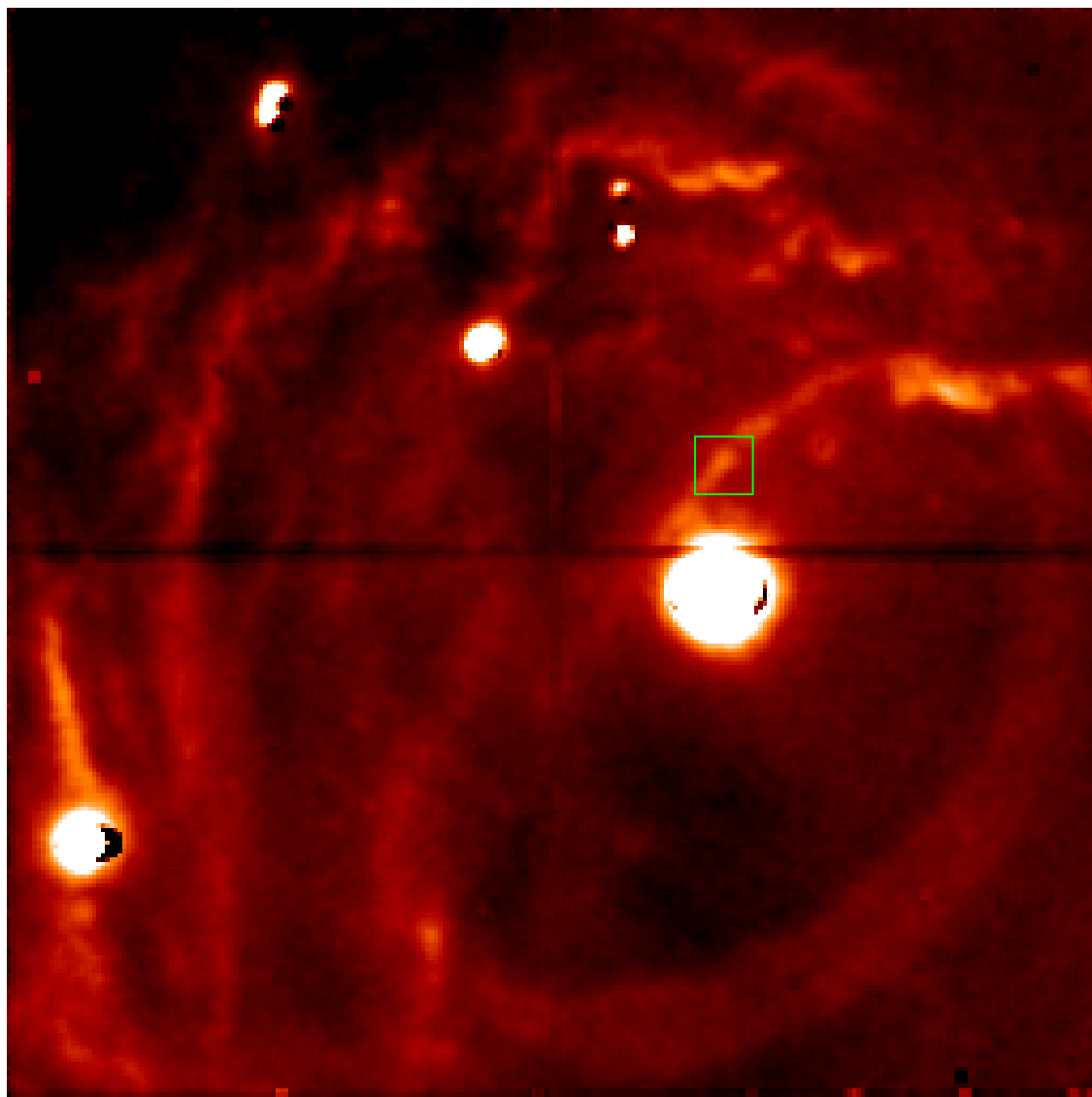


Figure A2.1 - : Image de la nébuleuse par réflexion NGC 2023 à $2.121\mu m$, obtenue au TCFH, tirée de [Field et al., 1994]. Le carré vert représente le champ observé par ADONIS.

Annexe 3: Articles parus dans Libération et Ciel & Espace.

L'instrument PUEO a suscité l'intérêt de la presse, de par ses superbes résultats, mais aussi par un souci de relations publiques. Je pense qu'il est nécessaire de montrer et d'expliquer avec des termes simples, le travail que nous faisons, pour attirer l'attention et ainsi attiser la curiosité du public; j'inclus donc ces deux articles pour les lecteurs non-scientifiques qui n'auront pas forcément le courage (et c'est justifié!) de lire toute cette thèse.

Références bibliographiques

- [Acton et al., 1996] D.S. Acton, P. Stomsky, P. Wizinwich, J. Maute, T. Gregory, *Keck adaptive optics: test of a deformable mirror in a freezing environment*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, p.305.
- [Allen, 1991] C.W. Allen, *Astrophysical quantities*, Third Edition, 1993, The Athlone Press Ltd.
- [Andrew & Hunt, 1977] H.C. Andrew & B.R. Hunt, *Digital image restoration*, 1977, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- [Angel et al., 1994] J.R.P. Angel, N. Wolf, D. McCarthy, M. Loyd-Hart, D.Sandler, R.Q. Fugate, J.I. Lunine, *A search for planets of nearby stars by direct imaging from the ground*, 1994, *Bull. American. Astron. Soc.* **185**, 42
- [Antonucci & Miller, 1985] R.R. Antonucci & J.S. Miller, *Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068*, 1985, *Astrophys. J.* **297**, 621.
- [Antonucci, 1993] R. Antonucci, *Unified models for active galactic nuclei and quasars*, 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, pp.473–521
- [Arp, 1966] H. Arp, *Atlas of peculiar galaxies*, 1966, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **14**, 1.
- [Arsenault et al., 1994] R. Arsenault, D.A. Salmon, J. Kerr, F. Rigaut, *PUEO: The Canada-France-Hawaii Telescope adaptive optics bonnette I: system description*, SPIE meeting on Adaptive Optics in Astronomy, Kona, March 17–18, 1994, *Proc. SPIE* 2201, pp.833–842, M.A. Ealey and F. Merkle Eds.
- [Augarde & Lequeux, 1985] R. Augarde & J. Lequeux, *Peculiar motions and star formation in the interacting galaxy complex M_k171 = NGC3690 + IC 694*, 1985, *Astron. Astrophys.* **147**, 273–280.
- [Baan, 1985] W.A. Baan, *Powerful extragalactic masers*, *Nature* **315**, 26.
- [Barrick, 1996] G. Barrick, *Focal enlarger for the CFHT adaptive optics bonnette*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series.

- [Baum et al., 1993] S.A. Baum, C.P. O'Dea, D. Dallacassa, A.G. de Bruyn, A. Pedlar, *Kiloparsec-scale radio emission in seyfert galaxies: evidence for starburst-driven superwinds?*, *Astrophys. J.* **419**, 553.
- [Beuzit et al., 1994a] J-L. Beuzit, B. Brandl, M. Combes, A. Eckart, M. Faucherre, M. Heydary-Malayeri, N. Hubin, O. Lai, P. Léna, C. Perrier, G. Perrin, A. Quirrenbach, D. Rouan, B. Sams, P. Thébault, *Contribution of the ESO adaptive optics program to astronomy: a first review*, 1994, *The Messenger* **75**, 35.
- [Beuzit et al., 1994b] J-L. Beuzit, N. Hubin, E. Gendron, L. Demailly, P. Gigan, F. Lacombe, F. Chazalet, D. Rabaud, G. Rousset, *ADONIS: a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6 meter telescope*, SPIE meeting on Adaptive Optics in Astronomy, Kona, March17-18,1994, Proc. SPIE 2201, pp.955-961, M.A. Ealey and F. Merkle Eds.
- [Beuzit et al., 1995] J-L. Beuzit, N. Hubin, L. Demailly, E. Gendron, P. Gigan, F. Lacombe, D. Rouan, F. Chazallet, D. Rabaud, P-Y. Madec, G. Rousset, P. Feautrier, H. Geoffray, F. Eisenhauer, R. Hofman, D. Bonaccini, E. Prieto, *ADONIS: a user-friendly adaptive optics system for the ESO 3.6m telescope*, October 2-6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.57-62, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Binney & Tremaine, 1987] J. Binney & S. Tremaine, *Galactic dynamics*, 1987, Princeton Press.
- [Bissinger et al., 1996] H.D. Bissinger, S.S. Olivier, C.E. Max, *Conceptual design for a user-friendly adaptive optics system at Lick Observatory*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, p.37.
- [Bouvier et al., 1997] J. Bouvier, F. Rigaut, en préparation.
- [Born & Wolf, 1993] , M. Born & E. Wolf, *Priniples of optics*, 6^{eme} édition 1993, Pergamon Press Ltd.
- [Braine et al., 1993] J. Braine, F. Combes, F. Casoli, C. Dupraz, M. Gérin, U. Klein, R. Wielebinski, N. Brouillet, *A CO(1-0) and CO(2-0) survey of nearby spiral galaxies. I. Data and Observations*, 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **97**, 887-936.
- [Brandl et al., 1996] B. Brandl, B.J. Sams, F. Bertoldi, A. Eckart, R. Genzel, S. Drapatz, R. Hofmann, M. Loewe, A. Quirrenbach, *Adaptive optics near-infrared imaging of R136 in 30 Doradus: the stellar population of a nearby starburst*, 1996, *Astrophys. J.* **466**, 254.
- [Burbidge & Burbidge, 1960] E.M. Burbidge & G.R. Burbidge, *Motions in barred spiral galaxies. I. The nuclei of NGC 1097 and NGC 1365*, 1960, *Astrophys. J.* **132**, 30

- [Buscher et al., 1996] D. Buscher, P. Doel, R. Humphreys, R. Myers, M. Wells, A. Longmore, B. Gentles, G. Jones, S. Worswick, *Natural guide star adaptive optics for the 4.2m William Herschel telescope*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, p.66.
- [Buta, 1986a] R. Buta, *The structure and dynamics of ringed galaxies. I - The morphology of galaxy rings, and statistics of their apparent shapes, relative sizes, and apparent orientations with respect to bars. II - UBVRI surface photometry and H-alpha kinematics of the ringed barred spiral NGC 1433*, 1986, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **61**, 609.
- [Buta, 1986b] R. Buta, *The Structure and Dynamics of Ringed Galaxies. II. UBVRI Surface Photometry and H alpha Kinematics of the Ringed Barred Spiral NGC 1433*, 1986, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **61**, 631.
- [Buta, 1987a] R. Buta, *The structure and dynamics of ringed galaxies. III - Surface photometry and kinematics of the ringed nonbarred spiral NGC 7531*, 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **64**, 1.
- [Buta, 1987b] R. Buta, *The structure and dynamics of ringed galaxies. IV - Surface photometry and kinematics of the ringed barred spiral NGC 6300*, 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **64**, 383.
- [Casoli et al., 1989] F. Casoli, F. Combes, R. Augarde, P. Fignon, J-M. Martin, *Distribution of gas and star-forming regions in Mk171 - Three galaxies?*, *Astron. Astrophys.* **224**, 31.
- [Clancy, 1989] T. Clancy, *The cardinal of the Kremlin*, 1989, Berkley Books, The Berkley Publishing Group.
- [Combes et al., 1997] M. Combes, L. Vapillon, E. Gendron, A. Coustenis, O. Lai, *Spatially resolved images of Titan by means of adaptive optics*, soumis à ICARUS.
- [Conan, 1994] J-M. Conan, Thèse de doctorat, *Étude de la correction partielle en optique adaptative*, Université Paris XI Orsay, 1994.
- [Condon, 1987] J.J. Condon, *A 1.49 GHz atlas of spiral galaxies with $B_T \leq +12$ and $\delta \geq -45^\circ$* , 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **65**, 485-541.
- [Condon et al., 1991] J.J. Condon, Z-P. Huang, Q.F. Yin, T.X. Thuan, *Compact starbursts in ultraluminous infrared galaxies*, 1991, *Astrophys. J.* **378**, 65.
- [Cox & Mezger, 1987] P. Cox & P.G. Mezger *The origin of the diffuse galactic IR/submm emission: Revisited after IRAS*, 1987, NASA Washington: Star Formation in Galaxies, pp.23-35.
- [Crampton et al., 1997] D. Crampton, S. Morris, en préparation.

- [Dahari & de Robertis, 1988] O. Dahari, M.M. de Robertis, *A statistical study of properties of Seyfert and starburst galaxies*, 1988, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **67**, 249.
- [Demailly, 1996] L. Demailly, Thèse de doctorat, *Contrôle distribué en optique adaptative: vers un système multi-agents intelligent*, Université de Caen, 1996.
- [Dressel et al., 1994] L.L. Dressel, R.H. Harms, H.C. Ford, *Kinematics of the gaseous disk surrounding the black hole in M87*, 1994, *Bull. American. Astron. Soc.* **185**, 20.06.
- [Duffy et al., 1987] P.B. Duffy, E.F. Erickson, M.R. Haas, J.R. Houck, *Far-infrared spectroscopy of star formation regions in M82*, 1987, *Astrophys. J.* **315**, 68
- [Dumas et al., 1997] C. Dumas, *Ground-Based observations of the asteroid 4 Vesta: the 1994 and 1996 oppositions*, 1997, en préparation.
- [Eales et al., 1987] S.A. Eales, E.E. Becklin, C.G. Wynn-Williams, K-W. Hodapp, R.W. Capps, D.A. Simmons, *Observations of luminous IRAS galaxies with an infrared array*, 1987, dans *Infrared Astronomy with Arrays*, University of Hawaii, p.345, C.G. Wynn-Williams & E.E. Becklin, Eds.
- [Edmunds & Pagel, 1982] M.G. Edmunds & B.E.J. Pagel, *on the nuclear spectrum of NGC 1365*, 1982, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **198**, pp.1089–1107.
- [Ellerbroek et al., 1994] B.L. Ellerbroek, S.M. Pompea, D.J. Robertson, C.M. Mountain, *Adaptive optics performance analysis for the Gemini 8-m telescopes project*, SPIE meeting on Adaptive Optics in Astronomy, Kona, March 17-18, 1994, *Proc. SPIE* 2201, pp.955–961, M.A. Ealey and F. Merkle Eds.
- [Ellerbroek et al., 1996] B.L. Ellerbroek, M.J. Northcott, F. Rigaut, D. Simons, *Comparison of adaptive optics technologies for large astronomical telescopes*, *Adaptive Optics*, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, pp.220–222.
- [Elmegreen & Lada, 1977] B.G. Elmegreen, C.J. Lada, *Sequential formation of subgroups in OB associations*, 1977, *Astrophys. J.* **214**, 725.
- [Elmegreen, 1987] B.G. Elmegreen, ???, 1987, *IAU Symp. No. 115: Star Forming Regions*, M. Peimbert & J. Jugaku Eds., p.457.
- [Field et al., 1994] D. Field, M. Gerin, S. Leach, J-L. Lemaire, G. Pineau des Forêts, F. Rostas, D. Rouan, D. Simons, *High spatial resolution observations of H₂ vibrationnal fluorescence in NGC 2023*, 1994, *Astron. Astrophys.* **286**, 909.
- [Fink, 1993] M. Fink, *Time reversal mirrors*, 1993, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **26**, 1.
- [Fink, 1994] M. Fink, *Le retournement temporel des ondes acoustiques*, avril 1994, *La Recherche* 264, **25**, pp.392–400.

- [Forbes et al., 1994] , D.A. Forbes, J.K. Kotilainen, A.F.M Moorwood, *NGC 7552: a galaxy with a dormant active nucleus?*, 1994, *Astrophys. J.* **433**, L13.
- [Fowler et al., 1987] A.M. Fowler, F.C. Gillet, B. Gregory, R.R. Joyce, R.G. Probst, R. Smith, *The NOAO infrared imagers: description and performance*, 1987, dans *Infrared Astronomy with Arrays*, University of Hawaii, p.197, C.G. Wynn-Williams & E.E. Becklin, Eds.
- [Frieden, 1991] B.R. Frieden, *Probability, statistical optics, and data testing*, 1991, Springer-Verlag.
- [Friedli et al., 1996] D. Friedli, H. Wozniak, M. Rieke, L. Martinet, P. Bratschi, *Disc galaxies with multiple triaxial structures II. JHK surface photometry and numerical simulations*, 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**, 461–479.
- [Fugate et al., 1994] R.Q. Fugate, B.L. Ellenbrock, E.J. Stewart, D’N. Colucci, R.E. Ruane, J.M. Spinhirne, R.A. Cleis, R. Eager, *First observations with the Starfire Optical Range 3.5-m telescope*, 1994, *Proc SPIE Vol. 2199*, pp.481–493, *Advanced Technology Optical Telescopes V*, L.M. Stepp, Ed.
- [Gallais, 1991a] P. Gallais, Thèse de doctorat, *L’activité dans les régions centrales de galaxies: l’apport de l’imagerie infrarouge entre 1 et 5 microns*, Université Paris VII, 1991.
- [Gallais et al., 1991b] P. Gallais, D. Rouan, F. Lacombe, D. Tiphène, I. Vauglin, *The nuclear starburst activity in M83: imaging at near-IR wavelengths*, 1991, *Astron. Astrophys.* **243**, 309–318.
- [Garcia, 1993] A.M. Garcia *General study of group memberships. II. Determination of nearby groups*, 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **100**, 47.
- [Gehrz et al., 1983] R.D. Gehrz, R.A. Sramek, D.W. Weedman, *Star bursts and the extraordinary galaxy NGC 3690*, 1983, *Astrophys. J.* **267**, 551
- [Gendron & Léna, 1994] E. Gendron, P. Léna, *Astronomical adaptive optics I: Modal Control optimization*, 1994, *Astron. Astrophys.* **291**, pp.337–347
- [Gendron, 1995] E. Gendron, Thèse de doctorat, *Optimisation de la commande modal en optique adaptative: applications à l’astronomie*, Université Paris VII, 1995.
- [Genzel et al., 1995] R. Genzel, L. Weitzel, L.E. Tacconi-Garman, M. Blietz, M. Cameron, A. Krabbe, D. Lutz, A. Sternberg, *Infrared imaging and spectroscopy of NGC 7469*, 1995, *Astrophys. J.* **444**, 129.
- [Gonzalez & Woods, 1993] R.C. Gonzalez & R.E. Woods, *Digital image processing*, 1993, Addison-Wesley Publishing Company Inc.

- [Gonzalez–Delgado, 1995] R.M. Gonzalez–Delgado, *On the relationship between star formation and activity in galaxies*, 1995, *Pub. Astron. Soc. Pacific* **107**, 1130.
- [Gonzalez Delgado et al., 1996] R.M. Gonzalez Delgado & Enrique Pérez, *The circumnuclear region in the Seyfert 2 galaxy NGC 5953*, 1996, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **281**, 781–798.
- [Graves, 1996] J.E. Graves, *Future directions for the University of Hawaii adaptive optics program*, *Adaptive Optics*, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, pp.49–52.
- [Hamilton & Keel, 1987] D. Hamilton & W.C. Keel, *The host galaxy of Markarian 231*, 1987, *Astrophys. J.* **321**, 211.
- [Hawarden et al., 1986] T.G. Hawarden, C.M. Mountain, S.K. Leggett, P.J. Puxley, *Enhanced star formation – The importance of bars in spiral galaxies*, 1986, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **221**, 41
- [Heisler & Vader, 1994] C.A. Heisler & J.P. Vader, *Galaxies with spectral energy distributions peaking near 60 microns. 2: optical broadband properties*, 1994, *Astron. J.* **107**, 35.
- [Hernquist, 1989] L. Hernquist, *Tidal triggering of starbursts and nuclear activity in galaxies*, 1989, *Nature* **340**, 687.
- [Herrmann, 1992] J. Herrmann, *Phase Variance and Strehl ratio in adaptive optics*, 1992, *JOSA–A*, **9–2**, pp.2257–2258.
- [Ho et al., 1995] L.C. Ho, A.V. Filippenko, W.L. Sargent, *A search for 'dwarf' Seyfert nuclei. 2: an optical spectral atlas of the nuclei of nearby galaxies*, 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **98**, 477.
- [Huang et al., 1996] J.H. Huang, Q.S. Gu, H.J. Su, T.G. Hawarden, X.H. Liao, G.X. Wu, *The bar-enhanced star-formation activities in spiral galaxies*, 1996, *Astron. Astrophys.* **313**, 13
- [Hubin et al., 1995a] N. Hubin, J–L. Beuzit, E. Gendron, L. Demailly, *ADONIS – a user friendly adaptive optics system for the ESO 3.6-m telescope*, ICO-16 Satellite Conference on Active and Adaptive Optics, Garching, August 2-5, 1993, ESO Conference and Workshops Proceedings 48, pp.71–76, F. Merkle Ed.
- [Hubin, 1995b] N. Hubin, *The ESO VLT adaptive optics program*, October 2–6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.3-8, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Ichikawa et al., 1988] K. Ichikawa, A. W. Lohmann, M. Takeda, *Phase retrieval based on the irradiance transport equation and the fourier transform method: experiments.*, 1988, *Appl. Opt.* **27**, 3433.

- [Jaffe et al., 1996] , W. Jaffe, H. Ford, L. Ferrarese, F. Van Den Bosch, R.W. O'Connell, *The nuclear disk of NGC 4261: Hubble Space Telescope Images and ground-based spectra*, 1996, *Astrophys. J.* **460**, 214.
- [Jenkins, 1984] C.R. Jenkins, *Arp 91: interaction and star formation in a galaxy pair*, 1984, *Astrophys. J.* **277**, 501.
- [Jörsäter et al., 1984] S. Jörsäter, P.O. Lindblad, A. Boksenberg *The kinematics of the hot gas in the nuclear region of NGC 1365*, 1984, *Astron. Astrophys.* **140**, 288–294.
- [Kern, 1990] P. Kern, Thèse de doctorat, *Optique adaptative et grands télescopes*, Université Paris VII, 1990.
- [Keto et al., 1992] E. Keto, R. Ball, J. Arens, G. Jernigan, M. Meixner, *Subarcsecond mid-infrared imaging of the nuclei of the infrared bright galaxies sc ngc 1614 and sc ngc 7469*, 1992, *Astrophys. J.* **389**, 223–226.
- [Koornneef, 1983] J. Koornneef, *Near-infrared photometry II. Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five microns*, 1983, *Astron. Astrophys.* **128**, pp.84–93.
- [Koraktar et al., 1995] A. Koraktar, S.E. Deutsa, T. Heckman, A.V. Filippenko, L.C. Ho, M. Rao, *Low-luminosity active galaxies: are they similar to Seyfert galaxies?*, 1995, *Astrophys. J.* **440**, 132–140.
- [Kukula et al., 1995] M.J. Kukula, A. Pedlar, S.A. Baum, C.P. O'Dea, *High-resolution radio observations of the CfA Seyfert sample - I. The observations*, 1995, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **276**, 1262
- [Larson & Tinsley ,1978] R.B. Larson, B.M. Tinsley, *Star formation rates in normal and peculiar galaxies*, 1978, *Astrophys. J.* **219**, 46
- [Larson, 1988] R.B. Larson, *Star formation rates and starbursts*, 1988, *Starburst and Galaxy Evolution*, 22ème Rencontre de Moriond, pp.467–481, T. Montmerle, T.X. Thuan, T.T. Van, Eds, Éditions Frontières.
- [Léna, 1996] P. Léna, *Astrophysique: méthodes physiques de l'observation*, (2^{ème} édition) 1996, InterÉditions/CNRSÉditions.
- [Lindblad, 1978] P.O. Lindblad, *On the nuclei of the barred galaxies NGC 1365 and NGC 1512*, 1978, *Astronomical Paper Dedicated to Bengt Strömgen*, p.403, Copenhagen University Observatory, A. Reiz & T. Andersen Eds.
- [Lugten et al., 1986] J.B. Lugten, D.M Watson, M.K. Crawford, R. Genzel, *The interstellar medium in the central 1 kiloparsec of M82*, 1986, *Astrophys. J.* **311**, L51–L56

- [Marco et al., 1996] O. Marco, D. Alloin, J-L. Beuzit, *Positionning the near-infrared versus optical emission peaks in NGC 1068 with adaptivs optics*, 1996, soumis à *Astron. Astrophys.*
- [Marco et al., 1997] O. Marco, en préparation.
- [Mauder et al., 1994] W. Mauder, G. Weigelt, I. Appenzeller, S.J. Wagner, *High resolution optical images of the starburst ring around the Seyfert nucleus of NGC 7469*, 1994, *Astron. Astrophys.* **285**, 44–50.
- [Mayor & Queloz, 1995] , M. Mayor, D. Queloz, *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, 1995, *Nature* **378**, 355.
- [Mazzarella & Boroson, 1993] J.M. Mazzarella & T.A. Boroson, *Optical imaging and long-slit spectroscopy of markarian galaxies with multiple nuclei. I. Basic data*, 1993, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **85**, 27–109.
- [Mazzarella et al., 1994] , J.M. Mazzarella, G.M. Voit, B.T. Soifer, K. Matthews, J.R. Graham, L. Armus, D. Shupe, *Near-infrared continuum and 3.3 micrometer(s) polycyclic aromatic hydrocarbon imaging of the starburst ring in the type 1 Seyfert galaxy NGC 7469*, 1994, *Astron. J.* **107**, 1274.
- [Meixner et al., 1990] M. Meixner, R. Pulchalsky, L. Blitz, M. Wright, T. Heckman, *High-resolution CO images of Seyfert galaxies*, 1990, *Astrophys. J.* **354**, 158–164.
- [Mezger et al., 1974] P.G. Mezger, L.F. Smith, E. Churchwell, *IR-excess radiation and the absorption characteristics of dust in galactic HII regions*, 1974, *Astron. Astrophys.* **32**, pp.269–282
- [Moorwood, 1996] A.F.M. Moorwoord, *Starburst galaxies*, 1996, ESO Scientific preprint No 1170, à paraître dans Space Science Reviews.
- [Mulchaey et al., 1996] J.S. Mulchaey, A.S. Wislon, Z. Tsvetanov, *An emission-line imaging survey of early-type Seyfert Galaxies. I. The Observations*, 1996, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **102**, 309.
- [Neff & Ulvestad] S.G. Neff & J.S. Ulvestad, *Compact radio cores in three Seyfert galaxies: high-resolution studies of Mkn 3, Mkn 231, and Mkn 463*, *Astron. J.* **96**, 841–851.
- [Norman & Scoville, 1988] C. Norman & N. Scoville, *The evolution of starburst galaxies to active galactic nuclei*, 1988, *Astrophys. J.* **332**, 124.
- [O’Byrne et al., 1995] J.W. O’Byrne, J.J. Bryant, R.A. Minard, P.W. Fekete, L.E. Cram, *Adaptive Optics at the Anglo-Australian Telescope*, 1995, *Publ. Astron. Soc. Australia* **12**, pp.106-116

- [O'Connell et al., 1995] R.W. O'Connell, J.S. Gallagher III, D.A. Hunter, W.N. Colley, *Hubble Space Telescope imaging of super stars clusters in M82*, 1995, *Astrophys. J.* **446**, L1
- [Osmer et al., 1974] P.S. Osmer, M.G. Smith, D.W. Weedman, *The nuclei of peculiar emission-line galaxies*, 1974, *Astrophys. J.* **192**, 279–291.
- [Papoulis, 1968] A. Papoulis *Systems and transforms with applications in optics* McGraw-Hill, New York, 1968, problème 9.9.
- [Perrin, 1996] G. Perrin, Thèse de doctorat, *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles géantes et super-géantes.*, Université de Paris VII, 1996.
- [Pier & Krolik, 1993] E.A. Pier & J.H. Krolik, *Infrared spectra of obscuring dust tori around active galactic nuclei. II – Comparison with observations*, 1993, *Astrophys. J.* **418**, 673
- [Racine, 1995] R. Racine, *The GEMINI adaptive optics program*, October 2–6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.35-42, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Rafanelli et al., 1990] P. Rafanelli, D.E. Osterbrock, R.W. Pogge, *The optical counterpart of the radio source close to the Seyfert 2 nucleus of NGC 5953 $\equiv$ Arp 91*, 1990, *Astron. J.* **99**, 53–60.
- [Rampazzo et al., 1995] R. Rampazzo, L. Reduzzi, J.W. Sulentic, R. Madejsky, *Gaseous and stellar components in pairs of galaxies. I. The data*, 1995, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **110**, 131.
- [Reshetnikov, 1993] V.P. Reshetnikov, *A photometric and kinematic study of the interacting pair NGC 5953/54*, *Astron. Astrophys.* **280**, 400.
- [Richardson, 1993] E.H. Richardson, *Integrated adaptive optics systems*, 1993, NATO Advanced Study Institute (ASI) Series Volume: “Adaptive Optics for Astronomy”, pp. 227–236, D. Alloin and J-M. Mariotti Eds.
- [Rigaut et al., 1991] F. Rigaut, G. Rousset, P. Kern, J-C Fontanella, J-P Gaffard, F. Merkle, P. Léna, *Adaptive optics on a 3.6m telescope: results and performance*, 1991, *Astron. Astrophys.* **250**, pp.280–290
- [Rigaut, 1992] F. Rigaut, Thèse de doctorat, *Applications de l'optique adaptative en astronomie*, Université Paris VII, 1992.
- [Rigaut, 1993] F. Rigautt, *Astronomical reference sources*, 1993, NATO Advanced Study Institute (ASI) Series Volume: “Adaptive Optics for Astronomy”, pp. 163–173, D. Alloin and J-M. Mariotti Eds.

- [Rigaut et al., 1994] F. Rigaut, R. Arsenault, J. Kerr, D.A. Salmon, M.J. Northcott, Y. Dutil, C. Boyer, *The Canada–France–Hawaii adaptive optics bonnette II: Simulations and control*, SPIE meeting on Adaptive Optics in Astronomy, Kona, March 17–18, 1994, Proc. SPIE 2201, pp.149–160, M.A. Ealey and F. Merkle Eds.
- [Rigaut et al., 1997] F. Rigaut, J–P. Véran, O. Lai, en préparation.
- [Rigaut et al., 1997b] F. Rigaut, en préparation.
- [Robson, 1996] I. Robson, *Active galactic nuclei*, 1996, John Wiley & Sons Ltd, Praxis Publishing Ltd.
- [Roddier, 1987] F. Roddier, *Curvature Sensing: a diffraction theory*, NOAO R&D Note 87–3.
- [Roddier, 1990a] F. Roddier, *Wavefront sensing and the irradiance transport equation*, 1990, *Appl. Opt.* **29**, 1402
- [Roddier, 1990b] F. Roddier, *Variations on a Hartmann theme*, 1990, *Optical Engineering*, **29**, 1239
- [Roddier et al., 1991] F.J. Roddier, J.E. Elon, D. McKenna, M.J. Northcott, *The University of Hawaii adaptive optics system. I. General approach*. SPIE meeting on Active and Adaptive optical systems, San Diego, July 22–24, 1991, Proc. SPIE 1542, pp.248–253, M.A. Ealey Ed.
- [Roddier, 1993] F. Roddier, *The problematic of adaptive optics design*, 1993, NATO Advanced Study Institute (ASI) Series Volume: “Adaptive Optics for Astronomy”, pp.89–111, D. Alloin and J–M. Mariotti Eds.
- [Roddier et al., 1994] F.J. Roddier, J. Anuskiewicz, J.E. Graves, M.J. Northcott, C.A. Roddier, *Adaptive optics at the University of Hawaii I: current performance at the telescope*. SPIE meeting on Adaptive Optics in Astronomy, Kona, March 17–18, 1994, Proc. SPIE 2201, pp.2–9, M.A. Ealey and F. Merkle Eds.
- [Roddier et al., 1995] F. Roddier, C. Roddier, J.E. Graves, M.J. Northcott, *Adaptive optics imaging of proto-planetary nebulae: Frosty Leo and the Red Rectangle*, 1995, *Astrophys. J.* **443**, 249
- [Roddier et al., 1996] C. Roddier, F. Roddier, M.J. Northcott, J.E. Graves, K. Jim, *Adaptive optics imaging of GG Tauri: optical detection of the circumbinary ring*, 1996, *Astrophys. J.* **463**, 326
- [Rouan, 1996] D. Rouan, *High angular resolution studies of starburst galaxies*, avril 1996, compte rendu de l’École de physique des Houches, A–M. Lagrange, D. Mourard Eds.

- [Rouan et al., 1997] D. Rouan, D. Fields, J-L. Lemaire, O. Lai, G. Pineau des Forêts, E. Falgarone, J-M. Deltorn, *The power of adaptive optics: a close look at a molecular cloud in NGC 2023*. Accepté à M.N.R.A.S.
- [Rousset et al., 1990] G. Rousset, J-C. Fontanella, P. Kern, F. Rigaut, P. Léna, C. Boyer, P. Jagourel, J-P. Gaffard, F. Merkle, *First diffraction-limited images with adaptive optics*, 1990, *Astron. Astrophys.* **230**, L29-L32
- [Rousset, 1993] G. Rousset, *Wavefront sensing (Analyse de front d'onde en optique adaptative*, 1993, NATO Advanced Study Institute (ASI) Series Volume: "Adaptive Optics for Astronomy", pp. 115-137, D. Alloin and J-M. Mariotti Eds.
- [Sandage & Tammann, 1981] A.R. Sandage & G.A. Tammann, *A revised Shapley-Ames catalog of bright galaxies*, 1981, Washington DC: Carnegie Inst. Washington.
- [Sanders et al., 1987] D.B. Sanders, N.Z. Scoville, B.T. Soifer, J.S. Young, G.E. Danielson, *Detection of CO(1-0) emission and optical imaging of the Seyfert galaxy/QSO Markarian 231*, 1987, *Astrophys. J.* **312**, L5.
- [Sanders et al., 1988] D.B. Sanders, B.T. Soifer, J.H. Elias, B.F. Madore, K. Matthews, G. Neugebauer, N.Z. Scoville, *Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars*, 1988, *Astrophys. J.* **325**, 74
- [Sanders, 1992] D.B. Sanders, *Luminous infrared galaxies, interaction and environment*, 1992, ASP conference Series, Vol.31: Relationship between Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies, pp.303-316
- [Sandler et al., 1995] D.G. Sandler, M. Loyd-Hart, T. Martinez, P. Gray, T. Groesbeck, R. Angel, T. Barret, D. Bruns, S. Stahl, *Adaptive optics system for the 6.5m MMT*, October 2-6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.49-54, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Sandqvist et al., 1982] A. Sandqvist, S. Jörsäter, P.O. Lindblad, *The radio structure of the nuclear region of NGC 1365*, 1982, *Astron. Astrophys.* **110**, pp.336-344.
- [Sandqvist et al., 1995] A. Sandqvist, S. Jörsäter, P.O. Lindblad, *The central region of NGC 1365. VLA and SEST observations of the radio continuum and CO*, 1995, *Astron. Astrophys.* **295**, 585.
- [Sargent & Scoville, 1991] A. Sargent & N. Scoville, *Anatomy of a merger - CO in Arp 299 (IC 694-NGC 3690)*, 1991, *Astrophys. J.* **366**, L1-L4.
- [Schmidt, 1963] M. Schmidt, *3C 273: a star-like object with large red-shift*, 1963, *Nature* **197**, 1040

- [Shelton et al., 1995] J.C. Shelton, T.G. Schneider, D. McKenna, S.L. Baliunas, *Results from the Cassegrain adaptive optics system of the Mount Wilson 100-inch telescope*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, pp.43–45.
- [Shlosman et al., 1989] I. Shlosman, J. Frank, M.C. Begelman, *Bars within bars: a mechanism for fuelling active galactic nuclei*, 1989, *Nature* **338**, 45.
- [Shlosman et al., 1990] , I. Shlosman, M.C. Begelman, C. Mitchell, J. Frank, *The fuelling of active galactic nuclei*, 1990, *Nature* **345**, 679.
- [Shopbell & Bland–Hawthorn, 1995] P.L. Shopbell, J. Bland–Hawthorn, *Dynamics of the large-scale galactic wind in M82*, *Bull. American. Astron. Soc.* **187**, 240.
- [Soifer et al., 1987] B.T. Soifer, G. Neugebauer, J.R. Houck, *The IRAS view of the extragalactic sky*, 1987, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 187
- [Soifer et al., 1989] B.T. Soifer, G. Neugebauer, D.B. Sanders, *the IRAS birght galaxy survey. IV – Complete IRAS observations*, 1989, *Astron. J.* **98**, 766
- [Storchi–Bergamn & Bonatto, 1991] T. Storchi–Bergmann & C.J. Bonatto *Detection of an [OIII] $_{\lambda 5007}$ radiation cone in the nuclei of NGC 1365 and 7582*, 1991, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **250**, 138–143.
- [Streibl, 1984] N. Streibl, *Phase imaging by the transport equation of intensity*, 1984, *Opt. Comm.* **49**, pp.6–10.
- [Tacconi–Garman et al., 1993] L.E.Tacconi–Garman, A. Eckart, R. Genzel, A. Sternberg, *Sub-arcsecond JHK imaging of the Seyfert 1 galaxy NGC 7469*, 1993, *Bull. American. Astron. Soc.* **183**, 30.05.
- [Takami et al., 1995] H. Takami, M. Iye, N. Takato, Y. Hayano, M. Otsubo, K. Nakashima, *SUBARU adaptive optics program*, October 2–6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.43–48, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Teague 1983] M.R. Teague, *Deterministic phase retrieval: a Green's Function solution*, 1983, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, pp.1434–1441
- [Telesco, 1988] C.M. Telesco, *Enhanced star formation and infrared emission in the centers of galaxies*, 1988, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **26**, pp.343–376
- [Telesco, 1993] C.M. Telesco, ???, 1993, dans *Infrared Astronomy*, Cambridge University Press, A. Mampaso, M. Prieto, F. Snchez, Eds.
- [Terlevich et al., 1992] R. Terlevich, G. Tenerio–Tagle, J. Franco, J. Melnick, *The starburst model for active galactic nuclei – The Broad Line Region as supernovæ remanants evolving in a high-density medium*, 1992, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **255**, 713.

- [Terlevich et al., 1995] R. Terlevich, G. Tenerio–Tagle, M. Rozyczka, J. Franco, J. Melnick, *The starburst model for active galactic nuclei – II. The nature of the lag*, 1995, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **272**, 198.
- [Terlevich et al., 1996] R. Terlevich, J. Melnick, *Starburst vs. monsters: the VLTI has the last word*, June 1996, ESO Workshop on “Science with the VLT Interferometer”, Garching bei München.
- [Teuben et al., 1986] P.J. Teuben, R.H. Sanders, P.D. Atherton, G.D. van Albada, *Kinematics and dynamics of the central region in the barred galaxy NGC 1365*, 1986, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **221**, 1–13.
- [Tsetanov & Petrosian, 1995] Z.I. Tsetanov & A.R. Petrosian, *HII region populations in Seyfert galaxies. I. Database*, 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 297–308.
- [Tyson, 1991] R.K. Tyson, *Principles of adaptive Optics*, 1991, Academic Press Inc.
- [Ulvestad et al., 1987] J.S. Ulvestad, S.G. Neff, A.S. Wilson, *Radio structure in the inner 1 arcsecond of NGC 1068*, 1987, *Astron. J.* **93**, 22.
- [de Vaucouleurs & de Vaucouleurs, 1961] , G. de Vaucouleurs & A. de Vaucouleurs, *Classification and radial velocities of bright southern galaxies*, 1961, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **68**, 69–87.
- [Véran et al., 1997] J–P. Véran, *Estimation of the adaptive optics exposure point spread function using control loop data*, en préparation.
- [Véron–Cetty & Véron, 1993] M–P. Véron–Cetty, P. Véron, *A catalogue of quasars and active nuclei (6th Edition)*, 1993, ESO Scientific Report, 13,1.
- [Wampler, 1992] E.J. Wampler, *FFT Removal of Pattern noise in CCD images*, décembre 1992, The Messenger.
- [Williams et al., 1996] D.R. Williams, J. Liang, D.T. Miller, *Adaptive optics for the human eye*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, p.145.
- [Wilson et al., 1991] A.S. Wilson, T.T. Helfer, C.A. Haniff, M.J. Ward, *The starburst ring around the Seyfert nucleus in NGC 7469*, 1991, *Astrophys. J.* **381**, 79.
- [Winker, 1991] D.M. Winker, *Effect of a finite outer scale on the Zernike decomposition of atmospheric optical turbulence*, 1991, *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, pp.1568–1573 (Vol. 8).
- [Wynn–Williams, 1987] C.G. Wynn–Williams, *Star Forming regions*, 1987, IAU Symp No 115, 587, M. Peimbert & J. Jugaku Eds.

- [Wizinowich et al., 1995] P.L. Wizinowich and A.D. Gleckler, *Keck adaptive optics program*, October 2–6, 1995, OSA/ESO Topical Meeting on Adaptive Optics, pp.31-33, ESO Conference and Workshops Proceedings 54, M. Cullum Ed.
- [Wizinowich et al., 1996] P.L. Wizinowich, D.S. Acton, A. Gleckler, T. Gregory, P. Stomski, K. Avicola, J. Brase, H. Friedman, D. Gavel, C. Max, *W.M. Keck observatory adaptive optics facility*, Adaptive Optics, Vol. 13, 1996 OSA Technical Digest series, p.8.