



HAL
open science

VALIDATION SUR LE CIEL DU CONCEPT D'ÉTOILE LASER POLYCHROMATIQUE

Julien Girard

► **To cite this version:**

Julien Girard. VALIDATION SUR LE CIEL DU CONCEPT D'ÉTOILE LASER POLYCHROMATIQUE. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT : . tel-00106328v1

HAL Id: tel-00106328

<https://theses.hal.science/tel-00106328v1>

Submitted on 20 Oct 2006 (v1), last revised 24 Oct 2006 (v2)

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.

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON I

Thèse de Doctorat

en

Physique & Astrophysique

présentée par

Julien GIRARD

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Claude Bernard - Lyon I

(arrêté du 25 Avril 2002)

**Validation sur le ciel
du concept
d'étoile laser polychromatique**

Soutenue le 19 Octobre 2005

devant le jury composé de

Jacques Bergeat	président du jury
Simone Esposito	rapporteur
Jean-Louis Monin	rapporteur
Denis Mourard	examineur
Renaud Foy	<u>directeur de thèse</u>

Thèse préparée au sein du CRAL/Observatoire de Lyon

À mes parents

Remerciements

Il n'est pas aisé et encore moins anodin de dire merci. Je vais tenter de le faire scrupuleusement sans oublier les personnes ou les groupes de personnes qui m'ont aidé, soutenu, encouragé, ou qui simplement ont été là, de près ou de loin, pour moi et mon bonheur.

En tout premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse Renaud Foy qui a accepté de me "prendre en thèse" à l'automne 2001 et qui m'a offert un sujet passionnant, scientifiquement riche et ambitieux. J'ai un profond respect pour Renaud et son travail. Très bon physicien, il a travaillé et publié dans de nombreux domaines de l'astronomie depuis les années 70, souvent en marge de "ce que tout le monde fait". Aujourd'hui, il détient une culture scientifique impressionnante et a un réel bonheur à la communiquer. Nous avons connu des moments difficiles mais je pense avoir beaucoup appris de lui et de l'équipe AIRI. Je remercie Françoise Foy notamment pour son soutien moral et logistique, Eric Thiébaud qui a maintes fois débloqué ma situation grâce à d'astucieux algorithmes et qui est aussi talentueux et compétent que jovial et serviable. Je remercie Michel Tallon qui a toujours de bonnes idées et met souvent "le doigt où ça fait mal", Isabelle Tallon. Je remercie chaleureusement Xavier Rondeau, mon plus que digne successeur sur *ELP-OA*. Nous avons vécu une mémorable campagne d'observation à l'OHP ainsi que beaucoup de moments complices à l'Observatoire.

Je remercie bien entendu mes rapporteurs Simone Esposito et Jean-Louis Monin qui se sont donnés la peine de lire mon manuscrit (tapuscrit ?) cet été 2005, à leur retour de vacances. Simone, qui était resté un mois dans l'équipe au printemps, est revenu spécialement d'Italie pour ma soutenance. Jean-Louis qui était mon directeur de DEA à Grenoble (Master 2 aujourd'hui), m'a d'abord admis dans "sa" formation puis beaucoup soutenu pour que j'obtienne ma bourse de thèse à Lyon sur ce sujet. Je lui suis triplement reconnaissant ! Je remercie Denis Mourard - qui représente plus ou moins la communauté HRA en France - d'avoir accepté d'examiner ma thèse et de proposer des modifications et corrections dans un temps imparti très court. Je remercie naturellement Jacques Bergeat qui a présidé mon jury.

Je n'oublie pas mes collègues de l'Observatoire. Un grand merci aux équipes techniques, en particulier aux mécaniciens Jean-Pierre Dubois et Michel Chatagnat, et Didier Boudon, à l'électronicien Dominique Dubet et ses stagiaires que j'ai pu co-diriger autour des sismomètres (Thierry, David, les deux Belkacem), aux informaticiennes méritantes MHL et MCM. Les secrétaires ont toujours été sympathiques avec moi et m'ont facilité la vie. J'ai apprécié le soutien moral de tous les jours de Pierre Ferruit, Jeff Gonzalez, Hélène Courtois, les "Pécontaux", discuter avec Eric Emsellem, Gilles Adam, Hervé Wozniak, Julien Devriendt, etc. Je remercie chaleureusement Gaby, véritable réincarnation de Coluche (très rare spécimen) et Christian Blanc qui fait de l'Observatoire et son parc un lieu de travail, de jeux (si si) merveilleux.

Je salue Emilie Jourdeuil-Wernli et Christophe Bonnaud, mes "camarades de galère" ainsi que Florence Laurent, Ivana Stoklasova, Clémentine Béchet, Fabien Wernli, Loïc Chevallier, Thierry Sousbie, Nicolas Champavert, Xavier Gnata, Aurélien Jarno, Ferréol Soulez, Gaelle Dumas, Dylan Tweed, et tous les autres étudiants et membres non-permanents, "population défa-

vorisée” des laboratoires de recherche. J’ai beaucoup apprécié les discussions avec le personnel du services Optique et Projets, notamment François Hénault, Edgard Renaud, Johan Kosmalski, Slimane Djidel, Magalie Loupias, etc.

Comme j’ai omis de remercier beaucoup de personnes lors de la publication de mes mémoires de Master (américain en 2000 et DEA en 2001), je profite de l’occasion pour le faire ici. Ces personnes qui me sont chères, m’ont aidé à en arriver là. Il y a les personnes rencontrées à Salt Lake City : Lawrence Wiencke, Reid Mumford, Richard Gray, Sara Eriksson, Dmitry “Mitya” Tsigankov, Imad Barsoum, Gurpreet Singh Dhillon, Yas Shimizu, Chris Butson, Caroline Dubois, Christian Hehl, Steffi Becker, Patrick Dudley, Wissam Siblini, etc., mes camarades de DEA et autres grenoblois : Vincent Piétu, Hervé Bouy, Régis Lachaume, Ana Monteiro Tomas, Eric Tatulli, Patrick Rabou (opticien qui a jeté un oeil avisé sur ma manip), Sylvain Moreggia, mes camarades d’IUT : Mathieu Rousset et Daniel Lamarche.

Certains professeurs m’ont donné goût à la physique et aux sciences en général : il y eu en particulier celui au Collège qui ressemblait à Marcel Pagnol, Messieurs Métral et Carrez au lycée, André Bétemps (qui m’a accepté dans la promotion MPh de l’IUT après un entretien sincère), et bien d’autres car la profession ne manque pas de gens fantastiques et passionnés.

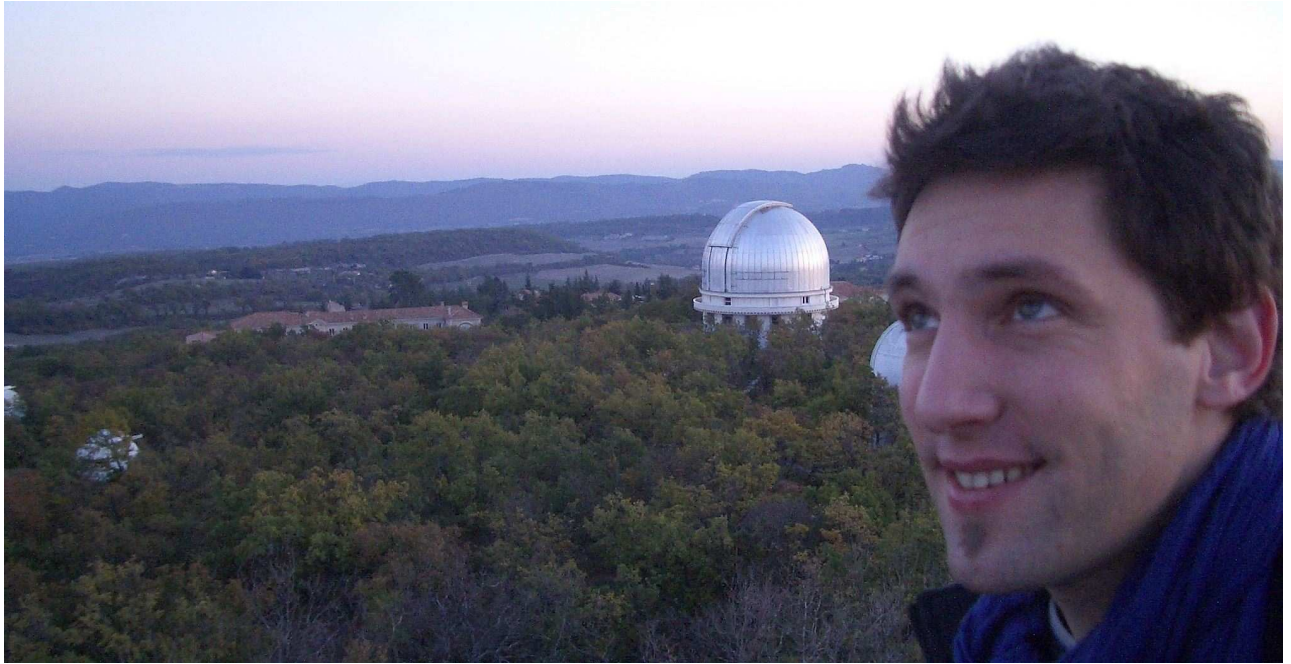
Bien sûr, je remercie du fond du coeur toute ma famille aussi grande soit elle. Mon ouverture d’esprit et mon sens critique viennent de là : mes formidables parents, mon artiste de frère Antoine, ma douce et généreuse soeur Aline, Jérémie, mes tantes Anne, Béatrice, Cécile, Bernadette, et Marie-Jeanne, mes deux grand-mères Hermance et Madeleine, décédées pendant la préparation de cette thèse, tous mes oncles, mon parrain Michel, mes cousins/cousines, le pépère, et bien sûr le grand patriarche : docteur Victor Girard qui “sévit” encore pour notre bonheur à tous. Je dit également merci aux familles Mourier, Héraud, amis depuis presque toujours, et à la famille “Bratsch”, marmite musicale exceptionnelle dans laquelle je suis tombé dès ma naissance !

Kambiz Fathi et Paul Noulet m’ont infiniment aidé alors que je traversais une période très difficile de ma vie. Ils comptent énormément pour moi car on a partagé des moments inoubliables et ni le temps ni la distance ne peuvent altérer nos amitiés mutuelles : un grand MERCI pour ces deux amis très très spéciaux !

Je remercie chaleureusement tous mes amis grâce à qui je me suis épanouie dans ma vie lyonnaise, mes nombreux colocataires qui m’ont supporté (Emma, Leslie, Alexandra, Vera, Sophie, Cédric, Amélie, Andrea, Lone, et ma “frangine” Manon), *meu professor Luciano e minha galera de capoeiristas*, Armelle, Christine, Maïwenn, Camille, Reine-Laure, Victor & Pauline, Jean-Christian, les musiciens et danseurs que je connaît, tous plus talentueux les uns que les autres et notamment Gérard, Benouche, David Kurt, Fred (présents pour ma soutenance!), Joan, Erwan, Damien, Clément, Alice, Kader, Rotha, etc. Je tiens à remercier également mes amis annéciens et apparenté(e)s avec qui je continue de passer des moments très agréables : Alex, Nico, Olivier & Marie, Vanina & Gabriel, Stéphane & Simona, Manu & Joelle, Pédro, Eric, Bouns, Emeric, Gabouin, Bastien, Rico, Nicolai, etc !

Enfin, je remercie le conseil scientifique de l’Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) qui a soutenu mon projet et financé l’achat du détecteur. J’ai fait usage pour la bibliographie du Centre de données astronomiques de Strasbourg (CDS) couplé au serveur d’*abstracts* de la NASA (NASA ADS) ainsi que de la banque d’articles électroniques arXiv. Les logiciels utilisés pour mon travail sont principalement issus l’informatique libre : Yorick pour les calculs, L^AT_EX pour les publications (dont cette thèse) et autres présentations.

Je sais pertinemment que j’ai commis des oublis et utilisé maintes fois le terme “etc.” mais je pense qu’il est plus que raisonnable d’arrêter là, à pratiquement deux pages !



Merci à toutes et tous !

Muito obrigado!

Thanks a lot

Muchos gracias

Tack så mycket

Spas

Arigato

...

Résumé

La turbulence atmosphérique baisse considérablement la résolution angulaire au foyer des grands télescopes terrestres. L'optique adaptative (OA) corrige les distorsions de front d'onde mesurées à l'aide d'une source de référence brillante à proximité de la ligne de visée. Dans le domaine du visible, la probabilité de disposer d'une étoile naturelle de référence est infime. L'étoile laser remédie à ce problème sauf pour la pente du front d'onde (ou *tilt*) qui demeure non corrigée. L'étoile laser polychromatique permettra l'utilisation de l'OA avec une couverture totale du ciel. Basée sur la chromaticité du *tilt*, il s'agit de créer une référence multicolore dans l'atmosphère et de mesurer le *tilt* différentiel à deux longueurs d'onde distinctes pour remonter au *tilt* lui-même. Dans cette thèse, je décris l'expérience *ATTILA*, conçue pour prouver la faisabilité de ce concept en conditions astronomiques. Des observations menées à l'Observatoire de Haute-Provence sur des étoiles naturelles ont permis d'établir la relation de proportionnalité entre le *tilt* et le *tilt* différentiel pour la première fois. Un suivi en temps réel montre une bonne corrélation entre les deux signaux. La précision de mesure obtenue sur la pente (environ une tache d'Airy) ouvre la voie pour le futur démonstrateur *ELP-OA* avec lasers. Ce travail a nécessité une caractérisation approfondie d'un détecteur pourvu de la récente technologie *EMCCD* ainsi que le développement et les tests de sismomètres pendulaires dédiés à la mesure des vibrations angulaires de télescope.

Abstract

The atmospheric turbulence affects image quality and causes angular resolution losses at the focus of large ground based optical telescopes. Real time adaptive optics (AO) corrects wave front distortions measured with at least one bright reference source located within a tiny isoplanatic angle from the science object. At visible wavelengths, the probability to find one such natural star is ridiculously small. The laser guide star (LGS) solves the problem but the overall wavefront slope (referred here as tilt) remains undetermined. The Polychromatic Laser Guide Star will allow the use of AO with full sky coverage. Based on the tilt chromaticity, a multicolor reference spot is created in the upper atmosphere and the differential tilt is measured between two wavelengths to retrieve the tilt itself. In the present thesis, I describe ATTILA, an experiment designed to prove the feasibility of the concept in astronomical conditions. Observations carried on at Observatoire de Haute-Provence on natural stars allowed us to establish the proportionality law that links the tilt and the differential tilt for the first time. A temporal monitoring of the two signals shows a good correlation. The accuracy obtained on the slope (about one Airy disk) let us be optimistic for the future full ELP-OA demonstrator with lasers. This work required an in-depth characterization of a detector featuring the novel EMCCD technology as well as the implementation and tests of pendular seismometers dedicated to measure telescope angular vibrations.

Table des matières

Introduction	27
I De la turbulence atmosphérique à ELPOA et son contexte actuel	37
I.1 Notions d'imagerie optique à travers la turbulence atmosphérique	37
I.1.1 Diffraction par un télescope	37
I.1.2 Relation fondamentale de l'imagerie	38
I.1.3 Physique de la turbulence atmosphérique	40
I.1.3.1 Réfraction et dispersion	41
I.1.3.2 Modélisation : Kolmogorov	43
I.1.3.3 Décomposition de la surface d'onde	44
I.1.3.4 Angles d'arrivée et pente	47
I.1.3.5 Analyse et reconstruction du front d'onde	49
I.1.3.6 Variance et anisoplanétisme de tilt	50
I.1.3.7 Utilisation d'une source artificielle laser	51
I.1.4 Imagerie en présence de turbulence atmosphérique	52
I.1.4.1 Imagerie longue pose	52
I.1.4.2 Imagerie courte pose	53
I.1.4.3 Solutions pour contrecarrer la turbulence atmosphérique .	54
I.2 Optique adaptative et étoile laser	55
I.2.1 L'optique adaptative	55
I.2.1.1 Principe de l'optique adaptative	55
I.2.1.2 Définitions en l'optique adaptative	56

I.2.1.3	Limitations de l'optique adaptative	58
I.2.1.4	Approches en optique adaptative	60
I.2.1.5	Optique adaptative : systèmes existants et futurs	61
I.2.2	L'étoile laser	61
I.2.2.1	Concept d'étoile laser	61
I.2.2.2	Les étoiles laser	61
I.2.2.3	Limitations et solutions	64
I.2.2.4	Effets sur la pupille et la FEP	70
I.2.3	Solutions aux problèmes de la pente et de la couverture du ciel	71
I.2.3.1	OA double-canal (Dual AO)	71
I.2.3.2	Tilt mesuré en IR	72
I.2.3.3	Technique de la perspective	72
I.2.3.4	L'étoile laser polychromatique	73
I.3	L'ELP	74
I.3.1	Principe de l'ELP	74
I.3.2	Processus d'excitation	74
I.3.3	Limitations et solutions	75
I.3.3.1	Flux à 330 nm et saturation	75
I.3.3.2	Vibrations du télescope	76
I.3.3.3	Effet de cône	76
I.4	Contexte ELPOA	76
I.4.1	Un démonstrateur	76
I.4.2	Etat de l'art	78
I.4.2.1	Mesures photométriques laser : PASS-I & II	78
I.4.2.2	Mesures du tilt : MatilD	79
I.4.2.3	Résultats de MaTilD	79
I.4.3	Objectif de la thèse pour ELPOA	81

II	Conception et spécifications d'ATTILA	83
II.1	Une nouvelle expérience	83
II.1.1	Cahier des charges	83
II.1.1.1	Sources	83
II.1.1.2	Précision requise	83
II.1.1.3	Échantillonnage temporel	84
II.1.1.4	Échantillonnage spatial	84
II.1.1.5	Échantillonnage spectral	86
II.1.1.6	Qualité optique et aberrations	86
II.1.1.7	Reflats	87
II.1.2	Rapport signal/bruit	87
II.2	Description d'ATTILA	88
II.2.1	Choix des longueurs d'onde	88
II.2.2	Concept optique	88
II.2.3	Contraintes sur les éléments optiques	90
II.2.3.1	Catadioptrisme	90
II.2.3.2	Coût et taille des optiques	91
II.2.3.3	Diamètre des faisceaux collimatés	91
II.2.3.4	Ultra-Violet	92
II.2.4	La configuration optique d'ATTILA	92
II.2.4.1	Simulation du télescope de 1,52 m de l'OHP	92
II.2.4.2	Collimateur	93
II.2.4.3	Séparation chromatique des faisceaux	94
II.2.4.4	Canaux spectraux	95
II.2.4.5	Imageur de sortie	95
II.2.5	Efficacité photométrique	96
II.2.6	Qualité image et aberrations	98

II.2.7	Evolutions futures	100
II.2.7.1	Utilisation avec lasers	100
II.2.7.2	Couplage avec une optique adaptative	101
II.2.7.3	ELP-OA au CFHT?	102
II.3	Suggestions d'améliorations	104
II.4	Propriétés	104
II.4.1	Caractéristiques principales	104
II.4.2	Liste détaillée des composants	104
II.5	Conclusion	104
III	Etude du détecteur	111
III.1	Choix du détecteur	111
III.1.1	Nos besoins	111
III.1.1.1	Couverture spectrale	111
III.1.1.2	Sensibilité, dynamique, et cosmétique	112
III.1.1.3	Rapidité	113
III.1.2	Technologies disponibles sur le marché	114
III.1.2.1	CCDs classiques	114
III.1.2.2	Photo-cathodes GaAs & ICCD	114
III.1.2.3	EMCCD : multiplication de charges avant lecture	114
III.1.3	Arrêt du choix	117
III.2	Principe et théorie des EMCCD	117
III.2.1	Principe	117
III.2.2	Formules	118
III.2.2.1	Conversion du signal	118
III.2.2.2	Facteur de bruit d'amplification	119
III.2.2.3	Bruit de photons (<i>shot noise</i>)	119

III.2.2.4	Bruit de lecture équivalent	120
III.2.2.5	Bruit de courant d'obscurité	120
III.2.2.6	Bruit total	120
III.2.2.7	Rapport signal sur bruit	121
III.2.2.8	Efficacité quantique équivalente	121
III.2.3	Modes opératoires	122
III.3	Propriétés de la Cascade	123
III.3.1	Description de la Cascade : 650	123
III.3.1.1	Lecture : technologie à transfert de trame	123
III.3.1.2	Echantillonnage spatial	123
III.3.1.3	Dynamique et échantillonnage en amplitude	124
III.3.1.4	Efficacité de transfert de charge	124
III.3.1.5	Echantillonnage temporel	124
III.3.1.6	Sensibilité	125
III.3.1.7	Binning vertical	125
III.3.1.8	Gain multiplicatif	126
III.3.2	Données "constructeur"	126
III.3.3	Autres données nécessaires	126
III.4	Opération de la Cascade	127
III.4.1	Acquisition	127
III.4.1.1	Logiciels	127
III.4.1.2	Modes d'acquisition	127
III.4.2	Cadence	128
III.4.2.1	Cadence en fonction du temps de pose	128
III.4.2.2	Cadence en fonction du "bin vertical"	129
III.4.3	Contraintes liées au refroidissement	129
III.4.3.1	Température de la pièce	129

III.4.3.2	Turbulence locale	131
III.4.4	Synchronisation & chronogrammes	131
III.5	Caractérisation de la Cascade	132
III.5.1	Formulation	132
III.5.2	Linéarité et CTE	133
III.5.3	Un curieux biais supplémentaire	133
III.5.4	Estimation du bruit de lecture	134
III.5.5	Mesure du gain multiplicatif	135
III.5.6	Champ obscur	136
III.5.7	Influence de M sur le champ obscur	137
III.5.8	Estimation du courant d'obscurité	138
III.5.9	Influence du bin vertical sur le champ obscur	138
III.5.9.1	Influence de la fréquence de lecture	140
III.5.10	Modélisation du champ obscur	140
III.5.11	Dérives du champ obscur	141
III.5.11.1	Dérive temporelle	141
III.5.11.2	Dérive thermique	141
III.5.12	Influence des divers paramètres sur les autres composantes	142
III.5.12.1	Influence de la vitesse de lecture	142
III.5.12.2	Influence du bin Y	142
III.5.12.3	Influence de M	143
III.5.13	Champ plat	143
III.5.14	Cosmétique	144
III.6	Conclusion	145

IV Sismomètres pour la mesure des mouvements mécaniques parasites	147
IV.1 Nos besoins pour ELP-OA	147
IV.1.1 Un prototype	147
IV.1.2 Un système complet de compensation des vibrations	148
IV.1.3 Principe physique	149
IV.2 Formalisme du système	150
IV.2.1 Equation du mouvement	150
IV.2.2 Fonction de transfert électro-mécanique	151
IV.2.3 Couplage avec un miroir tip/tilt	152
IV.2.4 Dimensionnement et paramétrisation	153
IV.2.5 Conditionnement et échantillonnage du signal	155
IV.2.6 Asservissement	155
IV.2.7 Acquisition	156
IV.2.8 Duplication	156
IV.3 Tests en vue d'ATTILA-I et II	157
IV.3.1 Réponse en fréquence	157
IV.3.2 Synchronisation avec la caméra	157
IV.3.3 Densité spectrale de puissance	158
IV.4 Améliorations et tests en vue d'ATTILA-III et plus	160
IV.4.1 Robustesse	160
IV.4.2 Etalonnage en amplitude	160
IV.4.3 Equilibrage et orientation	160
IV.4.4 Fonctionnement et synchronisation	161
IV.4.5 Caractérisation et tests	161
IV.5 Utilisation de roulements à billes ?	163
IV.6 Projection des mesures des sismomètres.	163
IV.7 Contraintes pour l'utilisation d'un miroir tip/tilt	165

IV.7.1	Consigne	165
IV.7.2	Dynamique angulaire	165
IV.7.3	Bande passante et linéarité	165
IV.8	Conclusion	166
V	Observations, relation $\theta = f(\Delta\theta)$, et perspectives futures	167
V.1	Description du centre de gravité	167
V.2	Biais et bruits	168
V.2.1	Bruit de photons	168
V.2.2	Fenêtrage	169
V.2.2.1	Limites physiques du détecteur	169
V.2.2.2	Diffraction par le diaphragme de champ	169
V.2.3	Bruits numériques	170
V.2.3.1	Bruit numérique spatial : BNS	170
V.2.3.2	Bruit numérique d'amplitude : BNA	171
V.2.4	Effet des bruits additifs : BA	171
V.2.5	Chromatisme instrumental	172
V.3	Pré-traitement des données ATTILA-II	172
V.3.1	Méthode d'extrapolation du champ obscur	172
V.3.1.1	Masque	173
V.3.1.2	Moindres carrés linéaires	174
V.3.1.3	Qualité du CO obtenu	175
V.3.1.4	Bruit introduit	175
V.3.2	Champ plat	175
V.3.3	Procédure complète de pré-traitement	175
V.4	Observations	177
V.4.1	Images	178

V.4.1.1	Allure générale	178
V.4.1.2	Rayons cosmiques et cosmétique	179
V.4.2	Turbulence	180
V.4.2.1	Seeing et tilt	180
V.4.2.2	Speckles	181
V.4.2.3	Bruit de speckle	181
V.4.2.4	Turbulences locales et autres effets achromatiques	181
V.4.3	Photométrie	182
V.4.3.1	Flux observés	182
V.4.3.2	Comparaison avec les flux prédits	182
V.5	Résultats	183
V.5.1	Tilt différentiel en fonction du tilt différentiel	183
V.5.2	Tilt différentiel vs tilt	185
V.5.2.1	Régression linéaire orthogonale	186
V.5.2.2	Sélection de points	186
V.5.2.3	Pente mesurée et pente théorique	187
V.5.2.4	Effet du diamètre de la fenêtre	187
V.5.2.5	Correction trame à trame du tilt	189
V.5.3	Effet des vibrations/mouvements mécaniques	190
V.5.3.1	Données des sismomètres	190
V.5.3.2	Correction des vibrations	193
V.5.4	Grandissement différentiel	195
V.5.5	Intervalles spectraux réels	195
V.6	Discussion	196
V.6.1	Précision	197
V.6.1.1	Sur le tilt différentiel	197
V.6.1.2	Précision sur le tilt calculé à partir du tilt différentiel	197

V.6.1.3	Précision par rapport aux objectifs d'ELP-OA	198
V.6.2	Habilité à corriger le tilt	198
V.6.2.1	Suivi temporel	198
V.6.2.2	Performance actuelle	198
V.6.3	Incompréhensions	198
V.6.4	Possibilités d'améliorations	199
V.7	Perspectives et améliorations futures	200
V.7.1	Améliorations d'ATTILA en vue du démonstrateur	200
V.7.1.1	Améliorations optiques	200
V.7.1.2	Détecteur	201
V.7.1.3	Amélioration du traitement	201
V.7.2	Le démonstrateur ELP-OA	201
V.7.2.1	Les voies spectrales	201
V.7.2.2	Le laser sans mode	201
V.7.2.3	Emploi des sismomètres	202
V.7.2.4	Couplage avec un système d'optique adaptative	202
V.7.2.5	Changement de site	202
V.7.3	Perspectives pour ELP-OA	204
V.7.3.1	Restauration de phase	204
V.7.3.2	Systèmes à l'étude et améliorations futures	205
V.7.4	Au delà d'ELP-OA	207
V.7.4.1	Casser les agrégats mésosphériques	207
V.7.4.2	Une étoile laser blanche	207
V.7.5	Autres applications	208
V.7.5.1	Destruction de météorites et de débris	208
V.7.5.2	Communications optiques	208

Conclusion	211
A Rappel sur les processus aléatoires	223
A.1 Variable aléatoire	223
A.2 Processus aléatoire	223
B Restauration de la phase	227
B.1 Méthode	227
B.1.1 Modèle des images	227
B.1.2 Images reconstruites à partir de la phase	228
B.2 Résultats sur des données simulées	229
C Actes des présentations d'ELP-OA et d'ATTILA en conférence	231
C.1 Foy et al. Adaptive Optical System Technologies II. SPIE, Volume 4839, pp. 484-491 (2003)	232
C.2 Girard & Foy SF2A-2002 EdP-Sciences, Conference Series, p.209	240
C.3 Foy et Girard SF2A-2002 EdP-Sciences, Conference Series, p.173	243
C.4 Foy et al. SF2A-2003 EdP-Sciences, Conference Series, p. 339.	249

Table des figures

A	Spectre électro-magnétique et échelles astrophysiques	28
B	Objets astrophysiques	29
C	Prévisions du rapport de Strehl de tilt.	31
D	Variation de l'indice de réfraction de l'air	32
I.1	Imagerie : diffraction par un télescope et effet de la turbulence	38
I.2	Nuages, traceurs des ondes de cisaillement	41
I.3	Coefficient de structure d'indice C_N^2	44
I.4	Comparaison des modèles de Kolmogorov et Von Karman.	45
I.5	Premiers modes de décomposition de la surface d'onde.	46
I.6	Images courtes poses au foyer d'un télescope avec et sans turbulence.	53
I.7	Principe de l'OA	56
I.8	Exemple de correction par l'OA.	57
I.9	Couverture du ciel à Strehl donné pour deux longueurs d'onde.	59
I.10	Principe de l'étoile laser.	62
I.11	Création d'une étoile artificielle : processus de diffusion.	63
I.12	Exemples d'étoiles artificielles Rayleigh.	64
I.13	Exemples d'étoiles artificielles Sodium pour l'infra rouge.	65
I.14	Effet de cône.	66
I.15	Correction de l'effet de cône par l'utilisation de plusieurs étoiles laser.	67
I.16	Effet de la variation de profil de densité de la couche de sodium.	68
I.17	Le problème de la pente	70

I.18	Domaine d'isoplanétisme de <i>tilt</i> au Keck.	71
I.19	Principe de la détermination du <i>tilt</i> par la méthode de la perspective. . .	73
I.20	Le concept de l'étoile laser polychromatique.	75
I.21	Diagramme des niveaux d'énergie du sodium.	76
I.22	Excitation dans la mésosphère	77
I.23	Tirs laser photométriques	78
I.24	Source artificielle polychromatique	79
I.25	Présentation générale de <i>MaTilD</i>	80
I.26	Résultats de l'expérience <i>MaTilD</i>	81
II.1	Rapport signal sur bruit conditionné par quatre paramètres.	88
II.2	Concept optique de <i>PASS</i>	90
II.3	Concept optique d' <i>ATTILA</i>	91
II.4	Simulation du Télescope 1,52 m de l'OHP	93
II.5	<i>ATTILA</i> alimenté par le simulateur de télescope.	94
II.6	Système de séparation "spatio-chromatique" composé de six dichroïques. .	95
II.7	Efficacité photométrique normalisée : spectre d'Alkaid	97
II.8	Spectre d'Alkaid à travers l'atmosphère, le télescope, et <i>ATTILA</i>	97
II.9	Spectre de Capella à travers l'atmosphère, le télescope, et <i>ATTILA</i>	98
II.10	Vue rapprochée d' <i>ATTILA</i> et tracé de rayons.	100
II.11	Etude du couplage d' <i>ATTILA</i> avec un système d'OA à courbure.	102
II.12	<i>ATTILA</i> au <i>CFHT</i>	103
III.1	Technologie <i>EMCCD</i> versus <i>CCD</i> classique.	115
III.2	Efficacités quantiques équivalentes des <i>EMCCD</i> et <i>ICCD</i>	117
III.3	Cascade : 650, notre détecteur.	118
III.4	Processus d'amplification des charges par <i>Impact Ionization</i>	119
III.5	Bruit de lecture et courant d'obscurité en fonction de <i>M</i>	121

III.6	Efficacité quantique équivalente de la cascade pour plusieurs gains M	125
III.7	Fréquence trame mesurée en fonction du temps de pose demandé.	129
III.8	Fréquence trame en fonction du temps de pose et du bin vertical.	130
III.9	Fréquence trame en fonction du bin vertical pour plusieurs temps de pose.	131
III.10	Mesures du gain multiplicateur M	136
III.11	Moyenne du champ obscur en fonction du gain M	138
III.12	Carte de champ obscur en fonction du gain M dans la plage utile.	139
III.13	Effet du bin vertical sur le champ obscur.	139
III.14	Effet de la fréquence de lecture sur le champ obscur.	140
III.15	Modèles de champ obscur.	141
III.16	Dérive temporelle du champ obscur.	142
III.17	Compensation de la dérive temporelle du fond.	143
III.18	Fluctuations non thermiques du champ obscur.	144
III.19	Carte de CP et coupes.	145
IV.1	Schéma du système de compensation des vibrations	148
IV.2	Les deux sismomètres sanglés sur le télescope	149
IV.3	Le schéma du principe du sismomètre pendulaire	150
IV.4	Erreur de la fonction de transfert du sismomètre.	153
IV.5	Schéma du système d'asservissement d'un sismomètre.	154
IV.6	Temps de commutation des sismomètres.	156
IV.7	Réponse en fréquence.	158
IV.8	Synchronisation des sismomètres avec la caméra	158
IV.9	Représentation du télescope.	164
V.1	Exemple de masque moyen (tronqué).	174
V.2	Procédure de pré-traitement d'une séquence.	177
V.3	Alignement au foyer coudé du télescope 152 de l'OHP.	179

V.4	Capella “vue” à travers <i>ATTILA</i>	180
V.5	<i>Tilt</i> différentiel : R-B en fonction de J-U.	184
V.6	Relation <i>tilt</i> vs <i>tilt</i> différentiel	185
V.7	η Uma. Régression orthogonale.	187
V.8	<i>Tilt</i> différentiel R-U en fonction du <i>tilt</i> J.	188
V.9	<i>tilt</i> et <i>tilt</i> différentiel en fonction du temps : séquence 25-32.	190
V.10	<i>tilt</i> et <i>tilt</i> différentiel en fonction du temps : séquence 19-06.	191
V.11	Vibrations : spectres de puissance.	192
V.12	Echantillonnage de vibrations : sensibilités absolues des sismomètres . . .	193
V.13	Vibrations : mesures sur le télescope.	194
V.14	Largeur Doppler et structure hyperfine de la transition D2 du sodium . .	202
V.15	Spectre du laser sans mode.	203
V.16	Principe du laser sans mode.. . . .	203
V.17	Laser sans mode : résultats de simulation.	204
V.18	<i>PARSEC</i> : laser innovant pour le VLT	206
V.19	Différents processus d'excitation du sodium.	207
B.1	Génération d'images simulées pour <i>MaTiID</i>	227
B.2	Principe du modèle des images de type <i>MaTiID</i>	228

Liste des tableaux

I.1	Principaux paramètres atmosphériques.	49
II.1	Choix des longueurs d'onde.	89
II.2	Données importantes concernant OHP152.	93
II.3	Intervalles spectraux et perte de cohérence.	95
II.4	Canaux spectraux d' <i>ATTILA</i>	96
II.5	Qualité du front d'onde par canal.	99
II.6	Données importantes concernant <i>ATTILA</i>	104
II.7	Echelles spatiales d' <i>ATTILA</i>	104
II.8	Liste détaillée des six miroirs d' <i>ATTILA</i>	105
II.9	Séparation chromatique par six filtres dichroïques.	107
II.10	Transmission d' <i>ATTILA</i> avec et sans détecteur.	108
II.11	Transmission d' <i>ATTILA</i> et du télescope avec et sans détecteur.	109
II.12	Transmission des filtres interférentiels d' <i>ATTILA</i>	110
III.1	Principales propriétés de la <i>Cascade : 650</i>	123
III.2	Données constructeur additionnelles.	126
III.3	Vitesse de la caméra (f_{trame}) en fonction du temps de pose	129
III.4	Vitesses de lecture en fonction du taux de "binning".	130
IV.1	Valeurs des paramètres du prototype de sismomètre pendulaire.	155
IV.2	Paramètres du moteur des deux sismomètres.	157
V.1	Données concernant deux des meilleures séquences.	178

B.1 Technique de restauration de la phase : résultats de simulation 229

Liste des abréviations

ADC	<i>Analog to Digital Converter</i> Convertisseur Analogique-Numérique (CAN)
ADU	<i>Analog to Digital Unit</i>
AO	<i>Adaptive optics</i> Optique Adaptative (OA).
ASHRA	Action Spécifique Haute Résolution Angulaire
ATs	<i>Auxiliary Telescope(s)</i> Télescope(s) Auxiliaire(s) du VLT (plusieurs ATs de 1.8 m).
ATTILA	<i>ATmospheric Tilt Lab</i> Labo. du tilt atmosphérique.
CCD	<i>Charged Coupled Device</i>
CFH(T)	<i>Canada France Hawaii (Telescope)</i>
CG	Centre de Gravité (Méthode du)
CIC	<i>Clock-Induced Charges</i>
CNRS/INSU	Institut National des Sciences de l'UNIVERS du CNRS
CO	Champ Obscur
CP	Champ Plat
CRAL	<i>Centre de Recherche Astronomique de Lyon</i>
CTE	<i>Charge Transfert Efficiency</i> Efficacité de Transfert de Charge (ETC)
ELP-OA	Etoile Laser Polychromatique et Optique Adaptative voir Foy et al. (1995)
ELTs	<i>Extremely Large Telescope(s)</i>
(EM)CCD	<i>(Electron Multiplying) Charged Coupled Device</i>

ESO	<i>European Southern Observatory</i> Observatoire Européen Austral (OEA)
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> Largeur à Mi-Hauteur (LMH)
GaAs IPCS	<i>Gallium Arsenic PhotoCathod Sensor</i>
HST	<i>Hubble Space Telescope</i> Télescope spatial Hubble.
ICCD	<i>Intensified Charged Coupled Device</i>
LGS	<i>Laser Guide Star</i> Étoile laser de référence (en OA).
LSP	Laboratoire de Spectrométrie Physique (Grenoble)
LSM	Laser Sans Mode (Grenoble)
LVDT	<i>Linear Variable Differential Transformer</i>
MaTILD	Manipulation de Tilt Différentiel voir Vaillant (2002).
MCAO	<i>Multi-Conjugate Adaptive optics</i> Optique Adaptative (OA) multiconjuguée.
MEMS	<i>Micro Electro-Mechanical Systems</i>
NAOS/NACO	<i>Nasmyth Adaptive Optics System / NAos-COnica</i>
NGS	<i>Natural Guide Star</i> Étoile naturelle de référence (en OA).
(N)IR	<i>(Near) Infra Red</i> Infra Rouge (IR) proche.
OHP152	Télescope de 1,52 m de l'Observatoire de Haute Provence.
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
PASS	Polychromatic Artificial Star System voir Schöck et al. (1999).
PLGS	<i>Polychromatic Laser Guide Star</i> Étoile laser polychromatique (de référence, en OA).
PSF	<i>Point Spread Function</i> Fonction d'Étalement de Point (FÉP)
RP	Restauration de la Phase (Méthode de)
TF	Transformée de Fourier

UTs	<i>Unit Telescope(s)</i> Télescope principal du VLT (Quatre UT de 8.2 m).
VASAO	<i>Visible All Sky Adaptive Optics</i>
VLT(I)	<i>Very Large Telescope (Interferometer)</i>
WFS	<i>Wave Front (Sensor)</i> Analyseur de Surface d'Onde (ASO)
UV	Ultra Violet

Introduction

L'astro et moi...

L'astronomie ancienne fut menée par quelques personnes aux talents multiples qui étaient souvent mathématiciens, philosophes, et astronomes de surcroît. L'astronomie s'est diversifiée et ramifiée au cours du temps en de très nombreuses disciplines très largement transversales. On peut dire que l'astronomie pratiquée aujourd'hui rassemble ces trois grandes familles de métiers : la théorie/explication des phénomènes physiques, l'observation/analyse de données, et l'instrumentation/préparation des observations. Une autre catégorie me paraît émerger comme telle : celle des astronomes numériques aussi bien spécialisés dans la modélisation de phénomènes physiques que dans la simulation d'instruments complexes et le traitement élaboré de leurs données.

Les observations apportent des contraintes réelles aux modèles des théoriciens ou les confirment parfois. Les théories ouvrent souvent la voie vers de nouvelles idées d'observations et contraignent même la définition de certains instruments novateurs pour lesquels il n'existe pas encore de données de nature semblable. L'instrumentation fournit les outils aux observateurs, etc. Mon travail s'inscrit dans une démarche de recherche expérimentale qui allie plusieurs de ces disciplines souvent trop cloisonnées entre elles. Cette recherche permet de faire le pont entre les attentes des astronomes observateurs et les nouvelles idées de concept et avancées technologiques pouvant y répondre.

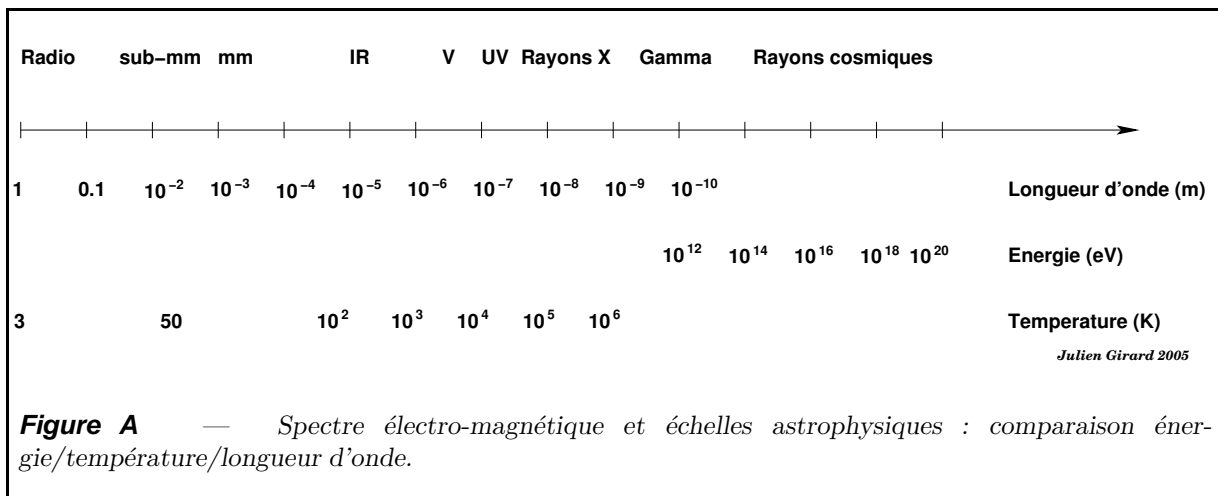
En effet, ma thèse a consisté à prouver la validité d'un concept qui généralisera l'usage de l'optique adaptative sur les grands télescopes terrestres dans le visible. C'est une étape importante du programme *ELP-OA* (*Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative*) qui vise à montrer que l'utilisation de ces télescopes à leur limite de diffraction est possible dans le visible avec une couverture du ciel de 100%. La validité prouvée de ce concept et son exploitation ouvrirait la voie à l'élaboration de nouveaux instruments avec lesquels seront menés de nombreux programmes d'observations débouchant sur de possibles découvertes scientifiques.

Observations astronomiques

Ne pouvant sonder physiquement l'univers qui nous entoure au delà de notre système solaire (les sondes Voyager 1 et 2 lancées en 1977 ont mis 25 ans pour en atteindre les limites), toutes les observations astronomiques reposent sur la détection plus

ou moins directe des ondes et/ou particules qui nous parviennent et des planètes, astéroïdes/météorites, et du vent solaire pour l'étude du système solaire.

Sur la figure A j'expose de manière ultra-simpliste la "zoologie" (non-exhaustive) des objets astrophysiques sur l'échelle du spectre électromagnétique des ondes radio jusqu'aux rayons cosmiques aux énergies extrêmes. Les astrophysiciens jonglent avec des valeurs physiques souvent difficiles à apprécier par l'homme. Entre les étoiles qui peuplent une galaxie, le "vide" est tel (on parle de milieu dilué) que les éventuelles réactions chimiques peuvent durer des millions d'années. A l'inverse, lorsque l'on s'approche des régions centrales et denses de certains objets, la température s'emballe et on assiste à la création et éventuellement l'éjection de particules aux énergies difficilement explicables.



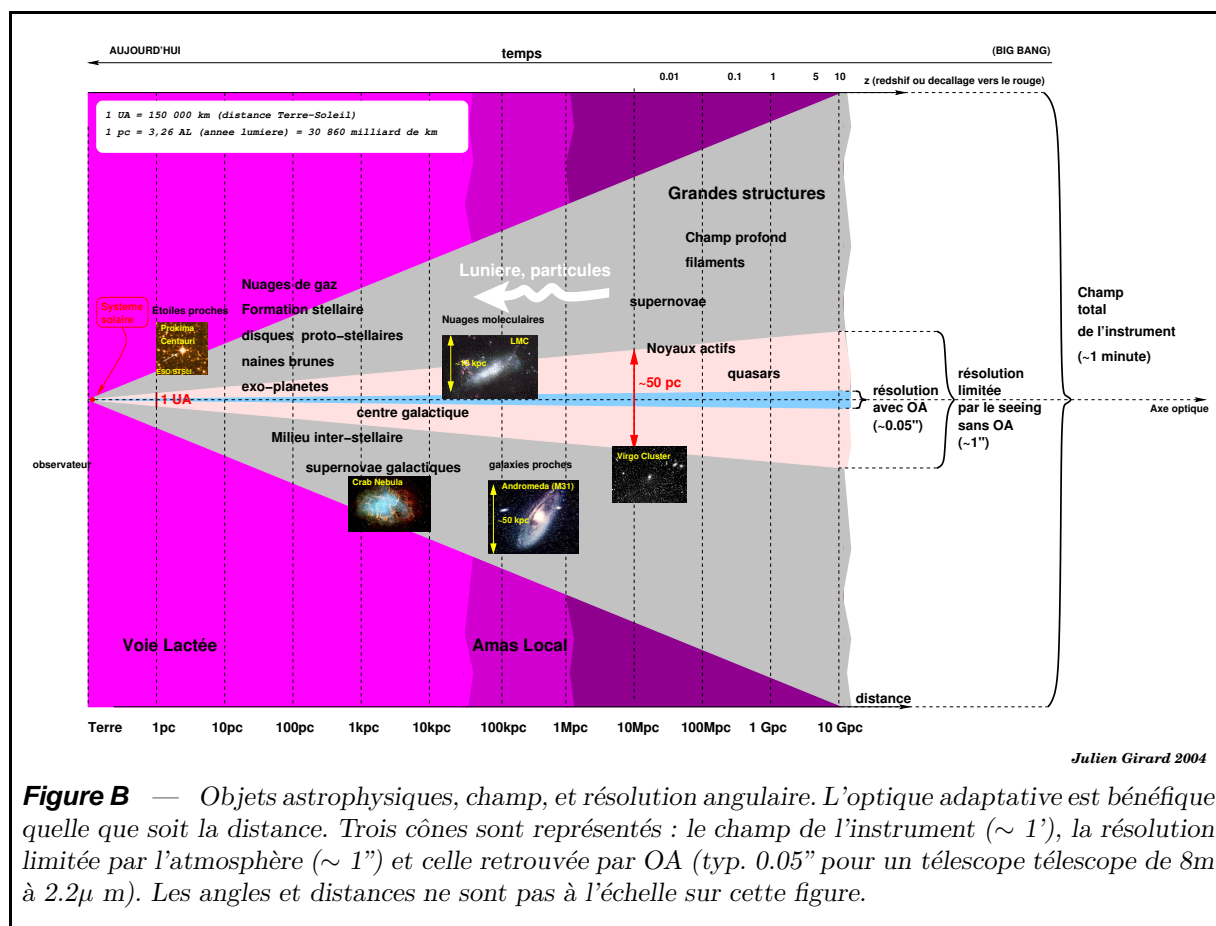
On dit que la majeure partie de l'univers serait composée de matière sombre (dont on n'observe que les effets gravitationnels, etc.) et qu'à peine 4% de l'énergie de l'univers proviendrait de la matière baryonique (celle qui nous compose). Mais les objets baryoniques tels que les galaxies, étoiles, le plasma chaud émetteur de rayons X et les nuages intergalactiques ne compteraient que pour un tiers du budget baryonique total. Néanmoins, l'étude approfondie de ces objets et de leurs interactions permet de comprendre beaucoup de choses et d'envisager des scénarii de formations des planètes, des étoiles, des galaxies, des grandes structures, et de l'univers depuis le big bang.

Lumière et Imagerie optique

Tout a commencé par l'étude de la lumière, partie (d'énergie raisonnable : UV, visible, et infra-rouge) bien connue du rayonnement électromagnétique dont les particules élémentaires sont les photons. Provenant des astres, elle peut être captée par des télescopes optiques (terrestres et spatiaux) puis analysée par divers instruments. Cette analyse plus ou moins directe permet d'avoir accès au formidable laboratoire que constitue l'univers. Aujourd'hui, les technologies avancées permettent l'étude de tout le spectre électromagnétique mais l'optique reste une des principales voies d'investigation du cosmos.

La haute résolution angulaire en astronomie optique

La résolution angulaire de toute observation définit le plus petit niveau de détail atteignable par l'instrument ou bien la limite imposée par la turbulence atmosphérique. En 2001, Pierre Léna a intitulé une de ses conférences destinée au "grand public" : Images du ciel : la quête de la finesse. La figure B montre qu'en général, l'OA permet de sonder avec plus de résolution spatiale des objets ou phénomènes astrophysiques et parfois d'accéder et cela quels que soient la nature de ces observables et leur distance.



Optique adaptative et l'étoile laser

L'optique adaptative (OA) est la discipline générale, le cadre de cette thèse. Elle fût évoquée la première fois en 1953 par Babcock puis développée par les militaires et entra dans le domaine public au milieu des années 80. L'OA est une discipline récente, en plein essor, et ses acteurs français et internationaux sont très prolifiques. Aujourd'hui l'OA est utilisée dans des domaines aussi variés que la correction d'images rétiniennes en ophtalmologie ou l'ajustement du profil des faisceaux laser de forte puissance. En astronomie, l'OA est en premier lieu une solution technique à l'imagerie optique en présence de turbulence atmosphérique. Elle permet d'exploiter le pouvoir de résolution des télescopes terrestres et de répondre aux besoins des astronomes en haute résolution angulaire comme le montre la figure B.

Le concept d'étoile laser devait permettre de généraliser l'utilisation de l'OA à 100% de la voute céleste puisqu'une source de référence artificielle peut être générée à proximité de l'objet d'intérêt si isolé soit-il. Aujourd'hui, alors que tous les grands télescopes optiques terrestres s'équipent de systèmes laser, une limitation importante subsiste : l'indétermination du *tilt* atmosphérique sans l'aide d'une étoile naturelle. Cette limitation restreint l'utilisation des télescopes terrestres à la limite de diffraction dans le visible à une infime proportion du ciel. A titre d'exemple, en prenant un bon système d'OA actuel pour lequel la correction est supposée parfaite en bande K ($2.2\mu\text{m}$), on obtiendrait une correction acceptable en bande R (rapport de Strehl compris entre 10 et 20% à $\simeq 700\text{ nm}$) sur un champ de 10 secondes d'arc. La mesure du *tilt* se ferait bande K ($2.2\mu\text{m}$) et la couverture du ciel serait au mieux de 10^{-8} !

La mesure de la pente pourrait également se faire en bande J ($1.1\mu\text{m}$) ou H ($1.6\mu\text{m}$) pour lesquelles le temps de cohérence est un peu moins long qu'en K et de ce fait plus proche du temps de cohérence de la bande corrigée (R). En revanche, la probabilité d'avoir une étoile de référence dans le champ est plus grande en K. A ce jour, aucun système d'OA n'utilise ces deux bandes pour la mesure de la pente alors que le système NAOS, installé au *VLT* utilise la bande K. C'est les performances de NAOS qui nous permet aujourd'hui d'établir ces prévisions (communication avec Miska Le Louarn de l'ESO).

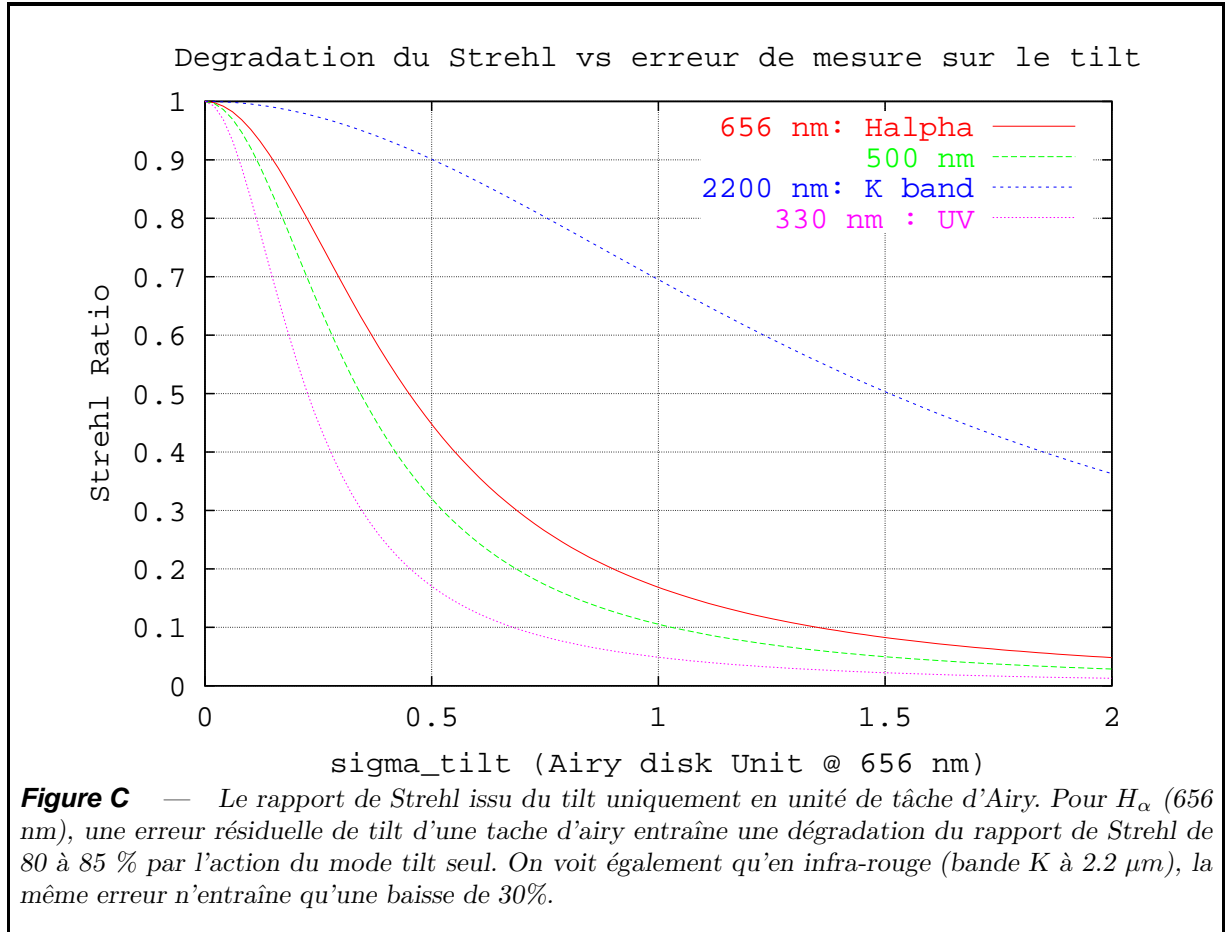
Sur la figure C , j'ai représenté la baisse du rapport de *Strehl* due à une correction imparfaite du *tilt* avec une erreur résiduelle sur le *tilt* inférieure ou égale à deux tâches de diffraction. Ce rapport, défini en I.2.1.2, correspond au rapport entre l'intensité au centre d'une image imparfaite et l'intensité au centre d'une image d'un télescope idéal sans aberration. On voit ici que dans le visible, un *tilt* résiduel, même faible, empêche d'exploiter le pouvoir de résolution théorique d'un grand télescope.

Le concept d'étoile laser polychromatique

En réponse au problème de mesure du *tilt* atmosphérique, Renaud Foy et al. ont proposé en 1992 puis en 1995 le concept d'étoile laser polychromatique détaillé par la suite en I.2.3.4 et lancé le programme *ELP-OA* pour en prouver la faisabilité. Le but du futur démonstrateur d'*ELP-OA* est de montrer que l'optique adaptative à la limite de diffraction est possible dans le visible et dans n'importe quelle direction de visée. Cela, grâce à la correction du *tilt* avec l'étoile laser polychromatique et le couplage avec une optique adaptative traditionnelle pour la correction des ordres élevés de décomposition de la surface d'onde.

Le concept est basé sur la chromaticité de l'indice de réfraction atmosphérique n . On suppose que le *tilt* θ est proportionnel au *tilt* différentiel $\Delta\theta$ mesuré entre deux images de longueurs d'onde différentes selon une loi (courbe de la figure D) qui dépend des conditions atmosphériques (pression P et température T) au moment de l'observation. On définit le coefficient de proportionnalité γ tel que $\theta = \gamma \cdot \Delta\theta$ et on a :

$$\gamma = \frac{n - 1}{\Delta n} = \frac{\theta}{\Delta\theta}. \quad (1)$$



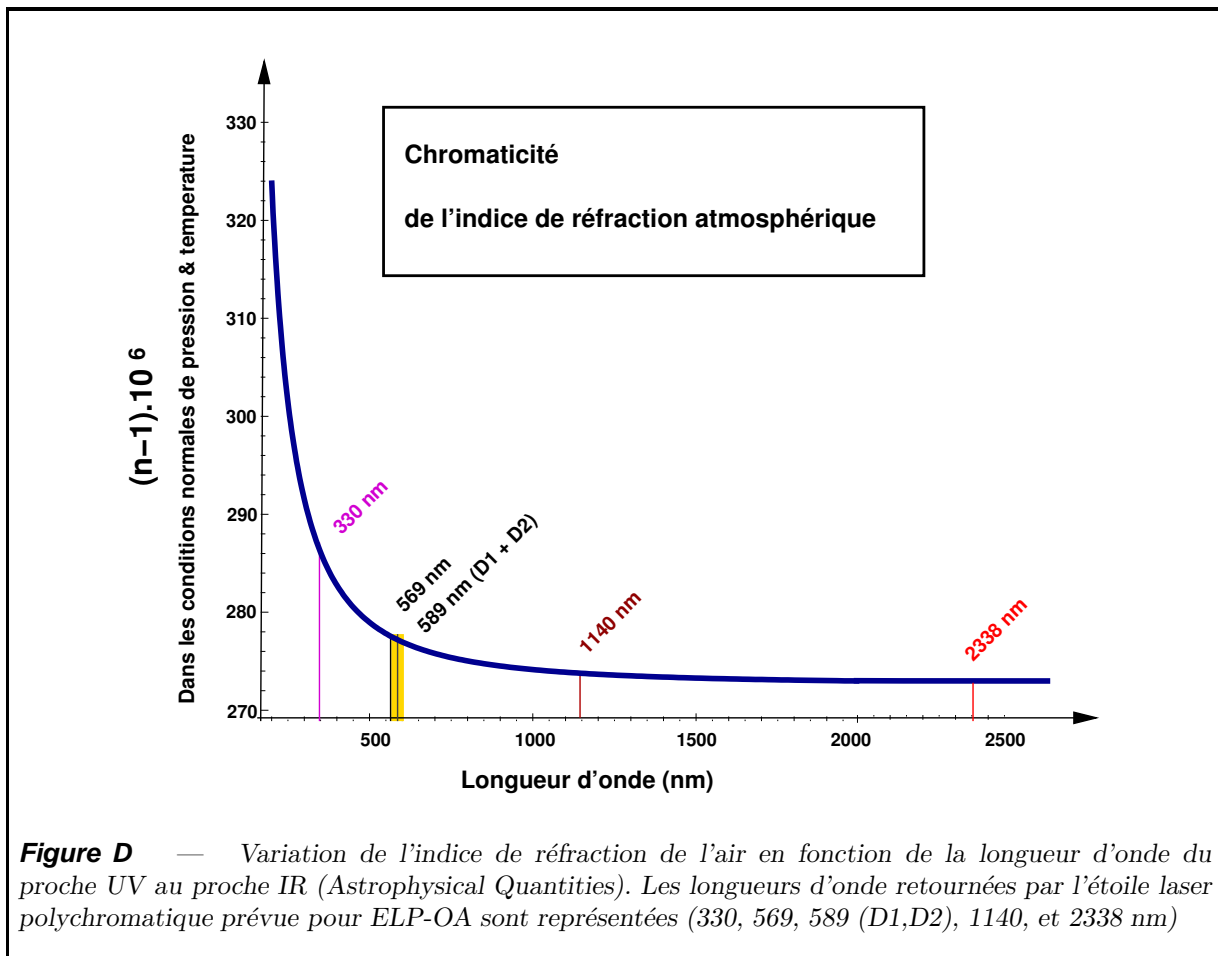
Pour que cela fonctionne, il faut que la variable λ soit séparable des autres variables P et T (c.f. section I.3.2). Une intégration est nécessaire pour passer du *tilt* différentiel au *tilt*. Il ne peut donc être déterminé qu'à une constante C près, on a :

$$\begin{aligned} \theta_{1,2} &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Delta\theta_{1,2} d\lambda + C \\ &\simeq \gamma_{1,2} \cdot \Delta\theta_{1,2} \text{ si } C \text{ est faible,} \end{aligned} \quad (2)$$

et donc la relation de proportionnalité attendue entre le *tilt* moyen et le *tilt* différentiel entre deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est la suivante :

$$\theta_{1,2} = \underbrace{\frac{\langle n - 1(\lambda) \rangle_{1,2}}{n(\lambda_1) - n(\lambda_2)}}_{\gamma_{1,2}} \times \underbrace{[\theta(\lambda_1) - \theta(\lambda_2)]}_{\Delta\theta_{1,2}} \quad (3)$$

La courbe représentée sur la figure D montre la variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde. J'ai indiqué les longueurs d'onde retournées par une étoile laser polychromatique générée en excitant le niveau $4D_{5/2}$ du sodium mésosphérique tel que cela est prévu pour *ELP-OA*. On voit que la raie à 330 nm est indispensable car



presque la totalité de la variation de $n - 1$ se situe aux courtes longueurs d'onde et plus la base entre λ_1 et λ_2 sera grande, plus $\gamma_{1,2}$ sera grand, et meilleure sera la précision de mesure du *tilt* différentiel et donc du *tilt*.

Si on mesure le *tilt* avec une précision d'environ une demi tache d'Airy, on peut espérer le corriger à mieux qu'une tache d'Airy et ainsi obtenir un rapport de *Strehl* pouvant atteindre 20% (en faisant l'hypothèse que les ordres élevés sont parfaitement corrigés) ce qui correspond une *PSF* corrigée de *FWHM* très proche de la limite de diffraction du télescope.

Ma thèse dans ce contexte

Le démonstrateur sera constitué de nombreux sous-systèmes assez complexes et en particulier de deux puissants laser nécessaires pour former l'étoile artificielle polychromatique par excitations successives du sodium mésosphérique. Je n'ai travaillé que sur la partie "mesure du *tilt*" et aucunement sur la partie "laser" du projet que l'on peut séparer et qui incombe au Laboratoire de Spectrométrie Physique (*LSP*) de Grenoble. Néanmoins, je parlerai des éventuels améliorations futures des laser même au delà d'*ELP-OA* car je m'y suis intéressé pour estimer leur impact sur la précision de mesure du *tilt* ou sur la pertinence du concept à déployer plus tard sur les plus grands télescopes optiques de la planète.

Problème posé

Au commencement de ma thèse, l'étude théorique du concept était achevée et des mesures du flux retourné par une étoile polychromatique avaient été menées par deux fois avec des lasers très puissants pour valider le processus d'excitation du sodium (incohérente à deux photons) et définir la puissance minimale requise pour les futurs lasers.

Mais avant de mettre en œuvre le démonstrateur avec laser(s), il est nécessaire de montrer que l'on peut mesurer le *tilt* différentiel $\Delta\theta$ avec une précision suffisante pour en déduire le *tilt* réel θ qui affecte l'objet d'intérêt et le corriger. A notre connaissance, cela n'a jamais été fait. Pour cela, il faut établir expérimentalement la relation de proportionnalité suivante :

$$\Delta\theta = f(\theta) \tag{4}$$

C'était le but d'une première expérience baptisée *MaTilD* (*Manipulation de Tilt Différentiel*), qui a fait l'objet d'une thèse et qui fut convaincante (voir la section I.4.2.2) mais dont les conditions d'observation ne correspondaient pas à toutes celles prévues pour *ELP-OA*, à savoir :

- Propagation verticale de la lumière à travers l'atmosphère.
- Utilisation d'un télescope de diamètre $D \gg r_0$.
- Utilisation de couples de longueurs d'onde proches de ceux fournis par l'étoile laser polychromatique d'*ELP-OA* (condition remplie par *MaTilD*).
- Mesure du tilt et des vibrations du télescope en continu.
- Utilisation des futurs sites et télescope d'*ELP-OA* (aspect secondaire mais qui représente un gain de temps considérable).

En effet *MaTilD* a montré la chromaticité différentielle de la turbulence atmosphérique en propagation horizontale à quelques mètres du sol ($\Delta\theta_{1,2} \propto \Delta\theta_{3,4}$). En revanche, *MaTilD* n'a pas permis d'établir clairement la relation 4 ($\Delta\theta_{1,2} \propto \theta_1$) du fait de la grande dispersion des mesures et de la suivre en temps réel car *MaTilD* effectuait seulement une pose toutes les deux secondes. Les résultats de *MaTilD* sont exposés en I.4.2.2.

Un nouveau système : ATTILA

Il s'agit de mener une nouvelle expérience de mesure chromatique du tilt atmosphérique mais dans les futures conditions observationnelles du démonstrateur complet d'*ELP-OA* d'après les recommandations du conseil de l'*Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA)* du *CNRS/INSU*.

J'ai baptisé cette expérience *ATTILA* (*ATmospheric Tilt LAB*). "Lab", car la modularité d'*ATTILA* en fait une sorte de mini laboratoire prévu pour évoluer jusqu'à l'utilisation des lasers pour le montage du démonstrateur final regroupant les étapes citées ci-dessous et décrites dans les sections du chapitre I.

ATTILA est ainsi conçu pour le foyer coudé du télescope de 1,52m de l'OHP (*Observatoire de Haute Provence*). Dans sa première version, une étoile naturelle est utilisée comme source polychromatique à défaut d'une étoile laser polychromatique dont les lasers sont parallèlement en développement au *LSP*. Ceci présente de nombreux avantages et notamment :

- de pouvoir commencer avec une source très brillante pour éprouver la méthode. En choisissant bien le type spectral des étoiles sources, on maximisera le flux UV.
- d'avoir accès aux longueurs d'onde de l'étoile laser polychromatique en filtrant des portions des spectres stellaires larges pour obtenir des bandes spectrales relativement étroites de manière à conserver la cohérence nécessaire à l'observation des *speckles* (mais beaucoup plus larges que celles des raies du Sodium).
- d'avoir accès au *tilt* pour vérifier la relation 4 puisque la lumière stellaire ne traverse l'atmosphère qu'une seule fois et est de ce fait affectée par le *tilt*.

Etapes futures vers le démonstrateur

La mission d'*ATTILA* est de valider une étape préliminaire au démonstrateur qui devrait permettre de passer de la phase d'étude d'*ELP-OA* (théorie, mesures photométriques de la réponse du sodium mésosphérique) au développement du démonstrateur final. D'où le titre de la thèse : "Validation sur le ciel du concept d'étoile laser polychromatique".

Voici les possibilités d'évolution du système *ATTILA* et les étapes d'*ELP-OA* qu'elles pourraient permettre de valider dans le futur :

- Implantation et tir laser monochromatique (test photométrique et de qualité de faisceau avec le laser sans mode, étude de la lumière diffusée sur le site du démonstrateur).
- Implantation d'un miroir tip/tilt et correction du tilt mesuré sur une étoile naturelle (comparaison boucle ouverte/boucle fermée du système *tip/tilt* sur cette étoile naturelle).
- Correction en boucle ouverte des vibrations avec le même miroir tip/tilt (validation de la technique, couplage avec l'étape précédente et baisse ou non du *tilt* résiduel post-corrrection).

- Implantation du second laser et tir polychromatique (nouveaux tests photométriques avec le laser sans mode, correction du *tilt* avec la mesure du *tilt* différentiel, mise en évidence des problèmes liés au cône de diffusion Rayleigh).
- Implantation possible d'un système d'OA pour les ordres élevés de la turbulence (premières observations sur un objet "scientifique" avec le système complet et rapport de *Strehl* associé).
- etc.

Ces étapes ne rentrent pas dans le temps imparti pour ma thèse mais j'ai dû en préparer certaines et en tenir compte dans la conception d'*ATTILA* (choix et contraintes sur le miroir Tip/Tilt, possibilité de couplage avec une OA pour les ordres élevés, etc.).

Dans la présente thèse, je m'efforce au premier chapitre de donner les bases physiques de la turbulence atmosphérique ainsi qu'une sorte d'état de l'art de l'optique adaptative avec une attention plus particulière dans le visible. Le second chapitre est consacré à la description d'*ATTILA* dans son ensemble, de son concept optique à ses performances photométriques. Puis je fais état dans le chapitre trois de la caractérisation de notre détecteur un peu particulier, et des tests effectués avec et sur les sismomètres dans le chapitre quatre. Ensuite, je dévoile et discute dans le cinquième chapitre les résultats que nous avons obtenus lors de la deuxième mission d'observation avec *ATTILA* à l'OHP. Enfin, j'expose au chapitre V.7 les perspectives pour l'avenir du concept d'étoile laser polychromatique.

Chapitre Premier

De la turbulence atmosphérique à ELPOA et son contexte actuel

I.1 Notions d'imagerie optique à travers la turbulence atmosphérique

Les images des grands télescopes terrestres subissent les effets de la turbulence atmosphérique. On peut définir trois effets principaux et directement observables :

- la scintillation
 \rightsquigarrow fluctuations locales de l'amplitude lumineuse
 On peut observer la scintillation des étoiles à l'oeil nu.
- l'agitation de l'image : variations de la pente du front d'onde ou "tilt"
 \rightsquigarrow fluctuations de phase aux échelles spatiales macroscopiques, supérieures ou égales au diamètre du télescope.
- l'étalement -"blurring"- de l'image
 \rightsquigarrow perte de cohérence spatiale de la surface d'onde sur la pupille du télescope.
 On observe à court temps de pose une figure d'interférence dont les "speckles" résultent de fluctuations de phase aux échelles spatiales de l'ordre du décimètre.

Cette thèse est consacrée au deuxième de ces effets. Voyons en premier lieu les notions de base de l'imagerie optique et la physique de la turbulence atmosphérique appliquée dans le contexte d'observations astronomiques.

I.1.1 Diffraction par un télescope

En astronomie, les objets observés sont à des distances telles (optiquement à l'infini) que l'on se base sur la formule de la diffraction de Fraunhofer. Elle définit le champ complexe incident (suivant la direction \mathbf{x}) diffracté par l'ouverture d'un télescope comme (Born & Wolf, 1975) :

$$\Phi(\mathbf{x}) \propto \int \int \Phi(\mathbf{u}) e^{-2j\pi\mathbf{x}\cdot\mathbf{u}} d\mathbf{u}, \quad (\text{I.1})$$

où \mathbf{x} et \mathbf{u} sont les coordonnées vectorielles dans les plans image et pupille respectivement.

La distribution spatiale d'intensité au foyer d'un télescope (ce que l'on mesure avec un détecteur) n'est autre que le module au carré du champ complexe $\Phi(\mathbf{x}) = M(\mathbf{x})e^{j\theta}$:

$$i(\mathbf{x}) = M(\mathbf{x})^2 = |\Phi(\mathbf{x})|^2. \tag{I.2}$$

Pour un front d'onde plan filtré (diffracté) par une ouverture circulaire (télescope parfait), on obtient dans le plan image, une figure de diffraction bien connue sous le nom de fonction d'Airy comme le montrent les figures I.1 et I.6 (à gauche).

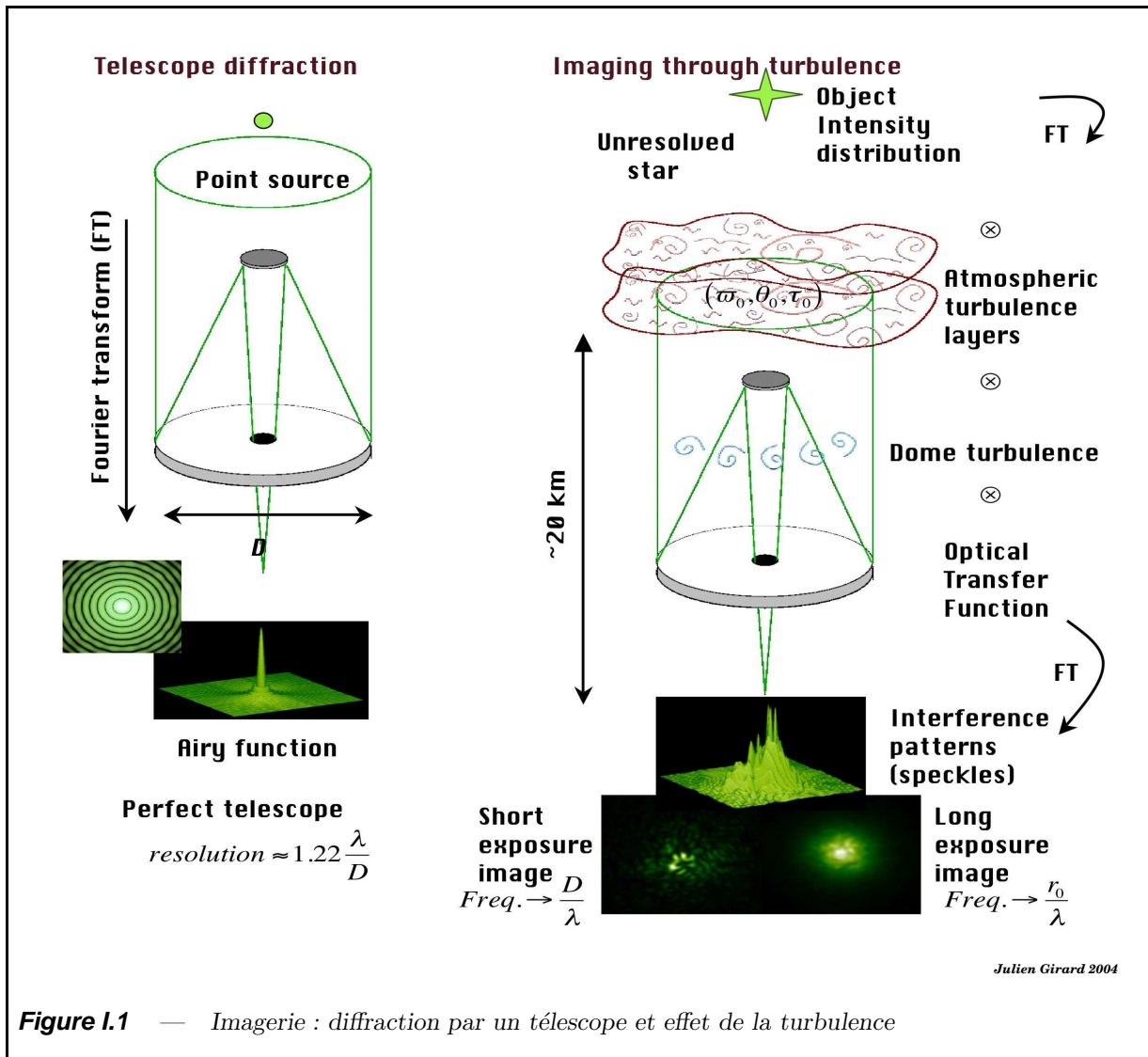


Figure I.1 — Imagerie : diffraction par un télescope et effet de la turbulence

I.1.2 Relation fondamentale de l'imagerie

Un objet céleste étendu constitue une source incohérente de lumière. Soit $o(\mathbf{y})$ la distribution d'intensité spatiale de cet objet observé à travers un filtre quasi-monochromatique

dans la direction \mathbf{y} . Si $s(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ caractérise tout le système d'observation, on obtient la distribution d'intensité spatiale de l'image de l'objet au foyer d'un télescope par la formule (Thiébaud, 1994) :

$$i(\mathbf{x}) = \int o(\mathbf{y})s(\mathbf{x}|\mathbf{y})d\mathbf{y}. \quad (\text{I.3})$$

$i(\mathbf{x})$ est la superposition des images de chacun de ses points. $s(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ est la réponse impulsionnelle du système d'observation invariante dans le champ défini par l'angle d'isoplanétisme θ_0 où $s(\mathbf{x}|\mathbf{y}) = s(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \forall \mathbf{y}$. Alors I.3 s'écrit :

$$i(\mathbf{x}) = \int o(\mathbf{y})s(\mathbf{x} - \mathbf{y})d\mathbf{y} = s(\mathbf{x}) \otimes o(\mathbf{x}) \quad (\text{I.4})$$

En observant un objet (étoile de référence) non résolu suffisamment proche de la source astrophysique d'intérêt on a : $o(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x})$ et $i(\mathbf{x}) = s(\mathbf{x})$.

Dans l'espace de Fourier, le produit de convolution se transforme en une simple multiplication. $\mathbf{u} = \mathbf{x}/\lambda$ est la variable réduite des fréquences spatiales avec laquelle la relation I.4 s'écrit :

$$\mathcal{I}(\mathbf{u}) = \mathcal{O}(\mathbf{u}) \times \mathcal{S}(\mathbf{u}) \quad (\text{I.5})$$

Une observation d'une étoile de référence non résolue permet en principe la calibration du système d'observation par déconvolution des images. Ainsi, on estime la distribution spatiale d'intensité de l'objet recherchée par :

$$o(\mathbf{x}) = \mathbf{TF}^{-1} \left[\frac{\mathcal{I}(\mathbf{u})}{\mathcal{S}(\mathbf{u})} \right], \quad (\text{I.6})$$

connaissant $s(\mathbf{x}) = \mathbf{TF}^{-1} [\mathcal{S}(\mathbf{u})]$, appelée Fonction d'étalement de point (FEP) ou *Point Spread Function (PSF)* du système. Elle caractérise l'atmosphère, le télescope, l'instrument, et le détecteur. On verra par la suite qu'il est utile d'en séparer les composantes pour pouvoir l'améliorer. Le but ultime étant de faire converger $s(\mathbf{x})$ vers la figure théorique de diffraction du télescope. On définit la fonction de transfert instrumentale par l'autocorrélation normalisée de la fonction pupille $\mathcal{P}(\mathbf{u})$ de l'instrument (Mariotti, 1989) :

$$\mathcal{S}(\mathbf{u}) = \frac{\int \mathcal{P}^*(\mathbf{u}')\mathcal{P}(\mathbf{u}' + \mathbf{u})d\mathbf{u}'}{\int |\mathcal{P}(\mathbf{u})|^2 d\mathbf{u}}, \quad (\text{I.7})$$

où pour chaque position r dans le plan pupille on associe une fréquence spatiale $\mathbf{u} = r/\lambda$ à la longueur d'onde λ . $\int |\mathcal{P}(\mathbf{u})|^2 d\mathbf{u}$ est le terme de normalisation. Il représente la surface collectrice du télescope (en unités de longueur d'onde au carré).

$$\mathcal{P}(\mathbf{u}) = \begin{cases} 1 & \text{si } r = \lambda\mathbf{u} < D \text{ (}\in \text{ pupille),} \\ 0 & \text{si } r = \lambda\mathbf{u} > D \text{ (}\notin \text{ pupille),} \end{cases} \tag{I.8}$$

La fréquence spatiale de coupure du télescope est liée à son diamètre D par la théorie de la diffraction, ainsi :

$$u_c = \frac{D}{\lambda} \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_{res} \sim \frac{1}{u_c} = \frac{\lambda}{D} \quad \text{est son pouvoir de résolution théorique} \tag{I.9}$$

Il y a trois limitations importantes à l'utilisation en pratique de la relation I.5 pour déconvoluer des images astrophysiques :

- Il est impossible de restaurer la distribution d'intensité de l'objet pour les fréquences $> u_c$ pour lesquelles $\mathcal{S}(\mathbf{u}) = 0$ à moins d'injecter de l'information *a priori*. C'est la fameuse limite de diffraction des télescopes.
- Les relations I.4 et I.5 sont valables à un instant t . Or la turbulence atmosphérique varie considérablement dans le temps. On appelle τ_0 le temps caractéristique d'évolution de la turbulence. On ne peut donc directement appliquer cette méthode de restauration et on distingue alors deux cas distincts selon le temps d'intégration (τ_i) des images :

$$\begin{aligned} \tau_i < \tau_0, & \text{ imagerie court temps de pose} \\ \tau_i > \tau_0, & \text{ imagerie long temps de pose,} \end{aligned} \tag{I.10}$$

pour lesquels les approches sont différentes comme on le verra par la suite dans cette thèse (I.1.4).

- Toutes ces équations sont monochromatiques et donc seulement valables si l'intervalle spectral considéré $\delta\lambda$ est suffisamment étroit (*c.f.* II.1.1.5).

I.1.3 Physique de la turbulence atmosphérique

L'atmosphère terrestre enveloppe notre globe à peu près uniformément. Il est difficile de définir ses limites au delà desquelles l'espace commence. 90% de sa masse résident dans la troposphère (10 premiers kilomètres) et le reste est progressivement dilué (stratosphère puis ionosphère qui s'étend jusqu'à quelques centaines de kilomètres d'altitude). C'est le mélange de gaz chauds et froids entre la troposphère et la stratosphère qui génère le plus de turbulence atmosphérique (pression de radiation différentielle et force de Coriolis \rightsquigarrow convection, vents, tourbillons, etc.). Parfois, on peut observer directement la formation de larges cellules en mouvement dans les nuages comme l'illustre la figure I.2 .

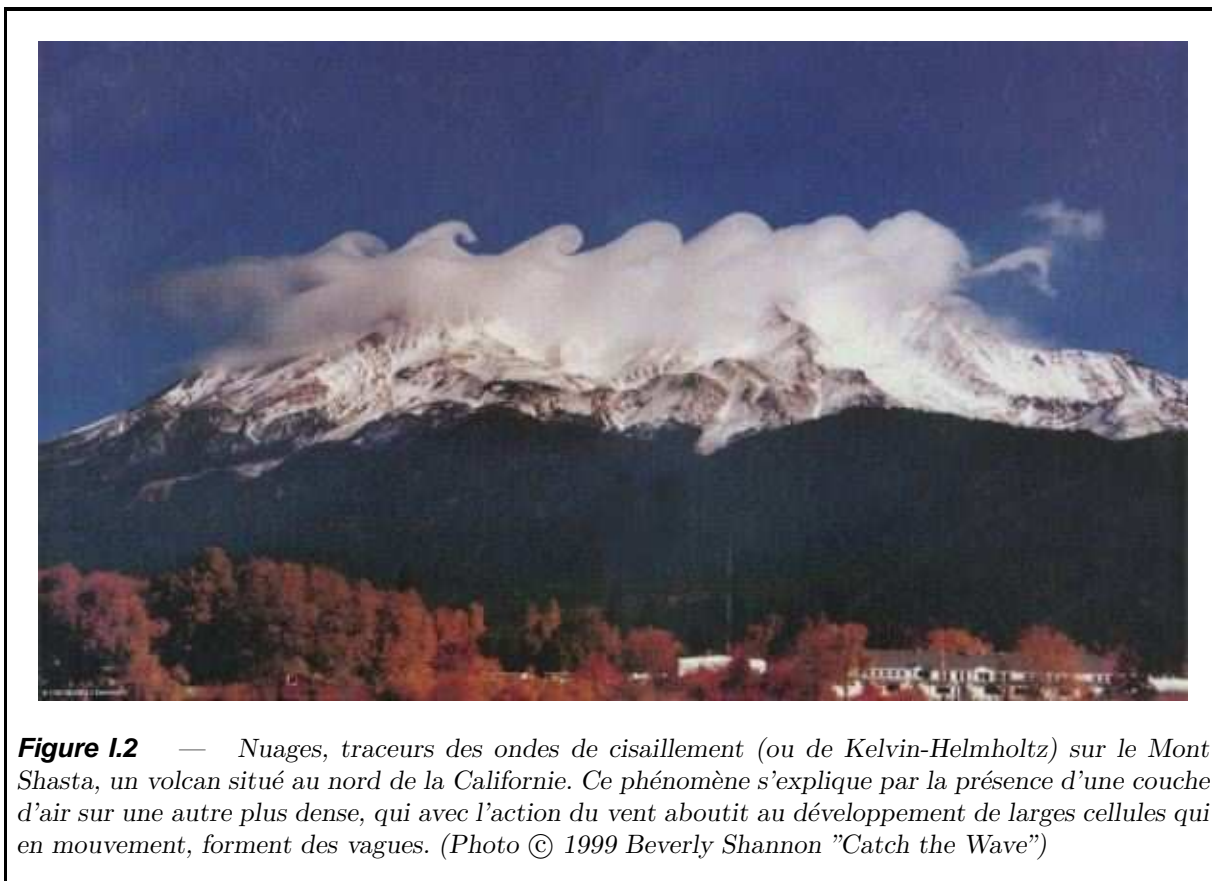


Figure I.2 — Nuages, traceurs des ondes de cisaillement (ou de Kelvin-Helmholtz) sur le Mont Shasta, un volcan situé au nord de la Californie. Ce phénomène s'explique par la présence d'une couche d'air sur une autre plus dense, qui avec l'action du vent aboutit au développement de larges cellules qui en mouvement, forment des vagues. (Photo © 1999 Beverly Shannon "Catch the Wave")

I.1.3.1 Réfraction et dispersion

L'indice de réfraction de l'atmosphère n dépend de la densité de l'air. On définit la réfraction comme suit : un rayon issu d'un milieu d'indice n_1 arrivant dans un milieu d'indice n_2 avec un angle d'incidence i_1 sera infléchi d'un angle $i_2 - i_1$ tel que :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (\text{loi de Snell-Descartes}). \quad (\text{I.11})$$

L'indice de réfraction atmosphérique dépend fortement des conditions de température de pression et varie donc énormément selon l'altitude considérée. Les rayons lumineux subissent de très nombreuses fois la Loi de Snell-Descartes au cours d'une traversée de l'atmosphère et on peut considérer la réfraction atmosphérique comme un processus continu.

La déformation d'une surface d'onde est donnée par les fluctuations du chemin optique, soit pour un référentiel suivant l'axe optique z :

$$\delta = \int n(z) dz, \quad (\text{I.12})$$

où $n(z)$ est l'indice de réfraction de l'atmosphère à l'altitude z . Au premier ordre δ est achromatique et il suffit de le multiplier par le nombre d'onde ($\kappa = 2\pi/\lambda$) pour obtenir la phase φ du front d'onde :

$$\varphi = \kappa \delta = \kappa \int n(z) dz. \quad (\text{I.13})$$

Au second ordre δ est d'autant plus chromatique que la longueur d'onde est courte (visible!). La dispersion atmosphérique est la propriété de l'atmosphère qui est exploitée dans cette thèse et plus largement par le projet *ELP-OA*. Dans le domaine spectral qui nous intéresse allant de 200 nm (UV) à 1,4 μm (IR proche), la variation d'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde est donnée par Allen (1955) :

$$(n(\lambda)_{P_0, T_0} - 1) \cdot 10^{-6} = 64.328 + \frac{29498.1}{146 - (1/\lambda)^2} + \frac{255.4}{41 - (1/\lambda)^2}, \quad (\text{I.14})$$

dans des conditions normales de température et de pression : $P_0 = 760 \text{ mmHg}$ et $T_0 = 15^\circ\text{C}$.

λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Cette formule étant élaborée pour des conditions de température et de pression correspondant au niveau de la mer on effectue la correction suivante (Barrell, 1951) :

$$(n(\lambda)_{P, T} - 1) = (n_0(\lambda)_{P_0, T_0} - 1) \times \frac{P [1 + (1.049 - 0.0157 T) 10^{-6} P]}{720.883 (1 + 0.003661 T)}. \quad (\text{I.15})$$

La présence d'une quantité f de vapeur d'eau dans l'atmosphère (en mm de Hg) réduit $(n(\lambda) - 1)$ d'un facteur :

$$\frac{0.0624 - 0.000680/\lambda^2}{1 + 0.003661 T} f. \quad (\text{I.16})$$

Le chromatisme atmosphérique contribue à l'étalement des images au foyer du télescope (variance spatiale) dont l'amplitude varie selon les sites astronomiques et dépend fortement de la largeur de la bande passante spectrale et de l'écart au zénith. A titre d'exemple, à La Palma (Canaries, Espagne), il est d'environ une seconde d'arc pour une bande passante de 100 nm centrée sur 550 nm à 70° du zénith. Il est néanmoins souvent négligé ou corrigé par un élément optique correcteur de dispersion atmosphérique selon si les applications requièrent ou non de très hautes résolutions (spatiales et/ou spectrales). Le concept d'*ELP-OA* repose sur cet effet différentiel de dispersion atmosphérique entre deux images prises à deux longueurs d'ondes très différentes.

On cherche ici à définir et caractériser la relation de proportionnalité entre la pente du front d'onde (tilt atmosphérique) et la pente différentielle mesurée avec deux longueurs d'onde. Le fondement théorique de cette relation, clef de voute du concept d'étoile laser polychromatique, est développé plus loin dans la section I.3.

1.1.3.2 Modélisation : Kolmogorov

Ma thèse ne fait l'objet d'aucune modélisation ou simulation de la turbulence atmosphérique mais il est tout de même important d'introduire brièvement le sujet et ses problèmes associés.

La majorité des modélisations de la turbulence atmosphérique s'appuient sur la théorie des cascades de Kolmogorov (1941) : l'énergie cinétique des grandes cellules (ou tourbillons) est transmise vers de plus petites et ce, jusqu'à dissipation thermique lorsque la viscosité ν entre en jeu (nombre de Reynolds $\mathcal{R} \simeq 1$). On a :

$$\mathcal{R}(r) = \frac{r\nu(r)}{\nu} = \frac{\varepsilon^{1/3}r^{4/3}}{\nu} \quad (\text{I.17})$$

et,

$$\varepsilon_r = \frac{1}{2} a \frac{\nu_r^2}{T_r} = \frac{\nu_r^3}{r}, \quad (\text{I.18})$$

où ε_r est le taux de transfert d'une fraction ($a < 1$) d'énergie cinétique d'une cellule de rayon r et par unité de temps caractéristique (T_r).

Kolmogorov fait l'hypothèse que ε_r est indépendant du rayon r du tourbillon. Cette hypothèse, pourtant empirique, s'est avérée assez bien décrire la réalité. A partir de l'équation (I.18), la fonction de structure des vitesses au sein du tourbillon s'écrit alors :

$$D_v(\rho) = \langle |v(r+\rho) - v(r)|^2 \rangle = v_\rho^2 = (\varepsilon\rho)^{2/3} \quad (\text{I.19})$$

Une analyse dimensionnelle de cette fonction structure montre que la composante $\Phi(\kappa)$ du spectre d'énergie (densité d'énergie turbulente dans le mode $\kappa = 2\pi/r$) est proportionnelle à (Lesieur, 1994; Roddier, 1981) :

$$\begin{cases} \Phi(\kappa) \propto \kappa^{-5/3} & \text{à 1 dimension} \\ \Phi(\kappa) \propto \kappa^{-11/3} & \text{à 3 dimensions (dans le cas isotropique)} \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

Pour une turbulence vérifiant la théorie de Kolmogorov, le spectre de puissance des fluctuations d'indice est le suivant (Roddier, 1981) :

$$\Phi_N(\kappa) = 0,033 C_N^2 \kappa^{-11/3}, \quad (\text{I.21})$$

où κ est le vecteur d'onde de module κ . C_N^2 est le coefficient de structure d'indice : c'est une mesure des hétérogénéités locales. En général, on se sert beaucoup de la courbe de C_N^2 en fonction de l'altitude pour caractériser un site (voir figure I.3). Si C_N est achromatique, on a $r_0 \propto \lambda^{6/5}$: cette dépendance avec la longueur d'onde explique le fait que les effets de la turbulence sur les images soient beaucoup moins néfastes pour les grandes longueurs d'onde (IR) que pour les courtes (visible).

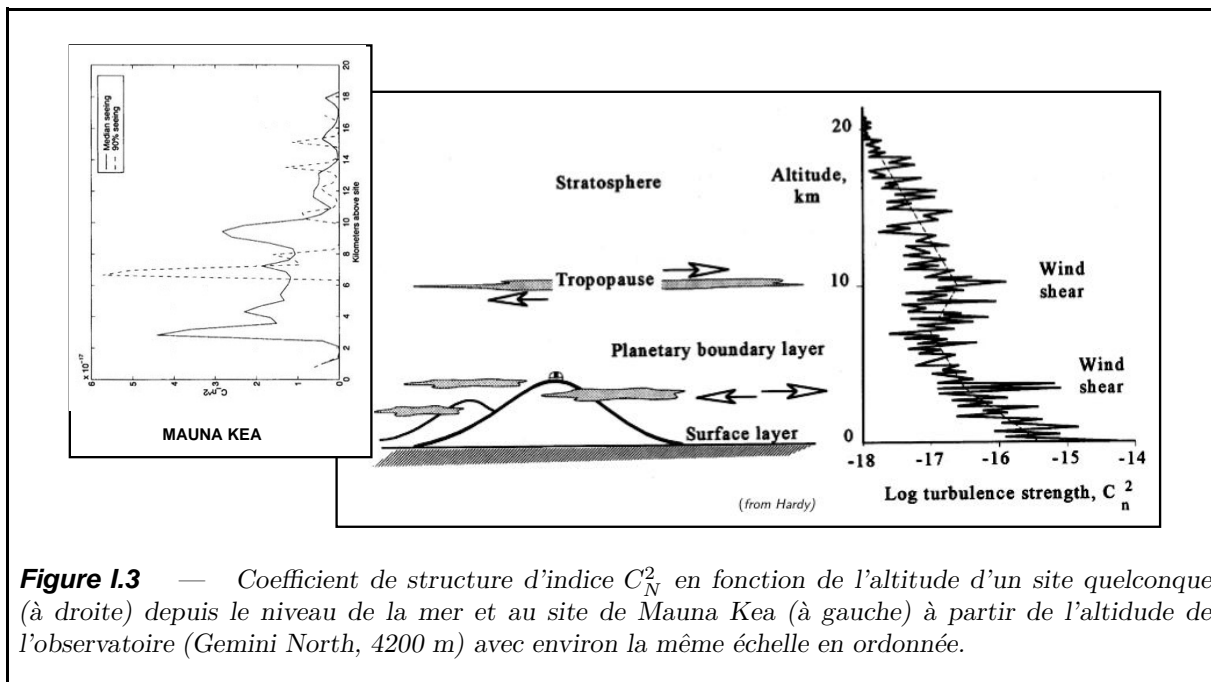


Figure I.3 — Coefficient de structure d'indice C_N^2 en fonction de l'altitude d'un site quelconque (à droite) depuis le niveau de la mer et au site de Mauna Kea (à gauche) à partir de l'altitude de l'observatoire (Gemini North, 4200 m) avec environ la même échelle en ordonnée.

En pratique, la théorie de Kolmogorov ne s'applique qu'à un domaine, dit "inertiel" pour lequel les tourbillons sont compris entre deux échelles spatiales caractéristiques. C'est Von Kàrmàn qui a introduit l'échelle interne l_0 en dessous de laquelle les tourbillons sont dissipés par la viscosité de l'air (l_0 n'influe que sur la scintillation) et l'échelle externe \mathcal{L}_0 qui est liée à la dimension des phénomènes physiques (météo, reliefs, etc.) qui la génèrent. l_0 est de l'ordre quelques millimètres (Consortini et al., 1990) tandis que \mathcal{L}_0 est comprises entre quelques mètres et quelques dizaines de mètres. C'est elle qui peut jouer un rôle important quant à la valeur de la contribution du *tilt* dans la variance totale de la phase.

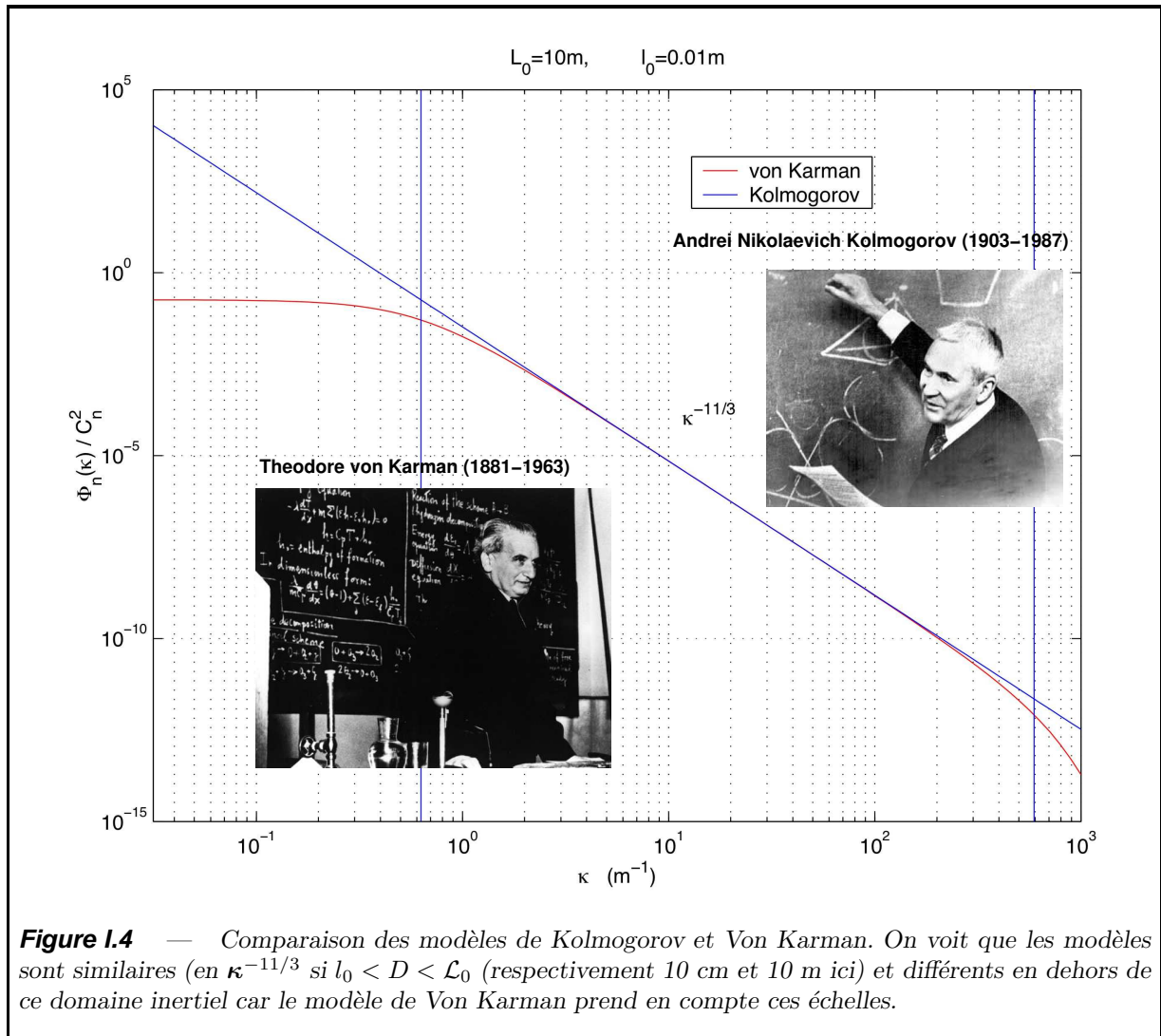
On obtient alors la formule du spectre contraint de Von Karman :

$$\Phi_N(\kappa) = \frac{0,033 C_N^2}{(|\kappa|^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \exp\left(-\frac{|\kappa|^2}{\kappa_m^2}\right), \text{ avec } \kappa_m = \frac{5,92}{l_0} \quad (I.22)$$

Les deux modèles de turbulence sont comparés sur la figure I.4 .

I.1.3.3 Décomposition de la surface d'onde

Les opticiens ont traditionnellement décrit les aberrations observées dans le plan image en décomposant les distorsions du front d'onde en une base de polynômes simples appelés



les modes de Zernike d'après leur inventeur. Noll (1976) a décrit la décomposition du front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique en modes de Zernike. On les définit - pour une pupille circulaire sans obstruction centrale - avec les coordonnées polaires (r, θ) comme :

$$z_{n,m}(r, \theta) = \sqrt{n+1} R_n^m(r) \begin{cases} \sqrt{2} \cos(m\theta) \\ \sqrt{2} \sin(m\theta) \\ 1(m=0) \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

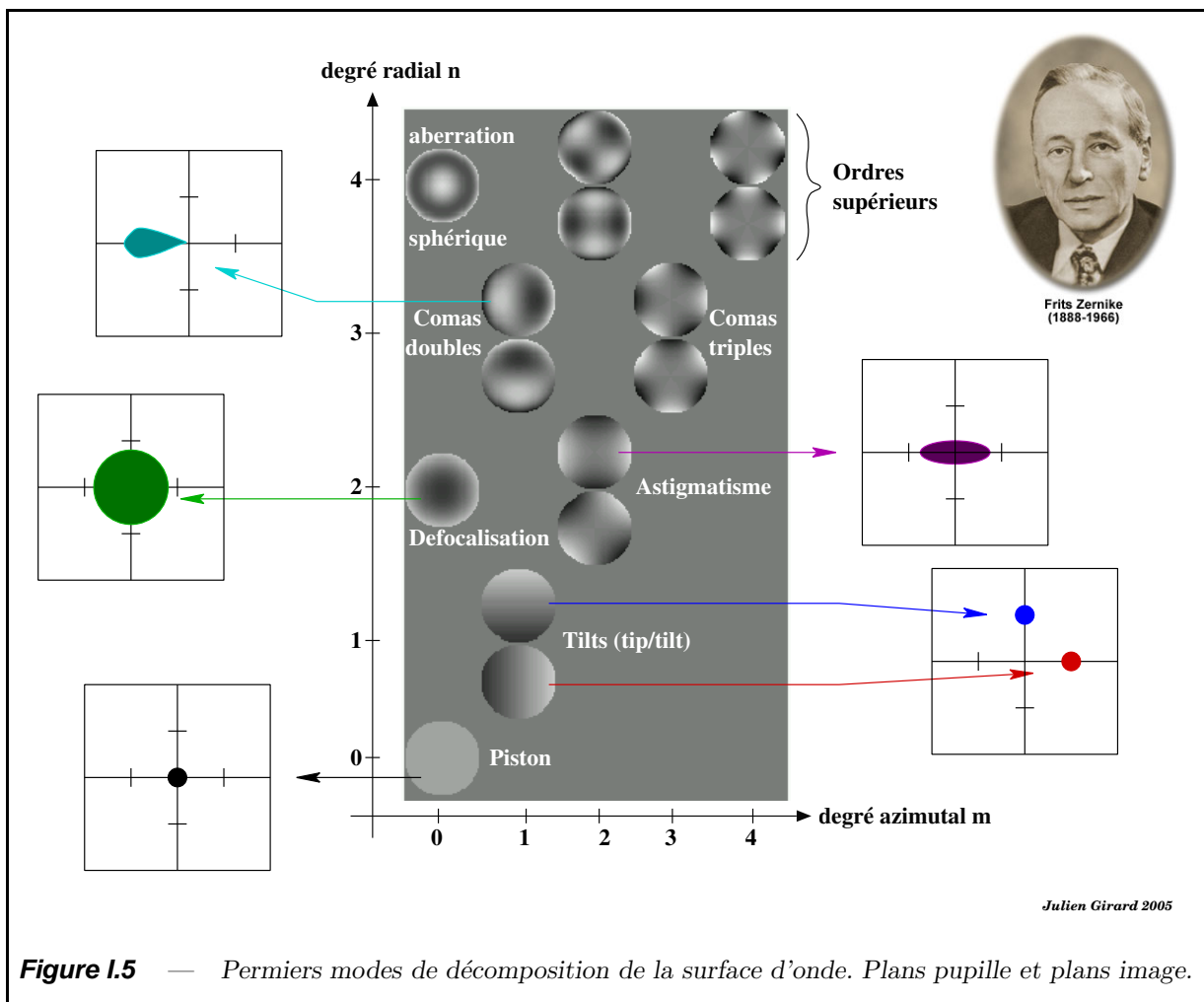
Où

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{(n-2s)} \quad (\text{I.24})$$

Il est important de noter que m et n sont liés par la relation $(n-m)/2 \geq 0$.

Les modes de décomposition de la surface d'onde sont représentés sur la figure I.5 . En voici une brève description :

- Le premier mode de la décomposition Zernike ($z_{0,0} = 1$) est le piston, il correspond à un retard global de la phase sur la pupille. Les systèmes optiques constitués d'une seule pupille, ne sont pas sensibles à ce mode.
- Le deux modes suivants ($z_{1,1} = 2r \cos(\theta)$ et $2r \sin(\theta)$) correspondent à des plans inclinés dans la pupille, il s'agit de la pente (tip/tilt) qui sera étudiée plus en détail dans la partie V.
- Les modes suivants, par ordre croissant de l'ordre azimuthal et radial, sont : la défocalisation ($z_{0,2}$), les astigmatismes ($z_{2,2}$), les comas doubles ($z_{1,3}$) et triples ($z_{3,3}$).
- etc.



1.1.3.4 Angles d'arrivée et pente

Au sol, l'inclinaison $z(x, y)$ d'une surface d'onde φ_0 par rapport au plan moyen s'exprime par (Roddiier, 1981) :

$$z(x, y) = \kappa \varphi_0(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \varphi_0(x, y) \quad (\text{I.25})$$

En optique géométrique, les rayons sont perpendiculaires à la surface d'onde. Si l'allure de la surface d'onde évolue au cours du temps, les angles d'arrivée des rayons fluctueront également. Ainsi, on dénote par α et β ces angles d'arrivée tels que :

$$\begin{aligned} \alpha(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial x} z(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \varphi_0(x, y) \quad \text{dans la direction } x, \\ \text{et } \beta(x, y) &= -\frac{\partial}{\partial y} z(x, y) = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \varphi_0(x, y) \quad \text{dans la direction } y. \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

Quelle que soit la distribution de turbulence (plusieurs couches statistiquement indépendantes dont les fluctuations produites au sol s'ajoutent linéairement), on peut écrire le spectre de puissance des fluctuations (ε) comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_\varepsilon(f) &= 0,38\lambda^{-2} f^{-11/3} \int dh \cdot C_N^2(h) = \mathcal{W}_\chi(f) + \mathcal{W}_{\varphi_0}(f), \\ \text{où } \mathcal{W}_\chi(f) &= 0,38\lambda^{-2} f^{-11/3} \int dh \cdot C_N^2(h) \times (\sin \pi \lambda h f^2)^2 \quad (\text{module : réel}), \\ \text{et } \mathcal{W}_{\varphi_0}(f) &= 0,38\lambda^{-2} f^{-11/3} \int dh \cdot C_N^2(h) \times (\cos \pi \lambda h f^2)^2 \quad (\text{phase : imaginaire}). \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

Ces fluctuations obéissent à une loi statistique gaussienne (Roddiier, 1981) et on peut écrire la variance de l'angle d'arrivée comme la somme des variances de α et β qui s'exprime en fonction de \mathcal{W}_{φ_0} comme :

$$\sigma_m^2 = \langle \alpha^2 \rangle + \langle \beta^2 \rangle = \lambda^2 \int df \cdot f^2 \mathcal{W}_{\varphi_0}(f). \quad (\text{I.28})$$

En intégrant isotropiquement dans le plan de Fourier et en faisant l'approximation "champ proche" ($\mathcal{W}_\varepsilon(f) \simeq \mathcal{W}_{\varphi_0}(f)$, discutée par Young, 1974) on obtient cette même variance fonction du profil C_N^2 de la turbulence :

$$\sigma_m^2 \propto \int_0^\infty dh \cdot C_N^2(h) \int_0^\infty df \cdot f^{-2/3}. \quad (\text{I.29})$$

Le spectre des fréquences spatiales est tronqué d'une part par l'échelle externe \mathcal{L}_0 de la turbulence (borne du domaine inertiel défini également par l'échelle interne l_0 en dessous de laquelle l'énergie est dissipée par viscosité) et de l'autre par la diffraction du télescope de diamètre $D \gg r_0$, on obtient :

$$\sigma_m^2 \propto \int_0^\infty dh \cdot C_N^2(h) \int_{\mathcal{L}_0^{-1}}^{D^{-1}} df \cdot f^{-2/3}. \quad (\text{I.30})$$

Soit, en moyennant sur la pupille d'entrée de diamètre D et en faisant intervenir l'angle de visée γ par rapport au zénith :

$$\sigma_m^2 \propto [D^{-1/3} - \mathcal{L}_0^{-1/3}] (\cos \gamma)^{-1} \int_0^\infty dh \cdot C_N^2(h). \quad (\text{I.31})$$

Tatarskii (1971) a montré que l'expression I.31 décrivait le mouvement d'une image d'étoile au foyer d'un télescope de diamètre D si les effets de la scintillation sont négligés. Il est judicieux de noter que cette expression est achromatique. Longtemps, on a estimé que l'influence de l'échelle externe était négligeable ($\mathcal{L}_0 \gg D$) or toutes les estimations de \mathcal{L}_0 montrent que $\mathcal{L}_0 \geq D$ pour les télescope actuels et que $\mathcal{L}_0 \simeq D$ et même $\mathcal{L}_0 \leq D$ pour les télescopes du futur (Conan et al., 2003) !

Un paramètre très pratique pour la mesure de la force de la turbulence atmosphérique a été introduit par Fried (1966) et porte son nom. Il s'agit du diamètre critique r_0 pour lequel la fonction de cohérence atmosphérique $\mathcal{B}(F)$ intégrée sur les fréquences spatiales vaut la fonction de transfert optique (FTO du télescope) intégrée également. Autrement dit, lorsque le pouvoir de résolution du système est autant limité par D que par la turbulence :

- si le télescope est petit : $D < r_0$, alors le pouvoir de résolution dépend de D uniquement $\mathcal{R} \simeq \mathcal{R}_D = \int df \cdot \mathcal{T}(f) = 1/4\pi(D/\lambda)^2$
- si le télescope est grand : $D > r_0$, alors le pouvoir de résolution dépend de la turbulence uniquement (du seeing \mathcal{K}) $\mathcal{R} \simeq \mathcal{R}_\infty = \int df \cdot \mathcal{B}(f) = (6\pi/5)\mathcal{K}^{-6/5}\Gamma(6/5)$ car $\mathcal{B}(f) = e^{-\mathcal{K}} f^{5/3}$
- pour un télescope équivalent : $D = r_0$, on a $\mathcal{K} = 3.44(r_0/\lambda)^{-5/3}$

Le paramètre de Fried peut s'exprimer alors en fonction de C_N^2 comme (Roddier, 1981) :

$$r_0 = \left[0, 423\kappa^2 (\cos \gamma)^{-1} \int dh \cdot C_n^2(h) \right]^{-5/3} \quad (\text{I.32})$$

Grâce aux expressions I.31 et I.32, une estimation assez rigoureuse de la variance du mouvement des images peut être donnée en fonction de D et r_0 (Tatarskii, 1971; Fried, 1965, 1975) :

$$\sigma_m^2 \simeq 0,36 \left(\frac{\lambda}{D}\right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\lambda}{r_0}\right)^{5/3} \quad (\text{I.33})$$

Il est important de souligner que la pente du front d'onde atmosphérique (le *tilt*) et l'angle d'arrivée du front d'onde incident sont deux choses différentes. Ce dernier correspond à la phase différentielle au bord de la pupille (circulaire) alors que la pente, elle, représente la droite globale ajustée sur toute la phase (au sens des moindres carrés). En fait, on mesure le mouvement des images au foyer (angle d'arrivée) pour ultimement corriger le *tilt*. Néanmoins, le mouvement (déplacement du centre de gravité) des images est un bon estimateur du *tilt* et nous l'adopterons pour la présente thèse. L'erreur commise est d'autant plus forte la turbulence est concentrée à basse altitude, près du télescope (bras de levier plus important, "couche sol").

Le temps de cohérence du *tilt* défini ci-dessous est environ dix fois supérieur à τ_0 , le délai de Greenwood (Fried, 1990), qui est le temps de cycle maximum nécessaire pour que les aberrations résiduelles de phase à l'issue d'une boucle de correction soient inférieures à 1 radian. On a :

$$\begin{aligned} \tau_{0,\theta} &= 12,33 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{1/6} \left(\frac{r_0}{v}\right) \\ &\simeq 10 \times \tau_0 \quad \text{car } \tau_0 = 0,314 \frac{r_0}{v}. \end{aligned} \quad (\text{I.34})$$

$\tau_0 \simeq (r_0/v)$ correspond au temps de transit des perturbations sur une cellule de cohérence de taille r_0 pour une vitesse de vent v dans les couches turbulentes. La communauté associe souvent τ_0 au temps de cohérence atmosphérique des ordres supérieurs (*speckles*), sous-estimant alors celui-ci. En effet, on verra par la suite (notamment dans cette thèse) qu'on observe encore des tavelures contrastées avec un temps d'intégration très supérieur à τ_0 .

Tableau I.1 — Principaux paramètres atmosphériques et leur dépendance avec la longueur d'onde et l'angle au zénith.

Paramètre	Symbol	Longueur d'onde	Angle au zénith
paramètre de Fried	r_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$
angle de <i>seeing</i>	λ/r_0	$\lambda^{-1/5}$	$(\cos \gamma)^{-3/5}$
angle d'isoplanétisme	θ_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \gamma)^{8/5}$
fréquence de Greenwood	$1/\tau_0$	$\lambda^{-6/5}$	$(\cos \gamma)^{3/5}$

I.1.3.5 Analyse et reconstruction du front d'onde

En premier lieu, nous considérons le cas le plus simple : la mesure du front d'onde par une étoile naturelle "optiquement" à l'infini. Il s'agit donc, d'une onde plane traversant une

seule couche mince turbulente située à une altitude h et se propageant ensuite jusqu'au sol. Si on fait l'approximation dite de "champ proche" pour laquelle on néglige la propagation entre la couche turbulente et le sol (pas d'effet de diffraction) ainsi que la scintillation (pas de fluctuation d'intensité) on obtient la covariance spatiale de la phase \mathcal{B}_φ telle que :

$$\mathcal{B}_\varphi(\boldsymbol{\rho}) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \Delta h \cdot \int_0^\infty 2\pi f \cdot \mathcal{J}_0(2\pi f \rho) \mathcal{W}_N(f) df \quad (\text{I.35})$$

où Δh est l'épaisseur de la couche turbulente. $\boldsymbol{\rho}$ est le vecteur qui définit le plan de la surface d'onde, perpendiculaire à la ligne de visée, et \mathcal{J}_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro du premier type.

En prenant la transformée de Fourier de \mathcal{B}_φ on obtient le spectre de puissance des fluctuations de la phase (\mathcal{W}_φ défini en I.27) en fonction du spectre de puissance spatial des fluctuations d'indice \mathcal{W}_N :

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_\varphi &= TF(\mathcal{B}_\varphi) \\ &= \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \Delta h \cdot \mathcal{W}_N(f) \end{aligned} \quad (\text{I.36})$$

Dans le cas plus réaliste où plusieurs couches turbulentes sont traversées on a :

$$\mathcal{W}_\varphi(f) = 0,023 \frac{1}{r_0^{5/3}} f^{-11/3} \quad (\text{I.37})$$

où r_0 (longueur), le paramètre de Fried (1965), nous renseigne sur la puissance de la turbulence effective au sol tel que :

$$\frac{1}{r_0^{5/3}} = 0,423 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \int_0^\infty \mathcal{C}_N^2(h) dh \quad (\text{I.38})$$

où γ est l'angle de la ligne de visée par rapport au zénith. Plus r_0 est grand plus la turbulence est faible.

1.1.3.6 Variance et anisoplanétisme de tilt

Le *tilt* est le mode responsable de la majorité de la variance totale de la phase si $\mathcal{L}_0 \geq D$. C'est le cas pour le démonstrateur d'ELP-OA dans la mesure où nous utilisons le télescope de 152 cm de l'OHP ou même le TCFH de 3.60 m. Pour les futurs télescopes de 30 m et plus, on aura $\mathcal{L}_0 \leq D$: le *tilt* ne sera plus majoritaire mais il sera néanmoins

indispensable de le corriger pour atteindre la limite de diffraction. Souvent, une correction du *tilt* seul sur les télescopes actuels permet un gain suffisant en termes de concentration d'énergie au centre de la cible pour des applications qui ne requièrent pas la limite de diffraction. Il est en aucun cas concevable de vouloir corriger les ordres élevés de la surface d'onde sans corriger le *tilt*. Tout comme les ordres supérieurs, une des limitations de la correction tip/tilt réside dans la taille restreinte du champ corrigé (Fried, 1979a, 1982). En effet, à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile de référence, les effets d'anisoplanétisme croissent et le taux de correction (rapport de Strehl, défini en I.2.1.2) diminue. Voici une estimation de l'erreur due à l'anisoplanétisme de *tilt* pour une altitude \bar{h} moyenne des couches turbulentes Roddier (1993) :

$$\sigma_{aniso}(\theta)^2 = 6.88 \left(\frac{\theta \bar{h}}{r_0 \cos \gamma} \right)^{5/3} \quad (\text{I.39})$$

Il peut être intéressant d'évaluer la distance angulaire au centre du champ (domaine d'isoplanétisme ou *isoplanatic patch*) θ_0 acceptable à l'intérieur de laquelle les erreurs RMS ne dépassent pas 1 radian. On a alors Roddier (1993) :

$$\theta_0 = (6.88)^{-3/5} \frac{r_0 \cos \gamma}{\bar{h}} = 0.314 \frac{r_0 \cos \gamma}{\bar{h}}. \quad (\text{I.40})$$

Alors, le rapport de Strehl sera dégradé de la manière suivante :

$$\mathcal{R}_\theta \propto \exp \left[-(\theta/\theta_0)^{5/3} \right]. \quad (\text{I.41})$$

I.1.3.7 Utilisation d'une source artificielle laser

Dans le cas d'une étoile artificielle créée à quelques dizaines de kilomètres d'altitude (étoile laser!), il faut prendre en compte la courbure de l'onde incidente (alors sphérique). Le spectre de puissance de la phase turbulente s'exprime alors de la façon suivante (Conan, 1995) :

$$\mathcal{W}_\varphi(f) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \Delta h \left(\frac{z}{L} \right)^{5/3} \cdot 0,033 C_N^2 f^{-11/3}, \quad (\text{I.42})$$

où z correspond à la distance d'une couche turbulente (de profil C_N^2) de la source artificielle (sur la ligne de visée). L est la distance à laquelle l'étoile artificielle est "vue" par le télescope. On note que le faisceau est peu affecté par les couches proches de la source, d'où l'importance de la "couche sol". Cet effet bien connu est désormais appelé "effet de cône" depuis sa mise en évidence par (Foy & Labeyrie, 1985).

I.1.4 Imagerie en présence de turbulence atmosphérique

En présence de turbulence, on introduit un terme de phase $\varphi(t)$ à la fonction pupille \mathcal{P} qui devient $\mathcal{P}(\mathbf{u})e^{j\varphi(\mathbf{u})}$. Sur la figure I.6 on voit, pour un site donné, le gain en résolution (à gauche) en fonction du diamètre des télescopes terrestres actuels. On voit également (deux colonnes de droite) que ce gain est perdu si rien n'est fait car si $D < \mathcal{L}_0$ la dégradation des images par la turbulence atmosphérique augmente également avec le diamètre (toujours vrai avec Kolmogorov).

I.1.4.1 Imagerie longue pose

En imagerie longue pose, les effets de la turbulence sont moyennés au cours du temps. La relation d'imagerie I.5 devient :

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{I}(\mathbf{u}) \rangle &= \mathcal{O}(\mathbf{u}) \times \langle \mathcal{S}(\mathbf{u}) \rangle \\ &= \mathcal{O}(\mathbf{u}) \times \underbrace{\mathcal{B}(\mathbf{u}) \cdot \mathcal{T}(\mathbf{u})}_{\mathcal{S}_{LP}(\mathbf{u})} \end{aligned} \tag{I.43}$$

Ainsi on peut formuler la fonction de transfert longue pose $\mathcal{S}_{LP}(\mathbf{u})$ comme :

$$\mathcal{S}_{LP}(\mathbf{u}) = \frac{\int \mathcal{P}^*(\mathbf{u}') \mathcal{P}(\mathbf{u}' + \mathbf{u}) \overbrace{\langle e^{j[\varphi(\mathbf{u}'+\mathbf{u}) - \varphi(\mathbf{u}')]} \rangle}_{\text{terme atmosphérique}} d\mathbf{u}'}{\int |\mathcal{P}(\mathbf{u})|^2 d\mathbf{u}} \tag{I.44}$$

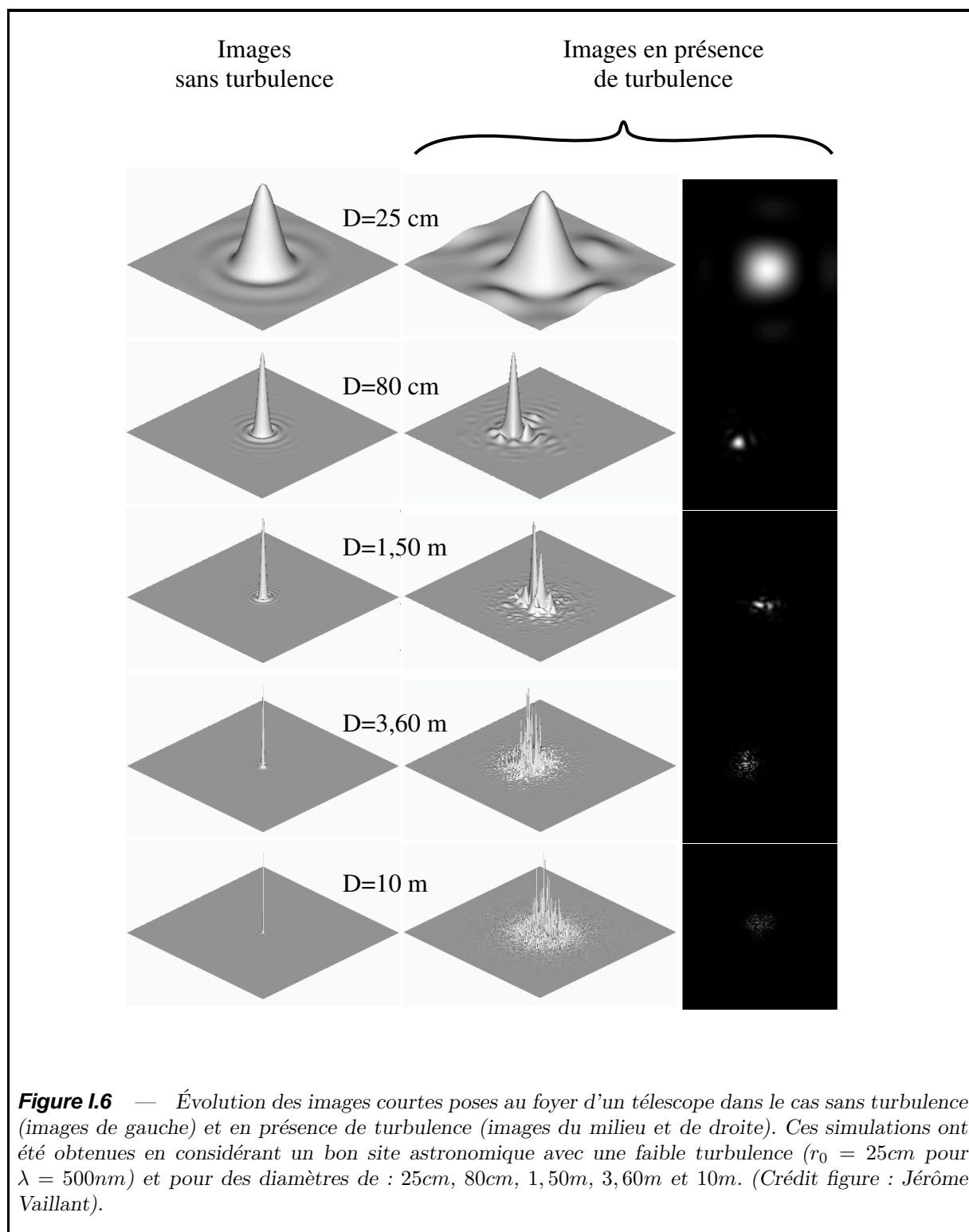
$\mathcal{T}(\mathbf{u})$ est la fonction de transfert instrumentale (télescope, instrument mais sans atmosphère) alors que $\mathcal{B}(\mathbf{u})$ (la fonction de cohérence spatiale) représente le terme atmosphérique :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\mathbf{u}) &= \langle e^{j[\varphi(\mathbf{u}'+\mathbf{u}) - \varphi(\mathbf{u}')] } \rangle \\ &= e^{1/2 \langle [\varphi(\mathbf{u}'+\mathbf{u}) - \varphi(\mathbf{u}')]^2 \rangle} \quad (\text{ergodicité temps/espace de } \varphi), \end{aligned} \tag{I.45}$$

Pour une turbulence pleinement développée avec échelle externe infinie, le modèle de type Kolmogorov donne (Fried, 1966) :

$$\mathcal{B}(\mathbf{u}) \simeq \exp \left[-3,44 \left(\frac{\lambda \|\mathbf{u}\|}{r_0} \right)^{5/3} \right] \tag{I.46}$$

La FEP longue pose est très élargie et la fréquence de coupure tend vers λ/r_0 .



1.1.4.2 Imagerie courte pose

Lorsque les poses effectuées sont de l'ordre de τ_0 , la FEP instantanée est élargie également (enveloppe plus petite que la FEP longue pose et en mouvement) mais son intensité est modulée spatialement et temporellement. On appelle *speckles* ou tavelures les structures à haute fréquence qui correspondent à des noeuds d'interférence dans le plan image. Dans le plan pupille, c'est comme si on avait plusieurs sous-pupilles dont la taille

serait celle des cellules élémentaires de turbulence au niveau du télescope (soit de rayon r_0 , le paramètre de Fried dont la définition est donnée en I.1.3.5). On comprend donc qu'une lumière cohérente (monochromatique ou quasi-monochromatique) est nécessaire pour obtenir des *speckles* suffisamment contrastés. On peut exploiter les hautes fréquences spatiales des images tavelées avec les méthode de l'interférométrie Speckle (Labeyrie, 1970) dont je n'expose ci-après que le principe.

Comme on admet que $\mathcal{O}(\mathbf{u})$ ne change pas au cours d'une pose, il est judicieux d'exploiter le spectre de puissance des images courtes pose :

$$\begin{aligned}\langle \mathcal{I}^2(\mathbf{u}) \rangle &= \langle |\mathcal{I}(\mathbf{u})|^2 \rangle \\ &= \langle |\mathcal{S}(\mathbf{u})|^2 \rangle \cdot |\mathcal{O}(\mathbf{u})|^2\end{aligned}\tag{I.47}$$

On parvient à recouvrer l'information à haute fréquence spatiale contenue dans les images courte pose jusqu'à la limite de diffraction ($\sim \lambda/D$) en calibrant leur spectre de puissance moyen $\langle |\mathcal{S}(\mathbf{u})|^2 \rangle$ avec une étoile de référence non résolue. Ainsi, on obtient le module de de la fonction de transfert de l'objet d'intérêt :

$$|\mathcal{O}\mathbf{u}| = \left[\frac{\langle \mathcal{I}^2(\mathbf{u}) \rangle}{\langle |\mathcal{S}(\mathbf{u})|^2 \rangle} \right] \quad \text{pour } \|\mathbf{u}\| \leq \frac{D}{\lambda}\tag{I.48}$$

Ainsi, la fonction de transfert *Speckle* présente deux régimes asymptotiques :

- pour $\|\mathbf{u}\| \ll r_0/\lambda$, elle suit $\mathcal{S}_{LP}(\mathbf{u})$ si on omet le terme dû à la pente.
- pour $r_0/\lambda \ll \|\mathbf{u}\| \leq D/\lambda$, elle suit la fonction de transfert du télescope idéale $\mathcal{T}_0(\mathbf{u})$ mais multipliée par un terme $(0,342 r_0/\lambda)^2$ (atténuation, moins forte si r_0 grand). On voit ici l'importance du rapport D/r_0 qui, élevé au carré, donne une estimation du nombre de *speckles* contenus dans une image instantanée. On le voit sur la figure I.6 et Dainty & Greenaway (1979) l'ont montré.

I.1.4.3 Solutions pour contrecarrer la turbulence atmosphérique

- La **sélection d'images**, notamment utilisés par les astronomes amateurs, fonctionne lorsque $D \simeq r_0$ mais est beaucoup moins efficace lorsque $D > r_0$. Comme le temps sur les télescopes actuels coûte cher et nécessite une "rentabilité scientifique" (retour) et une justification dans un programme de recherche défini et ambitieux, ce n'est pas une solution viable pour l'astronomie professionnelle. Dans le cas d'observation d'objets brillants tels que des planètes du système solaire, cette technique peut être très appropriée et peu coûteuse.
- L'**interférométrie speckle** (Labeyrie, 1970) permet grâce à l'autocorrélation d'images courte pose d'atteindre la limite de diffraction *a posteriori*. Elle reste compétitive pour les grands télescopes avec l'arrivée de détecteur rapides et à très faible bruit (comptage de photons) surtout dans le visible où l'optique adaptative se fait encore attendre.

- Les **algorithmes de déconvolution** sont des traitements informatiques (numériques/itératifs) *a posteriori* qui améliorent la qualité d'image (déconvolution myope, aveugle, etc.). Avec l'augmentation de la puissance de calcul des *PCs*, ils sont devenus accessibles par tous et souvent bien moins coûteux que de lourds systèmes *in situ* tels l'OA ou les tavélographes. Ils peuvent être utilisés pour améliorer le *seeing* d'un facteur 1,5 à 3 ou sur des images déjà partiellement corrigées par l'OA ou autres.
- L'**Optique Adaptative** est la technique pour laquelle *Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative* est développée. Elle permet une correction en temps réel de la turbulence atmosphérique et par conséquent, un fort avantage pour l'imagerie à la limite de diffraction des télescopes (ou proche de cette limite) mais également pour son couplage avec des spectrographes pour lesquels la concentration spatiale d'énergie au centre des images est essentielle ainsi que pour les interféromètres pour lesquels la cohérence de la phase est primordiale.

1.2 Optique adaptative et étoile laser

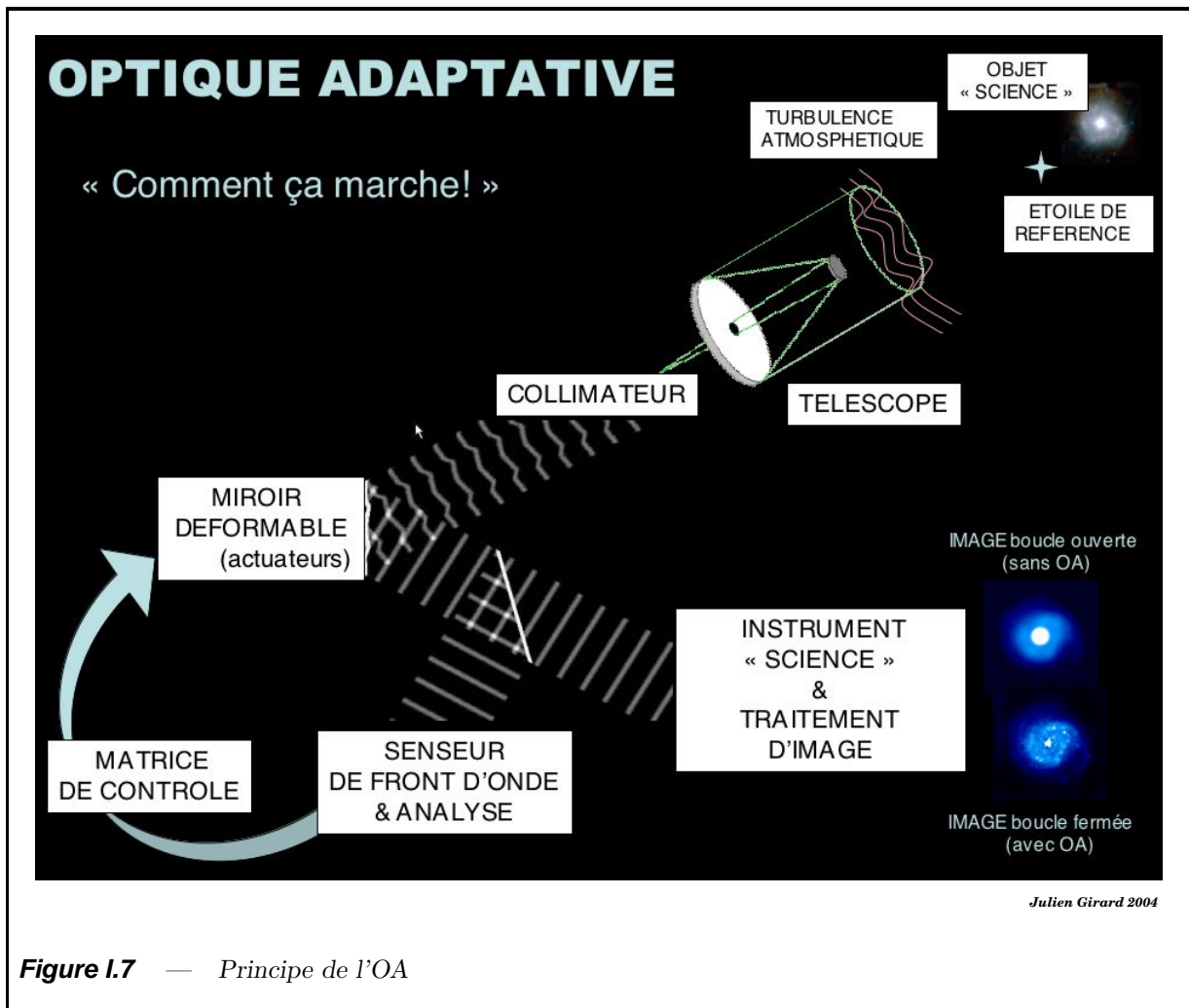
1.2.1 L'optique adaptative

1.2.1.1 Principe de l'optique adaptative

Introduit initialement par Babcock (1953), l'OA est aujourd'hui la solution la plus répandue pour lutter contre les effets de la turbulence atmosphérique dans l'infra-rouge. Même si on compte aujourd'hui de nombreuses variantes d'OA plus ou moins coûteuses et évoluées, il est nécessaire d'en rappeler le principe original exposé sur la figure I.7 .

L'OA consiste à mesurer les déformations du front d'onde en temps réel et de les corriger à l'aide d'un (ou plusieurs) miroir(s) déformable(s). Ainsi, on atténue les effets de la turbulence atmosphérique et on améliore la résolution effective d'un télescope terrestre jusqu'à sa limite théorique de diffraction. Il s'agit d'un asservissement en boucle fermée. Le capteur de front d'onde est en général situé en aval du miroir déformable et mesure donc les résidus d'aberrations de phase correspondant aux erreurs de correction par rapport à un front d'onde plan (correction idéale). Cette mesure différentielle (contrairement au cas de la boucle ouverte pour lequel la mesure est absolue) permet notamment (Demerle et al., 1994) :

- d'éliminer de nombreux problèmes de calibration du capteur de front d'onde.
- de limiter l'amplitude des déplacements des actionneurs du miroir déformable (une fois que la boucle est bien fermée sur l'étoile de référence, après quelques itérations en général). Ceci permet d'obtenir une bande passante élevée et donc un meilleur niveau de correction (rapport de Strehl).



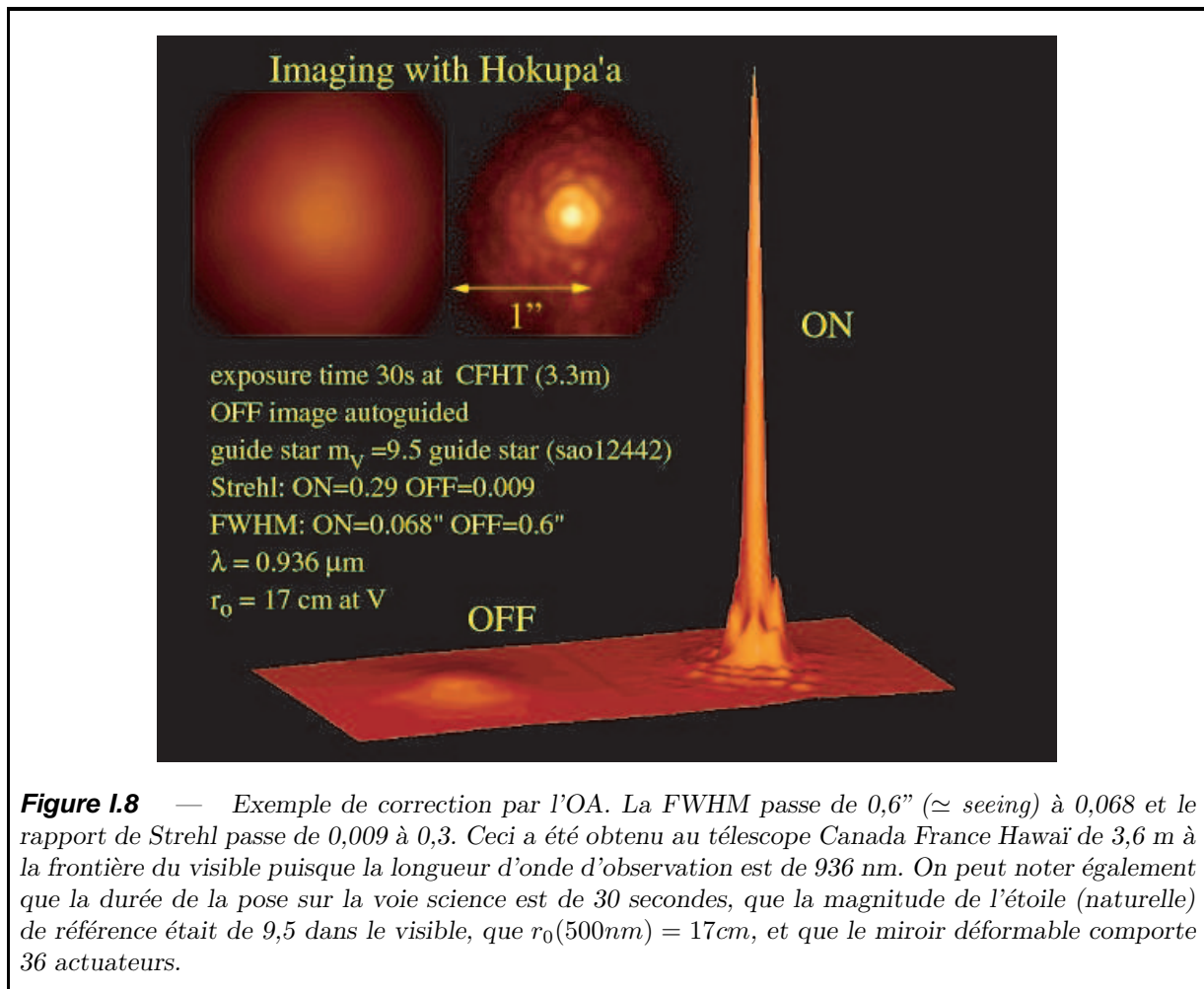
I.2.1.2 Définitions en l'optique adaptative

On a vu précédemment (voir section I.1.1) que la fonction d'étalement de point (FEP ou PSF en anglais pour Point Spread Fonction) d'un télescope idéal était une fonction d'Airy :

$$P_0 = \frac{\pi D^2}{4\lambda^2} \left[\frac{2\mathcal{J}_1(\pi D|\mathbf{x}|/\lambda)}{\pi D|\mathbf{x}|/\lambda} \right]^2, \tag{I.49}$$

où \mathbf{x} est une direction spatiale dans le plan focal et \mathcal{J}_1 est la fonction de Bessel du premier type. Sur la figure I.1 , à gauche, est représenté le télescope idéal donnant une fonction d'Airy à son foyer. Le fameux critère de résolution de Rayleigh de $1,22\lambda/D$ correspond à la distance entre le maximum et le premier anneau sombre. Sur la figure I.8 , on voit l'amélioration drastique de l'image corrigée par le système d'OA Hokupa'a à droite par rapport à l'image initial sans OA.

On peut maintenant définir les trois critères permettant de juger des performances d'un système de correction d'image :



- La **largeur à mi hauteur** (en anglais *FWHM* pour *Full Width at Half Maximum*). Ce critère est particulièrement adapté aux systèmes visant à simplement améliorer la qualité image d'un petit facteur.
- Le **rapport de Strehl** est le rapport de l'intensité au centre de l'image perturbée d'un point source à l'infini et de l'intensité au centre de la fonction d'Airy. Ainsi on a : $\mathcal{S} = \mathcal{P}(0)/\mathcal{P}_0(0) = 1$ pour un télescope parfait et moins pour les télescopes réels. Ce critère est particulièrement adapté aux systèmes cherchant à se rapprocher de la limite de diffraction ($\mathcal{S} = 1$). Dès que \mathcal{S} dépasse un à deux dixièmes, la *FWHM* est très proche du pouvoir de résolution théorique du télescope.
- L'**énergie encerclée** correspond à l'énergie intégrée dans un cercle de rayon β autour du maximum de l'image. Tout comme la *FWHM* ce critère est adapté pour caractériser les systèmes de réduction de la taille de la tache image, couche sol, etc. (pour lesquels le rapport de Strehl est si faible qu'il est un mauvais critère). Les gens parlent souvent d'une "amélioration du *seeing*" par abus de langage : le *seeing* ne peut être amélioré!

1.2.1.3 Limitations de l'optique adaptative

La mesure du front d'onde nécessite un objet lumineux dans un champ restreint autour de l'objet d'intérêt. La figure I.9 montre le rapport de Strehl obtenu à 710 nm en fonction de la magnitude (visible) de l'étoile de référence. Cette source de référence peut être l'objet lui-même ; jusqu'à maintenant, ce fût le cas pour la très grande majorité des observations en OA qui ont utilisé la source scientifique comme source de référence, faute de mieux.

Mais le but de l'OA est justement d'appliquer la correction en temps réel sur un objet faible et méconnu (source scientifique) sur lequel on effectue de longues poses à la limite de diffraction. Il y a rarement un objet ponctuel lumineux à proximité de la cible astrophysique et la couverture sur ciel (la proportion de ciel accessible) pour un système d'OA est déplorable, d'où l'émergence du concept d'étoile laser.

On voit que toutes les limitation de l'OA sont étroitement liées : champ/couverture du ciel, flux/nombre d'actuateurs, etc. Voici néanmoins un description de ces limitations qui influencent toutes la qualité de correction du système d'OA complet :

- **Champ d'isoplanétisme** : en effet, avec une seule étoile de référence, la correction n'est valable que dans un champ très restreint. A une distance angulaire θ l'erreur due à l'anisoplanétisme vaut : $\langle \varepsilon^2 \rangle = (\theta/\theta_0)^2 \propto \lambda^{-2}$. θ_0 étant le champ d'isoplanétisme défini auparavant.
- **Disponibilité d'une ou plusieurs sources de référence** : si une étoile suffisamment brillante n'est pas présente dans le champ isoplanétique, l'OA est très compromise voire impossible à moins d'utiliser l'objet d'intérêt lui-même si il le permet. La séparation des sources de référence par rapport au centre du champ d'intérêt va influencer grandement la qualité de correction (ε^2 augmente). De manière générale, cela limite d'une part la couverture du ciel au régions les plus peuplées (dans le plan galactique) et d'autre part la taille du champ corrigé. Sur la figure I.9 , on voit comment le taux de couverture du ciel décroît en fonction du Strehl désiré en infrarouge (bande K à gauche) et dans le visible (bande V à droite).
- **Flux/intensité de la source de référence** : au delà d'une certaine magnitude limite, la qualité de correction va dépendre directement du bruit instrumental des bruits instrumentaux qui prédominent alors sur le bruit de photon issue de l'étoile.
- **Limitations d'ordre technologique** : nombres d'actuateurs, bruits et vitesse des détecteurs, vitesse de calcul des ordinateurs (algorithmes), taille/robustesse/course des actuateurs, etc. MCAO et/pour les ELTs représentent un déficit majeur pour l'AO de demain.
- **Longueur d'onde** : ce n'est pas une limitation physique mais toutes les limitations sont plus fortes à mesure que λ décroît. C'est pour cela que l'OA dans le visible est plus ambitieuse que dans l'infra-rouge.

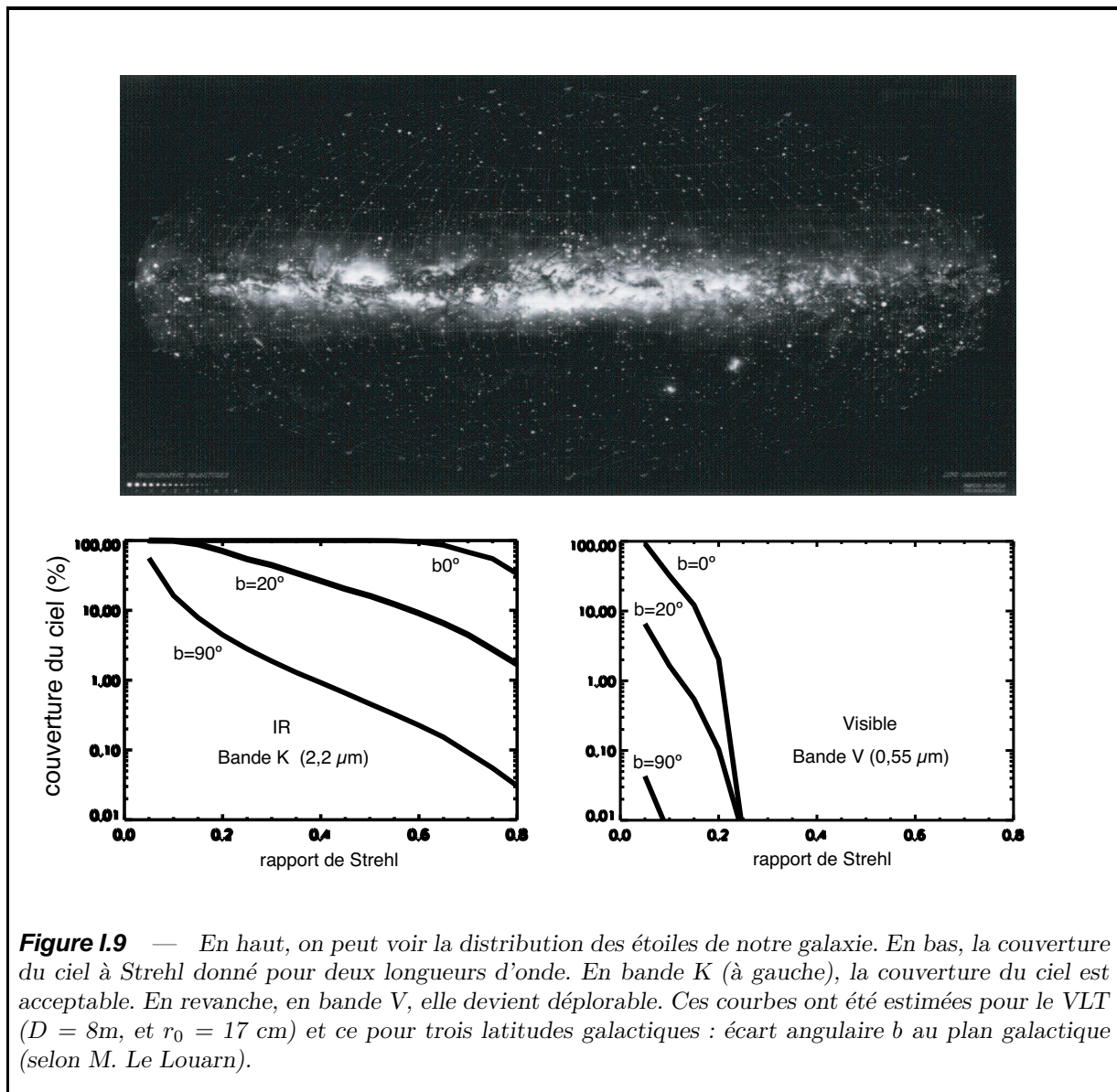


Figure 1.9 — En haut, on peut voir la distribution des étoiles de notre galaxie. En bas, la couverture du ciel à Strehl donné pour deux longueurs d'onde. En bande K (à gauche), la couverture du ciel est acceptable. En revanche, en bande V, elle devient déplorable. Ces courbes ont été estimées pour le VLT ($D = 8\text{m}$, et $r_0 = 17\text{ cm}$) et ce pour trois latitudes galactiques : écart angulaire b au plan galactique (selon M. Le Louarn).

- **La turbulence locale** : souvent les systèmes d'OA sont moins performants que prévus une fois acheminés sur le ciel. En effet, il est difficile de prendre en compte les écoulements d'air et les effets de dôme dans les simulations. Parfois la forme de la coupole peut même aggraver la qualité des images si le vent est important. Dans tous les cas, il est impératif d'ajuster la température de la coupole à celle du miroir (ou inversement) et à la température extérieure pour éviter les déplacements d'air par convection.
- **Aberrations opto-mécaniques résiduelles et vibrations du télescope** : des aberrations de phase dues aux contraintes sur les éléments optiques (fixations, flexions, sens de la force de gravité). Ces défauts sont plus ou moins corrigibles lorsqu'il sont dus à des éléments situés en amont de la boucle de correction et parfois seulement calibrables si leur source est en dehors du chemin optique commun ou située en aval de la boucle. Souvent ces défauts peu ou pas corrigés contribuent à une forte dégradation des performances d'un système d'OA. Egalement, toutes les vibrations non mesurées par la boucle d'asservissement (hautes fréquences au delà de la bande

passante) entraînent une dégradation du Strehl et un élargissement de la *FWHM*. Néanmoins, l'énergie reste concentrée près du centre de l'image et il suffit généralement de poser un peu plus longuement pour obtenir le résultat escompté (dans le cas de vibrations de faible puissance).

- L'OA en **boucle ouverte (BO)** est également une vaste problématique qui est désormais considérée pour de nombreux systèmes. Il s'agit là de commander les éléments correcteurs (DM) en "aveugle" sans *feedback*. Pour fonctionner en BO, il faut que la mesure du signal à corriger soit de très bonne qualité ainsi que la réponse des éléments correcteurs (linéarité/hysteresis des actionneurs, etc.). L'avantage de la BO est que cela permet de fonctionner à des fréquences bien moindres que la BF (typiquement, 5 à 10 fois).

1.2.1.4 Approches en optique adaptative

Aujourd'hui, il y a plusieurs solutions d'optique adaptative avec des approches très différentes répondant à des besoins scientifiques différents et souvent complémentaires pour la communauté :

- Pour certaines observations, les astronomes demandent un niveau de correction très modeste mais un champ corrigé très grand. Cette approche convient particulièrement aux *surveys*, *deep fields* qui nécessitent un grand télescope pour des raisons d'efficacité photométriques et non pour son pouvoir de résolution spatiale. L'OA n'apporte alors qu'une amélioration de la tache image (largeur à mi-hauteur divisée par un facteur de l'ordre de 2 à 3), loin d'obtenir un coeur cohérent dans l'image propre à la limite de diffraction du télescope.
- Une autre approche est celle qui vise à obtenir la meilleure correction possible même dans un champ très restreint (séparation d'objets astrophysiques nécessitant la limite de diffraction du télescope). On parle même d'EXTREME AO ou XAO lorsque l'on veut atteindre des rapports de Strehl supérieurs à 90%. La couverture du ciel avec ou sans étoile(s) laser est un autre critère très important.
- Bien entendu, il existe beaucoup de systèmes visant à une correction intermédiaire. Certains systèmes originaux comme *FALCON* (futur instrument du *VLT*) vont appliquer une correction relativement bonne sur des sous-champs contenant une ou plusieurs galaxies. Ainsi, il reste un instrument à grand champ mais l'OA est appliqué à des champs restreints d'intérêts à l'intérieur du champ initial (Assémat, 2004).
- Généralement le *tilt*, dont la variance représente la majorité de la variance totale de la phase, suscite un traitement particulier. Les premiers systèmes d'OA ne comportaient d'ailleurs que la correction du *tilt*. Ceci permet déjà de réduire sensiblement la largeur à mi hauteur des images intégrées. Pour mesurer le *tilt* seul, un système de type *quad cell* (quatre quadrants pour mesurer le centre de gravité de l'image) est utilisé (McClure et al., 1989, par exemple). La correction du *tilt* est également assurée par un système dédié (miroir oscillant sur deux axes avec une course angulaire

adaptée au *tilt*) pour limiter l'excursion des actionneurs du miroir déformable (ordres plus élevés que le *tilt*).

1.2.1.5 Optique adaptative : systèmes existants et futurs

Tous les grands télescope optiques terrestres sont dotés d'un système d'OA plus ou moins performant ou en font développer un pour les prochaines années.

Aujourd'hui le système civil (non classé militairement) disposant du plus grand nombre d'actionneurs est installé à l'observatoire *Keck*. Il en comporte 350 pour un télescope segmenté de 10.1 mètre de diamètre. NACO (NAOS + CONICA, installé sur Yepun, un des quatre télescopes européens de 8,2 m) est le système le plus performant aujourd'hui en termes de Strehl et de magnitude limite puisqu'il permet d'obtenir de façon routinière un rapport de Strehl de 0,6 en K et ce avec une étoile de référence de magnitude jusqu'à 17.

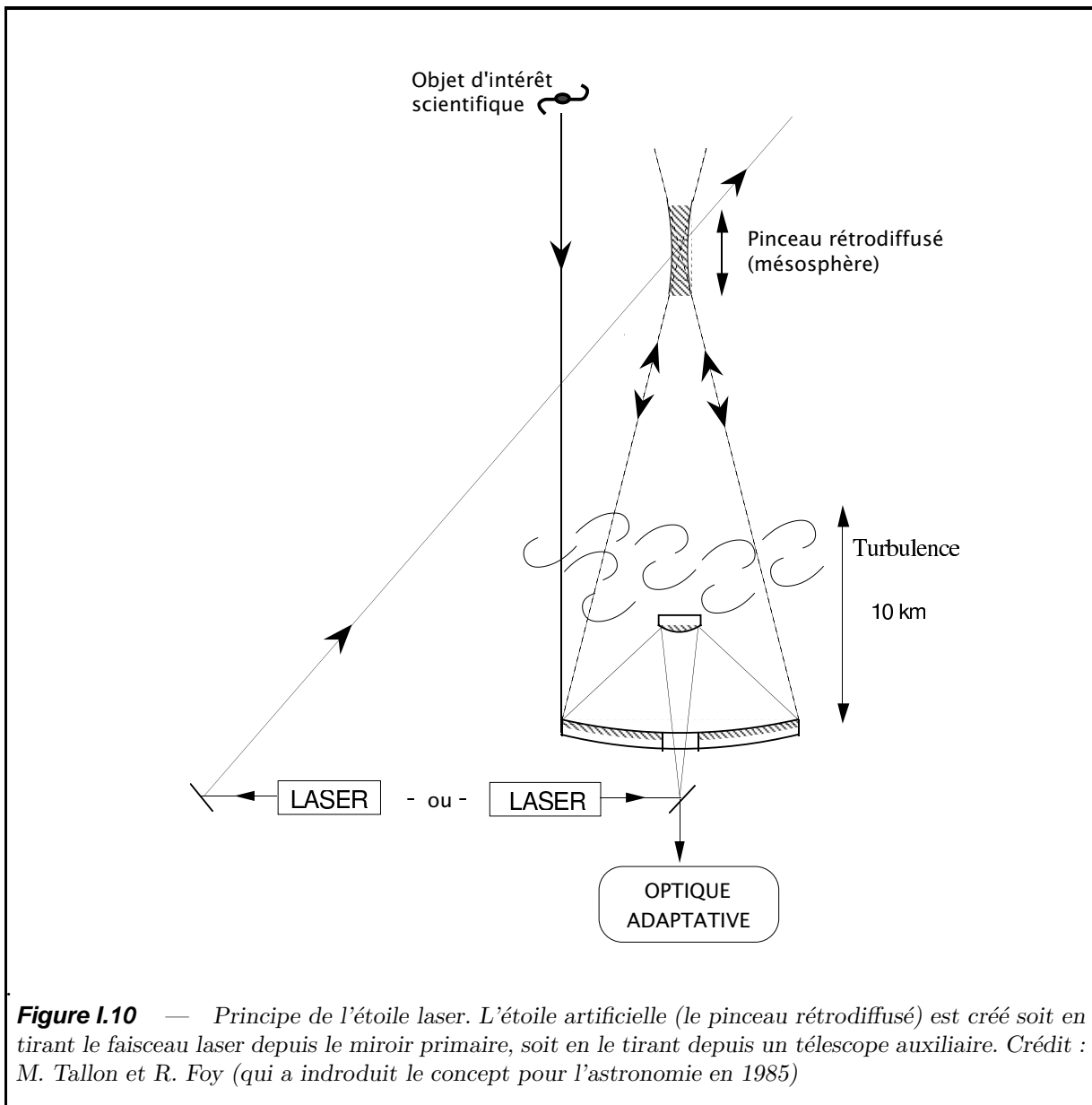
Dans les quelques années à venir, certains télescopes décimétriques actuels seront équipés de systèmes de deuxième ou troisième génération comportant de 500 à quelques milliers d'actionneurs pour lesquels des MEMS (*Micro Electro-Mechanical Systems*) sont à l'étude. Mais le véritable déficit technologique est de fournir des systèmes d'OA compétitifs sur les futurs ELT (Extremely Large Telescopes) qui nécessiteront des dizaines voire des centaines de milliers d'actionneurs avec les problèmes calculatoires associés. L'OA dans le visible entraîne des défis similaires déjà pour les télescopes actuels.

1.2.2 L'étoile laser

Les militaires américains intéressés par la haute résolution angulaire depuis longtemps avaient commencé à étudier son concept (Fugate et al., 1991) mais c'est en 1985 que l'idée de l'étoile laser pour l'astronomie est survenue dans la littérature publique avec l'article de Foy & Labeyrie proposant de contrecarrer le problème de la couverture du ciel en OA en fournissant artificiellement une étoile guide pour mesurer la déformation du front d'onde. Par la suite, j'utiliserai les symboles suivants : \star_L et \star_N pour désigner une étoile laser et une étoile naturelle, respectivement.

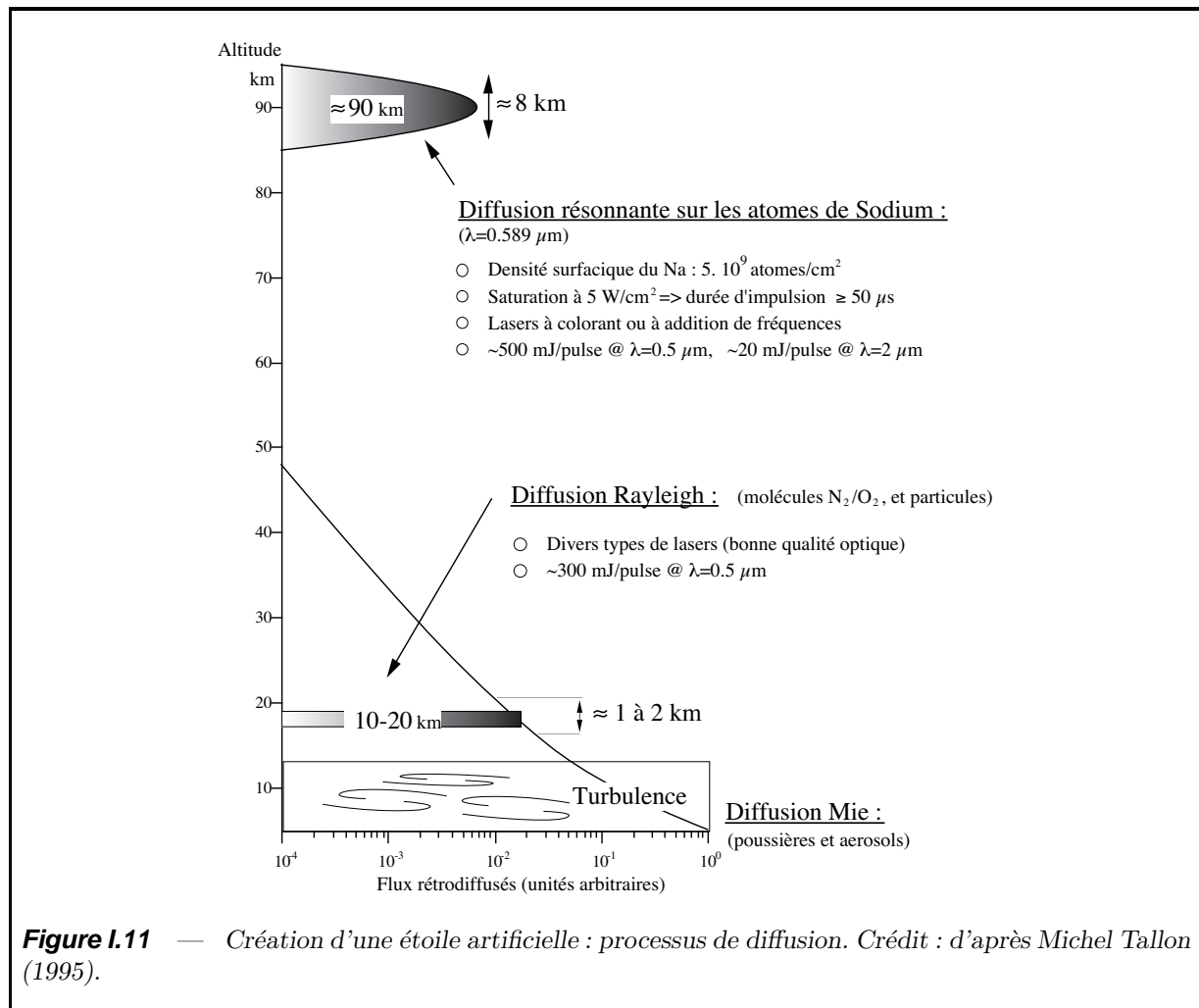
1.2.2.1 Concept d'étoile laser

Il s'agit de créer une source artificielle de lumière en tirant un faisceau laser dans l'atmosphère et en utilisant la lumière rétrodiffusée comme source de référence pour la mesure "temps réel" du front d'onde perturbé. Ainsi, on pourrait normalement faire fonctionner l'OA quel que soit l'environnement stellaire des régions observées (100 % de couverture de ciel). Cependant, on va voir plus loin dans cet exposé qu'une limitation persiste : le *tilt* n'est pas mesurable par l'application simple du concept d'étoile laser. La figure I.10 expose le principe de l'étoile de référence laser.



I.2.2.2 Les étoiles laser

- Rayleigh** : dans ce cas, on utilise la rétrodiffusion des molécules d'azote et d'oxygène en nombre sur les 20-30 premiers kilomètres (troposphère). L'altitude et l'épaisseur de la source artificielle ainsi créée est fonction d'une fenêtre temporelle appliquée sur le faisceau émis. Un puissant laser commercial suffit puisque la diffusion Rayleigh est un processus, qui bien que chromatique ($\propto \lambda^4$) ne requiert pas un ajustement spectral sur une raie précise. C'est une approche relativement peu coûteuse mais comportant un inconvénient majeur : l'effet de cône (Foy & Labeyrie, 1985; Tallon & Foy, 1990; Le Louarn, 2000) décrit en I.2.2.3. Une deuxième limitation importante est le fait que toute turbulence au delà de 20-30 kilomètres (altitude de l'étoile Rayleigh) n'est pas sondée et donc pas prise en compte et corrigable. On peut dire que cette approche convient mieux à l'OA "couche sol" qu'à l'OA "limite de diffraction". Ce type d'étoile laser est illustré par la figure I.12 .



- **Sodium** : dans ce cas, on cherche à exciter la couche de sodium mésosphérique (environ 90 à 100 kilomètres d'altitude). En effet, la densité en atome de Sodium à cette altitude permet l'obtention d'une source artificielle exploitable. Pour cela il faut un laser réglé sur la transition à un photon du niveau électronique fondamental $3S_{1/2}$ au niveau excité $3P_{3/2}$, soit à la longueur d'onde de **589 nm** (raie D_2 sur la figure I.21).

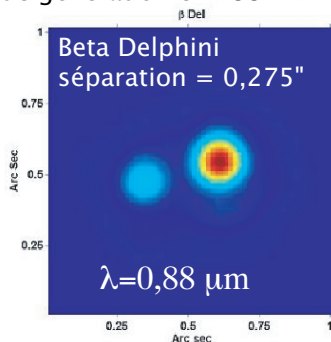
Il s'agit d'une excitation incohérente résonante : 16 nanosecondes après que l'électron de valence ait été hissé au niveau $3P_{3/2}$, un photon est émis spontanément. La section efficace assure un taux d'excitation de $2/3$ pour D_2 ($1/3$ pour l'autre doublet D_1 dû à la structure hyperfine qui n'est pas excitée ici). La largeur totale du profil d'absorption est grande : $\nu_{Na_{3S-3P}} \simeq 2.8 \text{ GHz}$ comme le montre la figure V.14 (largeur Doppler de $\simeq 1 \text{ GHz}$ et structure hyperfine d' $\simeq 1.77 \text{ GHz}$). Hyperfine : 1.77 GHz Total : 2.8 GHz

La saturation est rapidement atteinte avec des lasers conventionnels dont la largeur spectrale est trop importante (profil fréquentiel $\ll 1 \text{ GHz}$). On verra par la suite (voir figure V.15) qu'il est possible d'adapter les lasers pour résoudre le problème de la saturation. C'est aujourd'hui la solution la plus sérieuse pour atteindre la limite de diffraction des grands télescopes sur des objets faibles et isolés comme le prouvent les résultats obtenus jusque là aux Etats-Unis décrits par la figure I.13.

Étoiles laser Rayleigh



Résultats de SOR
2nde génération en 1994 :



Strehl ~ 0,48 (0.59 avec étoile naturelle)
Laser Cu (vapeur) pulsé (5 kHz, 50ns)
=> 510 & 578 nm, 150 W
OA : 546 actuators + SH : BP=143 Hz
Spot laser à 10 km

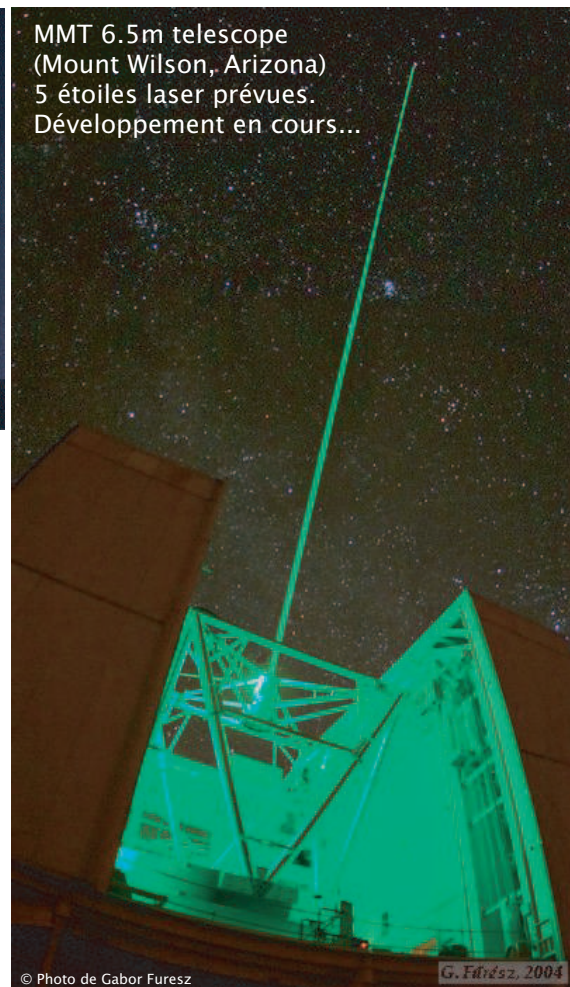
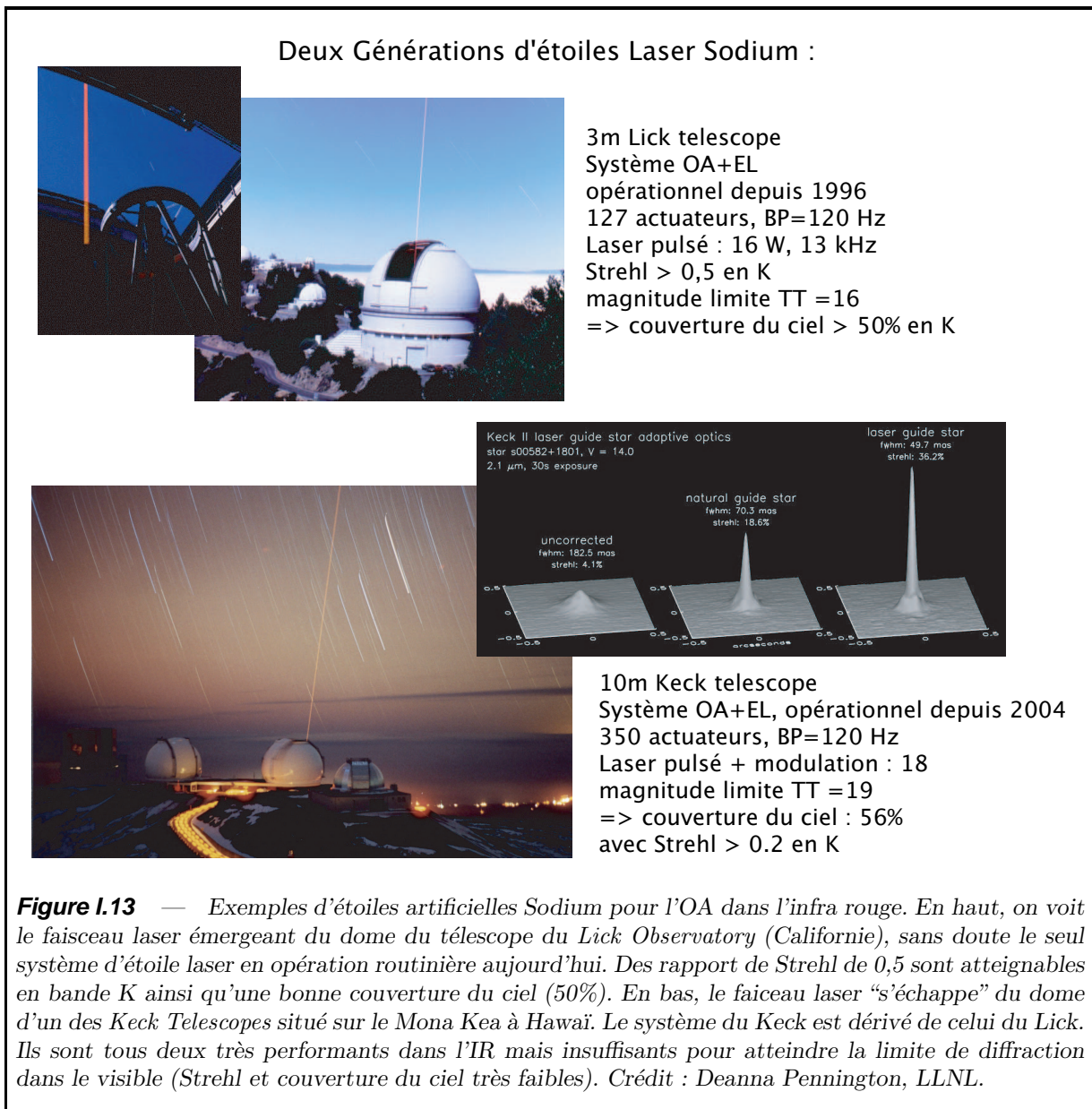


Figure I.12 — Exemples d'étoiles artificielles Rayleigh. A gauche, on voit le puissant faisceau laser émergeant du dôme du télescope du Starfire Optical Range, sans doute le premier système d'étoile laser au monde. En 1994, un Strehl de 0,48 est atteint dans le visible grâce à un nombre impressionnant d'actuateurs : 546, jamais égalé par l'astronomie civile (Fugate, 1994). A droite, le faisceau laser "s'échappe" du miroir secondaire du Multiple Mirror Telescope (MMT) situé sur le Mont Graham en Arizona. C'est l'un des programmes "Rayleigh" les plus ambitieux actuellement puisqu'une constellation de cinq \star_L est prévue.

- D'autres processus ou éléments ont été considérés. Le Potassium mésosphérique, de section efficace comparable mais moins abondant que le Sodium (sa densité surfacique est de $N_K = 3 \times 10^8$ atomes/cm²), pourrait devenir une solution intéressante car les lasers seraient moins coûteux (raie à 769 nm) et on pourrait ainsi créer une constellation d'étoiles laser moins puissantes que des étoiles sodium mais à haute altitude également et moindre coût (pour la MCAO des grands télescope). Mais aucun groupe aujourd'hui n'envisage cette solution pour le moment sans doute à cause du problème de la saturation qui est important dans ce cas.



1.2.2.3 Limitations et solutions

- **Effet de cône** (Foy & Labeyrie, 1985; Tallon & Foy, 1990) : en optique, la notion de distance infinie s'applique largement à tous les objets astrophysiques dont la lumière parcourt des milliards de kilomètres avant d'être captée sur Terre. L'étoile laser est créée à une distance H de quelques dizaines de kilomètres, très insuffisante pour être considérée à l'infini. Le rapport D/H n'est pas négligeable dans le cas des \star_L surtout lorsque D est grand. On voit sur la figure I.14 que les deux couches turbulentes sont inégalement sondées par le cylindre de lumière issue d'une \star_N et par le cône de lumière issue d'une \star_L . Cela entraîne des erreurs d'anisoplanétisme.

$$\sigma_{\text{cône}}^2 = \left(\frac{D}{d_0}\right)^{5/3} \quad (\text{I.50})$$

où d_0 est un paramètre qui décrit la turbulence atmosphérique. C'est le diamètre d'un

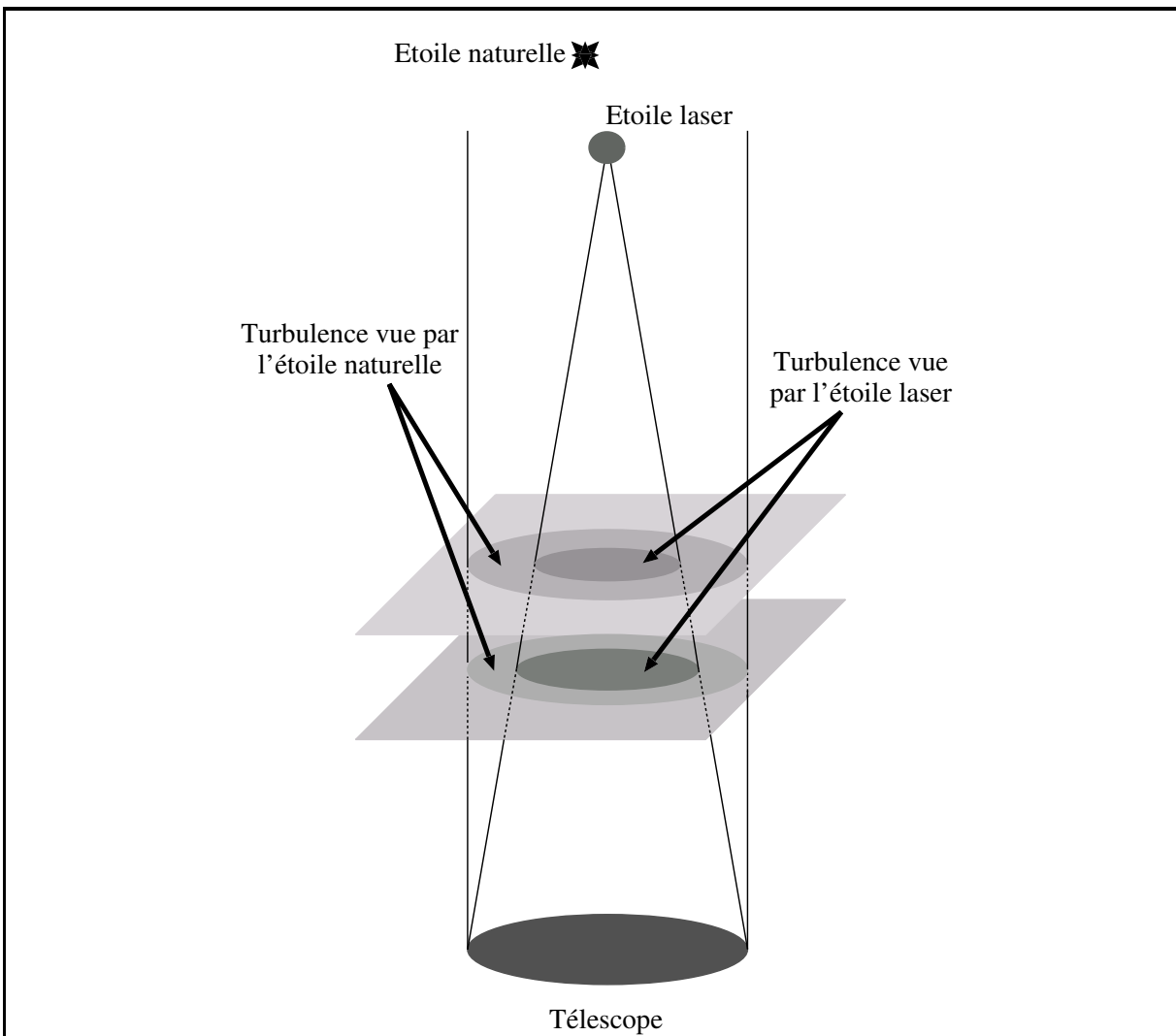


Figure I.14 — Effet de cône dû à la distance finie de l'étoile laser : effet de zoom des couches élevées et mauvaise estimation de la turbulence. (Crédit : Jérôme Vaillant)

télescope fictif, introduit par Fried (1966), et pour lequel le rapport de *Strehl* sans correction serait de 36%. Tyler (1994) donne l'expression suivante pour ce paramètre :

$$d_0 = \lambda^{6/5} \cos^{3/5}(\zeta) \left[\int C_n^2(h) F\left(\frac{h}{H}\right) dh \right]^{-3/5}. \tag{I.51}$$

$F(h/H)$ est une fonction numérique qui pondère le profil de turbulence C_n^2 et ζ est l'angle zénithal. Dans le visible, on perd 80% sur le rapport de *Strehl* pour un télescope de 8 mètres de diamètre.

Plus une couche turbulente est haute et plus elle est mal sondée. Comme le volume traversé par le cône (que l'on peut assimiler à une surface en raison de la faible épaisseur des couches turbulentes) est projeté sur toute la pupille, on parle d'effet de zoom (Tallon & Foy, 1990). Sur la figure I.15, on voit qu'avec une constellation d' \star_L (trois minimum), on peut caractériser correctement une couche turbulente. Lorsque pour un site donné, il y a plusieurs couches turbulentes significatives, on peut avoir

recours à l'OA multiconjuguée (MCAO) par l'emploi de plusieurs miroirs déformables conjugués à différentes altitudes (correspondant à plusieurs volumes équivalents de turbulence).

Fugate et al. (1991) ont mesuré expérimentalement la perte en rapport de *Strehl* dû à l'effet de cône résultant d'une \star_L Rayleigh formée à une altitude de 5 km et pour deux diamètres de télescope : 3,60 m (ESO/La Silla) et 8 m (ESO/VLT/Paranal). Les mesures sont en accord avec les prédictions théoriques de Tyler. La perte est de près d'un facteur 2 à 5 dans le visible et d'environ 10-15% en K ($2.2 \mu\text{m}$).

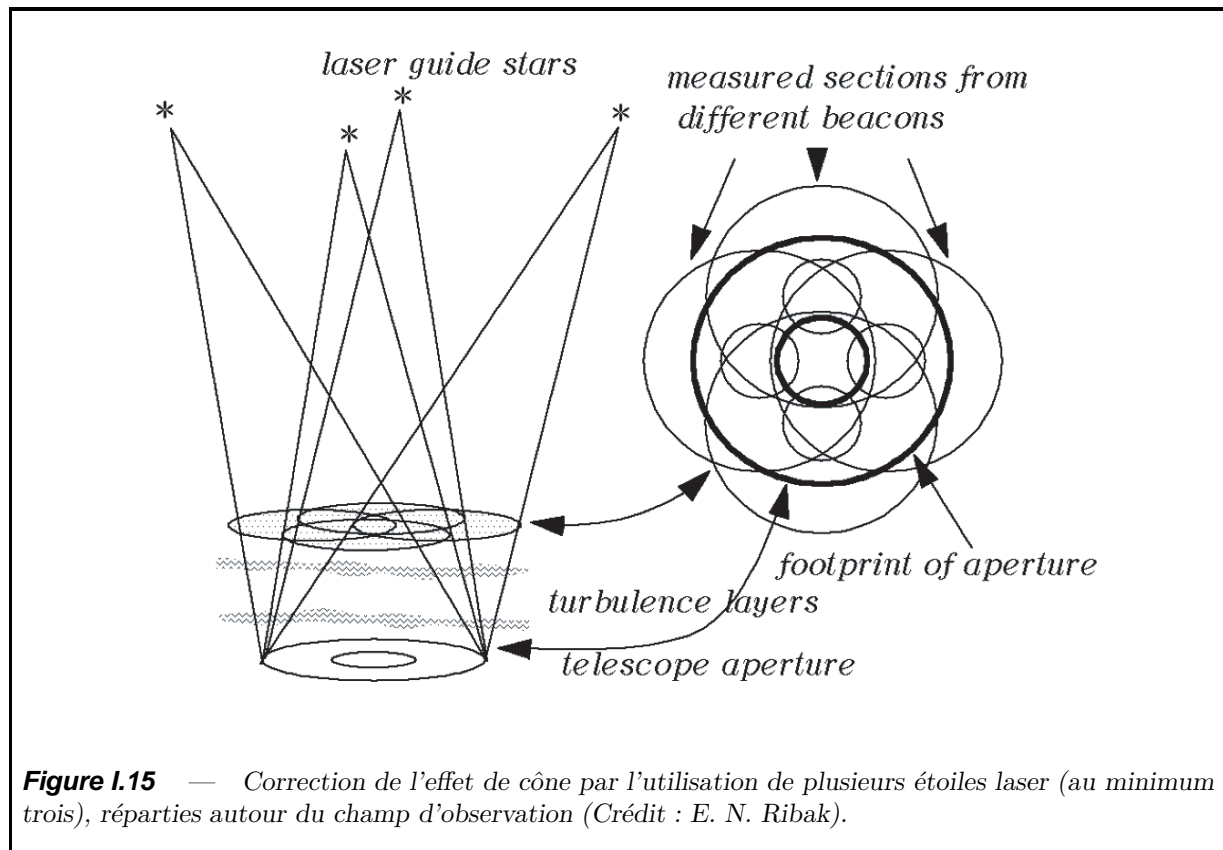


Figure I.15 — Correction de l'effet de cône par l'utilisation de plusieurs étoiles laser (au minimum trois), réparties autour du champ d'observation (Crédit : E. N. Ribak).

- **Propagation du faisceau laser et lumière diffusée** : c'est l'éventuelle pollution lumineuse de l'étoile laser sur la voie science. Lors de son ascension vers la mésosphère une partie de la lumière du laser est diffusée (*Rayleigh scattering*). C'est cette lumière que l'on voit sur toutes les photos intégrées d'étoiles laser. Dans le cas de l'OA classique avec étoile laser monochromatique, le sommet du cône Rayleigh peut affecter la mesure du centroïde des images à la sortie de l'analyseur Shack-Hartmann (par exemple).

Dans le cas de l'étoile laser polychromatique, on verra que ce biais dû au cône Rayleigh peut compromettre la mesure différentielle du *tilt* car si elle est effectuée avec une longueur d'onde présente à l'émission (le 569 ou D_2 si on ne les sépare pas de D_1), il n'affectera que ces images et le *tilt* différentiel mesuré sera faux.

- **Taille du "spot" mésosphérique** :

Le faisceau laser subit la turbulence atmosphérique lors du trajet vers la mésosphère également. L'idée est d'optimiser le diamètre du projecteur en fonction du *seeing* local pour obtenir un *spot* le plus fin possible dans la mésosphère. La divergence intrinsèque du laser et sa qualité de faisceau (M^2) doivent être maîtrisées. Certains systèmes prévoient de corriger le faisceau ascendant par une OA bénéficiant de la mesure de l'analyseur de surface d'onde. Cela peut être effectué par le même miroir déformable utilisé à l'aller et au retour mais il faut prendre garde à la lumière diffusée issue du puissant laser car ces systèmes utilisent le télescope principal comme projecteur/récepteur. Certains télescopes verront leur \star_L émerger de derrière leur miroir secondaire pour qu'elle soit projetée dans l'axe du télescope principal mais sans passer par ses miroirs. Un autre problème est celui de l'obstruction centrale du faisceau laser dans le cas où un projecteur catadioptrique est utilisé à moins d'utiliser un projecteur (parabolique) fortement désaxé.

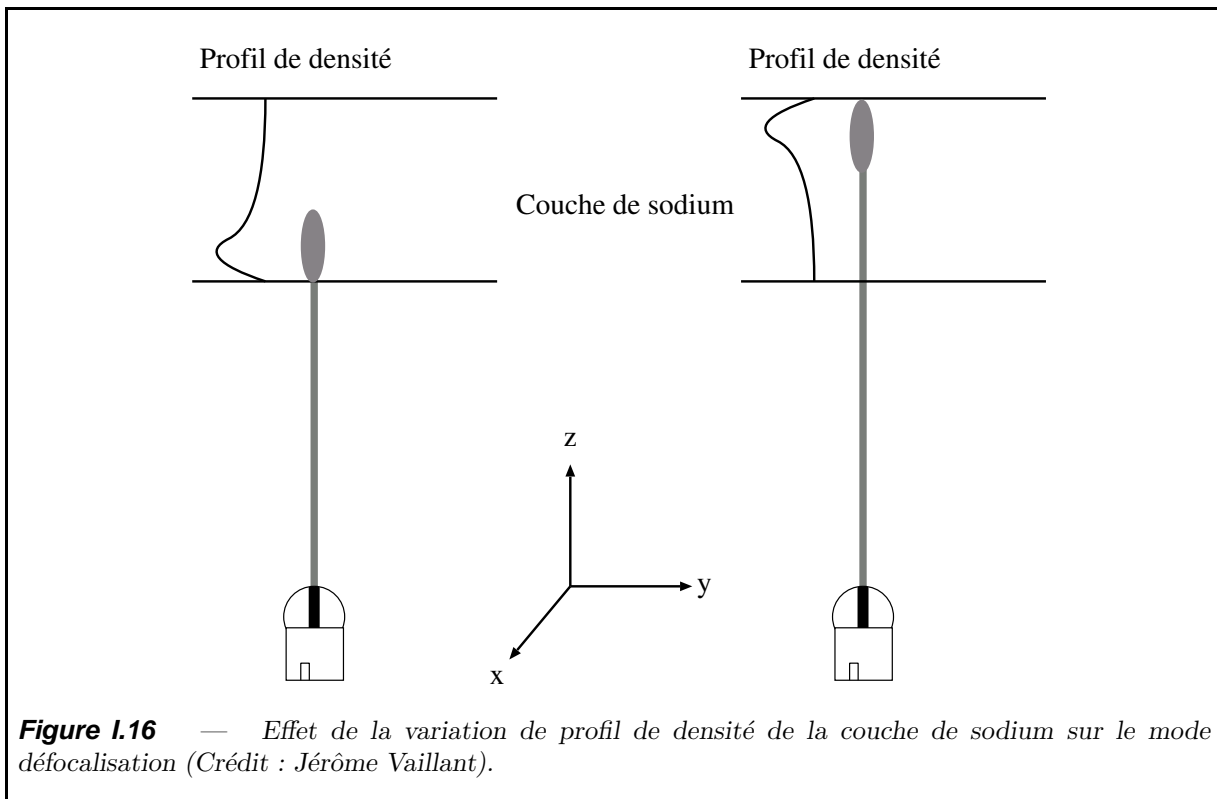


Figure I.16 — Effet de la variation de profil de densité de la couche de sodium sur le mode défocalisation (Crédit : Jérôme Vaillant).

- **Couche de sodium** : la densité du Sodium mésosphérique est variable en altitude au cours du temps. Ce qu'on a appelé jusqu'ici "couche de sodium" a une épaisseur non négligeable (~ 10 km) et très variable tout comme son altitude comme le montre la figure I.16 . Cela entraîne des problèmes de focalisation du faisceau laser ascendant puisqu'il faut l'optimiser pour exciter un maximum d'atomes de Na. On peut alors imaginer avoir un système de focalisation adaptatif.
- **Saturation du sodium** : les atomes de sodium ont un profil Doppler relativement large. Si nous les excitons avec un laser à bande spectrale très étroite, seules les classes de vitesse correspondant à la longueur d'onde du laser (émission spontanée fonction de la cavité) et la saturation est rapidement atteinte car le faible nombre

d'atomes excités ne peuvent absorber toute l'énergie issue du laser.

D'après Foy et al. (1995) et Schöck et al. (2002) on calcule l'intensité de saturation par la formule suivante :

$$I_{sat} = \frac{h\nu_1}{\sigma_1\tau_1} \approx 185 \text{ W/m}^2, \quad (\text{I.52})$$

où ν_1 , σ_1 , τ_1 sont respectivement la fréquence, la section efficace, et le temps de vie de la transition à un photon $3S - 3P_{3/2}$ (σ_1 représente 2/3 des transitions $3S - 3P$) affichés sur la figure I.21 . Le flux de saturation est donc :

$$\Phi_{1,sat} = \frac{1}{\sigma_1\tau_1} \approx 5.5 \cdot 10^{16} \text{ photons/s/cm}^2. \quad (\text{I.53})$$

Au delà de I_{sat} , $\Phi \propto \sqrt{I}$. Le taux d'absorption (classes de vitesses excitées) est d'environ :

$$A_1 \approx \sigma_1 \frac{\Delta\nu_H}{\Delta\nu_T} \rho_h \approx 2.8 \cdot 10^{-2} \quad (\text{I.54})$$

où $\Delta\nu_H$ est la largeur spectrale de la raie et $\Delta\nu_T$ est la largeur totale du doublet (structure hyperfine et largeur Doppler). $\rho_h = 5 \cdot 10^9 \text{ atoms/cm}^2$ est la densité de colonne moyenne du sodium d'après (Gardner, 1989).

On verra plus loin dans cette thèse qu'un élargissement du profil Doppler de la raie d'excitation peut être obtenu de manière à exciter presque toutes les classes de vitesse du sodium ou presque et limiter la saturation. D'autres solutions sont possibles comme par exemple, l'emploi d'un laser moins puissant mais continu.

- **Flux/puissance des lasers** : c'est un problème délicat à discuter puisque souvent les astronomes utilisent les magnitudes pour juger de la brillance d'un objet. Mais cela n'est pas du tout adapté aux \star_L qui souvent sont créées avec des lasers pulsés (très courtes impulsions et largeur spectrale inférieure à 1 GHz) alors que les magnitudes (données logarithmiques) correspondent à des bandes spectrales très larges (de l'ordre de 900 Å en bande V). Il est beaucoup plus pertinent d'utiliser le flux de photons retournés par l' \star_L dans une certaine fenêtre temporelle pour avoir une idée de l'équivalence $\star_L - \star_N$.
- **Visible** : comme en OA classique, toutes les limitations sont renforcée lorsque l'on désire s'approcher des courtes longueurs d'onde.

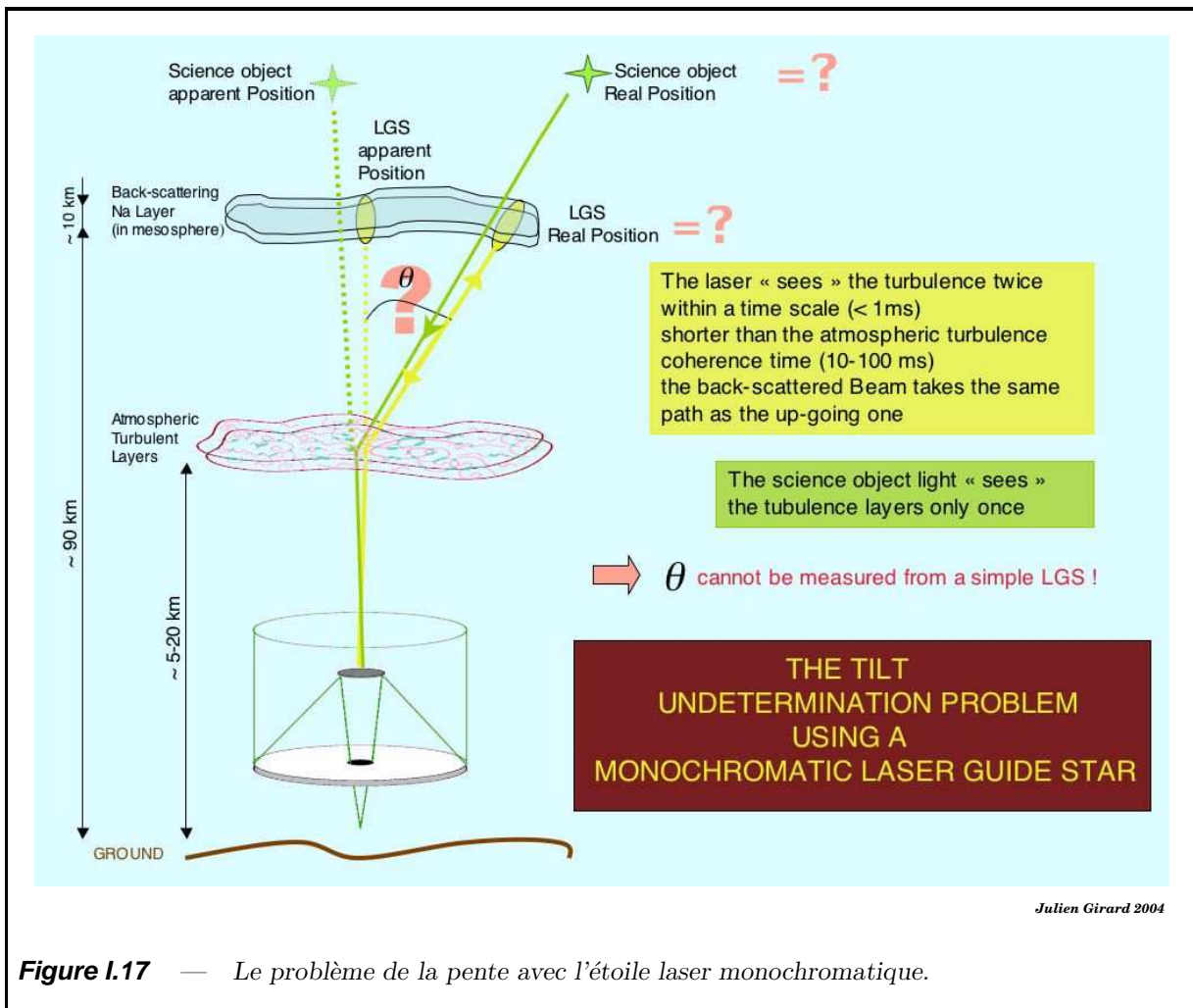


Figure I.17 — Le problème de la pente avec l'étoile laser monochromatique.

- Pente du front d'onde** : une référence monochromatique suffit à alimenter l'analyseur de surface d'onde (ASO) d'un système d'OA pour tous les modes de la turbulence plus élevés que le *tilt* (éclatement de l'image ou "blurring") mais elle ne permet pas de mesurer le *tilt* (agitation de l'image ou "image motion") à cause de l'indétermination de la position de l' \star_L dans la mésosphère. En effet, si le télescope d'observation sert également de télescope d'émission, la lumière issue du laser effectue un aller/retour vers la couche de sodium mésosphérique avant que l'atmosphère n'évolue significativement et l'image de l'étoile laser apparaît dépourvue de tilt. Si on utilise un télescope d'émission auxiliaire, le problème est encore plus complexe car on observe alors une erreur d'anisoplanétisme sur le *tilt* du fait que la couche d'atmosphère traversée au retour ne soit pas exactement celle traversée à l'aller. Or, près de 90 % de la variance de la phase de la surface d'onde réside dans le *tilt* et il est donc indispensable de le mesurer précisément en temps réel. La probabilité d'avoir une étoile naturelle suffisamment brillante dans le champ pour corriger le *tilt* est de 20 à 50 % dans l'IR pour un télescope de 8-10 m. Elle est presque nulle dans le visible. L'ELP offre une solution commune au problème du *tilt* et aux ordres supérieurs (une référence artificielle unique).

1.2.2.4 Effets sur la pupille et la FEP

Sur la figure I.18 (à gauche), on voit que l' \star_L n'est pas "vue" pareil partout sur la pupille. On voit également le cône de lumière diffusée en bord de champ de l'ASO (à droite). En effet, dans ce cas, le projecteur du laser est situé à droite de l'image. La *FWHM* des images des sous-pupilles (correspondants aux 36 segments du miroir principal du télescope) va de 1.2" à droite, pour les plus proche du projecteur, à $1.3 \times 3.0''$ pour les plus éloignées avec une élongation en direction du projecteur.

La FEP (*PSF*) d'un système d'OA corrigé par \star_L est différente de celle obtenue avec un système d'OA classique à \star_N . Les deux principales erreurs proviennent des effets géométriques de la méthode (effet de cône et *tilt*). On a vu que l'effet de cône réduisait le rapport de Strehl.

En bande K, pour laquelle l'effet de cône est moindre, l'erreur principale est attribuée à l'anisoplanétisme de *tilt*. En effet, si l' \star_N guide de *tilt* est située trop loin de la cible scientifique, le *tilt* mesuré sera légèrement différent de celui recherché sur la ligne de visée. Le *tilt* sera donc mal corrigé et il sera en plus difficile de former l' \star_L à proximité de l'objet scientifique puisque la valeur mesurée du *tilt* est utilisée pour projeter le faisceau laser dans la meilleure direction possible afin de corriger les ordres élevés sur la ligne de visée (sans *tilt*).

Ainsi, l' \star_L va se déplacer en sortie de l'analyseur de surface d'onde d'autant plus que l' \star_N de *tilt* sera située loin de l'objet d'intérêt. Sur la figure I.18 (à droite), on voit que même en bande K⁺ ($\lambda = 2.1\mu m$), l' \star_N de référence pour le *tilt* doit se trouver à une distance inférieure à 40 secondes d'arc de l'objet scientifique pour que l'erreur d'anisoplanétisme de *tilt* ne domine pas les autres (effet de cône, etc.).

1.2.3 Solutions aux problèmes de la pente et de la couverture du ciel

1.2.3.1 OA double-canal (Dual AO)

Solution hybride à double canal (Rigaut & Gendron, 1992) consistant en l'utilisation d'une \star_N et d'une \star_L pour atteindre un meilleur niveau de correction et/ou pour repousser la magnitude limite accessible par le système tout en corrigeant la pente.

En fait, l' \star_N utilisée pour la mesure du *tilt* est corrigée des ordres élevés par un système d'OA utilisant l' \star_L pour la mesure du front d'onde. Ainsi, on peut utiliser des étoiles guide de *tilt* initialement beaucoup moins brillantes. Ceci est valable car le champ d'isoplanétisme du *tilt* est relativement grand.

Cette méthode améliore la couverture du ciel mais ne résout pas le problème de la pente. Elle requiert deux systèmes d'OA de surcroît et ne permet pas d'atteindre une couverture du ciel totale dans le visible.

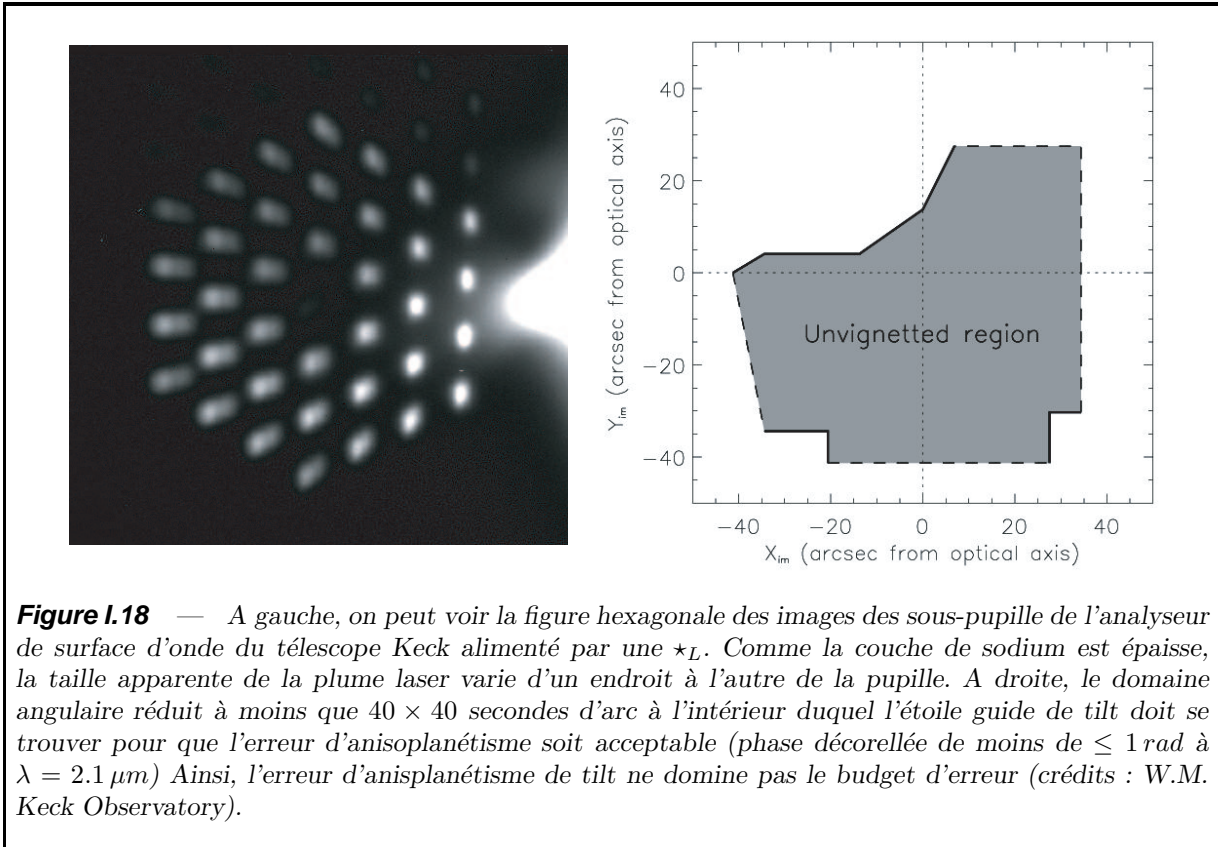


Figure I.18 — A gauche, on peut voir la figure hexagonale des images des sous-pupille de l'analyseur de surface d'onde du télescope Keck alimenté par une \star_L . Comme la couche de sodium est épaisse, la taille apparente de la plume laser varie d'un endroit à l'autre de la pupille. A droite, le domaine angulaire réduit à moins que 40×40 secondes d'arc à l'intérieur duquel l'étoile guide de tilt doit se trouver pour que l'erreur d'anisoplanétisme soit acceptable (phase décorellée de moins de ≤ 1 rad à $\lambda = 2.1 \mu\text{m}$) Ainsi, l'erreur d'anisoplanétisme de tilt ne domine pas le budget d'erreur (crédits : W.M. Keck Observatory).

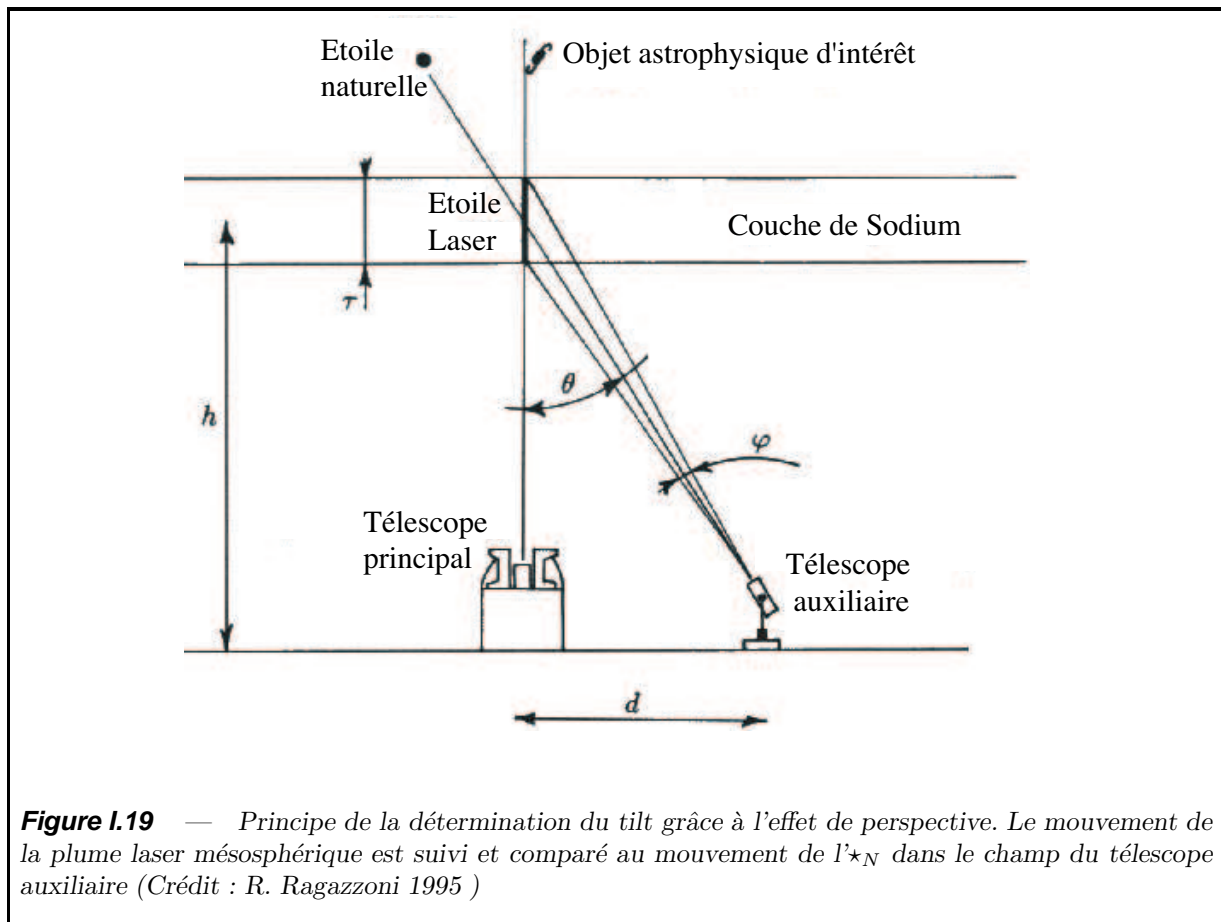
1.2.3.2 Tilt mesuré en IR

Mesurer le *tilt* en infra-rouge où θ_0 est plus grand est la méthode qui est couramment utilisée aujourd'hui. En IR, cela permet d'atteindre une bonne couverture du ciel mais le niveau de correction baisse drastiquement dès que l'on se rapproche du visible (un grand nombre de photons est nécessaire) tout comme la couverture du ciel devient à nouveau très faible. En effet, il y a beaucoup plus d'étoiles de référence disponibles en IR mais les détecteurs IR actuels sont plus bruités que les CCD pour les longueurs d'onde du visible (EMCCD disponibles et pertinents pour l'OA comme expliqué au chapitre III) et ne permettent pas (encore) d'utiliser des étoiles guides de *tilt* très faibles. De plus, le bruit thermique lié au fond de ciel est plus important et limite la magnitude de ces étoiles guides.

Pour résumer, ces deux méthodes accroissent la couverture du ciel à une longueur d'onde et un rapport de *Strehl* donnés mais ne s'attaquent pas directement au problème de la pente. Elles sont efficaces en IR mais beaucoup moins dans le visible. Voici deux autres méthodes qui visent à mesurer le *tilt* sans \star_N dans le champ d'isoplanétisme !

1.2.3.3 Technique de la perspective

Proposée par Ragazzoni et al. (1995), il s'agit comme le suggère la figure I.19 d'utiliser un télescope auxiliaire mobile en plus du télescope principal pour observer simultanément et hors de l'axe optique principal :



- la plume produite dans la mésosphère par le faisceau laser due à l'épaisseur de ~ 10 km de la couche de sodium.
- et une \star_N brillante dans le champ du télescope auxiliaire et surtout dans le domaine d'isoplanétisme de la pente autour de la plume.

Ainsi, on déduit le *tilt* de l'axe optique principal de la comparaison des mouvements apparents de la plume laser mésosphérique et de l' \star_N . Ce concept a été testé expérimentalement par (Esposito et al., 2000) et (Belen'kii et al., 1999) Au mieux, un coefficient de corrélation de 0.71 a été atteint entre le *tilt* mesuré par la méthode de perspective et le *tilt* mesuré de manière classique par une \star_N dans le champ d'isoplanétisme.

Les inconvénients principaux de cette méthode sont les suivants :

- deux télescopes auxiliaires sont nécessaires pour mesurer les deux composantes du *tilt*.
- la distance d qui sépare le télescope principal des télescopes auxiliaires doit être grande pour que l'effet de perspective permette une couverture du ciel acceptable (typ. 200 mètres, 163 pour l'expérience d'Esposito *et al.* en 1999).
- les deux télescopes auxiliaires doivent être mobiles et actionnés pendant l'observation pour toujours garder une ou plusieurs \star_N dans leur champ en même temps que la

plume laser. Marchetti & Ragazzoni (1997) ont montré que si les ATs du VLT étaient utilisés de la sorte pour corriger le *tilt* d'un des UTs équipé d'un laser, la couverture du ciel ne serait pas totale du fait du nombre fini de positions des ATs.

Par conséquent, il est clair que cette méthode serait coûteuse et difficilement applicable sur un site astronomique moderne.

1.2.3.4 L'étoile laser polychromatique

L'étoile laser polychromatique (Foy et al., 1992, 1995) est le seul concept aujourd'hui qui apporte une solution pratique au problème de couverture du ciel pour l'optique adaptative de bonne correction dans le visible et de très haute correction dans l'infra-rouge. Présenté dans l'introduction de la thèse, je vais ici en expliquer le principe. développe ce concept dans la section suivante.

1.3 L'ELP

1.3.1 Principe de l'ELP

La solution est basée sur le chromatisme de l'indice de réfraction atmosphérique n_λ (*c.f.* la figure D de l'introduction et la section I.1.3.1) et sur la séparabilité des variables de pression et température (P, T) dont il dépend également. Ainsi, on suppose que $n_\lambda - 1$ est égal au produit d'une fonction chromatique $\mathcal{F}(\lambda)$ et d'une fonction "climatique" $\mathcal{P}(P, T)$ telles que (Filippenko, 1982) :

$$n(\lambda, P, T) - 1 = \mathcal{F}(\lambda) \times \mathcal{G}(P, T) \quad (\text{I.55})$$

Ici, on néglige les variations de la pression partielle de vapeur d'eau dont on pense que l'influence est très faible dans le cas d'un bon site astronomique et tant que les observations se font en dehors des bandes spectrales telluriques de l'eau. De l'équation I.55, on obtient (Foy et al., 1995) :

$$\frac{n(\lambda_1, P, T) - n(\lambda_2, P, T)}{n(\lambda_3, P, T) - 1} = \frac{\Delta n}{n - 1} = \frac{\mathcal{F}(\lambda_1) - \mathcal{F}(\lambda_2)}{\mathcal{F}(\lambda_3)} \quad (\text{I.56})$$

Un télescope monopupille est insensible au mode piston (moyenne de la phase sur la pupille et premier mode de Zernicke). L'équation I.56 est invariante pour tous les modes de la surface d'onde. Ici on peut donc remplacer \mathcal{F} par le θ , le *tilt* atmosphérique pour obtenir la formule suivante qui permet de déduire le *tilt* du *tilt* différentiel et le facteur de proportionnalité γ qui les relie :

$$\begin{aligned}\Delta\theta &= \theta \times \frac{\Delta n}{\langle n - 1 \rangle} \\ &= \theta \times \gamma^{-1} \text{ avec } \gamma = \frac{\langle n - 1 \rangle}{\Delta n}\end{aligned}\tag{I.57}$$

Ainsi, on peut déterminer le *tilt* à une longueur d'onde λ_3 à partir sa mesure différentielles à deux autres longueurs d'onde λ_1 et λ_2 :

$$\begin{aligned}\theta(\lambda_3) &= \gamma \times \Delta\theta_{1,2} \\ &= \frac{\langle n_{\lambda_3} - 1 \rangle}{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}} \times [\theta(\lambda_1) - \theta(\lambda_2)]\end{aligned}\tag{I.58}$$

L'étoile laser polychromatique est un concept original qui apporte une solution au problème de couverture du ciel notamment dans le visible où le nombre d'étoiles de référence naturelles restreint la couverture du ciel à moins de 1%.

I.3.2 Processus d'excitation

Tout comme pour l' \star_L classique, il faut trouver le moyen de produire l'étoile dans l'atmosphère mais cette fois on veut obtenir au moins deux longueurs d'onde très distinctes.

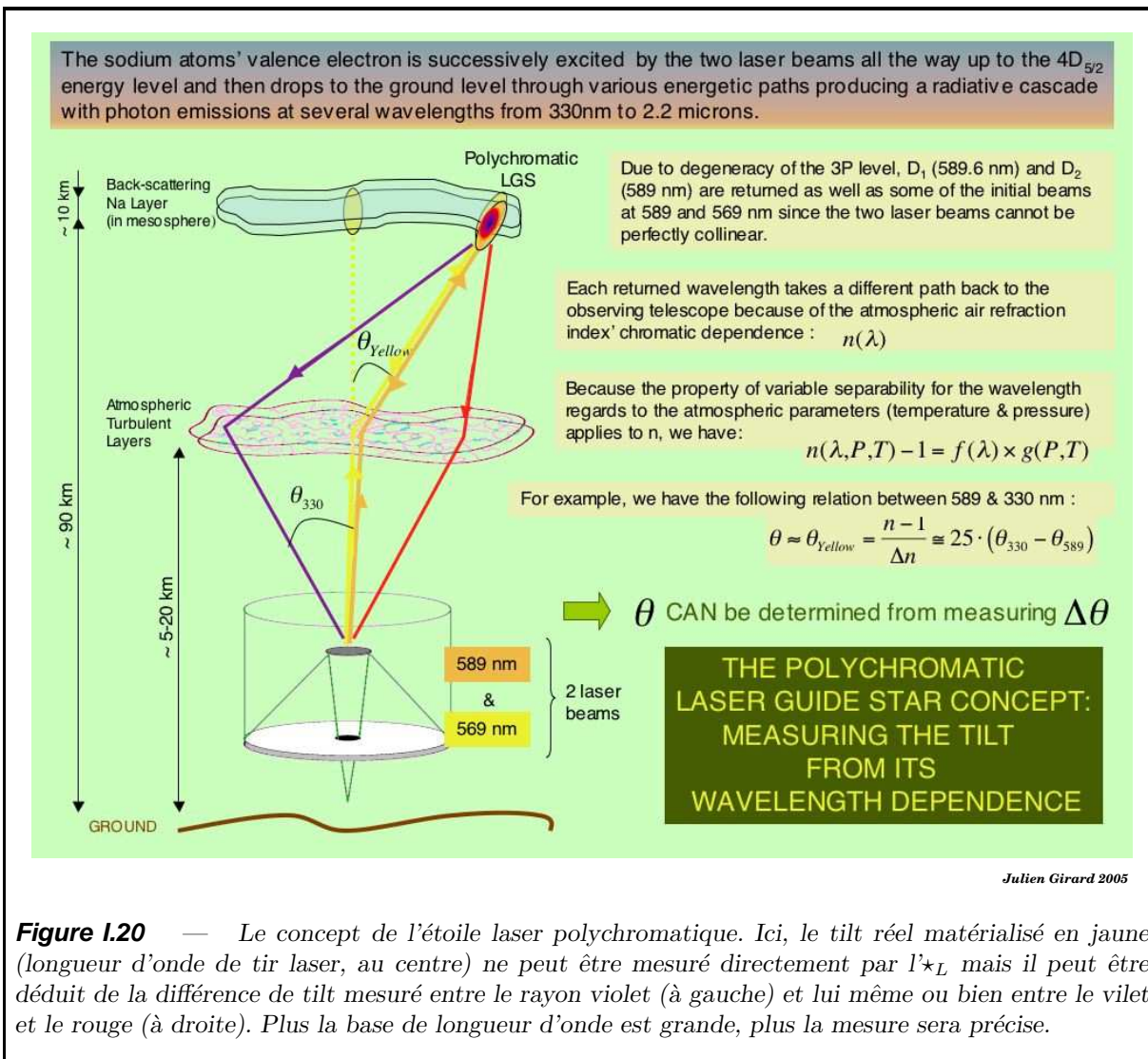
L'idée est développée par la collaboration franco-américaine *ATLAS* (Foy et al., 1992; McCullough et al., 1992). Les processus de création de l' \star_{LP} furent recherchés. Sur la figure I.21 , je montre les trois principaux moyen d'obtenir une cascade radiative appropriée à partir de l'atome de sodium.

Ici, je ne développerai que le processus retenu actuellement pour *ELP-OA* à savoir l'excitation résonante incohérente du sodium à deux photons (le processus 1 sur la figure I.21 expliqué plus en détail sur la figure I.22). Je parlerai des autres processus intéressants envisagés pour l'avenir du concept au delà d'*ELP-OA* dans le chapitre V.7.

I.3.3 Limitations et solutions

I.3.3.1 Flux à 330 nm et saturation

Un des problèmes majeurs de la solution actuelle est de générer suffisamment de photons UV pour que la précision de la mesure du *tilt* différentiel soit pertinente pour la communauté. En se qui concerne l'approche actuelle d'*ELP-OA*, la solution est l'utilisation d'un "laser sans mode" (LSM) dont je parle plus en détail au chapitre V.7 et qui permet d'exciter plus efficacement les atomes de sodium.



I.3.3.2 Vibrations du télescope

On a vu en I.2.1.3 qu'il était nécessaire de pouvoir distinguer le *tilt* atmosphérique chromatique de tous les mouvements mécaniques parasites affectant les images de manière achromatique. Ceci est traité plus loin dans le chapitre IV où je présente l'emploi de sismomètres originaux dédié à la mesure des mouvements mécaniques du télescope.

I.3.3.3 Effet de cône

L'erreur causée par l'effet de cône sur la mesure du *tilt* est négligeable dans le cadre du démonstrateur ELP-OA qui utilise un télescope d'1.52 m de diamètre. En revanche, l'effet de cône aura une incidence sur le budget d'erreur si le concept est exporté pour des télescopes de la classe des 8-10 mètres. Mais il est raisonnable de penser que l'étoile laser polychromatique sera alors associée à un système d'OA multiconjuguée réduisant ainsi cette erreur. En effet, dans quelques années, la MCAO devrait être éprouvée et prête à être couplée avec des systèmes tels qu'un ELP-OA de deuxième génération.

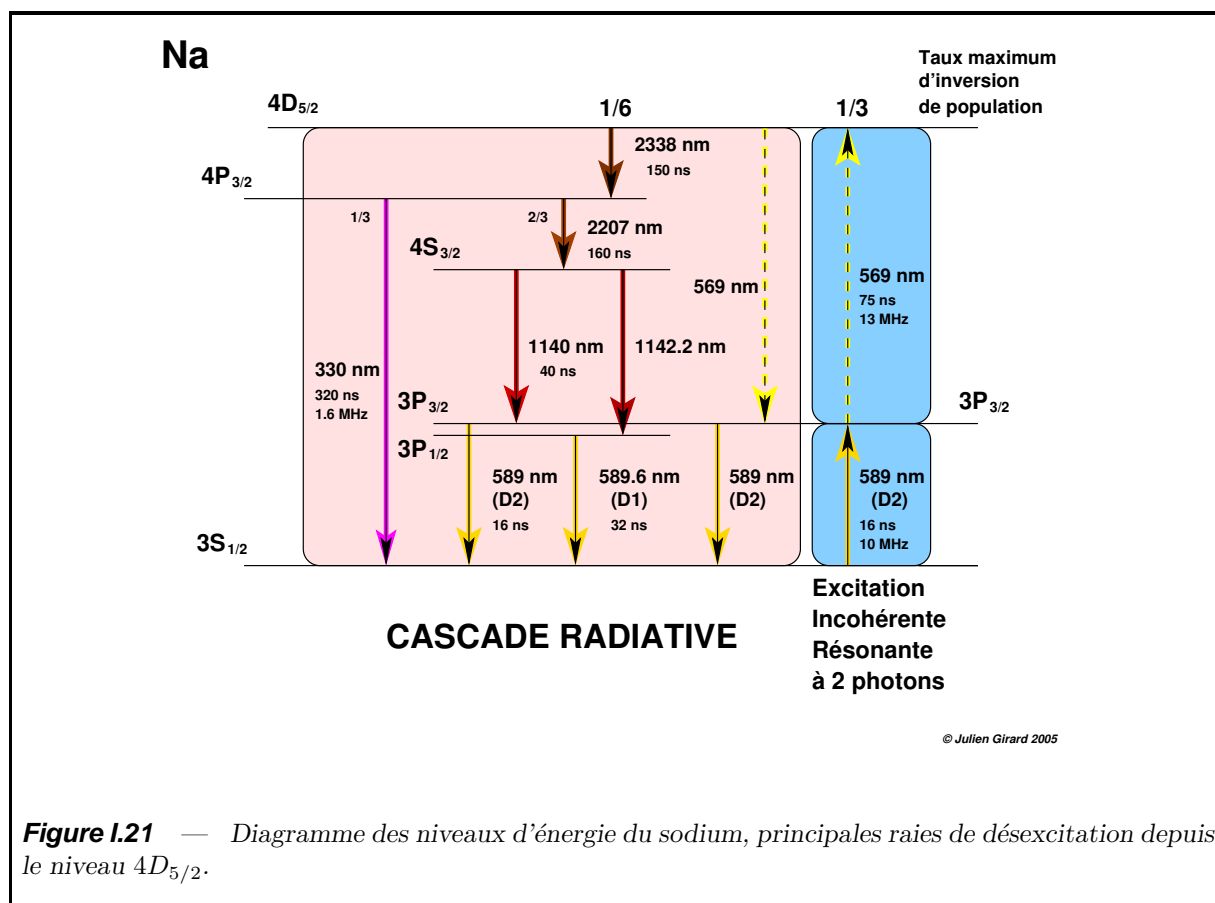


Figure I.21 — Diagramme des niveaux d'énergie du sodium, principales raies de désexcitation depuis le niveau $4D_{5/2}$.

I.4 Contexte ELPOA

I.4.1 Un démonstrateur

Ce travail fait partie du programme *ELP-OA* (Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative, Schöck et al., 2000a; Foy et al., 2000) qui vise à valider le concept d'étoile laser polychromatique (Foy et al., 1995) sur le ciel par la réalisation d'un démonstrateur au télescope 1,52m de l'OHP. Son but ultime est d'obtenir des images longues poses, dans le visible et à la limite de diffraction en dépit de la turbulence atmosphérique. Le système d'OA, asservi avec une source laser polychromatique, permettra une couverture totale du ciel. Cette démonstration est valable (extrapolable) pour les télescopes de diamètre de 8 à 10 mètres car mieux situés, ils bénéficient d'une turbulence atmosphérique bien meilleure que celle de l'OHP et leurs rapports D/r_0 sont du même ordre que celui que l'on aura à l'OHP avec le démonstrateur *ELP-OA*.

Pour un site donné, l'atmosphère est constituée de plusieurs couches turbulentes relativement fines espacées de plusieurs centaines de mètres à quelques kilomètres (profil C_N^2 , voir I.2). Chaque couche contribue à la dégradation du front d'onde. La somme des contributions se résume pour la pente du front d'onde - au premier ordre - à l'action d'un seul prisme équivalent qui dévie et disperse la lumière incidente en raison des variations de température et de pression qui affectent l'indice de réfraction de l'air. Au niveau du sol, on observe, une agitation des images au foyer due aux variations au cours du temps

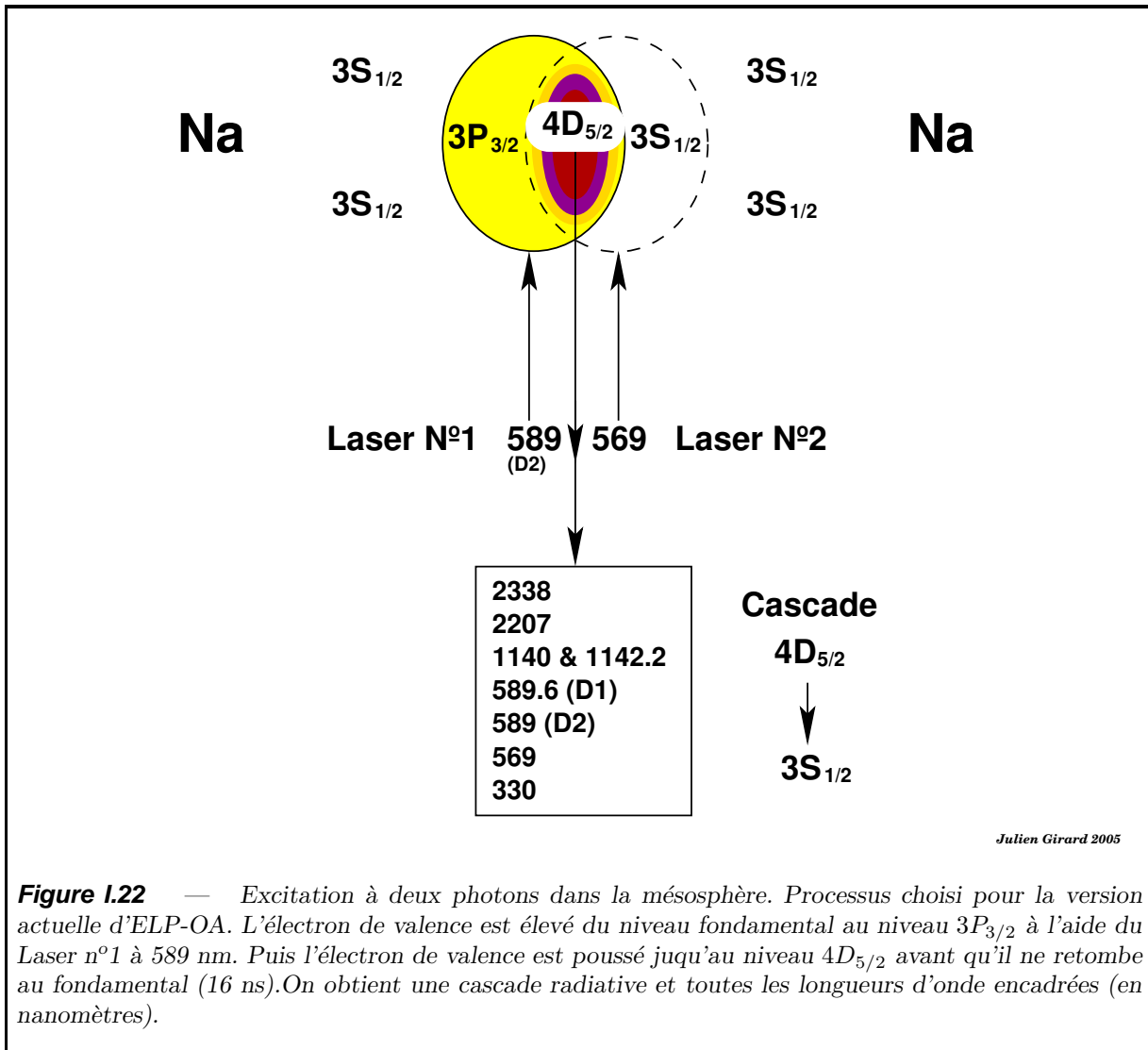


Figure I.22 — Excitation à deux photons dans la mésosphère. Processus choisi pour la version actuelle d'ELP-OA. L'électron de valence est élevé du niveau fondamental au niveau $3P_{3/2}$ à l'aide du Laser n°1 à 589 nm. Puis l'électron de valence est poussé jusqu'au niveau $4D_{5/2}$ avant qu'il ne retombe au fondamental (16 ns). On obtient une cascade radiative et toutes les longueurs d'onde encadrées (en nanomètres).

des angles d'incidence du front d'onde, directement reliés au *tilt* atmosphérique (et aux vibrations et mouvements mécaniques près).

Le chromatisme atmosphérique, plus important aux courtes longueurs d'onde, est en général négligé par les systèmes d'OA existants dont les senseurs de pente fonctionnent dans le visible ou l'IR proche. En revanche, c'est grâce à cette dispersion qu'*ATTILA* ainsi qu'*ELP-OA* comptent déterminer le *tilt* atmosphérique en mesurant les tilts différentiels entre des images acquises simultanément à des longueurs d'onde différentes. Le *tilt* différentiel étant de l'ordre de $1/25$ du *tilt* global pour le couple de longueurs d'onde [330,589] nm ($\sigma_{\Delta\theta} = \sigma_{\theta} \Delta n / (n - 1) \approx 0,03''$ dans le visible), il faut que les positions relatives des images soient déterminées avec une très grande précision. L'objectif d'*ATTILA* est de prouver que cette méthode de mesure du *tilt* fonctionne afin de l'appliquer avec le démonstrateur *ELP-OA*.

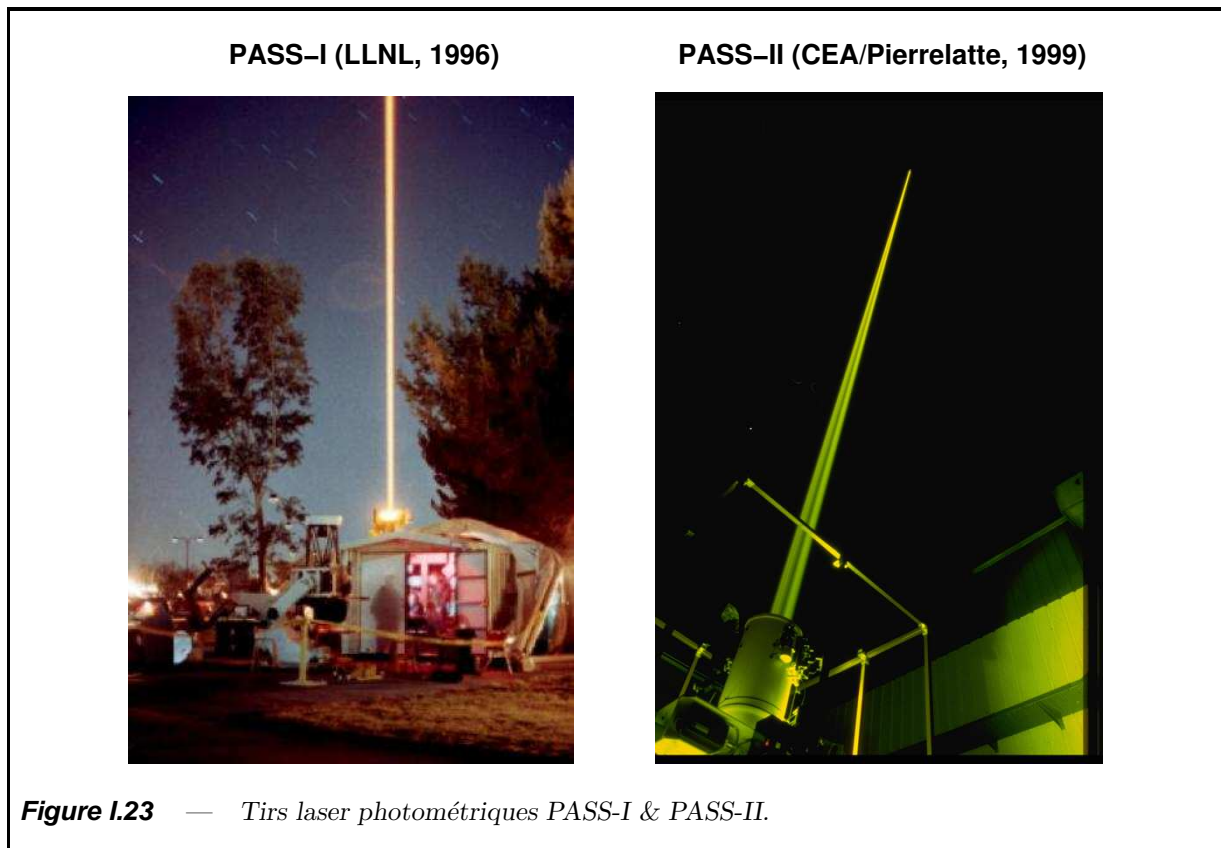


Figure I.23 — Tirs laser photométriques PASS-I & PASS-II.

I.4.2 Etat de l'art

I.4.2.1 Mesures photométriques laser : PASS-I & II

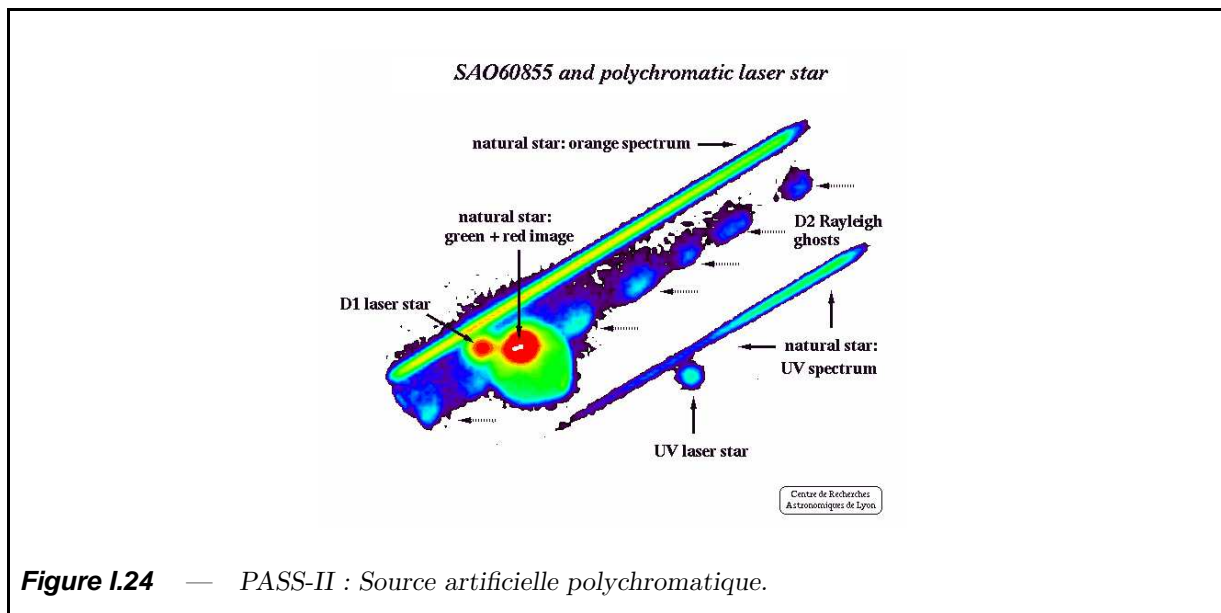


Figure I.24 — PASS-II : Source artificielle polychromatique.

La phase I de *ELP-OA* a permis de tester des lasers par deux fois (PASS-I en 1996 au LLNL et PASS-II au CEA de Pierrelatte en 1999, voir les photos sur la figure I.23) et surtout de mesurer les flux retournés par la tache laser aux différentes longueurs d'onde. Il s'agissait d'exciter la couche de sodium mésosphérique (située de 90 à 100 km d'altitude)

jusqu'au niveau d'énergie $4D_{5/2}$ de l'atome de sodium par un tir laser à deux longueurs d'onde très proches : 589 nm ($3S_{1/2} \rightsquigarrow 3P_{3/2}$) et 569 nm ($3P_{3/2} \rightsquigarrow 4D_{5/2}$). La désexcitation des atomes provoque une cascade radiative de l'ultraviolet (330 nm) jusqu'à l'infrarouge proche ($2.3\mu\text{m}$). On obtient ainsi une source artificielle polychromatique comme le montre la figure I.24 où on voit les images ponctuelles de l'étoile laser polychromatique (UV, D1, D2) et le spectre de la partie orange dispersée de l'étoile naturelle. La figure II.2 montre la solution optique de *PASS* qui permet d'obtenir ces images.

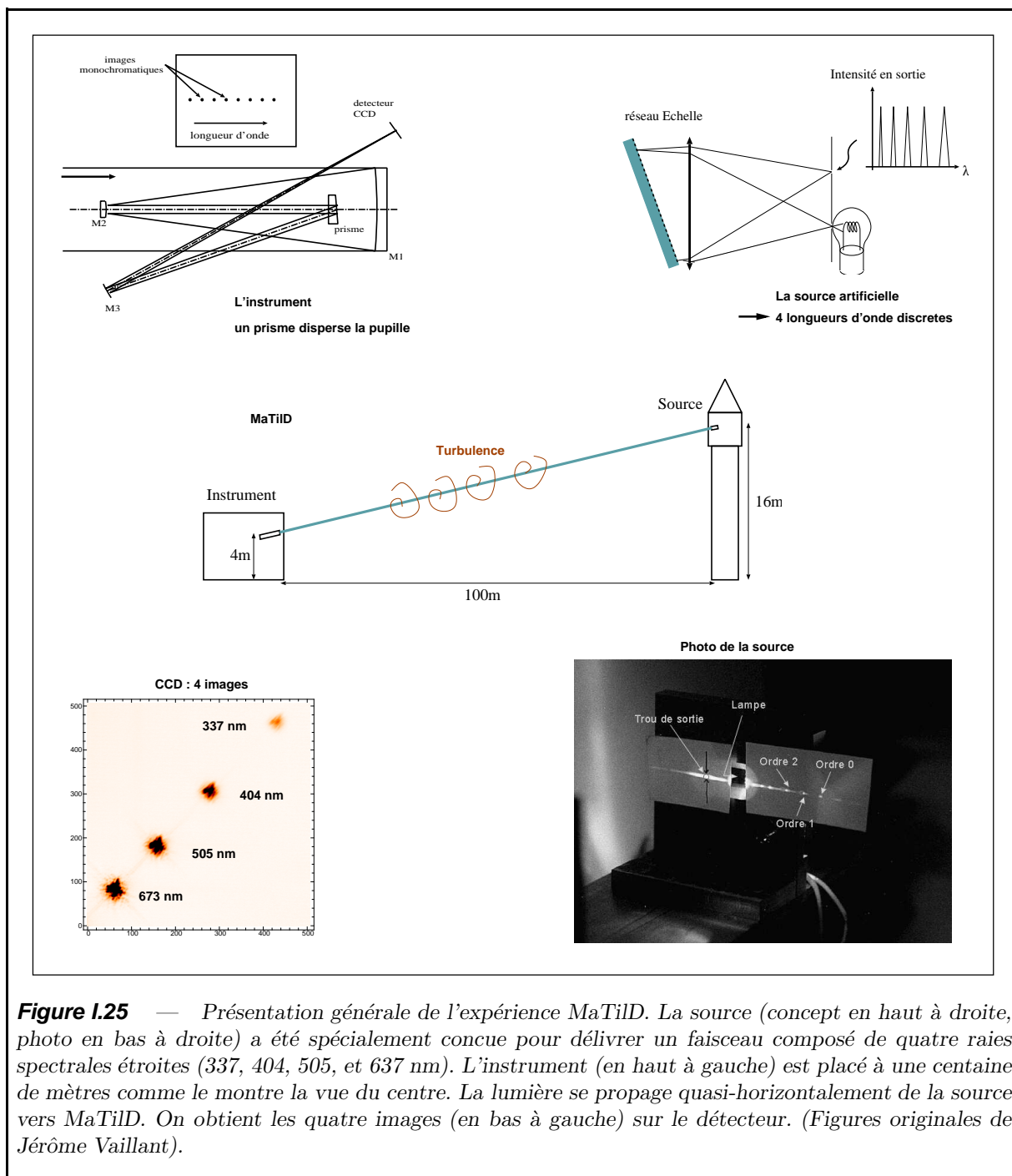
I.4.2.2 Mesures du tilt : *MaTilD*

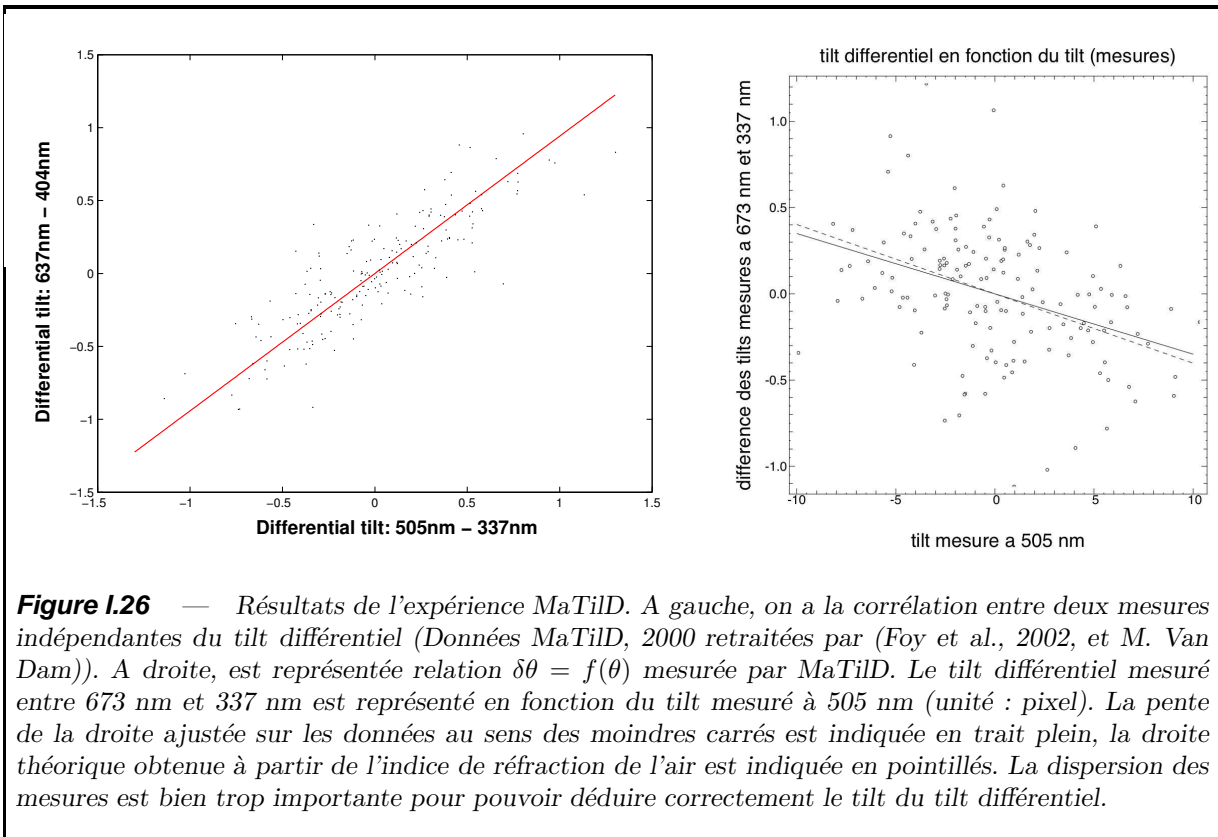
L'expérience *MaTilD* (*Manipulation de Tilt Différentiel*) été conduite en 1999 à l'Observatoire de Lyon par mon prédécesseur au sein de l'équipe AIRI, Jérôme Vaillant (Vaillant, 2002). Il s'agissait de mesurer le *tilt* différentiel avec deux couples de longueurs d'onde issus d'une source artificielle polychromatique placée à une centaine de mètres en propagation horizontale (voir figure I.25).

I.4.2.3 Résultats de *MaTilD*

Les résultats de *MaTilD* constituent essentiellement la première mise en évidence expérimentale de l'existence de la pente différentielle en propagation horizontale (100 mètres à 5 mètres du sol). Voici, en résumé, ce qui ressort de l'expérience *MaTilD* :

- La turbulence atmosphérique est chromatique et il y a une relation de proportionnalité entre les tilts mesurés à différentes longueurs d'onde.
- Très bonne corrélation entre les mesures du *tilt* différentiel obtenues avec 2 couples indépendants de longueurs d'onde : [337,505] et [404,637] (en nm). La relation $\delta\theta_{\lambda_1\lambda_2} = f(\delta\theta_{\lambda_3\lambda_4})$ est bien linéaire (voir figure I.26, à gauche).
- Précision sur la mesure du *tilt* : $\sigma_\theta \sim \lambda/D$.
- Test d'une nouvelle méthode inverse de restauration de la phase sur des données simulées de type *MaTilD*
 \rightsquigarrow Gain d'un facteur 3 à 10 sur la précision des mesures selon le degré de décomposition de la surface d'onde (N_{base}). Les résultats (Table B.2, Vaillant et al., 2000) et la méthode sont brièvement expliqués dans l'Annexe B.





I.4.3 Objectif de la thèse pour ELPOA

MaTiD a démontré que le *tilt* différentiel existait en propagation horizontale. La méthode inverse de restauration de la phase dont les résultats sont affichés dans le tableau B.2 a été testée sur des données simulées de type MaTiD. En revanche, MaTiD n'a pas permis d'obtenir la relation $\delta\theta = f(\theta)$ essentielle pour la faisabilité d'ELP-OA (dispersion trop grande des mesures visible sur la figure I.26, à droite). L'objectif de ma thèse est de confirmer les résultats de MaTiD en conditions astronomiques, et surtout de démontrer cette relation de proportionnalité entre le *tilt* différentiel et le *tilt* lui-même afin de pouvoir le corriger.

Chapitre Deux

Conception et spécifications d'ATTILA

II.1 Une nouvelle expérience

II.1.1 Cahier des charges

II.1.1.1 Sources

L'utilisation d'étoiles naturelles (\star_N) comme sources permet d'avoir accès à toutes les longueurs d'onde visibles par notre détecteur et transmises par l'atmosphère terrestre. On doit utiliser quatre bandes spectrales de manière à pouvoir répéter et confirmer en propagation verticale la relation

$$\delta\theta_{\lambda_1\lambda_2} = f(\delta\theta_{\lambda_3\lambda_4}), \quad (\text{II.1})$$

démontrée par *MaTilD* en propagation horizontale. Il est préférable que ces bandes correspondent aux longueurs d'onde émises par l'étoile laser polychromatique (330, 569, 589, 1140, 2207, et 2338 nm) mais dans la limite spectrale du domaine de fonctionnement de notre éventuel détecteur (voir Chapitre III) car aucun détecteur n'est capable de couvrir un tel domaine spectral. Il faut donc les sélectionner soigneusement parmi le continuum (spectre large) des \star_N et maximiser la réjection des autres longueurs d'onde qui polluent les images et biaisent les résultats. Deux longueurs d'onde parmi les six retournées par étoile laser polychromatique sont nécessaires et suffisantes pour reconstruire le *tilt* et tester la relation 4.

II.1.1.2 Précision requise

En haute résolution angulaire, il est important d'utiliser des unités relatives aux dimensions du télescope et/ou aux paramètres atmosphériques. Il est également intéressant de connaître la précision de mesure du *tilt* en unités absolues (secondes d'arc ou milli-secondes d'arc) mais cela prend en compte implicitement les performances du système complet (avec télescope) qui dépendent de la taille du télescope et des paramètres atmosphériques. Ce qui compte pour notre système est sa capacité à corriger le *tilt* et donc l'erreur sur la mesure du *tilt* différentiel (dispersion des mesures).

On veut être capable de donner les performances d'un tel système par rapport à la limite de diffraction du télescope auquel il est rattaché. Il est donc nécessaire de convertir les résultats :

- En unité de tache d'Airy du télescope ($\sim \lambda/D$) pour rendre compte des performances par rapport au même télescope idéal sans atmosphère.
- En pourcentage de la valeur du *tilt* lui-même (tient compte de la résolution du télescope et du seeing instantané). En effet, si la longueur d'onde est exprimée en μm et le diamètre D du télescope ainsi que le paramètre de Fried r_0 en mètres, le *tilt* vaut, en seconde d'arc (Roddier, 1981; Foy et al., 1995) :

$$\sigma_\theta = 0.062 \frac{\lambda}{0.5} (Dr_0^5)^{-1/6} \cos^{-1/2} z, \quad (\text{II.2})$$

où z est la distance de la source par rapport au zénith. Si on observe au zénith ($z = 0$) et en conditions moyennes de *seeing* pour l'OHP ($\omega_0 \sim 2''$ soit $r_0 = 5 \text{ cm}$ à $\lambda = 0.5 \mu m$), on a : $\sigma_\theta = 0.7'' \simeq 8.5$ taches d'Airy.

Arbitrairement, on aimerait que la précision sur le *tilt* déterminé à partir du *tilt* différentiel mesuré soit d'une demie tache d'Airy du télescope soit :

$0.5 \times 1.22\lambda/D = 41$ millisecondes d'arc (*mas*) à $\lambda = 0.5 \mu m$ sur le même télescope. Cela assurerait un rapport de *Strehl* de *tilt* correct (38 % d'après Schöck et al. 2002) et nécessaire pour la suite du programme *ELP-OA*.

On verra un peu plus loin que le *tilt* différentiel attendu suivant les couples de longueurs d'onde choisis est d'environ 18 à 50 fois inférieur au *tilt*. La précision de mesure requise sur sa mesure différentielle doit donc être meilleure que 1 à 3% de tache d'Airy (soit entre 0.8 et 1.6 *mas* à 500 nm et environ 3 *mas* dans le meilleur cas à 656 nm).

II.1.1.3 Échantillonnage temporel

Comme pour toutes les expériences, il faut être plus rapide que le phénomène observé. Ici, on cherche à échantillonner le *tilt* dont le temps caractéristique τ_θ est de l'ordre de 20 à 150 ms suivant les sites, la longueur d'onde considérée, et les conditions météorologiques Schöck et al. (2002). Il faut donc ajuster le temps de pose δt de notre détecteur vers des valeurs inférieures à τ_θ pour obtenir une valeur instantanée du *tilt* et non une valeur moyennée au cours du temps qui tendrait vers zéro avec δt très grand (une image très long temps de pose est figée). Si on veut avoir accès aux structures cohérentes (hautes fréquences spatiales) des images et pratiquer la restauration de la phase, il faut que δt soit de l'ordre de τ_0 le temps caractéristique de Greenwood ou "speckle" de la turbulence atmosphérique qui vaut en générale de 5 à 20 ms (vu précédemment plus en détails au chapitre I). Dans tous les cas, *a contrario*, il est essentiel d'utiliser le plus grand temps de pose possible pour maximiser le flux et optimiser le rapport signal sur bruit de la mesure.

II.1.1.4 Échantillonnage spatial

Le but de l'expérience est de mesurer précisément les positions relatives des images d'un couple de longueurs d'onde (*tilt* différentiel) et de les comparer à celles des images d'un autre couple de longueurs d'onde ($\delta\theta_{1,2} = f(\delta\theta_{3,4})$). Puis de comparer ces mesures différentielles aux mesures simples (*tilt*) et de voir si la relation de proportionnalité permettrait de déduire le *tilt* directement sans le mesurer ($\delta\theta_{1,2} = f(\theta_1)$ par exemple).

Si on veut des images tavelées et bénéficier de l'information à haute fréquence spatiale, il faut appliquer le théorème de Shannon pour chaque speckle et par conséquent prévoir une échelle focale de sortie correspondant à au moins deux pixels linéaires par disque d'Airy (largeur à mi-hauteur) dans au moins une des longueurs d'onde. Il n'est donc pas nécessaire d'appliquer ce critère pour la plus courte des longueurs d'onde (Discussions avec Éric Thiébaud, 2002). Sous échantillonner les *speckles* revient à diaphragmer la pupille en termes de résolution spatiale. Une méthode inverse de restauration de la phase (RP) permet d'établir la position relative des images avec une précision supérieure à celle obtenue avec un simple centre de gravité de l'image. Cette précision peut atteindre la limite de diffraction du télescope si les *speckles* sont correctement échantillonnés. En effet avec la RP, toutes les fréquences spatiales sont prises en compte jusqu'à la fréquence de coupure du système (λ/D).

Si en revanche on détermine la position des images par la méthode CG (centre de gravité) ou par une autre méthode qui ne prend en compte que la fréquence spatiale nulle et n'utilise pas les structures à hautes fréquences de l'image, il suffit (et il est préférable) d'ajuster l'échelle focale à quelques pixels par tache de seeing. Idéalement 1.3×1.3 pixels par λ/r_0 (à mi-hauteur) pour avoir le meilleur rapport signal à bruit.

Une solution hybride consiste à utiliser un échantillonnage intermédiaire (mais proche de l'échantillonnage "Shannon") et appliquer l'une ou l'autre méthode :

- en regroupant les pixels en super-pixels pour optimiser la méthode CG en ayant moins de pixels mais plus de flux/pixel.
- en ajustant un modèle de fonctions (MF) qui est équivalent au CG si les images ne se recouvrent pas et qu'elles ne subissent aucune troncature mais qui peut être meilleure autrement.
- ou en utilisant la méthode RP sur les premiers ordres de décomposition de la surface d'onde ou sur des structures à fréquences spatiales intermédiaires (*MaTilD*, cf tableau B.2).

On peut également noter qu'un échantillonnage type RP nécessite un grand rapport d'ouverture pour dilater les images sur un très grand nombre de pixels mais autorise leurs chevauchements partiels car la méthode est censée en tenir compte (sous réserve de tests de performance).

En revanche, l'échantillonnage de type CG nécessite peu de pixels mais un fort écartement inter-canaux spectraux sur le détecteur pour réduire au maximum les biais introduits

par le chevauchement des images (à moins de l'interdire au moyen d'un diaphragme de champ). Il est également possible de faire un ajustement de modèle (MF) tel qu'une somme de quatre fonctions gaussiennes sur les quatre images. Ainsi, les chevauchements et troncatures de champ sont prises en compte même si les hautes fréquences spatiales ne le sont pas.

Comme on veut pouvoir utiliser toutes ces méthodes, le cahier des charges pour *AT-TILA* est le suivant : échantillonner correctement les speckles pour au moins une des longueurs d'onde à savoir la plus longue. Or on se place déjà dans le cas "laser" et il faut donc prévoir deux pixels par tache d'Airy à 569 (ou 589 nm selon la raie choisie) qui est la plus longue des longueurs d'onde retournées par l'étoile laser polychromatique dans le domaine spectral du visible. En termes d'échantillonnage angulaire, ceci se traduit par un échantillonnage minimum de 20 pixels linéaire (détecteur) par seconde d'arc (ciel).

II.1.1.5 Échantillonnage spectral

Il ne s'agit pas d'un spectrographe et nous ne parlons pas ici de résolution spectrale. Néanmoins, pour que les images soient suffisamment tavelées (ou "specklées"), il faut que leurs bandes passantes spectrales respectives soient suffisamment étroites sans quoi un brouillage spectral (moyennage de trop d'images monochromatiques équivalentes et baisse de cohérence de l'image résultante) fait chuter le contraste et rend l'extraction des hautes fréquences impossible, ce qui est préjudiciable à la restauration de la phase.

Belkine a recensé trois relations dans sa thèse qui donnent l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ acceptable pour l'exploitation des hautes fréquences spatiales (Belkine, 1996) avec un rapport signal sur bruit raisonnable (*speckles* par rapport au continuum spatial d'une image) :

- Fried (1979b) : $\Delta\lambda/\lambda \simeq 1.43 r_0/D$ (pour que la variance de la différence de phase associée à un couple de points ne dépasse pas $(\pi/2)^2$ sachant que $D \gg r_0$).
- Roddier (1981) : $\Delta\lambda/\lambda \simeq 0.45 (r_0/D)^{5/6}$ (pour que la décroissance de la cohérence spatio-spectrale soit de 1/2).
- Belkine (1996) : $\Delta\lambda/\lambda \simeq 1.08 r_0/D$ (pour que la décroissance de la cohérence spatio-spectrale soit de 1/e).

Pour la méthode CG, les bandes spectrales peuvent être plus larges car les *speckles* ne sont pas exploités. Par contre l'élargissement des bandes spectrales introduit une dispersion des mesures de position des images à l'intérieur de chaque canal spectral (la variance interne augmente car il s'agit d'une somme d'images à longueurs d'onde différentes pondérées par leur flux) et l'incertitude de mesure sur la différence de CG (*tilt* différentiel) entre deux canaux croît également (la variance différentielle augmente comme la somme des variances des deux images). Mais comme pour le temps de pose, l'élargissement des bandes spectrales permet l'augmentation du niveau de signal (N) et donc du S/B (baisse de la variance

différentielle en $1/N$ (voir figure II.1). Ceci est développé juste après dans la section II.1.2.

Pour *ATTILA*, on désire pouvoir choisir entre deux modes spectraux :

- un **mode spectral étroit** : pour lequel on privilégie la cohérence spectrale au flux/pixel (mieux adapté à la restauration de la phase).
- un **mode spectral large** : pour lequel on privilégie le flux à la cohérence spectrale (mieux adapté au centre de gravité).

Ceci pourra être accompli par l'introduction ou non d'un filtre étroit dans le canal concerné (roue à filtres ou montage/escamotage facile des filtres) ou par une action sur l'élément disperseur (rotation/changement de prisme ou de réseau) selon le type de montage choisi pour *ATTILA*.

II.1.1.6 Qualité optique et aberrations

Le front d'onde stellaire est déformé par l'atmosphère mais peut être également affecté par la qualité imparfaite des surfaces optiques et par des aberrations. Il faut veiller à ce que la déformation de nature instrumentale (statique) soit d'amplitude très inférieure à celle (dynamique) de nature atmosphérique qui est de l'ordre de quelques fois la longueur d'onde considérée. On veille donc à ce que la qualité du front d'onde (somme quadratique des distorsions) soit inférieure à une fois la longueur d'onde, soit :

$$QFO = \sqrt{\sum D_R^2 + \sum D_T^2} \leq 1 \text{ à } 2\lambda \quad (\text{II.3})$$

où D_R et D_T sont respectivement les distorsions de front d'onde réfléchies et transmises par les miroirs et les filtres du montage. On note que si la planéité d'une surface réfléchissante est donnée à $\lambda/10$, les distorsions de l'onde réfléchie seront de l'ordre du double soit $\lambda/5$ (à une longueur d'onde considérée, généralement 500 nm, valeur canonique ou 633 nm, longueur d'onde des laser HeNe présents dans tous les labos d'optique).

Les aberrations géométriques (coma, astigmatisme, etc.) sont intrinsèques à la solution optique utilisée et on veille à ce que l'étalement de l'image qu'elles entraînent soit de l'ordre de la résolution spatiale du système à la longueur d'onde considérée. Il faut donc qu'au moins 80% de l'énergie de l'image d'un objet ponctuel non résolu par *ATTILA* soit incrite dans un cercle de diamètre inférieur ou égal au côté d'un pixel (soit une demi tache d'airy à 570 nm).

II.1.1.7 Reflets

Comme pour tout montage optique, il faut limiter les reflets et réflexions indésirables et tout apport de lumière extérieure parasite. Pour cela, les supports de miroirs et filtres sont anodisés en noir et un capot à été construit spécialement pour recouvrir l'expérience. Egalement, le fait d'incliner légèrement les filtres dichroïques - pour disposer les quatre images sur le détecteur - permet de ne pas renvoyer dans le montage la lumière rejetée par les filtres interférentiels. La caméra évacue beaucoup de chaleur et constitue une source importante de turbulence locale très néfaste. Elle est donc judicieusement placée à l'extérieur du capot et seule une petite fenêtre autorise la lumière à atteindre le capteur CCD.

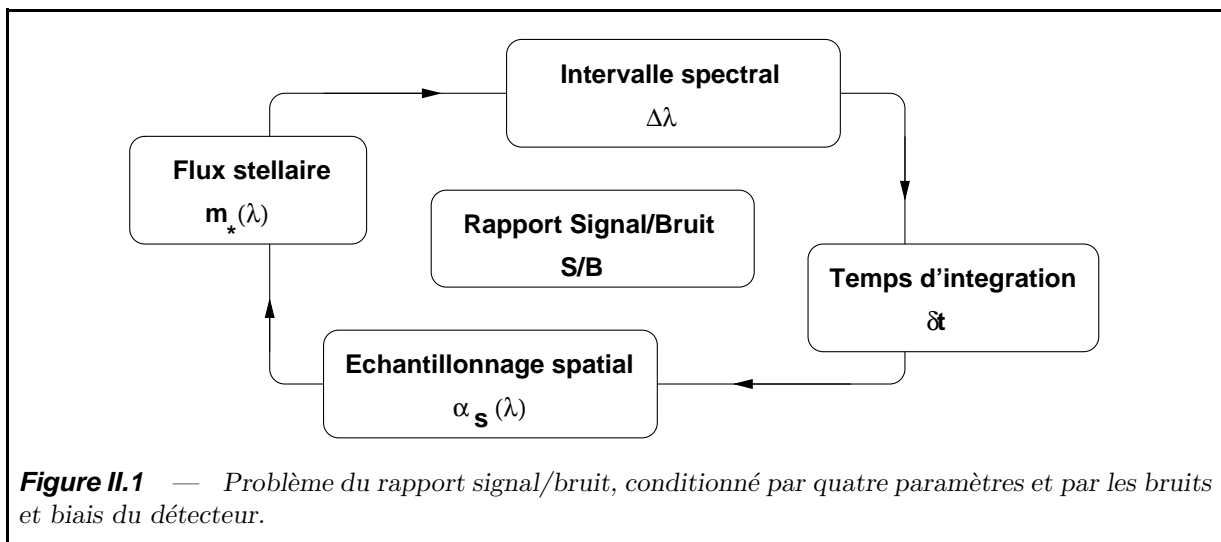
II.1.2 Rapport signal/bruit

Si σ_{Lec} est le bruit de lecture du capteur CCD du détecteur et N_{e^-} le nombre de photo-électrons de signal produits par pixel tels que le bruit de photons est $\sigma_\gamma = \sqrt{N_{e^-}}$ (Poissonien), alors le rapport signal/bruit pour un pixel donné vaut dans ce cas très simple :

$$S/B = \frac{N_{e^-}}{\sqrt{\sigma_{Lec}^2 + N_{e^-} + I_{Obsc.} \delta t}} \quad (II.4)$$

où I_{Obsc} est le courant d'obscurité du détecteur (en $e^-/pixel/s$), σ_{Lec} le bruit de lecture, et δt le temps de pose.

Idéalement, il doit être limité par le bruit de photons. Pour s'approcher de ce cas idéal, on utilise un détecteur très performant à bas flux (*c.f.* III), pour lequel σ_{Lec} et I_{Obsc} sont faibles.



II.2 Description d'ATTILA

II.2.1 Choix des longueurs d'onde

Tableau II.1 — Choix des longueurs d'onde : calcul du coefficient γ pour chaque couple de longueurs d'onde possible.

Raies discrètes issues de l'étoile laser polychromatique
(niveau $4P_{5/2}$ du Sodium)

λ en nm	330	569	589	589.6	1140	2207	2338
330	0	25.6	25.8	25.8	19.7	18.6	18.5
569		0	≥ 830	≥ 830	75.2	61.0	60.5
589			0	$\simeq 0$	82.8	65.8	65.3
589.6				0	82.8	65.8	65.3
1140					0	308.8	320.6
2207						0	≥ 8400
2338							0

ELP-OA :

Mode spectral étroit
(filtres interférentiels présents partout)

λ en nm	330	400	569	700
330	0	53.3	25.8	22.8
400		0	52.5	39.8
569			0	82.8
700				0

ATTILA :

Mode spectral large
(UV et Bleu sans filtres interférentiels)

λ en nm	$\simeq 360$	$\simeq 390$	569	700
$\simeq 360$	0	138.5	35.3	29.1
$\simeq 390$		0	47.4	36.8
569			0	164.6
700				0

ATTILA :

On a vu qu'*ATTILA* étant une expérience de faisabilité pour *ELP-OA*. Il était important d'éprouver la mesure du *tilt* à partir de sa mesure différentielle en utilisant des couples de longueurs d'onde proches de celles retournées par l'étoile laser polychromatique, à savoir : 330, 569, 589, 589.6, 1140, 2207, et 2338 nm (*c.f.* figure I.21). On sait également que la variation de l'indice de réfraction de l'air en fonction de la longueur d'onde est d'autant plus forte que λ est courte comme en témoigne la figure D (introduction) et où $n(\lambda) - 1$ est représentée. Par conséquent, on sait qu'une voie spectrale dans l'UV autour de 330 nm est indispensable.

Dans le tableau II.1, les valeurs du coefficient de proportionnalité γ présenté par l'équation 1 sont affichées pour tous les couples de longueurs d'onde possibles disponibles avec l'étoile laser polychromatique et choisis pour *ATTILA* dans ses deux modes spectraux que je vais présenter par la suite (valeurs d'après *Astrophysical Quantities*, Allen, 1955).

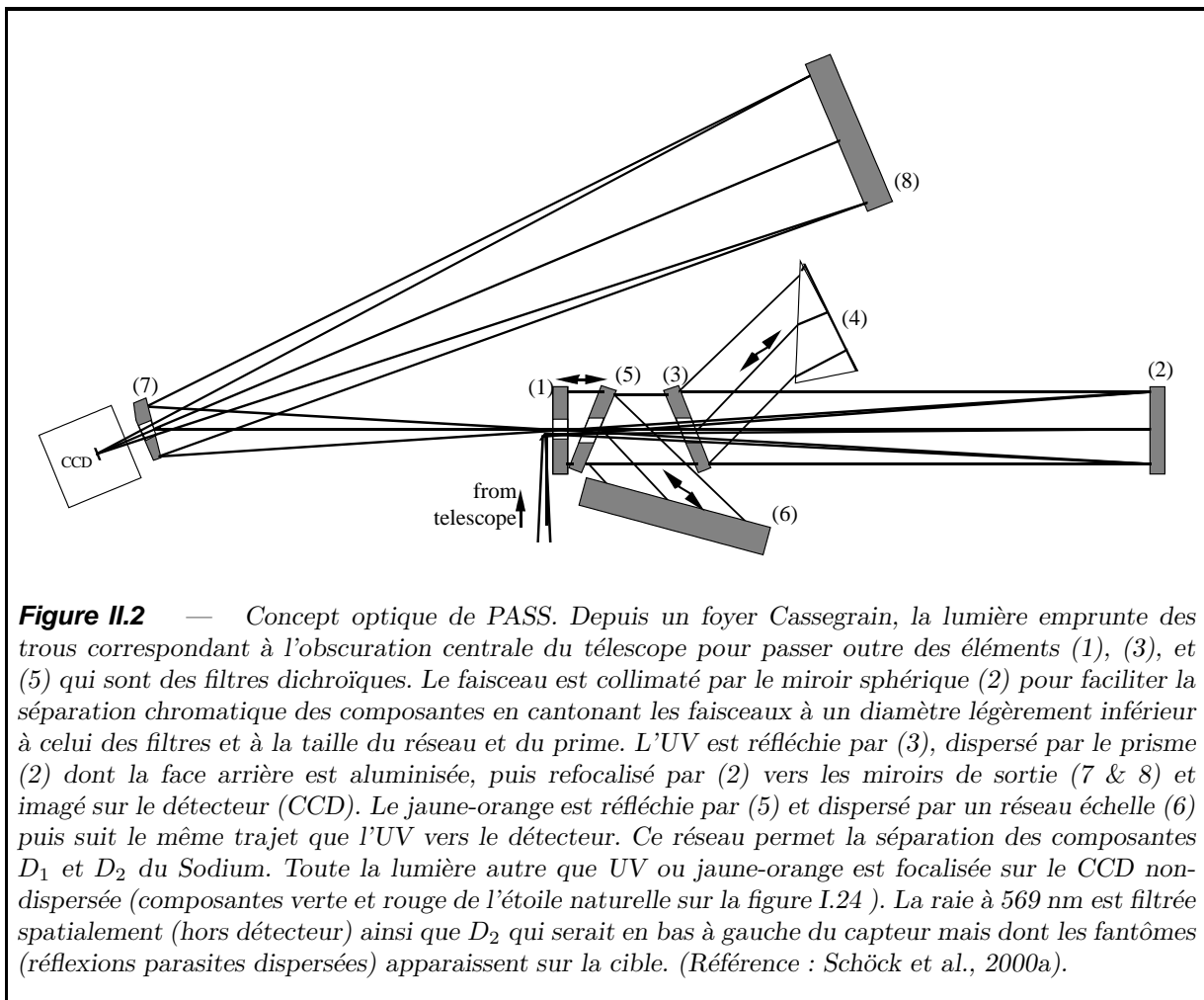
L'utilisation de la plus grande base possible (IR à 2338 nm et UV à 330 nm) présente un gain en chromatisme qui n'est pas négligeable : γ passe de 25 à 18.5 par rapport à la base disponible dans le domaines visible et UV (jaune à 589 nm et 330 nm). Mais ce gain de 40% ne vaut certainement pas les moyens techniques nécessaires à l'exploitation d'une voie IR dans le cadre d'*ATTILA*. En effet, une voie IR requiererait l'utilisation d'un détecteur spécifique et donc de deux détecteurs en parallèle. Ceci ferait augmenter la complexité et le coût de l'expérience. Pour le futur démonstrateur d'*ELP-OA*, cela est plus discutable car les moyens sont autres, les échelles de temps plus importantes, et une voie IR est envisageable.

II.2.2 Concept optique

Il fallait réaliser un montage optique qui effectue un transfert d'image entre le foyer du télescope et le détecteur avec entre les deux une séparation chromatique du faisceau stellaire (blanc) initial en quatre faisceaux monochromatiques. Il fallait également prévoir l'utilisation future dans un plan pupille d'un miroir oscillant pour la correction du *tilt* (Miroir tip/tilt ou M_{TT}) et la possibilité de coupler le montage avec un système d'optique adaptative (*c.f.* sections II.2.7 et V.7). Dans le choix des longueurs d'onde, la nécessité probable de séparer les raies D_1 et D_2 (seulement 0.6 nm d'écart) pour *ELP-OA* n'existe pas pour *ATTILA* car les bandes spectrales peuvent être beaucoup plus larges dans le cas d'une étoile naturelle (\star_N) que ne le sont les raies d'émission atomiques disponibles avec l'étoile laser polychromatique.

Deux concepts optiques ont été envisagés :

- Celui d'un **monochromateur** de type *PASS* ou *MaTilD* (*c.f.* figures II.2 et I.25) : la séparation chromatique est faite à l'aide d'un **élément disperseur** (prisme ou réseau) placé dans un plan pupille (ou très proche). L'avantage de ce montage est sa bonne "transparence". Il permet de séparer D_1 et D_2 (spectralement) ou D_1 et D_2 de la raie à 569 nm (spatialement). Il est très adapté à l'utilisation de sources spectrales discrètes mais beaucoup moins à celle de sources à spectres continus (étoiles naturelles) dont les traînées sur le détecteur sont difficilement exploitables dans le cadre d'*ATTILA* comme le montre la figure I.24 où on voit la différence entre les images (taches \pm ponctuelles) issues des raies spectrales discrètes et les spectres larges résiduels des images dispersées d'une étoile naturelle dans l'orange et dans l'UV à travers l'instrument *PASS-II*. Il Le calcul du centre de gravité ne serait précis (et donc viable) que dans la direction perpendiculaire au sens de la dispersion (largeur des spectres allongés).
- Un **montage à filtres** très simple séparant les canaux avec une succession de dichroïques et filtres (voir figures II.3 et II.6). L'avantage de ce montage est sa



simplicité de mise en œuvre. on obtient simultanément une séparation chromatique et spatiale du faisceau stellaire. Il n'y a pas d'élément disperseur (si ce n'est l'atmosphère). C'est ce concept qui fut choisi pour *ATTILA*.

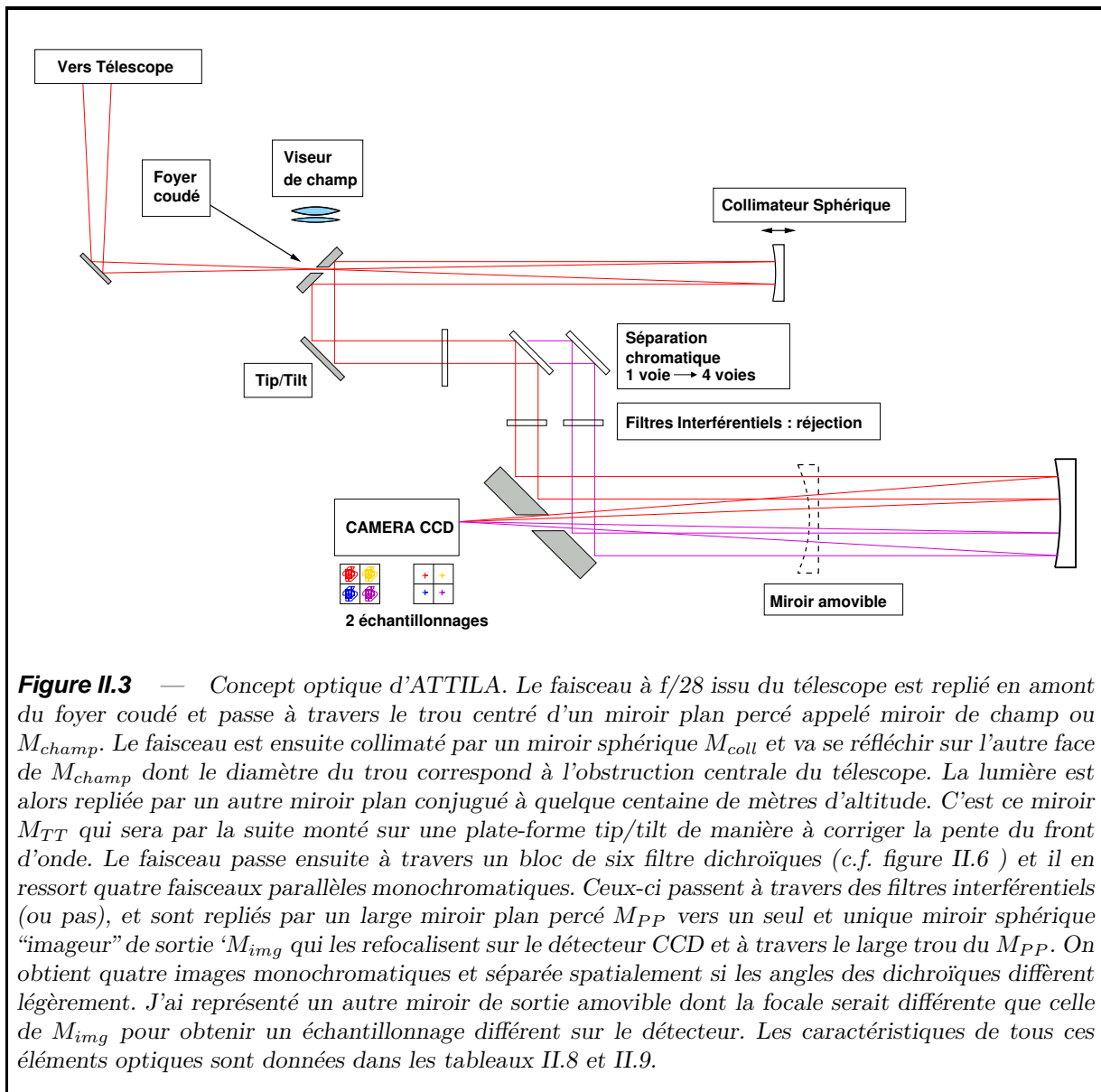
II.2.3 Contraintes sur les éléments optiques

II.2.3.1 Catadioptrisme

Pour réduire le plus possible les aberrations chromatiques, nous voulons le système totalement catadioptrique. Pour simplifier au maximum la procédure d'alignement et les aberrations géométriques, nous utiliserons des miroirs à puissance non nulle dans l'axe.

II.2.3.2 Coût et taille des optiques

Pour limiter le coût des optiques nécessitant des traitements de surface particuliers, nous voulons limiter leur taille à 25 mm (ou 1") de façon également à utiliser des supports



de tailles standard. En raison de la faible valeur de la transmission atmosphérique $\eta_{atm}(\lambda)$ dans l'UV, il faut limiter autant que possible le nombre de réflexions pour préserver le maximum du flux et optimiser la transmission globale de l'instrument ($\eta_{ATTILA}(\lambda)$) de 330 à 400 nm (*UV enhanced aluminium coating*).

II.2.3.3 Diamètre des faisceaux collimatés

D'après la relation II.2, on estime la course angulaire nominale que devra effectuer le miroir oscillant pour corriger le *tilt* comme :

$$\sigma_{TT} = \sigma_{\theta} \times G \times \frac{1}{2} \quad (\text{II.5})$$

G est le grandissement du montage au niveau du plan pupille où sera inséré M_{TT} tel que $G = D/d$, où D et d sont respectivement les diamètres du miroir primaire d'OHP152 et du faisceau collimaté au niveau de M_{TT} et des filtres. Le facteur un demi intervient car on corrige le *tilt* par réflexion et qu'une inclinaison de $\alpha/2$ de M_{TT} suffit à redresser le faisceau incliné d'un angle α .

Il faut définir le grandissement optimal à adopter (et donc d) pour que la course du miroir oscillant soit supérieure à σ_θ par le facteur de tolérance $n_\sigma = G/2$.

Sachant que la course de notre M_{TT} est de $\pm 1\text{mrad}$, que $D=1520$ mm, et qu'à l'OHP $\sigma_\theta \sim 0,7''$, on obtient $n_\sigma = 4.5$ pour $d = 12\text{mm}$. Si on considère que le *tilt* suit une distribution statistique gaussienne (D'après Roddier, 1981, le profil mesuré d'une FEP longue pose est proche d'une gaussienne), la probabilité que le *tilt* atmosphérique dépasse la course est d'environ $1/150000$, ce qui correspond à environ une seule erreur par heure à 50 Hz. Ce degré de tolérance est satisfaisant pour notre expérience et nous l'adoptons.

Un faisceau collimaté de 12 mm de diamètre est très pratique pour nous car il permet sans problème d'utiliser des optiques de 25 mm de diamètre (ou 1 pouce = 25.4 mm) car même avec une incidence de 45° on reste largement dans la zone dite "utile" des optiques considérées (80 à 90 % du diamètre en général).

II.2.3.4 Ultra-Violet

Toutes les surfaces qui se trouvent sur le chemin optique de la voie UV sont traitées en conséquences avec :

- un traitement $Al(MgF_2)$ pour tous les miroirs garantissant $R_{330-400} \geq 90\%$ même à incidence $i = 45^\circ$ (*c.f.* tableau II.8).
- un traitement di-électrique "doux" pour les filtres dichroïques très fins (épaisseur d'environ 1 mm) fabriqué par Omega Optical Inc. garantissant $R_{330-} \geq 98\%$ (*c.f.* tableau II.9).
- un traitement approprié pour le détecteur (*c.f.* chapitre III).

II.2.4 La configuration optique d'ATTILA

II.2.4.1 Simulation du télescope de 1,52 m de l'OHP

ATTILA doit être compatible avec OHP152. A l'aide du logiciel de tracé de rayons *Optics Lab*, j'ai reproduit la configuration optique du 1,52 m de l'OHP (voir figure II.4) afin de pouvoir tester un modèle optique d'ATTILA dans des conditions aussi réalistes que possible. Les données importantes d'OHP152 sont affichées dans le tableau II.2.

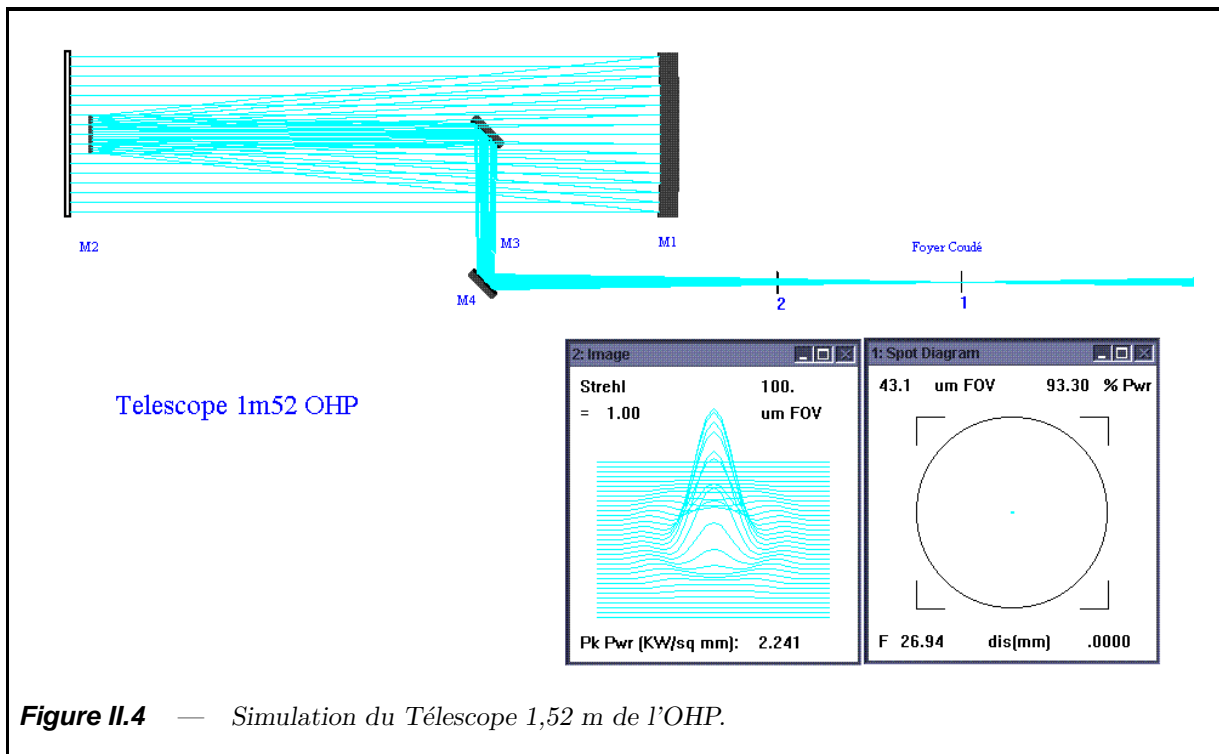


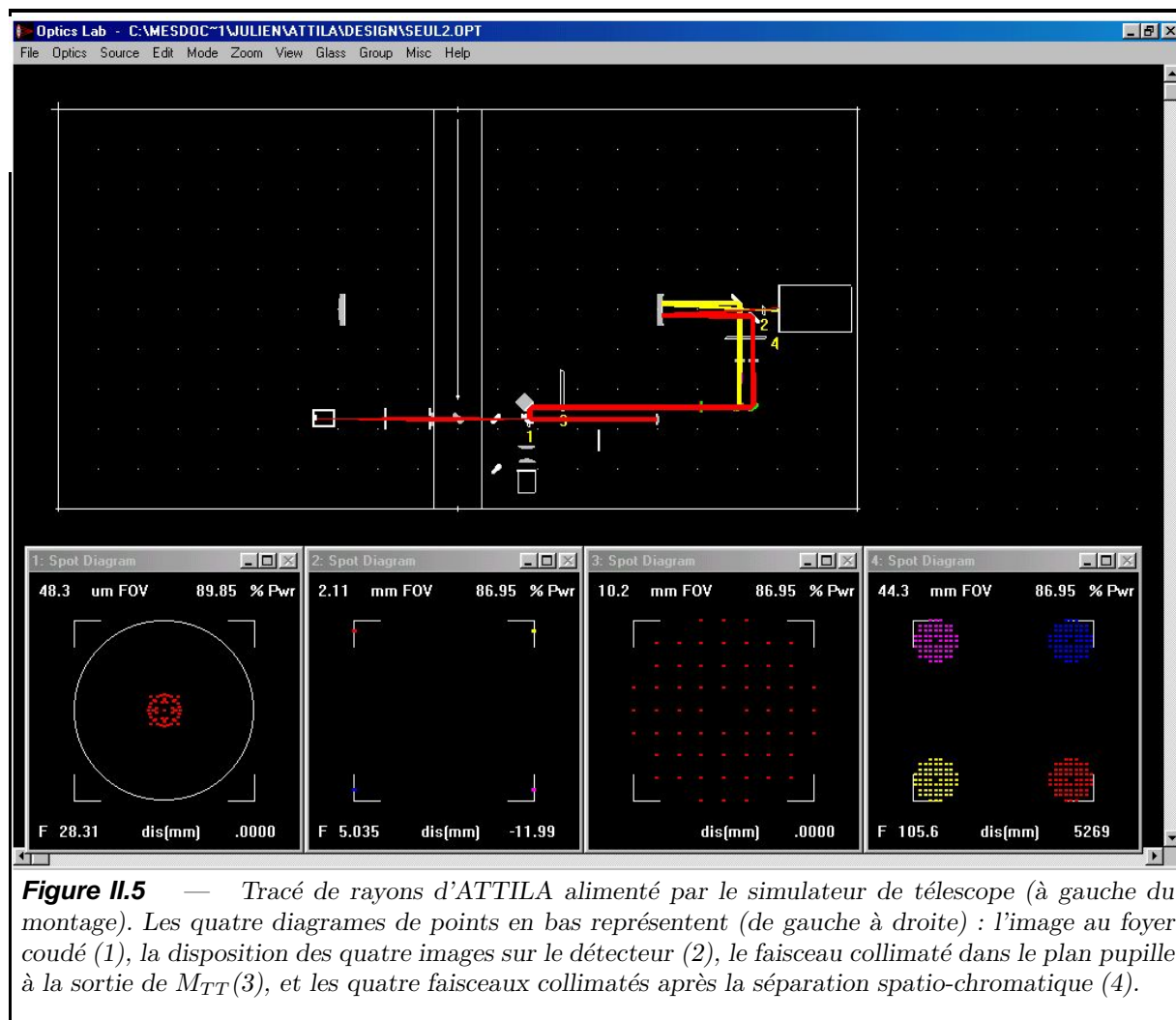
Tableau II.2 — Données importantes concernant OHP152.

Diamètre du miroir primaire (D)	1520 mm
Diamètre du miroir secondaire	362 mm
Focale équivalente (f_{OHP})	43,4 m
Ouverture au foyer coudé	$f/28$ ($f_{\#} = 28$)
Echelle au foyer	$220 \mu\text{m}/''$
Obstruction centrale	$\sim 24\%$ du diamètre de la pupille
Champ optique	$\sim 6'$
Date de mise en service	1967
Altitude	650 m
Coordonnées	44° N, $5,7^{\circ}$ E
Fuseau horaire	UTC/GMT +1 heure

Pour les essais et calibrations au laboratoire, j'ai également réalisé un simulateur de télescope qui permet d'envoyer au montage de la lumière blanche avec le même rapport d'ouverture ($f/28$) qu'OHP152 (voir figure II.5). Il s'agit d'un trou source éclairé, diaphragmé, et ré-imagé par une lentille. Ce bloc, monté sur une platine coulissante est facilement escamotable pour laisser place au faisceau laser pour effectuer des alignements basiques à pleine puissance.

II.2.4.2 Collimateur

On a vu précédemment (section II.2.3.3) que le diamètre idéal pour les faisceaux collimatés d'ATTILA était de $d = 12 \text{ mm}$. On place donc un miroir sphérique M_1 à sa distance focale $f_1 = 325 \text{ mm}$ du foyer pour obtenir un faisceau de 12 mm parfaitement



parallèle.

II.2.4.3 Séparation chromatique des faisceaux

Un système de six dichroïques à 45° (filtres passe-haut) permet de faire une séparation chromatique et spatiale et d'obtenir quatre faisceaux quasi-monochromatiques parallèles et superposés deux à deux. La figure II.6 illustre ce système.

Les filtres dichroïques utilisés sont plus efficaces en réflexion qu'en transmission. Par conséquent je me suis arrangé pour qu'il n'y ait aucune transmission pour le canal UV, une seule pour les canaux bleu et jaune, et deux pour le canal rouge qui est moins critique en termes de flux attendu. Les trois réflexions successives sur des dichroïques des canaux UV et bleu assurent une bonne rejection des grandes longueurs d'onde. On obtient alors des largeurs à mi hauteur ($FWHM$) de quelques dizaines de nanomètres (*c.f.* tableau II.4). C'est insuffisant pour espérer exploiter les *speckles* d'après les critères sur la perte de cohérence spectrale vus précédemment. Les tableaux II.12 et II.3 rappellent les largeurs spectrales préconisées par Fried, Roddier, et Belkine pour que la cohérence résiduelle reste comprise entre 35 et 50 %. On voit qu'aux longueurs d'onde considérées des filtres interfé-

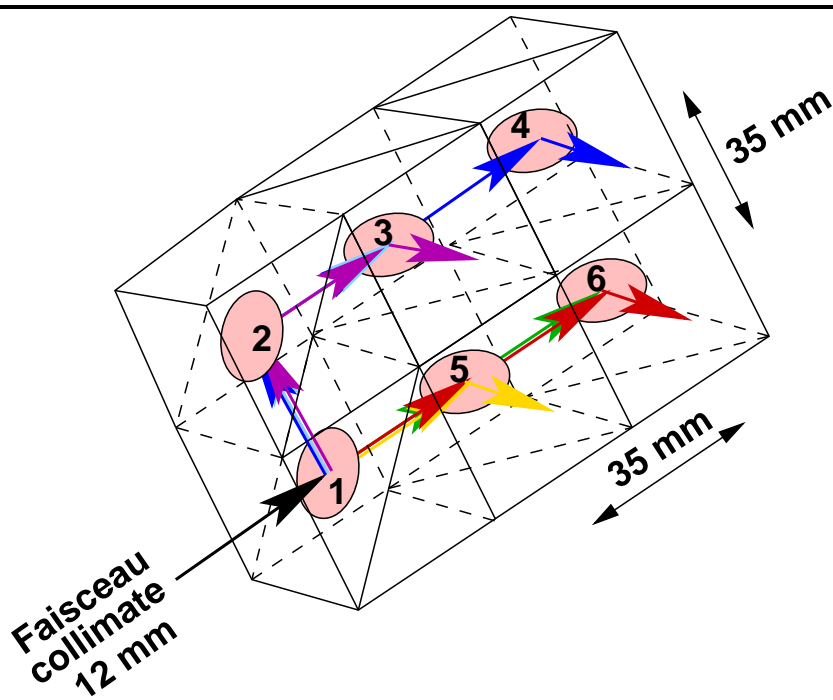


Figure II.6 — Système de séparation “spatio-chromatique” composé de six dichroïques (les cubes sont fictifs). La lumière blanche est successivement découpée spectralement et il en ressort quatre faisceaux quasi-monochromatiques.

rentiels sont nécessaires. Leurs courbes de transmission en fonction de la longueur d’onde sont données dans le tableau II.12.

Tableau II.3 — Intervalles spectraux correspondant aux pertes de cohérence spectrale énoncées en II.1.1.5 par auteur. Ces valeurs sont obtenues pour le télescope de 152 cm de l’OHP et avec $r_0(\lambda = 500\text{nm}) = 5\text{cm}$.

Canal	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm) (Fried)	$\Delta\lambda$ (nm) (Roddier)	$\Delta\lambda$ (nm) (Belkine)
UV	330	9.4	5.7	7.1
UV large	350	10.7	6.4	8.1
Bleu	380	12.9	7.5	9.7
Bleu large	390	13.6	7.9	10.3
Jaune	569	31.4	17.0	23.7
Rouge	700	49.3	25.6	37.2

Pour les voies jaune et rouge, les dichroïques ne permettent pas d’obtenir des bandes spectrales uniques et plus étroites qu’une centaine de nanomètres. Des filtres interférentiels à bande passante étroite (typ. 10 nm) sont nécessaires pour respecter les critères sur la cohérence spectrale énoncés dans la section II.1.1.5. Avec quatre de ces filtres on obtient les bandes spectrales suivantes (tableau II.4, mode spectral étroit).

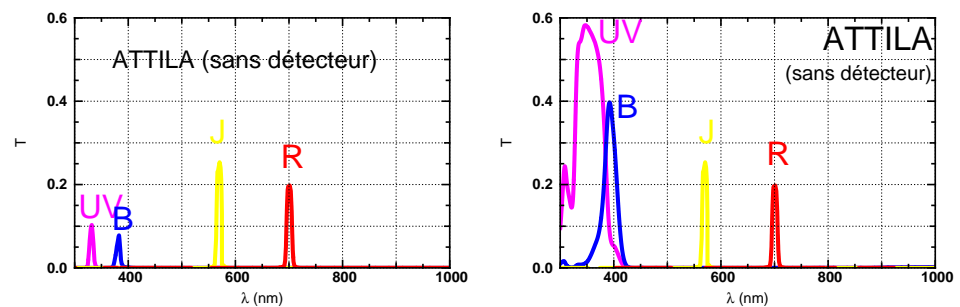
II.2.4.4 Canaux spectraux

Cependant, on prévoit également un mode d'opération pour lequel les filtres interférentiels sont absents des canaux UV et Bleu de manière à augmenter significativement leur niveau de signal. Les speckles ne sont alors plus visibles distinctement mais ce mode convient pour la méthode des centres de gravité qui n'en tient pas compte. On obtient alors les canaux spectraux du tableau II.4 (mode spectral large)..

Tableau II.4 — Canaux spectraux d'ATTILA pour les deux modes spectraux (avec et sans filtre interférentiel sur les voies UV et bleue).

Canal	λ_0 (nm)	$FWHM$ (nm)	T_{eq} (%)
Jaune	570	8.7	25.8
Rouge	701	10.5	20.4

Mode spectral	étroit			large		
	λ_0 (nm)	$FWHM$ (nm)	T_{eq} (%)	λ_0 (nm)	$FWHM$ (nm)	T_{eq} (%)
UV	332	8.0	10.4	~ 347	~ 56.8	64.6
Bleu	383	8.1	8.5	~ 392	~ 24.5	47.5



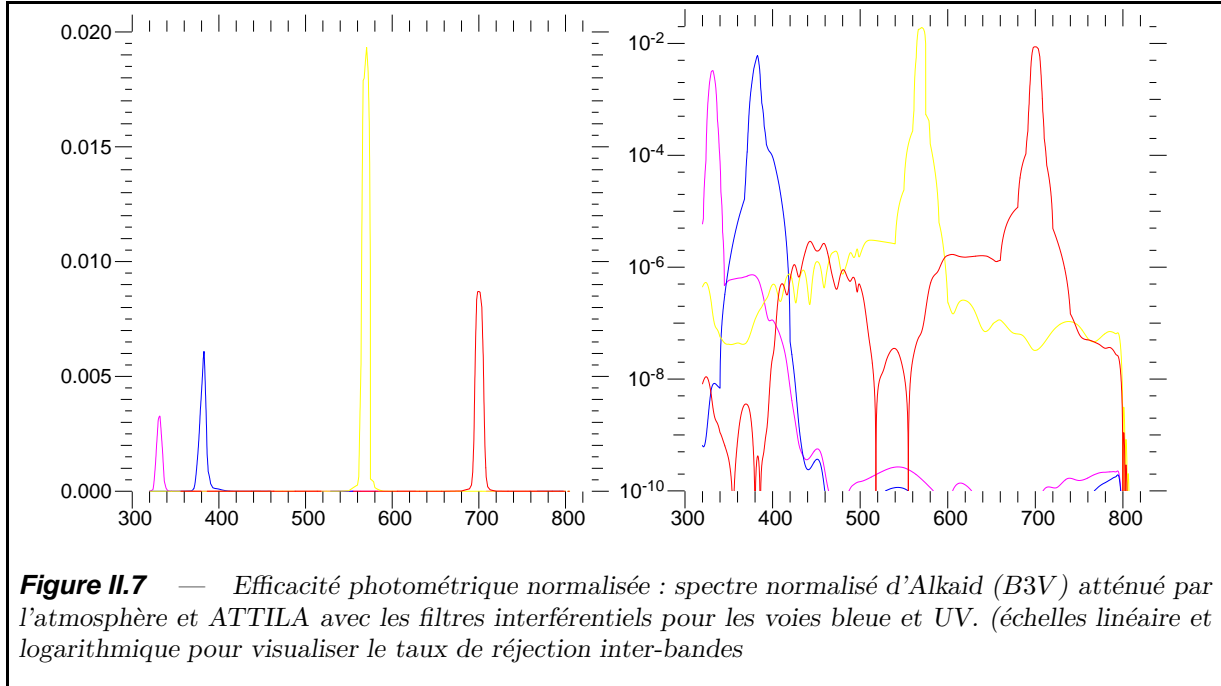
II.2.4.5 Imageur de sortie

Avec une séparation des faisceaux collimatés de $s = 35\text{mm}$, on obtient un miroir de sortie commun aux quatre canaux M_{sortie} de diamètre utile raisonnable : $d_{sortie} \leq 60\text{mm}$ ce qui permet d'utiliser un miroir sphérique standard de 76.2 mm (3 pouces) dans sa zone de fonctionnement garantie. On peut également utiliser un miroir plan percé de repliement de 101.6 mm (ou 4 pouces) de diamètre commun au quatre canaux ce qui simplifie considérablement la procédure de positionnement des faisceaux sur le détecteur sans augmenter le coût.

II.2.5 Efficacité photométrique

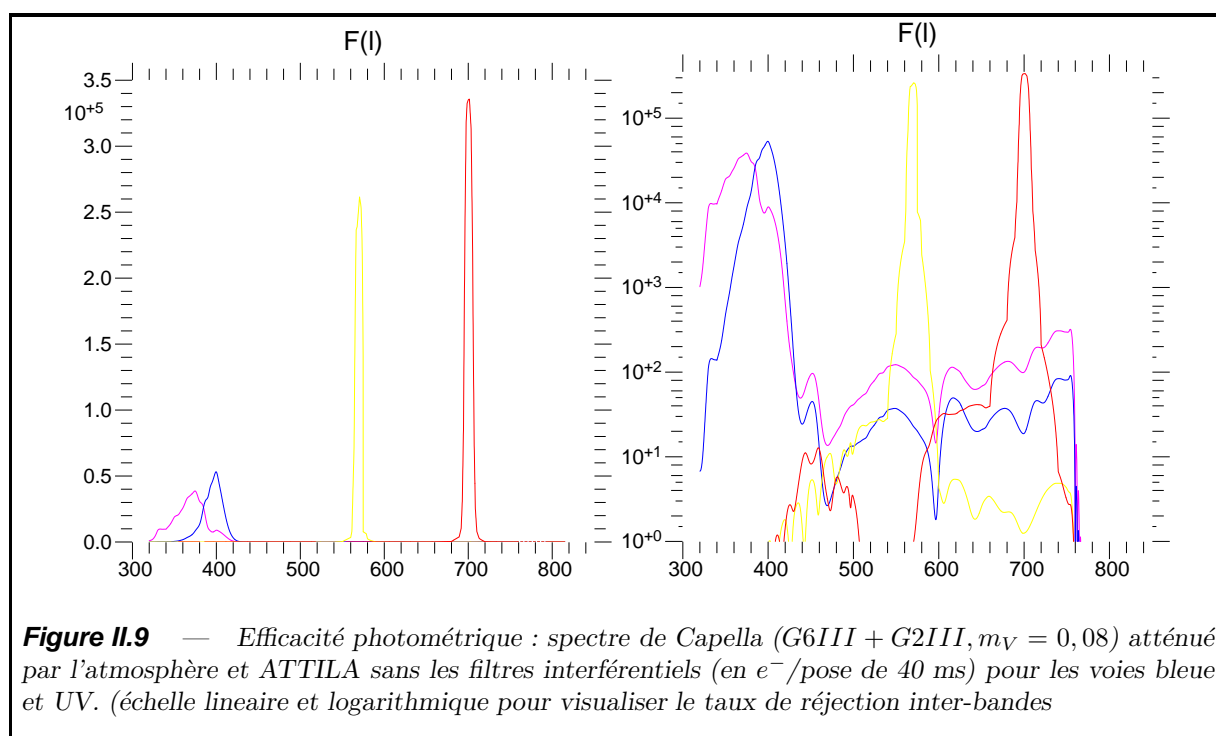
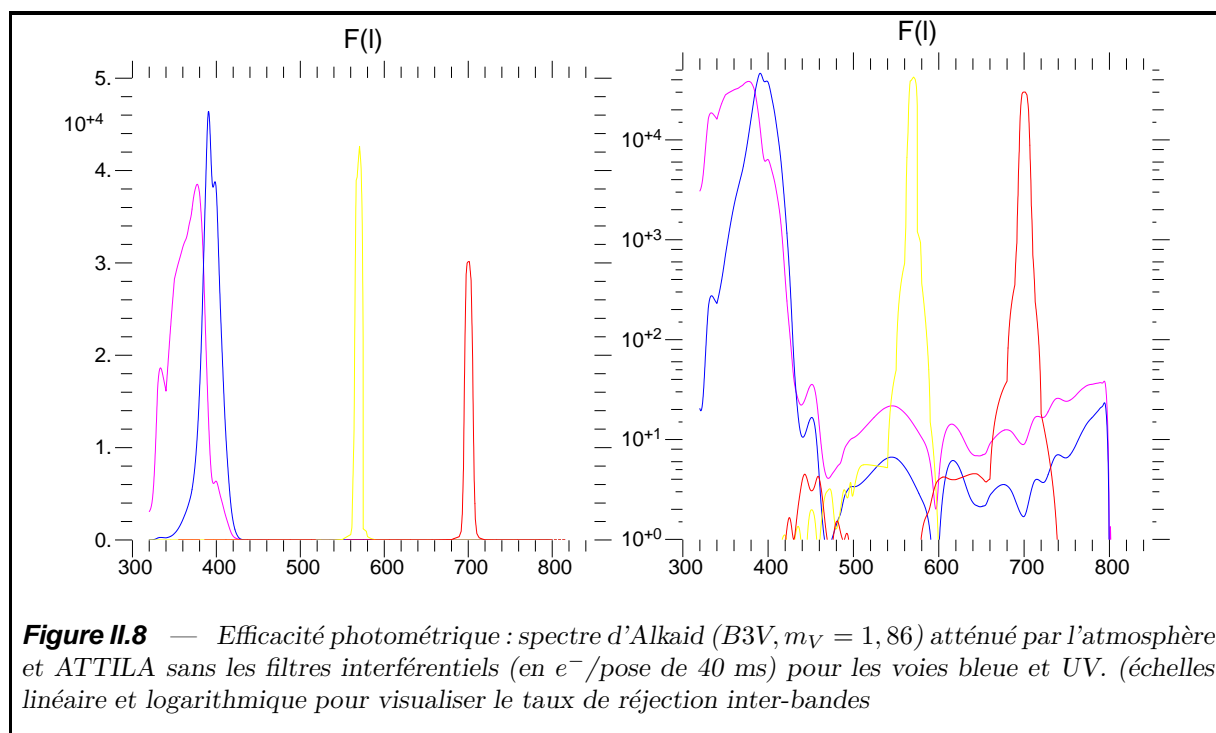
Dans cette section, je vais donner les efficacités (coefficient de transmission ou réflexion) relatives à chaque élément ou groupes d'éléments optiques constituant ATTILA.

Il s'agit de courbes calculées à partir de données fournies par les fabricants des composants (elles mêmes issues de mesures ou de calculs numériques) ou de courbes connues (mesurées dans certaines conditions similaires d'incidence, etc.) pour certains traitements de surface identifiés mais dont je n'aurais pas eu connaissance de l'efficacité (exemple : les miroirs dont la surface est traitée pour que $R_{330} > 90\%$). Ce sont donc des courbes approchées mais qui, associées à des spectres stellaires (mesurés) permettent d'estimer les flux de photons attendus pour chaque canal spectral.



Sur la figure II.7, j'ai représenté le spectre normalisé de l'étoile Alkaid atténué successivement par l'atmosphère, le télescope, et ATTILA avec filtres interférentiels même pour les voies UV et bleue. Pour ces deux voies, l'efficacité globale est inférieure au pourcent et les flux attendus sont très médiocres (10 à 100 e^- /pixel/pose de 40 ms). Sur la figure suivante (II.8, les filtres interférentiels ont été enlevés et le flux stellaire n'est plus normalisé. On voit que l'on peut s'attendre à des niveaux de signal comparable à ceux obtenus pour les voies jaune et rouge avec les filtres.

Les figures II.8 et II.9 montrent les flux de photons prédits pour Alkaid et Capella (sans les filtres). Les flux des voies bleue et UV sont même supérieurs dans le cas d'Alkaid et un peu inférieurs pour Capella qui est une étoile beaucoup plus froide. Ces deux étoiles sont celles qui conviennent le mieux à notre campagne d'observation de Février 2003 ($m_V \leq 2$, suffisamment chaudes pour émettre dans l'UV, observables depuis le 45^{me} parallèle, et proche du zénith). Les flux intégrés attendus sont ainsi de l'ordre de quelques centaines de milliers d' e^- /pixel/pose ce qui devrait permettre un bon rapport S/B limité par le bruit de photons.



II.2.6 Qualité image et aberrations

Avec les données des fabricants et fournisseurs, on vérifie que la relation II.3 est bien respectée.

La qualité de surface des miroirs (planéité pour les miroir plans, sphéricité pour les miroirs sphériques) est assurée à $QS^M = \lambda/10$. Les filtres (dichroïques et filtres interférentiels) garantissent une distorsion du front d'onde transmis inférieure à $D_T^F = \lambda/4$. On

suppose que la distorsion du front d'onde réfléchi par les filtres dichroïques vaut le double soit $D_R^F = \lambda/2$.

Pour chaque canal, le front d'onde est réfléchi sur six miroirs et emprunte un nombre n_R^F de filtres en réflexion et un nombre n_T^F en transmission. On a donc :

$$QFO_{canal} = \sqrt{6 \times (2 \cdot QS^M)^2 + n_R^F \times (D_R^F)^2 + n_T^F \times (D_R^F)^2} \times \frac{\lambda_{test(nm)}}{\lambda_{canal(nm)}} \quad (\text{II.6})$$

Par exemple, pour la voie rouge on a donc six miroirs, deux dichroïques en transmission, et une dichroïque en réflexion plus un filtre interférentiel (transmission). La qualité du front d'onde attendue pour la voie rouge est donc :

$$QFO_{Rouge} = \sqrt{6 \times (2 \cdot \lambda/10)^2 + 1 \times (\lambda/2)^2 + 3 \times (\lambda/4)^2} \times \frac{633}{700} \simeq 0.74\lambda$$

Ici, je suppose que la longueur d'onde de test des surfaces optiques est 633 nm même lorsqu'elle n'est pas renseignée par le fabricant de manière à surestimer la dégradation au cas où la longueur d'onde de test était plus courte (typ. 500 nm). Dans le tableau II.5, j'ai reporté les valeurs de la qualité du front d'onde obtenue pour chaque voie d'ATTILA.

Pour ces calculs, j'ai été pessimiste en prenant des valeurs de déformations données en générale sur la surface utile totale des éléments optique alors que notre faisceau collimaté de 12 mm est beaucoup plus petit (surtout dans le cas des grands miroirs). On pourrait imaginer un calcul plus optimiste pour lequel toutes les distorsions seraient réduites de moitié de ce fait. On obtiendrait une $QFO < \lambda$ pour tous les canaux, UV compris. Bien entendu, cela est vrai seulement si ces déformations sont issues de défauts optique de grande échelle et pour s'en assurer, il faudrait avoir la fonction de structure de chaque surface optique ou une connaissance des processus de fabrication de ces éléments.

A l'inverse, dans le cas où une ou plusieurs dichroïques étaient mécaniquement trop contraintes, leur contribution dans le calcul de la QFO serait désastreuse et on obtiendrait une distorsion globale instrumentale d'amplitude supérieure aux distorsions de nature atmosphérique et la qualité des images et donc des mesures en serait fortement affectée.

Tableau II.5 — Qualité du front d'onde prévue par canal tenant compte des distorsions introduites par les éléments optiques dans le cas pessimiste.

Canal	λ_0 (nm)	n_M	n_R^F	n_T^F	QFO
UV	330	6	3	1	1.97 λ
UV large	350	6	3	0	1.80 λ
Bleu	380	6	3	2	1.76 λ
Bleu large	390	6	3	1	1.66 λ
Jaune	570	6	1	2	0.87 λ
Rouge	700	6	1	3	0.74 λ

Sur la figure II.10, on voit l'image d'un objet non résolu sur la voie UV issue du tracé de rayons à travers le simulateur de télescope et d'ATTILA. Si il n'y a pas de turbulence atmosphérique, les aberrations géométriques qui affectent l'image sont mises en évidence. Celles-ci sont essentiellement de l'astigmatisme et de la coma dus au fait que le faisceau n'est pas centré sur le miroir imageur sphérique de sortie. L'image est cependant tout juste inscrite dans le disque d'AIRY ($2,44\lambda/D$) qui correspond environ à un pixel de la caméra à cette longueur d'onde ce qui est largement négligeable par rapport au 20 à 40 pixels (λ/r_0) d'étalement attendu du fait de la turbulence atmosphérique. Pour les autres longueurs d'onde, les aberrations sont plus faibles et le cahier des charges est tenu.

Les aberrations chromatiques sont faibles car le montage est catadioptrique, les rapports d'ouvertures des miroirs sphériques sont raisonnablement faibles et les éléments traversés (filtres et hublot du CCD) sont de faible épaisseur et orthogonaux à la propagation du faisceau qui est collimaté (faible dispersion inhérente aux optiques traversées).

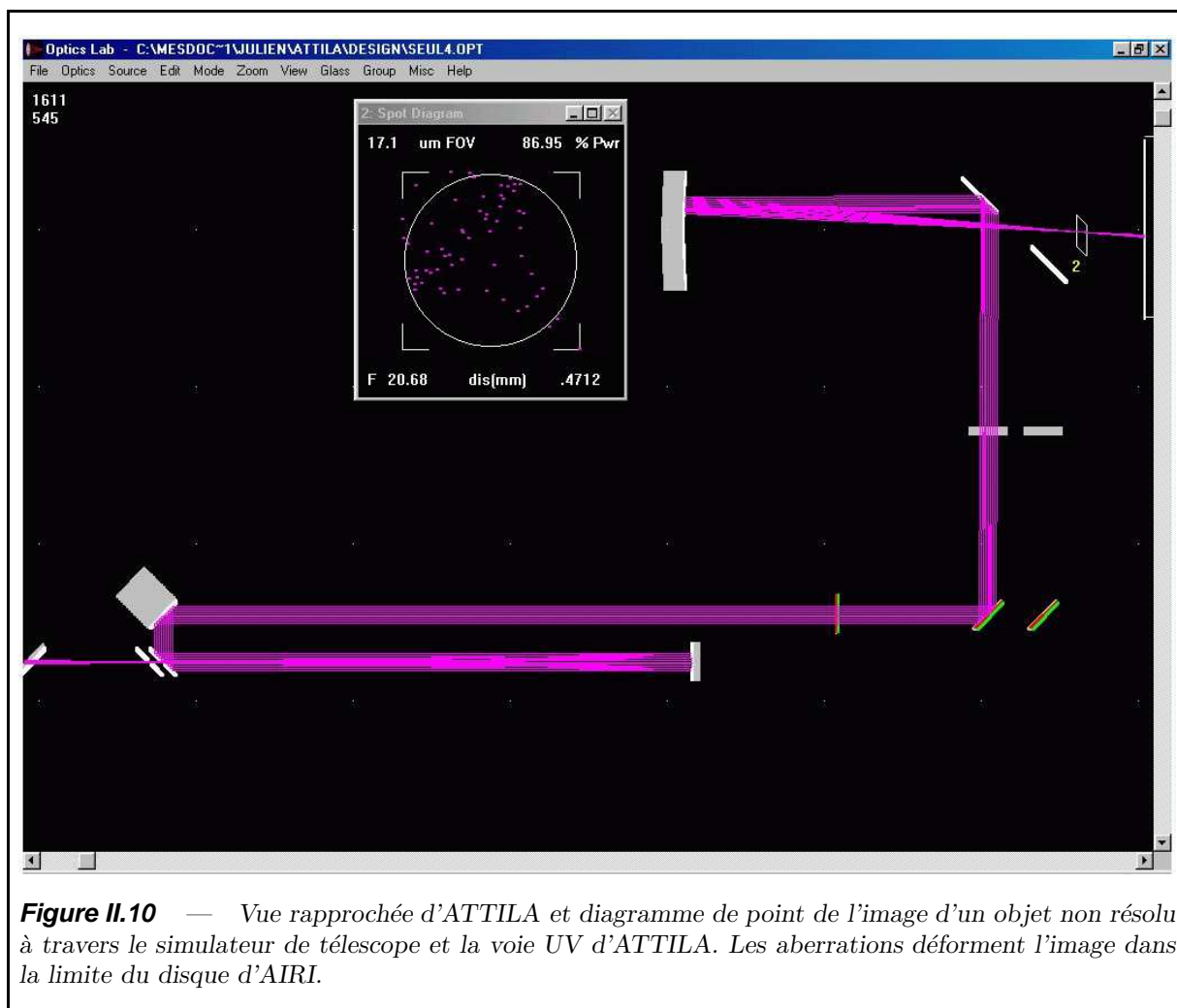


Figure II.10 — Vue rapprochée d'ATTILA et diagramme de point de l'image d'un objet non résolu à travers le simulateur de télescope et la voie UV d'ATTILA. Les aberrations déforment l'image dans la limite du disque d'AIRY.

Si les quatre faisceaux ne sont pas parfaitement parallèles entre eux et équidistants, il ne forment plus un carré sur le miroir sphérique de sortie (à fort rayon de courbure : 500 mm) et on peut obtenir un grandissement différentiel d'une voie spectrale à une autre de l'ordre de quelques pourcents en plus des aberrations de type astigmatisme ou coma. Il est donc très important de soigner les alignements des faisceaux et leur incidence sur ce dernier miroir.

Expérimentalement, j'ai pu vérifier que le trou source de notre simulateur de télescope dont le diamètre était de $30\mu\text{m}$ devait normalement (sans aberration) être contenu dans un pixel de notre détecteur. Or, au mieux, nous sommes parvenu à inscrire son image dans un cercle de 2 à 3 pixels de diamètre selon le canal. Ce n'est pas trop mal compte tenu de la qualité médiocre des éléments optiques utilisés pour ce simulateur (figure II.10) constitué d'une ampoule devant un trou source, d'un diaphragme et d'un doublet convexe.

II.2.7 Evolutions futures

II.2.7.1 Utilisation avec lasers

ATTILA est évolutif. Il est conçu normalement pour évoluer vers l'utilisation des lasers pour la mesure et la correction instantanée du *tilt* atmosphérique. Cependant, il est pratiquement impossible de séparer les raies D_1 et D_2 du sodium avec un montage "à filtres". Néanmoins, deux versions d'un *ATTILA* évolué pourraient satisfaire les objectifs d'*Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative* au moins à moyen terme. Je développe ces aspects plus amplement dans les perspectives futures d'*ELP-OA* (chapitre V.7) mais en voici néanmoins quelques grandes lignes.

On excite le sodium comme cela est prévu actuellement : 2 lasers ajustés sur D_2 et 569 nm. De la cascade radiative obtenue, on utilise une partie de la lumière pour mesurer les ordres élevés de la phase turbulente et au moins deux longueurs d'onde très différentes pour mesurer le *tilt*. On peut :

- envoyer D_1/D_2 indistinctement vers l'analyseur de surface d'onde et exploiter la raie UV à 330 et le jaune à 569 nm pour la mesure différentielle du *tilt*. Le risque dans ce cas est de biaiser la mesure par la présence du sommet du cône de diffusion Rayleigh à 569 nm issue du trajet sol→mésosphère.
- envoyer toute la lumière jaune : D_1/D_2 et le 569 nm indistinctement vers l'analyseur de surface d'onde et exploiter la lumière infra-rouge à $2.3\mu\text{m}$ issue du niveau $4D_{5/2}$ à l'aide d'un second détecteur avec la raie à 330. Cela est probablement la meilleure solution puisque le 569 n'a même pas besoin d'être séparé de D_1/D_2 et contribue à la mesure des ordres élevés (plus de photons par sous-pupille, meilleur Strehl). L'autre avantage est que la base spectrale entre l'IR à $2.3\mu\text{m}$ et l'UV à 330 nm est telle que la pente attendue de la relation $\theta = f(\Delta\theta)$ est de l'ordre de 18 (*c.f.* tableau II.1). C'est le cas le plus favorable.
- utiliser une combinaison des deux solutions précédentes : D_1/D_2 pour l'ASO et IR/UV pour le *tilt* en rejetant le 569 dont la lumière diffusée peut être néfaste pour la mesure des ordres élevés. D_2 subit également la diffusion Rayleigh lors du trajet aller mais moins que le 569 nm.

On pourrait également imaginer que l'analyseur de surface d'onde (ASO) et le miroir déformable (DM) du système d'OA soient en amont du système de mesure du *tilt* et que les ordres élevés soit partiellement corrigés avant de procéder à la mesure différentielle du *tilt*. Cela permettrait de concentrer plus de lumière sur un plus petits nombre de pixels et permettrait d'acroître la précision de mesure dans le cas du centre de gravité.

En revanche, il est primordiale que la réjection du continuum de l'objet "science" soit très bonne. Dans le cas d'un montage "à filtres" tel qu'ATTILA, on peut relativement facilement insérer une combinaison d'étalons de Fabry-Perot sur chaque voie pour ne sélectionner que les raies étroites émises par l'étoile laser polychromatique et rejeter fortement le continuum de l'étoile naturelle à proximité et dont on veut connaître le tilt.

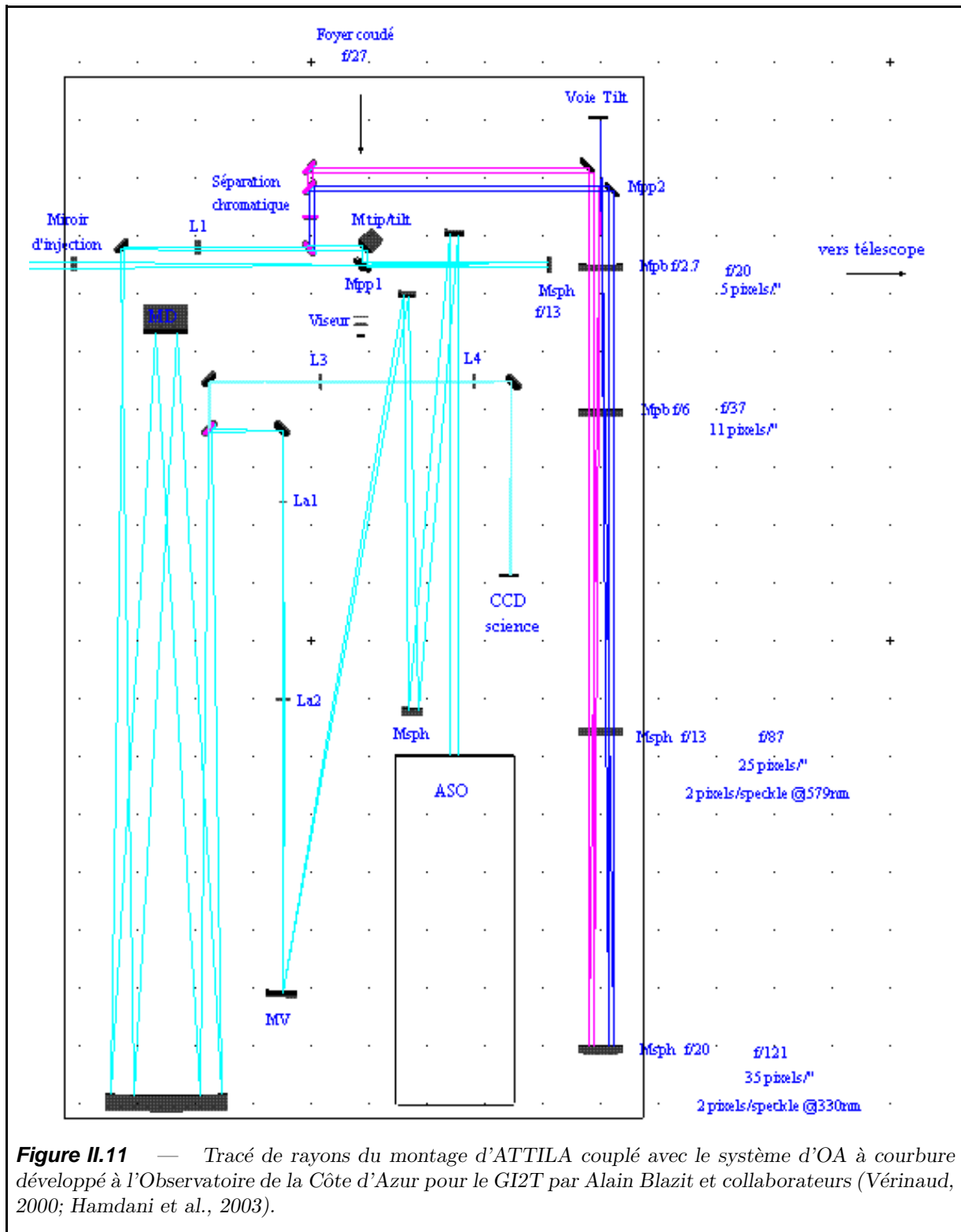


Figure II.11 — Tracé de rayons du montage d'ATTILA couplé avec le système d'OA à courbure développée à l'Observatoire de la Côte d'Azur pour le GI2T par Alain Blazit et collaborateurs (Vérinaud, 2000; Hamdani et al., 2003).

II.2.7.2 Couplage avec une optique adaptative

Le but final du démonstrateur *ELP-OA* est de prouver la correction du *tilt* atmosphérique sans étoile naturelle. Si cette démonstration est convaincante, un couplage avec un système d'optique adaptative corrigeant les ordres plus élevés que le *tilt* montrerait la faisabilité de l'optique adaptative dans le visible et avec 100% de couverture du ciel. Lors de la conception d'*ATTILA*, j'ai rapidement envisagé ce couplage avec le système d'OA à courbure développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur pour le GI2T. Il a suffi de changer légèrement la disposition d'*ATTILA* et d'introduire une lentille pour adapter le rapport d'ouverture et fournir un plan pupille sur le miroir déformable (voir figure II.11). Un filtre dichroïque permet de séparer les raies à 569 nm et 589 nm et de les utiliser respectivement pour la mesure du *tilt* et pour l'analyse de surface d'onde des ordres supérieurs. Le montage global tient sur une table optique de longueur deux mètres et de largeur un mètre.

II.2.7.3 *ELP-OA* au CFHT ?

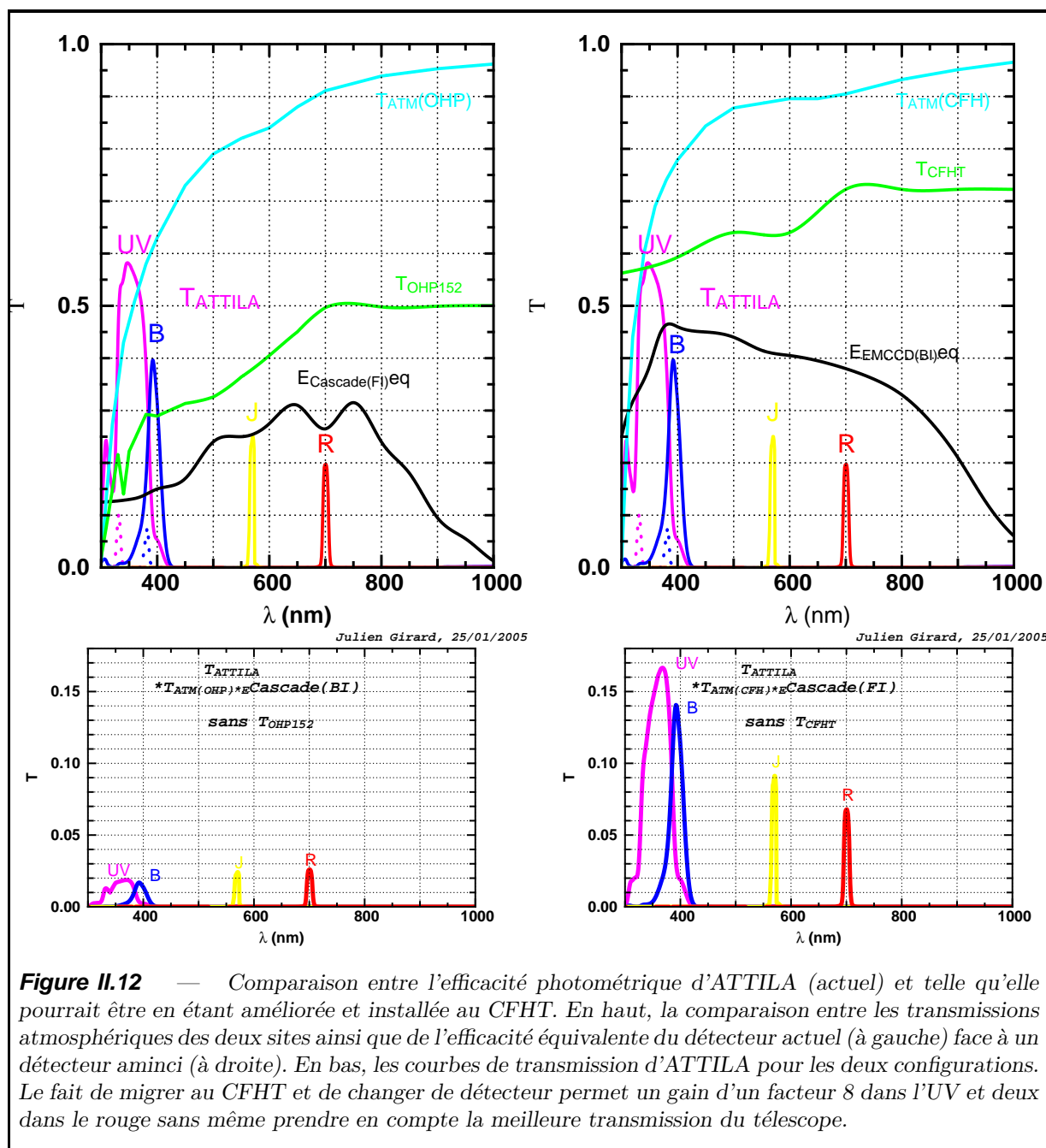
Il est désormais question (après qualification du démonstrateur à l'OHP) d'installer *ELP-OA* au télescope de 3,6 m *Canada France Hawaii (CFHT)* au sommet du mont Mauna Kea à Hawaï, sans doute le meilleur site astronomique de l'hémisphère nord. Je ne développerai pas cette question dans ma thèse car il s'agit seulement d'un début de collaboration. En revanche, il est essentiel de souligner que toute l'étude réalisée ici pour le télescope de l'OHP est transposable pour le *CFHT* car les rapports D/r_0 des deux sites sont comparables (environ 30 pour l'OHP et 15 à 25 pour le *CFHT*).

Cependant, si nous exploitons seulement le jaune et l'IR à $2.2 \mu m$ pour le *tilt* et l'UV pour les ordres élevés, le facteur γ serait de 61 mais la mesure différentielle de bonne qualité puisque les flux sont respectables et qu'il n'y a pas de diffusion Rayleigh pour ces deux longueurs d'onde. En revanche, il faudrait que l'ASO fonctionne avec l'UV ou le reste (raies à $1.14 \mu m$) à moins qu'un autre laser excitant D_2 ne soit utilisé pour la seule mesure des ordres élevés (mais alors il y aurait de la diffusion Rayleigh à 589 nm!).

II.3 Suggestions d'améliorations

L'amélioration majeure à apporter à *ATTILA* réside dans sa transmission. *ATTILA* n'est pas assez efficace dans l'UV. Pour cela, il faudrait de meilleurs traitements de surface sur tous les miroirs et remplacer les filtres interférentiels par une autre solution.

Les autres améliorations d'*ATTILA* sont discutées dans la section V.7.1.



II.4 Propriétés

II.4.1 Caractéristiques principales

Dans le tableau II.7 se trouve les caractéristiques principales d'ATTILA.

II.4.2 Liste détaillée des composants

Dans les tableaux II.8, II.9 ci-après se trouve les listes des composants optiques d'ATTILA : miroirs, filtres dichroïques, et filtres interférentiels.

Tableau II.6 — Données importantes concernant ATTILA.

Canaux spectraux	4
Grandissement	0,73
Résolution spatiale	48 mas/pix
Champ	12" (250 pix)
Détecteur	CCD Cascade :650 (Roper) à très bas bruit (pre-amplification)
Bruit de lecture équivalent	$\leq 1e^{-}$
Résolution temporelle	~ 10 à 25 Hz selon les modes (trame complète, plus si <i>bin</i>)

Tableau II.7 — Table de conversion et valeurs clés de l'échantillonnage spatial d'ATTILA.

Ciel	foyer coudé	détecteur	pixels	commentaire /correspondance
1"	210,4 μm	153,58 μm	20,75	une seconde sur le ciel.
4,75"	1 mm	0,73 mm	99	un millimètre au foyer coudé.
6,51"	1,37 mm	1 mm	135	un millimètre sur le détecteur.
12,35"	2,6 mm	1,9 mm	256	diamètre du trou au foyer coudé \rightsquigarrow champ.
48,8 mas	10,14 μm	7,4 μm	1	un pixel du détecteur.
83 mas	17,42 μm	12,71 μm	1,72	tache d'Airy ($1,22\lambda/D$ à $\lambda = 500$ nm).

II.5 Conclusion

ATTILA est une solution optique simple de transfert d'image utilisant aucun élément dispersif. Le montage utilise des filtres dichroïques relativement bon marché mais très performants et très peu épais, ce qui est un avantage pour ne pas introduire de chromatisme instrumentale par la réfraction des faisceaux qui les traversent. La succession des filtres assure une bonne séparation spectrale en quatre bandes de quelques dizaines de nanomètres de large qui peuvent être ensuite réduites par l'ajout de filtres interférentiels pour obtenir des voies quasi-monochromatiques mais à un fort prix photométrique. On verra lors des observations qu'on n'utilisera presque jamais les filtres interférentiels sur les voies bleue et UV.

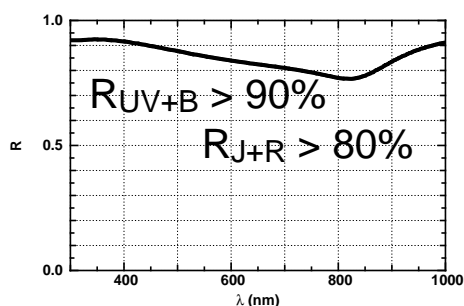
Il n'y a que des incidences normales ou à 45° pour éviter l'introduction de fortes aberrations géométriques et autoriser ainsi l'utilisation de miroir de puissance sphériques bon marché (et éviter d'avoir à aligner des surfaces paraboliques hors d'axe). L'utilisation de miroirs de replis percés permet cela mais aussi d'avoir un plan conjugué à la pupille est disponible pour y introduire un futur miroir *tip/tilt*. L'échantillonnage spatial des images peut facilement être modifié par le remplacement du miroir sphérique de sortie par un autre de focale différente (plus grande). Le miroir d'injection peut facilement être orienté pour qu'ATTILA puisse être attelé à d'autres foyer coudé que celui du télescope 152 de l'OHP.

D'autres évolutions sont envisageables, d'où son nom de laboratoire de la pente atmosphère. Notamment, ATTILA doit pouvoir évoluer pour être utilisé avec les lasers à condition de remplacer certains éléments optiques par d'autres de même type mais plus efficaces (transparents). Un système d'OA pour corriger les ordres élevés de la turbulence

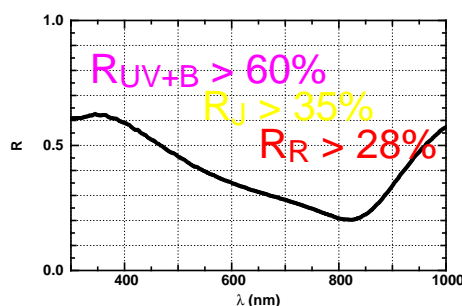
Tableau II.8 — Liste détaillée des six miroirs d'ATTILA. Tous les miroirs ont subi un traitement de surface de type $Al(MgF_2)$ qui favorise la réflectivité dans l'UV/Bleu à mieux que 90% entre 330 et 400 nm. Ci-dessous, à droite, le rendement cumulé des six miroirs du montage.

N°	abrég.	description	d(mm)	d_{\bullet} (mm)	f(mm)	incid.	origine	SQ	eff. (%)	commentaire
1	M_{inj}	plan	25	-	-	$2 \times 45^\circ$	Fichou	$\lambda/10$	$R \geq 90$	interface ATTILA/OHP152 injecte le faisceau dans le montage
2	M_{coll}	sphérique	25	-	325	0°	russe BFI/Optilas	$\lambda/10$	$R \geq 90$	collimate le faisceau
3a	M_{champ}	plan percé aluminé des deux côtés	25	2.6	-	45°	Fichou	$\lambda/10$	$R \geq 90$	le trou percé à 45° limite le champ et replie le faisceau collimaté réfléchit la lumière qui ne passe pas dans le trou vers le viseur de champ
3b										
4	M_{TT}	plan	25	-	-	45°	Fichou	$\lambda/10$	$R \geq 90$	emplacement du futur miroir de tip/tilt replie le faisceau
5	M_{PP}	Plan percé	100	30.5	-	45°	Fichou	$\lambda/10$	$R \geq 90$	replie les quatre faisceaux vers le miroir de sortie M_{img}
6	M_{img}	sphérique	76	-	250		russe	$\lambda/10$	$R \geq 90$	re-image les quatre faisceaux sur le détecteur à travers le trou du M_{PP}

Réflectivité d'un miroir



Transmission cumulée des six miroirs



atmosphérique peut être couplé à ATTILA et utiliser le 569 ou $D_1 + D_2$ pour son l'analyse de surface d'onde. Il est également possible d'y ajouter une voie IR sur un détecteur dédié, etc.

Mais ATTILA a été conçu en premier lieu pour valider la méthode de mesure différentielle de la pente en conditions d'observations astronomiques. Il peut évoluer vers le démonstrateur ELP-OA mais cela n'est pas obligatoire. On verra par la suite (au chapitre V) qu'ATTILA a rempli sa mission.

Tableau II.9 — Séparation chromatique par six filtres dichroïques utilisés à 45 °, fabriqués par Omega Filters de diamètre 25.4 mm, d'épaisseur inférieure ou égale à 1.5 mm et de qualité de surface (QS) meilleure que $\lambda/4$ en transmission ou $\sim \lambda/2$ en réflexion (front d'onde transmis déformé de moins de $\lambda/4$ sur toute la surface utile à 500 nm). Tous ces filtres ont un traitement sur la Face Arrière (TFA) sauf dic3 qui a été réalisé spécialement à notre demande. Les filtres interférentiels dont les courbes de transmission sont représentées tout en bas sont standard ($\Delta\lambda \sim 10$ nm, $e \sim 6$ mm, taux de réjection $> 1 - 10^{-4}$). Tous proviennent d'Omega Filters via BFI Optilas.

N°7 Filtre	Caratéristiques		Canaux spectraux			
	λ_c (nm)	Référence	UV	B	J	R
dic1	450	XF2002				
dic2	450	XF2002				
dic3	350	custom				
dic4	450	XF2002				
dic5	585	XF2018				
dic6	730	XF2060				
Transmission cumulée par canal (sans filtre interférentiel)						
Transmission des filtres interférentiels seuls						

Tableau II.10 — Transmission d'ATTILA avec et sans détecteur et avec les deux configurations de filtres. L'échelle logarithmique permet notamment de rendre compte du taux de réjection en dehors des bandes passantes spectrales.

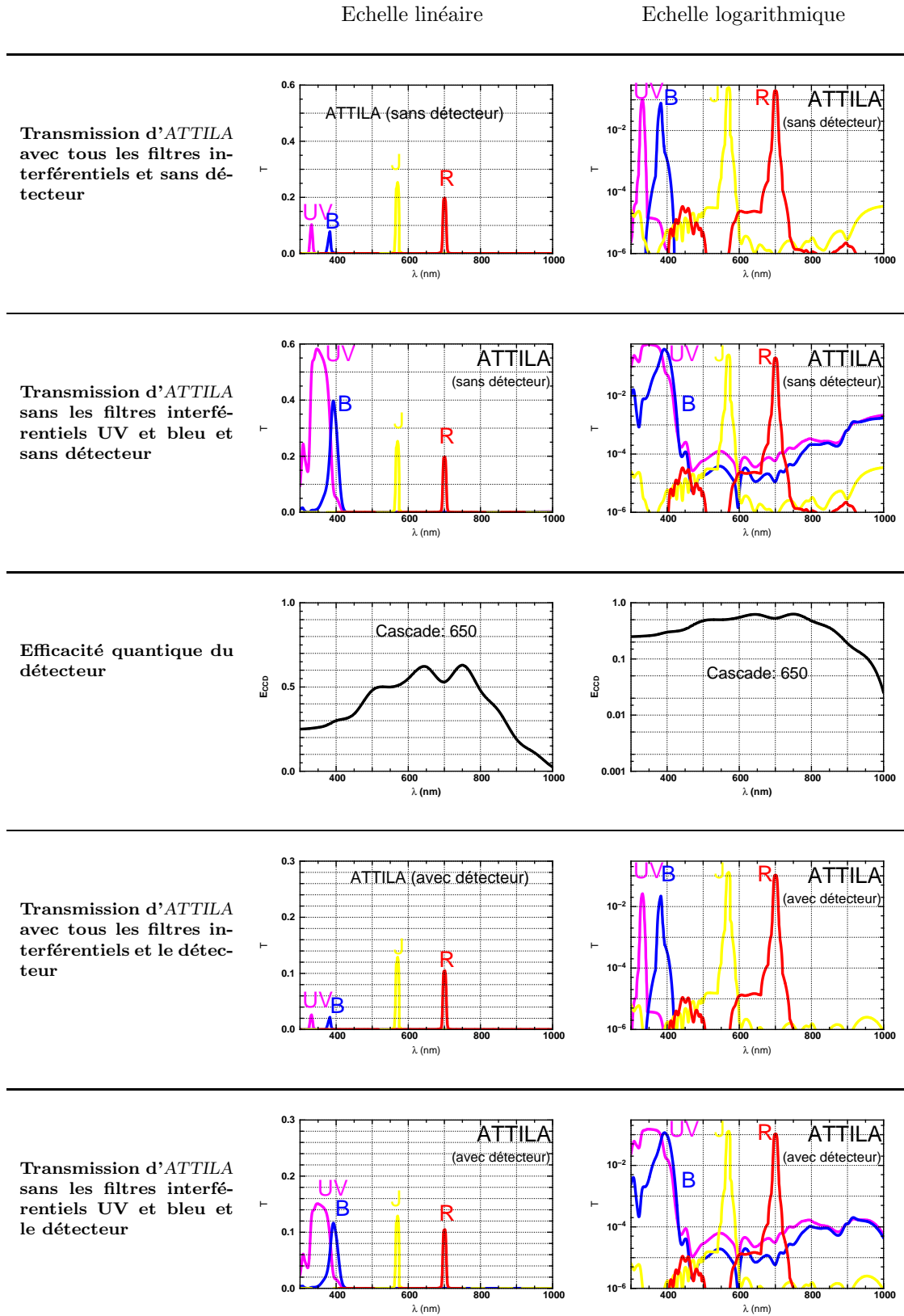


Tableau II.11 — Transmission d'ATTILA et du télescope de l'OHP avec et sans détecteur et avec les deux configurations de filtres. L'échelle logarithmique permet notamment de rendre compte du taux de réjection en dehors des bandes passantes spectrales.

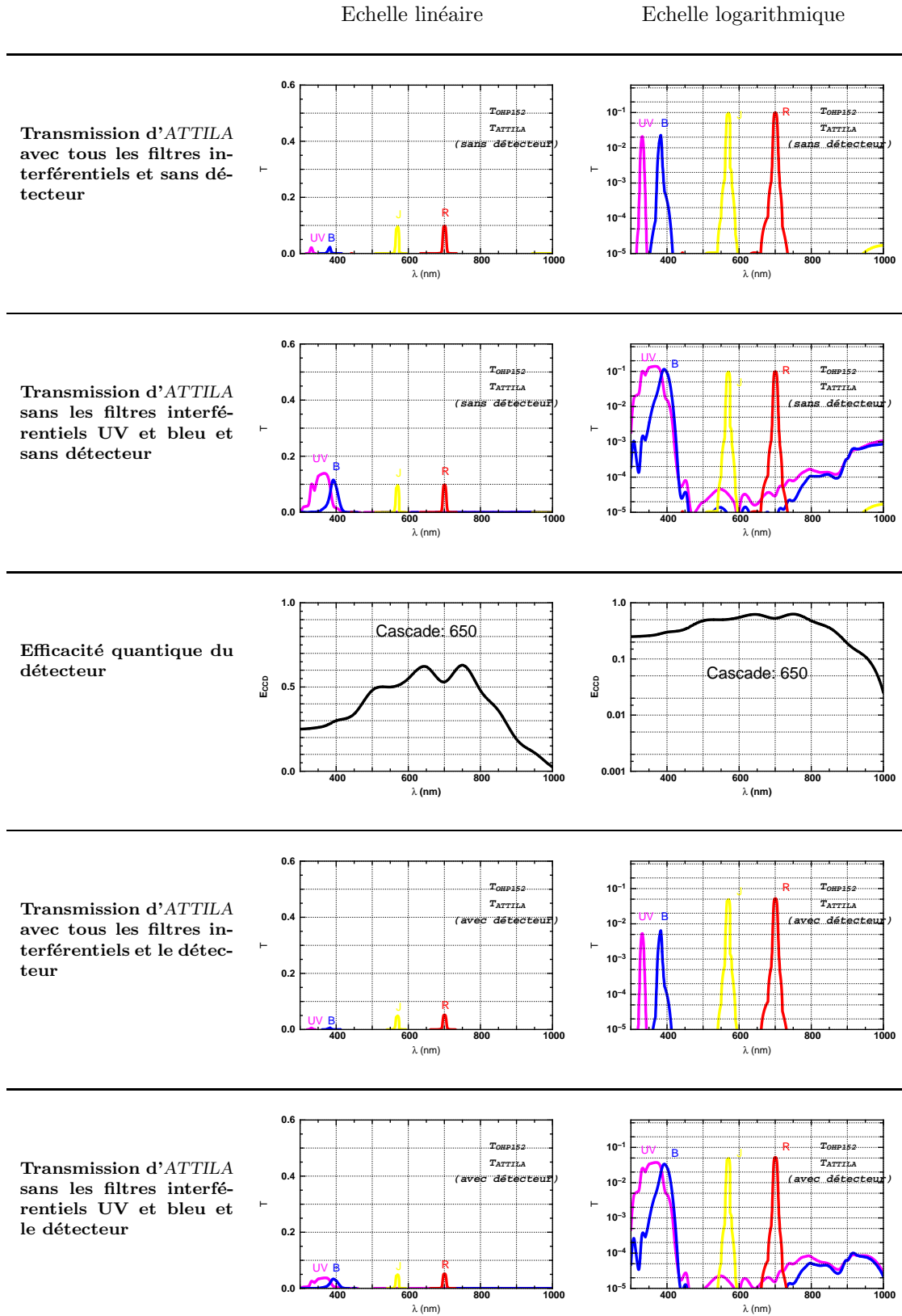


Tableau II.12 — Transmission des filtres interférentiels d'ATTILA.

Canal	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Transmission	T_{eq} (%)
UV	331	9,4	<p>$T_{UV} > 21\%$ $\lambda_0 \sim 331 \text{ nm}$ $\Delta\lambda \sim 7.7 \text{ nm}$</p>	21.5
Bleu	382	10,1	<p>$T_B > 35\%$ $\lambda_0 \sim 382.5 \text{ nm}$ $\Delta\lambda \sim 7.7 \text{ nm}$</p>	38.8
Jaune	571	8,7	<p>$T_J > 73\%$ $\lambda_0 \sim 569.2 \text{ nm}$ $\Delta\lambda \sim 9.4 \text{ nm}$</p>	77.1
Rouge	701	10,6	<p>$T_R > 80\%$ $\lambda_0 \sim 569.2 \text{ nm}$ $\Delta\lambda \sim 9.4 \text{ nm}$</p>	86.0

Chapitre Trois

Etude du détecteur

Le détecteur fait l'objet d'un chapitre à lui tout seul car il est un élément clé d'*ATTILA* et m'a demandé un travail approfondi de caractérisation, important compte tenu de la précision requise de la mesure du *tilt*. Le choix d'un détecteur adapté constitua également un travail non négligeable et fortement couplé à la conception optique d'*ATTILA*.

III.1 Choix du détecteur

ATTILA étant une expérience vouée à évoluer progressivement vers le système de mesure de *tilt* du futur démonstrateur *ELP-OA*, il ne pouvait se contenter du détecteur utilisé pour l'expérience *MaTilD* car trop lent (0.5 Hz), il ne permettrait pas de suivre correctement le signal en temps réel et donc de commander un asservissement de correction. J'ai été chargé de rechercher quel détecteur serait le plus adapté pour les besoins d'*ATTILA* alors en cours de conception. Le détecteur ainsi choisi constitue une partie importante d'*ATTILA* à lui seul même si on pourra bien sûr s'en servir pour d'autres expériences ou manipulations de laboratoire.

III.1.1 Nos besoins

En matière de caméra scientifique, il existe vraiment de tout : des “moins bruités” mais lents détecteurs astronomiques en passant par les “commerciaux rapides” utilisés en télésurveillance, grands, petits, etc. Notre application requiert une fréquence d'acquisition de type vidéo (typ. 25 trames par seconde) ET un bruit de lecture très faible. En revanche, une matrice de taille modeste suffirait (quelques centaines de pixels au carré). Voici la description des besoins impératifs d'*ATTILA* à satisfaire par le détecteur.

III.1.1.1 Couverture spectrale

Le **domaine de sensibilité en longueur d'onde** du détecteur d'*ATTILA* doit s'étendre du proche ultra-violet (raie du Sodium à 330 nm) au visible. Malheureusement, les *CCD* sont fabriqués en silicium, opaque aux longueurs d'onde inférieures à 400 nm. Pour étendre la sensibilité du capteur au proche UV, il doit pour cela subir un traitement de

surface approprié. Les versions amincies *back illuminated* (BI) offrent un bien meilleur rendement quantique, notamment dans l'UV ($\sim 55\%$) car les pertes en *front illuminated* (FI, CCD classiques) sont liées aux électrodes qui précèdent la couche de silicium. Dans le cas BI, la couche de silicium traversée est très mince et précède les électrodes qui n'obstruent pas la lumière. Néanmoins, un traitement spécial au "lumogen" (traitement de type *Metachrome II*) permet d'étendre le domaine sensible des CCD à 300 nm en convertissant les photons UV en photons visibles. Notre CCD doit impérativement être traité de la sorte.

III.1.1.2 Sensibilité, dynamique, et cosmétique

La précision photométrique est déterminante pour notre application. En effet, l'erreur de mesure sur les centres de gravité des images dépend directement du nombre N de photons contenu dans chaque image ($\varepsilon \propto N^{-1/2}$). Et lorsque l'on considère le *tilt* différentiel, c'est le bruit de photons de la voie la moins éclairée qui domine. Mais avant tout, pour que l'erreur de mesure soit dominée par le bruit de photons même dans les régions les moins éclairées des images, il faut que le détecteur ait :

- un **très faible bruit de lecture** (σ_{Lec}) en dépit de la cadence requise (électronique de qualité, technologie EMCCD).
- un **très faible courant d'obscurité** (I_{Obsc}), ce qui impose un refroidissement acceptable et uniformément réparti sur toute la cible.

Pour un CCD classique le rapport signal sur bruit (S/B) vaut pour un signal de N photons :

$$S/B = \frac{N}{\sqrt{N + I_{Obsc} + \sigma_{Lec}^2}}, \text{ il tend vers } \sqrt{N} \text{ si } N \text{ est grand.} \quad (\text{III.1})$$

Le détecteur doit avoir une dynamique suffisante pour éviter de saturer au temps de pose voulu. Cela dépend de la taille des pixels et de leur puits de potentiel électronique. Étant donné, que l'on veut atteindre une précision sub-pixel sur la mesure du *tilt* (très largement inférieure pour le *tilt* différentiel), il faut que la dynamique du détecteur soit de quelques centaines à quelques milliers d'électrons. On verra plus tard dans la discussion qu'avec l'utilisation des lasers, il faudra se contenter de quelques 10^1 à 10^2 photons de signal par pixel et par trame si l'option de la restauration de phase est poursuivie.

Pour évaluer les erreurs de mesure, il est nécessaire d'avoir une calibration photométrique absolue, c'est à dire être capable de mesurer précisément le nombre de photons incidents sur chaque pixel. Les détecteurs CCD ont en général une efficacité de transfert de charge très proche de 100% ainsi qu'un taux de non-linéarité inférieur à 1%. On peut donc dire que l'erreur sur l'estimation du flux/pixel est inférieure au pourcent également.

Il faut échantillonner l'intensité du signal avec un pas numérique suffisant sans quoi on introduit un biais numérique sur l'estimation de la charge électronique : idéalement, il

faudrait consacrer deux *ADU* (*Analog to Digital Unit*) par photo-événement (Shannon). Il faut donc choisir un détecteur avec une dynamique numérique suffisante pour couvrir la dynamique électronique (correspondant à la capacité du puit de potentiel). Ceci est donné par la résolution numérique du convertisseur analogique-numérique (*CAN*) de la carte d'acquisition. Si n est le nombre de bits du *CAN*, et P la dynamique moyenne des puits de potentiel, alors la résolution numérique est de $P/2^n$. Un gain au niveau du *CAN* permet ensuite en général d'ajuster le niveau de signal pour qu'il soit échantillonné le mieux possible.

Une bonne cosmétique générale du *CCD* est nécessaire pour atteindre nos objectifs, à savoir : pas ou très peu de pixels "chauds", une bonne uniformité pixel à pixel (champ plat de très faible variance, sensiblement celle du bruit de photons), une bonne uniformité intra-pixel, un refroidissement équiréparti, etc.

III.1.1.3 Rapidité

Plusieurs contraintes de rapidité interviennent dans le cadre d'*ELP-OA*. D'abord, les contraintes sur le **temps de pose** :

- En premier lieu, il faut que les poses effectuées soient inférieures au temps de cohérence de *tilt*. Ainsi on mesurera bien le *tilt* et non l'intégration temporelle du *tilt* qui tend vers une valeur moyenne nulle. On a vu précédemment que $\tau_{0,\theta} \simeq 10 \times \tau_0$ (correspondant à la fréquence de Greenwood). Il faut donc que le détecteur permette des temps d'intégration (τ_i) de l'ordre de 20 à 100 ms (Schöck et al., 2000b) selon les conditions de turbulence atmosphérique.
- Également, en vue d'exploiter les hautes fréquences spatiales des images pour la restauration de phase, le détecteur doit également être suffisamment rapide pour "geler" les ordres élevés de la turbulence atmosphérique (τ_0). On désire donc pouvoir ajuster τ_i à quelques millisecondes (typ. 20 ms).

Puis, voici les contraintes sur la **cadence** (fréquence de lecture des pixels) du détecteur :

- Pour se placer dans les conditions "temps réel" d'*ELP-OA* et de l'*OA* en général, on désire suivre l'évolution du *tilt* au cours du temps. Pour cela, il faut que le temps entre deux intégrations successives soit court. Dans le cas de l'expérience *MaTILD*, il était de deux secondes (trop long) et on peut dire que les mesures consécutives n'étaient pas temporellement corrélées. On veut pouvoir faire mieux avec *ATTILA*, et même échantillonner correctement le *tilt* en fonction du temps. Pour cela il faut que la cadence de la caméra soit d'environ $2 \times \tau_{0,\theta}^{-1}$ soit de 10 à 100 Hz.
- Plus tard, on aimerait utiliser ce signal "temps réel" comme consigne pour actionner le miroir oscillant correcteur. On est boucle ouverte et il faut donc que la bande

passante totale du système asservi soit 2 fois supérieure à $\tau_{0,\theta}^{-1}$. La cadence du détecteur ne doit pas limiter cette bande passante et doit donc excéder $2 \times \tau_{0,\theta}^{-1}$. Ainsi on échantillonnerait et corrigerait les variations temporelles de la pente du front d'onde avec le critère de Nyquist, ce qui permettrait d'obtenir un rapport de Strehl (*tilt* seulement) optimal. A noter que pour les asservissements en boucle fermée, une cadence plus élevée d'un facteur 7 à 10 par rapport à $\tau_{0,\theta}^{-1}$ est souvent préconisée par les automaticiens pour ne pas que le détecteur limite la bande passante totale et que la correction soit significative.

III.1.2 Technologies disponibles sur le marché

III.1.2.1 CCDs classiques

Depuis quelques années, les performances des détecteurs *CCD* (*Charged Coupled Devices*) ont beaucoup progressé : bas bruit, rapidité, résolution. Désormais, de très bons détecteurs sont disponibles sur le marché à de relativement modestes coûts. En astronomie "visible" (proche UV à l'IR très proche), ce sont aujourd'hui les détecteurs les plus répandus car ils sont relativement bon marché, performants, compacts, robustes, et simples à utiliser.

III.1.2.2 Photo-cathodes GaAs & ICCD

Les détecteurs employant des photo-cathodes à l'Arsenic Gallium (*GaAs IPCS*) sont très répandus pour le mode "comptage de photons". Leur rendement quantique est généralement modeste (30 à 60 % pour les meilleures photo-cathodes seules) mais elles permettent de détecter allégrement chaque photon grâce à un tube d'amplification qui fournit le gain nécessaire permettant de distinguer statistiquement un événement de signal du bruit. Le fonctionnement en mode comptage nécessite de très hautes tensions aux bornes du tube (typiquement 10000 volts pour que l'amplification résultante excède 10000) et de très faibles temps de pose pour isoler les photons incidents et rendre leur comptage possible.

On appelle *CCD Intensifiés* ou (*ICCD*) les détecteurs qui, - comme CPNG - intègrent un étage d'amplification par le couplage d'un *CCD* et d'une photo-cathode. On en trouve également de bons dans le commerce mais il sont affectés par un bruit de multiplication additionnel en raison des pertes statistiques associées à la multiplication des charges dans les micro-canaux. Il se manifeste par un facteur additionnel F généralement compris entre 1.6 et 2 et par une efficacité quantique équivalente réduite de F^2 . Il semble que l'arrivée en force des *EMCCD* amincis concurrence grandement cette solution pour certaines applications.

Un très bon détecteur à comptage de photons a été développé au sein de mon équipe pendant ma thèse, CPNG (Comptage de Photons Nouvelle Génération) et bien que je n'y ai pas participé, j'ai pu en assimiler les grandes lignes Rondeau et al. (2006). Ce type de détecteur est trop spécialisé pour *ATTILA* et n'est linéaire qu'à très bas flux (lorsque qu'il

y a moins d'un photon par trame et par pixel). Il pourrait éventuellement être utilisé pour la version finale d'ELP-OA pour laquelle une bande passante très élevée sera nécessaire pour atteindre un bon niveau de correction du *tilt*. Cependant, une photo-cathode traitée pour l'UV coûterait extrêmement cher. Il est plus probable que CPNG serve à la voie "science" du démonstrateur ELP-OA en toute indépendance du système de mesure su *tilt*.

III.1.2.3 EMCCD : multiplication de charges avant lecture

Le concept, dérivé de celui des détecteurs à comptage de photons, n'est pas nouveau, mais la technologie adaptée et intégrée aux CCD est développée depuis seulement quelques années par deux fabricants distincts : E2V (anciennement Marconi) et Texas Instrument (TI). La communauté a baptisé cette classe de détecteur L3CCD (pour *Low Light Level CCD*) d'après le nom qu'E2V leur avait donné : L3Vision (marque déposée). TI a déposé également la marque *ImpactronTM* pour ses capteurs. Aujourd'hui, Roper Scientific parle de HCCD (pour *High-performance CCD*). Andor Technology, une autre société qui fabrique des caméras à partir des capteurs E2V et TI proposent un site internet dédié aux EMCCD (*Electron Multiplying CCD*). Je pense que l'appellation EMCCD est la mieux adaptée et c'est comme cela que je référerai ce type de détecteur par la suite dans cette thèse.

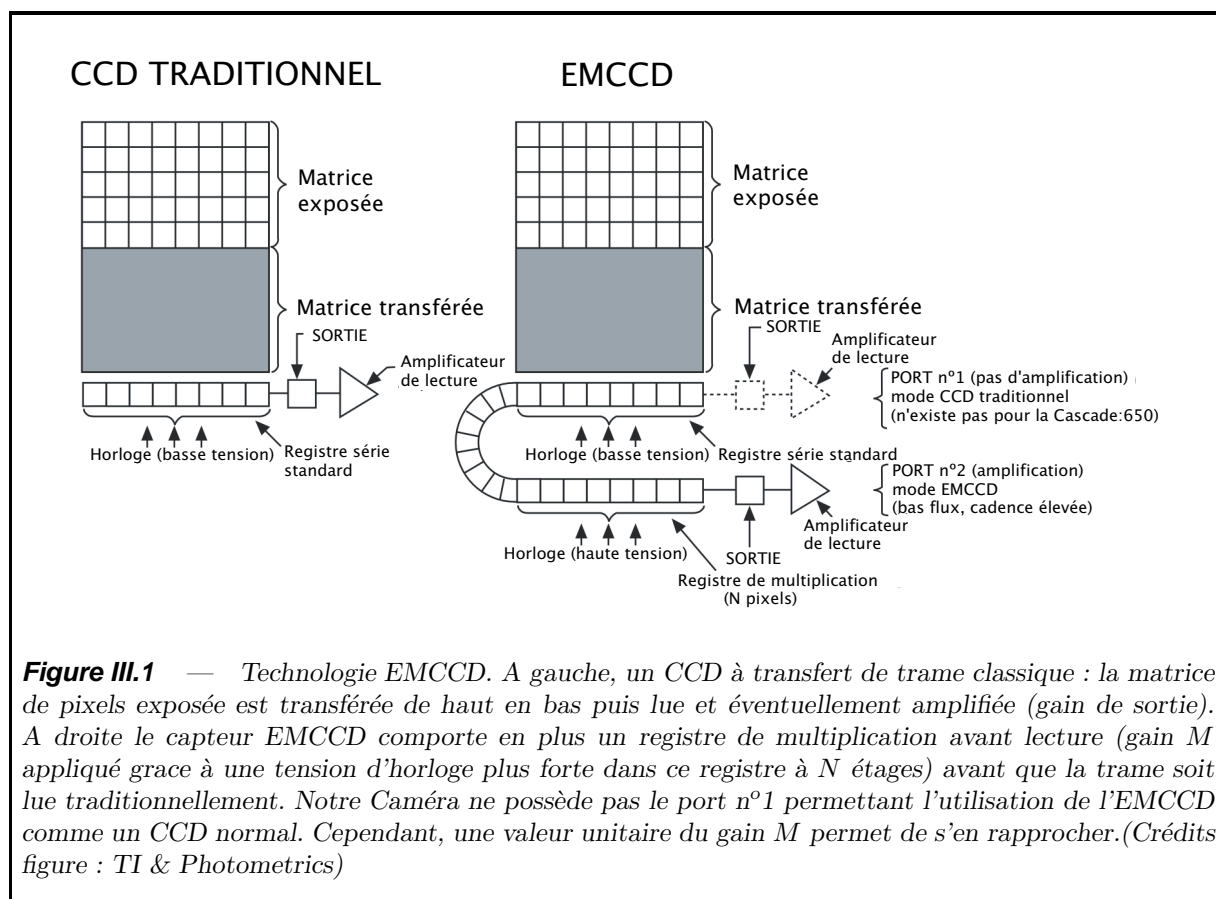


Figure III.1 — Technologie EMCCD. A gauche, un CCD à transfert de trame classique : la matrice de pixels exposée est transférée de haut en bas puis lue et éventuellement amplifiée (gain de sortie). A droite le capteur EMCCD comporte en plus un registre de multiplication avant lecture (gain M appliqué grâce à une tension d'horloge plus forte dans ce registre à N étages) avant que la trame soit lue traditionnellement. Notre Caméra ne possède pas le port n°1 permettant l'utilisation de l'EMCCD comme un CCD normal. Cependant, une valeur unitaire du gain M permet de s'en rapprocher. (Crédits figure : TI & Photometrics)

- Nouvelle technologie un peu particulière :

Il s'agit d'appliquer un gain multiplicatif aux charges *in situ* avant leur lecture pour rendre le bruit de lecture négligeable devant la quantité d'électrons de signal résultant.

tant de la multiplication.

- **Avantages :**

Tous les avantages des *CCD* classiques : grand rendement quantique ($\geq 90\%$ pour les meilleurs *CCD* amincis), grande dynamique (\geq quelques 10^4 e^- /pixel), grande taille (1000^2 pour le moment), vitesse (fréquence video à plus selon le facteur de *binning*), bonne linéarité selon la dynamique numérique choisie, la dynamique spectrale, une efficacité de transfert des charges proche de 100% , etc.

En plus : la possibilité d'amplifier le signal par le gain (M), ajustable de 1 à plusieurs milliers selon les conditions d'éclairement pour rendre le bruit de lecture négligeable. Ceci avec un facteur de bruit d'amplification n'excédant pas 1,4 (moins que les *ICCD*). les *EMCCD* n'ont pas d'*EBI* (*Equivalent Background Illuminance*) contrairement aux photo-cathodes. Le courant d'obscurité (équivalent de l'*EBI* pour les *CCD*) est du même ordre que celui des autres *CCD* et sa valeur par trame est faible puisque les *EMCCD* sont utilisés à une cadence élevée.

- **Inconvénients :**

La dynamique est divisée par M . Le facteur de bruit d'amplification F , de 1,4 (pour $M \geq 10$) mène à une diminution du rapport signal sur bruit d'un facteur 2 de façon générale (un peu moins si $M \lesssim 10$). Ici, F est dû aux pertes statistiques intervenant au cours de la multiplication des charges au sein de la structure du silicium (étages d'amplification). M s'applique à toute charge parasite présente en amont des étages d'amplification. Si des défauts de transfert de charges créent un bruit (*CTN*, *charge transfert noise*), celui-ci sera également multiplié. Le courant d'obscurité est aussi multiplié, il est donc nécessaire de le minimiser en refroidissant bien la caméra. Lorsque M est grand (typ. $\gg 100$), des charges induites par le signal d'horloge *Clocking Induced Charges* ou *CIC* peuvent être générées et polluer le signal. On peut néanmoins minimiser les *CIC* en générant un signal d'horloge très propre et avec une forme adaptée au gain utilisé.

- **Performances selon les conditions d'éclairement :**

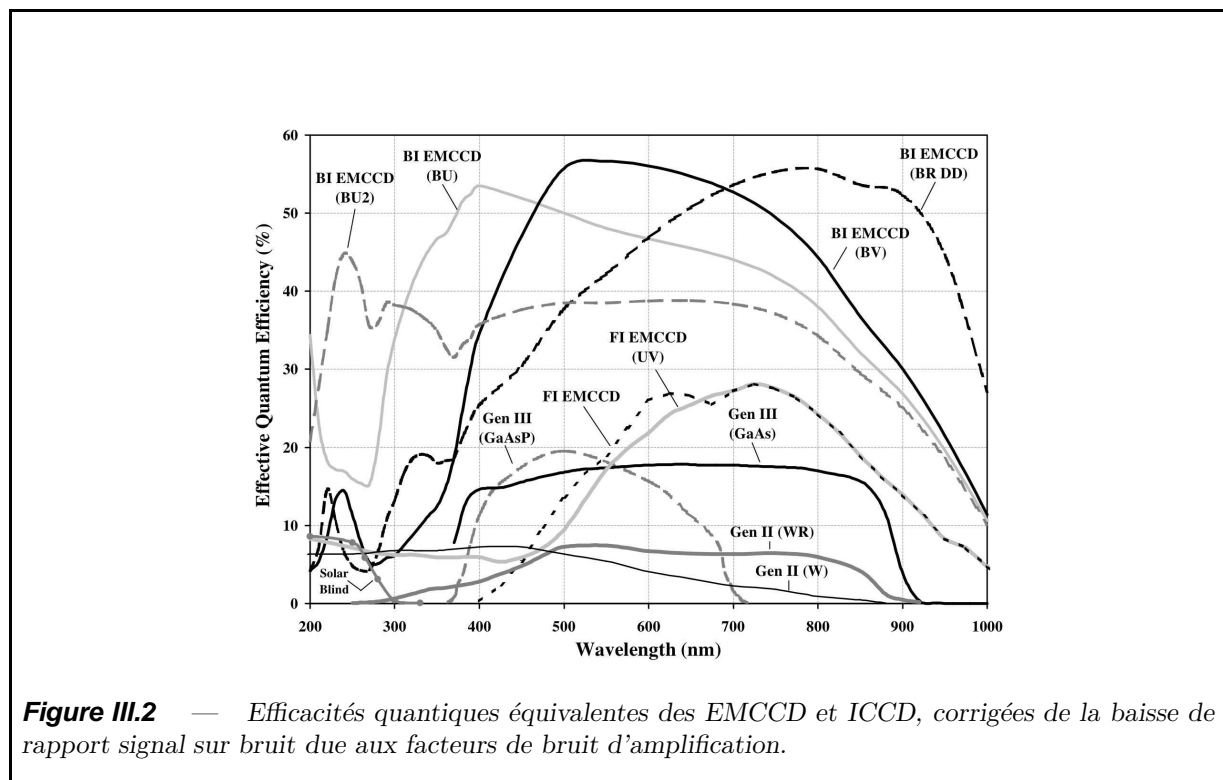
Un large débat s'est ouvert autour des *EMCCD*. Peut-on vraiment fonctionner en mode "comptage de photons" avec tous les avantages des *CCD*? L'article de (Daigle et al., 2004) montre que ce n'est pas encore le cas à cause des charges parasites (*CIC*) introduites à fort gain et du courant d'obscurité.

En revanche, pour des conditions d'éclairement intermédiaires (flux faibles mais trop importants pour fonctionner en mode "comptage"), les *EMCCD* s'avèrent être des dispositifs aux performances redoutables car même si leur sensibilité équivalente est divisée par deux dès que $M \gtrsim 10$, ils offrent la possibilité de fonctionner "sans bruit" à des fréquences video.

Exemple : pour une matrice de 512^2 pixels à $M = 100$ et $f_{pix} = 10$ MHz (lecture des pixels), le bruit de lecture est sub-électronique (environ $1e^-/4$), la fréquence trame

est de 30 Hz (supra-video) et le courant d'obscurité est largement sub-électronique ($\approx 0.05 e^-$) également si le détecteur est bien refroidi (typ., en dessous de $-20^\circ C$). Si le capteur est aminci (éclairé par l'arrière), la sensibilité équivalente avoisine les 40 à 45 % sur un grand domaine spectral ajustable comme pour les CCD classiques comme le montre la figure III.2 . Cette configuration conviendra parfaitement aux observations *in vivo* en biologie ainsi qu'à l'optique adaptative en astronomie (en augmentant la fréquence trame en regroupant les pixels pour les lire plus vite). De plus, à $M = 100$, la dynamique sera encore de plusieurs centaines d' e^- /pixel. Pour ELP-OA, nous nous situons dans ce type de conditions et une configuration proche de celle-ci.

Tout réside dans l'art d'ajuster le gain M , la fréquence de lecture, pour son application de manière à être dominé par le bruit de photons. Les différents modes opératoires des détecteur à technologie EMCCD sont énoncés dans la partie III.2.3.



III.1.3 Arrêt du choix

Lorsque nous avons dû arrêter notre choix sur un détecteur du marché, aucun n'était alors pourvu de capteur aminci (BI) et nous avons porté notre choix sur la Cascade : 650 (de chez Photometrics, une filiale du groupe Roper Scientific) qui remplissait tous nos critères en termes de performances, résolution/taille, prix, délai/disponibilité. Et même si son capteur n'est pas aminci, sa sensibilité est plutôt bonne pour un capteur de ce type ("illuminé par devant" ou FI) puisqu'elle atteint 60% et peut-être étendue au proche UV à pas moins de 20% (valeurs à diviser par deux lorsque $M \gtrsim 10$). La Cascade : 650 est représentée sur la figure III.3 avec sa courbe de sensibilité en fonction de la longueur d'onde.

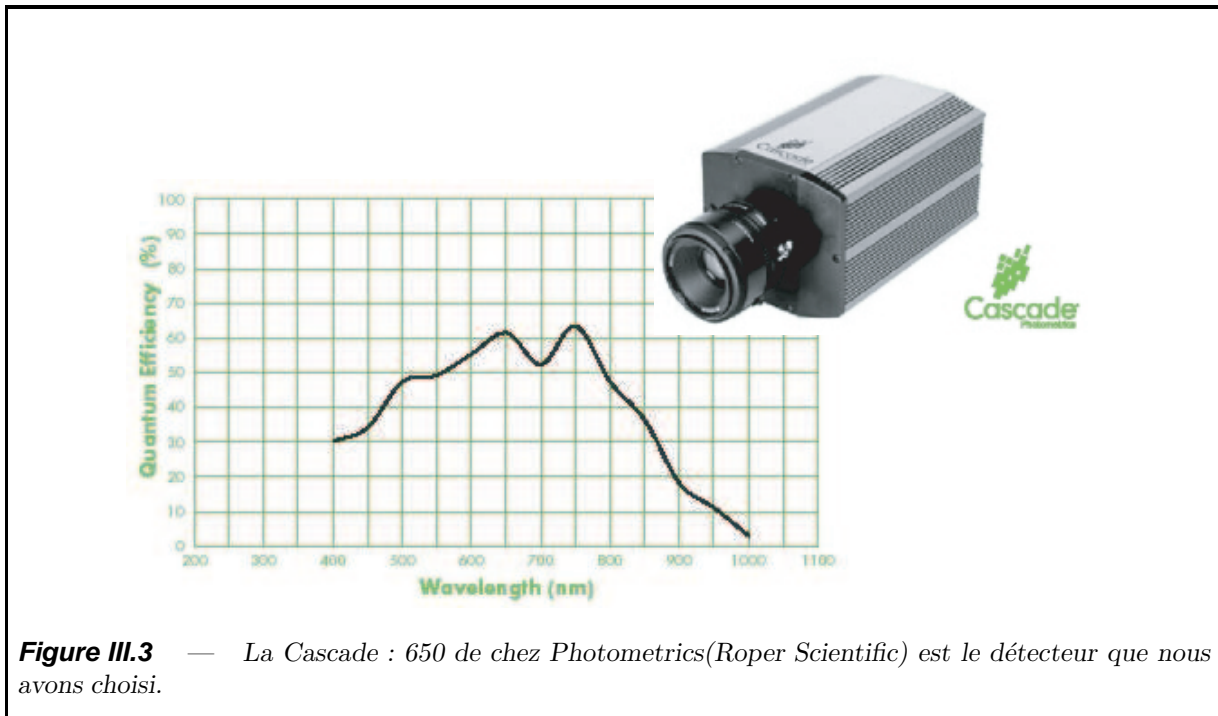


Figure III.3 — La Cascade : 650 de chez Photometrics(Roper Scientific) est le détecteur que nous avons choisi.

III.2 Principe et théorie des EMCCD

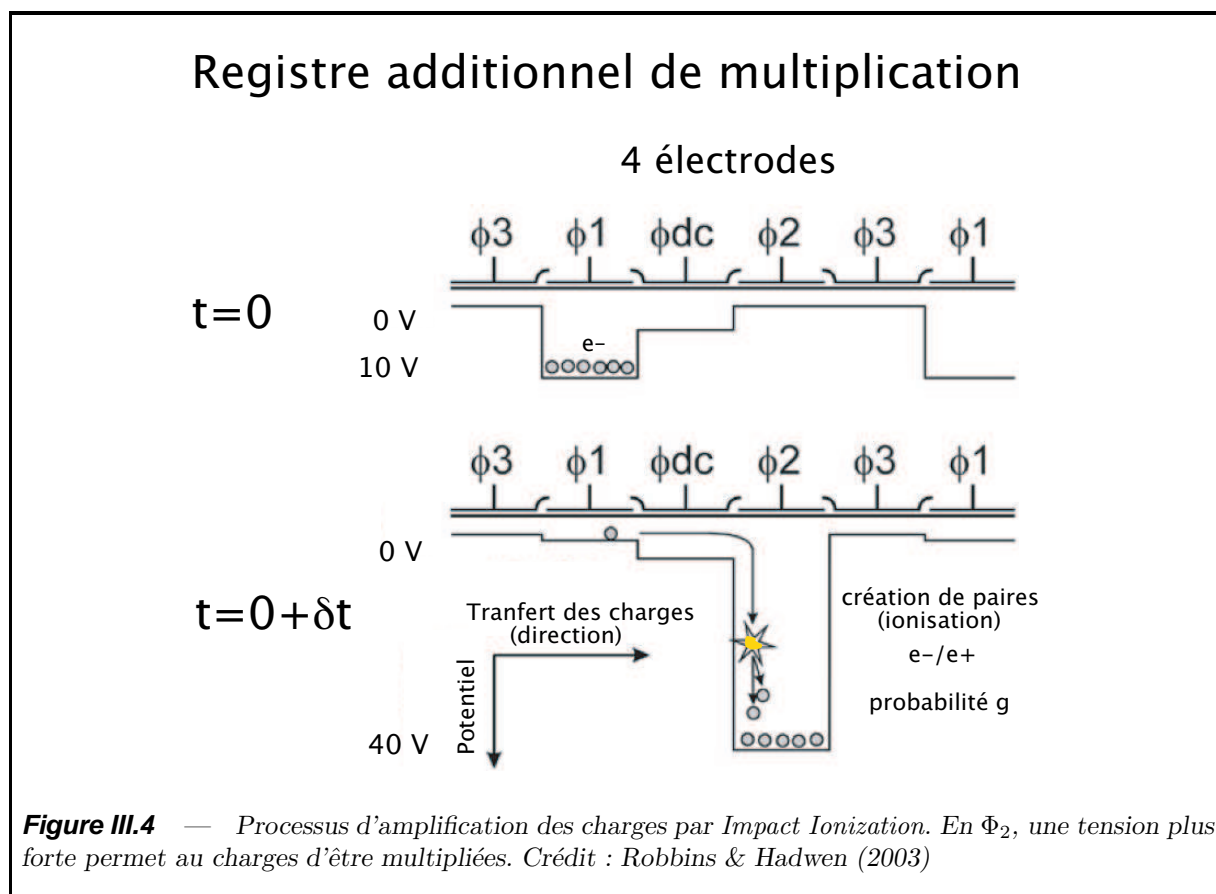
L'utilisation quantitative de ce nouveau type de détecteur nécessite une compréhension de leur principe de fonctionnement et des formules à utiliser pour confronter les résultats de mesures de caractérisation aux valeurs attendues d'après la théorie. En voici l'essentiel compilé à partir des articles de Mackay et al. (2001); Robbins & Hadwen (2003); Denvir & Conroy (2003); Daigle et al. (2004) et des notes techniques d'E2V, TI, Andor Technology, Roper Scientific, etc.

III.2.1 Principe

J'ai énoncé le principe de base précédemment qui est similaire à celui des *ICCD* et tubes photo-multiplieurs : amplifier les charges d'un signal très faible de manière à ce qu'il soit détecté en dépit des bruits et biais affectant généralement la lecture rapide des *CCD*. Physiquement, les charges sont multipliées par ionisation collisionnelle (*impact ionization*) alors qu'une tension plus forte est appliquée à certains pixels (étages) du registre de multiplication additionnel (voir figure III.1). En présence du potentiel électrique élevé, de nouvelles paires électrons-trous peuvent être créées. La probabilité g qu'il y ait ionisation est faible (typ. 1 à 1,5 %) mais un grand nombre N_e d'étages successifs (quelques centaines) permettent d'obtenir un gain multiplicatif M allant jusqu'à quelques milliers car :

$$M = g_e^N \quad (\text{III.2})$$

Sur la figure III.4, on voit que lorsqu'un potentiel électronique plus important est appliqué (porte de 40 à 50 volts entre Φ_{dc} et Φ_2), le processus d'ionisation intervient et multiplie les charges présentes par $1 + g$. En augmentant $\Phi_2 - \Phi_{dc}$, on augmente localement g et on augmente globalement M pour un nombre fini d'étages.



III.2.2 Formules

III.2.2.1 Conversion du signal

Pour un signal de N_P^λ photons incidents de longueur d'onde λ , le signal obtenu (photoélectrons) dans les registres de lecture vaut :

$$N_S = N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda \quad \text{pour un CCD classique} \quad (\text{III.3})$$

et $N_{total} = N_S \times M$ pour un EMCCD.

$\varepsilon_{CCD}^\lambda$ est l'efficacité quantique du détecteur à la longueur d'onde λ . $\varepsilon_{CCD}(\lambda)$ dépend en général de la transmission du silicium qui compose majoritairement les capteurs CCD mais également des divers traitements de surface qu'on lui applique ainsi que de la transmission chromatique de la fenêtre d'entrée.

III.2.2.2 Facteur de bruit d'amplification

On a vu que l'amplification des charges avant lecture permettait de réhausser le niveau de signal d'un facteur M à bruit de lecture constant. Mais ceci a un prix : le bruit d'amplification introduit par le processus multiplicatif. En effet, statistiquement, la valeur du gain n'est pas stable. On définit le facteur de bruit d'amplification F comme :

$$F^2 = \frac{\sigma_S^2}{M^2 \sigma_E^2} \quad (\text{III.4})$$

où σ_E^2 et σ_S^2 sont les variances des signaux en entrée et en sortie du registre de multiplication. On peut calculer $F(M)$ d'après N_e , le nombre d'étages (pixels) dans le registre de multiplication ($N_e = 400$ pour notre capteur) :

$$F^2 = 2(M - 1)M^{-(N+1)/N} + \frac{1}{M} \quad (\text{III.5})$$

Sans gain (ou pour $M = 1$), le bruit de lecture est inchangé et $F = 1$ et le détecteur se comporte comme un *CCD* classique.

III.2.2.3 Bruit de photons (shot noise)

Le bruit de photon (de signal) suit une distribution statistique Poissonienne pour laquelle le bruit de photon inhérent au signal en vaut sa racine carrée. Pour un signal comportant N_S photo-électrons à l'issue de la conversion électronique du *CCD*, on a :

$$\begin{aligned} \sigma_S &= \sqrt{N_S} = \sqrt{N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda} && \text{pour un CCD classique} \\ &= M \times F \times \sqrt{N_S} = M \times F \times \sqrt{N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda} && \text{pour un EMCCD} \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

III.2.2.4 Bruit de lecture équivalent

Les charges électroniques sont multipliées avant la lecture des pixels par M , le gain multiplicatif. Ainsi le niveau de signal devient dominant sur le bruit de lecture qui lui, n'est pas amplifié. En fait, on peut dire alors que le bruit de lecture σ_{Lec} est divisé par M , ce qui permet d'atteindre des valeurs sub-électroniques qui devraient permettre un comptage de photons individuels. On a :

$$\sigma_{Lec}^{\text{équivalent}} = \frac{\sigma_{Lec}}{M} \quad (\text{III.7})$$

σ_{Lec} est invariable à M et F . Cependant, l'expérience prouve que pour réellement pouvoir compter les photons, il faut que le bruit de lecture soit de l'ordre de $10^{-3} e^-$ et il faut donc que M dépasse plusieurs milliers.

III.2.2.5 Bruit de courant d'obscurité

Pour un courant d'obscurité de $I_{Obsc} e^-/\text{pix}/s$ on calcule le bruit qu'il génère comme :

$$\sigma_{Obsc} = M \times F \times \sqrt{I_{Obsc} \times \tau_i} \quad (\text{III.8})$$

Le courant d'obscurité qui est un signal parasite est lui aussi multiplié par M et affecté par F .

Sur la figure III.5, on voit comment issu du courant d'obscurité croit linéairement en fonction de M alors que le bruit de lecture qui reste inchangé à $19 e^-/\text{pixel}$ (données *Roper Scientific* pour notre détecteur). On voit que le bruit de lecture domine largement tant que $M \leq 50$ pour tous les temps de pose considérés. Néanmoins, pour un gain M au delà de 50 à 100 selon le temps d'intégration (τ_i compris entre 40 et 120 ms), le bruit dû au courant d'obscurité qui augmente comme $M \cdot F \cdot \sqrt{\tau_i}$ devient dominant.

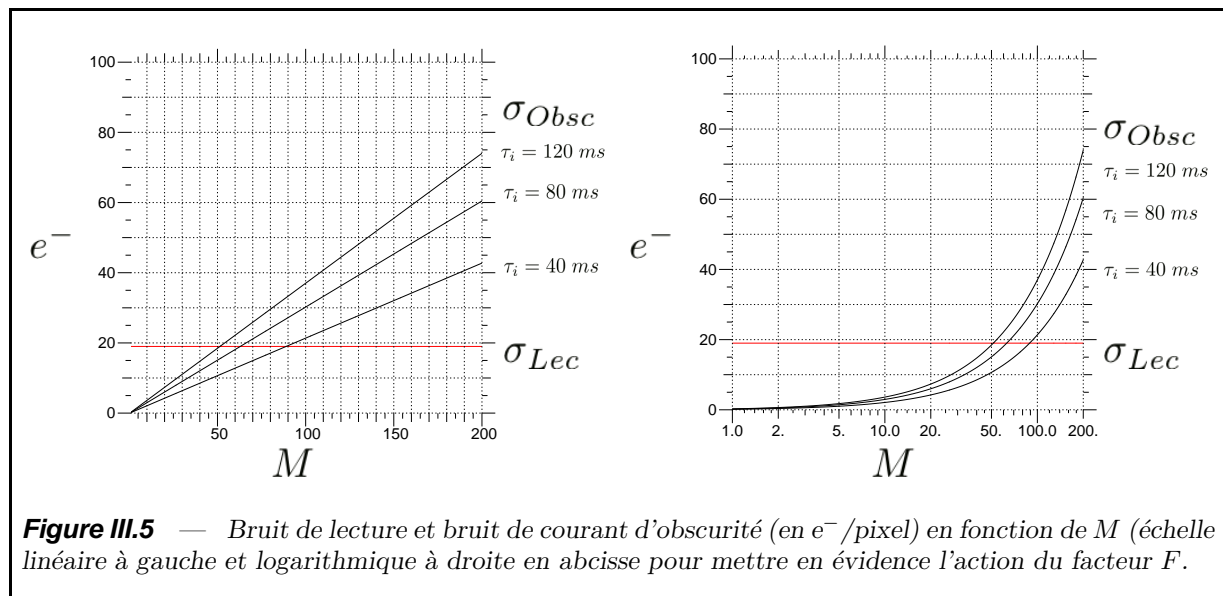


Figure III.5 — Bruit de lecture et bruit de courant d'obscurité (en e^-/pixel) en fonction de M (échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite en abscisse pour mettre en évidence l'action du facteur F).

III.2.2.6 Bruit total

Les bruit s'ajoutent quadratiquement et la variance totale du bruit pour un pixel vaut :

$$\sigma_{total}^2 = (M^2 \times F^2) \times (N_S + I_{Obsc}\tau_i) + \sigma_{Lec}^2 \quad (\text{III.9})$$

III.2.2.7 Rapport signal sur bruit

Pour un CCD classique, on a :

$$\begin{aligned}
S/B &= \frac{N_S}{\sigma_{total}} \\
&= \frac{N_S}{N_S + I_{Obsc}\tau_i + \sigma_{Lec}^2} \\
&= \frac{N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda}{N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda + I_{Obsc}\tau_i + \sigma_{Lec}^2} \quad (\text{CCD classique})
\end{aligned} \tag{III.10}$$

Pour un *EMCCD* on a :

$$\begin{aligned}
S/B &= \frac{N_{total}}{\sigma_{total}} \\
&= \frac{N_S \times M}{\sqrt{(M^2 \times F^2) \times (N_S + I_{Obsc}\tau_i) + \sigma_{Lec}^2}} \\
&= \frac{N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda}{\sqrt{F^2 \times (N_P^\lambda \times \varepsilon_{CCD}^\lambda + I_{Obsc}\tau_i) + (\sigma_{Lec}/M)^2}} \quad (\text{EMCCD})
\end{aligned} \tag{III.11}$$

On a vu que F augmentait en fonction de M jusqu'à atteindre une valeur asymptotique de $\sqrt{2}$. Cette valeur est quasiment atteinte dès lors que M dépasse la dizaine.

III.2.2.8 Efficacité quantique équivalente

On montre que le rapport signal sur bruit peut être exprimé comme celui d'un détecteur parfait (sans bruit ni facteur de bruit) en fonction d'une efficacité quantique réduite ε_0 tel que :

$$\begin{aligned}
S/B &= \frac{N \times \varepsilon}{\sqrt{F^2 \times N}} = \frac{N \times \varepsilon_0}{\sqrt{N \times \varepsilon_0}} \quad \text{avec } \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon}{F^2} \\
&= \frac{N \times \varepsilon/2}{\sqrt{N \times \varepsilon/2}} \quad \text{lorsque } F^2 = 2 \text{ (gain } M \text{ élevé)}
\end{aligned} \tag{III.12}$$

Ainsi, on peut dire que lorsque M est grand, le bruit de lecture devient négligeable ainsi que le courant d'obscurité (cadence élevée, poses courtes), on obtient un détecteur sans bruit mais dont l'efficacité quantique serait réduite d'un facteur deux.

De manière générale, on peut calculer pour toute valeur de M :

$$\varepsilon_{CCD}^{\text{équivalente}}(\lambda) \simeq \frac{\varepsilon_{CCD}(\lambda)}{F^2} \quad (\text{si le courant d'obscurité est négligeable.}) \tag{III.13}$$

III.2.3 Modes opératoires

Voici les modes opératoires possible des détecteur à *EMCCD* :

- **Très haute amplification** avec $M > 1000$:

C'est le mode "comptage de photons" pur, le bruit de lecture et le facteur de bruit additionnel - dû à la multiplication des charges - deviennent négligeables à condition que le signal (très faible) dépasse un certain seuil statistique en dessous duquel tout événement n'est pas détecté. Si plusieurs photons arrivent en même temps pendant une pose, ils ne peuvent être discriminés (mauvaise linéarité et baisse de sensibilité si le flux est trop fort). Ceci peut être résolu en augmentant la cadence de lecture jusqu'à n'avoir plus qu'un (ou zéro) événement par pixel et par trame. Aujourd'hui, les charges parasites (*spurious* ou CIC) intervenant à fort gain empêchent les *EMCCD* d'atteindre les performances des meilleurs *IPCS*.

- **Aucune amplification** avec $M = 1$:

C'est le mode "CCD classique" avec une grande dynamique électronique et sans facteur de bruit d'amplification (aucune baisse de rapport signal sur bruit) mais un bruit de lecture qui augmente avec la vitesse de lecture.

- **Amplification intermédiaire** avec $1 < M < 1000$:

C'est le mode "intermédiaire", le seul mode intéressant aujourd'hui mais qu'il faut diviser en autant de catégories que d'applications. Il n'y a quasiment plus de bruit de lecture mais l'efficacité quantique équivalente est divisé par un facteur allant (rapidement) jusqu'à 2. Ce mode est utilisé à des cadences de lectures intermédiaires (10 à 500 Hz) et convient à de nombreuses expériences en sciences du vivant ainsi qu'en optique adaptative pour lesquelles les flux peuvent varier de quelques photons à quelques centaines de photons par pixel dans la même image.

Ces trois modes opératoires peuvent être utilisés à tout moment avec le même détecteur ! Cependant, la plupart des détecteurs sortis jusqu'à maintenant sont plutôt adaptés au mode de fonctionnement intermédiaire.

III.3 Propriétés de la Cascade

Voici dans le tableau III.1, les principales propriétés du détecteur choisi pour *AT-TILA* : la *Cascade* : 650.

Tableau III.1 — Principales propriétés de la Cascade : 650 fournies par le constructeur.

Caractéristique	Description
Capteur <i>CCD</i>	Texas Instruments TC253
Mode d'illumination	par devant (<i>front illuminated</i>)
Pixels	653 × 492 pixels de 7,4 × 7,4 μm
Gain multiplicatif <i>M</i>	de 1 à <200
Capacité des puits électroniques	27000 e ⁻ (à diviser par <i>M</i>)
Refroidissement	Thermoélectrique à air (Peltier)
Vitesse de lecture	5 ou 10 MHz (pixels) ~> jusqu'à 27 trames/seconde
Mode de lecture	Transfert de trame (pas d'obturateur mécanique)
Résolution numérique	16 bits
Interface	PCI, logiciels pour Windows fournis
Librairie de fonctions	PVCAM
Bruit de lecture	20 à 25 e ⁻ sans gain, <1 e ⁻ si <i>M</i> > 20
Courant d'obscurité	≤ 1 e ⁻ /pixel/seconde à -35 °C
Binning	vertical uniquement
Autres	C-mount, sortie video RS170/PAL

III.3.1 Description de la Cascade : 650

III.3.1.1 Lecture : technologie à transfert de trame

Comme le montre la figure III.1, le capteur possède deux zones de tailles identiques. Celle du haut est la matrice de pixels exposée pendant les temps d'intégration (la cible) alors que celle du bas est une zone de stockage vers laquelle la trame exposée est tour à tour transférée. Cette technologie permet de lire une trame préalablement transférée et d'intégrer la trame suivant simultanément. Lorsque $\tau_i \leq \tau_{Lec}$, on parle d'opération en continu, sans perte d'information (100 % *duty cycle*).

III.3.1.2 Echantillonnage spatial

La taille des pixels de la Cascade est de $a = 7,4 \mu\text{m}$. C'est peu pour un détecteur *CCD* pour lequel on s'attendrait plutôt à des pixels de 10 à 30 μm. Il faut adapter la focale de sortie pour obtenir l'échantillonnage spatial recherché selon la formule :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}_{\text{spatial}} &= \frac{f_{\text{totale équivalente}}}{a} \text{ pixels par radian} \\
 &= \frac{f_{\text{totale équivalente}}}{a} \times \underbrace{\frac{60^2 \cdot 180}{\pi}}_{\text{"/rad}} \text{ pixels par seconde d'arc.}
 \end{aligned}
 \tag{III.14}$$

La focale totale équivalente étant égale au produit du diamètre du miroir primaire D par la focale de sortie f_{sortie} (en supposant que la PSF du détecteur est parfaite et n'intervient pas).

III.3.1.3 Dynamique et échantillonnage en amplitude

Le puits de potentiel associé à chacun des pixels de la *Cascade* a une capacité en moyenne de 44000 e^- (doc. TI) dont 60% (27000 e^-) est assurée linéaire (d'après la fiche technique fournie par RS). La charge est convertie en tension puis échantillonnée par un convertisseur analogique-numérique avec une dynamique de 16 bits. Nous disposons donc de $2^{16} = 65536$ ADU pour échantillonner la tension maximale (avant saturation) produite par la charge électronique présente dans le puits. Trois gains g_{CAN} sont disponibles pour ajuster la résolution en amplitude du détecteur aux valeurs citées dans le tableau III.2. Ici, on utilisera toujours le gain le plus fort (position 3) pour échantillonner chaque e^- avec $1/0.63=1.58$ ADU .

III.3.1.4 Efficacité de transfert de charge

Les CCD ont en général une très bonne efficacité de transfert des charges (ETC), de l'ordre de 99.997%, c.-à-d. que seuls 3 électrons sont laissés pour compte sur 100000. Ceci représente environ $1e^-/\text{pix}$ une fois ramené à la dynamique et à peine moins d' $1ADU/\text{pix}$. Bien sûr, ceci est valable à haut flux et sans gain multiplicatif. Lorsque les flux sont extrêmement faibles (ce qui n'est pas notre cas même pour les pixels situés loin du centre de l'image), et que le nombre de charges a été multiplié par M , le bruit d'ETC n'est pas négligeable. Il est résulte que la PSF du détecteur n'est pas ponctuelle mais "bave" et conduit à un décalage spatial des images.

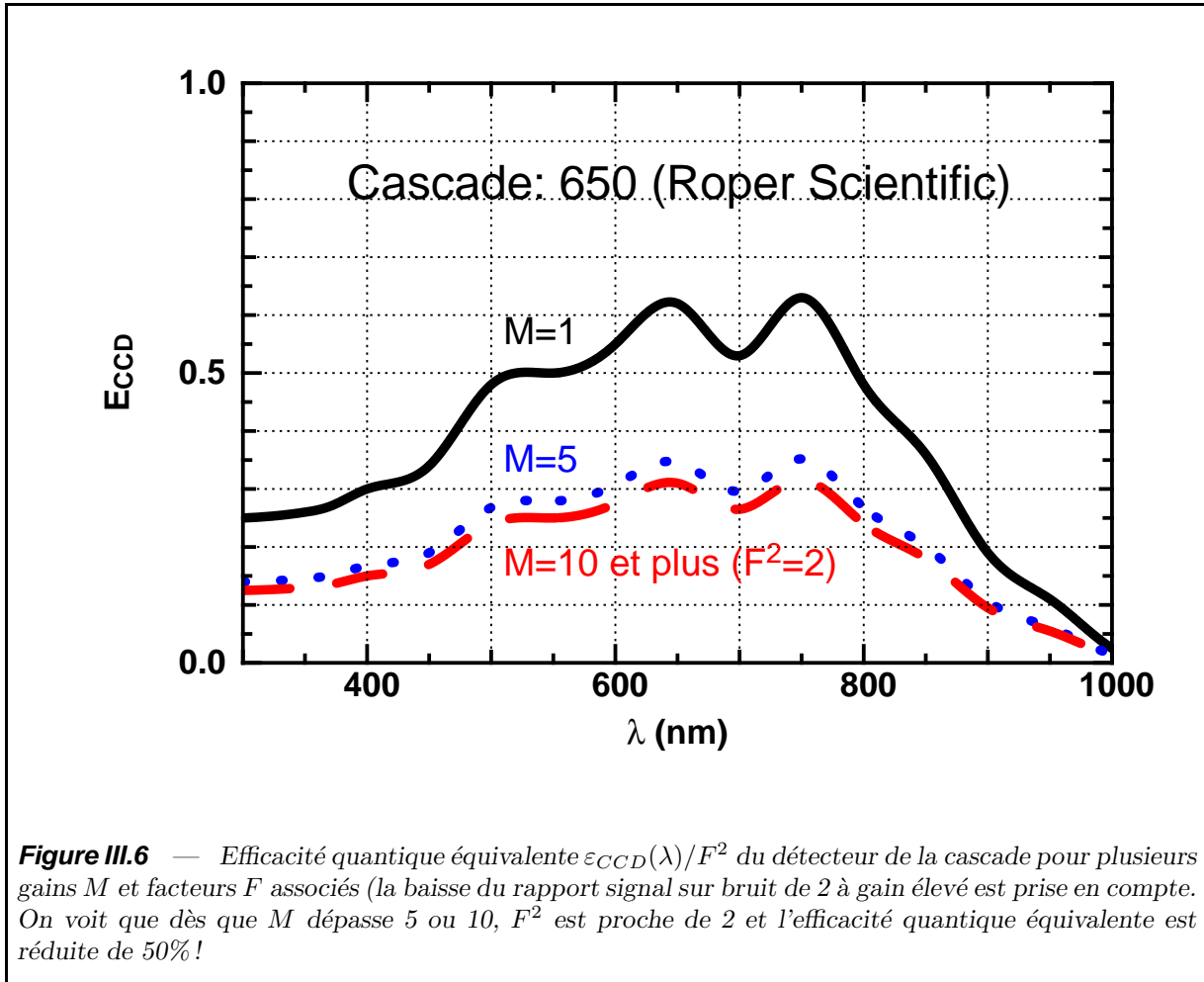
III.3.1.5 Echantillonnage temporel

Le processus physique imagé sur le détecteur est échantillonné au cours du temps par l'acquisition de trames discrètes espacées d'un temps de cycle correspondant à l'enregistrement d'une image. Grâce à la technologie de transfert de trame dont dispose la *Cascade*, l'utilisation de la caméra en mode *overlap* permet d'acquérir des images en quasi-continu avec comme temps de cycle τ_C , le temps de lecture des pixels plus un temps très court de transfert des charges de la zone d'exposition à la zone de lecture. Ceci est détaillé dans la partie III.4.1 qui suit. Néanmoins, les images étant intégrées pendant la durée de la pose, l'information temporelle à l'intérieur d'une trame est perdue et tout phénomène dont le temps caractéristique serait inférieur à $2 \times \tau_C$ ne serait pas correctement échantillonné temporellement (Shannon).

III.3.1.6 Sensibilité

Le rendement de conversion photons-électrons des CCD avoisine 100%. En revanche, de nombreux photons sont absorbés par l'épaisse couche de silicium (moins épaisse dans le

cas des CCD illuminés par la face arrière). On parle donc globalement d'efficacité quantique ou de réponse spectrale du détecteur (intégrant également l'absorption due à la fenêtre d'entrée). Sur la figure III.6, j'ai représenté l'efficacité de notre détecteur en fonction de la longueur d'onde entre 300 nm et 1 μm .



La Cascade étant un EMCCD, on doit prendre en compte le facteur de bruit d'amplification F défini précédemment et calculer ainsi l'efficacité quantique équivalente $\varepsilon_{CCD}^{\text{équivalente}}(\lambda)$ (III.13) qui est également affichée sur la figure III.6 pour deux valeurs de M .

III.3.1.7 Binning vertical

Ce détecteur offre la possibilité de regrouper les pixels verticalement par paquets de 2,6,12,18 et ainsi d'augmenter d'autant la taille de ces super-pixels. Cela peut être intéressant lorsque rapport signal sur bruit prime sur la résolution spatiale. En effet, on additionne le signal des pixels originaux sans en additionner le bruit de lecture qui est le même pour un super-pixel que pour un pixel standard. On verra également l'incidence de ce paramètre sur la cadence du détecteur, sur la carte de champ obscur, etc.

III.3.1.8 Gain multiplicatif

Il s'agit du gain M et son facteur de bruit F associé, spécifique aux *EMCCD* et élément clé de la *Cascade*. Dans la section III.5.5, je rapporte les valeurs de M que j'ai mesurées. Je décris également son effet sur les autres paramètres du détecteur.

III.3.2 Données "constructeur"

Tableau III.2 — Données constructeur additionnelles. Ces données ont été mesurées pour notre détecteur par les techniciens de *Photometrics*.

f_{pix} MHz	consigne g_{CAN}	g_{CAN} mesuré electron/ADU	σ_{Lec} e ⁻ /pix	Linéarité %
10	1	1.84	19.19	0.46
10	2	0.91	18.33	0.41
10	3	0.62	18.92	0.53
5	1	1.92	20.24	0.49
5	2	0.95	19.06	0.44
5	3	0.63	19.23	0.56

$$I_{Obsc} : 0,58 \text{ e}^-/\text{pix/s à } -35 \text{ }^\circ\text{C}$$

M : consigne numérique (unités CAN)	3092	3348	3476	3540	3572	3588	3596	3600
M : valeur correspondante (unités arbitraires)	64.8	188.7	373.3	532.0	641.4	703.9	738.9	756.4

Dans le tableau III.2, j'ai affiché les données fournies par Roper Scientific. Ces données sont censées correspondre spécifiquement à notre *Cascade* et ont été mesurées. Cependant, j'ignore si elles sont été acquises avec la chaîne de détection complète dont nous disposons ou simplement avec notre capteur *CCD* et un de leur contrôleur de test. Il s'agit premièrement des valeurs du gain g_{CAN} de conversion e⁻-ADU en fonction des deux cadences de lecture disponibles et des trois consignes possibles pour ce gain. Ensuite, il y a une mesure du courant d'obscurité à -35°C et des valeurs réelle de M en fonction du M consigné en unité arbitraire (de 0 à 4095). Mais alors que Roper Scientific garantit le bon fonctionnement de ce détecteur avec $M \leq 200$, seules deux valeurs en dessous de 200 nous sont fournies.

III.3.3 Autres données nécessaires

Le gain M réel doit être connu pour toutes les valeurs de consigne que l'on utilise. Dans le cadre d'*ATTILA*, nous n'avons jamais dépassé la valeur nominale de M garantie

par le constructeur (200). En revanche, nous avons utilisé de nombreuses valeurs de M entre 10 et 200. Etant donné la croissance très rapide (et fortement non linéaire) de M en fonction de la valeur consignée, il faut absolument le mesurer pour toutes les valeurs de consigne dont nous nous sommes servis.

III.4 Opération de la Cascade

III.4.1 Acquisition

La *Cascade* interagit avec le PC par l'intermédiaire d'une carte PCI, interface pour la commande de la caméra par l'utilisateur et l'acheminement des données codées sur 16 bits vers un espace de stockage.

III.4.1.1 Logiciels

La *Cascade* comporte deux sorties. L'une vidéo destinée à l'observation temps réel sans sauvegarder de données. L'autre, "data", que l'on relie à la carte d'acquisition qui fait l'interface avec l'ordinateur. Pour que cette carte soit reconnue par l'ordinateur, il faut utiliser un pilote dédié au système d'exploitation. La caméra est livrée avec un pilote pour MS Windows et un logiciel d'acquisition très basique appelé RSImage. Le constructeur a également développé un pilote pour Linux mais n'assure aucun service-clients pour cela.

Plusieurs itérations avec un ingénieur de Roper Scientific sur les bogues rencontrés lors de la compilation du pilote Linux avec les bibliothèques de fonctions de la carte d'acquisition (pre-compilées et dont nous n'avons pas les sources) se sont révélées infructueuses.

N'ayant pu faire fonctionner les pilotes de la caméra sous environnement Linux, nous avons été contraints d'opérer sous le système d'exploitation de M. Gates, pourtant réputé hasardeux pour des applications en temps réel (pour ce qui est de la caractérisation de la *Cascade* et des missions *ATTILA-I & II*).

Pour toutes les acquisitions exploitées ici, nous avons utilisé RSImage1.88 installé sur un PC avec Windows 2000. Ce logiciel ne permet pas d'écrire les données sur un disque dur au fur et à mesure des trames et il limite à 250 Mo la taille du fichier que l'on peut enregistrer à l'issue d'une pose, ce qui empêche d'acquérir plus de 410 trames complètes consécutives (avec une résolution de 16 bits). Cependant, ce nombre est suffisant pour nos objectifs.

III.4.1.2 Modes d'acquisition

- Le mode *overlap* permet d'utiliser la caméra "en continu" : l'acquisition d'une trame se fait pendant la lecture de la trame précédente. Le temps de pose (temps d'exposition τ_{Exp}) ne peut pas être inférieur au temps de lecture τ_{Lec} . Un temps très

court de transfert ($\tau_T < 1$ ms) s'ajoute à τ_{Lec} et on obtient le temps d'un cycle correspondant à l'inverse de la fréquence d'acquisition d'une trame, on a :

$$\begin{aligned}\tau_C &= \tau_{Lec} + \tau_T \quad \text{si } \tau_{Exp} \leq \tau_{Lec} \\ &= \tau_{Exp} + \tau_T \quad \text{si } \tau_{Exp} \geq \tau_{Lec}\end{aligned}\quad (\text{III.15})$$

Ce mode n'autorise pas de "nettoyer" avant chaque exposition la matrice de pixels exposées des éventuelles charges résiduelles en effectuant un ou plusieurs *clears* puisque ce nettoyage nécessiterait au moins un temps de lecture supplémentaire, ce qui forcerait l'opération en mode *non-overlap*. Lorsqu'on utilise ce mode d'acquisition, il faut veiller à ce que l'effet de ces charges résiduelles (*smear*) soit négligeable. Pour cela, il faudrait n'éclairer que certaines trames et voir si une partie du signal subsiste sur les trames qui leur succèdent. A ce jour, nous n'avons pas effectué ce test.

- Le **mode *non-overlap*** permet une meilleure qualité photométrique mais à une cadence moindre. Les trames sont successivement acquises, transférées, et lues, sans recouvrement. Il est alors possible d'effectuer des *clears* avant chaque exposition. On a :

$$\tau_C = \tau_{Exp} + \tau_T + \tau_{Lec} \quad \forall \tau_{Exp} \quad (\text{III.16})$$

III.4.2 Cadence

Notre détecteur possède deux fréquences de lecture, 5 et 10 MHz (f_{pix} , fréquence de lecture des pixels). Le constructeur conseille d'utiliser la première pour les applications nécessitant une haute qualité d'image et une grande précision photométrique (c'est notre cas). La seconde permet d'atteindre 25 trames complètes par seconde (fréquence vidéo) mais le risque de "blurring" dû à l'absence d'obturateur mécanique est plus important car quelques électrons d'une trame peuvent être "oubliés" par les deux lectures à vide de nettoyage ("clear counts") et donc polluer la trame suivante.

J'ai procédé à des tests de vitesse d'acquisition en branchant un oscilloscope sur la broche adéquate de la *Cascade* : on peut vérifier le temps de lecture τ_{Lec} et la période du cycle pose/lecture/pose en fonction du temps de pose τ_{Exp} de manière à établir les chronogrammes exacts de notre détecteur. Nous fonctionnons toujours en mode "overlap" (pour lequel la lecture d'une pose commence pendant la pose suivante).

III.4.2.1 Cadence en fonction du temps de pose

Si τ_C est le temps de cycle, alors la fréquence trame est son inverse : $f_{trame} = \tau_C^{-1}$.

Le **mode overlap** est celui utilisé lors des missions *ATTILA-I* et *ATTILA-II* et pour tous les tests en laboratoire pour comprendre le fonctionnement de la *Cascade* telle que nous l'avons utilisée en mission. On a donc, pour un nombre n_t de trames, deux cas de figures :

- $\tau_{Exp} \geq \tau_L$, on a alors :

$$f_{trame} = \lim_{n_t \rightarrow +\infty} \frac{1}{\tau_{Exp} + \tau_L/n_t} = \frac{1}{\tau_{Exp}}$$

- $\tau_{Exp} \leq \tau_L$, on a alors :

$$f_{trame} = \lim_{n_t \rightarrow +\infty} \frac{1}{\tau_L + \tau_{Exp}/n_t} = \frac{1}{\tau_L} = 14.25 \text{ Hz à } 5 \text{ MHz}$$

$$= 27.65 \text{ Hz à } 10 \text{ MHz}$$

Tableau III.3 — Vitesse de la caméra (f_{trame}) en fonction du temps de pose

τ_{Exp} demandé	1 ms	10 ms	20 ms	40 ms	80 ms	120 ms	1 s	15 s
f_{pix}	$f_{trame} (Hz)$							
5 MHz	14.25	14.25	14.25	14.25	12.35	8.06	0.93	0.06
τ_{Exp} réel obtenu	69.5 ms	69.5 ms	69.5 ms	69.5 ms	80 ms	120 ms	1 s	15 s
10 MHz	27.65	27.65	27.65	24.68	11.97	7.90		
τ_{Exp} réel obtenu	35.7 ms	35.7 ms	35.7 ms	40 ms	80 ms	120 ms	1 s	15 s

Les temps de lecture τ_{Lec} sont mesurés respectivement à 35,7 et 69,5 millisecondes, à 5 et 10 MHz, ce qui donne les fréquences par trame affichées dans le tableau III.3 et les courbes sur la figure III.7 .

III.4.2.2 Cadence en fonction du "bin vertical"

Il est possible d'augmenter la fréquence d'acquisition au delà de 30 Hz en sélectionnant une partie ROI du CCD ("Region Of Interest") ou en regroupant les pixels selon l'axe vertical y par 2, 6, 12, 18 (facteur BIN_Y). Pour les mesures sur le ciel, on a toujours utilisé la totalité de la matrice (ROI=FF pour "Full Frame"). Voici donc dans le tableau III.4 les fréquences par trame en fonction de BIN_Y pour $\tau_{Exp}=40$ ms.

III.4.3 Contraintes liées au refroidissement

III.4.3.1 Température de la pièce

Le principe même du refroidissement thermo-électrique à air par effet Peltier impose que la différence entre la température à atteindre et la température ambiante n'excède pas ≈ 60 degrés.

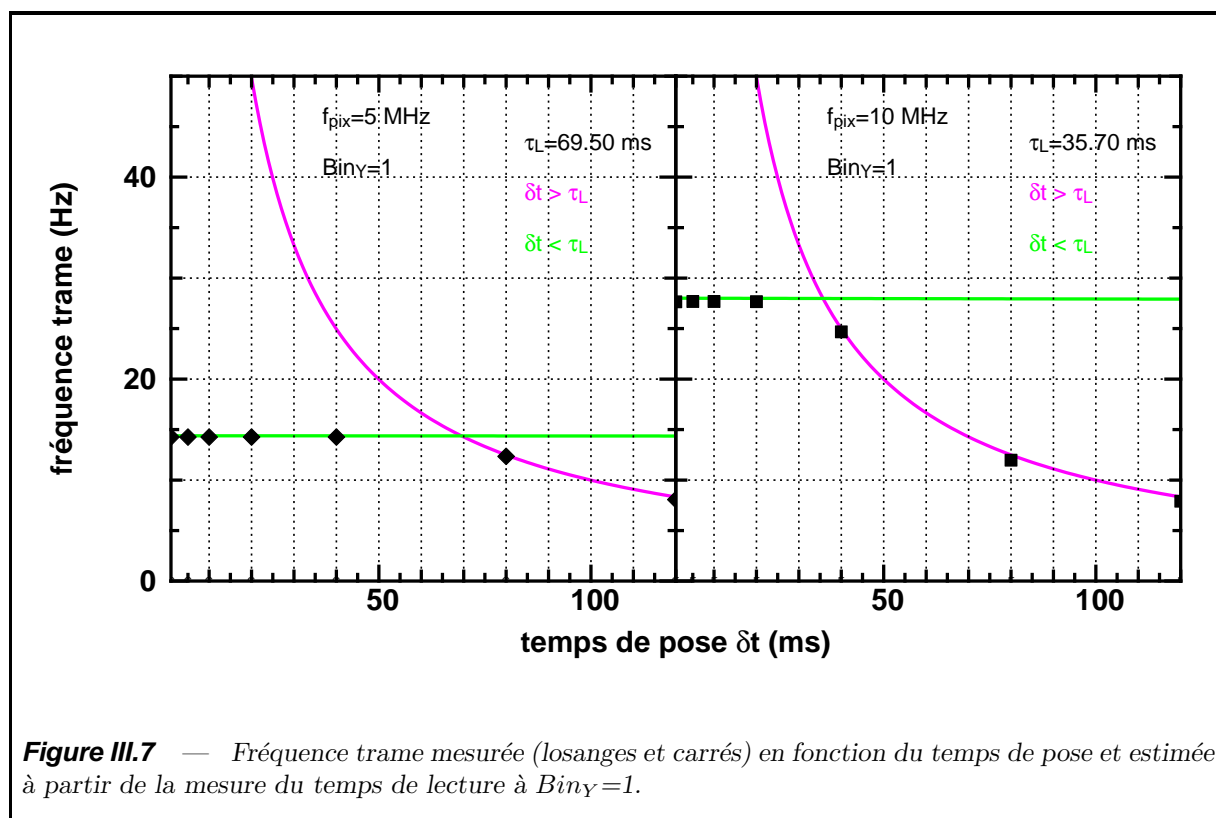


Figure III.7 — Fréquence trame mesurée (losanges et carrés) en fonction du temps de pose et estimée à partir de la mesure du temps de lecture à $B_{\text{inY}}=1$.

Pour atteindre la température de fonctionnement de $-35 \text{ }^\circ\text{C}$, il faut impérativement que la température de la pièce soit inférieure à $25 \text{ }^\circ\text{C}$ sans quoi les Peltier ne parviennent pas à refroidir suffisamment pour atteindre la température consignée. Etant donné que des paramètres importants comme le gain M ou le fond dépendent de la température, il est important que le détecteur soit toujours bien refroidi ($T_{\text{CCD}} = -35 \pm 0.1$) $^\circ\text{C}$.

III.4.3.2 Turbulence locale

Le refroidissement à air et son ventilateur entraînent d'importants déplacements d'air autour de la caméra qui peuvent eux-mêmes provoquer des déplacements de l'image au foyer du système (ou/et des aberrations d'ordre supérieur). Ceux-ci peuvent s'avérer fatals car d'amplitude comparable voire plus grande que le *tilt* atmosphérique. Pour s'en débarrasser, il est indispensable de couvrir l'expérience d'un capot en plaçant le détecteur à l'extérieur et en laissant passer les faisceaux par une très petite ouverture percée dans ce capot.

III.4.4 Synchronisation & chronogrammes

La *Cascade* peut être déclenchée par un élément extérieur (PC, autre appareil électronique ou de mesure, flash lumineux, etc.) mais elle peut également fournir un signal pour synchroniser d'autres appareils. C'est ce cas qui m'a intéressé, pour déclencher l'acquisition des sismomètres d'*ATTILA*. Plusieurs options sont disponibles. Sur la figure IV.8 du chapitre suivant, on voit que le signal fourni par le détecteur (au milieu) est utilisé pour

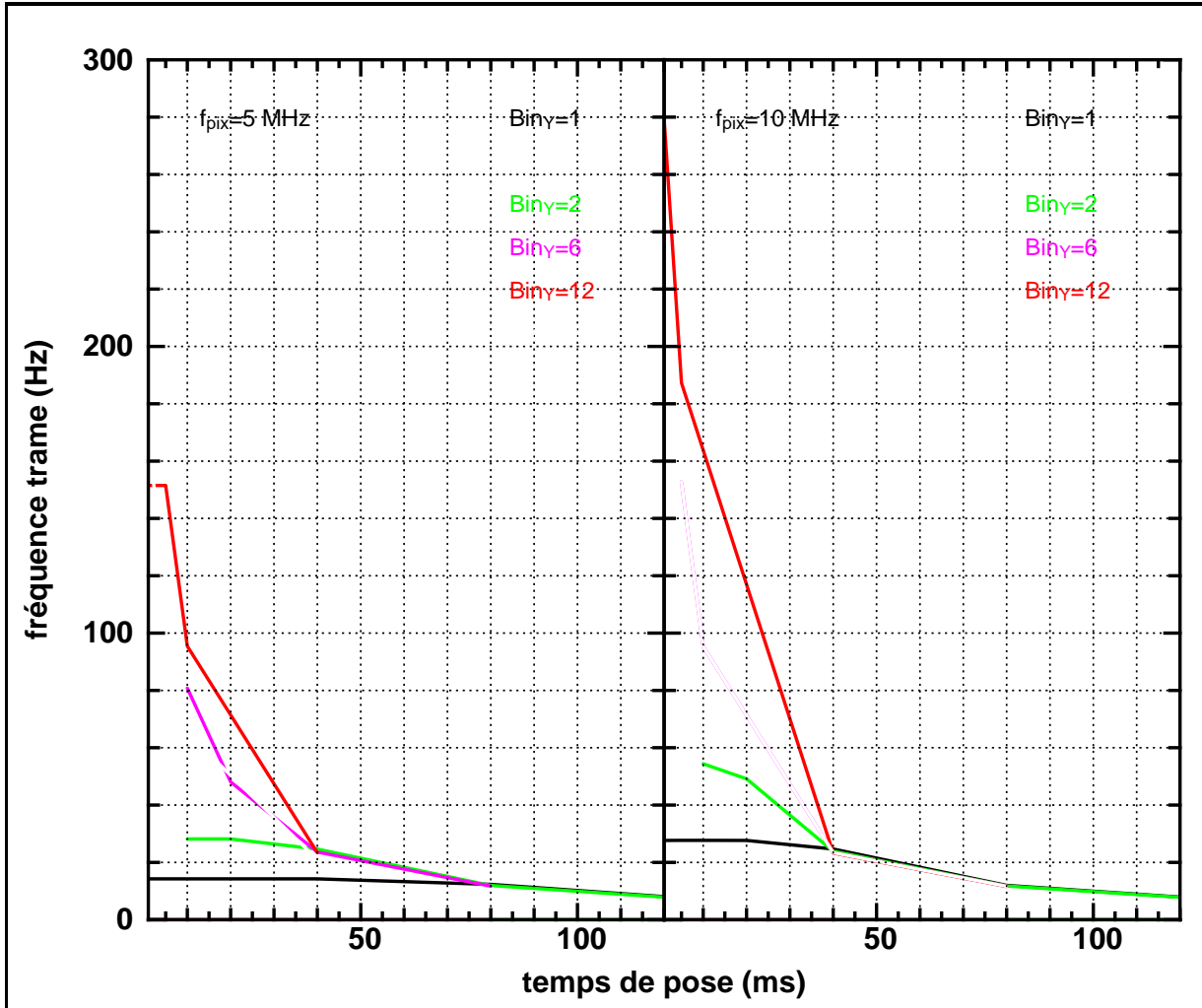


Figure III.8 — Fréquence trame en fonction du temps de pose pour plusieurs valeurs de bin vertical et pour $f_{pix} = 5$ & 10 MHz.

Tableau III.4 — Vitesses de lecture (f_{trame}) en fonction du taux de “binning” vertical BIN_Y . On voit que “binner” les pixels permet de lire plus vite les trames et s’approcher d’une fréquence de lecture limitée par le temps de pose. Cependant, au delà de $BIN_Y = 4$, le temps de transfert semble augmenter et la cadence diminue légèrement.

BIN_Y	1	2	4	6	12	18
f_{pix}	$f_{trame}(Hz)$ pour $\delta t=40$ ms					
5 MHz	14.25	24.65	23.88	23.63	23.41	20.99
10 MHz	24.68	54.41	23.52	23.40	23.28	21.95
f_{pix}	$f_{trame}(Hz)$ pour $\delta t=10$ ms					
5 MHz	24.65	28.18		80.76	95.42	65.10
10 MHz	27.68	54.41		95.32		

déclencher l’acquisition des sismomètres (en bas) à raison de plusieurs mesures de chaque sismomètre par intégration de la caméra.

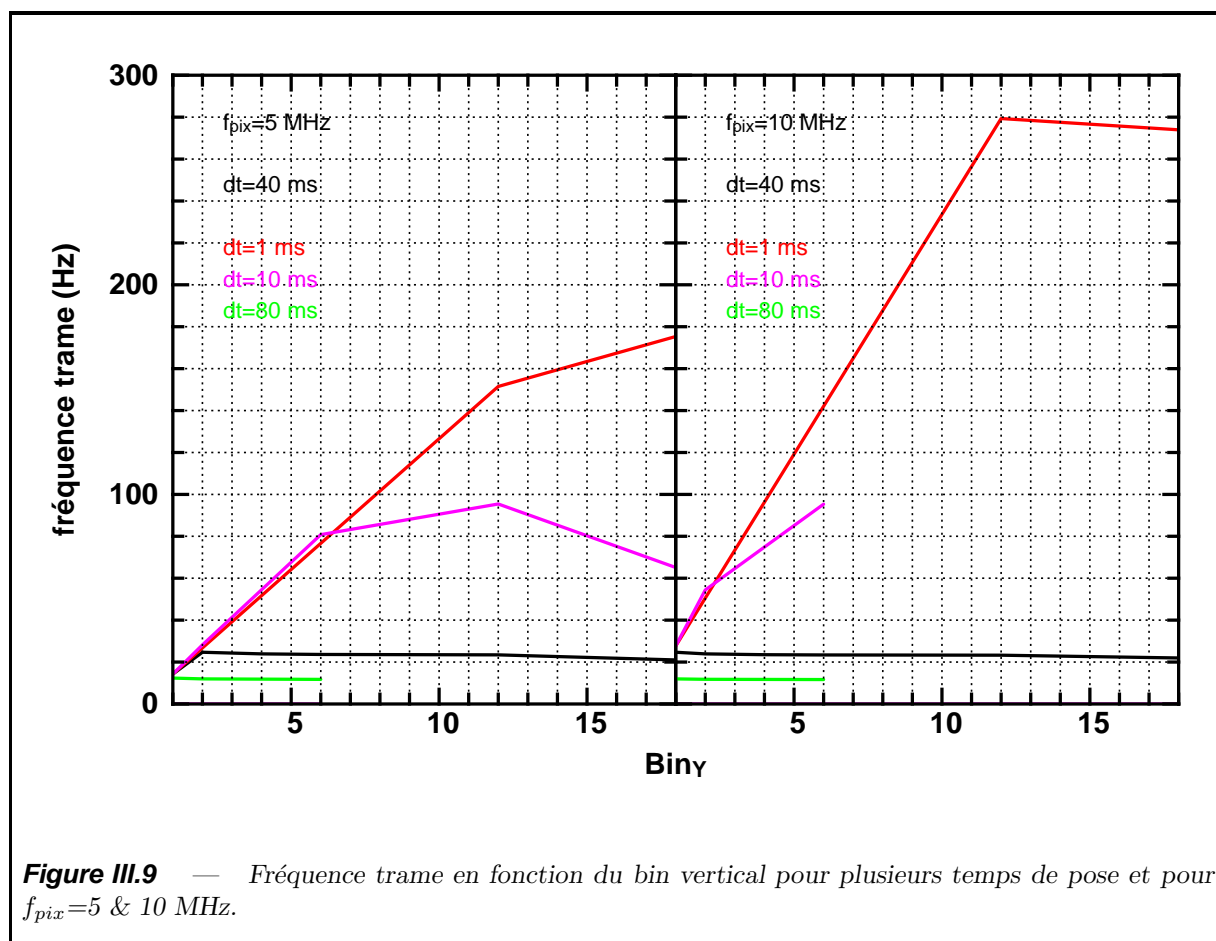


Figure III.9 — Fréquence trame en fonction du bin vertical pour plusieurs temps de pose et pour $f_{pix}=5$ & 10 MHz.

III.5 Caractérisation de la Cascade

Lorsqu'on utilise une caméra scientifique avec une approche quantitative et une photométrie précise à effectuer, il faut savoir ce que contiennent les images délivrées par le détecteur, et comprendre et quantifier les bruits et biais qui affectent la mesure de manière à estimer nos erreurs de mesure.

Presque toutes les mesures exploitées dans cette thèse ont été effectuées en mode *overlap*, à $T_{CCD} = -35$ °C, avec un g_{ADC} de $0.63 e^-/ADU$ (position 3), sans *binning*, avec un temps de pose demandé de 40 ms et la fréquence pixel de 5 MHz. Ces réglages de base donnent une fréquence trame de 14.25 Hz et un temps de pose réel de 69.5 ms.

III.5.1 Formulation

Ayant été parmi les premiers possesseurs d'une caméra commerciale intégrant la technologie *EMCCD* sans en être les assembleurs, nous avons dû découvrir pas à pas quels en étaient les paramètres, son fonctionnement, ses éventuels défauts de jeunesse, etc. Ici, je formule la composition du flux par pixel en sortie de la *Cascade*. Je me base sur l'expérience que j'ai acquise sur le détecteur au cours des nombreux tests que j'ai effectués avec différentes conditions d'éclairage, etc.

Pour un pixel de coordonnées (i,j) , on a l'intensité suivante en ADU :

$$\mathcal{I}_{i,j}^{CCD} = I_{i,j}^{CO} + \frac{M [\eta(\lambda) \cdot \mathcal{A}_{i,j} \cdot \mathcal{S}_{i,j} + \mathcal{B}_{i,j} + I_{Obsc} \cdot \tau_{Exp}] \pm \sigma_{Lec}}{g_{CAN}} \quad (\text{III.17})$$

- $I_{i,j}^{CO}$ est l'intensité du biais de champ obscur (mesuré à temps de pose le plus court possible), l'offset introduit par l'amplificateur de sortie de manière à rehausser le signal. Ce biais électronique varie au cours du temps.
- M est le gain multiplicateur vu précédemment. Notre plage d'utilisation de M va de 0 à 200.
- $\eta(\lambda)$ est l'efficacité quantique du détecteur.
- $\mathcal{A}_{i,j}$ est la carte de sensibilité des pixels. On déduit $\mathcal{A}_{i,j}$ des mesures de champs plats normalisés $I_{i,j}^{CP} / \langle I_{i,j}^{CP} \rangle$.
- $\mathcal{S}_{i,j}$ est le signal reçu par le pixel (i,j) .
- $\mathcal{B}_{i,j}$ est un biais particulier dont je vais tenter d'expliquer l'existence par la suite.
- I_{Obsc} est le courant d'obscurité multiplié par le temps d'exposition τ_{Exp} .
- σ_{Lec} correspond au bruit de lecture.
- g_{CAN} est le gain issu du convertisseur AN (en e^-/ADU) donné dans le tableau III.2. g_{CAN}^{-1} est donc le gain réel appliqué en (ADU/e^-) .

L'intensité $\mathcal{I}_{i,j}^{CCD}$ de la relation III.17 en ADU/pixel obtenue directement en sortie de la chaîne de mesure est pratique à utiliser . Pour travailler en e^-/pixel , il faut lui soustraire le champ obscur et multiplier le tout par g_{CAN} comme le montre la relation III.18

$$(\mathcal{I}_{i,j}^{CCD} - I_{i,j}^{CO}) \times g_{CAN} = M [\eta(\lambda) \cdot \mathcal{A}_{i,j} \cdot \mathcal{S}_{i,j} + \mathcal{B}_{i,j} + I_{Obsc} \cdot \tau_{Exp}] \pm \sigma_{Lec} \quad (\text{III.18})$$

La caractérisation de la *Cascade* consiste à effectuer de nombreux tests pour évaluer chaque terme de manière à comprendre les bruits et s'affranchir des biais.

III.5.2 Linéarité et CTE

La baisse d'efficacité de transfert de charges (*CTE*, *charge transfer efficiency*) est un autre phénomène inhérent aux *EMCCD*. Alors que les charges de signal sont multipliées

et transférées dans le registre de multiplication, quelques unes d'entre elles peuvent être laissées dans le registre et peuvent apparaître sous forme de lignes horizontales émanant des pixels les plus fortement exposés. Ceci ne devient significatif que pour des niveaux d'éclairement conséquent puisque le taux de perte de transfert de charges est de 1 à 2 e^- pour 10000 (*Texas Instruments*). On comprend alors que *Roper Scientific* n'assure la linéarité de la *Cascade* que pour une capacité de 27000 e^- soit 60% de la capacité totale des puits de potentiel.

Dans les formules III.17 et III.17, il faudrait normalement inclure le terme ε_{TC} devant le terme de signal \mathcal{S} mais étant donné sa très faible valeur, je l'ai volontairement omis par souci de clarté.

III.5.3 Un curieux biais supplémentaire

Le terme \mathcal{B} correspond à un biais que j'ai mesuré à maintes reprises mais dont j'ignore l'origine exacte. Il est indépendant du temps de pose, mais est multiplié par le gain M . c'est en quelque sorte un signal parasite de quelques e^- /pixel qui serait présent avant le registre de multiplication. J'en mesure une valeur d'environ 7.5 *ADU*/pixel soit 4.5 e^- /pixel, ce qui est considérable mais raisonnable par rapport au biais électronique globale qui est d'environ 1000 *ADU* (avec $M=1$).

Voici quelques hypothèses quant à l'origine possible de \mathcal{B} :

- Le mode d'opération de la *Cascade* que nous avons utilisé applique deux "clear" avant l'acquisition de chaque séquence mais aucun nettoyage n'est fait d'une trame à une autre. Un défaut de transfert de charge pourrait donc être responsable de la présence de \mathcal{B} .
- Une autre source de bruit plausible est le bruit de transfert de charges *CTN* (*charge transfer noise CTN*) entraîné par les *CIC* (*Clock Induced Charges* ou *spurious charges*). Les *EMCCD*, pour être performants, doivent bénéficier d'un signal d'horloge à la forme très soignée et adaptée au gain M sans quoi des charges indésirables peuvent être générées et apparaissent alors sous forme de pixels plus "chauds". Notre caméra étant une des premières à avoir été mises sur le marché, on pourrait imaginer que le signal d'horloge n'eut pas été parfaitement réglé. Cependant les effets des *CIC* sont mesurés à très fort gain M (1000 à 5000) alors que notre plage d'utilisation est bien en dessous de 200 et l'amplitude de ce bruit est négligeable pour notre plage d'utilisation de M (facilement sub-électronique).
- On vient de voir que la *CTE* ne pouvait expliquer \mathcal{B} puisque \mathcal{B} apparaît même sans signal alors que les problèmes de *CTE* apparaissent lorsque plus des 2/3 de la dynamique électronique sont utilisés.
- Un candidat sérieux pour expliquer \mathcal{B} est le bruit d'initialisation ou *reset noise* dû aux variations thermiques qui affecteraient la capacitance du condensateur responsable de la conversion e^- /mV (dont la résistance est initialisée par un transistor,

semi-conducteur à effet de champs, *MOSFET*). Cependant, ce bruit qui peut atteindre plusieurs e^- /pixel devrait être minimisé grâce à l'emploi systématique de la fonction *CDS* : *correlated Double Sampling* qui suit précisément les fluctuations de la tension différentielle entre la tension d'initialisation et le signal. On pourrait imaginer que pour notre détecteur, le *CDS* ne fonctionne pas aussi bien que prévu.

- Peut-être que \mathcal{B} n'est en fait qu'une composante de l'*offset* électronique ajustée proportionnellement en fonction de M . Dans la relation III.18, on aurait $\mathcal{I}_{i,j}^{CO}(M)$.

Je n'ai pas trouvé de trace de \mathcal{B} dans la littérature. Un court article de Dussault & Hoess, publié dans *Laser Focus World* compare les performances d'*EMCCD* par rapport à des *ICCD* et donnent ces derniers gagnants à bas flux. Selon Andor Tech qui répond dans une note technique (octobre 2004), les auteurs aboutiraient à de tels résultats en prenant une valeur anormale de *CTN* de $5.4 e^-$ /pixel/trame alors que pour eux, ce bruit culmine à $0.05 e^-$ /pixel/trame au maximum (lorsque M est très élevé, à cause des *CIC*). Ils ne remettent pas en cause la bonne foi des auteurs de l'article mais assurent qu'il s'agit d'une anomalie plutôt que du bruit de transfert de charge.

Par la suite on verra que nos résultats ne semblent pas affectés par la présence de ce terme puisque nous obtenons une mesure de centre de gravité par canal qui est très proche d'être limitée par le bruit de photons quand bien même le niveau de signal au bord de la fenêtre de calcul choisie est bas (quelques e^-). Notre extrapolation du champ obscur prend donc très bien en compte de \mathcal{B} .

III.5.4 Estimation du bruit de lecture

On appelle **bruit de lecture** (σ_{Lec}) le bruit intervenant dans le processus de conversion des charges électroniques en une tension lisible. Il existe dans tous les *CCD* et dépend de la fréquence de lecture des pixels (*pixel rate*) comme $\sqrt{f_{pix}}$. Ainsi, les *CCD* conventionnels les moins bruités sélectionnés pour l'astronomie peuvent atteindre 2 à $4 e^-$ de bruit par pixel mais cela à une fréquence de lecture ne dépassant pas le MHz. Ce sont soit de grandes matrices lues très lentement, soit de très petites matrices lues plus rapidement avec plusieurs canaux de lecture (pour les senseurs de front d'onde en OA). Aujourd'hui, les très bons *CCD* lus à 1 MHz ont de l'ordre de 3 à $4 e^-$ de bruit de lecture, de $20 e^-$ pour les *CCD* lus à 5 MHz, de $30 e^-$ pour ceux lus à 10 MHz, etc.

σ_{Lec} est indépendant du temps de pose et quasi-indépendant de la température. On peut donc le mesurer aisément en effectuant des poses à temps de pose nul ou très court avec le détecteur refroidi (bruit thermique minimisé).

A une température du capteur $T_{CCD} = -35^\circ\text{C}$, et pour un temps de pose $\tau_{Exp} < 100$ ms (pour lequel I_{Obsc} est négligeable), je mesure l'écart type des 321276 pixels indépendants contenu dans un champ obscur qui contient essentiellement la contribution de σ_{Lec} . Je trouve $= 36.0 \pm 0.6$ ADU/pix soit $22.3 \pm 0.1 e^-$ /pix (le constructeur est censé avoir mesuré 19.2 avec notre détecteur). En prenant la variance du signal (obscur) d'un seul pixel sur plusieurs milliers de trames, je trouve le même résultat. On voit alors qu'il y a ergodicité entre les variances spatiale et temporelle des pixels lorsqu'ils ne sont pas éclairés. Cela

montre que les autres effets spatiaux (sensibilité différentielle, etc.) sont négligeables devant le bruit de lecture.

En tenant compte du terme \mathcal{B} dans le budget de bruit d'un champ obscur moyen acquis à temps de pose très court et sans gain M , on a :

$$\sigma_{Lec} = \sigma (I_{i,j}^{CO} - \mathcal{B}_{i,j}) \times g_{CAN} \simeq \sigma (I_{i,j}) \times g_{CAN} = 22.0 \pm 0.5 \text{ e}^-/\text{pix}.$$

La contribution de \mathcal{B} est assez faible et ne permet pas d'obtenir la valeur du bruit de lecture donnée par *Roper Scientific* même si on en tient compte.

III.5.5 Mesure du gain multiplicatif

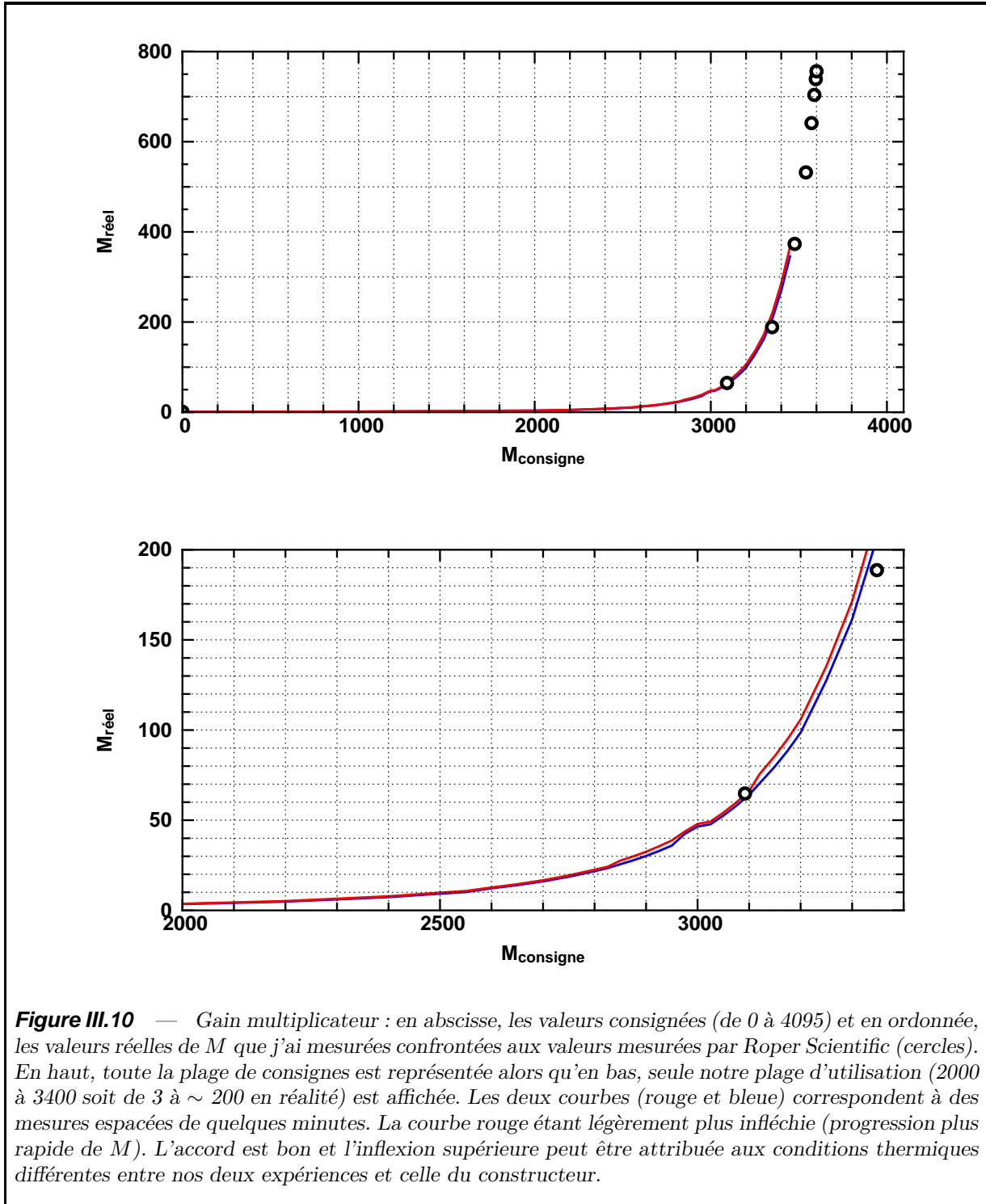
Idéalement, il faudrait utiliser un détecteur auxiliaire (*CCD* ou simplement un puissance-mètre) de manière à suivre précisément la quantité photométrique auquel le détecteur est exposé de manière à disposer d'une calibration relative et pallier les problèmes de fluctuations d'intensité de la source. Ne disposant pas d'un second détecteur fonctionnel au moment de l'expérience, je décide d'utiliser une source stable (petite ampoule halogène avec une alimentation stabilisée à 3.05 ± 0.05 Volts sur 30 minutes soit une amplitude de 3% au maximum pendant la durée de l'expérience). J'utilise le "bloc source" d'*ATTILA* pour focaliser l'image d'un trou source sur une région de 20×20 pixels de la *Cascade* et j'effectue pour chaque valeur de gain des séquences de 400 trames avec un temps de pose de 70 ms. J'intercale des séquences de champs obscurs aux mêmes valeurs de M ainsi qu'aux consignes de 0 ($M = 1$) et 3092 ($M = 64.8$ selon *Roper Scientific*) pour comparer mes mesures à ces références.

J'utilise également des filtres de densité (gélamines) de manière à pouvoir graduellement augmenter M sans saturer le détecteur tout en ayant un bon rapport signal sur bruit (approximativement le même : largement dominé par le bruit de photons) lorsque M est bas. De proche en proche, je calibre mes filtres de densité (ou leur combinaison) et parvient alors à estimer le gain M réel appliqué en fonction des valeurs consignées de 0 à 4095 à travers l'interface du logiciel de commande. Les courbes $M = f(\text{consigne})$ sont visibles sur la figure III.10 .

M augmente lorsque T_{CCD} diminue. C'est cela qui explique les différences entre les mesures de Photometrics et les miennes. Tous les constructeurs et intégrateurs d'*EMCCD* qui ont fait des mesures de M attestent une dépendance semblable à la température.

III.5.6 Champ obscur

Ici, je cherche à caractériser le biais I^{CO} qui doit être mesuré précautionneusement pour être soustrait aux données brutes. Pour cela il suffit d'acquérir des trames en bouchant l'orifice de la caméra par lequel la lumière s'engouffre. D'après la relation III.17, on a :



- $\tau_{Exp} \simeq 0$ et $M = 1 \rightsquigarrow I_{i,j} = I_{i,j}^{CO} + (\mathcal{B}_{i,j} \pm \sigma_{Lec}) \times g_{CAN}^{-1}$ (en ADU).

d'où $\langle I \rangle = \langle I^{CO} \rangle + \langle (\mathcal{B}/g_{CAN}) \rangle \pm \sigma_I$ avec $\sigma_I^2 = \mathcal{B} + \sigma_{Lec}^2$.

Je mesure $I_1^{CO} = 1016 \pm 35$ ADU/pix.

- $\tau_{Exp} \simeq 0$ et $M = 64 \rightsquigarrow I_{i,j} = I_{i,j}^{CO} + (M \cdot \mathcal{B}_{i,j} \pm \sigma_I) \times g_{CAN}^{-1}$ (en ADU).

$$\text{d'où } \langle I \rangle = \langle I^{CO} \rangle + \langle (M \cdot \mathcal{B}/g_{CAN}) \rangle \pm \sigma_I \text{ avec } \sigma_I^2 = M^2 F^2 \mathcal{B} + \sigma_{Lec}^2.$$

En prenant $\mathcal{B} = 7.7 \text{ ADU}$ (valeur moyenne d'après plusieurs mesures indépendantes), $M = 64$, ($F^2 = 2$), et $\langle I^{CO} \rangle = 1016$ (mesuré avec $M=1$ avant et après à quelques minutes d'écart), je trouve une intensité par pixel de $1509 \pm 250 \text{ ADU}$ d'après la relation III.17.

La mesure donne : $I_{M=64}^{CO} = 1507 \pm 248 \text{ ADU}$ soit un accord quasi-parfait avec ce que l'on attend.

III.5.7 Influence de M sur le champ obscur

On vient de voir qu'on pouvait prédire la valeur moyenne du champ obscur et son écart type grâce aux mesures de M , σ_{Lec} , et \mathcal{B} préalablement effectuées. Le terme $\langle I^{CO} \rangle$ doit être mesuré à chaque fois car il varie fortement en fonction des conditions telles que la température de la salle, etc.

Ici, je montre comment j'ai déterminé la valeur du terme \mathcal{B} . J'ai tracé la relation entre le champ obscur moyen et le gain M . \mathcal{B} en est la pente et $\langle I_1^{CO} \rangle$ l'origine à condition que l'on reste dans le domaine de gain allant de 1 à 200 pour lequel cette relation est parfaitement linéaire. Sur la figure III.11 est représentée cette droite calculée avec les trois valeurs de M données par *Roper Scientific* (1, 64.8, et 188.7 pour les positions 0, 3092, et 3348). Mes mesures de $\langle I^{CO}(M) \rangle$ sont parfaitement compatibles avec la pente calculée par régression linéaire.

On a vu précédemment que M variait beaucoup en fonction de la température et donc du temps (car nous n'opérons pas dans un environnement stabilisé thermiquement lors de ces tests) et cela est d'autant plus critique que M est grand. C'est pour cette raison qu'il faut exclure le point proche de $M = 200$ pour calculer \mathcal{B} . Ce point est de toute façon au-delà des valeurs de M dont on se sert dans le cadre d'*ATTILA*. Sans ce point, je mesure une pente comprise entre 7.5 et 7.9 ADU/pixel contre 7.8 ADU/pixel avec les mesures du vendeur. Il est également intéressant de noter que lors des observations, M est plus stable grâce à la stabilisation thermique de la salle de contrôle du télescope.

Les fournisseurs de caméras utilisant la technologie *EMCCD* conseillent d'effectuer des mesures de champ obscur avec les mêmes paramètres que les séquences de données.

III.5.8 Estimation du courant d'obscurité

Alors que *Roper Scientific* nous assure que le courant d'obscurité vaut $0,58 \text{ e}^-/\text{pix/s}$ à $-35 \text{ }^\circ\text{C}$, il m'a été très difficile de le confirmer par la mesure. En effet, la présence de \mathcal{B} domine largement l'augmentation du champ obscur moyen en fonction de M même lorsque le temps de pose τ_{Exp} est très élevé (j'ai effectué des tests jusqu'à 15 secondes).

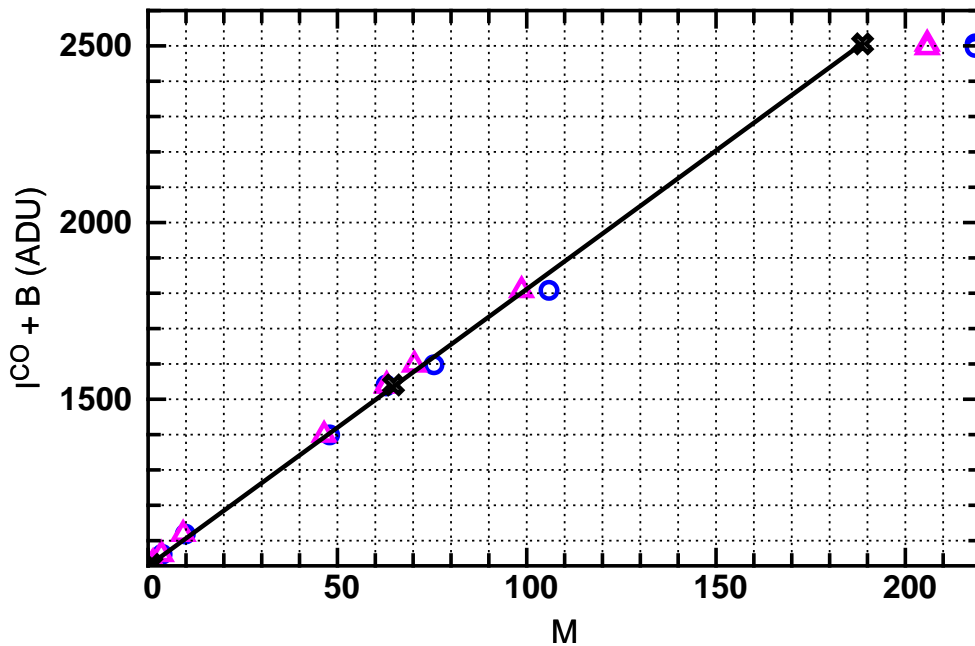


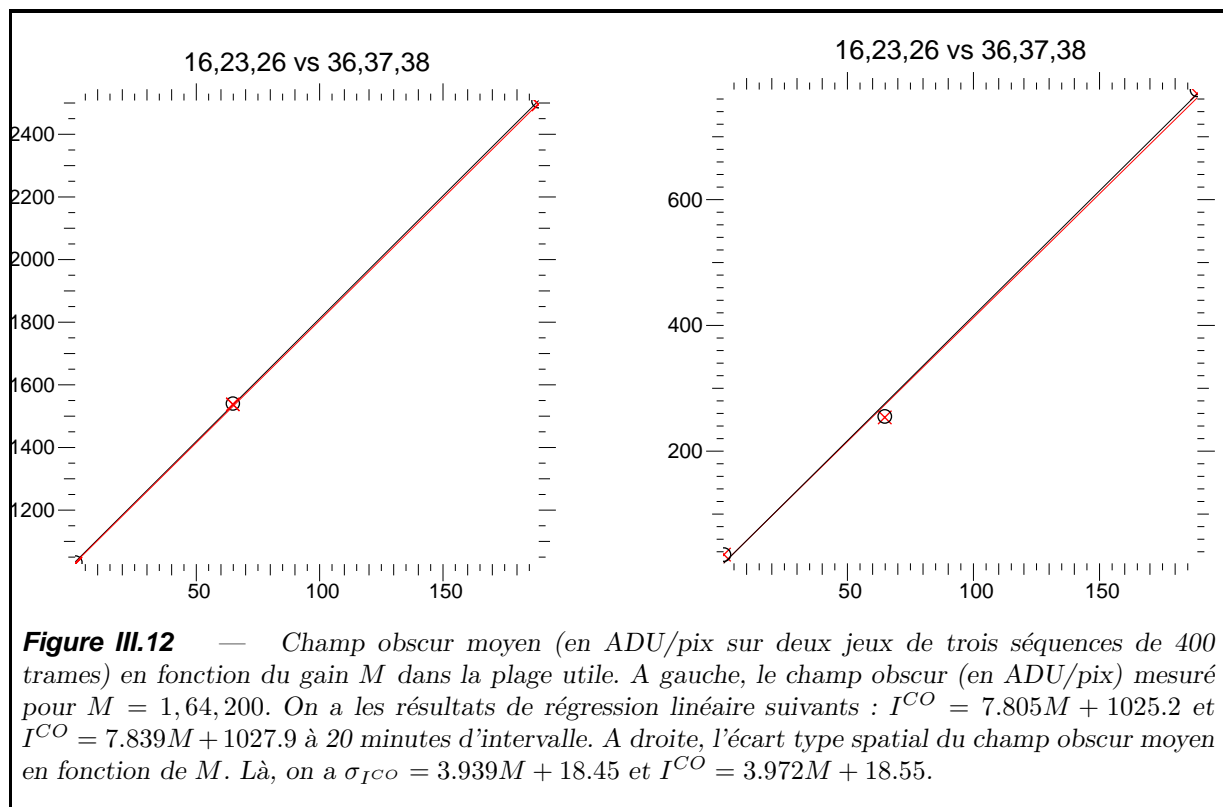
Figure III.11 — Champ obscur (en ADU) en fonction du gain M mesuré (c.f. fig. III.10). Une régression linéaire donne une pente de 7.8 ADU/unité de gain/pixel qui s'apparente au terme \mathcal{B} (soit près de $5 e^-/\text{pixel}$!). Les croix correspondent aux valeurs de M données par Roper Scientific alors que les cercles et les triangles correspondent aux valeurs de M que j'ai mesurées à quelques minutes d'intervalle et dans notre plage d'utilisation de M (1 à ~ 200). Mes valeurs encadrent très bien celles du constructeur entre 1 et 100 ce qui est rassurant puisque nous n'avons dépassé la valeur $M = 100$ que très rarement lors de nos observations avec ATTILA. L'ordonnée à l'origine de la droite de régression vaut 1028 ADU et correspond à $\langle I^{CO} \rangle$ plus le terme \mathcal{B} représentant 7 ou 8 ADU. Chaque point de mesure représente ici la moyenne de 399 trames sur toute la cible.

Je déduis une valeur de $I_{Obsc} = 0.034 \text{ ADU/pix/s}$ soit 27 fois moins que la valeur en ADU/pix/s donnée par Roper Scientific! Je pense qu'il faudrait renouveler ces tests dans des conditions thermiques plus stables pour ne pas subir les variations de M qui empêchent de s'affranchir précisément de \mathcal{B} (qui varie lui aussi) et donc de déduire I_{Obsc} qui est minoritaire.

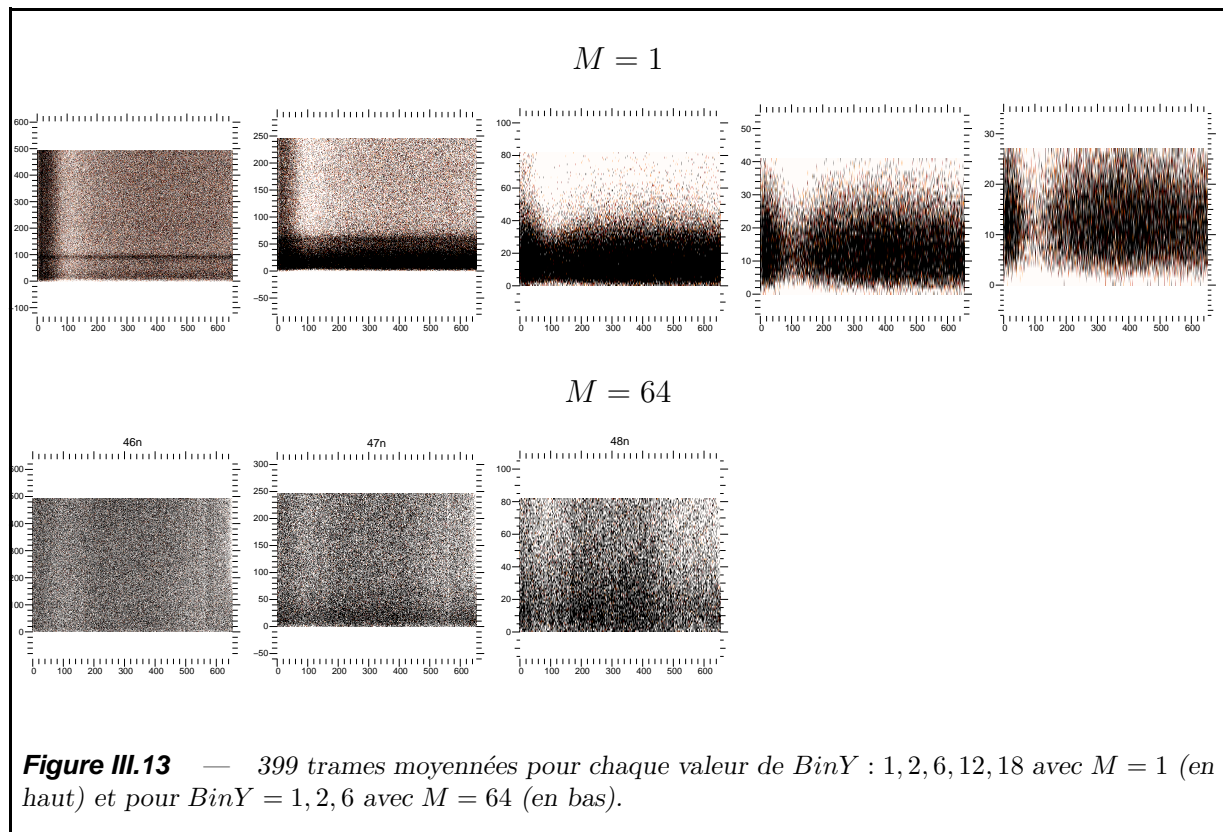
III.5.9 Influence du bin vertical sur le champ obscur

Sur la figure III.13, on voit l'évolution du champ obscur en fonction du taux de regroupement des lignes du CCD (Bin_Y) pour deux valeurs de M (1 en haut et 64 ± 1 en bas). Avec $M = 1$, la structure (lignes horizontales et verticales à faibles X et Y) s'accroît puis se dilate sur presque toute la cible. Néanmoins, une bande verticale évasée d'environ 40 pixels de large subsiste à $Bin_Y = 18$ ainsi qu'un gradient en bord de champ en haut et en bas.

Avec $M = 64$, le champ obscur est plus uniforme (peut-être en raison du terme \mathcal{B} qui a été multiplié et qui supplante les uniformités du champ obscur réel). La structure



spatiale semble la même pour les trois valeurs de Bin_Y



III.5.9.1 Influence de la fréquence de lecture

Le biais augmente lorsque l'on passe d'une fréquence de lecture des pixels f_{pix} de 5 MHz à 10 MHz. On a à $M = 1$, $\delta t = 40$ ms, et $\text{Bin}Y=1$: 1026.78 ± 2 ADU/pix en moyenne à 5 MHz contre 1073.87 ± 3 ADU/pix à 10 MHz (deux séquences acquises successivement).

En revanche, à $M = 64$, c'est le contraire, le biais est plus élevé à 5 MHz qu'à 10 MHz : on a 1534.52 ± 13 ADU/pix en moyenne contre 1234.43 ± 10 ADU/pix pour la séquence à 10 MHz.

Sur la figure III.14, on voit que le biais est beaucoup plus homogène à 5 MHz qu'à 10 MHz (images de gauche). Ces images moyennes normalisées et affichées avec une dynamique de 1 pour 1000 autour de 1 mettent en évidence des sortes de franges sur le tiers gauche de la matrice. Elles correspondent au signal d'horloge, vraisemblablement.

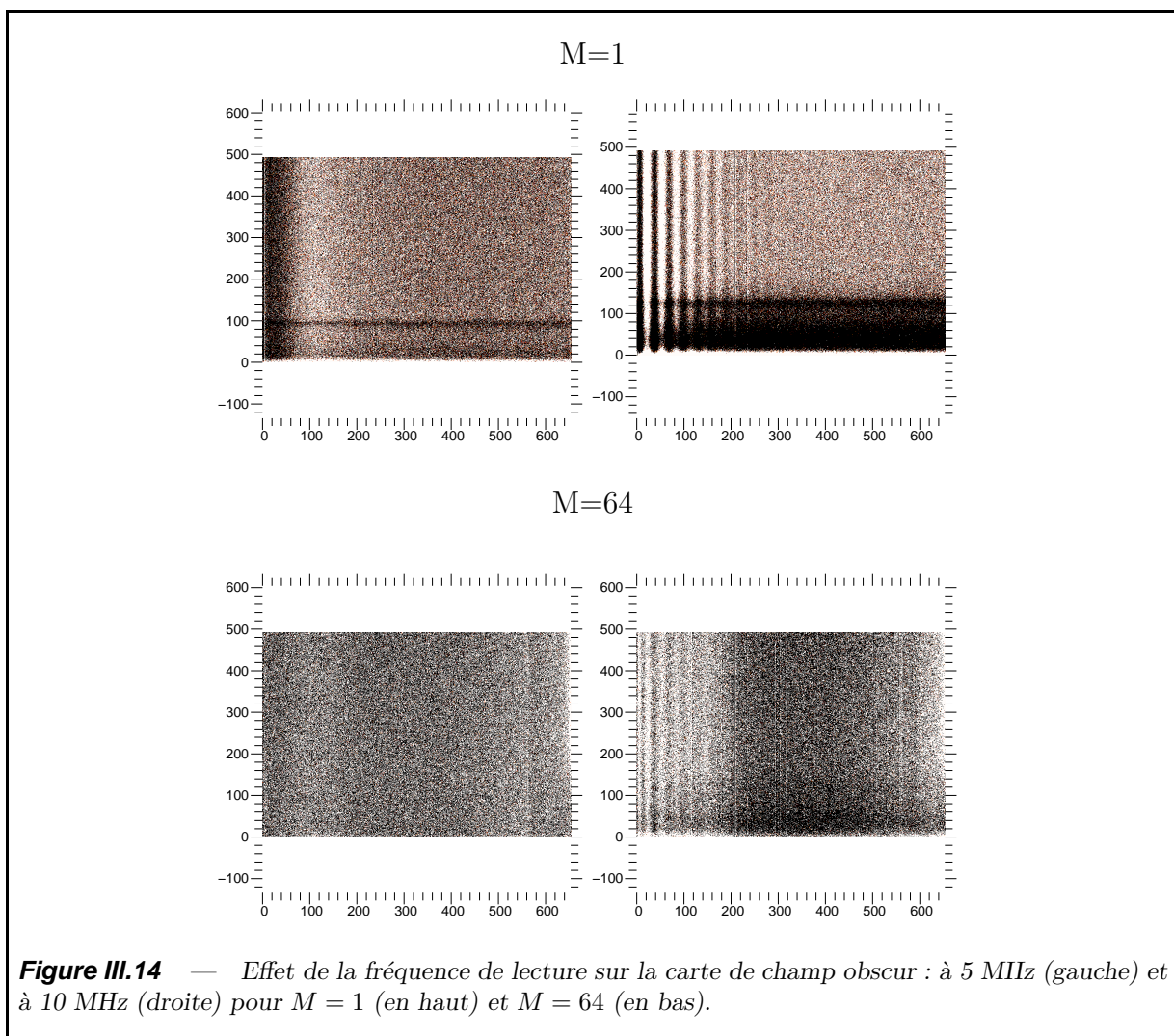
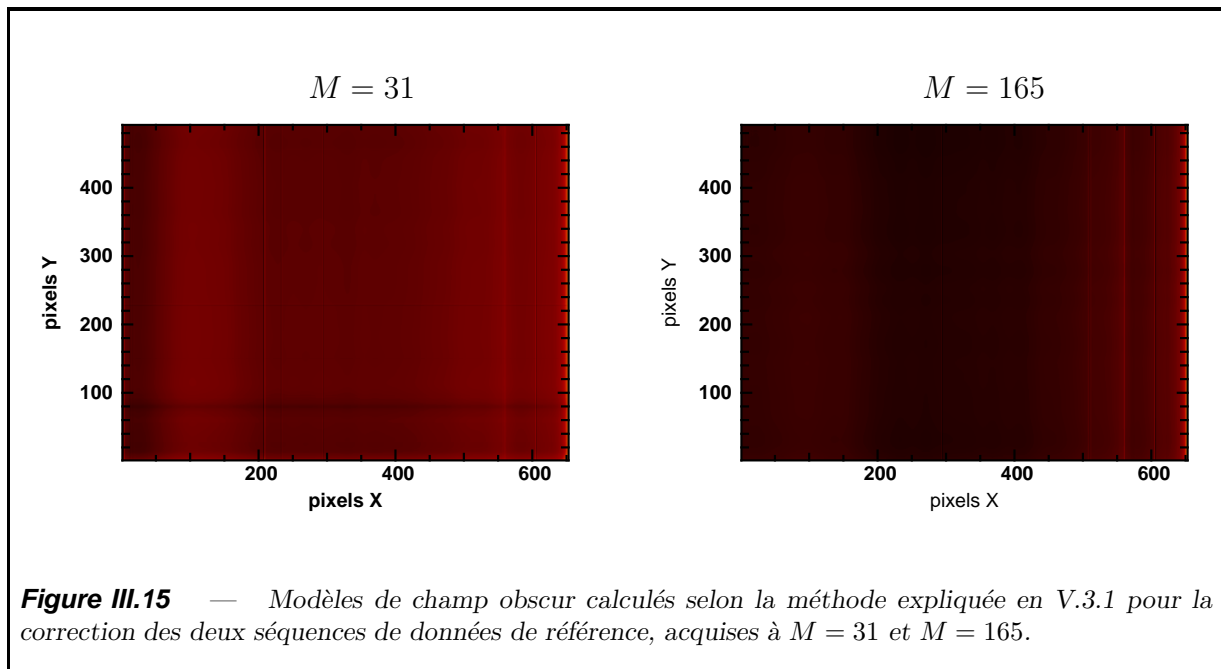


Figure III.14 — Effet de la fréquence de lecture sur la carte de champ obscur : à 5 MHz (gauche) et à 10 MHz (droite) pour $M = 1$ (en haut) et $M = 64$ (en bas).

III.5.10 Modélisation du champ obscur

On veut pouvoir ajuster un modèle à deux dimensions sur nos champs obscurs dont on veut soustraire la structure des données observationnelles sans propager de bruit (hautes



fréquences spatiales de l'image). J'ai d'abord effectué quelques essais d'ajustement de polynômes 2D sur un champ obscur à $M = 64$.

La variance spatiale des résidus (différence entre le champ obscur moyen $\langle I^{CO} \rangle$ et son ajustement P_3^{2D} au même gain) est légèrement plus faible que la variance du champ obscur brut. Cela montre que l'essentiel des hétérogénéités spatiales est dû au bruit de lecture et non aux structures à basses fréquences visibles sur l'image centrale et qui biaisent les images. Néanmoins leur soustraction représente un gain de précision appréciable pour atteindre nos objectifs. On verra au chapitre V qu'une autre technique sera utilisée sur les données des missions *ATTILA-II* pour extraire un modèle de biais de champ obscur directement des parties non éclairées des images. Sur la figure III.15, je montre deux exemples de modèles de champ obscur calculés avec cette méthode.

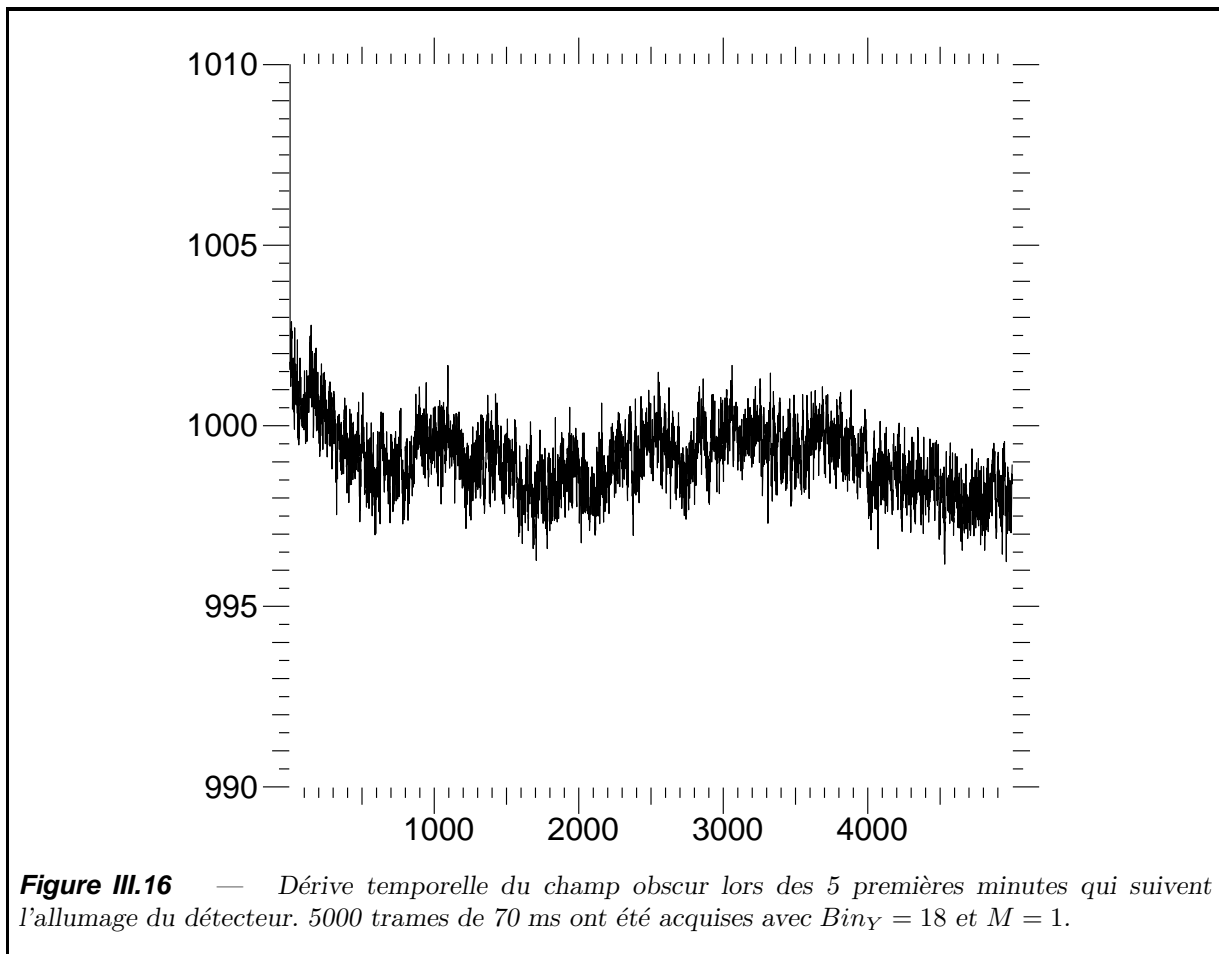
III.5.11 Dérives du champ obscur

III.5.11.1 Dérive temporelle

Il semble que le fond (champ obscur) ait tendance à dériver au cours du temps (après l'allumage de la caméra) et que cela ne soit pas seulement lié à la stabilisation thermique du capteur. Sur la figure III.16, on peut voir les fluctuations temporelles du biais sur 4800 trames de 70 ms, soit près de six minutes. Le biais décroît rapidement lors des 500 premières trames qui suivent l'allumage.

III.5.11.2 Dérive thermique

Pour caractériser la dérive thermique du fond, j'ai à plusieurs reprises effectué des acquisitions en continu pendant plusieurs heures depuis l'allumage du détecteur. Ceci, en



surveillant la température du capteur T_{CCD} et de la pièce T_{LABO} .

J'ai mesuré que le biais diminuait d'environ $1,65 \text{ ADU}/^\circ\text{C}$ lorsque T_{CCD} augmentait.

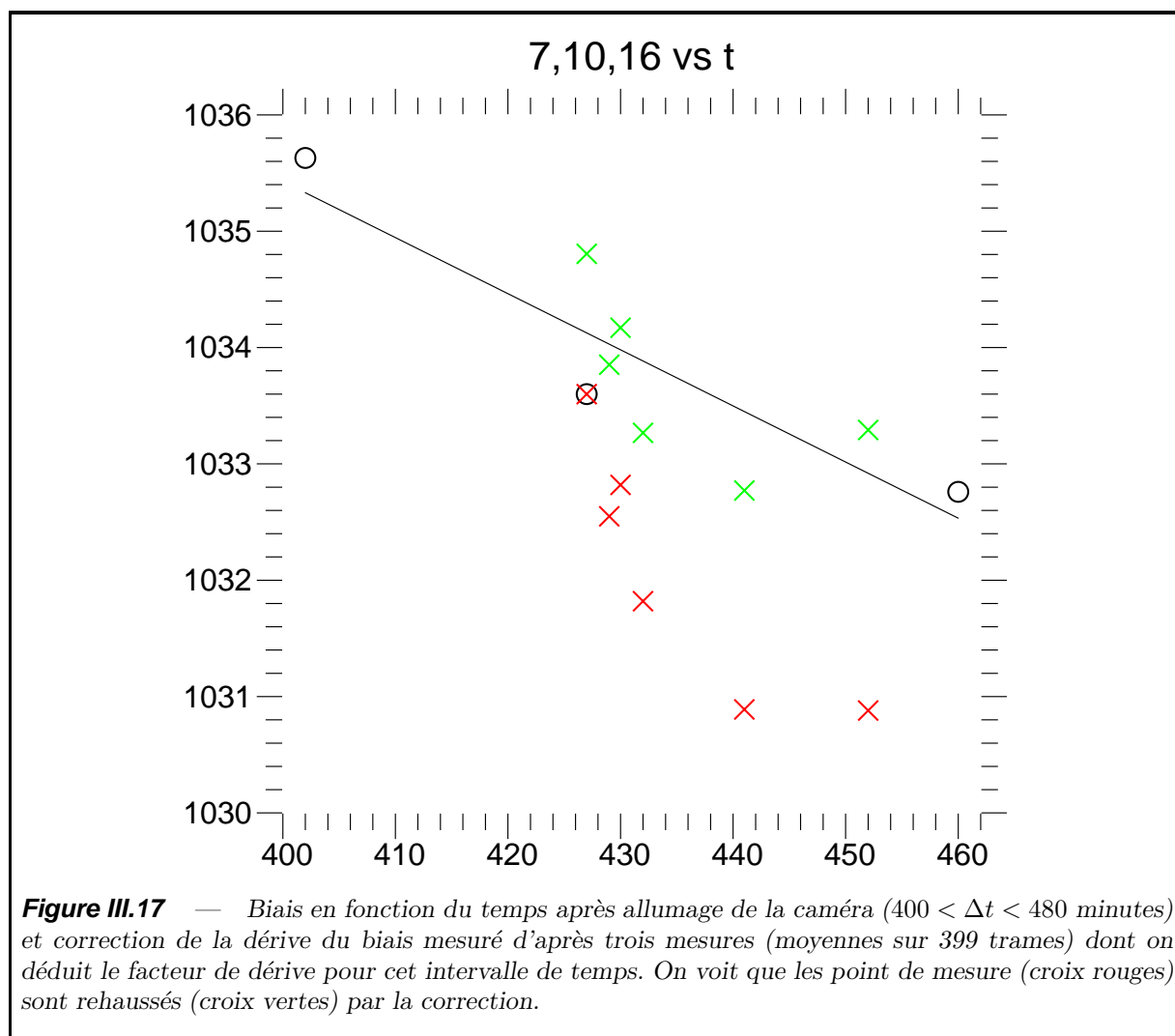
III.5.12 Influence des divers paramètres sur les autres composantes

III.5.12.1 Influence de la vitesse de lecture

J'ai énoncé précédemment qu'en général, $\sigma_{Lec} \propto \sqrt{f_{pix}}$ suivant le type de détecteur CCD. Entre 5 et 10 MHz, nous pensions observer un facteur $\sqrt{2}$ mais apparemment ce n'est pas le cas pour un détecteur donné et je confirme les données mesurées par le constructeur avec les nôtres, dont les valeurs sont affichées dans le tableau III.2. Pour notre détecteur, il est fort de constater que le bruit de lecture est invariable avec la fréquence de lecture des pixels.

III.5.12.2 Influence du bin Y

J'ai vérifié que l'on pouvait regrouper les pixels verticalement en super pixels dont le bruit de lecture est le même que les pixels d'origine. Cela offre la possibilité de travailler



avec une résolution moindre sans changer le grandissement du montage et d'augmenter éventuellement le rapport signal sur bruit contrairement au cas du *binning* numérique qui lui entraîne une sommation du bruit de lecture dans les super pixels (incontournable horizontalement pour notre *Cascade*).

III.5.12.3 Influence de M

D'après la théorie le bruit de lecture effectif équivaut au bruit de lecture réel divisé par le gain appliqué comme le montre la figure III.5 . J'ai vérifié cela expérimentalement.

III.5.13 Champ plat

Il faut éclairer uniformément la cible pour en mesurer la carte de sensibilité, les hétérogénéités de pixel à pixel.

Plusieurs dispositifs de mesure ont été essayés :

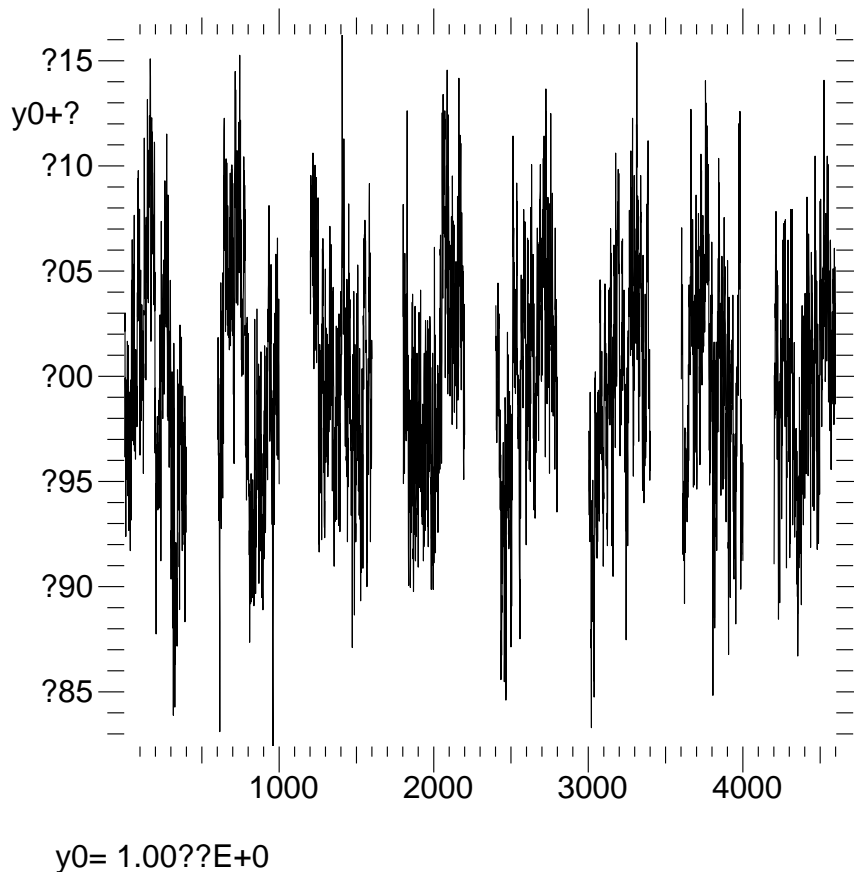


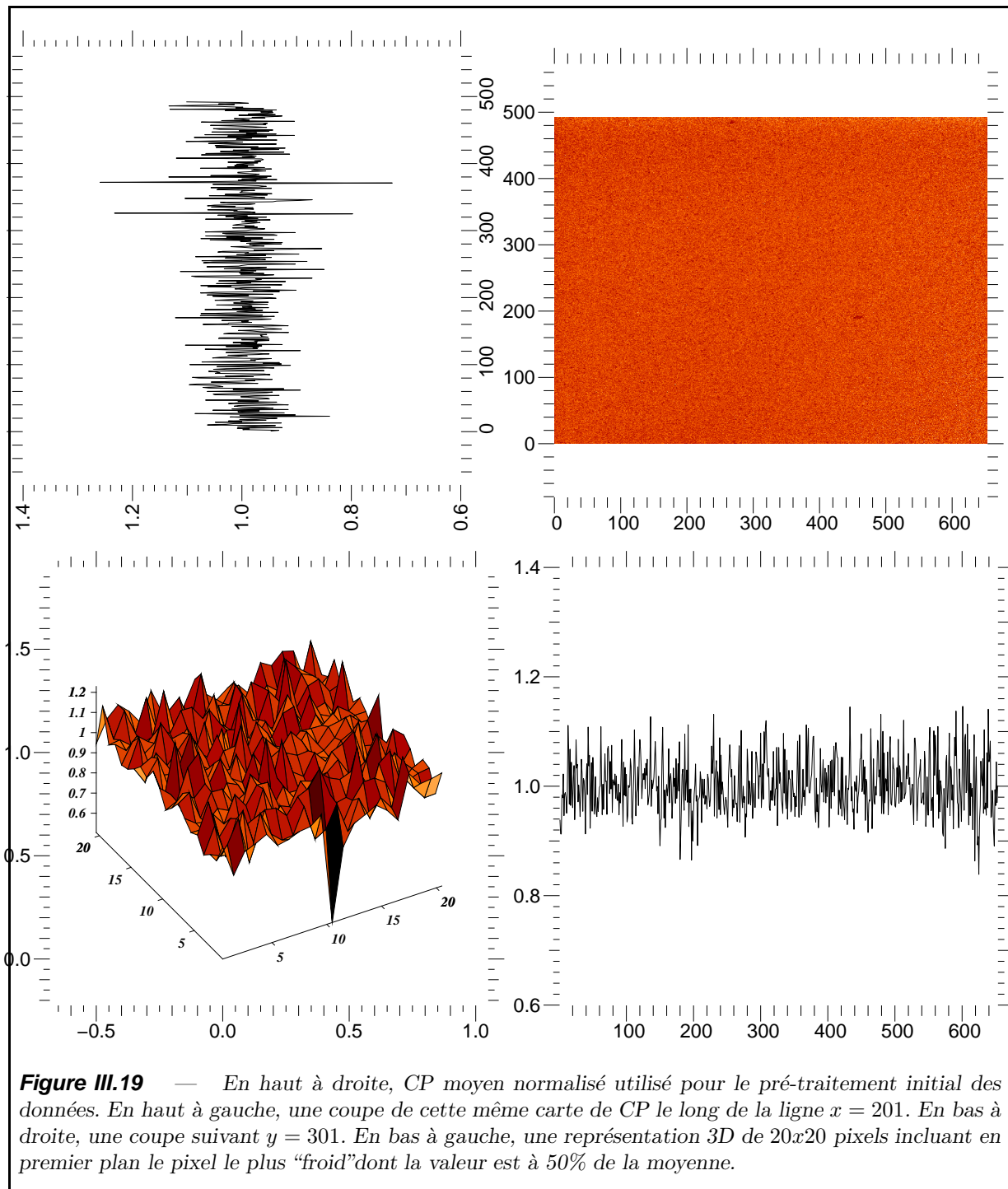
Figure III.18 — Fluctuations non thermiques du champ obscur. Il s'agit de 8 séquences de 400 trames normalisées (pour qu'elle aient toutes une valeur moyenne de 1) et entre lesquelles j'ai volontairement introduit l'équivalent de 200 trames. La température du CCD n'a pas varié de plus de $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$ et le champ obscur moyen oscille tout de même de plus de 10%

- placer un élément diffuseur (plaque de “carton plume” constituée d'une épaisseur de quelques mm de mousse entre deux épaisses feuilles de papier) devant une fenêtre et utiliser en veillant à ce que les ombres du bâtiment et des arbres n'affectent pas les mesures pendant la durée de l'expérience.
- utiliser une sphère intégrante qui, à partir d'une lampe de calibration positionnée à son entrée, va produire un faisceau de sortie dont les rayons n'ont pas de direction privilégiée puisqu'ils sont issus de multiples réflexions à l'intérieur de la sphère.

Le second s'est avéré être le meilleur des deux. Le champ plat pour le gain $M = 64$ et moyenné sur 99 trames est affiché sur la figure III.19 .

On montre ainsi que le rapport signal sur bruit (calculé avec la formule III.11, en multipliant par $N_t = 99$ trames au numérateur et dans la racine du dénominateur) est de 181. C'est une valeur suffisante pour que les hétérogénéités spatiales mesurées puissent ne pas être attribuées au bruit de photons dont la contribution est seulement de l'ordre de 0.05 % ($\text{rapportsignalsurbruit}^{-1}$) mais aux réelles différences de sensibilité pixel à pixel du détecteur. En effet, on s'attend à ce que pour un CCD du type de la Cascade, ces

hétérogénéités soient d'au moins 1% (pour les meilleurs CCD). En effet, pour la Cascade, elles sont de 5%.



III.5.14 Cosmétique

On verra au chapitre V que des pixels "chauds" ou "froids" peuvent sévèrement biaiser la mesure d'un centre de gravité surtout s'il y en a plusieurs, rapprochés entre eux, et loin du photocentre de l'image. Par exemple, un groupe de pixels "chauds" tireraient le centre

de gravité vers eux. Heureusement pour nous, la *Cascade* s'avère très "propre", et le pixel plutôt "froid" affiché sur la figure III.19 (en bas, à gauche) est anecdotique puisque je n'en ai dénombrés que deux de la sorte. Sa valeur est 50% trop basse mais son effet est négligeable car il est entourée de centaines de "bons" pixels et que sa valeur n'est que 50% en dessous de la moyenne locale.

III.6 Conclusion

Près de trois ans après l'arrêt du choix sur la *Cascade : 650*, d'autres détecteurs plus performants sont évidemment sortis sur le marché et notamment des détecteurs utilisant la technologie *EMCCD* encore plus rapides grâce aux progrès accomplis sur les contrôleurs.

Pour le démonstrateur *ELP-OA*, il sera sans doute bénéfique d'exploiter le flux infra-rouge pour accroître la précision de la mesure du *tilt*. Il faudra alors utiliser deux détecteurs : un semblable à l'actuel *Cascade : 650* mais illuminé par la face arrière et un autre pour le proche infra-rouge. Ceci est relaté plus en détail dans le chapitre V.7.

Néanmoins, notre *Cascade* reste un très bon détecteur. On verra par la suite dans le chapitre V que la précision de mesure sur chaque centre de gravité est proche de celle attendue avec le bruit de photons seul ce qui montre que l'influence des bruits et biais instrumentaux (détecteur et dus aux problèmes optiques) est faible. Le gain M permet effectivement de relativiser l'effet du bruit de lecture. Il est sujet aux variations thermiques mais peut facilement être évalué et modéliser par une formule analytique. J'ai mesuré un bruit de lecture (réel) proche de celui donné par le constructeur et un courant d'obscurité sensiblement plus faible. Le champ plat est uniforme à environ 5% ce qui est normal pour un *CCD*. Le champ obscur varie significativement en fonction du gain M et au cours du temps et doit être mesuré plus souvent à l'avenir. Ici, nous l'avons modélisé et filtré spatialement pour pouvoir le soustraire aux données sans propager de bruit. Le terme \mathcal{B} ne semble pas affecter les résultats et même si je ne suis pas complètement certain de son origine physique, il correspond à un biais qui est corrigé lors de la soustraction du champ obscur. Enfin, très peu de pixels "à problèmes" ont été identifiés.

Chapitre Quatre

Sismomètres pour la mesure des mouvements mécaniques parasites

Les observations effectuées à la limite de diffraction de grands télescopes-notamment par la technique de l'interférométrie speckle (Altarac et al., 2001; Altarac, 2000)- ont montré la contribution néfaste des mouvements mécaniques parasites des télescopes sur la qualité des images. En effet, le mouvement de compensation de la rotation de la Terre autour de son axe ou "guidage" n'est jamais parfait et des écarts résiduels à la position idéale (celle de l'objet suivi) persistent. A ceux-ci s'ajoutent l'éventuelle contribution du vent dans la coupole et autres "effets de dôme". J'emploierai par la suite le terme de "vibrations (du télescope)" pour résumer tous ces effets mécaniques indésirables même s'il ne s'agit pas nécessairement de vibrations. Bien souvent, ces "vibrations" sont négligeables (et négligées!) car leur contribution dans la déformation des images est bien inférieure à celle de la turbulence atmosphérique et surtout à la résolution spatiale recherchée. Ce n'est pas le cas en haute résolution angulaire où l'amplitude de ces vibrations peut être supérieure à la taille angulaire de la tache de diffraction du télescope (*WHT*) à moins que le système de guidage et la structure mécanique du télescope soient très performants comme au *CFHT*. Leur domaine de fréquence, pour les principales composantes, est lui aussi comparable au temps de cohérence du *tilt* atmosphérique (quelques Hz à quelques dizaines de Hz). Il est donc clair qu'*ELP-OA* a besoin de s'affranchir de ces vibrations afin de pouvoir déterminer précisément le *tilt* qu'elles affectent à partir du *tilt* différentiel qui lui n'en est pas affecté (pour lequel les vibrations s'annulent).

IV.1 Nos besoins pour ELP-OA

IV.1.1 Un prototype

C'est cela qui a motivé la venue d'Andrei Tokovinin dans l'équipe AIRI pendant une année en 1999 : réaliser un prototype de sismomètre dédié à l'étude des vibrations des télescopes et en particulier pour leur système de compensation prévu dans le cadre du projet *ELP-OA*. Andréi a étudié au préalable les systèmes de mesures vibratoires ou sismiques existants dans le marché (accéléromètres, sismomètres classiques, gyrolasers, etc.) mais aucun dispositif ne correspondait aux besoins d'*ELP-OA*. En effet, on cherche

à monitorer les écarts de position angulaire sur un axe de rotation d'un télescope, dans la bande de 0.1 à 30 Hz et avec la précision de 30 mas (millisecondes d'arc) ou mieux (cahier des charges interne, en 1999). En effet, comme leur nom l'indique, les accéléromètres ne mesurent pas la bonne observable puisqu'ils mesurent une accélération à savoir la dérivée seconde de la grandeur physique que l'on veut caractériser et deux intégrations successives sont donc inévitables. Les sismomètres "classiques" quant à eux sont généralement conçus pour la mesure de vibrations longitudinales et non angulaires. Le concept original d'Andrei permet tout cela (Tokovinin (2000)). En effet, notre prototype mesure directement une position angulaire car il s'agit d'un pendule dont le seul degré de liberté est une rotation autour de l'axe autour duquel on veut connaître les vibrations. Il est dimensionné pour que sa bande passante utile corresponde au cahier des charges et sa sensibilité angulaire peut aller jusqu'à 4.5 mas selon l'échelle avec laquelle on échantillonne l'amplitude du signal.

IV.1.2 Un système complet de compensation des vibrations

Au delà du prototype ainsi réalisé avec brio et entièrement au sein du CRAL il y a le projet *ELP-OA* dans lequel il s'inscrit et, à plus court terme, la présente thèse. Il ne s'agit pas uniquement dans cette thèse de caractériser les vibrations de télescopes comme Andréi l'a fait mais de les corriger sur les images acquises simultanément par ATTILA à l'OHP et, plus tard, de les compenser en temps réel avec un miroir oscillant asservi en boucle ouverte avec en entrée une consigne sur deux axes définie par les mesures angulaires de deux sismomètres (voir figure IV.1).

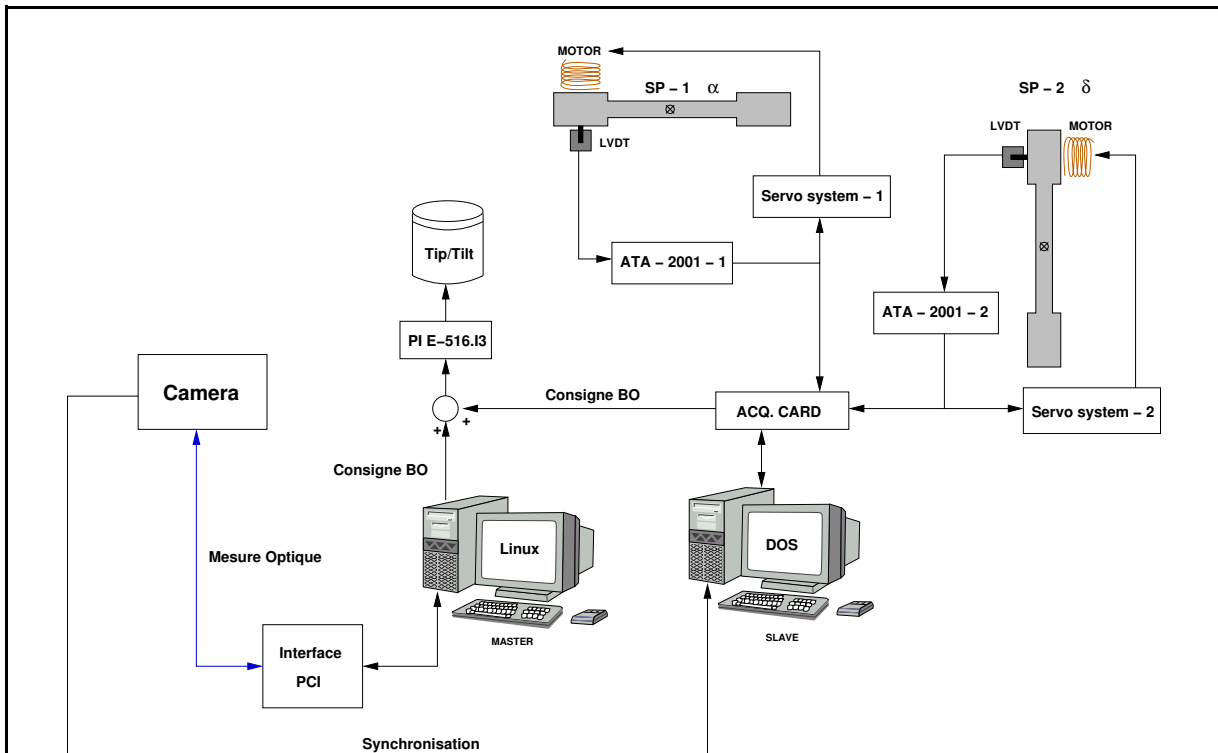


Figure IV.1 — Schéma du système de compensation des vibrations intégré à la boucle de correction du tilt atmosphérique. Les deux sismomètres pendulaires mesurent les vibrations du télescope et envoient une consigne (boucle ouverte) au miroir tip/tilt qui s'ajoute à la consigne de tilt (boucle ouverte également) venant de la mesure optique du tilt différentiel par ATTILA.

Le télescope de 1,52 m de l'OHP (OHP152) a une monture équatoriale. Le premier sismomètre est fixé sur le tube du télescope et mesure directement l'écart $\Delta\delta$ à la déclinaison δ . Le second, attaché à l'axe du mouvent diurne mesure directement l'écart ΔH à l'angle horaire H . Sur la figure IV.2, on voit les deux sismomètres pendulaires accrochés au télescope lors de nos missions d'observations à l'OHP.

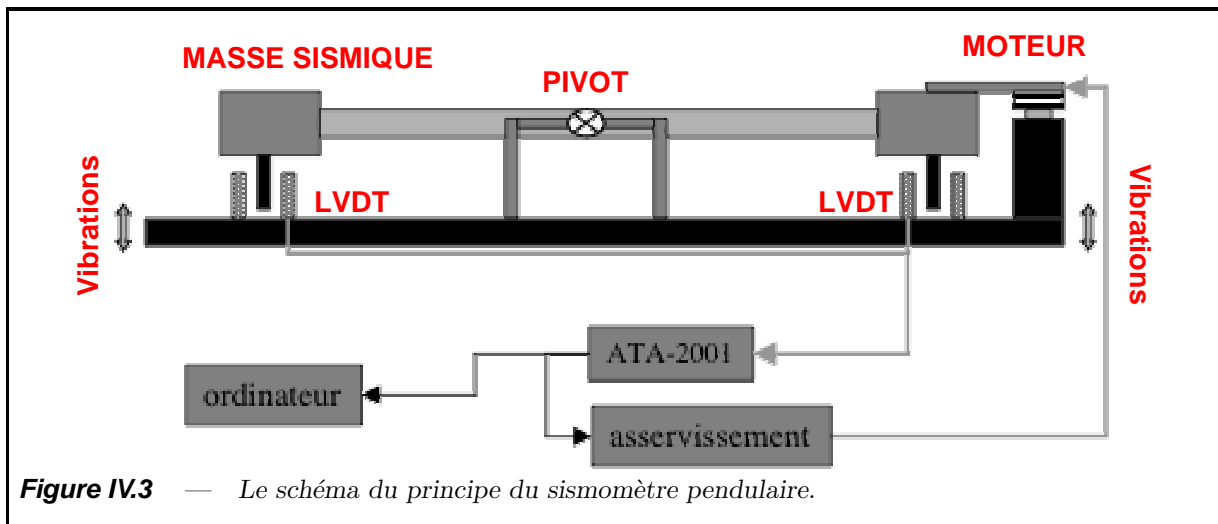


Figure IV.2 — Les deux sismomètres accrochés à leurs embases et sanglés sur le télescope 152 de l'OHP lors de ATTILA-I en Janvier 2003. A gauche, le sismomètre-2 placé sur l'axe du monde, mesure les perturbation liées à l'axe α et à droite le sismomètre-1 est disposé sur le tube de façon à mesurer les mouvements parasites provenant de l'axe δ .

IV.1.3 Principe physique

Le sismomètre pendulaire est constitué d'un barreau (la masse sismique) en équilibre sur un pivot ne lui laissant qu'un seul degré de liberté : la rotation autour de l'axe longitudinal du barreau. Lorsque l'objet sur lequel le SP est fixé se met en mouvement, le barreau va tourner autour de son axe et ainsi reproduire le changement d'angle opéré par l'objet suivant cet axe. On s'arrange dans notre cas pour fixer le SP de manière que son axe soit parallèle à un axe de rotation du télescope et ainsi on obtient directement la mesure des vibrations projetées sur cet axe. La figure IV.3 montre le principe de fonctionnement du prototype de sismomètre pendulaire.

Si le pendule était parfaitement libre de toute force, sa fréquence de résonance serait nulle mais comme tout système physique naturellement imparfait, le SP subit d'infimes frottements (notamment la résistance de l'air) et une certaine force de rappel (dominante ici) du fait de la raideur intrinsèque des pivots.



Voici la liste des éléments qui constituent le prototype de SP :

- Support mécanique : plaque de Dural à laquelle les autres éléments sont attachés.
- Masse sismique : le pendule qui est un barreau de Dural de 40 cm de longueur.
- Support élastique (pivot) définissant l'axe de rotation du pendule. Les frottements doivent être minimisés d'où la suspension par un ressort. La constante d'élasticité du pivot doit être assez faible, pour que la période de résonance du pendule soit supérieure à 10 s. Andréi Tokovinin a utilisé des pivots "lames X" de type Lucas Free-Flex Pivot.
- Deux capteurs de déplacement *LVDT* (*Linear Variable Differential Transformer*) mesurent les rotations du pendule avec une grande dynamique (12 bits) qui définit directement le niveau de sensibilité angulaire requis. Les deux *LVDT* 050 HR (fabriqués par Lucas Shaevitz) sont utilisés en série pour doubler la dynamique et leur signal est ensuite conditionné par le boîtier ATA-2001 (du même constructeur) qui délivre une tension directement proportionnelle à l'angle du SP par rapport à une position zéro.
- Moteur linéaire : constitué d'une simple bobine de cuivre dans un champ magnétique (car située dans l'entrefer d'un aimant), sa fonction est d'exercer une force additive pour contrôler la position du pendule et le ramener à sa position zéro. Cet asservissement modifie la fonction de transfert mécanique du système.
- Boîtier électronique pour l'asservissement (maintien du pendule autour de la position zéro) et l'acquisition des données.
- PC sous DOS avec carte d'entrée/sortie analogique (de type ACL-8112).

IV.2 Formalisme du système

Ce formalisme est en grande partie tiré des travaux d'A. Tokovinin, qui a inventé et développé le prototype du sismomètre pendulaire lors de son année passée à Lyon au sein de l'équipe AIRI.

IV.2.1 Equation du mouvement

Comme énoncé précédemment, le seul degré de liberté du pendule par rapport au boîtier est une rotation autour d'un axe. Soit β l'angle du pendule relatif au boîtier et α l'angle du boîtier par rapport au système inertiel. Le but du SP est d'estimer α à partir des mesures de β . L'équation de mouvement du pendule est la suivante :

$$J(\ddot{\beta} + \ddot{\alpha}) = F r \quad (\text{IV.1})$$

J est le moment d'inertie du pendule, le moment de la force est écrit sous la forme $F r$. Pour une masse parfaitement en équilibre ($F = 0$), on a $\alpha = -\beta$. Nous ne tenons compte que de la force du moteur F_m agissant sur le barreau à la distance r de l'axe et de la force correspondant à l'élasticité des pivots $F_e = E\alpha$. E étant la rigidité torsionnelle des pivots. On néglige la viscosité de l'air et les éventuels frottements causés par les *LVDT*. L'équation de mouvement Eq.(IV.1) peut aussi être écrite comme suit :

$$M(\ddot{x} + \ddot{\alpha}r) = F_m - k_1 x, \quad (\text{IV.2})$$

où $J = Mr^2$, $E = k_1 r^2$ et $\alpha = x/r$. Ce changement de notation permet d'obtenir l'angle recherché α à partir du déplacement linéaire x du pendule qui est l'observable des capteurs *LVDT*. C'est le système d'asservissement qui définit la force du moteur F_m , telle que :

$$F_m = -k_2 x - p\dot{x} - q \int x. \quad (\text{IV.3})$$

Par la suite, on notera $k = k_1 + k_2$ pour regrouper les deux termes proportionnels au déplacement. p et q sont les poids relatifs à la vitesse et l'intégrale du mouvement.

IV.2.2 Fonction de transfert électro-mécanique

Par définition, la fonction de transfert $T(\omega)$ décrit la réponse du système à un mouvement harmonique de pulsation ω et d'amplitude A . On a :

$$\alpha = A e^{i\omega t}, \quad x = X e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad T(\omega) = \frac{X}{rA}. \quad (\text{IV.4})$$

L'équation du mouvement (IV.2) prend alors la forme suivante :

$$M(-\omega^2 X - r\omega^2 A) = -kX - i\omega pX - (i\omega)^{-1}qX. \quad (\text{IV.5})$$

A partir des équations (IV.4) et (IV.5) on obtient la fonction de transfert (FT) du troisième ordre suivante :

$$T(\omega) = -\frac{1}{1 - (\omega_0/\omega)^2 - i\omega_1/\omega + i(\omega_2/\omega)^3}, \quad (\text{IV.6})$$

où $\omega_0 = \sqrt{k/M}$ est la fréquence de résonance, $\omega_1 = p/M$ est la "fréquence différentielle", et $\omega_2 = (q/M)^{1/3}$ est la "fréquence intégrale". Cette FT est semblable à celle d'un oscillateur amorti. Si les fréquences auxquelles le système est assujetti sont hautes ($\omega \rightarrow \infty$), alors : $T(\omega) \rightarrow -1$.

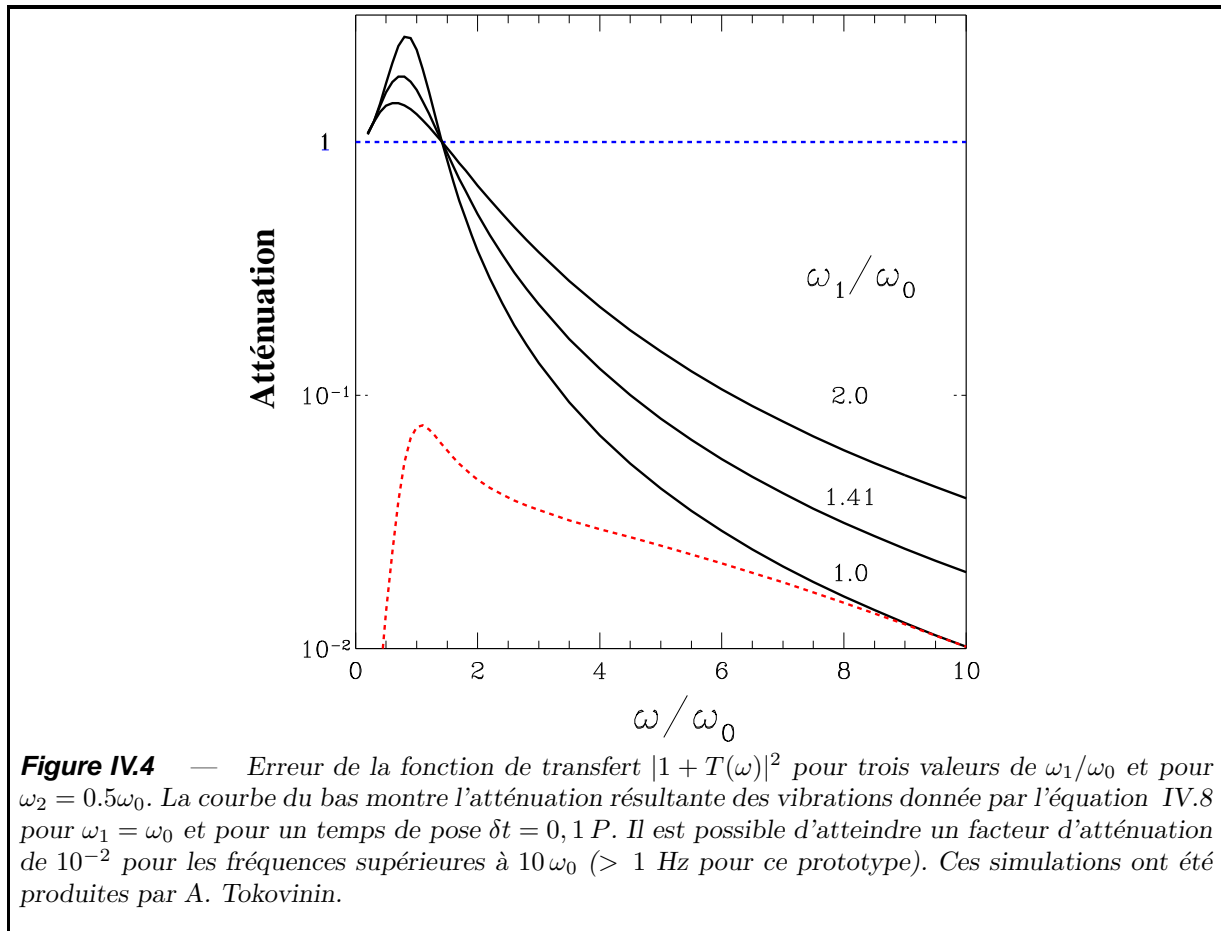
Grâce au moteur on peut diminuer la fréquence de résonance ω_0 en introduisant une perturbation de type "positive feedback" ($k_2 < 0$). Lorsque $\omega_1 = \sqrt{2}\omega_0$, l'amortissement est maximal et le module de $T(\omega)$ est proche de 1 pour les fréquences supérieures à $\omega_0/2\pi$. Le SP est donc très sensible aux vibrations dont les fréquences sont plus grandes que $\omega_0/2\pi$ car l'inertie du barreau l'empêche d'accompagner les mouvements de son boîtier (solidaire du télescope) et on mesure donc l'angle introduit : $\alpha = -\beta$.

En l'absence d'asservissement ($\omega_1 = \omega_2 = 0$), le sismomètre se comporte comme un oscillateur idéal de fréquence de résonance ω_0 et dont la fonction de transfert tend vers l'infini pour $\omega = \omega_0$. Le barreau oscille à sa fréquence de résonance définie par son moment d'inertie et l'élasticité de la suspension.

IV.2.3 Couplage avec un miroir tip/tilt

Par la suite, on aimerait compenser les vibrations par l'action d'un miroir oscillant (tip/tilt) sur le faisceau optique en lui introduisant en temps réel le signal mesuré par les sismomètres pendulaires comme consigne (boucle ouverte) comme cela est schématisé sur la figure IV.1 . L'amplitude des vibrations résiduelles (après compensation) est de $A_R = |1 + T(\omega)|$. Encore une fois, on observe les deux régimes visibles sur la figure IV.4 :

- Pour les hautes fréquences ($f > \omega_0/2\pi$), comme $T(\omega) \sim -1$, $A_R \sim 0$: le système parvient correctement à corriger les vibrations en temps réel.
- Pour les basses fréquences, le système est instable car la phase de $T(\omega)$ s'éloigne progressivement de π . Pour $\omega = \omega_0$, on a $\Phi(\omega) = \pi/2$ et l'atténuation des vibrations est nulle et les sismomètres pendulaires sont alors inutilisables.



On appelle $P(\omega)$ la densité spectrale de puissance (DSP) des vibrations angulaires du télescope. Dans le cas d'une correction partielle des vibrations par notre système (sismomètres + miroir tip/tilt), la DSP est multipliée par l'erreur de la fonction de transfert $|1 + T(\omega)|^2$. Pendant le temps de pose δt du détecteur, seules les fréquences supérieures à δt^{-1} contribuent à l'agitation des images au foyer. En fait, l'échantillonnage temporel dû aux poses discrètes du détecteur agit comme un filtre passe-haut dont la fonction de transfert $H(\omega)$ est telle que :

$$H(\omega) = 1 - \left[\frac{\sin(\omega\delta t/2)}{(\omega\delta t/2)} \right]^2 \quad (\text{IV.7})$$

Ainsi, la dispersion résiduelle des mouvements angulaires du télescope pour l'axe α a pour variance :

$$\sigma_\alpha^2 = \int_0^\infty P(\omega) \cdot |1 + T(\omega)|^2 \cdot H(\omega) d\omega. \quad (\text{IV.8})$$

Là, on ne tient pas compte de la contribution introduite par l'erreur de positionnement du miroir oscillant que l'on suppose parfait. En réalité, ce n'est pas le cas. Dans la section IV.7 je développe cet aspect et fait un bilan sur les performances de notre système

de compensation des vibrations en termes d'énergie du coeur cohérent d'une image en supposant que seules les vibrations interviennent (OA parfaite).

IV.2.4 Dimensionnement et paramétrisation

Comme pour tout système électro-mécanique, il faut dimensionner ses paramètres électriques et physiques pour obtenir la fonction de transfert désirée. La figure IV.5 montre le principe d'asservissement du sismomètre et ses paramètres physiques importants. Le moment d'inertie du barreau avec ses deux masses $M/2$ situées à la distance r de l'axe vaut :

$$J = M r^2. \quad (\text{IV.9})$$

La période propre du sismomètre peut être estimée de deux façons indépendantes :

- d'après la mesure directe de l'élasticité des pivots : $k_1 = 0,81 \text{ N/m}$, ce qui donne $T - 0 = 2\pi/\omega_0 = 2\pi/\sqrt{k_1/M} = 9,9 \text{ s}$ ($f_0 \sim 0,1 \text{ Hz}$).
- en la mesurant avec le système complet sans asservissement. A. Tokovinin a alors mesuré $T - 0 = 8,67 \text{ s}$ ($f_0 \sim 0,11 \text{ Hz}$).

L'accord entre ces deux estimations montre que les paramètres mécaniques sont assez bien connus. Ce sont les *LVDT* qui convertissent une quantité mécanique en signal électrique de tension V_x . On appelle a le coefficient des *LVDT* qui relie la tension V_x au déplacement linéaire x par la formule : $V_x = a x$ (a s'exprime en Volt par mètre). On dénomme σ_m la constante du moteur telle que $F_m = \sigma_m V_m$ qui relie la force du moteur (définie en IV.3) à la tension appliquée aux bornes de la bobine $V_m = V_x R_m/R_{nf}$. R_m est la résistance du moteur (de sa bobine) et R_{nf} est une résistance variable introduite pour diminuer l'action du moteur ($V_m \rightarrow 0$) jusqu'à retrouver la fréquence naturelle du système ($\sim 1 \text{ Hz}$ pour R_{nf} grande).

Ces composants sont visibles sur la figure IV.5 qui montre le schéma du système d'asservissement de chaque sismomètre. La constante k_2 intervenant dans le calcul de F_m vaut alors : $k_2 = a \sigma_m R_m/R_{nf}$.

Dans le cas où la force du moteur domine l'élasticité des pivots ($k_2 \gg k_1$), la fréquence de résonance f_0 est donc égale à $\sqrt{k_2/M}/2\pi$ et on introduit la "pulsation instrumentale" ω_* telle que :

$$\omega_* = \sqrt{\sigma a/M}, \quad (\text{IV.10})$$

alors la fréquence de résonance devient $f_0 = \omega_0/2\pi = \omega_* \sqrt{R_m/R_{nf}}$.

Le prototype a été dimensionné et paramétrisé pour satisfaire le cahier des charges imposé par les besoins d'*ELP-OA*. Les valeurs des paramètres du prototype sont regroupées dans la table IV.1.

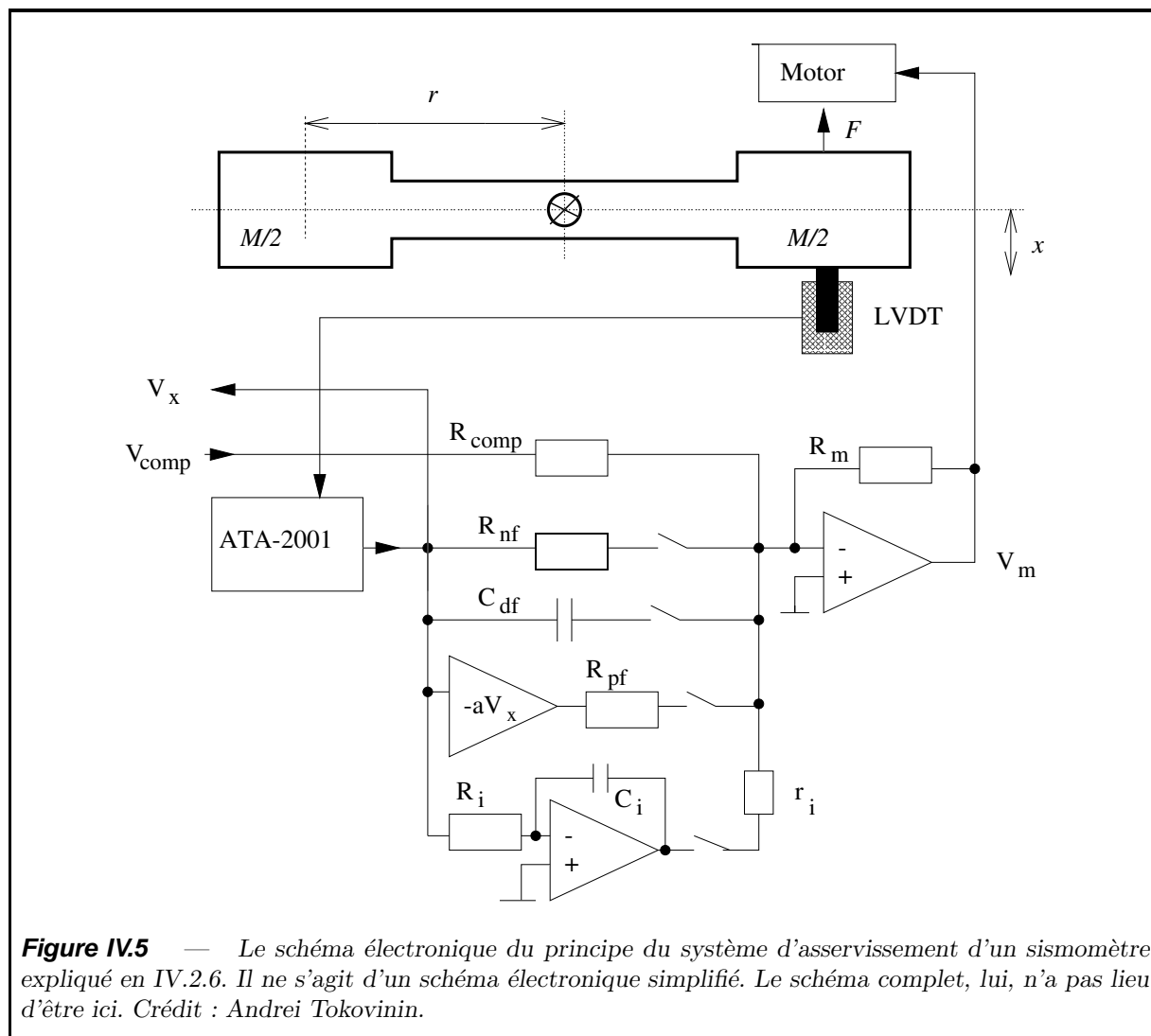


Figure IV.5 — Le schéma électronique du principe du système d'asservissement d'un sismomètre expliqué en IV.2.6. Il ne s'agit d'un schéma électronique simplifié. Le schéma complet, lui, n'a pas lieu d'être ici. Crédit : Andrei Tokovinin.

Tableau IV.1 — Valeurs des paramètres du prototype de sismomètre pendulaire.

Paramètre	Symbole	Valeur
Masse	M	2.0 kg
Rayon	r	0.20 m
Elasticité mécanique	k_1	0.81 N/m
Pulsation de résonance naturelle	ω_0	0.722 s^{-1} ($T_0 = 8.7 \text{ s}$)
Constante de <i>LVDT</i>	a	$3.579 \cdot 10^4 \text{ V/m}$
Constante du moteur	σ_m	$4.16 \cdot 10^{-3} \text{ N/V}$
Pulsation instrumentale	ω_*	9.2 s^{-1}
Pulsation différentielle	ω_1	$1.22 \text{ s}^{-1} = 1.20 \omega_0$
Pulsation intégrale	ω_2	$0.48 \text{ s}^{-1} = 0.48 \omega_0$
Constante de temps	τ	0.29 s ($\omega_0 \tau = 0.2$)

IV.2.5 Conditionnement et échantillonnage du signal

Le signal aux bornes des capteurs *LVDT* est conditionné par l'amplificateur ATA-2001 livré avec les capteurs. Celui-ci amplifie et filtre (numériquement) le signal. Il est impératif

que le gain de ce boîtier soit au maximum pour obtenir la sensibilité angulaire désirée (et obtenue avec le prototype).

IV.2.6 Asservissement

C'est un asservissement de type PID (Proportionnel Intégral Dérivée) qui ramène toujours le pendule à sa position d'équilibre grâce à la force exercée par le moteur (F_m) définie par la mesure différentielle (tension V_x) des capteurs *LVDT*. En sommant le signal des deux *LVDT*, on obtient une dynamique angulaire double comme si on utilisait les deux capteurs en série.

Les composants représentés sur la figure IV.5 servent à ajuster le régime de l'asservissement. Sans rentrer dans des détails inutiles ici, en voici une brève description :

- R_{comp} symbolise le compensateur qui sert à décaler le signal analogique monopolaire fourni par la carte (0 à 5 V) vers un signal bipolaire (-5 à +5 V).
- A droite, il y a l'amplificateur du moteur qui alimente la bobine. C'est un générateur de courant (résistance de sortie infinie) pour que le courant d'induction dans la bobine provoqué par le mouvement du pendule soit faible.
- En bas, on trouve l'intégrateur qui produit la composante intégrale de la correction PID en sortie de l'inverseur qui change le signe de V_x .
- Au centre, et à droite du conditionneur ATA-2001, le commutateur analogique symbolisé par R_{nf} (*no feedback*), C_{df} (*differential feedback capacitor*), et R_{pf} (*power feedback*) permet d'ajuster le régime de l'asservissement : rapide (pour mettre le pendule dans sa position nominale), lent, ou super lent (où R_{pf} est ajustée pour baisser au maximum la pulsation naturelle de l'ensemble).

IV.2.7 Acquisition

La carte d'acquisition (ACL-8112DG de chez ADLink technology) possède 8 entrées analogiques et un convertisseur ANALOGIQUE/NUMÉRIQUE 12 bits. La fréquence d'échantillonnage est paramétrable (grâce au *timer*). Cinq niveaux de gain sont programmés dans le logiciel, respectivement : 4.883, 2.441, 1.221, 0.610 et 0.305 mV/ADU. Deux sorties analogiques (également codées sur 12 bits) sont utilisées. L'acquisition temps réel du signal est gérée par les interruptions (IRQ ou *Interruption ReQuest*).

Pour moyenner (et donc annuler) le bruit électromagnétique à 50 Hz qui est caractéristique des installations et équipements électriques européens (220V), le prototype d'A. Tokovinin effectue quatre mesures (la fréquence réelle est de 200 Hz). Chaque mesure prend alors 1,25 μ s comme cela est schématisé sur la figure IV.6 .

Utilisant une seule carte d'acquisitions pour deux sismomètres, on effectue également quatre mesures élémentaires par sismomètre à 200 Hz mais intercalées (la fréquence réelle du programme est alors de 800 Hz). Le temps mis pour passer d'un sismomètre à l'autre n'est que de $22 \mu\text{s}$.

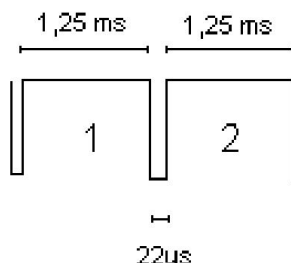


Figure IV.6 — Le temps de commutation d'un sismomètre à l'autre est de l'ordre de $22 \mu\text{s}$. Ici, deux mesures (une par sismomètre) sont symbolisées par ces deux passages à un état logique de 1 pendant 1.25 ms (correspondant à une fréquence du programme de 800 Hz). On retrouve ces fronts en bleu sur la figure IV.8 .

IV.2.8 Duplication

ELP-OA nécessite la mesure des vibrations sur les deux axes du télescope. Lorsque je suis arrivé en thèse, il fallait dupliquer le prototype de sismomètre pendulaire à l'identique en incorporant des améliorations suggérées en interne par Andréi Tokovinin avant et peu après son départ mais en gardant toutes les propriétés électro-mécaniques de son prototype.

Celui n'avait pas servi depuis plus de deux ans et il fallu le remettre en route. Malheureusement, la bobine du moteur était cassée et il fut très difficile d'en retrouver deux autres de caractéristiques semblables pour les deux sismomètres. Finalement, quatre bobines (deux pour éventuels remplacements) furent trouvées avec une résistance seulement deux fois inférieure à l'originale et de dimensions très semblables.

Ainsi, le prototype (PSP) est devenu le sismomètre n°1 (SP1) avec son clone le sismomètre n°2 (SP2). Seule la constante du moteur a été modifiée par rapport au prototype. Le tableau IV.2.8 montre les différences de paramètres entre PSP, SP1, et SP2.

Tableau IV.2 — Paramètres du moteur des deux sismomètres : la résistance est le paramètre qui diffère d'un facteur proche de deux entre le prototype, SP1, et SP2. Cette différence est compensée par un ajustement électronique sur l'asservissement.

Paramètre	Symbole	PSP	SP1 & SP2
Résistance de la bobine	R_m	$\sim 3000 \Omega$	$\sim 1600 \Omega$
Constante du moteur	σ_m	$4.16 \cdot 10^{-3} \text{ N/V}$	$\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ N/V}$

IV.3 Tests en vue d'ATTILA-I et II

Ces tests effectués au laboratoire d'électronique de l'observatoire de Lyon furent menés en toute confiance des capacités et réglages des sismomètres par rapport au prototype. En effet, nous faisons confiance aux valeurs retournées par le programme développé par Tokovinin qui utilise des facteurs d'échelle mesurés au préalable. Nous pensions que si le sismomètre était convenablement dupliqué, il donnerait les mêmes satisfactions que le prototype avec des éléments de robustesse en plus (système de blocage, etc.). Nous n'avons pas refait ces mesures et notre objectif principal était de retrouver une réponse impulsionnelle proche de celle établie par Tokovinin avec son prototype et une sensibilité du même ordre (~ 3 mas).

IV.3.1 Réponse en fréquence

Un montage électro-mécanique fut utilisé : un générateur de fréquence fournit une tension à un solénoïde qui oscille dans son barillet par induction, créant ainsi une oscillation dont on peut contrôler précisément la période et l'amplitude. On obtient alors la réponse en fréquence affichée sur la figure IV.7 . La droite qui a la plus faible pente correspond à la réponse que l'on recherche : le mode d'excitation fondamental. Sa pente devrait être de 1 si les fréquences mesurées en sortie de sismomètre sont bien celles du générateur qu'il subit mécaniquement. Ici, on a mesuré une pente de 0.88 ce qui montre que notre chaîne de mesure réduit d'environ 12% la fréquence des signaux observés. Ceci est attribué à un problème dans le traitement informatique du signal (recouvrement de spectre, etc.). La seconde droite de pente deux fois supérieure correspond au premier harmonique, excité lui aussi.

Les droites horizontales correspondent à des bruits à 13 et 18 Hz issus d'appareils électroniques situés à proximité du montage et captés par le système. Ils sont constants et indépendants de la fréquence imposée mécaniquement par le solénoïde.

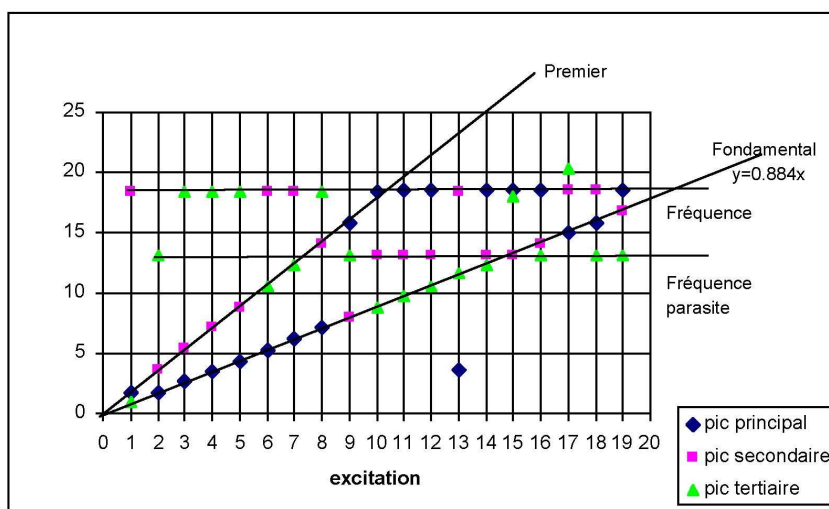
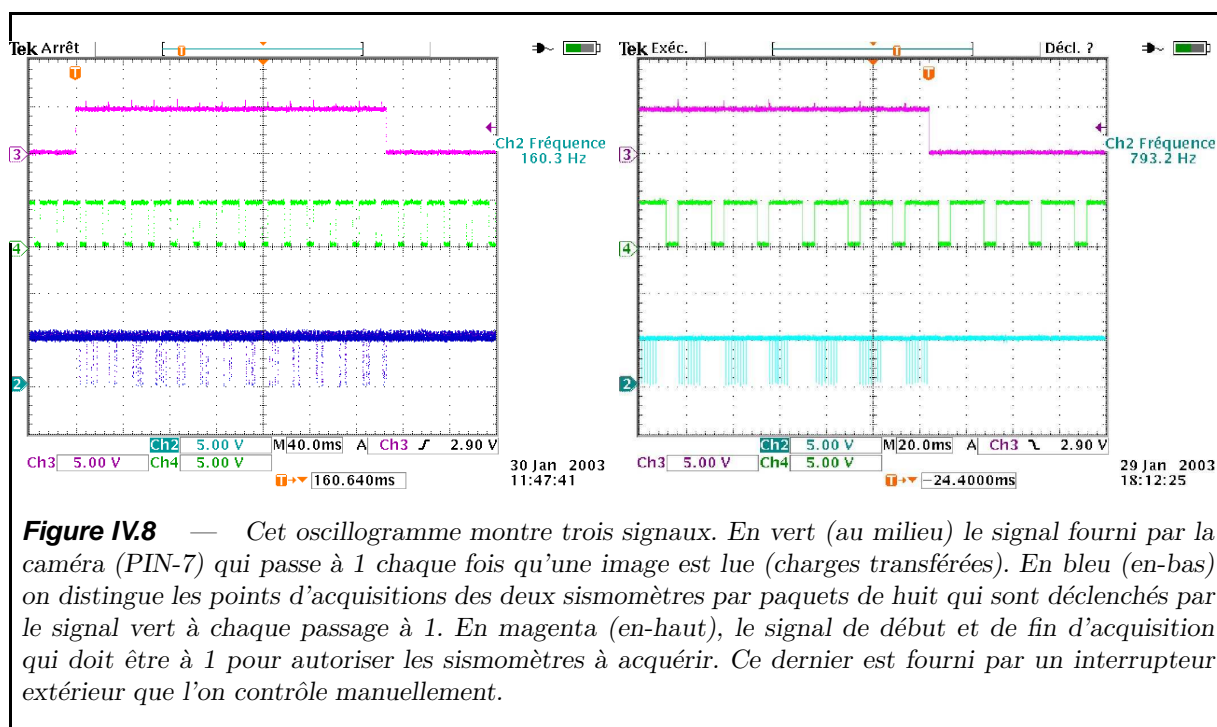


Figure IV.7 — Réponse en fréquence.

IV.3.2 Synchronisation avec la caméra

Idéalement, chacun des sismomètres doit fournir une mesure par trame de la caméra de manière à pouvoir comparer leurs données respectives vis-à-vis des images. Nous utilisons donc un signal en sortie de la caméra (PIN-7) pour déclencher chaque mesure de sismomètre. Le temps de basculement du programme d'acquisition des sismomètres est négligeable devant les temps de pose considérés quand bien même ils figent la turbulence atmosphérique.



IV.3.3 Densité spectrale de puissance

La DSP ou *PSD* (*Power Spectral Density*) est la décomposition dans le domaine de Fourier de la puissance des vibrations sur toute la bande passante ou "spectre". Elle s'exprime ici en $\text{arcsec}^2/\text{Hz}$. Si on intègre la DSP sur tout l'intervalle de fréquence, on obtient la puissance moyenne totale des vibrations mesurées par le sismomètre. La DSP est toujours positive car elle correspond à la TF de l'autocorrélation du signal soit, plus simplement, au module de la TF complexe du signal (*c.f.* Annexe A : Rappel sur les processus aléatoires.)

Soit $v(t)$ le signal vibratoire à analyser, l'amplitude des vibrations au cours du temps. Il est borné temporellement par la durée de l'acquisition T et on parle alors de $v_T(t)$ dont la transformée de Fourier s'écrit :

$$\mathcal{V}_T(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T/2}^{T/2} v(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{IV.11})$$

avec $\omega = 2\pi f$, la pulsation du signal. La transformée de Fourier inverse de $\mathcal{V}_T(\omega)$ permet de "retrouver" $v_T(t)$:

$$v_T(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{V}_T(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{IV.12})$$

D'après le théorème de Parseval, on a :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{V}_T(\omega)|^2 d\omega &= \int_{-\infty}^{\infty} |v_T(t)|^2 dt \\ &= \int_{-T/2}^{T/2} |v(t)|^2 dt, \end{aligned} \quad (\text{IV.13})$$

d'où :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \langle |\mathcal{V}_T(\omega)|^2 \rangle d\omega &= \int_{-T/2}^{T/2} \langle |v(t)|^2 \rangle dt \\ &= T\sigma_v^2, \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

et ainsi on obtient la densité spectrale de puissance (DSP) que l'on note $\mathcal{S}_v(\omega)$ et qui ne diverge pas :

$$\mathcal{S}_v(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle |\mathcal{V}_T(\omega)|^2 \rangle. \quad (\text{IV.15})$$

σ_v^2 est la variance totale du signal, soit la somme des contributions de chaque bande spectrale telle que :

$$\sigma_v^2 = \int \mathcal{S}_v(\omega) d\omega. \quad (\text{IV.16})$$

$|\mathcal{V}_T(\omega)|^2$ est la densité spectrale d'énergie (DSE) exprimée ici en $\text{arcsec}^2/\text{Hz}^2$. On comprend ici que pour obtenir la DSP, il faut normaliser la DSE par la fenêtre temporelle du signal (temps d'acquisition T) comme le montre l'équation IV.15.

IV.4 Améliorations et tests en vue d'ATTILA-III et plus

Compte tenu des problèmes rencontrés avec les sismomètres lors de la première campagne d'observations ATTILA-I et leur manque de caractérisation, faute de temps, avant la mission, nous avons décidé d'entreprendre de nombreux tests et plusieurs améliorations. Je définis donc ici les spécifications indispensables au bon déroulement des futures expériences.

IV.4.1 Robustesse

Le prototype de Tokovinin a donné entière satisfaction quant à ses performances mais sa fragilité ne permet pas des utilisations répétées dans tous les sens et de supporter les chocs subis lors de sa manutention ou de son transport. Pour cela nous avons implanté un système de blocage automatisé d'après les recommandations de *Tokovinin*. En effet les pivots se déforment et/ou cassent facilement si le système n'est pas bloqué. Cependant, ce système n'a pas été fiable à 100% et les pivots ont été détériorés. Il faut absolument trouver une solution qui améliore la robustesse des sismomètres qui subissent tous les mouvements de pointage du télescope et sont voués à une utilisation fréquente.

IV.4.2 Etalonnage en amplitude

Avant de partir en mission, il faut impérativement s'assurer que la sensibilité angulaire des sismomètres est celle recherchée. Lors de la campagne *ATTILA-I*, ce paramètre avait été dérégulé et la perte de sensibilité était respectivement d'un facteur 13 et 20 pour SP1 et SP2. Il faut donc procéder à un étalonnage en amplitude en mesurant la tension fournie par les capteurs *LVDT* en fonction d'un déplacement physique connu introduit par l'action d'une vis micrométrique contre le pendule. Ainsi, nous avons rétabli l'échelle de sensibilité angulaire des sismomètres à la valeur maximale utilisée par le prototype de Tokovinin, à savoir : 35.6 V/mm (au lieu de 35,79 V/mm). En pratique, il s'agit de presser sur les boutons fléchés du conditionneur ATA-2001 jusqu'à obtenir la tension maximum (20 unités arbitraires sur l'affichage LCD).

IV.4.3 Equilibrage et orientation

L'équilibrage du pendule est également un point critique. Il faut absolument qu'il soit réalisable en un temps raisonnable en cas de problème (quelques heures au maximum) et fiable dans le temps et l'espace. En effet, il est important que la course mécanique du pendule soit ajustée physiquement sur la course numérique des capteurs de déplacement sans quoi :

- le pendule peut arriver en butée mécanique, rebondir, et complètement fausser les mesures.
- les mesures sont saturées si les vibrations entraînent le pendule au-delà du domaine de fonctionnement des capteurs.

L'équilibre, autrement dit la position au repos du pendule doit être la même quelle que soit l'orientation physique du système par rapport à la gravité. Il faut donc s'assurer que le centre de gravité du système est exactement sur son axe de rotation. On procède par approximations successives en vissant ou dévissant de petites vis plombées aux extrémités du barreau.

IV.4.4 Fonctionnement et synchronisation

On veut pouvoir étudier les mouvements mécaniques parasites du télescope indépendamment de la turbulence atmosphérique. Il n'est pas nécessaire d'associer chaque point de mesure des sismomètres à une image de la caméra car ainsi, si l'on augmentait le temps de pose δt du détecteur (pour des raisons de flux insuffisant par exemple), on perdrait toute sensibilité pour les fréquences plus grandes que $1/2\delta t$. Il est préférable de laisser les sismomètres acquérir librement à leur vitesse (100 Hz, 50 Hz chacun), pourvu que celle-ci soit constante en s'assurant que l'horloge de l'ordinateur ne dérive pas significativement pendant l'acquisition d'une séquence d'images pouvant aller jusqu'à 5 minutes (la dérive doit donc être inférieure à 1 milliseconde par minute pour que son amplitude au total soit du même ordre que le bruit *RMS* sur la mesure). En revanche, il est impératif d'avoir une référence temporelle commune pour les sismomètres et le détecteur. Pour cela, on utilise un signal fourni par la caméra dont l'état logique passe à 1 lorsque la caméra transfère la première trame et repasse à 0 lorsque la caméra a terminé de transférer la dernière trame.

IV.4.5 Caractérisation et tests

Un banc de test à été implanté au service électronique de l'observatoire. Il s'agit d'une planche de bois (rigide) sur laquelle est fixé un solénoïde dont le mouvement entraîne celui de la planche. Un générateur de basses fréquences (GBF) fournit une tension (sinusoïdale ou carrée) de fréquence connue et actionne le solénoïde. Les vibrations excitent le(s) sismomètre (s) placé(s) sur la planche.

- Avant toute chose, vérification de la calibration en amplitude. La dynamique en gain des *LVDT* (*span*) doit être au maximum sans quoi toutes les mesures seraient effectuées avec une sensibilité réduite (*c.f.* section IV.4.2).
- Mesure de la période propre d'oscillation du pendule (sans asservissement) et comparaison avec la valeur théorique donnée par les paramètres physiques du sismomètre (essentiellement m et k_1 de l'équation IV.2).
- Modélisation de la fonction de transfert et comparaison avec les mesures. Pour cela il faut fournir une impulsion très courte au système. Notre GBF permet de créer une fonction porte de un centième de seconde ce qui doit nous permettre de confronter expérimentalement cette réponse impulsionnelle à la FT théorique (équation IV.6).
- Optimisation de la FT pour obtenir le même domaine de sensibilité que le prototype : [$\sim 0,30$ Hz]. Pour cela, on fait varier les paramètres de l'asservissement du pendule par le moteur (Potentiomètre et capacitance qui fixent la valeur de k_2). La période d'amortissement fixe la limite de sensibilité vers les basses fréquences.
- Mesure du bruit RMS (il était de 3 mas pour le prototype).

- Réponse (linéarité) en fréquence : on fait varier la fréquence de la tension fournie par le GBF et on s'assure que les fréquences d'excitation et mesurées sont bien les mêmes sur tout l'intervalle spectral [$\gtrsim 0$ Hz, 30 Hz].
- Réponse en amplitude : à plusieurs fréquences données [0.5, 1, 3, 5, 7, 10, 15, 20, 25 Hz], on fait varier la valeur de la tension d'excitation (effet relatif sur l'amplitude des vibrations). Il est fort possible que l'amplitude mesurée par les sismomètres ne soit pas exactement proportionnelle à l'amplitude d'excitation car la planche a sa propre fonction de transfert qui introduit un amortissement fonction de la fréquence. Mais ce test est très pertinent pour la comparaison des sensibilités relatives des deux sismomètres.
- Limites de sensibilité : vers les hautes fréquences, on a volontairement limité la sensibilité des sismomètres à 60 Hz par un filtre passe-bas pour éviter toute contribution électronique parasite au bruit de mesure. On modère également à 50 Hz la fréquence d'acquisition des sismomètres ($\rightsquigarrow f_c = 25$ Hz) car on suppose qu'au delà de 30 Hz le télescope ne se comporte plus comme un seul corps solide et les mesures des sismomètres n'auraient plus de sens physique. En revanche, on désire mesurer les vibrations de très basses fréquences dont l'amplitude est réputée plus forte et qui affecte réellement nos images. Pour cela, à 10 Hz (fréquence pour laquelle on sait que le système fonctionne bien), il faut baisser progressivement l'amplitude d'excitation jusqu'à faire disparaître sa raie associée sur le spectre de puissance de la séquence de mesures. C'est le bruit *RMS* qui doit normalement fixer cette limite. Ensuite, il faut répéter le test en baissant à chaque fois la fréquence d'excitation et regarder dans quel intervalle la limite de sensibilité est la même. Le domaine de fonctionnement utile du système est renseigné par l'intervalle spectral pour lequel la limite de sensibilité est imposée par le bruit *RMS* de 3 *mas*. Au-delà de cet intervalle, l'atténuation de la fonction de transfert est telle que tout signal est ramené en dessous du bruit *RMS*.
- Rapport signal sur bruit (S/B) : même test que le précédent mais en fixant l'amplitude à environ 100 *mas*, on mesure l'évolution du S/B en fonction de la fréquence.

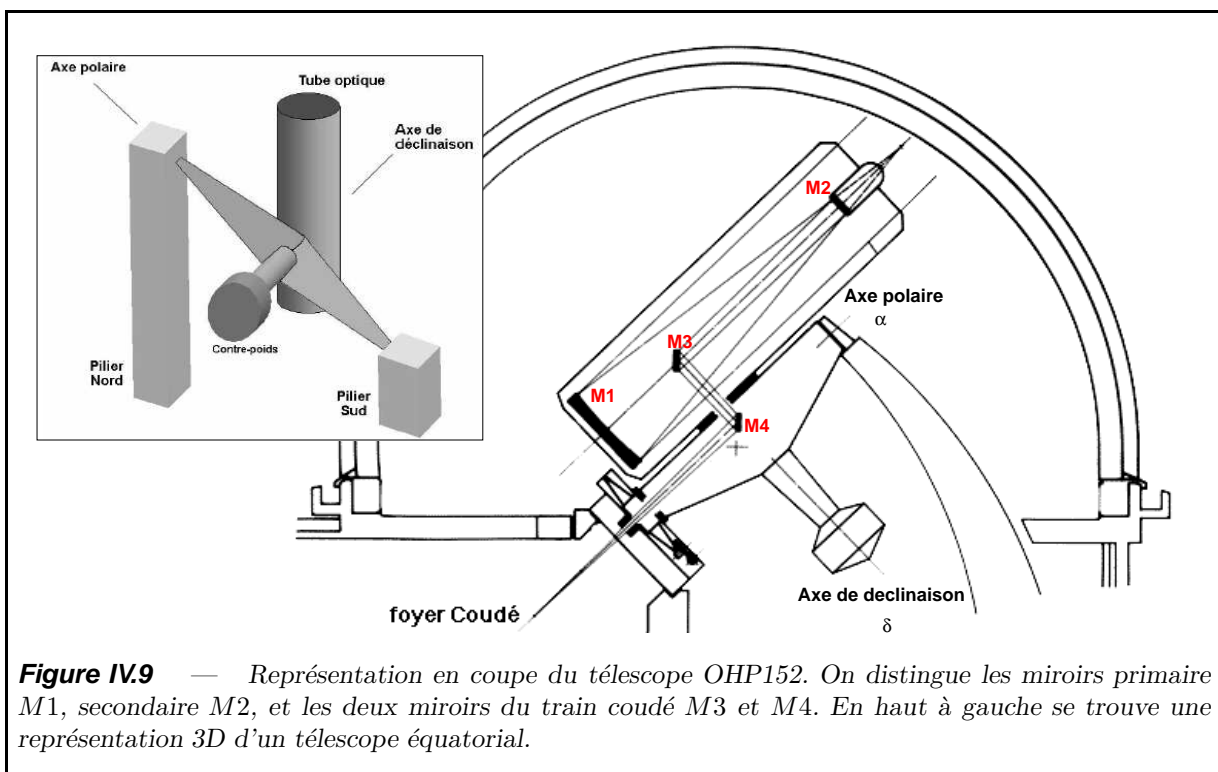
Tous ces tests doivent être effectués simultanément pour les deux sismomètres de manière à pouvoir les comparer avec les mêmes conditions observationnelles. La planche est suffisamment grande pour accueillir les deux sismomètres. Il est indispensable de répéter chacun des test énoncés ci-dessus en tournant les sismomètres (simultanément) de 45, 90, 135, 180° selon deux axes pour veiller à ce qu'ils fonctionnent bien dans les positions extrêmes et intermédiaires du télescope. Puis, il faut à nouveau effectuer les test "à plat" et vérifier que la répétabilité est satisfaisante.

IV.5 Remplacement des pivots "x" par des roulements à billes ?

Pour pallier les problèmes de robustesse de l'axe de rotation des sismomètres (trop fragile avec les pivots en "x") et d'équilibrage énoncés dans les sections IV.4.1 et IV.4.3,

M. Chatagnat du service mécanique de l'observatoire a suggéré l'utilisation de petits roulements à billes. Deux de ces roulements de 5 mm de diamètre ont été montés sur SP2 afin d'en tester les éventuels bénéfices sur les performances. Aujourd'hui, il m'est difficile de trancher quant à l'adoption ou non des roulements comme solution pérenne car les tests ont révélé des comportements pour lesquels nous n'avons pas encore d'explications. En effet, les roulements introduisent forcément des frottements mais n'ont aucune force de rappel (élasticité nulle). La fonction de transfert mécanique du système s'en trouve modifiée. Or nous observons un régime oscillatoire entretenu comme si une force de rappel agissait sur le pendule quand bien même nous pensons l'avoir correctement équilibré (centre de gravité au niveau de l'axe de rotation pour éviter son décalage lorsque le pendule s'en écarte). De même, la période d'oscillation propre $T_0 = 2\pi\sqrt{M/k}$ devrait être très longue car $k \sim 0$ et pourtant nous observons une période propre d'environ cinq seconde, soit presque la moitié de celle obtenue avec les pivots élastiques! Cependant, la solution "avec roulements" est élégante mécaniquement car le système compliqué de ressorts mis en place par Tokovinin a été ôté et l'équilibrage devient plus simple à réaliser. Il faudrait néanmoins employer des roulements de meilleure qualité (car ceux-ci ne disposent pas d'un équilibrage rigoureux) et optimiser les paramètres électroniques de l'asservissement pour retrouver une fonction de transfert semblable à celle du prototype et/ou satisfaisant le cahier des charges imposé par ELP-OA.

IV.6 Projection des mesures des sismomètres sur les axes du détecteur



Le *tilt* atmosphérique est déterminé sur les images en calculant leurs centres de gravité projetés sur chacun des axes (X,Y) du détecteur. Ces axes ne correspondent pas à (α, δ)

pour lesquels les vibrations sont mesurées. Pour pouvoir comparer les effets des vibrations sur les images relativement à celui du *tilt* atmosphérique, il faut effectuer une transformation pour ramener les vibrations dans le repère terrestre du détecteur. Nous savons également qu'au foyer coudé d'un télescope équatorial tel qu'OHP152, le champ tourne en fonction du temps autour de l'axe du monde α . La transformation à appliquer sera donc fonction du temps.

On se place donc dans un repère terrestre (celui du détecteur) à savoir $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ où \mathbf{i} est un vecteur unitaire qui pointe vers le Sud, \mathbf{j} vers l'Est et \mathbf{k} vers le zénith. Le plan du détecteur (X, Y) est définie par $(1, 0, 1)$ dans le repère $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ car X est colinéaire avec \mathbf{i} , Y avec \mathbf{k} , et Z le vecteur de propagation avec \mathbf{j} (voir configuration optique d'ATTILA (chapitre II)).

Soit \mathbf{U} le vecteur de pointage du télescope vers un objet céleste de coordonnées (α, δ) qui dépend de la latitude λ du lieu d'observation et qu'on exprime en fonction de l'angle horaire $H = TS - \alpha$ (TS étant le temps sidéral).

Puis, il faut trouver comment \mathbf{U} est "vu" par le détecteur à travers le télescope et ATTILA. On définit donc les opérateurs \mathcal{T} et \mathcal{A} qui transforment \mathbf{U} en $\mathcal{D} = \mathbf{U} \cdot \mathcal{T} \cdot \mathcal{A}$, on a :

$$\mathcal{D} = \underbrace{\begin{pmatrix} \sin \lambda \cos \delta \cos H - \cos \lambda \sin \delta \\ -\cos \delta \sin H \\ \cos \lambda \cos \delta \cos H + \sin \lambda \sin \delta \end{pmatrix}}_{\mathbf{U} \text{ (pointage)}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \delta \cos H & -\sin \alpha & -\sin \delta \cos H \\ \cos \delta \sin H & \cos H & -\sin \delta \sin H \\ \sin \delta & 0 & \cos \delta \end{pmatrix}}_{\mathcal{T} \text{ (télescope)}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \lambda & 0 & -\sin \lambda \\ -\sin \lambda & 0 & \cos \lambda \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}}_{\mathcal{A} \text{ (ATTILA)}} \quad (\text{IV.17})$$

Il faut également projeter la verticale sur les images. Pour cela il suffit de calculer \mathcal{D} pour \mathbf{U} en direction du zénith soit pour $\delta = 0$ et $H = 0$. Cela revient à multiplier les opérateurs de transformation du télescope et d'ATTILA par le vecteur $\mathbf{v} = (0, 0, 1) \forall \lambda$. Ainsi, on a :

$$\mathcal{V} = \mathcal{T} \cdot \mathcal{A} \cdot \mathbf{v} \quad (\text{IV.18})$$

IV.7 Contraintes pour l'utilisation d'un miroir tip/tilt

IV.7.1 Consigne

Le seul moyen de corriger les vibrations par un asservissement en “boucle fermée” (BF) serait d'effectuer en temps réel une compensation mécanique des vibrations, avoir une action de *feedback* sur le télescope. Ceci pourrait être fait par le déplacement commandé d'une masselotte appropriée sur chaque axe. Le mouvement de la masselotte, en opposition de phase par rapport aux vibrations aurait un effet destructeur sur celles-ci et les “annulerait” partiellement. Le sismomètre correspondant en mesurerait les résidus, écarts à la position nominale dont serait déduit la prochaine position de la masselotte et ainsi de suite. (idée et discussion interne avec M. Tallon, 2001). Cette solution me paraît difficile à mettre en œuvre dans le cadre d'ATTILA mais pourrait être étudiée pour la suite et notamment ELP-OA.

Pour ATTILA, on décide de compenser les vibrations de façon optique par l'action d'un miroir (le miroir tip/tilt) positionné sur une plate-forme pivotante sur deux axes. On est en régime de “boucle ouverte”(BO) et la consigne angulaire (compensation des vibrations) provenant des mesures des sismomètres est ajoutée à la consigne angulaire provenant du calcul de centre de gravité sur les images fournies par la caméra (compensation du *tilt* atmosphérique seul). Nous avons arrêté notre choix sur la plate-forme tip/tilt PI S-330 de chez Physik-Instruments car elle correspondait à nos besoins en termes de diamètre, course angulaire, résolution, bande-passante, et coût.

IV.7.2 Dynamique angulaire

La course de notre miroir tip/tilt est de ± 1 mrad. Dans la section II.2.3.3, j'ai dimensionné le faisceau collimaté d'ATTILA pour que la course de notre miroir tip/tilt suffise à corriger le *tilt* atmosphérique dans 99,9993 % des cas (en effet, pour notre grandissement, la course de ± 1 mrad correspond à $\pm 4,5\sigma_\theta$ sur le ciel). Pour ce qui est des vibrations du télescope, la course totale du miroir tip/tilt n'est pas le problème majeur car elle englobe largement toutes les vibrations issues du guidage du télescope dont on sait que l'amplitude est de l'ordre de 50 à 100 *mas*.

IV.7.3 Bande passante et linéarité

En revanche il est crucial que le miroir se positionne correctement rapidement et “du premier coup” car on est ici en boucle ouverte et on n'a pas de moyen de contrôler l'état angulaire exact du miroir. Notre plate-forme tip/tilt est actionnée par des moteurs piézoélectriques dont la réputation de linéarité est médiocre (effets non-linéaires $\sim 20\%$).

Fort heureusement, les moteurs piézoélectriques de la plate-forme tip/tilt ont un système d'asservissement interne qui permet d'améliorer la linéarité jusqu'à obtenir $\pm 2\%$ de la consigne (typ.), sachant que lorsque cette boucle interne est fermée la résolution

physique du système est de $0,1 \mu\text{rad}$ correspondant à $0,3 \text{ mas}$ sur le ciel. La précision de répétabilité sur la course totale est de $\pm 2 \mu\text{rad}$ soit une déviation de $6,5 \text{ mas}$ sur le ciel. Rappelons nous alors que la dimension de la tache d'Airy à 550 nm est de 92 mas .

La bande passante dépend directement de l'amplitude des déplacements consignés aux miroir tip/tilt. Du fait des valeurs nominales du *tilt* atmosphérique ($\sigma_\theta \simeq \text{course de } M_{TT}/5$), les déplacements demandés sont d'assez faible amplitude. Cela devrait assurer une bande passante d'environ 50 Hz . Nous devrions donc être limité par la fréquence trame de la caméra et le temps de pose utilisé ($\tau_i \geq 25 \text{ ms}$).

IV.8 Conclusion

Suite aux problèmes mécaniques (robustesse, équilibrage) et aux dérèglements électroniques (échantillonnage/sensibilité, synchronisation), j'ai identifié une liste de tests à effectuer et de conditions à remplir pour que les sismomètres soient pleinement utilisables pour les missions à venir. Néanmoins, on verra au chapitre suivant que même dérèglés, les sismomètres dans leur état lors d'ATTILA-II nous permettent de confirmer les mesures effectuées en 1999 par Tokovinin sur le même télescope. En effet, nous détectons en α une raie à 3.3 Hz correspondant à une vibration de quelques dizaines de *mas* d'amplitude lorsque la coupole est ouverte et que le moteur de suivi fonctionne. C'est très encourageant car cela nous permet de montrer :

- que le régime vibratoire du télescope est toujours le même alors que le moteur a été remplacé depuis 1999.
- que les vibrations sont responsables d'une part significative de l'erreur de mesure obtenue sur le *tilt* (voir chapitres suivants).
- que potentiellement, nous pourrions améliorer les résultats obtenus dès que les sismomètres seront parfaitement opérationnels et robustes.

En somme, les sismomètres développés au CRAL sont d'admirables outils dotés d'une précision extraordinaire. Ils sont souhaitables pour améliorer la précision de mesure obtenue avec ATTILA et indispensables pour gagner un ordre de grandeur avec les lasers et le futur démonstrateur d'ELP-OA. Je suis certain que de tels systèmes pourraient être utilisés pour caractériser et corriger des vibrations sur d'autres télescopes, notamment dans le cadre de l'OA à très haut Strehl actuellement en étude par plusieurs groupes de recherche.

Chapitre Cinq

Observations avec ATTILA, mesure de la relation $\theta = f(\Delta\theta)$, et perspectives futures

Toute cette thèse et plus largement le projet *ELP-OA* réside dans notre habilité à mesurer précisément le mouvement relatif entre deux images de longueurs d'onde différentes. Il est donc essentiel de savoir déterminer le mieux possible la position instantanée d'une image étalée sur la matrice de pixels du détecteur. On parle alors de centre de gravité (ou barycentre) de l'image. Dans ce chapitre, je commence par décrire la méthode d'estimation des centres de gravité et les biais et bruits qui lui sont associés. Je parle ensuite des observations que nous avons menées et j'explique la méthode que l'on a adaptée pour le pré-traitement des données. Enfin, j'expose les résultats issus des premières campagnes de mesures d'*ATTILA* à l'Observatoire de Haute Provence (OHP).

V.1 Description du centre de gravité

En optique, les longueurs d'onde sont trop courtes pour envisager de détecter la phase du front d'onde incident. La quantité à laquelle on a accès est la distribution d'intensité d'une image ou le module au carré du champ complexe soit :

$$\mathcal{I}(x, y) = |\Phi|^2 \quad (\text{V.1})$$

La définition du centre de gravité dans la direction \boldsymbol{x} d'une image est la suivante :

$$x_0 = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} x \cdot \mathcal{I}(x, y) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{I}(x, y) dx dy} \quad (\text{V.2})$$

Ceci correspond au moment d'ordre 1 de la projection de $\mathcal{I}(x, y)$ sur \boldsymbol{x} :

$$\begin{aligned}
x_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{I}(x, y) dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{I}(x, y) dx dy} dx, \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot f(x) dx, \\
&= \mathcal{M}_1[f(x)]
\end{aligned}
\tag{V.3}$$

où $f(x, y)$ est la densité de probabilité de présence des photons sur le détecteur. $f(x)$ correspond donc à l'intensité normalisée et projetée sur x .

On voit qu'un pixel a d'autant plus d'influence sur l'estimation du centre de gravité (x_0) d'une image que sa position (x) est éloignée car son "bras de levier" est plus important. Si tout va bien (que rien ne biaise la mesure), l'intensité des pixels décroît à mesure que leur distance du centre de l'image augmente. Si l'image est tronquée spatialement, on ne peut pas connaître la valeur des pixels situés au delà de la troncature.

Les CCD comportent parfois des pixels plus bruités que la moyenne avec un niveau de signal anormalement élevé (pixels "chauds"). Si de tels pixels se trouvent dans la fenêtre de calcul (champ considéré autour du centre de l'image moyennée au cours du temps), ils vont sévèrement décaler vers eux le centre de gravité et fausser la mesure. Le même effet peut être causé par la présence d'un reflet parasite imagé à proximité de l'image d'intérêt ou par les autres images de l'expérience qui peuvent se chevaucher. Le CDG est donc un estimateur fortement sujet aux biais d'ordre spatial car il n'en tient pas compte. Il faut impérativement éviter au maximum d'introduire ce genre de biais lorsque c'est possible à moins de montrer que leur effet est négligeable dans le budget d'erreur.

V.2 Biais et bruits

Dans cette section, je relate de tout ce qui peut baisser le rapport signal sur bruit, autrement dit la précision de la mesure. Il est important de souligner que les biais peuvent être (imparfaitement) corrigés alors que les bruits, eux ne peuvent être que rendus négligeables devant un signal fort mais jamais corrigés!

V.2.1 Bruit de photons

La nature corpusculaire de la lumière composée de particules (photons) qui frappent aléatoirement le détecteur dans le temps et l'espace apporte un bruit statistique poissonien sur le flux présent d'une pose à l'autre (temps d'intégration fini) ainsi que sur la distribution spatiale sur laquelle ce flux est réparti. L'effet temporel n'a pas d'incidence sur le calcul du centre de gravité d'une image puisque l'on considère le flux présent dans chaque pose indépendamment (on normalise par l'intensité totale contenue dans l'image).

D'après l'équation V.3 et pour un nombre de photons total N_{ph} contenu dans une image, on définit la moyenne de l'estimateur \tilde{x}_0 comme :

$$\langle \tilde{x}_0 \rangle = \frac{1}{N_{ph}} \sum_{i=1}^{N_{ph}} x_i, \quad (\text{V.4})$$

x_i étant la coordonnée spatiale du photon i suivant \mathbf{x} . La variance de l'estimateur vaut alors :

$$\begin{aligned} \sigma_{\tilde{x}_0}^2 &= \langle \tilde{x}_0^2 \rangle - \langle \tilde{x}_0 \rangle^2 \\ &= \frac{1}{N_{ph}} \sum_{i=1}^{N_{ph}} \sigma_{x_i}^2 \\ &= \frac{1}{N_{ph}} \mathcal{M}_2[f(x)] \end{aligned} \quad (\text{V.5})$$

La valeur du rapport signal sur bruit obtenu par la méthode du centre de gravité en l'absence de bruit (autre que le bruit de photons) et de biais équivaut donc à la variance spatiale de l'image (on prend ici sa largeur à mi-hauteur $FWHM$) divisée par le nombre de photons que cette image comporte. On a :

$$S/B = \frac{FWHM_{\text{image}}}{\sqrt{N}} \quad (\text{V.6})$$

V.2.2 Fenêtrage

Théoriquement $\mathcal{I}(x, y)$ s'étale à l'infini. Le détecteur ayant une taille finie, on n'a pas exactement accès $\mathcal{I}(x, y)$ qui s'en trouve tronquée ou "fenêtrée" par les bords du capteur. Dans le cas d'*ATTILA*, le miroir de champ cause également un fenêtrage en amont dans le plan image.

V.2.2.1 Limites physiques du détecteur

Les images qui s'étalent théoriquement à l'infini sont tronquées par les bords des détecteurs qui ont des dimensions physiques limitées. Ceci aurait pour effet de biaiser la mesure du CDG des images. Dans le cas d'*ATTILA*, c'est le fenêtrage imposé par le diaphragme de champ qui prévaut et les fenêtres considérées pour le calcul du CDG ne sont jamais tronquées par les bords du *CCD*.

V.2.2.2 Diffraction par le diaphragme de champ

ATTILA comporte un diaphragme de champ. C'est le premier élément optique (miroir plan percé) qui assure cette fonction. On a vu précédemment que cela comportait des avantages et des inconvénients. Ici, on s'intéresse au biais qu'il introduit :

- Il tronque l'image, atténue le flux inégalement car le faisceau n'est jamais parfaitement centré sur le trou. Ceci a pour effet de décaler le CDG à moins de recentrer la fenêtre de calcul autour du centre dynamique de l'image.
- Il provoque des réflexions parasites car la partie tronquée du faisceau turbulent peut se réfléchir sur les parois du trou et être ré-injectée sous forme de reflets et/ou *aigrettes* de diffraction. Il ne faut pas que ces éventuelles taches lumineuses soient prises en compte pour le calcul du CDG.

Pour ne pas prendre en compte ces deux biais, il faut réduire sensiblement la fenêtre de calcul autour du photo-centre de l'image. On verra plus loin que la taille de la fenêtre de calcul influe sur la précision de la mesure du CDG et qu'il faut donc *a contrario* prendre la plus grande fenêtre possible, à savoir celle pour laquelle la dispersion des mesures est la moins importante.

V.2.3 Bruits numériques

V.2.3.1 Bruit numérique spatial : BNS

Un autre bruit est lié aux nombre fini d'éléments de résolution du détecteur. En effet, le capteur CCD est une matrice de pixels non ponctuels qui échantillonnent spatialement $\mathcal{I}(x, y)$. Il y a donc une perte d'information pour les fréquences spatiales élevées. Même si on applique le critère de Shannon (deux pixels linéaires minimum consacrés à la *FWHM* de chaque image), on introduit un biais car on ne connaît pas les coordonnées d'un photon incident à mieux qu'un demi pixel. Dans le cadre d'*ATTILA*, on est largement sur-échantillonné pour le CDG puisque plusieurs dizaines de pixels échantillonnent les images brouillées par la turbulence atmosphérique.

D'après Vaillant (2002), la distribution d'intensité est convoluée par une fonction "pixel" $p(x, y)$. Ainsi, pour des pixels de dimensions $c \times d$, on obtient la distribution d'intensité échantillonnée $I_{i,j}$ telle que :

$$I_{i,j} = (\mathcal{I} \star p)(i \times c, j \times d)$$

$$\text{avec } p(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } |x/c| < 1/2 \text{ et } |y/d| < 1/2 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (\text{V.7})$$

En utilisant les formules qui relient le moment d'ordre n d'une fonction avec la dérivée partielle à l'origine de sa transformée de Fourier, Vaillant obtient :

$$\langle \tilde{x}_{0,BNS} \rangle = \mathcal{M}_1[f] = x_0 \quad (\text{V.8})$$

La moyenne de l'estimateur n'est pas affectée par le BNS.

$$\sigma_{\tilde{x}_{0,BNS}}^2 = \frac{1}{N_{ph}} \left[\mathcal{M}_2[f] + \frac{c \times d}{12} \right] = \sigma_{\tilde{x}_0}^2 + \sigma_{BNS}^2 \quad (\text{V.9})$$

La variance de l'estimateur est augmentée d'un terme $\sigma_{BNS} = c^2/(12N_{ph})$ par le BNS et bien sûr, plus les pixels sont grands plus σ_{BNS} sera grand également.

Tout comme lui, je suppose pour cela que la réponse du détecteur est homogène à l'intérieur d'un pixel. Cela est probablement inexact mais c'est très difficile à vérifier expérimentalement : il faudrait déplacer en \mathbf{x} et \mathbf{y} un point source dont la taille serait largement inférieure à c devant plusieurs pixels pour obtenir la carte de sensibilité intra-pixel. Je pense que c'est inutile dans le cadre d'ATTILA (à voir pour ELP-OA).

V.2.3.2 Bruit numérique d'amplitude : BNA

L'amplitude du signal photonique au sein de chaque pixel est également digitalisée ou codée sur un nombre de *bits* fini correspondant à la résolution numérique du convertisseur analogique/numérique du détecteur. Comme je l'ai expliqué dans le chapitre III, si ce nombre de *bits* est suffisant pour avoir près de 2 ADU/e⁻ alors la contribution du BNA dans le budget d'erreur sera négligeable. C'est le cas pour l'utilisation que l'on fait de la *Cascade* : 650.

V.2.4 Effet des bruits additifs : BA

Ce sont les bruits issus du détecteur qui sont décorélés du niveau d'intensité du signal comme les bruits numériques et le bruit de lecture et le courant d'obscurité. Pour ces bruits, on peut écrire que la moyenne sur les pixels du produit de l'intensité du signal par celle d'un bruit additif est nulle :

$$\langle I_{i,j} \cdot BA_{k,l} \rangle = 0, \quad (\text{V.10})$$

et que l'intensité d'un pixel vaut :

$$\tilde{I}_{i,j} = I_{i,j} + BA_{k,l} \quad (\text{V.11})$$

Jérôme Vaillant (2001) a étudié en détail l'effet d'un bruit additif équivalent sur l'estimateur du centre de gravité \tilde{x}_0 . La variance de ce bruit additif σ_{BA} correspondrait à la somme des variances de plusieurs bruits additifs. Typiquement, on a :

$$\sigma_{BA}^2 = \sigma_{Lec}^2 + \sigma_{Obsc}^2 + \sigma_{BNS}^2 + \sigma_{BNA}^2 + \dots \quad (\text{V.12})$$

Également d'après l'étude de Vaillant, la moyenne de l'estimateur calculée dans une fenêtre de $M_x \times M_y$ pixels peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{x}_{0,BA} \rangle &= x_0 \left(1 + M_x M_y \frac{\sigma_{BA}^2}{N_{ph}^2} \right) - \frac{\sigma_{BA}^2}{N_{ph}^2} \sum_{k,l} k \cdot c \\ &= x_0 \left(1 + M_x M_y \frac{\sigma_{BA}^2}{N_{ph}^2} \right) \text{ si la fenêtre de calcul est recentrée sur } x_0 \end{aligned} \quad (V.13)$$

dans le cas où ce bruit est raisonnablement faible devant le niveau de signal ($\sum BA_{i,j} \ll \sum I_{i,j}^2$), ce qui est notre cas avec la *Cascade*.

La variance de ce même estimateur affectée d'un bruit additif BA vaut :

$$\begin{aligned} \sigma_{\tilde{x}_{0,B}}^2 &= M_x M_y \frac{\sigma_{BA}^2}{12N_{ph}^2} \cdot [24x_0^2 + c^2 (M_x^2 - 1)] \\ &\simeq \frac{M_x M_y \sigma_{BA}^2 \cdot c^2 (M_x^2 - 1)}{12N_{ph}^2}, \end{aligned} \quad (V.14)$$

si la fenêtre de calcul est recentrée à une fraction de pixel.

V.2.5 Chromatisme instrumental

Toutes les optiques à puissance non nulles sont catadioptriques et n'introduisent pas d'aberration chromatique. Les optiques traversées pourraient en revanche disperser la lumière et créer ainsi un chromatisme instrumental. Une déviation différentielle entre les faisceaux qui s'ajouterait au signal de *tilt* différentiel et dont l'amplitude serait variable en fonction du centrage des faisceaux sur ces optiques. Cependant les épaisseurs traversées sont très faibles et un calcul effectué par P. Rabou (opticien au Laboratoire d'astrophysique de Grenoble) révéla un chromatisme instrumental négligeable. Il est prévu de le mesurer mais pour cela il faut modifier le simulateur de télescope pour qu'il soit suffisamment lumineux en remplaçant son trou source actuel ($30 \mu\text{m}$) par un trou source de diamètre $\geq 200 \mu\text{m}$.

V.3 Pré-traitement des données ATTILA-II

Il s'agit d'appliquer aux données le pré-traitement classique à savoir :

- leur retirer la carte moyenne des champs obscurs (CO) acquise dans les mêmes conditions (gain, température, temps de pose, etc.) pour affranchir les données des biais tels que les *offset* électroniques, les hétérogénéités de refroidissement, etc. Idéalement, il faudrait acquérir un CO immédiatement avant et après chaque CE pour être sûr que le biais soustrait est le même que le biais contenu dans chaque CE.
- et diviser le reste (signal) par une carte de champs plats moyens (CP) pour s'affranchir des différences de sensibilité entre les pixels. Il est important que les CP soient acquis avec un flux important pour ne pas que le bruit de lecture n'intervienne. Il faut également leur retrancher leur CO respectif et normaliser le tout par sa valeur moyenne sur les pixels (scalaire) pour obtenir une carte de champ plat normalisée (CPN).

On a donc :

$$I_{\text{corrigé}}^{CE}(M_1) = \frac{I_{\text{initial}(M_1)}^{CE} - \langle I^{CO}(M_1) \rangle_{\text{séquence}}}{I_{CPN}},$$

$$\text{avec } I_{CPN} = \left\langle \frac{I^{CP}(M_2) - \langle I^{CO}(M_2) \rangle_{\text{séquence}}}{\langle I^{CP}(M_2) - \langle I^{CO}(M_2) \rangle_{\text{séquence}} \rangle_{\text{pixels}}} \right\rangle_{\text{séquence}} \quad \forall M_2 \quad (\text{V.15})$$

V.3.1 Méthode d'extrapolation du champ obscur

Lors des missions *ATTILA-I* et *II*, nous n'étions pas encore conscients de l'importance des dérives du champ obscur de la *Cascade* car nous venions seulement d'en faire l'acquisition. De ce fait, les mesures de champs obscurs que nous avons effectuées pendant ces missions ne sont pas suffisamment rapprochées des mesures stellaires (éclairées) pour être exploitées. Il aurait fallu intercaler au moins une mesure de CO avec des paramètres similaires (temps de pose et gain) avant et après chaque mesure éclairée de manière à disposer d'au moins une carte de CO à 2-3 minutes d'intervalle maximum du champ éclairé considéré.

Nous décidons par conséquent d'utiliser les zones non-éclairées des images éclairées pour en extrapoler leur carte de CO correspondante à partir d'une carte de CO de référence acquise en laboratoire dans les mêmes conditions de gain, température, et temps de pose.

Pour cela, on effectue un ajustement de modèle linéaire (moindres carrés à deux dimensions) pour déterminer les coefficients permettant de passer de la carte des pixels sombres des images observées (données) à la carte des mêmes pixels sombres sur les CO de référence (modèle).

Du fait de l'emploi d'un diaphragme de champ à l'entrée du montage d'*ATTILA*, une partie non négligeable du détecteur n'est pas du tout éclairée. Nous disposons donc d'un nombre conséquent de pixels sombres pour procéder à cette extrapolation sans crainte. J'appelle "masque", cette carte de pixels sombres.

On effectue un filtrage à ondelettes sur les projections du masque sur x et y pour enlever les composantes très hautes fréquences spatiales (typ. le bruit de lecture) et ajuster au mieux les structures telles que les lignes issues de la lecture du *CCD* (visibles surtout à gain $M = 1$). Ainsi, l'ajustement à 2D ne se fait que sur les variations à faibles fréquences spatiales.

V.3.1.1 Masque

Pour définir le masque, on sélectionne un pourcentage du nombre total de pixels du *CCD*, à savoir la fraction des pixels les moins éclairés. Il faut que les pixels choisis puissent être assimilés à des pixels de fond, ne contenant pas de signal ou une quantité considérée comme négligeable (inférieure au bruit de lecture). La fraction f_{masque} des pixels sélectionnés pour le masque doit être relativement faible selon l'éclairement moyen des images.

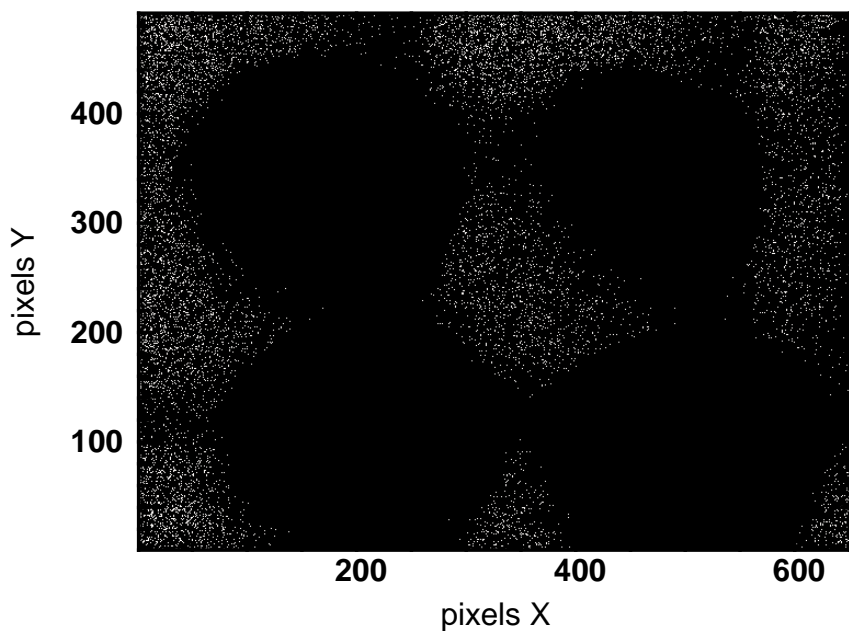


Figure V.1 — Exemple de masque moyen calculé sur une séquence (21-362) pour laquelle les faisceaux sont mal alignés puisque le champ UV (en haut à gauche) est tronqué par un support du montage. Les quatre champs avaient été recadrés par la suite. 4% soit les 12851 pixels les plus sombres de l'image ont été sélectionnés pour ce masque.

J'ai donc testé plusieurs valeurs arbitraires de f_{masque} en veillant à ce que la valeur moyenne des pixels du masque soit de l'ordre de :

$$\langle I^{MASQUE} \rangle_{\text{pixels}} \simeq \langle I^{CO}(M) \rangle \pm \frac{\sigma_L}{M} \text{ au gain } M \text{ considéré.} \quad (\text{V.16})$$

En revanche, il faut que le nombre de pixels choisis garantisse une bonne extrapolation de la carte de fond réelle que l'on voudra soustraire aux données.

Notre CCD ayant 321276 pixels, je fixe cette fraction à une valeur par défaut de : $f_{masque} = 0.03$ estimant que près de dix mille pixels suffisent à calculer les coefficients du modèle de fond. Cette hypothèse sera vérifiée par la suite.

Sur la figure V.1 se trouve un exemple de masque pour la séquence 21-32 pour laquelle 4% soit les 12851 pixels les plus sombres de l'image ont été sélectionnés. On voit clairement que le champ UV (en haut à droite) est tronqué spatialement. Il y a donc un problème d'alignement de la voie UV pour cette séquence qui devient inutilisable car le centre de gravité ne peut être calculé précisément si une grosse partie de l'image est tronquée.

V.3.1.2 Moindres carrés linéaires

On fait l'ajustement d'un modèle \mathcal{M}_k sur des données \mathcal{D}_k . $\mathbf{k}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ étant le vecteur associé à la position des pixels de la matrice CCD selon \mathbf{x} et \mathbf{y} . Je cherche à calculer les coefficients a et b pour que :

$$\zeta = \sum_k w_k \cdot (a \times \mathcal{M}_k + b - \mathcal{D}_k)^2 \text{ soit minimal.} \quad (\text{V.17})$$

w_k est un poids scalaire compris entre 0 et 1 et applicable pour faciliter la minimisation de ζ . Ceci revient à calculer (a, b) tels que :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \sum_k w_k \mathcal{M}_k^2 & \sum_k w_k \mathcal{M}_k \\ \sum_k w_k \mathcal{M}_k & \sum_k w_k \end{pmatrix}}_{\mathbf{A}} = \underbrace{\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}}_{\mathbf{x}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \sum_k w_k \mathcal{M}_k \mathcal{D}_k \\ \sum_k w_k \mathcal{D}_k \end{pmatrix}}_{\mathbf{b}} \quad (\text{V.18})$$

et on obtient les coefficients a et b en utilisant la factorisation LU (méthode de Crout) telle que :

$$\mathbf{Ax} = (LU)\mathbf{x} = L(U\mathbf{x}) = \mathbf{b}$$

où L et U sont deux matrices triangulaires (pour *low* et *up*). Ainsi, avec le langage interprété Yorick que j'utilise, il suffit de d'utiliser la fonction `LUsolve` ainsi :

$(a, b) = \text{LUsolve}(\mathbf{A}, \mathbf{b})$ pour obtenir les coefficients avec lesquels on va pouvoir calculer le modèle de CO.

V.3.1.3 Qualité du CO obtenu

Pour évaluer la pertinence du modèle de CO obtenu, je calcule son écart-type spatial. Dans le cas de la séquence 19-06 ($M = 31$), on a : On a $I^{MCO} = 1277.91 \pm 1.73 \text{ ADU}$ soit si on normalise : $I^{MCO} = 1 \pm 1.3 \cdot 10^{-3}$. Bien qu'il subsiste quelques structures spatiales (voir figure V.2 , en haut à droite), il est clair que ce modèle de CO obtenu est extrêmement uniforme (à 99.9%).

On pourrait imaginer comparer la qualité des résultats obtenus (dispersion des points de mesures du centre de gravité pour chaque voie spectrale) avec deux corrections. La correction par le modèle extrapolé d'une part et la correction par une constante qui serait égale à la moyenne des pixels sombres (moyenne du masque). Cependant, ces résultats interviennent trop en aval du traitement. Le CO déduit des observations est si homogène qu'aucune différence serait notable et il serait difficile d'incriminer le modèle de CO utilisé.

Pour la prochaine mission (*ATTILA-III*), il est prévu d'acquérir deux séries de CO pour encadrer chaque mesure éclairée. Ainsi, nous n'aurons plus à appliquer cette procédure d'extrapolation du CO puisque nous disposerons d'une carte de CO moyenne ainsi qu'une indication sur une éventuelle dérive qui (si jugée linéaire) peut être prise en compte pour ajuster le niveau moyen du CO soustrait à chaque trame.

V.3.1.4 Bruit introduit

Le bruit du modèle de CO soustrait s'ajoute aux bruits des images à corriger (essentiellement les bruit de photons et de lecture). Le filtrage par ondelettes nous a permis de nous affranchir de la contribution (majeure) du bruit de lecture sur la carte de CO dont l'écart-type est très faible. Aucun bruit significatif n'est par conséquent propagé.

V.3.2 Champ plat

La carte de champ plat utilisée pour le pré-traitement des données *ATTILA-II* est celle discutée dans la section III.5.13. Bien qu'elle n'ait pas été acquise avec un très bon rapport signal sur bruit à cause d'un nombre de trames médiocres (99 trames seulement), le bruit de photons domine tout de même et c'est le biais de champ plat qui est mis en évidence. L'écart-type spatial de la carte de CP moyenne normalisée est de $\sigma_{\mathcal{A}_{ij}} = 5.4 \%$. L'amplitude de ces hétérogénéités ramenée en électrons est de $30.8 \pm 2.2 \text{ e}^-$ pour un niveau de flux de $400 \text{ e}^-/\text{pixel}/\text{trame}$.

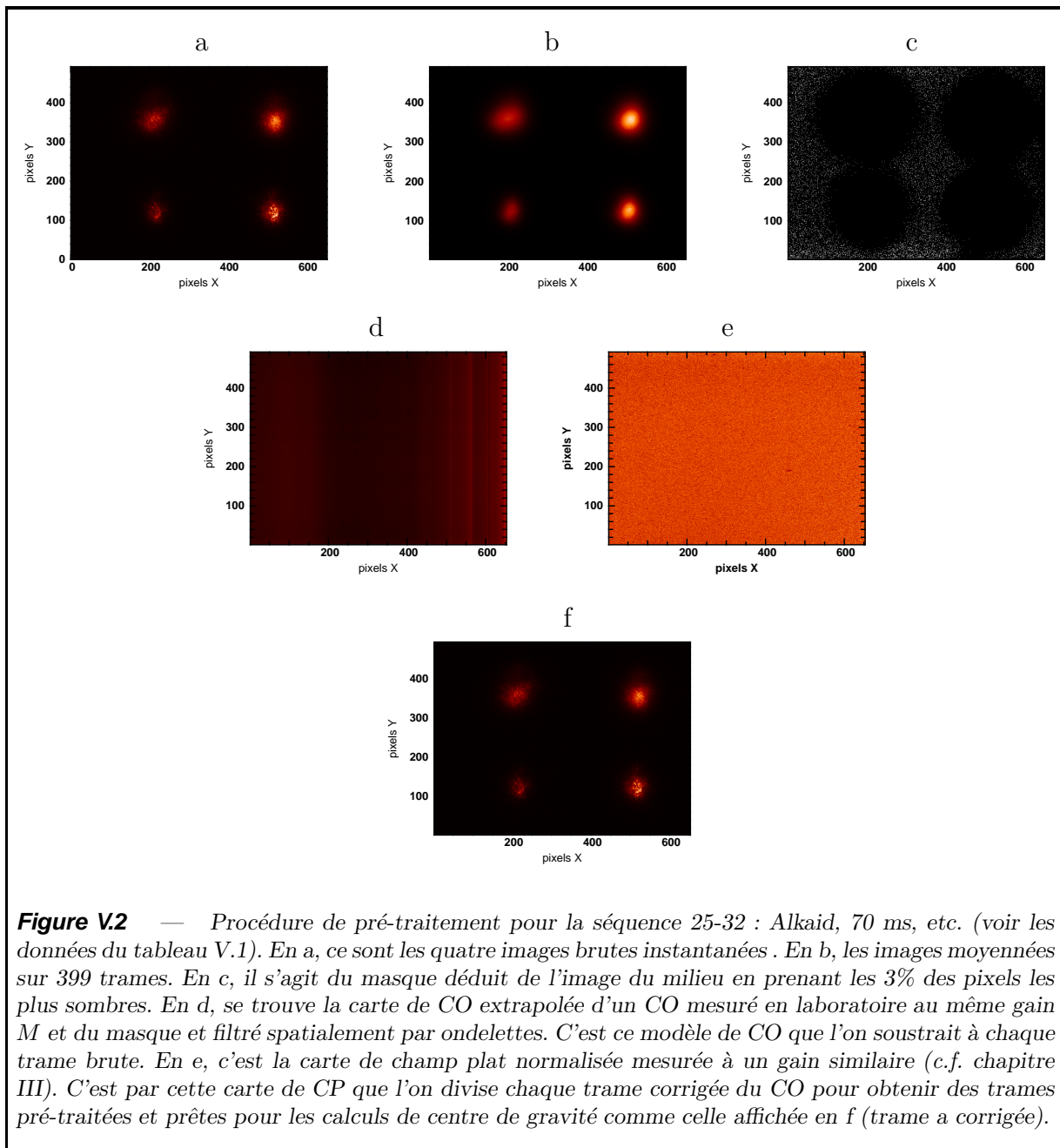
Nous avons trouvé que même un rapport signal sur bruit de 100 seulement dû au seul bruit de photons ne provoquait pas de biais significatif sur la mesure du *tilt* par le centre de gravité. Ici, nous avons près de deux fois mieux.

Pour la prochaine mission (*ATTILA-III*), il est prévu de mesurer des CP avec un grand rapport signal sur bruit (beaucoup de trames) et également de mesurer des CP à travers toute l'expérience pour prendre en compte les éventuels déformations optiques fixes en amont du détecteur.

V.3.3 Procédure complète de pré-traitement

La procédure est résumée par la figure V.2 . En voici les étapes principales :

- Calcul du masque à partir des pixels sombres de la moyenne des trames.
- Filtrage spatial par ondelettes.
- Extrapolation du champ obscur (CO) par les moindres carrés linéaires calculés à partir d'un champ obscur acquis en laboratoire dans les mêmes conditions (M , g_{CAN} , etc.) et obtention d'un modèle de champ obscur (MCO) "lisse".
- Soustraction du MCO à chaque trame.
- Division du résultat de l'étape précédente par une carte normalisée de CP et obtention des trames pre-traitées et prêtes pour les calculs de centre de gravité.



V.4 Observations

Trois campagnes *ATTILA* ont été menées. La première *ATTILA-I* (Janvier 2003) a essentiellement permis de tester l'installation du système sur le ciel et de résoudre de nombreux problèmes techniques. *ATTILA-II*, la seconde mission (Février 2003) nous a permis d'acquérir des données utiles dont les résultats sont exploités dans cette thèse. Faute de temps entre les deux premières missions, nous n'avons pas pu résoudre tous les problèmes pour *ATTILA-II* ni changer la procédure d'observation qui s'est révélée insuffisante par la suite. La troisième campagne *ATTILA-III* (Novembre 2004) s'est bien mieux déroulée mais les données n'ont pas encore été traitées et ne seront probablement pas incluses dans cette thèse. La photo de la figure V.3 témoigne de la disposition du banc *ATTILA* au foyer du télescope.

Tableau V.1 — Données importantes concernant les deux séquences principales (19-06 et 25-32) utilisées pour les calculs figurant dans cette thèse. Pour chaque séquence, les flux prédits et mesurés sont affichés pour la comparaison.

Données communes					
Nombres total de trames	N_t	399 trames			
Temps d'intégration	τ_i	69.5 ms			
Fréquence trame	f_t	14 Hz $\simeq 1/\tau_i$			
Gain ADC	g_{ADC}	0.63 e ⁻ /ADU (3)			
Binning vertical	Bin_Y	1 (aucun)			
Séquence 19-06					
Étoile source	α_{Aur}	Capella (G8III, $m_V = 0.08$)			
Angle de déclinaison	δ	45 59 52.77			
Ascension droite	α	5 16 41.36			
Gain multiplicatif	M	31 ?			
Seeing instantané	ω_0	$\sim 2''$ (voie J)			
		U (large)	B (large)	J (étroit)	R (étroit)
Longueurs au maximum d'intensité	λ_{max}	375.0 nm	400.0 nm	571.0 nm	701.0 nm
Longueur d'onde centrale équivalente	λ_0	374.3 nm	397.0 nm	568.9 nm	700.4 nm
FWHM respectives	$\Delta\lambda$	36.3	23.9	8.7	10.5
Flux prédit (photons)	\mathcal{F}_p	2.82 10 ⁶	2.36 10 ⁶	4.05 10 ⁶	6.35 10 ⁶
Flux prédit relatif à chaque voie (%)	\mathcal{F}_{pr}	18.1	15.1	26.0	40.8
Flux mesuré (photons)	\mathcal{F}_m	3.81 10 ⁵	1.36 10 ⁶	2.08 10 ⁶	1.62 10 ⁶
Flux mesuré relatif à chaque voie (%)	\mathcal{F}_{mr}	7.0	25.0	38.1	29.7
Séquence 25-32					
Étoile source	η_{UMa}	Alkaid (B3V, $m_V = 1.86$)			
Angle de déclinaison	δ	49 18 48.0			
Ascension droite	H	13h 47'32.40"			
Gain multiplicatif	M	165			
U Seeing instantané	ω_0	$\leq 2''$ (voie J)			
		U (large)	B (large)	J (étroit)	R (étroit)
Longueurs au maximum d'intensité	λ_{max}	377 nm	391 nm	570.0 nm	701.0 nm
Longueurs d'onde centrales	λ_0	364.4 nm	392.9 nm	568.8 nm	700.2 nm
FWHM respectives	$\Delta\lambda$	45.7	22.9	8.7	10.5
Flux prédits (photons)	\mathcal{F}_p	3.35 10 ⁶	2.08 10 ⁶	6.60 10 ⁵	5.71 10 ⁶
Flux prédit relatif à chaque voie (%)	\mathcal{F}_{pr}	50.4	31.1	9.9	8.6
Flux mesurés (photons)	\mathcal{F}_m	4.80 10 ⁵	3.74 10 ⁵	3.22 10 ⁵	1.55 10 ⁵
Flux mesuré relatif à chaque voie (%)	\mathcal{F}_{mr}	35.8	27.9	24.0	11.6

V.4.1 Images

V.4.1.1 Allure générale

Sur la figure V.4, on voit les quatre images des quatre canaux spectraux d'ATTILA éclairés par Capella avec un temps de pose $\tau_i = 70$ ms. Pour les voies R et J (en bas), on distingue très bien les *speckles* qui sont contrastés grâce à leur bande passante spectrale réduite et malgré le temps de pose qui est assez élevé pour geler la turbulence atmosphé-



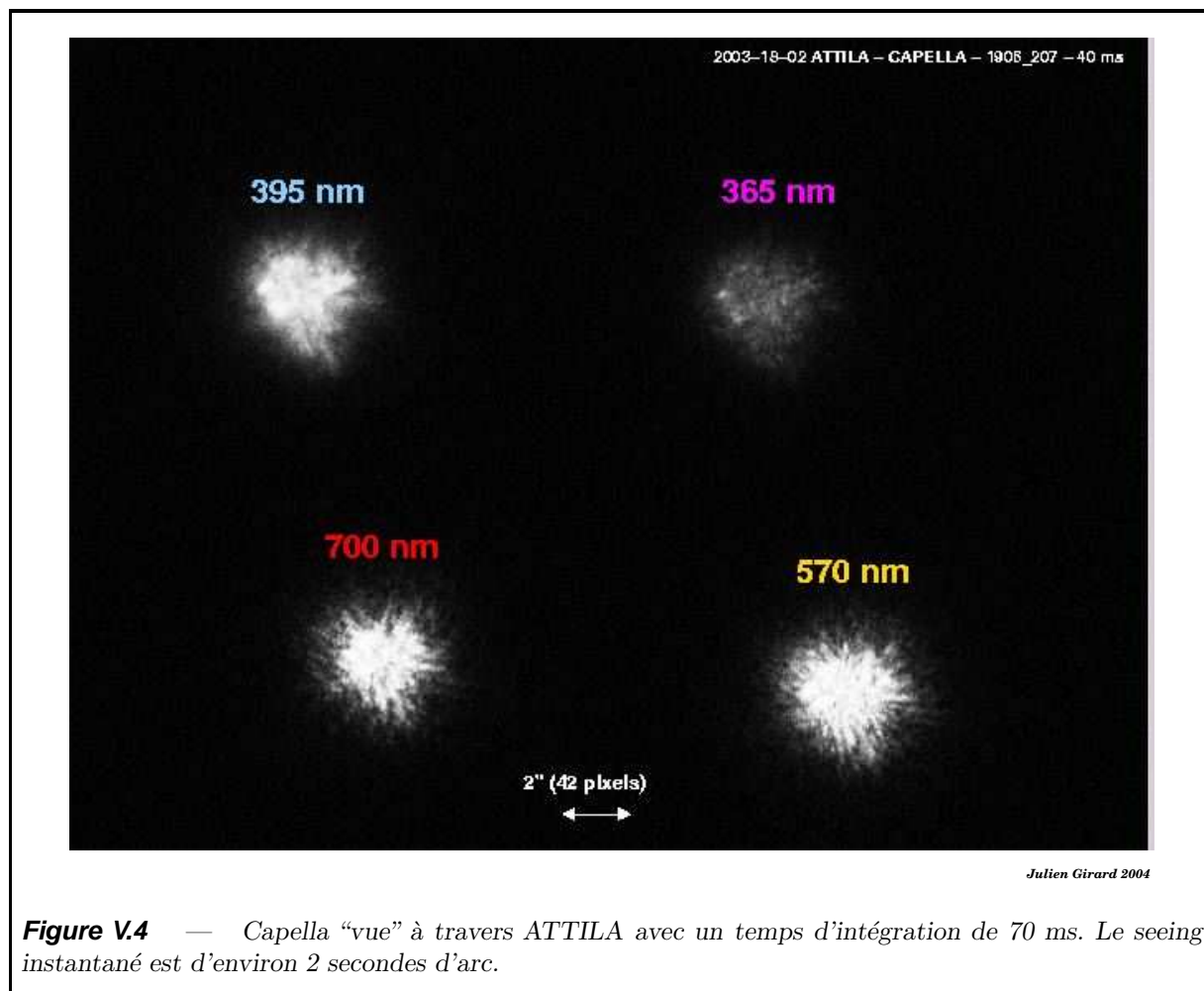
Julien Girard 2004

Figure V.3 — Alignement du montage optique au foyer coudé du télescope 152 de l'OHP. En premier plan, on voit la lentille du simulateur de télescope d'ATTILA alimenté ici par un faisceau laser à 633 nm, et juste devant moi, on aperçoit le bloc de filtres ainsi que le miroir sphérique de sortie (plus à gauche). La majeure partie du banc d'optique n'est pas utilisée et pourrait accueillir un système (simple) d'OA pour compenser les ordres élevés de la turbulence atmosphérique.

rique. On peut donc déjà affirmer que la turbulence ne semble pas très rapide. Pour les voies B et V dont les bandes passantes spectrales sont beaucoup plus larges (et devraient être plus étroites normalement), les *speckles* sont moins contrastés mais toujours visibles et on voit que la forme générale de l'image est globalement la même que pour les autres voies.

V.4.1.2 Rayons cosmiques et cosmétique

Aussi bien sur les données que sur les champs de référence, nous pouvons trouver des traces de flux cosmiques parasites. En astronomie optique on appelle cela des “cosmiques” mais ce sont en fait des particule (ou des gamma de haute énergie) qui viennent polluer la mesure. Les temps de pose que nous avons utilisés sont courts et la probabilité d'intégrer un “cosmique” d'énergie significative est relativement faible. Néanmoins, il est judicieux de passer en revue chaque trame pour repérer des éventuels événements de la sorte qui se repère par simple observation des trames complètes. Ils se manifestent par une traînée lumineuse, droite mais rarement alignée avec les directions de lecture d'une caméra. Comme nous désirons avoir la meilleure précision photométrique possible, il faut impérativement retirer de telles trames si elles existent.



V.4.2 Turbulence

V.4.2.1 Seeing et tilt

D’après Roddier, une bonne estimation du seeing $\omega_0 = \lambda/r_0$ est la largeur à mi-hauteur (FWHM ou LMH) des images puisque $\omega_0 \simeq 1.06 \text{ LMH}(image)$. Le seeing instantané varie entre 1,5 et 3 secondes d’arc pour la partie exploitable de nos séquences d’observations. Sur la figure V.4 où est représentée une trame type de la séquence 19-06, il est d’environ 2 secondes d’arc.

A première vue, d’après la formule II.2 et dans nos conditions ($r_0 = 5 \text{ cm}$ à $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$), on s’attend à mesurer un écart type sur le tilt de $\sigma_\theta = 0,7''$ au zénith ce qui correspond pour nos deux séquences à un tiers de la LMH obtenue dans les mêmes conditions. Ceci découle de la théorie de Kolmogorov (*c.f.* section I.1.3.2). Or, d’après les premiers calculs de centre de gravité sur chaque voie, les amplitudes d’excursion par rapport au photo-centre moyen sont bien inférieures à ω_0 . On a :

$$\sigma_{\text{centre de gravité}} \simeq 1/3 \omega_0 \text{ seulement.}$$

Voici des hypothèses pour expliquer ce désaccord :

- La dimension L_0 de l'échelle externe de la turbulence atmosphérique n'est pas si grande devant le diamètre D du télescope et on sort du régime inertiel (*c.f.* figure I.4). On peut dire alors que le *tilt* est loin de représenter 90% de la variance de la phase (suggestion d'A. Tokovinin).
- Le temps de pose étant pratiquement de 70 ms, on peut penser que le *tilt* est moyenné temporellement au delà de son temps de cohérence et la valeur du centre de gravité mesuré s'en voit ainsi réduite.

Cela peut-être une combinaison des deux effets. Pour les discriminer, il faudrait disposer de séquences successives (acquises dans des conditions très semblables) à différents temps de pose. Seul l'exploitation des données de la mission *ATTILA-III* répondra à cette question.

V.4.2.2 *Speckles*

Pour la voie rouge et la voie jaune, on observe bien la structure tavelée des images, comme prévu puisque l'échantillonnage spatial est d'au moins deux pixels par tache d'Airy et que la largeur de bande spectrale étroite de ces deux voies permet de ne pas trop atténuer la cohérence spatio-spectrale du signal.

En revanche, le temps de pose de 70 ms, assez long par rapport à τ_0 de la littérature qui est de quelques ms (Greenwood), devrait provoquer un brouillage temporel. Néanmoins, pour ces deux voies on observe de beaux speckles bien contrastés. A ce propos, les speckles semblent lents par rapport à τ_0 également par le fait qu'on les observe bien même sur la voie bleue pour laquelle ils sont sous-échantillonnés spatialement (car on a exactement deux pixels par disque d'Airy pour la voie jaune).

V.4.2.3 *Bruit de speckle*

Si les images sont suffisamment bien échantillonnées et que des *speckles* très brillants sont présents et répartis de manière hétérogène dans l'image (exemple : un *speckle* brillant loin du centre), le CDG calculé sera décalé vers la position de ces *speckles* si l'image est tronquée spatialement près de ces *speckles*. A deux longueurs d'onde proches, cela n'aura pas de très gros effet sur le calcul du *tilt* différentiel. En revanche, si une longueur d'onde est le double de l'autre, des *speckles* intermédiaires peuvent apparaître pour la longueur d'onde la plus courte (inter-frange).

V.4.2.4 *Turbulences locales et autres effets achromatiques*

Je parle de turbulences locales au pluriel car il peut s'agir :

- de l'environnement extérieur du bâtiment (vent, forme de la terrasse, etc.) et son interaction avec le télescope à l'intérieur via la trappe d'entrée. On l'appelle turbulence de dôme : c'est la résultante du vent qui s'engouffre et tourne dans la coupole (effet d'amplification), des échanges de fluides par convection à cause des différences de température qui créent des cellules turbulentes.
- des secousses liées à l'entraînement du télescope pour suivre l'étoile.

C'est le rôle des sismomètres de mesurer la somme de ces mouvements mécaniques sur les deux axes du télescope pour les discriminer du *tilt* atmosphérique et les corriger en temps réel (dans le cadre du démonstrateur *ELP-OA*). Mais il y a également des perturbations en aval des sismomètres et qu'il faut minimiser autant que possible car on ne peut pas les corriger. Il s'agit alors :

- des vibrations dues à la structure interne du tube du télescope, (miroirs qui vibrent indépendamment, le train coudé, etc.).
- des vibrations internes au banc optique. Celles-ci sont négligeables du fait que le banc soit désolidarisé du plancher, son châssis étant accroché aux piliers de béton enfoncés profondément dans le sol.

On appellera $\sigma_{\text{effets achromatiques}}^2$ la variance effective de tous les effets achromatiques en aval du télescope.

- de la turbulence présente au sein du banc optique en salle de contrôle, et même générée par *ATTILA* lui-même. La turbulence locale due principalement à la ventilation de la *Cascade* supplante la turbulence atmosphérique. Les images sont très agitées et la mesure du *tilt* dans ces conditions est compromise. Heureusement, lorsque l'on place le capot d'*ATTILA*, les images du simulateur de télescope sont à nouveau stables et on peut faire l'hypothèse que la puissance de la turbulence locale, chromatique elle-aussi, est négligeable devant celle de la turbulence atmosphérique.

$$\sigma_{CDG(\lambda)}^2 = \sigma_{\theta}^2 + \sigma_{\text{effets achromatiques}}^2 + \underbrace{\sigma_{\text{turb.local}e(\lambda)}^2}_{\simeq 0 \text{ (capot)}} \quad (\text{V.19})$$

Tous les effets achromatiques cumulés peuvent être importants et biaiser sévèrement la mesure du *tilt*. Mais puisque toutes les images en sont affectées, le *tilt* différentiel y est insensible. On a :

$$\sigma_{CDG(\lambda)}^2 = \sigma_{\theta}^2 + \sigma_{\text{effets achromatiques}}^2 \text{ et, } \sigma_{CDG(\lambda_1)-CDG(\lambda_2)}^2 = \sigma_{\Delta\theta}^2 \simeq \frac{\Delta n}{n-1} \cdot \sigma_{\theta}^2 \quad (\text{V.20})$$

V.4.3 Photométrie

Au chapitre II, j'ai évalué les courbes de transmission d'*ATTILA* seul, avec et sans détecteur, avec et sans télescope, avec et sans atmosphère, etc. Ici, il s'agit de comparer ces prédictions aux mesures sur le ciel.

V.4.3.1 Flux observés

Avant toute chose, je tiens à préciser que tous les flux qui vont être discutés sont ramenés en photons même si le détecteur est pris en compte ainsi que la conversion photon $\rightarrow e^-$ qui lui est associée. Les flux prédits et mesurés des deux séquences 19-06 et 25-32 sont affichés dans le tableau V.1.

V.4.3.2 Comparaison avec les flux prédits

Les flux mesurés sont moins importants que les flux prédits. Pour l'observation effectuée sur Capella (séquence 19-06), le désaccord s'élève à un facteur d'environ 7.4, 1.7, 1.9, et 3.9 respectivement pour les voies U, B, J, R. Pour l'observation effectuée sur Alkaid (séquence 25-32), le désaccord s'élève à un facteur d'environ 7.0, 5.6, 2.0, et 3.7 respectivement pour les voies U, B, J, R.

Pour les voies U, J, et R, le désaccord est conservé pour les deux séquences. Plusieurs paramètres physiques indépendants peuvent en être la cause :

- certains composants optiques d'*ATTILA* ne sont pas à la hauteur des spécifications données par leur constructeur.
- les miroirs du télescope ont besoin d'être nettoyés et ré-aluminés.
- La transmission atmosphérique utilisée pour les prédictions est trop optimiste, surtout dans l'UV.
- Les traitements des miroirs d'*ATTILA* ne sont pas aussi bons que prévu, surtout dans l'UV également.
- Les fréquences de coupure des dichroïques ne sont pas placées exactement comme annoncé. Ceci expliquerait le désaccord pour les voies U et B qui subissent le plus de réflexions. On pourrait imaginer que les bandes spectrales résultantes soient plus étroites et moins "passantes" que celles prédites.
- Une partie du flux est tronquée par le diaphragme de champ selon la force de la turbulence atmosphérique. Si, en plus le foyer n'est pas positionné comme prévu au centre du miroir percé, les chances de tronquer l'image sont d'autant plus grandes.
- De l'autre côté (en réflexion), le trou du diaphragme de champ pourrait être un peu sur-dimensionné en pratique par rapport à l'obstruction centrale. Une partie du flux serait retenue là aussi.
- etc.

On voit que les désaccord de flux sont probablement une combinaison de tous ces facteurs, ce qui rend impossible l'évaluation de la transmission réelle d'*ATTILA*. En fait, il faudrait que chacune de ces causes possibles fasse l'objet d'une mesure de transmission indépendante.

Les flux relatifs mesurés (entre les voies par rapport au flux total reçu sur le détecteur) sont différents de ceux prédits mais l'ordre du plus intense au moins intense est conforme aux courbes prédites. Du fait que toutes les causes possibles citées en V.4.3.2 entrent dans le calcul de l'efficacité photométrique globale $\eta(\lambda)$ mais qu'aucune d'entre elles n'a fait l'objet de mesure indépendamment des autres, il est très difficile d'interpréter les résultats et déterminer les causes des pertes les plus importantes.

V.5 Résultats

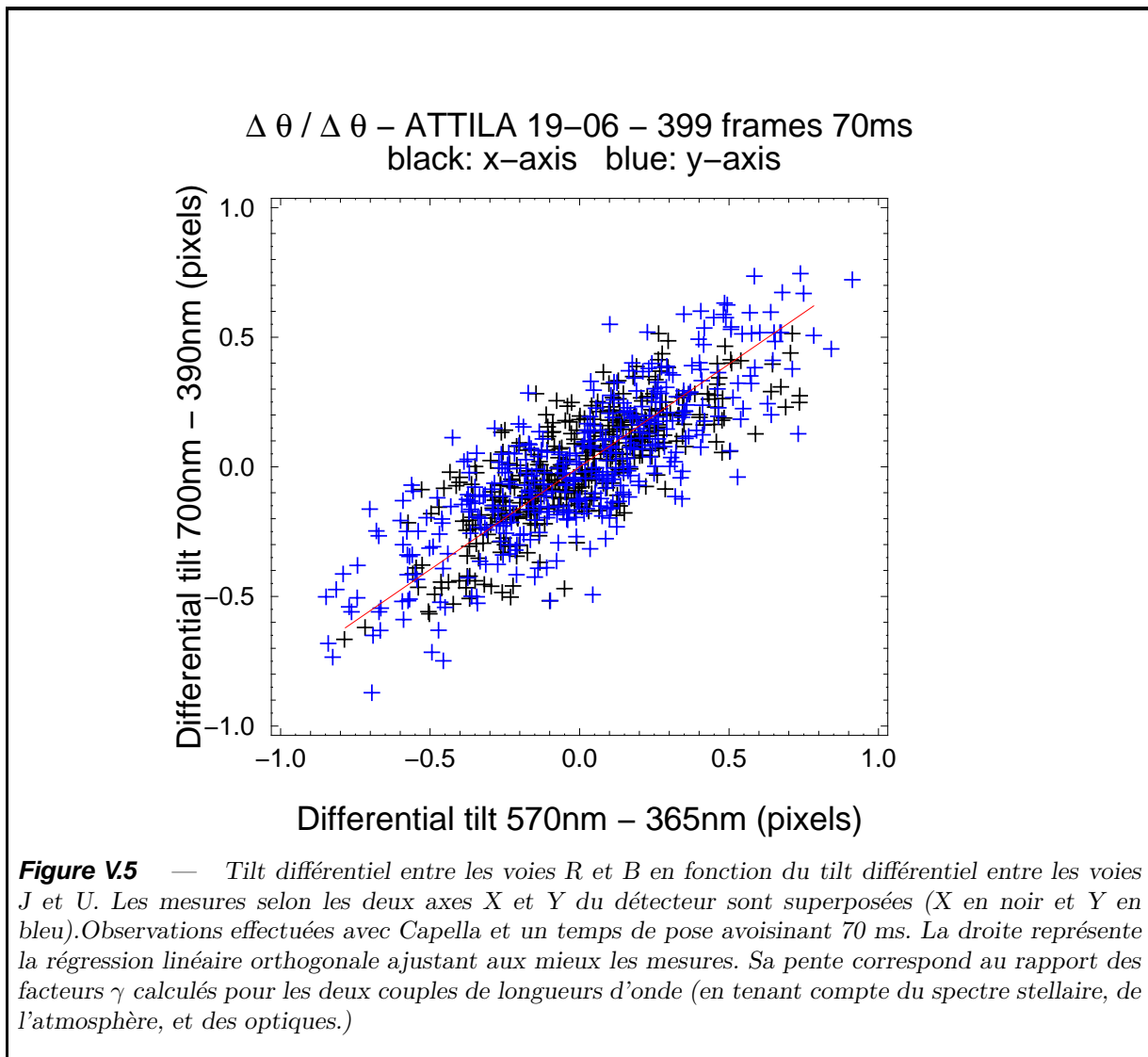
V.5.1 Tilt différentiel en fonction du tilt différentiel

Comme on l'a vu précédemment en V.4.2.4, le *tilt* différentiel est insensible aux vibrations, et à tous les biais achromatiques dont les effets se retranchent mutuellement lorsqu'on le calcule. En effet, $\Delta\theta_{1,2}$ représente la différence entre le centre de gravité mesuré à la longueur d'onde 1 (θ_1) et le centre de gravité mesuré à la longueur d'onde 2 (θ_2). La relation $\Delta\theta_{1,2} = f(\Delta\theta_{3,4})$ a déjà été mis en évidence par l'expérience *MaTilD* dans les conditions qui sont décrites dans la section I.4.2.2.

Sur la figure V.5 est représenté le *tilt* différentiel (en pixel) entre les voies R et B en fonction du *tilt* différentiel (en pixel) entre les voies J et U. 399 trames d'une séquence sont représentées. La corrélation est très bonne (coef. de Pearson proche de 1).

On s'attend à ce que la pente du graphique de la figure V.5 soit 1.04 puisque les facteurs γ pour ces deux couples de longueurs d'onde valent réciproquement $\gamma_{B-R} = 39$ et $\gamma_{U-J} = 40.5$ avec les valeurs d'indice calculées avec les paramètres atmosphériques du moment ($P \simeq 700$ mmHg, $T \simeq 0$ °C, 60% d'humidité, etc.) La pente attendue de cette droite de régression correspond à leur rapport et est donc très proche de 1, et ce aussi bien avec la formule adaptée de (Ciddor, 1996) qu'avec la formule vue en I.1.3.1 corrigée de la température, de la pression, et la pression partielle de vapeur d'eau également et en prenant les longueurs d'onde équivalentes affichées dans le tableau V.1 pour la séquence 19-06.

Or la pente mesurée est proche de 0.8 ce qui voudrait dire que l'effet chromatique est plus fort de 20% pour le couple U-J que pour le couple B-J. Le temps de pose de 70 ms n'y est pour rien ainsi que tous les biais achromatiques vus précédemment. Il est probable en revanche que mes estimations des longueurs d'onde équivalentes ne soient pas tout à fait les bonnes en raison d'une méconnaissance partielle des éléments optiques desquels je ne dispose pas de mesures précises (notamment les longueurs d'onde de coupure des dichroïques. Également, il faudrait intégrer $n(\lambda) - 1$ sur tout l'intervalle spectral (large) pour les voies U et B pour estimer γ au lieu de simplement prendre le barycentre spectral

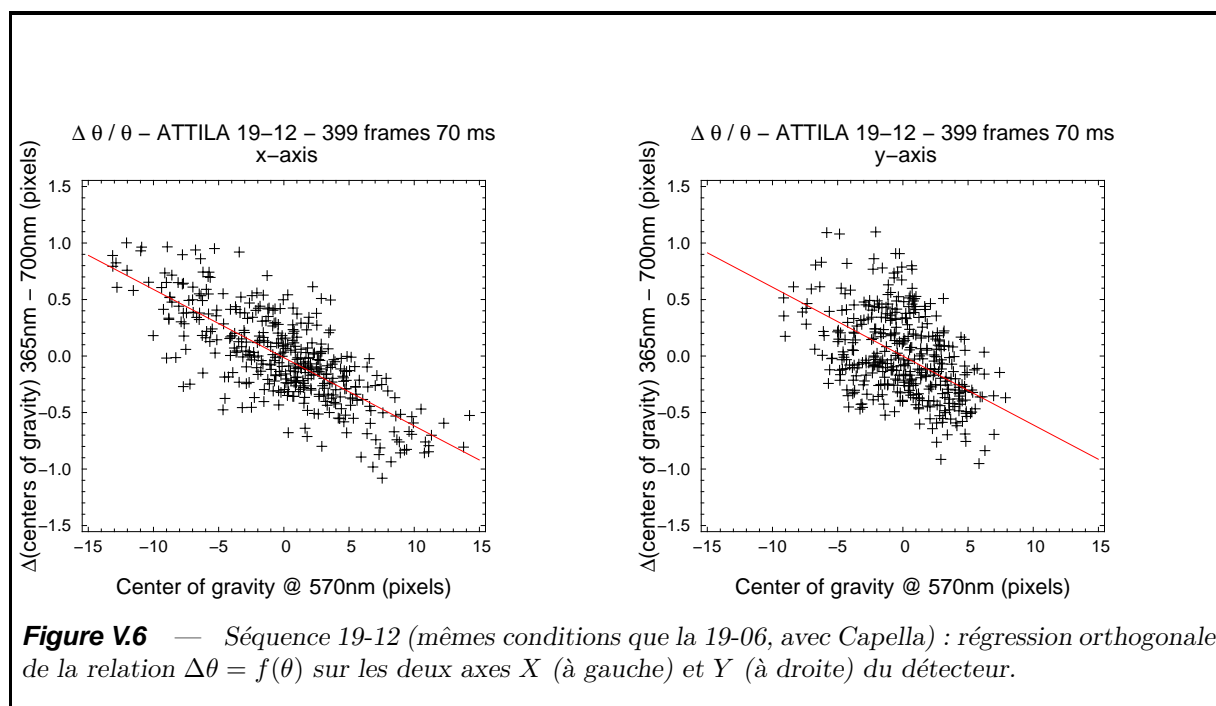


pondéré par l'intensité prédite comme je l'ai fait pour estimer les longueurs d'onde équivalentes du tableau V.1. Cependant, il est clair que ce n'est pas cela qui peut expliquer un désaccord de 20%. La voie B étant douteuse en raison d'une dichroïque de mauvaise qualité, on peut imaginer qu'un élargissement important de la tache image B (ou une défocalisation impossible à compenser) soit responsable d'un *tilt* moindre en B et donc un *tilt* différentiel moindre en ordonnée sur la figure V.5 .

Je ne vais pas m'attarder sur la valeur de cette pente et sur la confrontation du *tilt* différentiel avec un autre *tilt* différentiel puisque cela requiert les quatre longueurs d'onde. Par la suite, je n'utiliserai plus la voie B, ce qui n'est pas gênant pour la confrontation du *tilt* différentiel et du *tilt* qui ne requiert que deux longueurs d'onde.

V.5.2 Tilt différentiel vs tilt

Le *tilt* (θ ou le centre de gravité), lui, est sensible aux vibrations et à tous les biais achromatiques (on en voit légèrement la signature sur la figure V.13). Toute la difficulté de l'expérience réside dans la minimisation de ces biais pour que la relation $\Delta\theta_{1,2} = f(\theta_3)$

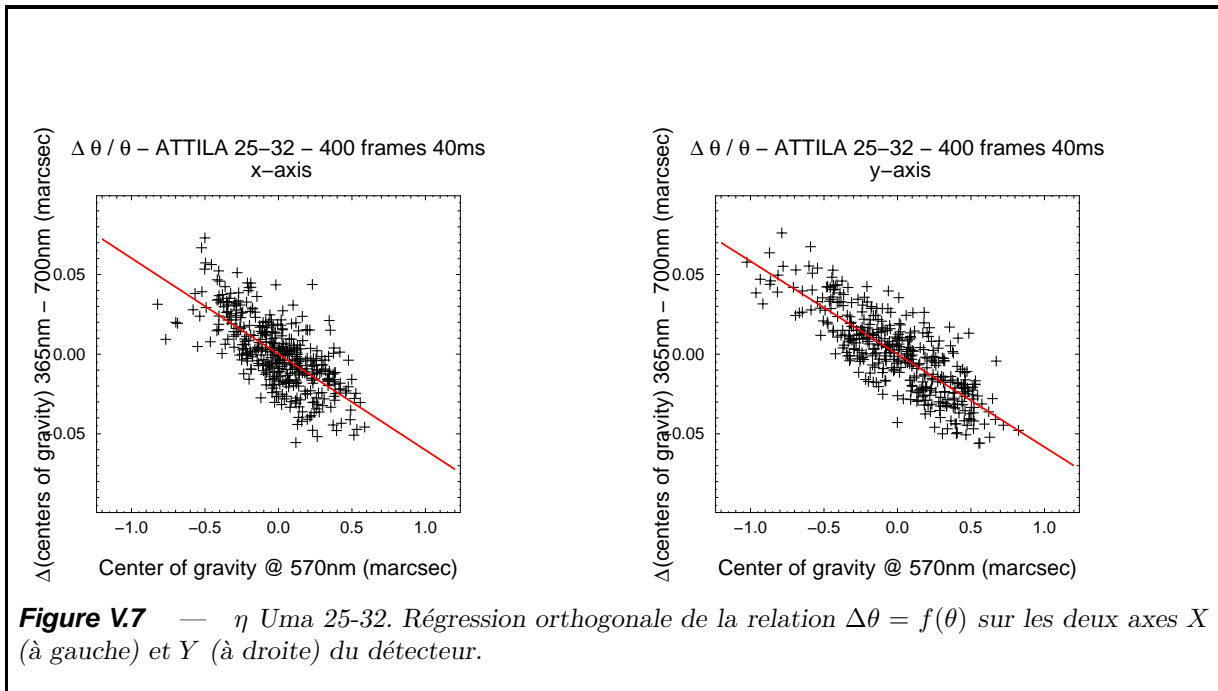


soit établie avec précision de manière à s'en servir pour évaluer θ à partir de la mesure seule de $\Delta\theta$.

Sur la figure V.6 , on peut voir les deux relations mesurées pour les axes X à gauche et Y du détecteur. Cette séquence a été acquise à moins de 5 minutes d'intervalle de la séquence 19-06 et dans exactement les mêmes conditions observationnelles (399 trames sur Capella, $\tau_i = 70$ ms, $f_{pix} = 5$ MHz, $M = 31$, etc.). On voit immédiatement que la dispersion verticale des points est à peu près la même (*tilt* différentiel) alors qu'horizontalement, θ_x (à gauche) est plus dispersé que θ_y (à droite). Ceci peut être dû à des effets mécaniques achromatiques auxquels le *tilt* est sensible tels que les vibrations induites par le guidage du télescope ou le vent sur le tube. Les pentes des deux droites de régression sont proches entre elles mais très différentes de ce qu'on pouvait prévoir à partir de notre formule adaptée de $n(\lambda) - 1$ puisque nos pentes mesurées se situent autour de $1/\gamma_X^{19-12} \sim 1/\gamma_Y^{19-12} \simeq 1/12$ alors qu'on attend de l'ordre de $\gamma_{U,R} = 35$ (c.f. tableau II.1. Le désaccord est donc de près d'un facteur 3.

Une tentative d'analyse de ce désaccord est proposée plus loin en V.5.2.3 mais avant tout, je vais présenter des résultats obtenus sur d'autres séquences acquises plus tard avec une orientation du télescope différente pour voir si ce désaccord est le même.

Sur la figure V.7 , on peut voir les deux mêmes relations mesurées pour les axes X à gauche et Y du détecteur mais cette fois pour la séquence 25-32 sur Alkaid (étoile plus chaude, donc plus brillante aux courtes longueurs d'onde) avec un gain M sensiblement plus fort puisque sa valeur est là de 165 contre 31 précédemment (c'est la valeur de M la plus élevée qu'on ait utilisée sur le ciel). Les autres paramètres du détecteur sont les mêmes comme l'atteste le tableau V.1. Cette fois la dispersion horizontale des points est plus proche en X et en Y ce qui montrent que l'orientation du télescope devrait y être pour quelque chose.



V.5.2.1 Régression linéaire orthogonale

Il est intéressant de noter que ces droites de régression peuvent paraître ne pas correctement ajuster les données mais cela est dû au fait que la régression de type “orthogonale” est employée (*c.f. Numerical Recipes*). Elle est adaptée à notre cas car les variables interdépendantes $\Delta\theta$ et θ peuplant les deux axes de ces graphiques sont toutes deux issues de mesures contrairement à la régression linéaire simple ordinaire (moindres carrés ordinaires, MCO). En effet, celle-ci minimise les sommes de carrés d'écart dans une seule direction (verticale dans le cas le plus général d'estimation de la grandeur en ordonnée à partir de la variable en abscisse).

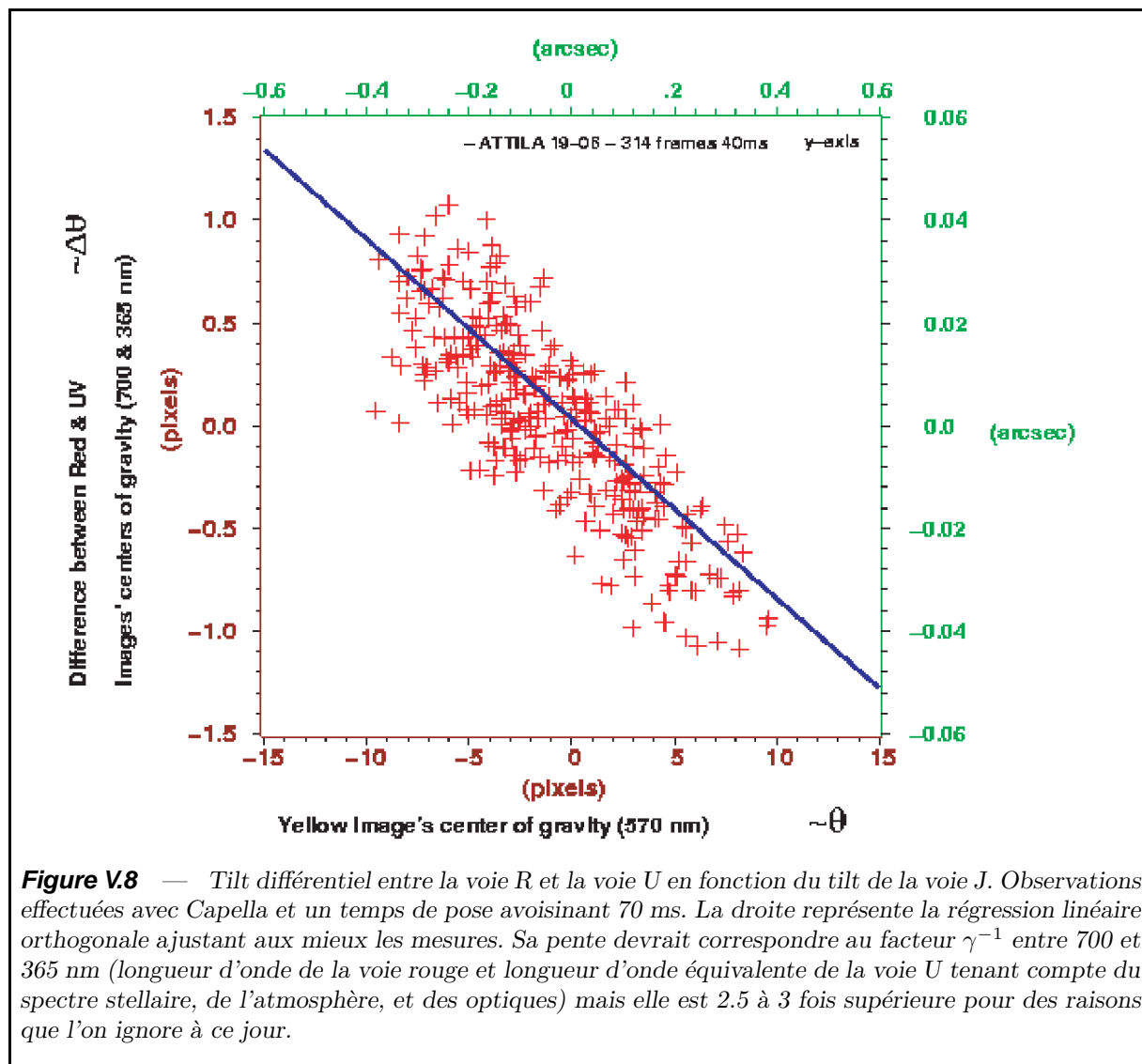
Lorsque les deux variables x et y sont sujettes à des fluctuations aléatoires (c'est le cas du *tilt* différentiel en ordonnée et du *tilt* atmosphérique en abscisse), il faut utiliser la régression orthogonale. Au lieu de minimiser les carrés des écarts selon un axe vertical ou horizontal, la droite de régression orthogonale minimise les carrés des écarts perpendiculairement à elle-même, impliquant par conséquent les deux variables dans le calcul des résidus.

V.5.2.2 Sélection de points

Il s'agit maintenant de supprimer des points correspondant à des trames consécutives d'une séquence qui appartiendraient à un état vibratoire légèrement différent du reste des trames de la séquence acquises consécutivement sans aucune secousse mécanique.

Sur la figure V.8 est représentée la droite de régression linéaire orthogonale issue de la séquence 19-06 après suppression des 85 premières trames. Cette sélection des 315 trames restantes est justifiée par le graphique de la figure V.10 où l'on voit que le *tilt* déduit du *tilt* différentiel suit bien le *tilt* monochromatique mesuré directement sauf pour les

5 premières secondes correspondant aux 85 premières trames. Par rapport au facteur γ appliqué (ici, 7.75), il y a un décrochage pour ces trames là qui souligne la présence d'un effet mécanique indésirable et seulement présent sur le *tilt* mesuré directement. Bien sûr, on constate d'autres décrochages d'amplitude plus modeste notamment entre la 22^{ème} et la 25^{ème} seconde de cette même séquence 19-06. Ceci montre qu'un fois les sismomètres opérationnels, on pourra encore améliorer la dispersion des points et donc la précision de mesure de cette pente γ .



On vient de voir que cette sélection de points n'était aucunement abusive puisqu'elle avait pour but de réduire l'influence des dérives mécaniques lentes et des sauts du télescope (guidage, vent, etc.) visibles sur les figures V.9 et V.10. Ces perturbations mécaniques sont subies par le *tilt* mais pas par le *tilt* différentiel. La corrélation est alors très bonne et la dispersion des mesures du *tilt* différentiel est proche de celle attendue sans l'emploi des sismomètres. Le *tilt* différentiel entre la voie R et la voie U en fonction du *tilt* de la voie J. pour ces 315 trames consécutives (figure V.8) est un résultat très pertinent.

V.5.2.3 Pente mesurée et pente théorique

Sur les quelques séquences traitées (et exploitables), toutes les pentes (facteur γ) mesurée sont 2.5 à 3 fois supérieures à celles attendues en calculant l'indice de réfraction atmosphérique d'après les conditions d'observations.

Rien à présent permet d'expliquer un tel facteur de désaccord. Il peut être le fruit d'une combinaison de divers phénomènes dont je vais présenter les hypothèses. Pour la suite d'*ELP-OA*, cela n'est pas foncièrement critique puisque l'essentiel est de pouvoir corriger le *tilt* d'après la mesure du *tilt* différentiel quelle que soit la loi qui les relie, pourvu qu'elle soit mesurée quelques fois au cours des observations.

V.5.2.4 Effet du diamètre de la fenêtre

On a vu précédemment que le diaphragme de champ tronquait les images et pouvait introduire un fort biais sur le calcul du centre de gravité selon que l'image est près ou loin du centre du diaphragme. On utilise donc une fenêtre de calcul inscrite dans l'empreinte du diaphragme que l'on recentre itérativement autour du CDG calculé. Plusieurs tailles de fenêtres sont testées. La dispersion des mesures (CDG) est plus forte avec un rayon de 50 pixels qu'avec un rayon de 90 pixels. En effet, le coefficient de corrélation de Pearson passe de -0.33 à -0.81 pour l'axe Y et de 0.34 à 0.64 seulement pour l'axe X (apparemment les vibrations affectent plus cet axe).

En revanche, il n'y a pas de différence significative entre les résultats calculés avec une fenêtre de 90 pixels de rayon et ceux obtenus avec une fenêtre de 100 pixels de rayon. On peut donc dire que 180 pixels est le bon diamètre pour la fenêtre de calcul sachant que l'empreinte du diaphragme s'étale sur 220 à 250 pixels (le diaphragme étant légèrement ovale, plus large en X).

Pour le calcul du centre de gravité sur les trames 85 à 399 de la séquence 19-06 (315 trames, $R - U = f(J)$) on a pour diamètre de la fenêtre $d_F = 90$ pixels :

- une pente $\gamma_Y^{-1} = -0.0875 \pm 0.0036$ et une ordonnée à l'origine $\Delta\theta_0 = -0.055 \pm 0.015$. C'est la pente qui est représentée sur la figure V.8, elle correspond donc à $\gamma_Y = 11.43$ pour l'axe Y . Si on considère que la dispersion crête à crête des points en ordonnée correspond à $4\sigma_{\Delta\theta}$, on mesure une erreur sur le *tilt* différentiel $\sigma_{\Delta\theta} = 0.266$ pixel en supposant que l'erreur de mesure en abscisse est nulle (mesure directe du *tilt* parfaite et régression linéaire classique).
- en X , on a $\gamma_X^{-1} = -0.046 \pm 0.003$, $\Delta\theta_0 = -0.058 \pm 0.016$, et donc $\gamma_X = 21.6$. On a aussi, $\sigma_{\Delta\theta} = 0.278$ pixel.

Pour la séquence 25-32, on obtient pour les mêmes voies spectrales, dans les mêmes conditions calculatoires, et sans sélectionner de points :

- une pente $\gamma_Y^{-1} = -0.058 \pm 0.0021$ et une ordonnée à l'origine $\Delta\theta_0 = -0.0000 \pm 0.0021$. C'est la pente qui est représentée à droite de la figure V.7 , elle correspond donc à $\gamma_Y = 17.24$ pour l'axe Y.
- en X, on a $\gamma_X^{-1} = -0.060 \pm 0.003$, $\Delta\theta_0 = -0.0000 \pm 0.0165$, et donc $\gamma_X = 16.67$.

On voit que pour la séquence 25-32, les valeurs de γ sont beaucoup plus proches entre les deux axes, que les vibrations étaient plus clémentes. D'ailleurs, on le voit sur la figure V.9 qui montre un très bel accord sur toute la séquence (399 trames, 30 secondes) entre le *tilt* déduit et le *tilt* mesuré directement, et sans éliminer aucune partie de la séquence.

V.5.2.5 Correction trame à trame du tilt

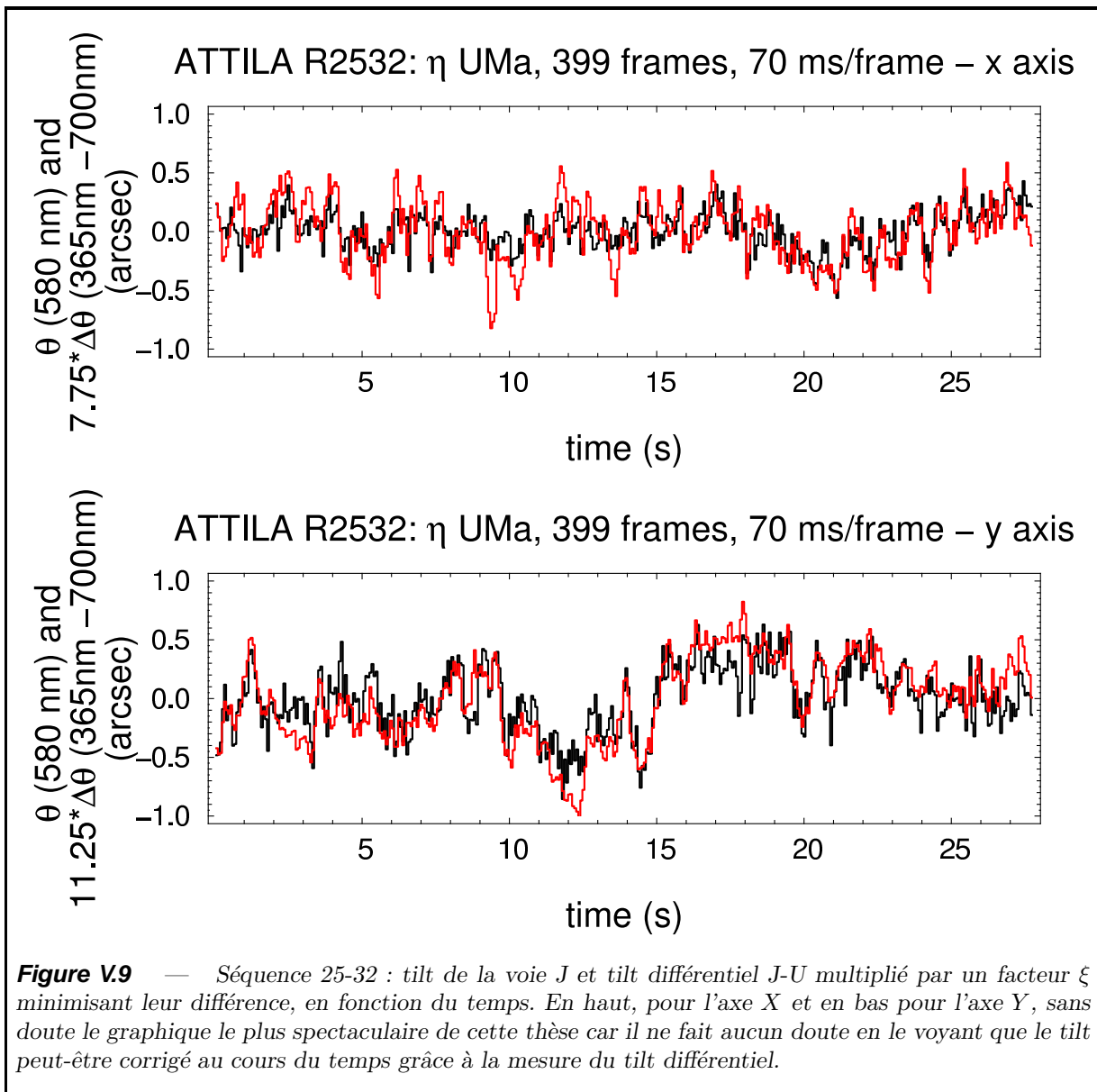
On recentre numériquement les images de chaque trame de la valeur calculée du *tilt* et on compare avec un recentrage avec la valeur du *tilt* mesurée directement. Ainsi on valide la faisabilité de la correction du *tilt* à partir de notre mesure du *tilt* différentiel. Cela donne une idée du rapport de *Strehl* que l'on obtiendrait avec un miroir oscillant répondant parfaitement à notre consigne.

Pour cela, on regarde la diminution de la largeur à mi-hauteur (LMH) moyenne des images recentrées. Pour la séquence 19-06, un ajustement d'une fonction gaussienne sur l'image moyenne de la voie jaune donne :

- $LMH_X = 46.81$ pixels et $LMH_Y = 50.52$ pixels pour les images brutes (avant recentrage).
- $LMH_X = 44.62$ pixels et $LMH_Y = 50.0$ pixels après recentrage trame à trame à partir du *tilt* déduit du *tilt* différentiel.

Le gain est substantiel en X (2.2 pixels) et assez faible en Y (0.5 pixel). Ce gain paraît faible mais il est plutôt encourageant car il s'agit d'une correction du *tilt* uniquement alors que tous les ordres supérieurs sont inchangés. D'après la théorie de Kolmogorov, l'écart-type du *tilt* (formule II.2) vaut environ un tiers de la LMH soit 0.7" pour un *seeing* de 2.1 ". En termes de LMH, pour un profil gaussien, cela donne une LMH du *tilt* seul de $LMH_\theta \approx \sigma_\theta \times 2.35 = 1.65''$. On voit que si on retire la contribution du *tilt* seul, on devrait réduire la LMH de l'image d'environ 38% (en effet $\sqrt{2.1^2 - 1.65^2} = 1.30''$, par rapport au 2.1" de la LMH totale). Dans notre cas, on arrive à réduire la LMH de près de 5% seulement mais nous ne prenons pas en compte les vibrations. Je pense qu'il faudrait approfondir ce point notamment grâce aux données d'ATTILA-III.

La figure V.10 , comme la figure V.9 montre comment le *tilt* différentiel U-R multiplié par un facteur est très bien corrélé au *tilt* J au cours du temps. Dans l'intervalle entre les secondes 7 et 21, l'accord est très bon. On voit que les sismomètres seraient utiles pour améliorer encore ce résultat mais déjà il est clair que l'on peut corriger le *tilt* à partir du *tilt* différentiel.



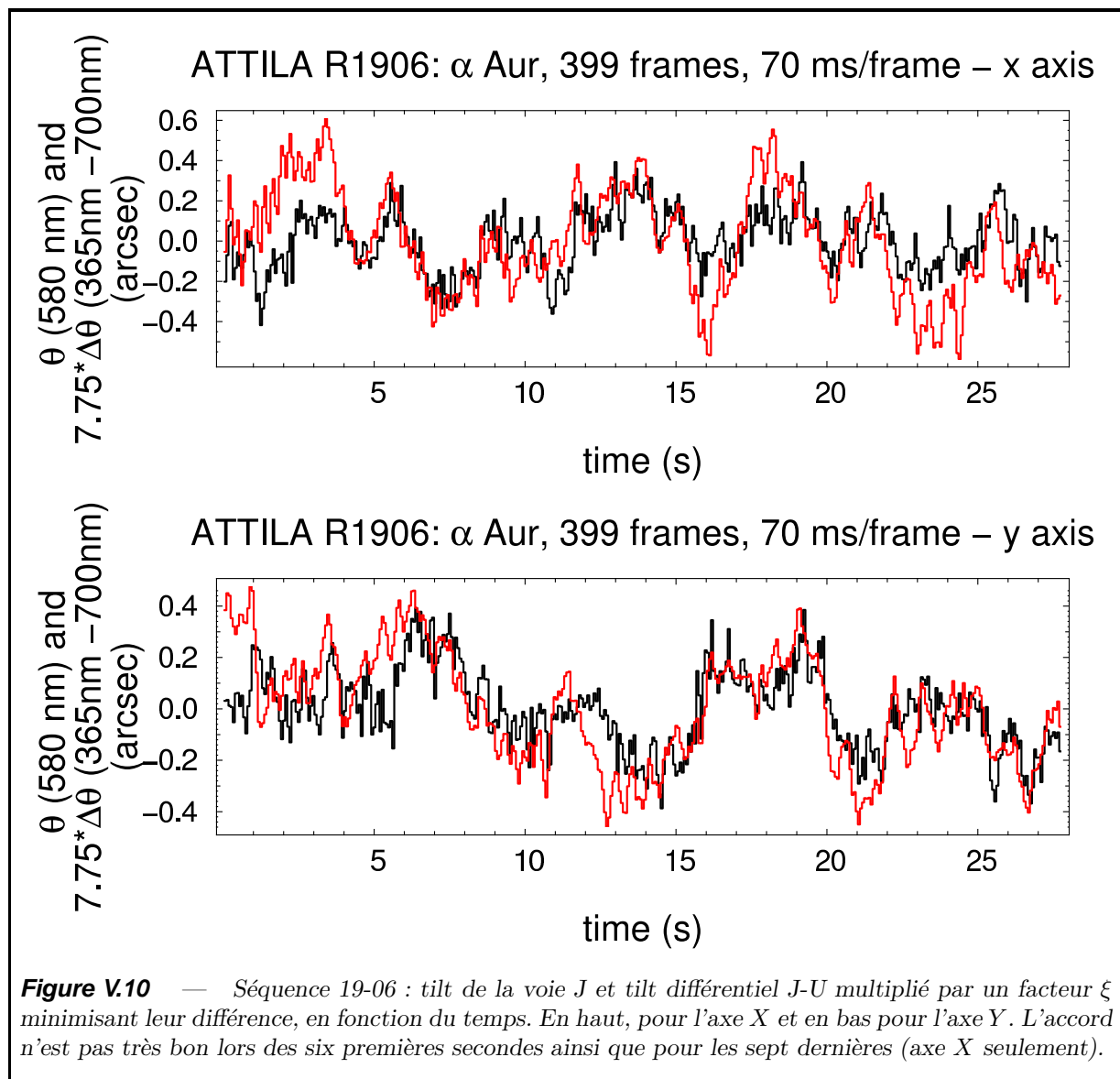
V.5.3 Effet des vibrations/mouvements mécaniques

Si les mouvements mécaniques du télescope (ou vibrations du banc *ATTILA* lui-même) ne sont pas mesurés, on ne peut pas les distinguer des mouvements dus à la turbulence atmosphérique. Heureusement, ils sont achromatiques et par conséquent n'affectent pas le *tilt* différentiel puisqu'ils sont annulés lorsqu'on calcule la différence de *tilt* entre deux images.

V.5.3.1 Données des sismomètres

Nous avons rencontré plusieurs problèmes :

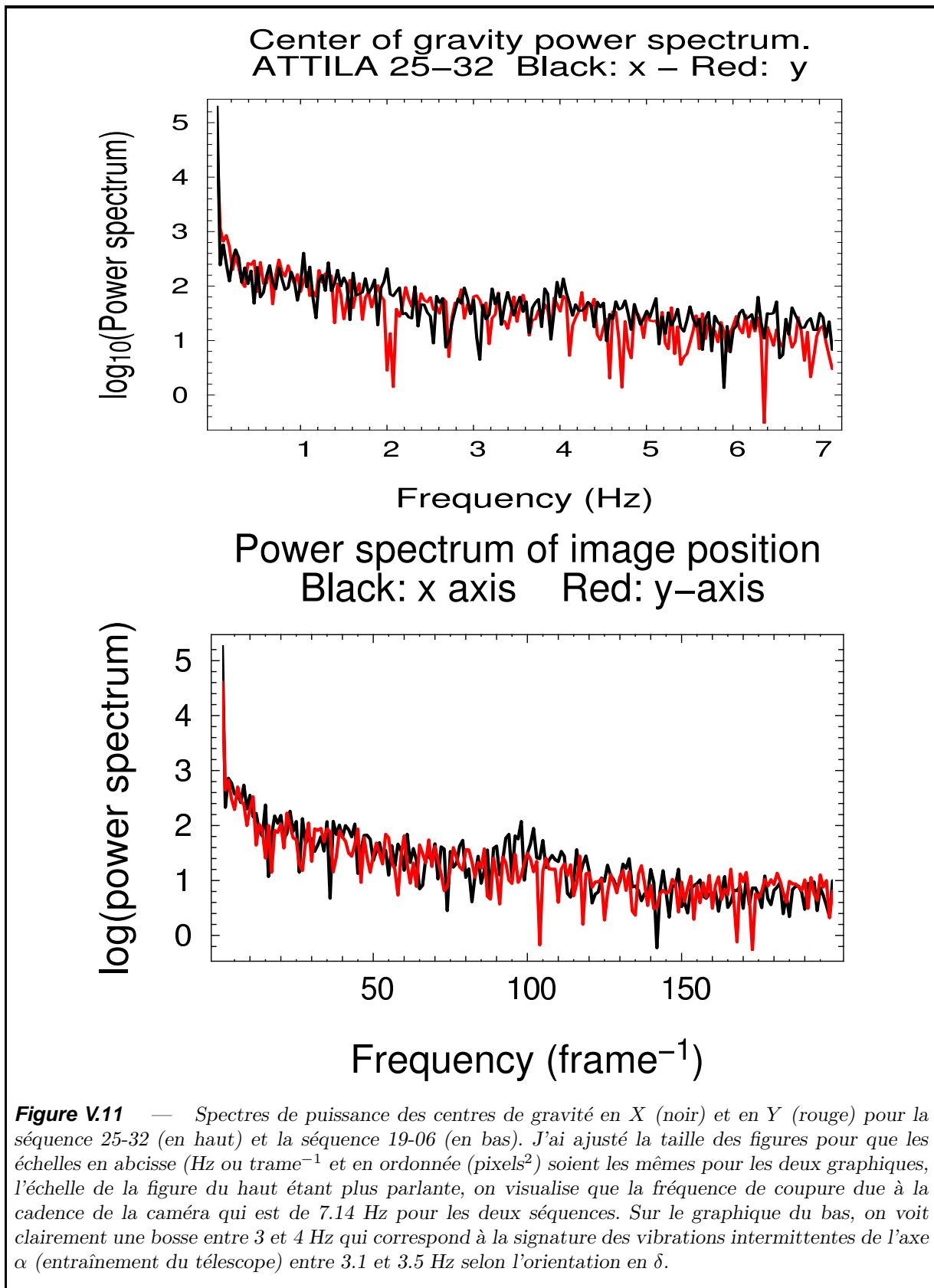
- L'échelle de sensibilité des sismomètres a été dérégulée avant d'effectuer la première mission et il a fallu la réévaluer en laboratoire pour pouvoir estimer l'amplitude des mouvements observés au télescope.



L'étalonnage en amplitude dont les résultats (SP1) sont affichés sur la figure V.12 a été réalisé après la mission ATTILA-I et montre que la sensibilité n'était pas du tout celle recherchée. En effet, au lieu d'avoir 4,5 *mas*/ADU nous avons 51 *mas*/ADU pour SP1 et environ 90 *mas*/ADU pour SP2. L'amplitude typique des vibrations d'OHP152 étant d'environ 70 *mas*, le signal était mal échantillonné et le rapport signal sur bruit de ces mesures est très faible (≥ 1) qui serait problématique si on voulait utiliser les données immédiatement dans le but de corriger les images des vibrations.

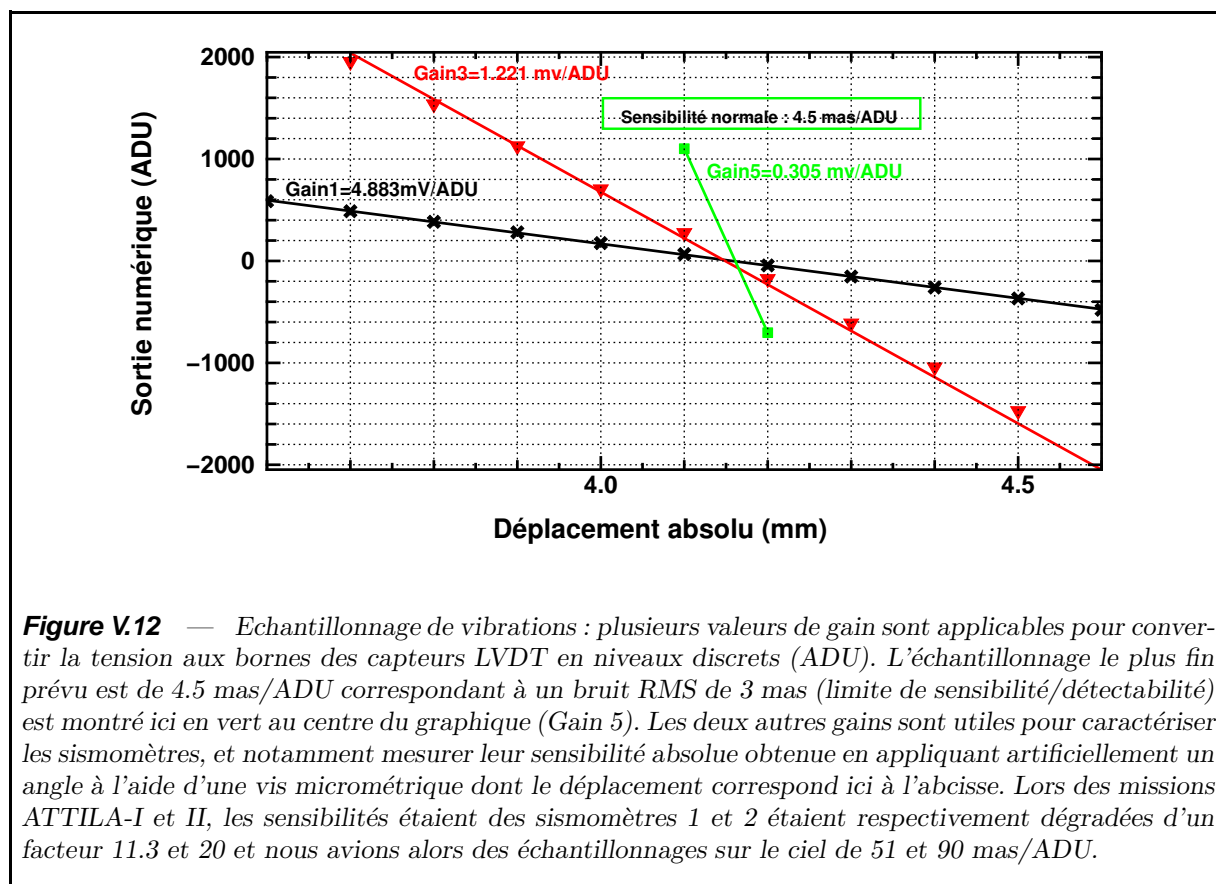
Néanmoins, on montre ici que les données des sismomètres obtenues lors d'ATTILA-II sont tout de même exploitables pour valider la méthode et montrer leur utilité future pour le démonstrateur d'ELP-OA.

Comme le montre la figure V.13, les signaux délivrés par les sismomètres oscillent de 3 à 5 ADU crête-à-crête. On montre cependant que le mode oscillatoire dominant (vibrations à 0.7 Hz environ) correspond à la résonance des pendules trop mollement asservis. Le vrai signal vibratoire, de fréquence plus élevée, est à la limite de détectabilité mais on le perçoit quand même.



La densité spectrale de puissance (en bas, en mas^2/Hz) confirme la présence indéniable d'une raie à 3.3 Hz d'environ 1 à 1.5 Hz de large. L'intégration de cette raie permet d'évaluer grossièrement l'amplitude du signal vibratoire correspondant à 50 à 75 mas sur le ciel (1.5 ADU crête-à-crête), ce qui est du même ordre que ce qu'on

attend sur ce même axe α (Tokovinin à mesuré 66 mas dans des conditions similaires sur le même télescope en 1999).

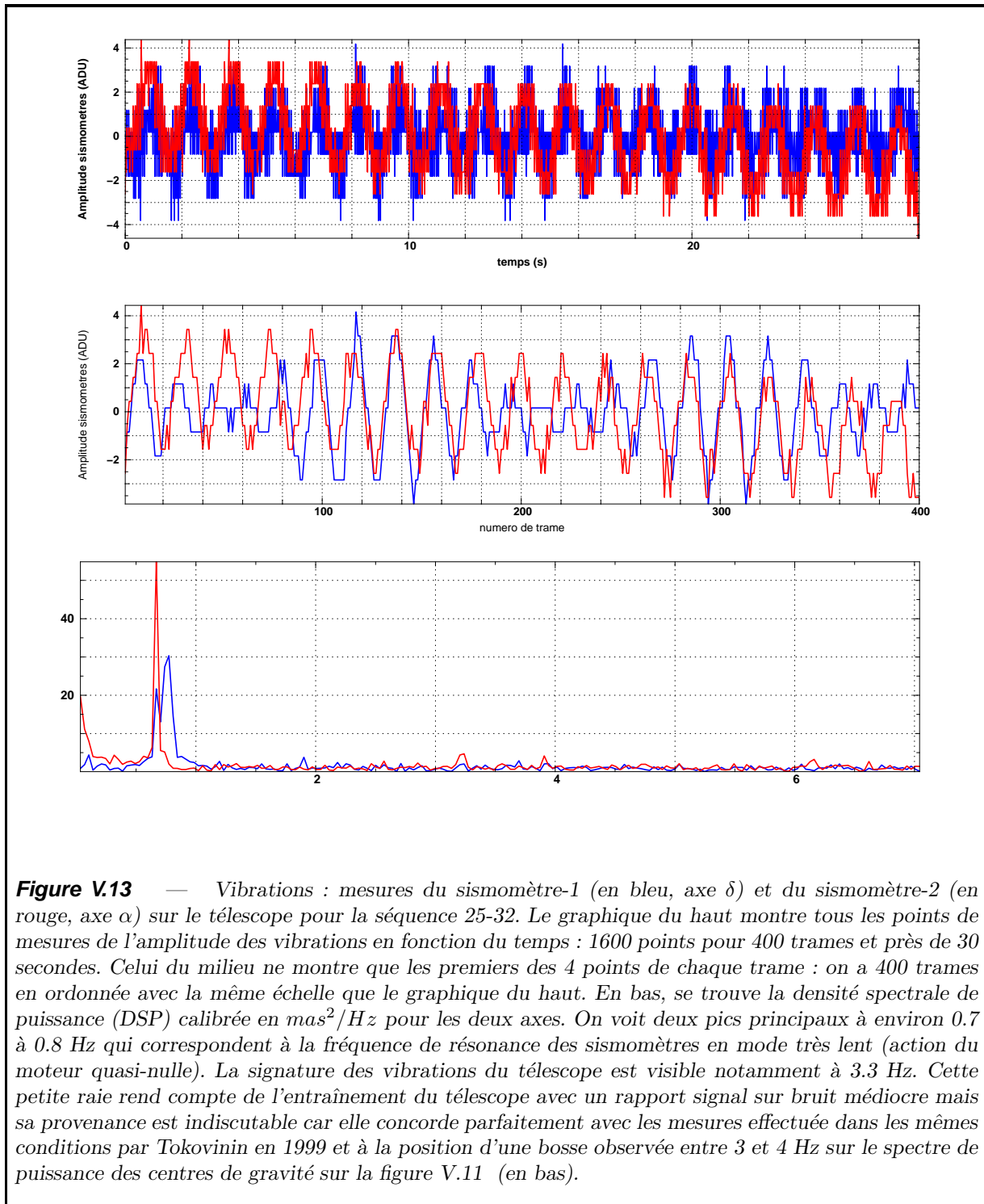


- La synchronisation avec la caméra a fonctionné mais les points de mesures des sismomètres ne sont pas régulièrement espacés dans le temps. En effet, nous avons introduit un délai variable de quelques millisecondes permettant d'acquérir plusieurs points "sismo" pendant une pose du détecteur. Malheureusement, de nombreux cas de figure n'ont pas été envisagés faute de temps et le programme de pilotage/acquisition des sismomètres omet des mesures lorsque le temps de pose "image" ne permet pas d'effectuer un nombre entier de cycles "sismo".

V.5.3.2 Correction des vibrations

Comme pour le *tilt*, on peut recentrer numériquement les images de chaque trame de la valeur mesurée des vibrations et voir si le rapport signal sur bruit sur la mesure du *tilt* est accru. Ainsi, on valide la faisabilité de la correction simultanée du *tilt* et des vibrations. Cela donne une idée du rapport de *Strehl* que l'on obtiendrait avec un miroir oscillant répondant parfaitement à notre consigne $\theta_{Atm} \pm \theta_{Vib}$. Malheureusement, il nous est impossible aujourd'hui de valider cette étape compte tenu du trop faible rapport signal sur bruit que nous avons sur la mesure des vibrations.

Néanmoins, les axes montrent que pour la séquence 19-06, Capella est quasiment au zénith et par conséquent, $\delta = 0$ du télescope (peu vibrant, quelques mas tout au plus) et Y



du détecteur sont pratiquement colinéaires. Ainsi, la majeure partie des vibrations issues d' α , axe du monde affecté majoritairement par l'action du moteur de suivi du télescope, sont reportées sur l'axe X .

Il est donc possible de comparer pour cette séquence, les mesures de centre de gravité en X avec les vibrations mesurées en α . Le rapport signal sur bruit sur la mesure des sismomètres permet seulement de confirmer que les vibrations sont de l'ordre de 50 à 100 mas pour cet axe (évaluées grâce à un étalonnage en amplitude mené *a posteriori*), autour de 3.3 à 3.5 Hz, et qu'il est indispensable de les corriger pour gagner en précision sur le

tilt puisqu'elles limitent le budget d'erreur total.

Toutes ces mesures ne concernent que l'intervalle de fréquence [1-7] Hz limité d'une part par la fréquence propre des sismomètres et de l'autre par la fréquence d'acquisition du détecteur (14 Hz ici). Cependant Tokovinin n'a rien mesuré de significatif au delà en ce qui concerne α . Il a mesuré la contribution du parasite électronique à 50 Hz à environ 6 *mas* et a confirmé le fait que le châssis de l'ONERA (que l'on a utilisé pour monter *ATTILA*) vibrait à une fréquence de 76 Hz mais avec une amplitude de 2 à 6 *mas* seulement (vibrations non corrigées avec nos sismomètres puisqu'en aval de ceux-ci).

V.5.4 Grandissement différentiel

Les chemins optiques ne sont pas exactement égaux du fait de la séparation chromatique par filtres dichroïques. En effet, chaque canal emprunte un chemin spatial différent.

Si la collimation n'est pas parfaite, on aura un grandissement différentiel entre les différentes voies spectrales. Le détecteur a été focalisé sur la voie jaune en général ce qui veut dire que les autres étaient forcément légèrement défocalisées (et/ou collimation imparfaite).

Dans l'axe perpendiculaire au plan du détecteur, ceci n'introduit pas de biais puisque le rayon moyen n'est pas dévié. Mais dès que l'on s'éloigne de cet axe, l'effet géométrique peut entraîner un facteur d'échelle allant jusqu'à quelques pour cent.

Dans le cas d'*ATTILA*, on est toujours hors axe puisque :

- le *tilt* nous en éloigne.
- un seul miroir sphérique est utilisé pour focaliser les quatre faisceaux sur le détecteur et donc l'axe moyen de chaque voie n'est pas tout à fait perpendiculaire au plan du détecteur.

Lorsque l'on compare les tailles des empreintes du diaphragme d'entrée sur toutes les voies spectrales, il est clair que le grandissement n'est pas le même partout. Il varie également d'une séquence à une autre car le montage était instable et réglé différemment à plusieurs reprises au cours de notre nuit utile de la mission *ATTILA-II*.

En revanche, lorsque l'on compare les résultats obtenus sur la loi $\theta = f(\Delta\theta)$ pour ces mêmes séquences, on se rend compte que la pente observée, plus forte d'un facteur deux à trois par rapport à ce que l'on attend, ne peut être expliquée par la présence de ce grandissement différentiel. En effet la valeur mesurée de la pente devrait varier plus entre les séquences dans le cas contraire. Certaines séquences acquises dans des conditions très différentes de réglages optiques (et donc d'incidence sur le miroir sphérique de sortie) et de position de l'étoile dans le champ donnent des facteurs γ trop proches pour incriminer un quelconque grandissement différentiel qui lui varie de quelques pour cent d'après les observations et les tests effectués avec le logiciel de tracé de rayons et reportés en II.2.6. C'est un constat purement expérimental.

Il est possible en outre que des effets de second ordre interviennent sur les ordres élevés de la turbulence. Cela pourrait détériorer les performances de la restauration de la phase mais cela n'affecte pas celles obtenues aujourd'hui avec *ATTILA* et le CDG.

V.5.5 Intervalles spectraux réels

Les canaux UV et B subissent chacun trois réflexions sur des dichroïques. Sachant que l'épaisseur de ces filtres est très faible, on peut facilement imaginer que l'un deux soit contraint mécaniquement et de ce fait devienne une optique à puissance non nulle. Si c'était le cas, nous aurions un grandissement différentiel pour une de ces deux voies (ou les deux) avec les voies J et R quand bien même la collimation du faisceau en amont serait parfaite. Il est difficile de déterminer à partir des données si c'était le cas.

On peut évaluer le grandissement sur nos données (*ATTILA-II*) en mesurant la largeur à mi-hauteur des images de chaque canal moyennées sur une séquence de n trames. Pour les voies J et R dont on connaît parfaitement les longueurs d'onde centrales (mode spectral étroit), on aurait une vérification possible des rapports d'échelle attendus et donc de la présence ou non d'une différence de grandissement entre ces deux voies.

Pour les voies UV et B, cela est un peu plus compliqué car on les exploite en mode spectral large (sans filtre interférentiel) et leurs longueurs d'onde centrales équivalentes dépendent non seulement de la réponse spectrale de chacun des filtres et miroirs rencontrés mais également du spectre de l'étoile source observée, de la transparence chromatique du site et du télescope. Bien que j'ai évalué ces λ_0 pour chacune des étoiles utilisées au chapitre II, il est difficile d'évaluer la pertinence des courbes obtenues et par conséquent, de savoir si un grandissement différentiel peut expliquer à lui seul un désaccord d'un facteur 2 à 3 sur la pente de la relation $\theta = f(\Delta\theta)$.

Une solution serait d'observer une étoile binaire dont on connaît la séparation des deux composantes et d'évaluer ainsi précisément l'échelle spatiale réelle obtenue dans le plan focal pour chaque canal spectral. Cela a été fait pour la campagne *ATTILA-III* dont les données seront incessamment traitées.

V.6 Discussion

Alors que les vibrations n'ont pas été prises en compte, que le montage optique était sujet à d'importants problèmes de stabilité, on montre tout de même que le *tilt* peut être déterminé à partir du *tilt* différentiel mesuré à deux longueurs d'onde avec une précision d'environ une tache d'Airy (84 *mas* à 500 nm pour notre télescope de 1,52 m). De nombreuses améliorations sont immédiatement applicables sans changer les éléments optiques mais en s'assurant qu'il sont mieux fixés sans être trop contraints. C'est ce qui a été réalisé pour la mission *ATTILA-III* dont les données vont être dépouillées sous peu. Ceci a permis d'obtenir un échantillon important de bonnes séquences contrairement à la mission *ATTILA-II* pour laquelle il est difficile de valider des hypothèses en raison du peu de séquences exploitables (quatre champs imagés sur le détecteur sans troncature, un

seeing correct, etc.). Néanmoins les quelques séquences exploitées jusque là montrent déjà de beaux résultats proches des attentes d'ELP-OA.

Ici, je vais discuter la précision obtenue par rapport à ces attentes, notamment en comparant la précision attendue directement liée aux flux lasers qui seront projetés. Ici, on a une idée de la baisse de précision infligée par la méthode et l'instrument par rapport à un centre de gravité idéal et on peut ainsi extrapoler la précision que l'on aura avec les lasers.

V.6.1 Précision

V.6.1.1 Sur le tilt différentiel

Ici on compare la précision obtenue en retranchant deux mesures de centre de gravité (CDG). Comme les biais achromatiques (vibrations, etc.) s'annulent, on peut confronter la précision obtenue avec celle attendue par rapport au nombre de photons présents sur chaque voie spectrale sachant, d'après (Roddier, 1981), que le rapport de la largeur à mi-hauteur (σ_{MH}) de l'image sur la racine carrée du nombre de photons N est un bon estimateur de la précision sur un CDG (lorsque le bruit de photons domine). On a pour le *tilt* mesuré à une longueur d'onde λ avec un centre de gravité idéal CDG_i , donc pour chaque voie :

$$\sigma_{CDG_i}(\lambda) \simeq \frac{\sigma_{MH}(\lambda)}{\sqrt{N_\lambda}} \simeq \sigma_\theta(\lambda) \quad (\text{V.21})$$

Lorsque on calcule le *tilt* différentiel entre deux voies spectrales les variances s'ajoutent de la sorte :

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta\theta}^2 &= \sigma_{CDG_i}(\lambda_1)^2 + \sigma_{CDG_i}(\lambda_2)^2 \simeq \frac{\sigma_{MH}(\lambda_1)}{N_{\lambda_1}} + \frac{\sigma_{MH}(\lambda_2)}{N_{\lambda_2}} \\ &\simeq \sqrt{2} \times \sigma_{CDG}(\lambda) \\ &\text{si } N_{\lambda_1} \simeq N_{\lambda_2} \text{ et si } \sigma_{MH(\lambda_1)} \approx \sigma_{MH(\lambda_2)} \end{aligned} \quad (\text{V.22})$$

Pour faire ce calcul, il faudrait prendre le nombre de photons avant multiplication (comparaison avec un détecteur idéal). C'est ce qui est fait dans l'article de (Schöck et al., 2002) et qui permettrait d'obtenir un bon rapport de *Strehl* dans le visible avec ELP-OA.

Dans le cadre d'ATTILA-II, et plus particulièrement la séquence 19-06 (la plus étudiée jusqu'ici), nous estimons l'erreur de mesure sur le *tilt* différentiel à $\sigma_{\Delta\theta} = 0.26$ pixel. Ceci correspond à un quart de la dispersion verticale crête à crête et à l'erreur de mesure du centre de gravité σ_{CDG_m} seul multiplié par un facteur $\sqrt{2}$ (en ne prenant en compte qu'une contribution photonique égale pour les deux voies spectrales et pas les vibrations achromatiques qui peuvent s'annuler entre elles lorsque que l'on soustrait un CDG à un autre).

V.6.1.2 Précision sur le tilt calculé à partir du tilt différentiel

La dispersion verticale $\sigma_{\Delta\theta}$ des points de la relation $\Delta\theta = f(\theta)$ entraîne une incertitude de mesure sur le le *tilt* telle que $\sigma_{\theta} \simeq \gamma \times \sigma_{\Delta\theta}$ où γ correspond à l'inverse de la pente instantanée de la relation. Dans le cas de 19-06 (315 trames consécutives), on a donc $\sigma_{\theta_Y} \simeq 3$ pixels et $\sigma_{\theta_X} \simeq 5.6$ pixels ce qui correspond à 1.3 et 2.4 taches d'Airy pour une correction à 700 nm.

V.6.1.3 Précision par rapport aux objectifs d'ELP-OA

Ici, je compare la précision obtenue avec *ATTILA* avec le contenu de l'article de (Schöck et al., 2002) sur l'analyse de la performances du futur démonstrateur *ELP-OA* en fonction des intensités photométriques prévues avec les lasers en préparation. Dans ce papier, des prévisions de flux retournés ont été estimées pour trois configurations possibles d'*ELP-OA* ainsi que pour deux cas futurs d'un système à étoile laser polychromatique utilisé sur un télescope de 8 mètres. Ces prévisions sont relativement optimistes car de très bons coefficients de transmission sont pris en compte, notamment pour le télescope d'observation (rendement global $\eta = 0.08$ à l'OHP). Il est vrai que pour le télescope émetteur, un rendement supérieur à 90% peut être atteint car les deux longueurs d'onde émises sont très proches. Nous nous situons déjà dans un cas meilleur qu'*ELP-OA-III* (laser sans mode au télescope 152 de l'OHP) en termes de flux (notre flux est supérieur aux 20000 photons/trame indiqué dans l'article) grâce à l'utilisation d'étoiles sources très brillantes. Par la suite, il s'agira de confirmer les résultats d'*ATTILA* par l'utilisation de sources moins brillantes et de montrer que les objectifs d'*ELP-OA* indiqués dans ce papier sans avoir recours à la méthode de la restauration de la phase qui elle, est développée en parallèle. Nous avons travaillé avec *ATTILA* sur des étoiles brillantes, mais avec des efficacités du télescope, de l'optique et du détecteur médiocres à mauvaises.

V.6.2 Habilité à corriger le tilt

V.6.2.1 Suivi temporel

On a vu sur les figures V.9 et V.10 que le *tilt* différentiel multiplié par un certain facteur γ suivait temporellement le *tilt* mesuré directement sur une voie. On retrouve le même facteur γ qui correspond à l'inverse de la pente de la loi $\Delta\theta = f(\theta)$ établie pour plusieurs séquences et pour chaque axe.

V.6.2.2 Performance actuelle

Si on suppose que les ordres élevés sont parfaitement corrigés et que l'on dispose d'un miroir de correction *tip/tilt* idéal, on peut estimer le rapport de *Strehl* que l'on pourrait déjà avoir aujourd'hui malgré toutes les imperfections du système et de la procédure.

Pour l'instant, dans le meilleur des cas, nous obtenons une incertitude de mesure sur le *tilt* d'environ une tache d'airy. Ceci correspond sur le graphique de la figure C (Introduction) à un rapport de *Strehl* de l'ordre de 10% dans le rouge ce qui est tout juste acceptable pour prétendre exploiter les télescopes à leur limite de diffraction mais très encourageant pour la suite d'*ELP-OA*.

V.6.3 Incompréhensions

De nombreux paramètres restent partiellement incompris :

- La transmission globale d'*ATTILA* sur le ciel est plus faible que prévue mais il a été impossible de l'estimer (pertes de flux indissociables, faute de mesures). Il faudrait mesurer la transmission du montage seul pour pouvoir la dissocier des autres pertes (dues au détecteur, au télescope, et à l'atmosphère) et tenter de l'améliorer en changeant les composants optiques les moins efficaces.
- La pente γ^{-1} de la relation $\Delta\theta = f(\theta)$ établie est deux à trois fois plus forte que prévue avec les formules connues de l'indice de réfraction atmosphérique dans nos conditions de température et de pression. Nous avons déjà éliminé des hypothèses pouvant expliquer ce désaccord mais nous n'en avons pas trouvé la cause première. Peut-être que les données issues d'*ATTILA-III* nous le permettront.
- L'utilisation future des sismomètres devrait permettre de suivre la relation sur un temps supérieur à une minute et d'en diminuer la dispersion en abscisse. Actuellement, il est difficile d'identifier clairement la contribution des vibrations.
- Une caractérisation encore plus poussée du détecteur devrait permettre d'expliquer le terme \mathcal{B} (biais) dont on s'affranchit néanmoins en soustrayant une carte de champ obscur adaptée à chaque trame. Elle devrait également permettre d'expliquer la raison pour laquelle nous obtenons une dispersion des mesures du détecteur environ $\sqrt{2}$ fois celle que nous attendons avec le bruit de photons dominant.

Toutes ces choses plus ou moins incomprises devraient pouvoir être approfondies dans l'avenir à mesure que le système et les procédures seront améliorés. La faisabilité du concept d'étoile laser polychromatique est néanmoins prouvée.

V.6.4 Possibilités d'améliorations

Dès la mission *ATTILA-III*, nous avons effectué des améliorations du montage quant à sa stabilité optomécanique. Les données ne sont pas encore traitées mais nous avons toutes les raisons de penser qu'elles seront plus homogènes et facilement exploitables car acquises dans des conditions quasi identiques entre les séquences (homogènes). Le pré-traitement de ces données sera facilité car une calibration régulière du champ obscur du détecteur a été mise en oeuvre. Également, nous savons déjà que le nombre de séquences exploitables

est bien supérieur en raison du temps effectif d'observation que nous avons eu lors de cette campagne avec *ATTILA* réglé.

Néanmoins on peut rappeler ici que les vibrations et autres mouvements mécaniques n'ont pas été pris en compte et qu'ils biaisent une des deux observables servant à l'établissement de la loi $\theta = f(\Delta\theta)$. Dès que les sismomètres seront fonctionnels et synchronisés à l'ensemble, il devrait être possible de réduire ce biais et par la même, l'incertitude de mesure sur le *tilt*. Cependant, il est fort probable que les vibrations ne soient pas la seule cause (voire la cause significative au premier ordre) de ce biais.

V.7 Perspectives et améliorations futures

V.7.1 Améliorations d'ATTILA en vue du démonstrateur

V.7.1.1 Améliorations optiques

Sur le montage actuel, de nombreuses choses peuvent être améliorées. Tous les miroirs pourraient avoir un traitement plus efficace dans l'UV, les dichroïques pourraient être de meilleure qualité, etc.

Une éventuelle révision du concept optique est envisagée pour l'opération du démonstrateur avec les lasers. Il s'agit de revenir vers une solution réfractive plus transparente telle que l'était *PASS-II* (*c.f.* section II.2.2). Ici, je ne présente que des améliorations applicables au concept optique actuel qui d'après moi peut permettre d'atteindre les objectifs d'*ELP-OA*, une fois amélioré.

- Réglages et stabilité

ATTILA s'est avéré se dérègler beaucoup trop facilement pendant les observations. Il faut réfléchir à une solution pour stabiliser certains éléments dont les réglages n'interviennent normalement qu'en début de nuit. Certains degrés de liberté peuvent être condamnés après un réglage définitif (à l'échelle de la mission).

- Transparence

ATTILA n'est pas assez efficace du point de vue photométrique. Il est impératif de changer tous les éléments optiques responsables (*c.f.* tableaux II.8, II.9 et II.12).

- Absence de diaphragme

Le montage actuel d'*ATTILA* souffre de la présence d'un diaphragme de champ. En effet, outre le fait que de la lumière est diffractée par les bords du trou percé dans le miroir, ce trou introduit des biais importants.

Mais ce diaphragme présente deux avantages significatifs :

- il permet d'éviter l'introduction d'angles et l'utilisation de surface sphériques hors d'axe car il exploite l'obstruction centrale du télescope (due au miroir secondaire). Ceci est favorable pour limiter les aberrations géométriques ou le prix du réglage de surfaces paraboliques hors d'axe.

- il limite le champ dans la partie commune à tous les canaux (polychromatique, en amont des filtres) du montage. Ainsi, les quatre canaux sont biaisés (tronqués par le diaphragme) de la même manière si le centrage de la source est le même par rapport à l'image du diaphragme pour tous les canaux. Il n'y a aucun risque que les canaux se polluent entre eux si les quatre champs sont judicieusement positionnés sur le détecteur. Ceci est favorable à la méthode CDG.
- Un vrai simulateur de télescope
Une source blanche puissante devrait alimenter le simulateur de télescope d'*ATTILA* pour en vérifier le chromatisme instrumental. Il faudrait également pour cela pouvoir changer le trou source et en placer un plus gros (200 μm au lieu des 30 actuels) pour avoir assez de flux dans les quatre longueurs d'onde. On aurait alors un mode non résolu pour des mesures précises sans les filtres interférentiels et un mode plus lumineux mais résolu, utile pour faire des mesures en présence de tous les filtres.

V.7.1.2 Détecteur

- Changement de détecteur UV/visible
L'emploi d'un détecteur aminci (illuminé par la face arrière) serait appréciable et permettrait de gagner 50 à 80% en sensibilité. J'en parle à la fin du chapitre III qui concerne le détecteur. Ce changement est indispensable pour le démonstrateur pour lequel un rendement quantique de 60% en UV avait été pris en compte dans les études photométriques préliminaires (Schöck et al., 2002).
- Caractérisation du détecteur et réduction des biais associés
Une meilleure caractérisation du détecteur est souhaitable (compréhension de \mathcal{B} , etc.). Aujourd'hui, alors que j'écris cette thèse, nous sommes parvenus à "piloter" la *Cascade* sous Linux et nous maîtrisons mieux chacune des fonctions qui sont appelées lors des acquisitions (*clear(s)*, le temps de pose réel, etc.).

V.7.1.3 Amélioration du traitement

- Utiliser d'autres méthodes de calcul
Comme je l'ai dit dans la discussion du chapitre précédent, aucune méthode essayée jusqu'à présent sur les données *ATTILA* (ajustement de fonctions ou intercorrélations) ne donne d'aussi bons résultats que ceux obtenus avec le centre de gravité.
- Gagner un ordre de grandeur en précision?
Si la méthode de la restauration de la phase (annexe B) est prête, nous l'utiliserons pour *ATTILA* et pour le démonstrateur mais son élaboration en est indépendante.

V.7.2 Le démonstrateur ELP-OA

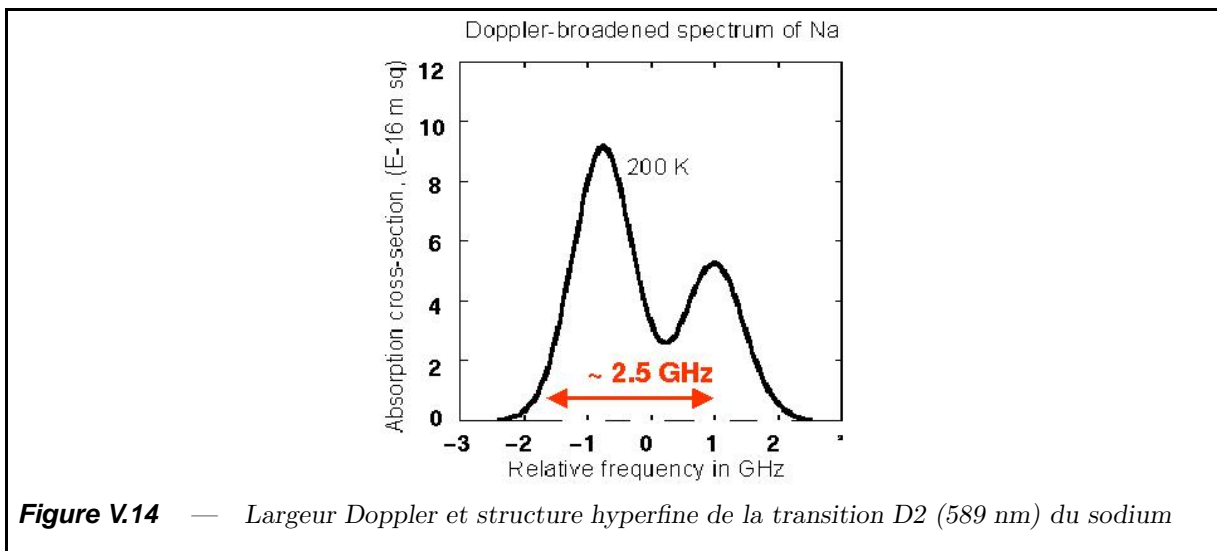
Ces étapes ou sous-systèmes sont déjà à l'étude pour le démonstrateur d'*ELP-OA* en parallèle avec l'exploitation d'*ATTILA*.

V.7.2.1 Les voies spectrales

Pendant longtemps, la solution retenue n'exploitait pas de voie IR nécessitant un second détecteur. Aujourd'hui, et étant donné la difficulté de la séparation chromatique de D_1 et D_2 , il est sans doute préférable de ne pas avoir à la mettre en œuvre et de bénéficier de la plus grande base spectrale grâce à l'emploi de deux détecteurs synchronisés.

V.7.2.2 Le laser sans mode

Notre principal collaborateur au sein d'ELP-OA est J.P. Pique, chercheur au Laboratoire de Spectrométrie Physique (LSP) de Grenoble. Il est chargé du développement des lasers. Le point crucial ici est de maximiser la brillance de l'étoile artificielle sans recourir à des puissances laser déraisonnables. Ainsi, il est important d'exciter efficacement la couche de sodium mésosphérique. Le seul moyen pour optimiser ce rendement est d'élargir la largeur spectrale des émissions laser (*pulses*) pour calquer au mieux la largeur Doppler des transitions électroniques de l'atome de sodium et ainsi éviter leur saturation. En effet, si il y a saturation (figure V.14), la puissance retournée par l'étoile laser (intensité fluorescée) ne va augmenter que comme la racine carrée de la puissance fournie par le laser. En revanche, si la saturation n'est pas atteinte, le flux retourné est tout simplement proportionnel à la puissance d'excitation. Pour rester dans ce régime linéaire, un laser continu serait la solution idéale mais aujourd'hui, personne ne sait produire de laser continu monomode à 589 et 569 nm de quelques dizaines de Watts. Pour s'en approcher, Pique & Farinotti (2003) sont parvenus au développement d'un laser qu'ils qualifient de "Laser Sans Mode" (LSM) dont les résultats au laboratoire (visibles sur la figure V.17) sont très convaincants.



V.7.2.3 Emploi des sismomètres

Indépendamment d'ELP-OA, les sismomètres développés au CRAL sont de formidables outils de mesure puisque leur limite de sensibilité angulaire (bruit RMS sur la

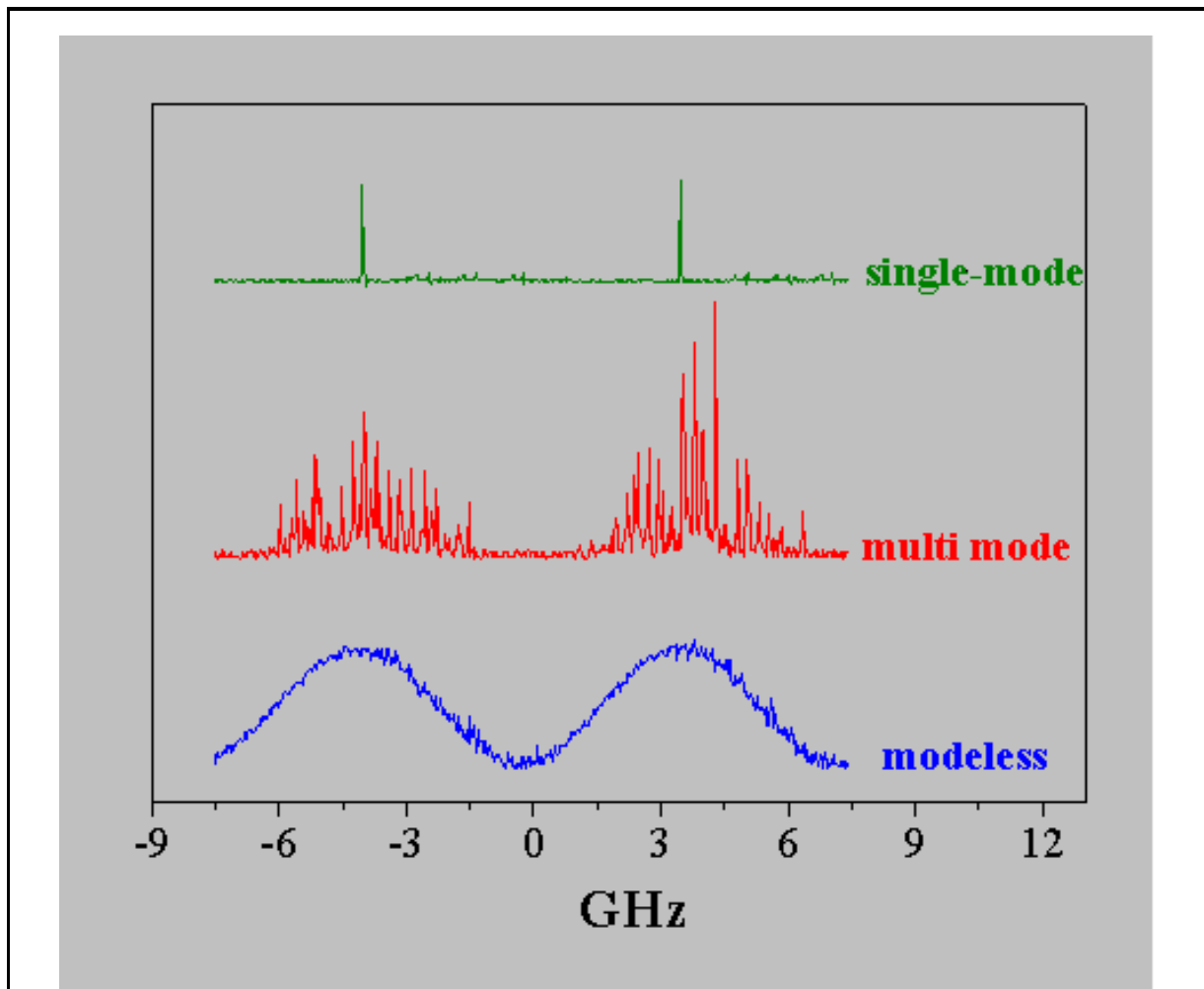


Figure V.15 — Spectre du laser sans mode : en haut se trouve le spectre du laser initial “mono-mode” analysé avec une haute résolution (~ 25 Hz). Les pulses sont très étroits ($\ll 1$ GHz). Au milieu, se trouve le même spectre mais cette fois multimode car l’amplitude de la RF est à zéro. En bas, le laser sans mode et son profil large d’environ 2 GHz obtenu grâce à un AOS (acousto-optic frequency shifter Pique & Farinotti (2003).

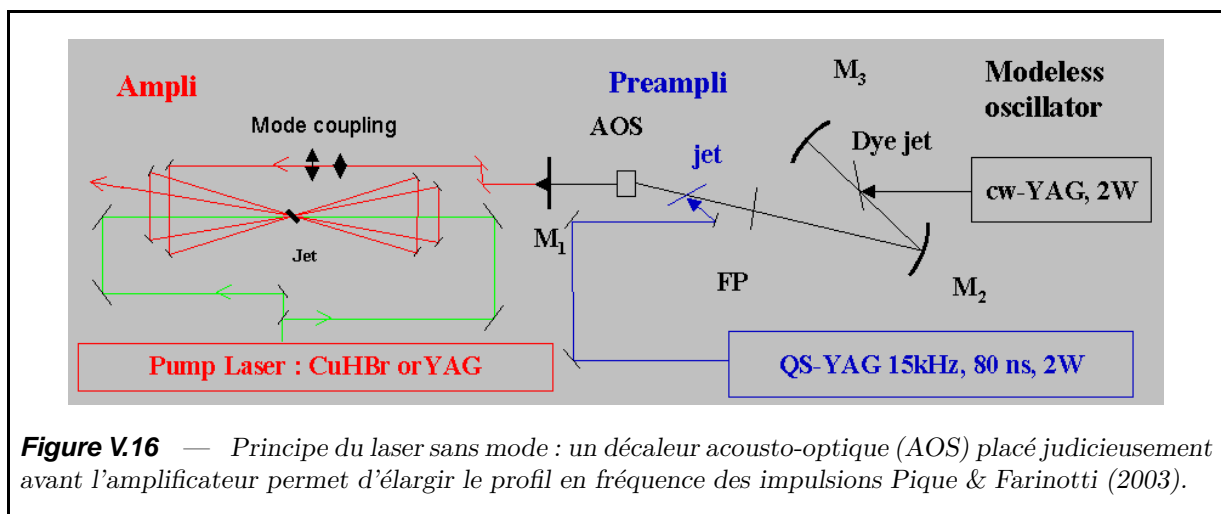


Figure V.16 — Principe du laser sans mode : un décaleur acousto-optique (AOS) placé judicieusement avant l’amplificateur permet d’élargir le profil en fréquence des impulsions Pique & Farinotti (2003).

mesure) est de 3 millisecondes d’arc ce qui correspond à un angle matérialisé par une pièce

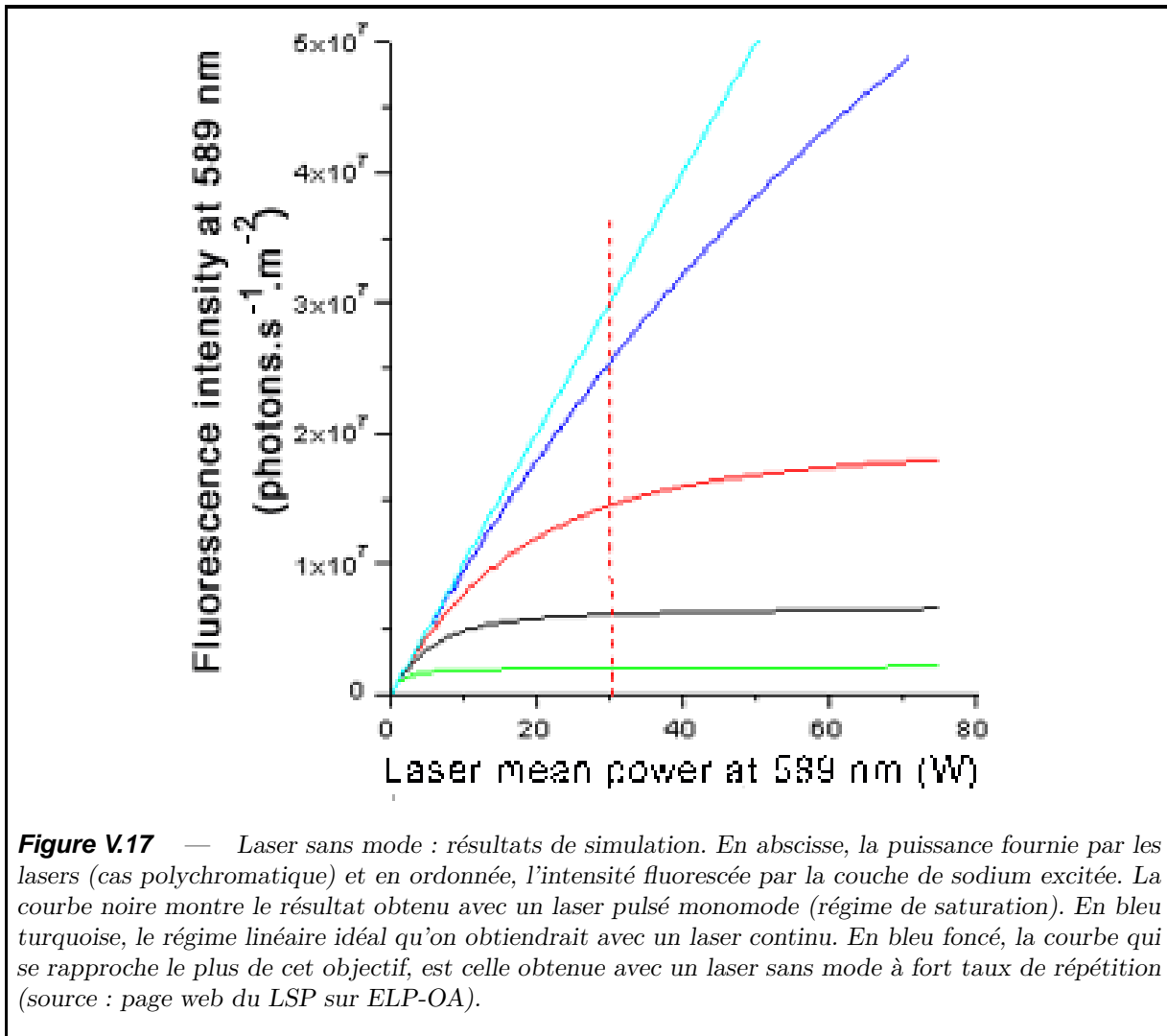


Figure V.17 — Laser sans mode : résultats de simulation. En abscisse, la puissance fournie par les lasers (cas polychromatique) et en ordonnée, l'intensité fluorescée par la couche de sodium excitée. La courbe noire montre le résultat obtenu avec un laser pulsé monomode (régime de saturation). En bleu turquoise, le régime linéaire idéal qu'on obtiendrait avec un laser continu. En bleu foncé, la courbe qui se rapproche le plus de cet objectif, est celle obtenue avec un laser sans mode à fort taux de répétition (source : page web du LSP sur ELP-OA).

d'un euro située à 1500 km ! On a montré ici qu'ils étaient utilisables et indispensables pour ELP-OA.

V.7.2.4 Couplage avec un système d'optique adaptative

Ce couplage est évoqué dans la section II.2.7.1.

V.7.2.5 Changement de site

Pour le démonstrateur *Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative*, il est question de changer de site, de l'installer sur un télescope de la classe des 4m (le 3,6 m CFHT à Hawaï) ou même sur un télescope de la classe des 8-10 mètres. Je développe brièvement ces éventualités dans la sous-section II.2.7.3. Sur la figure II.12 les courbes de transmission actuelles sont modifiées avec l'apport d'un nouveau détecteur de type aminci (gain d'un facteur 2 à 3 dans l'UV) ainsi que le gain en transmission atmosphérique grâce au site du CFHT situé à plus de 4000 mètres au dessus du niveau de la mer par rapport à l'OHP qui lui est à une altitude de seulement 650 mètres. La transmission atmosphère

à 330 nm atteint presque le double de celle obtenue à l'OHP. Au total, on aurait 6 à 8 fois plus de photons dans l'UV en changeant de détecteur et de site indépendamment de la transmission du télescope qui, elle aussi est meilleure au CFHT surtout si le système de réception de l'étoile laser polychromatique est installé au foyer Cassegrain.

V.7.3 Perspectives pour ELP-OA

Les résultats d'ATTILA montrent que la précision de mesure du *tilt* différentiel peut être limitée par le bruit de photons avec la méthode du centre de gravité grâce à un traitement efficace des bruits et biais.

Dans l'article de Schöck et al. (2002), un nombre de $7 \cdot 10^5$ photons UV est prévu grâce à l'emploi du laser sans mode pour ELP-OA.

V.7.3.1 Restauration de phase

Lors de sa thèse, Jérôme Vaillant a obtenu des résultats encourageants en ajustant un modèle sur des données simulées de type *MaTilD* (c.f. annexe B). On voit que l'on peut facilement gagner un facteur 10 en précision sur la mesure du *tilt* différentiel par rapport au centre de gravité (avec 10^4 photons). Un problème de nature numérique empêchait cependant de poursuivre son travail sur des données réelles.

Actuellement, Xavier Rondeau (en thèse au CRAL sur ELP-OA) et Eric Thiébaud (chercheur permanent dans l'équipe AIRI) travaillent sur un algorithme de restauration de la phase. Les résultats préliminaires sur des données simulées sont très encourageants. Aujourd'hui, il serait impossible de l'appliquer en temps réel sur des vraies données mais on peut imaginer que d'ici à ce que les lasers soient opérationnels, la méthode de traitement le sera aussi ! De ce point de vue, le fonctionnement en "boucle ouverte" est intéressant car la bande passante requise est envisageable rapidement (quelques Hz) même avec les futurs PCs du commerce.

Cette approche n'est indispensable au succès d'ELP-OA car l' \star_{LP} devrait générer assez de photons pour atteindre une précision de une demie tache d'Airy avec la mesure du *tilt* différentiel par le centre de gravité si le laser sans mode fonctionne comme prévu (Schöck et al., 2002). En revanche, la RP permettrait de se contenter de moins d'intensité laser ou d'atteindre un rapport de Strehl (pour la pente) sensiblement plus élevé à puissance laser égale par rapport au CDG.

V.7.3.2 Systèmes à l'étude et améliorations futures

Aujourd'hui ELP-OA est la seule expérience en cours de développement alliant les deux aspects : "laser" et "mesure du *tilt*". Parallèlement à l'élaboration du laser sans mode au Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble (prévu pour ELP-OA), quelques équipes de recherche s'intéressent à l'excitation cohérente non résonnante à deux photons,

notamment à Toulouse, au Nouveau Mexique, et à Zurich. D'autres améliorations pourraient mener à un gain en efficacité comme l'emploi de la polarisation circulaire (gain d'un facteur 1.4) ou d'une meilleure focalisation dans la mésosphère (adaptative).

- Lasers continus ?

La figure V.18 présente *PARSEC*, le laser continu en développement pour le *VLT* ainsi qu'une bobine de fibre de crystal qui servira au transport du faisceau. L'*ESO* étudie également des nouveaux laser à pompage par fibres. Cet emploi de laser moins puissants et "propres" (sans colorant) pourrait représenter l'avenir des étoiles laser. Cependant, il semble que la prouesse réalisée par l'*ESO* soit déjà un commencement d'impasse technologique puisque la puissance endurée par les fibres est limitée et le système laser *PARSEC* constitue déjà une borne supérieure de ce que l'on peut faire de mieux. Mais je suis persuadé que cette solution saura combler certains besoins et notamment pourrait fournir des constellations de quelques étoiles laser moyennement puissantes pour corriger un grand champ IR sans atteindre la limite de diffraction ou bien pour ceux qui voudraient avoir un rapport de Strehl moyen (~ 0.1) sur un champ corrigé moyen également ($\sim 1'$ en K).

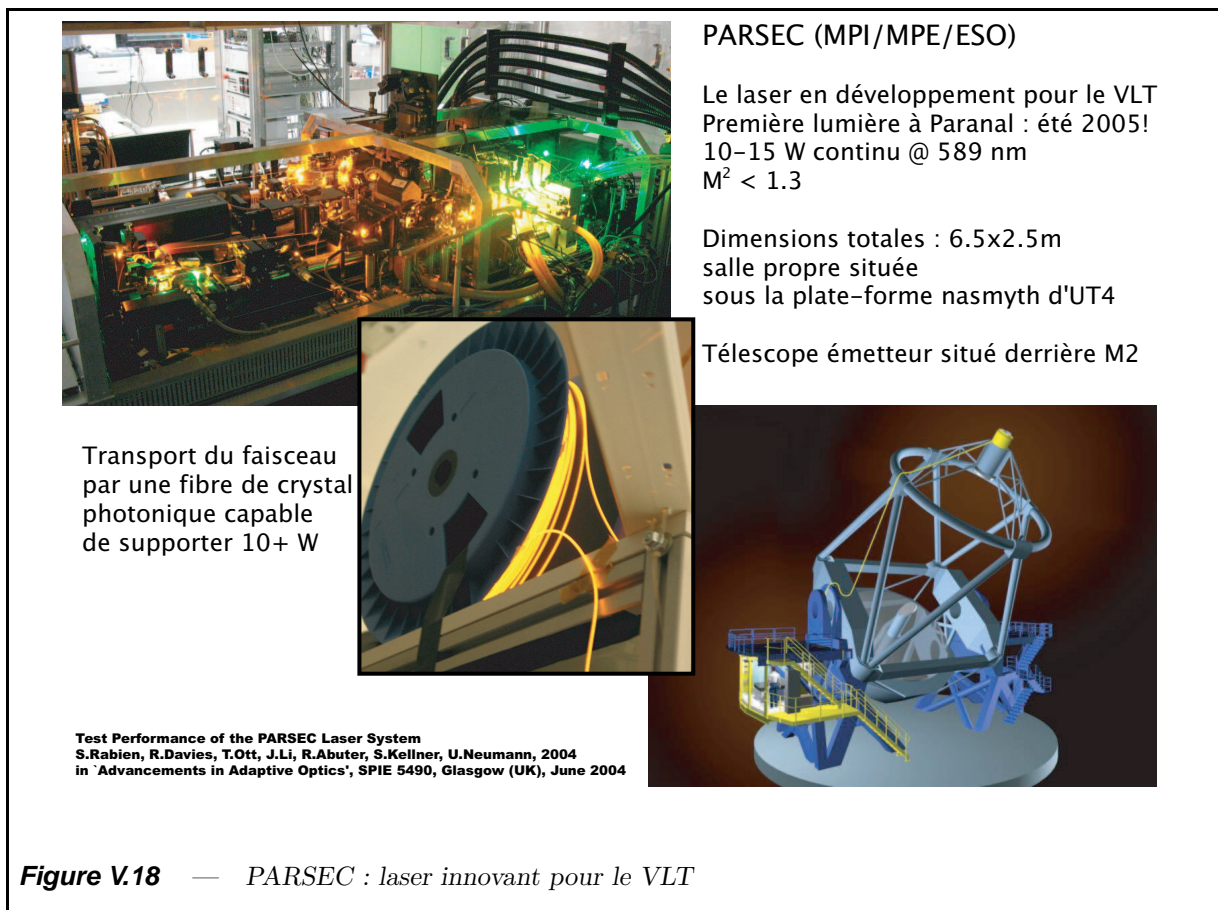


Figure V.18 — *PARSEC* : laser innovant pour le VLT

- Excitation directe de la raie à 330 nm

Cette approche a été brièvement discutée dans Foy et al. (1995) (Excitation du niveau $4P_{3/2}$ du Sodium). Comme pour l'excitation à deux photons, la probabilité de produire la cascade à $2,207 \mu\text{m}$, $1,14 \mu\text{m}$, et 589 nm est deux fois supérieure ($2/3$ contre $1/3$) à celle d'obtenir des photons à 330 nm . Cependant, les paramètres

de cette transition (dont l'intensité de saturation) rendent l'excitation à 1 photon peu efficace, trop peu pour notre application. Aujourd'hui, nos collaborateurs laseristes/spectroscopistes reviennent tout de même sur les calculs de cette approche car elle présenterait un gros avantage : un seul laser à 330 nm serait nécessaire !

Un autre inconvénient subsiste cependant : la diffusion Rayleigh affectant le faisceau laser ascendant est bien plus critique à 330 nm qu'à 569 et 589 nm car la section efficace $\sigma_{NG} \propto \lambda^{4/\rho_{NG}} \rho_{NG}$ étant la densité volumique des molécules diffusantes de gaz (azote, oxygène) le long de la ligne de visée. Avec le concept actuel, il n'y a pas ou peu de diffusion à 330 nm car cette longueur d'onde n'est présente qu'au retour du faisceau alors qu'ici le puissant laser ascendant à 330 nm biaiserait et bruyerait fortement la mesure du *tilt* différentiel puisque le sommet de son cône de lumière diffusée serait situé à une altitude plus élevée d'environ 15 km que dans le cas actuel à puissance égale. De ce fait, la mesure de la pente serait polluée sur la quasi-totalité du champ d'intérêt.

On pourrait également penser que l'image formée à 589 nm ne subit la turbulence qu'une seule fois (au retour) mais en fait, elle est formée à partir de l'excitation à 330 nm qui subit la turbulence à l'aller aussi.

Aujourd'hui cette approche demanderait une modélisation plus approfondie pour éventuellement remplacer l'approche actuelle (excitation du $4P_{5/2}$ à deux lasers) dans une génération ultérieure d'*Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative*.

- Excitation cohérente du sodium C'est une piste de travail pour améliorer considérablement le rendement d'une étoile laser à puissance donnée. Un exemple est représenté sur la figure V.19 (numéro 3). On utiliserait alors une longueur d'onde de 578 nm pour exciter 100% des atomes jusqu'au niveau $4D_{5/2}$ via un niveau intermédiaire virtuel.

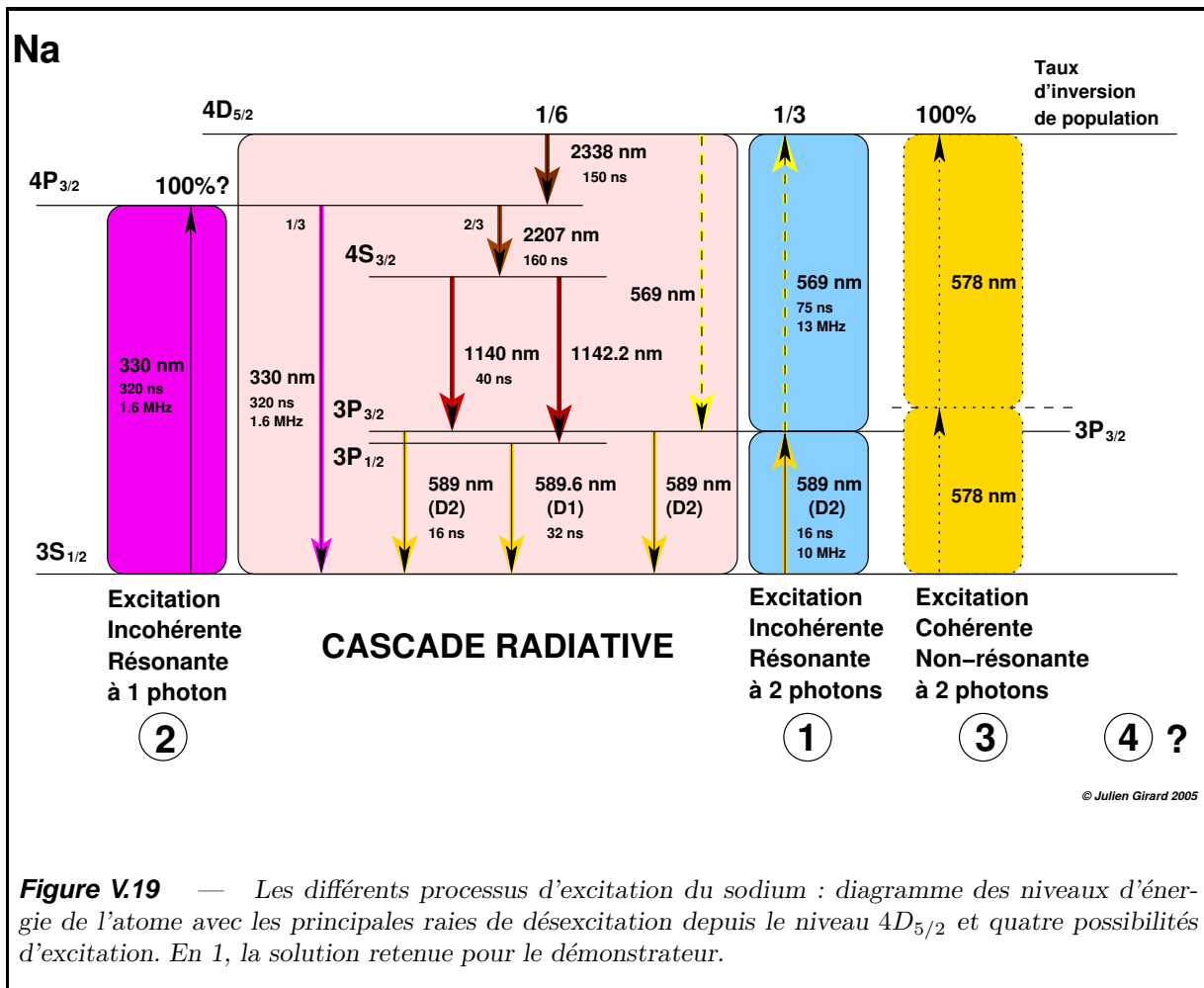
V.7.4 Au delà d'ELP-OA

V.7.4.1 Casser les agrégats mésosphériques

90% du sodium mésosphérique est emprisonné dans des macromolécules (ou agrégats). D'après Renaud Foy, on pourrait imaginer de focaliser sur ces molécules un puissant faisceau laser pour les désagréger et libérer les atomes de sodium. A ce moment là, la densité en atomes de sodium serait telle qu'à puissance ascendante égale, les étoiles laser seraient beaucoup plus brillantes de près d'un facteur 10 (équivalent à 2.5 magnitudes). De moindres puissances seraient alors nécessaires pour atteindre les mêmes objectifs qu'aujourd'hui. Cependant cette piste, quoique très intéressante, reste encore de la fiction.

V.7.4.2 Une étoile laser blanche

Le LASIM à Lyon a développé un laser blanc appelé Tera-Mobile et spécialisé dans la mesure de la composition chimique de la basse atmosphère, essentiellement pour mettre en évidence les traces de pollution. Ce puissant laser femtoseconde provoque, au contact



de l'atmosphère, un effet non linéaire et la création d'un filament auto-confiné de lumière blanche qui se propage en ligne droite sur plusieurs kilomètres. L'idée serait alors d'utiliser un tel dispositif pour obtenir une étoile laser blanche qui fournirait les composantes spectrales pour mesurer le *tilt* différentiel et remonter au *tilt*.

Dans un premier temps, et en collaboration avec le LASIM, nous souhaitons effectuer un test sur le ciel en projetant la lumière issue du Tera-Mobile directement avec le miroir primaire du télescope de 1,52 m de l'OHP. En effet, le diamètre du primaire (1.52 m) permettrait de focaliser suffisamment le faisceau de manière à obtenir le filament à une altitude plus élevée que celle nécessaire habituellement, et plus propice à l'étoile laser polychromatique. Cette expérience permettrait de vérifier la viabilité de l'idée d'une étoile laser blanche.

V.7.5 Autres applications

En dehors de l'astronomie, des applications importantes sont envisagées. En effet, si *ELP-OA* donne pleine satisfaction, on aura montré qu'il est possible de mesurer le *tilt* atmosphérique instantané et de le corriger en temps réel. On sera donc capable de tirer un faisceau laser vers un cible par delà la turbulence atmosphérique. Cela ouvre de belles perspectives parmi lesquelles je citerai deux exemples spectaculaires.

V.7.5.1 Destruction de météorites et de débris

L'homme a placé en orbite un très grand nombre de satellites principalement pour les télécommunications. Ces objets ont une durée de vie limitée par les matériaux qui les composent sujets à divers rayonnements (solaire et cosmiques) et à l'activité géomagnétique qui peut causer des pannes électroniques. Quand bien même tout résiste, l'autonomie de leurs moteurs s'épuise et ils ne sont plus contraints que par l'action de la gravité terrestre.

Souvent, ils peuvent être détruits ou endommagés par des météorites (fragments de comètes) ou des débris d'anciens satellites qui gravitent à la même altitude qu'eux. Depuis quelques années, cette pollution est devenue un réel problème à tel point qu'aujourd'hui les compagnies d'assurance hésitent à s'engager sur certains projets spatiaux au vu des risques qui leur sont associés. On parle de "météo de l'espace" (Lilensten *et al*).

Le fait de pouvoir focaliser un puissant laser présente un intérêt certain puisqu'on peut imaginer éliminer certains débris ou météorites dont on repérerait la trajectoire comme dangereuse pour d'autres satellites en place.

Pour l'instant, seuls des débris ou météorites de quelques cm pourraient être détruits avec les lasers actuels. On cherche à pouvoir détruire de plus gros fragments qui sont la cause réelle de la détérioration de nombreux satellites.

V.7.5.2 Communications optiques

Le débit d'information augmente considérablement lorsqu'on passe de l'électronique (longueurs d'onde radio) à l'optique. Voici quelques exemples où les communications optiques seraient utilisées.

- communications interplanétaires : la NASA a déjà commencé un programme pourvu d'un large télescope pour réceptionner la lumière laser d'un éventuel appareil sur Mars ou en route pour Mars. Dans le sens Terre-Mars, le bras de levier du *tilt* est gigantesque et la surface collectrice d'un éventuel télescope embarqué sera faible. Il faut donc impérativement compenser le *tilt* atmosphérique pour pouvoir communiquer efficacement et avec un débit acceptable (plus grand que le débit actuel radio-fréquence ce qui justifierait l'emploi d'un laser).
- télécommunications civiles : si les débits sont augmentés, la qualité et la quantité d'information accessibles par les utilisateurs s'en ressent. La correction du *tilt* est moins critique que pour Mars car les distances sont beaucoup plus courtes. Cependant, la correction du *tilt* atmosphérique permettrait d'optimiser le système en maximisant les débits en fonction de la puissance laser et de la taille des miroirs récepteurs. Mais cela supposerait qu'il y ait un système à étoile laser polychromatique pour chaque centre d'émission vers l'espace.
- télécommunications militaires, pour les mêmes raisons.

Conclusion

Mon travail de thèse avait pour but essentiel de montrer la faisabilité de la déduction de la pente du front d'onde atmosphérique à partir de sa mesure différentielle entre deux longueurs d'onde. L'expérience *ATTILA* que j'ai conçue et réalisée pour atteindre cet objectif constitue une étape importante du projet *ELP-OA* pour lequel elle est une transition entre la phase d'étude du concept (phase A) et la phase de réalisation du démonstrateur complet sur le ciel (phase B) qui vient de démarrer à l'issue des premiers résultats encourageants obtenus avec *ATTILA* en conditions astronomiques.

Faits marquants

J'ai pu concevoir et réaliser une expérience dans le but de prouver la faisabilité d'un concept physique pertinent pour l'avenir de l'astronomie optique et plus encore. En effet, si le programme *ELP-OA* est une réussite, il sera le seul à proposer une solution expérimentale viable au problème de l'indétermination de la pente du front d'onde avec un système d'OA à étoile laser. Par conséquent, cela ouvrirait la voie à des observations à la limite de diffraction des grands télescopes terrestres actuels et futurs dans le domaine spectral du visible et avec une couverture totale du ciel. La preuve de faisabilité du concept est essentielle pour la suite du projet *ELP-OA* et le développement d'un démonstrateur pourvu d'un système complexe de projection laser.

Élaboration de l'expérience

La préparation et le montage d'une expérience de A à Z est quelque chose de très enrichissant pour un jeune étudiant qui se cherche dans la recherche. Après quelques balbutiements, j'ai décidé de réaliser une expérience évolutive : *ATTILA* est une sorte de laboratoire du *tilt* atmosphérique qui peut servir de banc de test jusqu'au montage du démonstrateur final. *ATTILA* doit pouvoir permettre de tester chaque sous-système nécessaire pour *ELP-OA* (intégration d'un miroir *tip/tilt*, mise en œuvre des sismomètres, etc.). Mais avant tout, *ATTILA* doit remplir sa première mission : établir précisément la relation entre le *tilt* et le *tilt* différentiel et montrer que c'est une droite. Voici les quelques étapes principales que j'ai suivies pour mener à bien l'expérience :

- (i) D'abord, j'ai dû prendre connaissance du projet *ELP-OA* et des bases théoriques qui accompagnent le concept de l'*ELP-OA* notamment pour comprendre comment elle était générée dans la mésosphère.

- (ii) Ensuite, j'ai conçu un système optique capable de produire quatre images de longueur d'onde différentes sur un même détecteur.
- (iii) J'ai choisi le détecteur et les éléments optiques d'*ATTILA* en respectant un budget relativement modeste pour une expérience optique de recherche expérimentale.
- (iv) Puis j'ai dû procéder à la (re)mise en route et aux tests du prototype de sismomètre et son clone. Le prototype n'avait pas servi depuis le départ de son concepteur et j'ai dû collaborer étroitement avec les électroniciens de l'observatoire pour retrouver certains composants essentiels non sans peine.

Résultat

Voici l'essentiel des résultats obtenus avec *ATTILA* :

- (i) La relation *tilt* différentiel versus *tilt* différentiel a été confirmée en propagation verticale (pas surprenant pour nous).
- (ii) La relation *tilt* différentiel versus *tilt* a été établie pour la première fois à notre connaissance et la dispersion des mesures permet de déterminer le *tilt* avec une précision d'environ une tache d'Airy.
- (iii) Le suivi temporel du *tilt* mesuré directement et du *tilt* différentiel multiplié par un facteur qui minimise l'écart RMS entre les deux révèlent une très bonne corrélation sur une échelle de 30 secondes (la plus grande séquence dont nous disposions). On montre donc expérimentalement que l'on peut corriger le *tilt* à partir du *tilt* différentiel!

Comme je l'ai dit dans la discussion, nous pouvons encore gagner en précision en corrigeant les données des vibrations du télescope lorsque les sismomètres seront à nouveau en état de marche et rempliront les conditions de robustesse imposées par l'expérience et son transport et là-dessus nous sommes en très bonne voie. Nous pouvons également gagner en rapport signal sur bruit en améliorant l'efficacité photométrique du montage.

Projets

Aujourd'hui, le projet *ELP-OA* semble empreint d'une nouvelle dynamique qui devrait lui permettre d'atteindre ses objectifs à l'*OHP* qui va prendre la maîtrise d'œuvre du démonstrateur et de migrer ensuite sur un plus grand télescope comme le *CFH* dont la direction est intéressée et suit désormais le projet et assiste à certaines réunions.

Ceci est le résultat d'un travail de fond mené par Renaud Foy, et de la progression du concept d'étoile laser dans les mentalités des astronomes qui ne voient plus cela comme

une idée farfelue et irréalisable mais comme un nouvel outil capable de susciter de nouvelles découvertes. La même chose s'opère pour *ELP-OA* qui avait démarré avec une large collaboration menant aux essais photométriques de Livermore et Pierrelatte (en 1996 et 1999 avec les laser les plus puissants du monde et de France respectivement). Lorsque j'ai commencé, la collaboration s'était resserrée sur le LSP (Laboratoire de Spectrométrie Physique) de Grenoble et mon laboratoire, le *CRAL*.

Il s'agit des montrer les 2 choses suivantes :

- que *ELP-OA* est faisable....

- que la mesure du *tilt* est indispensable pour l'OA dans le visible à la limite de diffraction même si $D \geq L_0$ (cas des ELT à venir).

Pendant ces quatre années passées à travailler sur le projet, j'en ai suivi les évolutions et en ai assimilé les grandes lignes, les points "durs", et notamment :

- (i) J'ai transmis à Xavier Rondeau, étudiant en thèse sur le projet *ELP-OA* arrivé dans l'équipe en 2004, ce que je pensais être essentiel pour démarrer un travail instrumental sur le projet et notamment continuer le mien avec *ATTILA* dans un premier temps.
 - (a) J'aimerais continuer ma collaboration sur le projet à moyen terme au moins participer à la rédaction des articles sur les résultats qui ne sont pas présents dans cette thèse.
 - (b) Si possible faire le pont entre *ELP-OA* et un observatoire ou une équipe travaillant sur le développement d'instruments pour un très grand télescope et qui serait intéressé pour adapter le concept à leur besoin.
- (ii) J'ai développé une certaine expertise sur les détecteurs utilisant la technologie *EMCCD*. Je souhaite en faire bénéficier mes futurs collaborateurs ainsi que donner mon avis sur le futur détecteur qui sera choisi pour la voie UV/visible de la mesure du *tilt* au sein du démonstrateur *ELP-OA*.

Bibliographie

- Allen, C. W. 1955, *Astrophysical quantities*. ([London] University of London, Athlone Press, 1955.)
- Altarac, S. 2000, *Interférométrie des tavelures : Optimisation des paramètres observationnels. Application au contrôle en temps réel de l'instrument SPID.*, Thèse de doctorat (PhD), Université Claude Bernard Lyon I
- Altarac, S., Berlioz-Arthaud, P., Thiébaud, E., et al. 2001, *Effect of telescope vibrations upon high angular resolution imaging*, *Monthly Notices of the Royal Astronomy Society*, 322, 141,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%2001MNRAS.322..141A&db_key=AST
- Andor Tech. 2003-2005, *Technical notes*, EMCCD detectors,
<http://www.emccd.com/presentations.htm>
- Assémat, F. 2004, *Apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D*, Thèse de doctorat (PhD), Université Paris VI
- Babcock, H. W. 1953, *The Possibility of Compensating Astronomical Seeing*, *PASP*, 65, 229,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1953PASP...65..229B&db_key=AST
- Barrell, H. 1951, *Dispersion of air between 2500A and 6500A*, *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983), 41, 295
- Belen'kii, M. S., Karis, S. J., Brown, J. M., & Fugate, R. Q. 1999, *Experimental validation of a technique to measure tilt from a laser guide star*, *Optics Letters*, 24, 637,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1999OptL...24..637B&db_key=INST
- Belkine, I. N. 1996, "Étude des contraintes atmosphériques et instrumentales en haute résolution angulaire en astrophysique", Thèse de doctorat (PhD), Université Claude Bernard Lyon I
- Born, M. & Wolf, E. 1975, *Principles of Optics*, 5th edn. (Pergamon Press)
- Ciddor, P. E. 1996, *Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared*,

- adaptive optics*, 35, 1566,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1996ApOpt...35.1566C&db_key=INST
- Conan, J.-M. 1995, "Étude de la correction partielle en optique adaptative", Thèse de doctorat (PhD), Office National d'Études et de recherches aérospatiales
- Conan, R., Avila, R., Sánchez, L. J., et al. 2003, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 31–36
- Consortini, A., Yi Yi, S., Zhi Ping, L., & Conforti, G. 1990,
A mixed method for measuring the inner scale of the atmospheric turbulence.,
J. Mod. Opt., 37, 1555
- Daigle, O., Gach, J., Guillaume, C., et al. 2004, in *Z-Spec : a broadband millimeter-wave grating spectrometer : design, construction, and first cryogenic measurements*. Edited by Bradford, C. Matt ; Ade, Peter A. R. ; Aguirre, James E. ; Bock, James J. ; Dragovan, Mark ; Duband, Lionel ; Earle, Lieko ; Glenn, Jason ; Matsuhara, Hideo ; Naylor, Bret J. ; Nguyen, Hien T. ; Yun, Minhee ; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE, Volume 5499*, pp. 219-227 (2004)., 219–227
- Dainty, J. C. & Greenaway, A. H. 1979, in *IAU Colloq. 50 : High Angular Resolution Stellar Interferometry*, 23–1
- Demerle, M., Madec, P. Y., & Rousset, G. 1994, in *NATO ASIC Proc. 423 : Adaptive Optics for Astronomy*, 73–+
- Denvir, D. & Conroy, E. 2003,
Andor Technology ltd. UK,
Electron Multiplying CCDs,
www.andor.com
- Dussault, D. & Hoess, P. 2004,
ICCDs edge out electron-multiplying CCDs in low light.,
Laser Focus World,
http://lfw.pennnet.com/Articles/Article_Display.cfm?Section=ARTCL&ARTICLE_ID=212425&VERSION_NUM=1
- E2V. 2005,
CCD (L3Vision),
Low Light Level,
<http://www.e2v.com>
- Esposito, S., Ragazzoni, R., Riccardi, A., et al. 2000,
Absolute Tilt from a Laser Guide Star : A First Experiment,
Experimental Astronomy, 10, 135,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%2000ExA...10..135E&db_key=AST
- Filippenko, A. V. 1982,
The importance of atmospheric differential refraction in spectrophotometry,
PASP, 94, 715,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1982PASP...94..715F&db_key=AST
- Foy, R., Boucher, Y., Fleury, B., et al. 1992, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, 437–+

- Foy, R., Girard, J., Tallon, M., et al. 2003a, in SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, 339–+
- Foy, R. & Labeyrie, A. 1985,
Feasibility of adaptive telescope with laser probe,
Astronomy & Astrophysics, 152, L29,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1985A%26A...152L..29F&db_key=AST
- Foy, R., Migus, A., Biraben, F., et al. 1995,
The polychromatic artificial sodium star : a new concept for correcting the atmospheric tilt.,
Astronomy & Astrophysics Supplement Series, 111, 569,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1995A%26AS...111..569F&db_key=AST
- Foy, R., Pique, J., Bellanger, V., et al. 2003b, in Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 484-491 (2003)., 484–491
- Foy, R., Pique, J., Petit, A. D., et al. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4007, p. 284-295, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich ; Ed., 284–295
- Foy, R., Pique, J.-P., Bellanger, V., et al. 2002, in SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, 173–+
- Fried, D. L. 1965,
Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distorsion.,
Journal of the Optical Society of America, 55, 1427
- . 1966,
Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Maedium for Very Long and Very Short Exposures.,
Journal of Optical Society of America, 56
- . 1975,
Differential Angle of Arrival : Theory, Evaluation and Measurement Feasibility,
Radio Science, 10, 71,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1975RaSc...10...71F&db_key=AST
- Fried, D. L. 1979a, in IAU Colloq. 50 : High Angular Resolution Stellar Interferometry, 26–1
- Fried, D. L. 1979b, in IAU Colloq. 50 : High Angular Resolution Stellar Interferometry, 4–1
- . 1982,
Anisoplanatism in adaptive optics,
Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 72, 52,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1982JOSA...72...52F&db_key=PHY
- . 1990,
Time-delay-induced mean-square error in adaptive optics,
Optical Society of America Journal A, 1224,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1990SAJ...7.1224F&db_key=INST

- Fugate, R. Q. 1994,
Two generations of laser-guide-star adaptive-optics experiments at the Starfire Optical Range,
 Optical Society of America Journal A, 11, 310,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1994OAJ...11..310F&db_key=AST
- Fugate, R. Q., Wopat, L. M., Fried, D. L., et al. 1991,
Measurement of atmospheric wavefront distortion using scattered light from a laser guide-star,
 nature, 353, 144,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1991Natur.353..144F&db_key=AST
- Gardner, C. S. 1989,
Sodium resonance fluorescence lidar applications in atmospheric science and astronomy,
 IEEE Proceedings, 77, 408,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1989IEEEP..77..408G&db_key=PHY
- Girard, J. & Foy, R. 2002, in SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, 223–+
- Hamdani, S., Blazit, A., & Vérinaud, C. 2003, in Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L. ; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 81-87 (2003)., 81–87
- Kolmogorov, A.-N. 1941,
 "The local structure of turbulence in compressible viscous fluid for very large Reynolds numbers",
 Doklady Akad. Nauk., SSSR, 30, 301
- Labeyrie, A. 1970,
 "Attainment of diffraction-limited resolution in large telescope by Fourier analysing speckle patterns in star images",
 Astronomy and Astrophysics
- Le Louarn, M. 2000, Etoiles Laser pour les grands télescopes : effet de cône et implications astrophysiques, Thèse de doctorat (PhD), Université Claude Bernard Lyon I
- Lesieur, M. 1994, La turbulence (Presses Universitaires de Grenoble)
- Lilensten, J. 2005,
Developing the Scientific Basis for Monitoring, Modelling and Predicting Space Weather.,
 A European Space Weather Network,
<http://cost724.obs.ujf-grenoble.fr>
- Mackay, C. D., Tubbs, R. N., Bell, R., et al. 2001, in Proc. SPIE Vol. 4306, p. 289-298, Propagation and Imaging through the Atmosphere IV, Michael C. Roggemann ; Ed., 289–298
- Marchetti, E. & Ragazzoni, R. 1997,
Sky coverage with the auxiliary telescopes Laser Guide Star tilt recovery technique,
 Astronomy & Astrophysics Supplement Series, 125, 551,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1997A%26AS..125..551M&db_key=AST

- Mariotti, J.-M. 1989, in NATO ASIC Proc. 274 : Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes, 3–23
- McClure, R. D., Grundmann, W. A., Rambold, W. N., et al. 1989,
An Image Stabilization High-Resolution Camera for the Canada-France-Hawaii Telescope,
PASP, 101, 1156,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1989PASP..101.1156M&db_key=AST
- McCullough, P. R., Foy, R., Boucher, Y., et al. 1992,
Tilt Sensing using a Multi-color Laser Beacon,
Bulletin of the American Astronomical Society, 24, 1219,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1992AAS...181.6202M&db_key=AST
- Noll, R. 1976,
"Zernicke polynomials and atmospheric turbulence",
Journal of the Optical Society of America, 66, 207
- Omega Optical Inc. 2005,
Optical custom-designs and produces high performance optical filters and coatings in large volumes or single-piece quantities,
Optical Filters Astronomy Custom Interference Fluorescence Microscopy.,
<http://www.omegafilters.com>
- Photometrics. 2005,
a division of Roper Scientific, Inc.,
Cooled CCD Cameras,
<http://www.photomet.com>
- Pique, J. & Farinotti, S. 2003,
Efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star,
Optical Society of America Journal B Optical Physics, 20, 2093,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%2003OAJB..20.2093P&db_key=INST
- Ragazzoni, R., Esposito, S., & Marchetti, E. 1995,
Auxiliary telescopes for the absolute tip-tilt determination of a laser guide star,
Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, 276, L76,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1995MNRAS.276L..76R&db_key=AST
- Ragazzoni, R. & Marchetti, E. 1997,
"Further techniques for LGS tilt recovery : the perspective and the predictive approach",
Proceeding SPIE, 2871, 948,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1997SPIE.2871..948R&db_key=AST
- Ribak, E. N. 2001, in Proc. SPIE Vol. 4167, p. 84-93, Atmospheric Propagation, Adaptive Systems, and Laser Radar Technology for Remote Sensing, John D. Gonglewski ; Gary W. Kamerman ; Anton Kohnle ; Ulrich Schreiber ; Christian H. Werner ; Eds., 84–93
- Rigaut, F. & Gendron, E. 1992,
Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem,
Astronomy & Astrophysics, 261, 677,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1992A%26A...261..677R&db_key=AST

- Robbins, M. S. & Hadwen, B. J. 2003,
The Noise Performance of Electron Multiplying Charge Coupled Devices.,
 IEEE Transactions on Electron Devices, 1227,
<http://e2vtechnologies.com/technologies/l3vision.htm>
- Roddier, F. 1981, *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, Vol. 19 (E. Wolf, Progress in optics. Amsterdam, North-Holland Publishing Co.), 281–376
- Roddier, F. 1993, Adaptive optics : Performance and limitations (J.G. Robertson and W. J. Tango, Kluwer, Dordrecht, The Netherlands), 273–281
- Rondeau, X., Thiébaud, E., Blazit, A., & Foy, R. 2006, in High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II. Edited by Dorn, David A.; Holland, Andrew D.. Proceedings of the SPIE, Volume 6276, pp. (2006).
- Schöck, M., Foy, R., Tallon, M., Noethe, L., & Pique, J.-P. 2002,
Performance analysis of polychromatic laser guide stars used for wavefront tilt sensing,
 Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, 337, 910,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%2002MNRAS.337..910S&db_key=AST
- Schöck, M., Foy, R., Pique, J., et al. 2000a, in Proc. SPIE Vol. 4007, p. 296–307, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich; Ed., 296–307
- Schöck, M., Foy, R., Pique, J. P., et al. 1999, in Proc. SPIE Vol. 3762, p. 321–329, Adaptive Optics Systems and Technology, Robert K. Tyson; Robert Q. Fugate; Eds., 321–329
- Schöck, M., Pique, J., Petit, A. D., et al. 2000b, in Proc. SPIE Vol. 4125, p. 41–52, Propagation and Imaging through the Atmosphere IV, Michael C. Roggemann; Ed., 41–52
- Tallon, M. 2001, Discussion interne (CRAL)
- Tallon, M. & Foy, R. 1990,
Adaptive telescope with laser probe - Isoplanatism and cone effect,
 Astronomy & Astrophysics, 235, 549,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1990A%26A...235..549T&db_key=AST
- Tatarskii, V. I. 1971, "The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation" (Jerusalem : Israel Program for Scientific Translations, 1971)
- Texas Instrument. 2005,
High-performance CCD,
 Impactron TM,
<http://www.tij.co.jp/jsc/docs/disp/eng/impact>
- Thiébaud, E. 1994, Imagerie astrophysique à la limite de diffraction des grands télescopes. Application à l'observation des objets froids., Thèse de doctorat (PhD), Université Paris VII
- Thiébaud, É. 2002, Discussion interne (Équipe AIRI)
- Tokovinin, A. 2000,
Pendular seismometer for correcting telescope vibrations,
 Monthly Notices of the Royal Astronomy Society, 316, 637,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%2000MNRAS.316..637T&db_key=AST

- Tyler, G. A. 1994,
Rapid evaluation of d_0 : the effective diameter of a laser- guide-star adaptive-optics system,
Optical Society of America Journal A, 11, 325
- Vérinaud, C. 2000, "Correction partielle des Effets de la Turbulence atmosphérique en Interférométrie optique : Traitement des Données et Développement d'Optiques adaptatives pour l'Interféromètre GI2T", Thèse de doctorat (PhD), Université de Nice Sophia-Antipolis
- Vaillant, J. 2002, Mesure du tilt atmosphérique à partir de sa variation chromatique pour l'étoile laser polychromatique, Thèse de doctorat (PhD), Université Claude Bernard - Lyon I
- Vaillant, J., Thiebaut, E., & Tallon, M. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4007, p. 308-315, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich ; Ed., 308-315
- Young, A. T. 1974,
Seeing : its Cause and Cure,
Astrophysical Journal, 189, 587,
http://cdsads.u-strasbg.fr/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=%1974ApJ...189..587Y&db_key=AST

Annexe A

Rappel sur les processus aléatoires

Les perturbations subies par la phase d'une onde lumineuse propagée à travers la turbulence constitue un processus aléatoire qui varie dans le temps et l'espace. J'ai donc trouvé utile de rappeler ici les bases statistiques des processus aléatoires.

A.1 Variable aléatoire

La valeur f d'une variable aléatoire F est imprédictible et la densité de probabilité (DP) $p(f)$ est définie comme :

$$p(f)df = \text{Prob}(f \leq F \leq f + df). \quad (\text{A.1})$$

En général, on caractérise la variable (l'observable) par ces quelques paramètres :

- Le moment d'ordre 1 : la moyenne

$$\mu_1 = \langle f \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p(f)f df \quad (\text{A.2})$$

- Le moment d'ordre 2 :

$$\mu_2 = \langle f^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p(f)f^2 df \quad (\text{A.3})$$

- La variance : $\sigma^2 = \mu_2 - \mu_1^2$ où σ est l'écart-type.

Lorsque deux variables aléatoires indépendantes sont additionnées, leurs variances s'ajoutent (propagation quadratique des erreurs de mesure).

A.2 Processus aléatoire

Un processus aléatoire $F(x)$ est une série de variables aléatoires x . La variable x peut être associée au temps ou à l'espace. Pour un processus stationnaire, aucune de

ces quantités ne dépend de x . On peut admettre que l'atmosphère est stationnaire en dehors des quelques couches minces turbulentes. Cette approximation permet de simplifier grandement les calculs car on suppose ainsi que le front d'onde lumineux n'est pas déformé lorsqu'il traverse les inter-couches.

La valeur du processus aléatoire au point x est une variable aléatoire que l'on décrit par sa densité de probabilité (DP) $p(f[x])$, sa moyenne $\mu(x)$, et sa variance $\sigma^2(x)$. Mais la DP ne décrit le phénomène que pour ce x donné. Pour connaître son évolution dans le temps et l'espace, il faut recourir à sa DP du second ordre : la fonction de structure.

Comme la densité de probabilité (DP) du premier ordre, la structure spatio-temporelle peut être paramétrée en fonction de ses moments. On note la fonction de covariance $B(x')$:

$$B(x') = \langle (f(x) - \langle f \rangle)(f(x+x') - \langle f \rangle) \rangle \quad (\text{A.4})$$

En général, pour les stationnaires physiques, $\langle f \rangle = 0$. Alors, on obtient une fonction d'autocorrelation :

$$B(x') = \langle f(x)f(x+x') \rangle, \quad (\text{A.5})$$

dont on déduit la variance telle que :

$$\sigma^2 = B(0) = \langle f \rangle - \langle f \rangle^2 \quad (\text{A.6})$$

Dans le cas de la turbulence atmosphérique on parle de fonction de structure définie comme suit :

$$\begin{aligned} D(x') &= \langle [f(x) - f(x+x')]^2 \rangle, \\ &= 2[B(0) - B(x')] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

On écrit la fonction de corrélation en fonction de $F(\kappa)$, la transformée de Fourier (TF) de $f(x)$:

$$\begin{aligned} B(x') &= \langle f(x)f^*(x+x') \rangle, \\ &= \left\langle \int F(\kappa)e^{i\kappa x} d\kappa \int F(\kappa)^* e^{-i\kappa(x+x')} d\kappa \right\rangle, \\ &= \int \langle |F(\kappa)|^2 \rangle e^{-i\kappa x'} d\kappa, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où $f(x+x')$ peut être remplacé par son complexe conjugué $f^*(x+x')$ car f est réel.

Ainsi, il est évident que le spectre de puissance, $\Phi(\kappa) = [|F(\kappa)|^2]$, d'un processus stationnaire est la Transformée de Fourier de la fonction de covariance :

$$\Phi(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(x) e^{-i\kappa x} dx \quad (\text{A.9})$$

Ce spectre décrit la structure du processus dans l'espace de Fourier (fréquences temporelles ou spatiales).

On relie la fonction de structure au spectre à une dimension par la relation :

$$D(x) = 2 \int_0^{+\infty} (1 - \cos \kappa x) \Phi(\kappa) d\kappa. \quad (\text{A.10})$$

Si x est une variable aléatoire, on définit sa fonction caractéristique par la valeur attendue :

$$M(\kappa) = \langle e^{i\kappa x} \rangle, \quad (\text{A.11})$$

où $M(\kappa)$ est la TF de la fonction de distribution :

$$M(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\kappa x} p(x) dx. \quad (\text{A.12})$$

Si la variable aléatoire suit une loi de probabilité Gaussienne avec comme moyenne μ_x et comme variance σ_x^2 , on a :

$$\langle e^{i\kappa x} \rangle = e^{-\sigma_x^2 \kappa^2 / 2} e^{i\kappa \mu_x}, \quad (\text{A.13})$$

et quand $\langle x \rangle = 0$, alors :

$$\langle e^{ix} \rangle = e^{-\langle x^2 \rangle / 2} e^{i\kappa \mu_x}. \quad (\text{A.14})$$

Annexe B

Restauration de la phase

Je n'ai pas directement travaillé sur la méthode de restauration de la phase (RP). Cependant, nous en discutâmes au commencement de ma thèse et elle fût une contrainte pour choisir le grandissement optique d'*ATTILA*. En effet, l'idée ici est d'ajuster un modèle aux images pour remonter à une information de fréquence spatiale supérieure à λ/r_0 (imposée par le *seeing*) et allant jusqu'à λ/D (limite de diffraction). Pour cela, il faut échantillonner correctement les *speckles* en leur consacrant deux pixels (en linéaire) pour au moins une des voies spectrales (la voie Jaune ici).

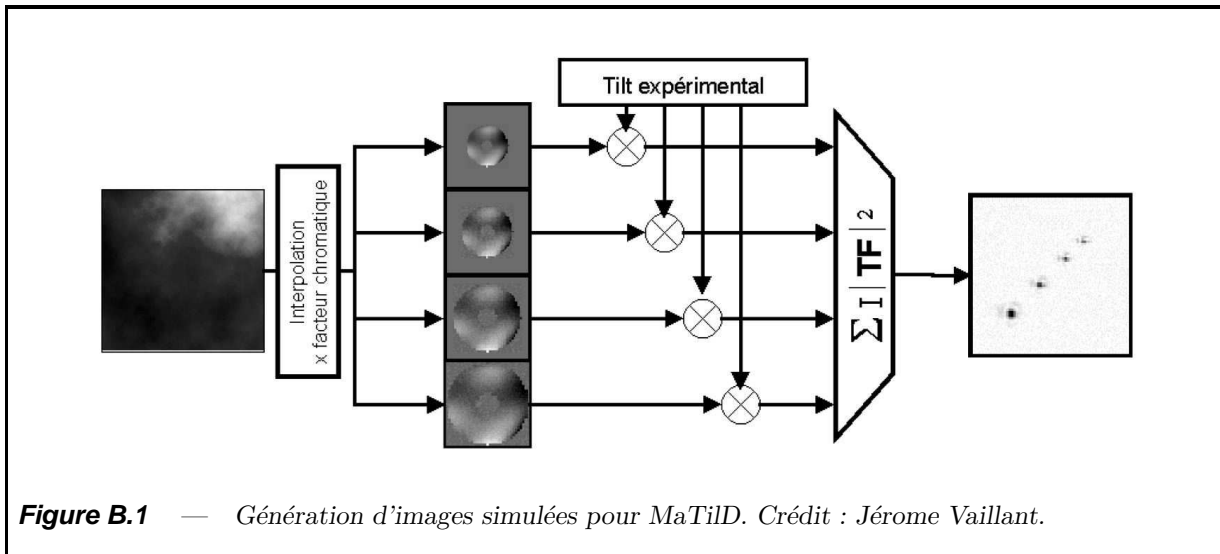
B.1 Méthode

Il s'agit de trouver les meilleurs paramètres \mathbf{p} pour ajuster un modèle $\mathbf{m}(p)$ sur des données \mathbf{d} .

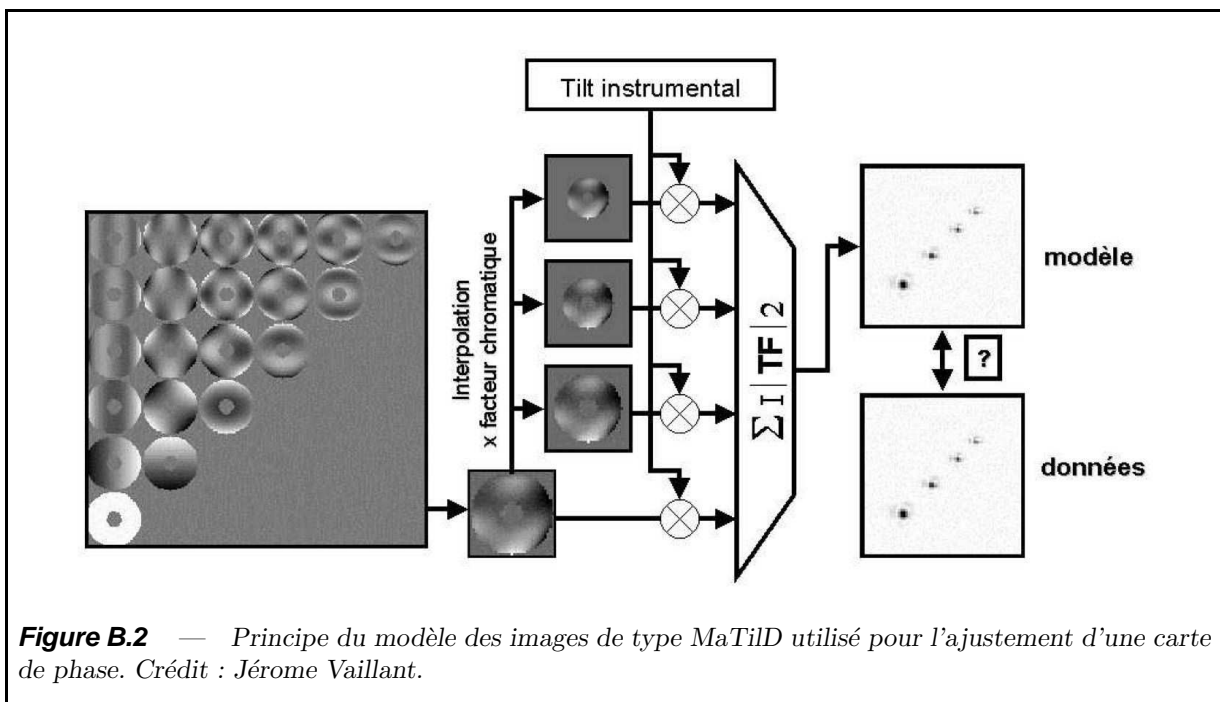
B.1.1 Modèle des images

Les paramètres optimal est celui qui minimise la fonction de pénalisation \mathcal{Q} qui mesure la "distance" entre le modèle et les données.

$$\mathbf{p}_{optim} = arg \min_{\mathbf{p}} \mathcal{Q}(\mathbf{p}|\mathbf{d}) \quad (\text{B.1})$$



B.1.2 Images reconstruites à partir de la phase



B.2 Résultats sur des données simulées

Tableau B.1 — Résultats issus de la technique de restauration de la phase testée sur des données simulées du type “MaTILD”. La précision du tilt différentiel est donnée en pixels en fonction de N_{base} qui est l'ordre du développement du front d'onde. Un pixel = un demi disque d'Airy à la longueur d'onde de la simulation. $N_{\text{base}} = 1$ (première ligne) est équivalent à la méthode du centre de gravité (“centroïde”). Ce sont des résultats très positifs!

flux (photons)	10^4	10^5	10^6
Nbre de simulations	100	100	500
Erreur RMS sur le <i>tilt</i> différentiel (pixels)			
centroïde	0.311	0.0397	0.0103
$N_{\text{base}} = 3$	0.033	0.0062	0.0055
$N_{\text{base}} = 4$	0.032	0.0061	0.0053
$N_{\text{base}} = 5$	0.034	0.0057	0.0049
$N_{\text{base}} = 6$	0.037	0.0054	0.0047
$N_{\text{base}} = 7$	0.042	0.0056	0.0047
$N_{\text{base}} = 8$	0.046	0.0047	0.0044
$N_{\text{base}} = 9$	0.050	0.0052	0.0044

ANNEXE B

Annexe C

Actes de présentations d'ELP-OA et d'ATTILA en conférence

C.1 Foy et al.

Adaptive Optical System Technologies II. SPIE, Volume 4839, pp. 484-491 (2003)

Feasibility study of the polychromatic laser guide star

Renaud Foy^a, Jean-Paul Pique^b, Véronique Bellanger^c, Patrick Chevrou^d, Alain Petit^c,
Claudia Högemann^e, Lothar Noethe^f, Matthias Schöck^f, Julien Girard^a, Michel Tallon^a, Éric
Thiébaud^a, Jérôme Vaillant^a, Françoise-C. Foy^a and Marcos Van Dam^g

^aObservatoire de Lyon/CRAL, 9 avenue Charles André, 69561 St-Genis-Laval, France

^bLaboratoire de Spectrométrie Physique/UJF, rue de la piscine, BP 87,38402
St-Martin-d'Hères, France

^cCEA/DCC, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^dCEA/Valrho, DTE/SCL - Bât. 48, BP 111, 26702 Pierrelatte cedex, France

^eInstituto de Astrofísica de Canarias, C/Via Lactea s/n, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain

^fDepartment of Physics and Astronomy, University of California Irvine, 4129 Frederick Rein
Hall, Irvine CA 92697-4575, USA

^gElectrical & Computer Engineering Building, University of Canterbury, Private Bag 4800,
Christchurch, New Zealand

ABSTRACT

We briefly recall the principle of the polychromatic laser guide star, which aims at providing measurements the tilt of incoming wavefronts with a 100% sky coverage. We describe the main results of the feasibility study this concept undertaken within the ELP-OA programme. We finally summarize our plans for a full demonstrat at Observatoire de Haute-Provence.

1. POLYCHROMATIC LASER GUIDE STAR:PRINCIPLES

The goal of the polychromatic laser guide star (PLGS) is to allow adaptive optics devices to operate with a 100 sky coverage, even at short wavelengths.

The PLGS concept¹ relies on the wavelength (λ) dependence of the air refraction index n , mostly in the ultraviolet (Fig. 1). Because of this dependence, the tilt of the wavefront slightly varies with λ (Fig. 2). The PLGS concept assumes that the principle of variable separability applies to n :

$$n(\lambda, P, T) - 1 = f(\lambda) \times g(P, T) \quad (1)$$

where P and T stand for the atmospheric pressure and temperature. It holds as long as the water vapor pressure is negligible, a reasonable assumption for astronomical sites. Derivating Eq.1 yields:

$$\Delta n / (n - 1) = \Delta F(\lambda) / \lambda_i \quad (2)$$

When we apply Eq.2 to the tilt order θ of the wavefront expansion, we get:

$$\theta_{\lambda_3} = \Delta \theta_{\lambda_1, \lambda_2} (n_{\lambda_3} - 1) / \Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}. \quad (3)$$

Thus the tilt at a wavelength λ_3 can be derived from the tilt difference between two wavelengths λ_1 and λ_2 (but λ_3 can be one of λ_1 or λ_2 as well). From Fig.1, the larger the wavelength difference and the shorter the shortest wavelength, the higher the differential tilt and the sensitivity.

The physical process to create the polychromatic LGS is the excitation of the $4D_{5/2}$ energy level of sodium atoms in the mesosphere, via the $3P_{3/2}$ level with two laser beams locked at 589nm and 569nm. From the $4D_5$ level, valence electrons decay down to the ground level radiating within spectral lines spanning the 330nm - 2.3 μ m interval.

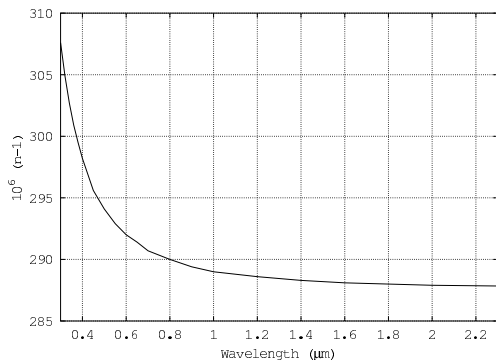


Figure 1. Air refraction index ($n - 1$) versus wavelength.

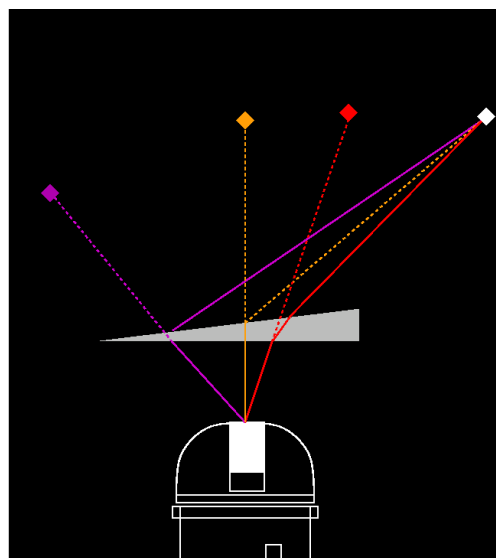


Figure 2. The laser beam is tilted on its way to the mesosphere. It produces a spectrum spanning from 330nm to 2μm. The backscattered light follows different optical paths, depending on the wavelength in the spectrum.

2. FEASIBILITY STUDY

The major items to address in the feasibility study are the following :

- Efficiency of the two-photons excitation in the mesosphere,
- Accuracy of the differential tilt measurements,
- Correction of telescope vibrations,
- Strehl ratios expected from an end-to-end model,
- How to avoid saturation of Na absorption.

They have been studied within the framework of the *Étoile Laser Polychromatique pour Optique Adaptative (ELP-OA)* programme. We have also done the functional analysis of the whole programme, including the demonstrator which will be setup at the coudé focus of the 1.52m telescope at Observatoire de Haute-Provence.

In the following, we will now shortly review the results of these studies.

3. RETURN FLUX AT 330 NM

3.1. Model of population of Na energy levels

A first generation of models of the energy levels of the sodium atom involved in the PLGS process relied on state equations. It implicitly assumed that laser pulses are long and that Rabi frequencies are small. From this simplified model, it came that the return flux at 330nm, the most critical one, should be enough with a total laser power of ≈ 50 .

We developed the more sophisticated code "BEACON". It relies upon a full 48-level collisionless and magnetic-field-free density-matrix description (Bloch equations) of the hyperfine structure of Na and includes Doppler broadening and Zeeman degeneracy. Experimental validation of BEACON was conducted at the Laboratoire de Spectroscopie et d'Interaction Laser-Matière (LSIL) at CEA Saclay and some results are discussed in this paper. BEACON computes the two-step excitation of sodium atoms using the matrix density formalism. It calculates population evolutions and the number of photons emitted by fluorescence from the $3P_{3/2}$, $4D_{5/2}$, $4P_{3/2}$ and $4S_{1/2}$ levels. The density-matrix formulation is essential to rigorous treatment of spontaneous emission. Doppler broadening is accounted for by repeatedly solving the single-atom set of equations for a large number of equally spaced Doppler shifts spanning a range that contains more than 99% of the atoms. The state of a single atom is then given by a density-matrix equation that accounts for all the 48 hyperfine states involved (each of the subscripts i, j, p, q below labels a complete set of quantum numbers describing a single state):

$$\frac{\partial \sigma_{i,j}}{\partial t} = -((\Omega + \Delta)\sigma - \sigma(\Omega + \Delta))_{i,j} + \sum_{p,q} \Gamma_{i,j;p,q} \sigma_{p,q} \quad (1)$$

where $\sigma_{i,i}$ is the population of level i , $\sigma_{i,j}$ is the atomic coherence for transition $i \rightarrow j$, $\Delta_{i,j}$ is the shift matrix whose elements are Δ^{Doppler} , $\Delta^{\text{Hyperfine}}$ and Δ^{Detuning} , $\Omega_{i,j}$ is the pulsation Rabi matrix and $\Gamma_{i,j;p,q}$ is the relaxation tensor.

The outputs of BEACON are the time evolution of the 48-level populations and of the return flux at 589, 569 and 330 nm. The results in the case of a monochromatic laser excitation are fully consistent with Morris.

We conducted experiments at laboratory in order to validate BEACON. Single-mode stabilized ring dye laser (Coherent 699) pumped by a cw YAG:Nd³⁺ laser (532 nm, Verdi, Coherent) were injected into a dye amplification system composed of 3 dye cells pumped transversely by the second overtone of a single-mode YAG:Nd³⁺ laser. The output pulses were nearly Fourier transform with a FWHM of the power spectral density of ≈ 90 MHz. The central laser wavelengths were roughly determined from a measurement of the ring laser wavelengths with a Burleigh WA-1500 wavemeter with an absolute accuracy $\lesssim 100$ MHz. Higher accuracies in the laser wavelength measurement could be achieved using a sodium hollow cathode lamp. The beams were spatially filtered at the output of the amplifying system in order to obtain smooth axisymmetric quasi-gaussian transverse profiles (FWHM $r_p = 0.125$ mm). The temporal profiles were gaussian with FWHM of about $\tau = 8$ ns. Maximum available energies were of the order of 10 mJ. Spatial superposition of the two beams was ensured by the combined use of a dichroic beamsplitter and a pair of CCD cameras. Spectral broadening of the laser pulses was required to cover the Doppler width and hyperfine structure of the atomic transitions probed in our experiment. This was achieved using electro-optics devices (phase modulators) developed by the CEA Pierrelatte and recently used during the PASS-2 experiment.³ These phase modulators were driven sinusoidally at $f = 300$ MHz. The atomic medium was generated by heating solid sodium in a temperature-controlled heat cell of 3 cm effective length. At typical working temperatures ($T \approx 120^\circ$), the Na atomic density given by the well-known vapor pressure law was $N \approx 1.5 \cdot 10^{10}$ at/cm³ and the Doppler broadening was ≈ 1.5 GHz. The laser frequencies were tuned on the $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ (589 nm) and $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ (569 nm) transitions. The corresponding mean (quadratic) electric dipole moments are $\mu_{589} = 5.23$ D and $\mu_{569} = 1.95$ D. The return flux of photons (either at 589, 569 or 330 nm) was detected by a monochromator equipped with a photomultiplier and digital data acquisition system.

We report in Fig.3 the measured (open symbols) and modeled (filled symbols) return flux of at 330 nm versus the energy in the 569 nm pulses. The two laser pulses were simultaneous, linearly polarized and phase modulated (spectral broadening: ≈ 1.2 GHz, FWHM). The 589 nm laser (whose energy was held fixed at 25 nJ) was tuned to 664.5 MHz below the center of the D2 line, i.e.: close to the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}$ component of the D2 line. The 569 nm laser was tuned to the center of the $3P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$ transition.

BEACON well accounts for the case of no modulation of both 589 and 569 nm beams, and reasonably well when both beams are modulated. Residual discrepancies arise from finite size effects of the laser beams not accounted for in our (plane wave) simulations. A gain of ≈ 3 is also shown to result from the use of sinusoidal driven two-phase modulators.

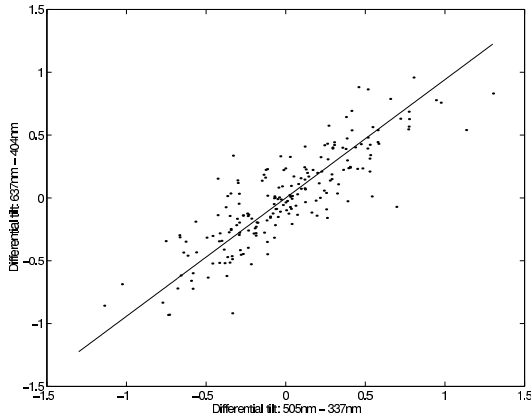


Figure 5. Correlation between two independent measurements of differential tilts, from the MATILD experiment at Lyon Observatory. Horizontal propagation across $\approx 100\text{m}$.

This rms error should be decreased by a factor of ≈ 2 . A way to achieve this improvement is to implement the phase retrieval algorithm which we have developed for this purpose. This algorithm relies on the assumption that the wavefronts from the monochromatic components of the PLGS only differ by their tilts. Higher order of the wavefront expansion are identical from component to component. Figure 6 shows the rms error in the tilt measurement as a function of photons per component and of the degree of the expansion. From realistic simulated images with 10^4 photons, which is what we can expect from the PLGS, the gain with respect to the center of gravity method is close to a factor of 10, large enough to retrieve the tilt from the differential tilt with the required accuracy of a fraction of a few tenths of a pixel. We have now to run it with real data.

5. MEASUREMENT OF TELESCOPE VIBRATIONS

The effect of telescope motions, in particular vibrations, is the same for all the monochromatic components of a PLGS. Thus they cannot be measured with a PLGS. These motions are not negligible with respect to the Airy disc.⁶ To measure them, we have developed a new kind of seismometer, the pendular seismometer. The pendular seismometer has been tested at the Lyon 1m telescope. Then vibration spectra of the OHP 1.52 telescope have then been measured (Figs.7). The error bar of vibration measurements is 3marcsec rms. The frequency range spans the interval 0.5-30Hz.

The standard deviation of vibration measurements with the pendular seismometer is $\approx 1/4$ of the Airy diameter of an 8m telescope at 550nm. Thus this device fits the requirements for a polychromatic LGS.

6. END-TO-END MODEL

Relying on experimental results, we have built an end-to-end model of the PLGS process, in order to interpret the observing campaigns with the forthcoming demonstrator, and to be able to predict performances at very large telescopes.⁸

flux (counts)	10^4	10^5	10^6
number of simulations	100	100	500
RMS differential tilt error (pixels)			
centroid	0.311	0.0397	0.0103
$N_{\text{basis}} = 3$	0.033	0.0062	0.0055
$N_{\text{basis}} = 4$	0.032	0.0061	0.0053
$N_{\text{basis}} = 5$	0.034	0.0057	0.0049
$N_{\text{basis}} = 6$	0.037	0.0054	0.0047
$N_{\text{basis}} = 7$	0.042	0.0056	0.0047
$N_{\text{basis}} = 8$	0.046	0.0047	0.0044
$N_{\text{basis}} = 9$	0.050	0.0052	0.0044

Figure 6. Precision for the differential tilt measured by the center of gravity method (first line “centroid”) and by the fit of a phase screen model (following lines, with N_{basis} the order of the wavefront expansion). One pixel = half the Airy disk at 500nm.

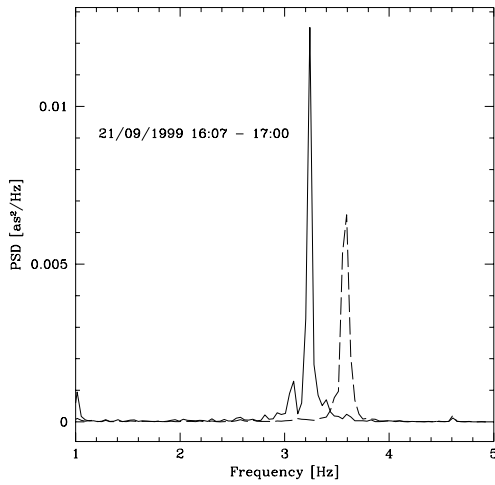


Figure 7. Vibrations at the OHP 1.52m telescope. Right ascension α , telescope tracking, dome closed, declination $\delta = 0$ (solid line) and $\delta = 43^\circ$ (dotted line). Acquisition sampling rate: 10 Hz. The fundamental frequency increases from 3.3 à 3.6 Hz when the inertia momentum with respect to the α axis decreases at zenith with respect to equator.

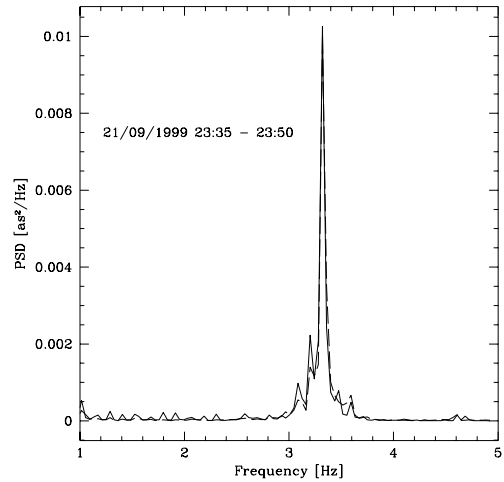


Figure 8. Vibrations at the OHP 1.52m telescope. Right ascension α , telescope tracking, dome open. The comparison between the spectra recorded at 23h (solid line) and at 23h50 (dotted line) shows the very good seismometer stability. Amplitude: 66 marcs rms.

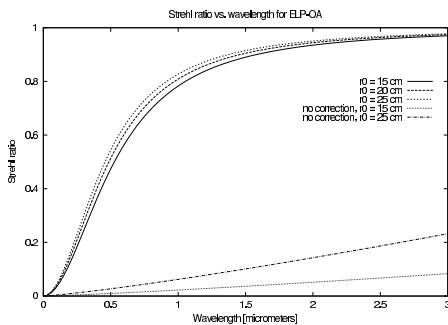


Figure 9. Strehl ratio versus wavelength for $15 \leq r_0 \leq 25$ cm at an 8-m telescope with 2×18 W at the mesosphere, and measuring the differential tilt using a phase retrieval algorithm. Also shown, the Strehl ratio without correction for values of $r_0 = 15$ and 25 cm.

Figure 9 shows that a polychromatic LGS can provide us with a Strehl ratio, only due to the tilt, as high as 40% at 550nm at an 8m telescope with a goal of using an average laser power 2×18 W at the mesosphere. Here we assume that the phase retrieval algorithm is used to restore the phase up to the third order of the wavefront expansion (defocus term).

Thus, again relying on experimental values, performances of ELP-OA predicted by our end-to-end model are satisfying.

7. SATURATION OF ABSORPTION

In order to have an average power of 18W per beam at the mesosphere, one needs a power of ≈ 25 W at the exit of the laser chain. Today, there is no cw available in this power range. Thus one has to use pulsed lasers. This has raised the problem of the saturation of the absorption by mesospheric sodium atoms mostly in the D_2 transition (e.g.^{1,9}).

Phase modulators spread the laser power into several spectral components inside the Doppler and hyperfine profile of the line. It is known that they can provide us with a gain by a factor of up to 2-3 (e.g.: see Section 3.1). One of us (J.-P. Pique) has developed at LSP a modeless laser (LSM)¹⁰ allowing a continuous coverage of the line profile (with the support of MRCT/CNRS). The return flux in the D_2 line is increased by a factor of 5 with respect to a beam with a homogeneous width. From this measurement, we deduce that the gain for the two-photon excitation will be larger than a magnitude at 330nm.

Thus the LSM adds also a huge margin in the return flux required to be able to measure the tilt from differential tilt. Now, all the specifications of the components of the laser chains for the ELP-OA demonstrator are defined.

We note that the LSM could increase by ≈ 2 magnitudes the brightness of classical monochromatic LGS with average powers in the range 10-20W, as the Keck one.

8. TOWARDS THE ELP-OA DEMONSTRATOR

All the items to be addressed in the feasibility study of ELP-OA have led to satisfying answers. Thus the conclusion of the feasibility study is that it is worthwhile to go to the full demonstration step at Observatoire de Haute-Provence.

We will follow the plan set up in the functional analysis, and summarized in the following. All along the plan, the host experiment will be *Atmospheric Tilt Laboratory (ATTILA)*.

8.1. ATTILA with a natural guide star

ATTILA is described in J. Girard's paper in this conference. We plan the following steps with a natural guide star at the 1.52m telescope. In this step, the PLGS will be simulated by a natural star and narrow filters selecting spectral windows close to the Na line spectrum.

- Measurement of the differential tilt back to laboratory, with corrections for vibrations from the measurements provided by two pendular seismometers.
- Measurement of the differential tilt back to laboratory, with corrections for vibrations on real time from the measurements provided by two pendular seismometers.
- Measurement of the differential tilt with corrections for vibrations from the measurements by two pendular seismometers, both on real time.
- Setup of the adaptive optical device being built at Observatoire de la Côte d'Azur, and "classical" AO observations.
- AO observations + correction for vibrations from the measurements by two pendular seismometers.
- AO observations with correction for the tilt determined through the differential tilt measurement + correction for vibrations from the measurements by two pendular seismometers.

8.2. ATTILA with a PLGS

Set up of the ELP-OA demonstrator:

- optimization of the launch telescope diameter (≈ 40 cm ?)
- mechanical and optical work at the telescope (e.g.: coatings)
- set up of safety devices and regulations
- Shoot at the sky from the ground floor of the 1.52m telescope through a launch telescope attached to the telescope structure, without going through the coudé path. 1/ *With a monochromatic LGS*

- Shoot at the sky 2/ With a polychromatic LGS

The first observations with ATTILA without adaptive optics are scheduled next winter. We plan to have the first observing runs with an adaptive optics, again with a natural star by the end of 2003. The first monochromatic laser beam should be launched early in 2004, and the first polychromatic laser early in 2005; both will include modeless laser devices¹⁰ to widen the beam spectral profiles.

9. FURTHER GAINS

Further gains in the return fluxes are expected with at least the following improvements:

- Use of circularly polarized beams (flux multiply by ≈ 1.4)
- Sharpen the spot in the mesosphere. It has to be studied before predicting performances.

REFERENCES

1. R. Foy, A. Migus, F. Biraben, G. Grynberg, P. R. McCullough, and M. Tallon, "The polychromatic artificial sodium star: a new concept for correcting the atmospheric tilt," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **111**, pp. 561–578, 1995.
2. J. Morris, "Efficient excitation of a mesospheric sodium laser guide star by intermediate-duration pulses," *Opt. Soc. Am. A* **11**, pp. 832–845, 1994.
3. M. Schöck, R. Foy, J.-P. Pique, P. Chevrou, N. Ageorges, A. Petit, V. Bellanger, H. Fewes, F.-C. F. C. Högemann, M. Laubscher, O. Peillet, P. Segonds, M. Tallon, and J.-M. Weulersse, "PASS-2: Quantitative photometric measurements of the polychromatic laser guide star," in *Adaptive Optical Systems Technology*, P. L. Wizinowich, ed., *SPIE* **4007**, pp. 296–307, 2000.
4. V. Bellanger, *Étude de l'interaction laser sodium dans le cadre du projet de l'Étoile Laser Polychromatique pour l'Optique Adaptative*. PhD thesis, Université Paris VI, Paris, France, 2002.
5. R. Foy, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, E. Thiébaud, J. Vaillant, F.-C. Foy, D. Robert, H. Friedman, F. Biraben, G. Grynberg, J.-P. Gex, A. Mens, A. Migus, J.-M. Weulersse, and D. J. Butler, "Photometric observation of a polychromatic laser guide star," *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, pp. 2236–2242, 2000.
6. S. Altarac, P. Berlioz-Arthaud, E. Thiébaud, R. Foy, Y. Y. Balega, J. C. Dainty, and J. J. Fuensalida, "Effects of telescope vibrations upon high angular resolution imaging," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **322**, pp. 141–144, 2001.
7. A. Tokovinin, "Pendular seismometer for correcting telescope vibrations," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **31**, pp. 637–641, Aug. 2000.
8. M. Schöck, R. Foy, M. Tallon, L. Noethe, and J.-P. Pique, "Performance analysis of polychromatic laser guide stars used for wavefront tilt sensing," *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **in press**, 2002.
9. W. Happer, G. MacDonald, C. E. Max, and F. Dyson, "Atmospheric-turbulence compensation by resonant optical backscattering from the sodium layer in the upper atmosphere," *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, pp. 263–271, 1994.
10. J.-P. Pique and S. Farinotti, "An efficient modeless laser for a mesospheric sodium laser guide star," *Applied Optics* **submitted**, 2002.

C.2 Girard & Foy SF2A-2002 EdP-Sciences, Conference Series, p.209

Ceci est un poster présentant le concept d'ATTILA (c.f. chapitre II) réalisé à l'occasion de la semaine de l'Astrophysique française à Paris en Juin 2002. Un bref résumé du contenu de ce poster suit.

ATTILA - A system to measure the atmospheric tilt from its wavelength dependence; Towards the Polychromatic LGS-AO experiment ELPOA.

JULIEN GIRARD, RENAUD FOY
Centre de Recherche Astronomique de Lyon, France

ABSTRACT

We describe ATTILA (the Atmospheric Tilt Analysis), a modular system which we are implementing to attempt the first measurement of chromatic differential tilt in astronomical conditions. Natural star fluxes through narrow spectral band-passes will stimulate the differential tilt obtained from a polychromatic artificial star created in the mesospheric sodium layer. We plan to carry out several observation campaigns at the Observatoire de Haute-Provence's (soude focus) 1.52 m telescope starting at the end of 2002. These campaigns include measurements of telescope vibrations with two pendular seismometers developed at CRAL, as well as two data processing methods to recover the differential image motions.

1. Scientific context

High angular resolution astronomy in visible/IR wavelengths requires adaptive optics (AO) to reach the telescope's diffraction limit despite the atmospheric turbulence. Artificial laser guide stars (LGS) will allow AO systems to operate when the science target is too faint to provide the necessary flux for the wave front sensor. However, monochromatic LGS are unable to track the wave front tilt because their time scale is far greater than the round trip time of light to the mesospheric sodium layer where artificial stars are created. A polychromatic reference star (PLGS) would allow to retrieve the tilt from measuring it at different wavelengths because of the air refraction index's chromaticity [1]. The ATTILA team at CRAL is leading the ELPOA project that will demonstrate that a PLGS can provide long exposure diffraction limited images in the visible with full sky coverage [2].

2. Why ATTILA ?

With the MATIHD experiment carried out in 2000 [3] we proved the existence of the differential tilt in horizontal propagation through 100 m at five meters off the ground. The global tilt was determined with an accuracy of about one Airy disk (the diffraction limit width). Results are very promising ! We observe a good correlation between differential tilts measured with two independent pairs of wavelengths.

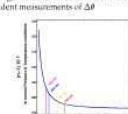
A new algorithm has been tested to recover the phase from MATIHD like simulated data. It takes into account the diffraction limited structures of the image (speckles) and therefore improves the accuracy of the differential tilt measurements by a factor 3 to 10. ATTILA aims at measuring the differential tilt in vertical propagation under astronomical conditions towards the ELPOA demonstrator.

3. The basic idea

The atmospheric tilt is chromatic. Thus we can retrieve it from the measurement of the differential tilt $\Delta\theta$ between two wavelengths :

$$\Delta\theta = \theta \cdot \frac{\Delta n}{n}$$

We track the image motions at four different wavelengths in order to have to independent measurements of $\Delta\theta$.



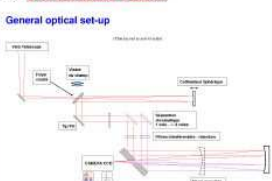
The air refraction index depends strongly on λ , especially in the shorter wavelengths. Therefore it is crucial to use the 330 nm sodium line.

Between 330 and 569 nm (which are the wavelengths returned by the PLGS), we have

$$\Delta n \approx \frac{1}{\lambda} \theta$$

4. A simple optical solution

General optical set-up

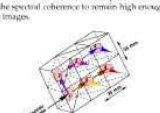


They are two spatial sampling modes available :

- the "central mode" with $\sim 6 \mu\text{m}/\text{airysc}$ (down to 1.5 with numerical filtering)
- the "speckle mode" with $\sim 30 \mu\text{m}/\text{airysc}$ (restricted field (4x 2.5 °) on a 128² CCD array \rightarrow phase retrieval algorithm)

Chromatic separation

It is done with a set of six dichroic long wave pass filters and a 10 nm narrow band interference filter for each color to improve the out-of-band rejection and allow the spectral coherence to remain high enough to observe speckles in the images.



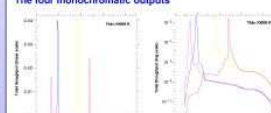
5. Global Throughputs

Wavelength	Filter	Loss	Transmission	Quantum	Efficiency
330	CG1	30-35%	0.97	0.0010	0.14
400	CG1	30-35%	0.98	0.010	0.17
480	CG1	30-35%	0.99	0.020	0.18
569	CG1	30-35%	0.99	0.020	0.18

F is the stellar flux (outside the earth atmosphere)
 $N_{ph}(\lambda) \approx F(\lambda) \times A \times \Delta\lambda \times t \times \frac{1}{\lambda} \approx \eta(A)$
 (for a A type star ($\sim 10000K$) of magnitude $V=0$)

Wavelength	Airysc (1/3)	N_{ph} (e ⁻ /frame)
330	0.01	30 000 000
400	0.01	30 000 000
480	0.01	30 000 000
569	0.01	30 000 000

The four monochromatic outputs



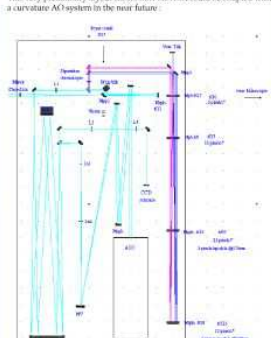
Accuracy requirements

If we measure the tilt with a error of one half of an Airy disk at 650 nm (R_{λ}) we should reach a Strehl ratio of about 30 % considering the high order wavefront distortion are fully corrected.

At a 1.52 meter telescope, this corresponds to a measurement accuracy on the differential tilt of about 3mas. With a "central" type of image processing, it requires over 200 000 e⁻/frame in good seeing conditions with a new generation CCD camera with sub-electron read-out noise.

7. ATTILA + High order AO system

This very preliminary layout shows how ATTILA could be coupled with a curvature AO system in the near future.



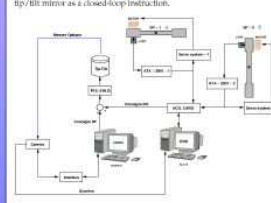
ELPOA: the PLGS case

For the PLGS case, the wavefront tilt measured from the PLGS is corrected for a science target within the isoplanetic patch. Additional spectral filtering down to a few Å is needed in order not to be polluted by the nearby light source's continuous emission. It can be done by adding Fabry-Votav stations to the collimated beam to only select the narrow sodium emission lines.

7. Tip/Tilt correction

Synoptic of the Tip/Tilt correction: PLGS case

The telescope vibrations are monitored with two pendular seismometers. If whose measurements are entered in the tip/tilt mirror an open-loop disturbance. Simultaneously, the wavefront tilt signal retrieved from the differential image motions focusing on the CCD camera is fed back to the tip/tilt mirror as a closed-loop instruction.



8. What is happening soon?

ATTILA will be first operated at CRAL at the end of 2002. Image motions observations will be carried out with the two spatial sampling modes. Vibrations monitoring will be synchronized to allow their calibration from the data a posteriori. Coherence times of the tilt and higher order wavefront distortions will also be tested.

During another observation run at the beginning of 2003, we will attempt to drive the tip/tilt mirror in open-loop to get rid of the telescope vibrations.

References

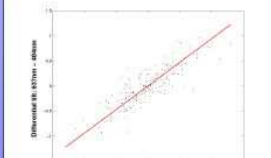
[1] R. Boy, A. Migon, E. Bruchon, C. Grunberg, F. L. McCullough, and M. Tallon, The polychromatic artificial sodium star: A new concept for correcting the atmospheric tilt, A&A 311, 509 (1997)

[2] M. Schuck, R. Foy, and M. Tallon, Performance Analysis of Polychromatic Laser Guide Stars used for Wavefront Tilt Sensing, MNRAS to be submitted (2002)

[3] J. Vallée, E. Thibault, and M. Tallon, ELPOA: Data processing of chromatic differences of the tilt measured with a polychromatic laser guide star, SPIE 4807, 146 (2001)

[4] A. A. Tokovinin, Pendular seismometer for correcting telescope pointing errors, SPIE 4807, 210 (2001)

MATIHD Results



Correlation between two independent measurements of differential tilts from the MATIHD experiment at Lyon Observatory. Horizontal propagation across 100 meters at 5 meters off the ground.

ANNEXE C

SF2A 2002

F. Combes and D. Barret (eds)

ATTILA - MEASURING THE ATMOSPHERIC TILT FROM ITS WAVELENGTH DEPENDENCE

Julien GIRARD¹ and Renaud FOY¹

Abstract.

We describe ATTILA (the ATmospheric Tilt LAB), a modular system which we are implementing to attempt the first measurement of chromatic differential tilts in astronomical conditions. Natural star fluxes through narrow spectral band-passes will simulate the discrete spectrum obtained from a polychromatic artificial star created in the mesospheric sodium layer. We plan to carry out several observation campaigns at the Observatoire de Haute Provence's (coud focus) 1.52 m telescope in 2003.

1 Introduction/context

High angular resolution astronomy in visible/IR wavelengths requires adaptive optics (AO) to reach the telescopes' diffraction limit despite the atmospheric turbulence. Artificial laser guide stars (LGS) allow AO systems to operate when science targets are too faint to provide the necessary flux for the wave front analysis. However, monochromatic LGSs are unable to track the wave front tilt because its time scale is far greater than the round trip time of light to the mesospheric sodium layer where artificial stars are created. A polychromatic reference star (PLGS) would allow to retrieve the tilt from measuring it at different wavelengths because of the air refraction index is chromatic [1]. The AIRI team at CRAL is leading the ELPOA project that will demonstrate that a PLGS can provide long exposure diffraction limited images in the visible with full sky coverage [2].

2 Why ATTILA ?

With the MaTilD experiment carried out in 2000 [3] we proved the existence of the differential tilt in horizontal propagation through 100 m at five meters off the ground. The global tilt was determined with an accuracy of about one Airy disk (the diffraction limit unit). **Results are very promising !** We observed a

¹ CRAL/Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André, 69561 Saint-Genis-Laval, France

good correlation between differential tilts measured with two independent pairs of wavelengths. A new algorithm has been tested to recover the phase from MaTILD like simulated data . It takes into account the diffraction limited structures of the image (speckles) and therefore improves the accuracy of the differential tilt measurements by a factor 3 to 10. ATTILA aims at measuring the differential tilt in vertical propagation under astronomical conditions towards the ELPOA demonstrator.

3 The basic idea

The atmospheric tilt θ is chromatic. It can thus be retrieved it from the measurement of the differential tilt $\Delta\theta = \theta \cdot \frac{\Delta n}{n-1}$ between two wavelengths. ATTILA will track image motions at four different wavelengths in order to have two independent measurements of $\Delta\theta$.

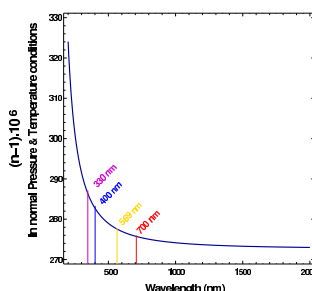


Fig. 1. ATTILA's wavelengths. The air refraction index depends strongly on λ , especially in the shorter wavelengths. Therefore it is crucial to use the 330 nm sodium line. Between 330 and 589 nm (which are the wavelengths returned by the PLGS), $\Delta\theta \approx \frac{1}{25} \theta$.

4 Performances

If we measure the tilt with a error of one half of an Airy disk at 656 nm (H_α) we should reach a Strehl ratio of about 30 % considering that high order wavefront distortions are fully corrected. At a 1.52 meter telescope, this corresponds to a measurement accuracy on the differential tilt of about 3 mas ! Telescope vibrations will thus be monitored with two pendular seismometers [4] whose measurements will be entered in the tip/tilt mirror as open-loop instructions. Simultaneously, the wavefront tilt signal retrieved from the differential image motions tracking on the CCD camera will be fed back into the tip/tilt mirror as a closed-loop instruction.

References

- Foy, R. *et al.* 1995, A&A, 111, 569.
- Schöck, M., Foy, R., and Tallon M., 2002 (to be submitted 2002), MNRAS.
- Vaillant, J., Thiébaud, E., Tallon, M., 2000, SPIE, 4007, 308.
- Tokovinin, A. A., 2000, SPIE, 4007, 210.

C.3 Foy et Girard

SF2A-2002

EdP-Sciences, Conference Series, p.173

SF2A 2002- Paris, June 24- 29th

Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (eds)

EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics

ELP-OA: FINAL REPORT OF THE FEASIBILITY STUDY

Foy, R.¹, Pique, J.-P.², Bellanger, V., Chevrou, P., Petit, A.³, Högemann, C.⁴, Noethe, L.⁵, Schöck, M.⁶, Girard, J., Tallon, M., Thiébaud, É., Vaillant, J., Foy, F.-C.⁷ and Van Dam, M.⁸

Abstract

We report the final results of the feasibility study of the *Étoile Laser Polychromatique pour Optique Adaptative (ELP-OA)* programme. ELP-OA aims at demonstrating that one can measure the tilt from a polychromatic laser guide star alone, without any natural guide star, and thus allowing adaptive optics to provide us with a 100% sky coverage, even at short wavelengths. We also briefly describe the next steps to build a demonstrator at OHP.

1 Polychromatic laser guide star: principles

The goal of the polychromatic laser guide star (PLGS) is to allow adaptive optics devices to operate with a 100% sky coverage, even at short wavelengths. The PLGS concept relies on the wavelength (λ) dependence of the air refraction index n , mostly in the ultraviolet. Because of this dependence, the tilt of the wavefront slightly varies with λ . The PLGS concept assumes that the principle of variable separability applies to n :

$$n(\lambda, P, T) - 1 = f(\lambda) \times g(P, T) \quad (1.1)$$

¹ Observatoire de Lyon

² LSP/UJF

³ CEA

⁴ IAC

⁵ ESO

⁶ UC/Irvine

⁷ Observatoire de Lyon

⁸ Univ. Canterbury

238

SF2A 2002

where P and T stand for the atmospheric pressure and temperature. Derivating Eq.1.1 yields:

$$\Delta n/(n-1) = \Delta F(\lambda)/\lambda_i \quad (1.2)$$

When we apply Eq.1.2 to the tilt order θ of the wavefront expansion, we get:

$$\theta_{\lambda_3} = \Delta\theta_{\lambda_1, \lambda_2}(n_{\lambda_3} - 1)/\Delta n_{\lambda_1, \lambda_2}. \quad (1.3)$$

Thus the tilt at λ_3 can be derived from the tilt difference between λ_1 and λ_2 . Because of the steep variation of $\partial(n-1)/\partial\lambda$, a UV transition has to be involved.

The physical process to create the polychromatic LGS is the excitation of the $4D_{5/2}$ energy level of mesospheric sodium, via the $3P_{3/2}$ level with two laser beams locked at 589 and 569nm. From the $4D_{5/2}$ level, electrons decay down to the ground level radiating within spectral lines spanning the 330nm-2.3 μ m interval.

2 Feasibility study

The major items to address in the feasibility study are the following :

- Efficiency of the two-photons excitation in the mesosphere,
- Accuracy of the differential tilt measurements,
- Correction of telescope vibrations,
- Strehl ratios expected from an end-to-end model,
- How to avoid saturation of Na absorption.

They have been studied within the framework of the *Étoile Laser Polychromatique pour Optique Adaptative (ELP-OA)* programme. We have also done the functional analysis of the whole programme, including the demonstrator which will be setup at the coudé focus of the 1.52m telescope at Observatoire de Haute-Provence.

In the following, we will now shortly review the results of these studies.

3 Return flux at 330 nm

3.1 Model of population of Na energy levels

Models of the energy levels of the sodium involved in the PLGS process based on state equations implicitly assume that laser pulses are long and that Rabi frequencies are small. The BEACON code solves the optical Bloch equations for 48 energy levels and sublevels Bellanger 2002. It has been successfully tested with a lab experiment at CEA/Saclay, using two laser chains and a Na oven to simulate ELP-OA (Fig.1). BEACON has also been compared with the measurements of our experiments on the sky. BEACON well accounts for the case of no modulation for both 589 and 569nm beams, and within a factor of three when both beams are modulated.

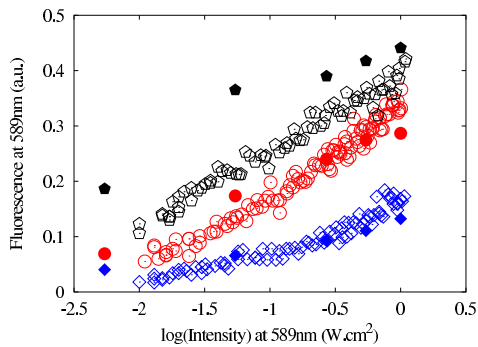


Fig. 1. Theoretical fluxes (filled symbols) versus observed fluxes at SILVA lab at Saclay (open symbols). Bottom: no modulation. Middle: modulation of the 589nm beam. Top: modulation of both 589 and 569nm.

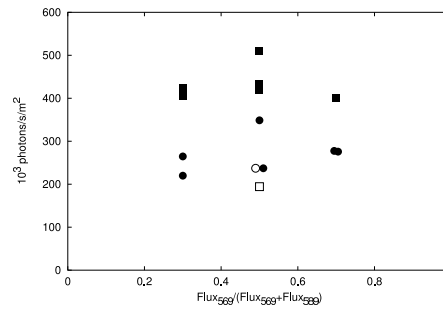


Fig. 2. Two-photon excitation of the mesospheric sodium with PASS-1 at the LLNL AVLIS cvl. Returned flux at 330nm as a function of the power balance between 589 nm and 569 nm. Modulator width at $D_2 = 1$ GHz (circles) and 3 GHz (squares). Rep rate = 4.3 kHz (filled symbols) and 12.9 kHz (open symbols).

3.2 Measurements of return fluxes from the mesosphere

- **At LLNL: PASS-1** The first experiment has been carried out at the LLNL, using the AVLIS lasers (Foy et al. 2000) and a siderostat to shoot at the sky. A 50cm telescope was used to observed the PLGS, as well as a natural star observed simultaneously for the purpose of photometric calibration. The experimental and atmospheric parameters during this *Polychromatic Artificial Star system-1 (PASS-1)* were the following:
 - **Total average power** 350 W
 - **Pulse repetition rate** 12.9 and 4.3 kHz
 - **Pulse width** 40ns
 - **Wavelengths** 589 et 569nm
 - **Polarization** linear
 - **Spectral modulation** 1 and 3
 - **Fried parameter** $r_0 = 5$ cm

Figure 2 summarizes the measurements. The maximum return flux at 330nm is $\approx 5 \times 10^5$ photons/m²/s (above the atmosphere). It proves that we are able to excite the resonant two-photon absorption in the mesosphere. But it has to work with markedly lower laser powers for astronomical sites.

- **At CEA/Pierrelatte: PASS-2** The goal of the second observing run was to check the efficiency of the excitation at much lower laser power. It has been carried out at the Pierrelatte CEA site using the SILVA equipment. Atmospheric parameters (r_0 and atmospheric transmission) were simultaneously measured.

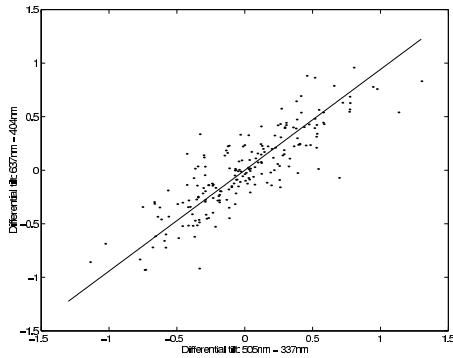


Fig. 5. Correlation between two independent measurements of differential tilts, from the MATILD experiment at Lyon Observatory. Horizontal propagation across $\approx 100\text{m}$.

flux (counts)	10^4	10^5	10^6
number of simulations	100	100	500
RMS differential tilt error (pixels)			
centroid	0.311	0.0397	0.0103
$N_{\text{basis}} = 3$	0.033	0.0062	0.0055
$N_{\text{basis}} = 5$	0.034	0.0057	0.0049
$N_{\text{basis}} = 7$	0.042	0.0056	0.0047
$N_{\text{basis}} = 9$	0.050	0.0052	0.0044

Fig. 6. Precision for the differential tilt measured by the center of gravity method (first line “centroid”) and by the fit of a phase screen model (following lines, with N_{basis} the order of the wavefront expansion). One pixel = half the Airy disk at 500nm.

This error should be decreased by a factor of ≈ 2 . To achieve this improvement we have developed a new phase retrieval algorithm. It relies on the assumption that the wavefronts from the monochromatic components of the PLGS only differ by their tilts. Higher orders of the wavefront expansion are identical for all the components. Table 6 shows the rms error in the tilt measurement versus the number of photons and the degree of the expansion. From realistic images simulated with 10^4 photons, which is what we can expect from the PLGS, the gain with respect to the center of gravity method is a factor of ≈ 10 , large enough to get the differential tilt with the required accuracy. We have now to run it with real data.

5 Measurement of telescope vibrations

The effect of telescope motions, in particular vibrations, is the same for all the monochromatic components of a PLGS. Thus they cannot be measured with a PLGS. These motions are not negligible with respect to the Airy disc (Altarc et al. 2001). To measure them, we have developed a new kind of seismometer, the pendular seismometer (Tokovinin 2000). The pendular seismometer has been tested at the Lyon 1m telescope. Then vibration spectra of the OHP 1.52m telescope have been measured. The error bar of vibration measurements is 3marcsec rms across the frequency range 0.5-30Hz. The standard deviation of vibration measurements with the pendular seismometer is $\approx 1/4$ of the Airy disc of an 8m telescope at 550nm.

6 End-to-end model

Relying on experimental results, we have built an end-to-end model of the PLGS process, in order to interpret the observing campaigns with the forthcoming demonstrator, and to be able to predict performances at very large telescopes (Schöck et al., 2002). Figure 4 shows that a Strehl ratio, only due to the tilt, can be as high as 40% at 550nm at an 8m telescope with our goal of using an average laser power $2 \times 18W$ at the mesosphere. Here we assume that the phase retrieval algorithm is used to restore the phase up to defocus term of the wavefront expansion.

Thus, again relying on experimental values, performances of ELP-OA predicted by our end-to-end model are satisfying.

7 Saturation of absorption

Today, there is no cw available in the 25W power range. One has to use pulsed lasers. It raised the problem of the saturation of absorption mostly in the D_2 transition. (e.g.: Happer 1994, Foy et al. 1995). Phase modulators spread the laser power into several components within the Doppler profile of the lines. They can provide us with a gain by a factor of up to 2-3. One of us (J.-P. Pique) has developed (with the support of MRCT/CNRS) a modeless laser (LSM) allowing a continuous coverage of the line profile. He gets a gain by a factor of 5 in the return photons in the D_2 line with respect to a beam with a homogeneous width. From this measurement, we deduce that the gain for the two-photons excitation will be larger than a magnitude at 330nm. Thus also the LSM adds a huge margin in the return flux required to sense the differential tilt. Now, all the specifications of the components of the laser chains for the ELP-OA demonstrator are defined.

We note that the LSM could increase by ≈ 2 magnitudes the brightness of monochromatic LGS with powers in the range 10-20W, as the Keck one.

8 Towards the ELP-OA demonstrator

All the items to be addressed in the feasibility study of ELP-OA have led to satisfying answers. Thus it is worthwhile to go to the full demonstration step at OHP. We will follow the plan set up in the functional analysis. All along this plan, the host experiment will be *Atmospheric Tilt Laboratory (ATTILA)*.

8.1 ATTILA with a natural guide star

See Girard's paper in this conference. We plan the following steps with a natural guide star at the 1.52m telescope. In this step, the PLGS will be simulated by a NGS. Narrow filters select spectral windows close to the Na lines.

- Measurement of the differential tilt back to laboratory, with corrections for vibrations from the measurements provided by two seismometers.
- Measurement of the differential tilt back to laboratory, with corrections for vibrations on real time.

- Measurement of the differential tilt with corrections for vibrations, both on real time.
- Setup of the adaptive optics device being built at Observatoire de la Côte d'Azur, and "classical" AO observations.
- AO observations + correction for vibrations.
- AO observations with correction for the tilt determined from the differential tilt measurement + correction for vibrations.

8.2 ATTILA with a LGS and a PLGS

- Optimization of the launch telescope diameter (≈ 40 cm ?)
- Mechanical and optical work at the telescope (e.g.: coatings)
- Set up of safety devices and regulations
- Shoot at the sky from the ground floor of the 1.52m telescope through a launch telescope attached to the telescope structure, without going through the coudé path. 1/ *With a monochromatic LGS*
- Shoot at the sky 2/ *With a polychromatic LGS*

The first observations with ATTILA without AO are scheduled next winter. We plan to have the first observing runs with AO, again with a NGS by the end of 2003. The first monochromatic beam should be launched early in 2004, and the first polychromatic one early in 2005.

References

- Altarac S., Berlioz-Arthaud P., Thiébaud E., Foy R., Balega Y. Y., Dainty J. C., Fuenzalida J. J., 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 322, 141
- Bellanger V., 2002, Ph.D. thesis, Université Paris VI, Paris, France
- Foy R., Migus A., Biraben F., Grynberg G., McCullough P. R., Tallon M., 1995, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 111, 569
- Foy R., Tallon M., Tallon-Bosc I., Thiébaud E., Vaillant J., Foy F.-C., Robert D., Friedman H., Biraben F., Grynberg G., Gex J.-P., Mens A., Migus A., Weulersse J.-M., Butler D. J., 2000, *J. Opt. Soc. Am. A*, 17, 2236
- Happer W., MacDonald G., Max C. E., Dyson F., 1994, *J. Opt. Soc. Am. A*, 11, 263
- Schöck M., Foy R., Tallon M., Pique J.-P., 2002, "Performance Analysis of Polychromatic Laser Guide Stars Used for Wavefront Tilt Sensing", *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted
- Tokovinin A., 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 316, 637

C.4 Foy et al.

SF2A-2003

EdP-Sciences, Conference Series, p. 339.

SF2A 2003- Bordeaux, June 16- 20st

Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique (eds)

EDPS Conference Series in Astronomy & Astrophysics

POLYCHROMATIC LASER GUIDE STAR PROGRESS REPORT AND MODELESS LASER

Foy, R.¹, Girard, J.¹, Tallon, M.¹, Thiébaud, É¹, Pique, J.-P.², Farinotti, S.² and Van Dam, M.³

Abstract

We report the current status of the polychromatic laser guide star programme ELP-OA, and the new developments: the modeless laser allowing a continuous match of the laser FWHM with that of the Na D_2 line in the mesosphere, and ATTILA the first bench of the ELP-OA demonstrator.

1 Introduction

Let us recall that the tilt of an incoming wavefront cannot be sensed with a monochromatic laser guide star (LGS) (Foy & Labeyrie 1985; Pilkington 1987). Measuring it from natural guide stars (NGS) leads to severe limitations in the sky coverage (Le Louarn et al. 1998). Indeed high return fluxes are required since $\approx 90\%$ of the phase variance lie in the tilt (Rigaut & Gendron 1992). The sky coverage is very low at short wavelengths. The polychromatic LGS (PLGS) attempts to provide us with the tilt without any NGS, thus with a 100% sky coverage.

2 Principle

The air refraction index n varies with the wavelength, steeply in the ultraviolet. Thus, if one excites in the uppermost atmosphere a process radiating a wide spectrum, i.e.: a PLGS, then the light returned from its chromatic components follow different optical paths back to the telescope depending on the wavelength λ (Foy et al. 1995). The angle between these optical paths is the differential tilt

¹ Observatoire de Lyon/CRAL, F69561 St Genis Laval

² Laboratoire de Spectrométrie Physique, BP 87, F38402 Saint Martin d'Hères

³ L-413, LLNL, PO Box 808, Livermore CA 94550

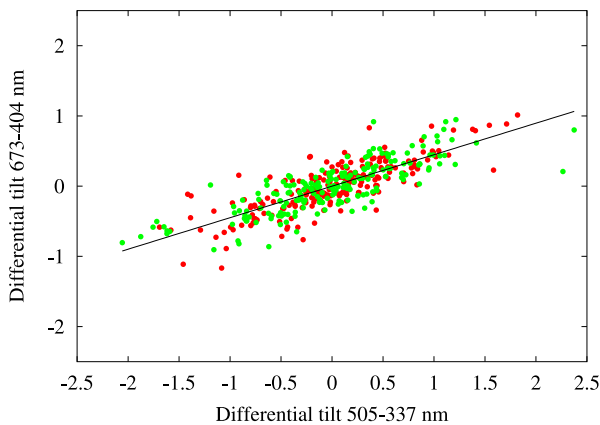


Fig. 1. The monochromatic LGS beam is deflected on its way both toward the mesosphere and backward. Its apparent direction is fixed with respect to the optical axis. The prism mimics the effect of the atmospheric tilt. The return light from a polychromatic LGS follows different optical paths depending on λ . From the differential tilt on derives the tilt.

$\delta\theta = \theta \frac{\delta n}{n-1}$, where derivatives are relative to λ . From the differential tilt on derives the tilt of the incoming wavefront.

Today, the most suitable process known to create a PLGS is to excite the $4D_{5/2}$ energy level of sodium in the mesosphere. From this level a radiative cascade down to the ground level emits a spectrum with lines at 0.330. 0.569. 0.5890.0.5896. 1.14. 2.2. 2.34 μm . The shortest λ at 330 nm is short enough to get a steep variation of $n - 1$ and is just outside the O_3 UV absorption band.

The efficiency of the two-photon resonant excitation process in the mesosphere has already been measured on the sky (Foy et al. 2000; Schöck et al. 2000). The interaction laser-sodium has been modeled with optical Bloch equations (Bellenger 2002; Foy et al. 2002). Telescope vibrations can now be monitored on line (Tokovinin 2000). A budget link of the PLGS performances in terms of achieved Strehl ratio has been modeled (Schöck et al. 2002). Here we described recent results about the accuracy of $\delta\theta$ measurements, the modelless laser developed to get a spectral profile matching the Doppler FWHM of the Na D_2 line, and the first setup the future demonstrator of the PLGS on the sky.

3 Measurements of the differential tilt

The MaTilD experiment (Vaillant, Thiébaud, & Tallon 2000) aimed at measuring $\delta\theta$ of a 100m long beam in free air. The polychromatic source consisted of 4 spectral channels. To be free from systematic effects, we studied the correlation between $\delta\theta$ s at 673 and 404 nm, and at 505 and 337 nm. The centers of gravity of the 4 components are now computed within circular windows centered by iteration onto the centers determined at the previous step to a fraction of a pixel. The correlation coefficient between these $\delta\theta$ s is $\approx 95\%$ (Fig. 3): *the differential tilt exists!*

$\delta\theta$ derives from the principle of separability of variables in the expression of n : $n(\lambda, P, T) - 1 = f(\lambda)g(T, P)$ where P and T are the atmospheric temperature and pressure. Thus our results will hold for the vertical propagation as well. The error in $\delta\theta$ has to be expressed in λ/D unit, and it decreases as $N^2 \propto D^{-1}$. Therefore if the $\delta\theta$ error is photon noise limited, it is independent of the telescope diameter.

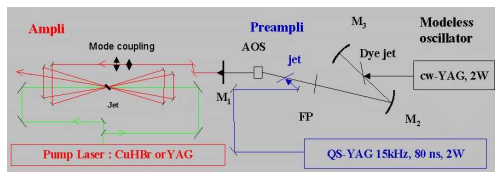


Fig. 2. Optical layout of the modeless laser. Inside the cavity oscillator, an acousto optics modulator (AOS). It breaks interferences, destroying the mode structure. FP: Fabry-Perot

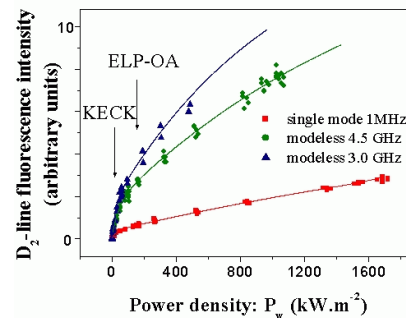


Fig. 3. Return flux from the modeless laser in the D_2 line, as a function of the input power. Top to bottom: spectral FWHM = 3 GHz, 4.5 GHz and 1 MHz single mode.

4 The modeless laser

A major challenge of the LGS is to avoid the saturation of the absorption in the mesosphere. It can be achieved with cw lasers, as long as the power is $\lesssim 15$ W, or with pulsed laser with widened spectral profile. The modeless laser developed for the PLGS (Pique & Farinotti 2003) provide us with a laser spectral profile which matches the Doppler profile of the D_2 line in the mesosphere. The basic originality of this oscillator is to include an acousto optics modulator in the cavity, which shifts the optical frequencies out of resonance (Fig. 2). Interferences are thus no longer possible. The temporal coherence of the laser is defined by the Lyot filter and the Fabry-Perot étalon in the cavity.

From experimental measurements at lab (Fig. 3), the modeless laser increases by a factor of ≈ 6 the return flux in the D_2 line with respect to a single mode laser (by a factor of ≈ 3 with respect to a phase modulated one). A major operational advantage of the LSM is that the stabilization is optical. There is no servo loop. Also the output power can easily be scaled to higher values to match e.g. MCAO specs. *In the case of the PLGS, a gain by a factor of $\gtrsim 30$ is expected* with respect to a single mode laser since two transitions are involved.

5 ATTILA: First step of the ELP-OA demonstrator

The *Étoile Laser Polychromatique pour Optique Adaptative* (ELP-OA) demonstrator begins to be implemented at the OHP 1.5m telescope. We had two observing run in Winter 2003 with its first step, the ATTILA bench; the purpose is to measure the $\delta\theta$ in vertical propagation. An optics setup (Fig. 4) consisting of 4 spectral channels separated with dichroic beam splitters and filters feeds a ROPER Cascade low readout noise CCD camera in situ amplified CCD camera and data processing are running. The next steps of ATTILA will be to feed on line the tip tit mirror with the signal from the pendular seismometers (Fig. 5), to correct for

vibrations. Then, we will feed it in addition with the tilt derived from differential tip tilt measurements. Finally we will couple ATTILA with the adaptive optics bench developed by A. Blazit.

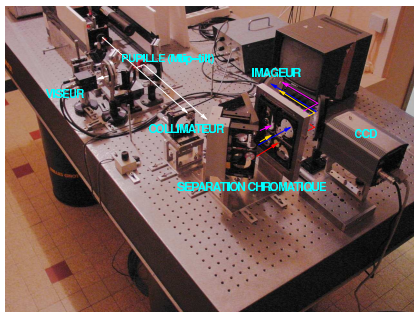


Fig. 4. ATTILA optical setup for differential tip-tilt measurements at the OHP 1.5m telescope.



Fig. 5. The 2 pendular seismometers (Tokovinin 2000) mated to the OHP 1.5m telescope for vibration measurements simultaneously with differential tip tilt ones.

The first laser chain using the LSM has to be completed (intracavity preamplification, power supply, tests) before we run an experiment at the telescope (first toward zenith, second the telescope tracking). The second chain at 569 nm has to be built. Then we will use the 589 nm chain to feed the AO, the tilt being corrected with a natural guide star in a conventional way, and finally the two chains for the tilt correction. Time schedule is mostly a matter of manpower.

References

- Bellenger V., 2002, Ph.D. thesis, Université Paris VI, Paris, France
 Foy R., Labeyrie A., 1985, A.A., 152, L29
 Foy R., Migus A., Biraben F. et al., 1995, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 111, 569
 Foy R., Pique J.-P., Bellanger V., et al., 2002, in Wizinowich P. L., Bonaccini D. (eds.), Adaptive Optical System Technologies II, SPIE 4839, p. 484
 Foy R., Tallon M., Tallon-Bosc I. et al., 2000, J. Opt. Soc. Am. A, 17, 2236
 Le Louarn M., Foy R., Hubin N., Tallon M., 1998, Mon. Not. R. Astron. Soc, 295, 756
 Pilkington J., 1987, Nature, 330, 116
 Pique J.-P., Farinotti S., 2003, J. Opt. Soc. Am. B, in press
 Rigaut F., Gendron E., 1992, A.A., 261, 677
 Schöck M., Foy R., Pique J.-P., Chevrou P., et al., 2000, in SPIE, 4007, Wizinowich P. L. (ed.), Adaptive Optical Systems Technology, p. 296
 Schöck M., Foy R., Tallon M., et al., 2002, MNRAS, 337, 910
 Tokovinin A., 2000, MNRAS, 316, 637
 Vaillant J., Thiébaud É., Tallon M., 2000, in SPIE 4007, Wizinowich P. L. (ed.), Adaptive Optical Systems Technology, p. 308

Validation sur le ciel du concept d'étoile laser polychromatique

RÉSUMÉ : La turbulence atmosphérique baisse considérablement la résolution angulaire au foyer des grands télescopes terrestres. L'optique adaptative (OA) corrige les distorsions de front d'onde mesurées à l'aide d'une source de référence brillante à proximité de la ligne de visée. Dans le domaine du visible, la probabilité de disposer d'une étoile naturelle de référence est infime. L'étoile laser remédie à ce problème sauf pour la pente du front d'onde (ou *tilt*) qui demeure non corrigée. L'étoile laser polychromatique permettra l'utilisation de l'OA avec une couverture totale du ciel. Basée sur la chromaticité du *tilt*, il s'agit de créer une référence multicolore dans l'atmosphère et de mesurer le *tilt* différentiel à deux longueurs d'onde distinctes pour remonter au *tilt* lui-même. Dans cette thèse, je décris l'expérience *ATTILA*, conçue pour prouver la faisabilité de ce concept en conditions astronomiques. Des observations menées à l'Observatoire de Haute-Provence sur des étoiles naturelles ont permis d'établir la relation de proportionnalité entre le *tilt* et le *tilt* différentiel pour la première fois. Un suivi en temps réel montre une bonne corrélation entre les deux signaux. La précision de mesure obtenue sur la pente (environ une tache d'Airy) ouvre la voie pour le futur démonstrateur *ELP-OA* avec lasers. Ce travail a nécessité une caractérisation approfondie d'un détecteur pourvu de la récente technologie *EMCCD* ainsi que le développement et les tests de sismomètres pendulaires dédiés à la mesure des vibrations angulaires de télescope.

MOTS CLÉS : instrumentation, télescopes, haute résolution angulaire, imagerie à la limite de diffraction, turbulence atmosphérique, analyse de surface d'onde, optique adaptative, étoile laser, détecteurs *CCD* & *EMCCD*, sismomètres.

On sky validation of the Polychromatic Laser Guide Star concept

ABSTRACT: The atmospheric turbulence affects image quality and causes angular resolution losses at the focus of large ground based optical telescopes. Real time adaptive optics (AO) corrects wave front distortions measured with at least one bright reference source located within a tiny isoplanatic angle from the science object. At visible wavelengths, the probability to find one such natural star is ridiculously small. The laser guide star (LGS) solves the problem but the overall wavefront slope (referred here as tilt) remains undetermined. The Polychromatic Laser Guide Star will allow the use of AO with full sky coverage. Based on the tilt chromaticity, a multicolor reference spot is created in the upper atmosphere and the differential tilt is measured between two wavelengths to retrieve the tilt itself. In the present thesis, I describe *ATTILA*, an experiment designed to prove the feasibility of the concept in astronomical conditions. Observations carried on at Observatoire de Haute-Provence on natural stars allowed us to establish the proportionality law that links the tilt and the differential tilt for the first time. A temporal monitoring of the two signals shows a good correlation. The accuracy obtained on the slope (about one Airy disk) let us be optimistic for the future full *ELP-OA* demonstrator with lasers. This work required an in-depth characterization of a detector featuring the novel *EMCCD* technology as well as the implementation and tests of pendular seismometers dedicated to measure telescope angular vibrations.

KEY WORDS: instrumentation, telescopes, high angular resolution astronomy, diffraction limited imaging, atmospheric turbulence, wavefront sensing, adaptive optics, laser guide star, *CCD* & *EMCCD* detectors, seismometers.

DISCIPLINE : Physique & Astrophysique

CRAL/Observatoire de Lyon : 9, Avenue Charles André, F-69561 Saint Genis Laval