

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université de Provence

Spécialité : Rayonnement et Plasmas

présentée par

Olivier LARDIÈRE

**Contrôle des télescopes automatiques
et des grands interféromètres stellaires terrestres et spatiaux :
cas du télescope prototype OVLA
à monture sphérique et optique active.**

*Soutenue le 16 juin 2000 à l'Observatoire de Haute-Provence,
devant le jury composé de :*

M. Georges COURTÈS	Examineur
M. Denis MOURARD	Rapporteur
M. Laurent KOECHLIN	Rapporteur
M. Antoine LABEYRIE	Directeur de thèse
M. Gérard LEMAÎTRE	Président du Jury

Table des matières

INTRODUCTION	11
---------------------------	-----------

CHAPITRE 1.....	15
------------------------	-----------

LE CONTRÔLE D'UN TÉLESCOPE AUTOMATIQUE	15
---	-----------

1.1. Les composants d'un télescope automatique	15
1.1.1. Intérêt des télescopes automatiques.....	15
1.1.2. L'optique	16
1.1.3. La monture	17
1.1.4. L'entraînement sidéral.....	21
1.1.5. La motorisation.....	28
1.1.6. Le pointage.....	30
1.1.7. L'informatique de contrôle.....	36
1.1.8. Conclusions sur les télescopes automatiques	39
1.2. Le contrôleur de télescope.....	41
1.2.1. Présentation du contrôleur de télescope	41
1.2.2. Description électronique.....	41
1.2.3. Le microcontrôleur	45
1.2.4. Du côté du PC	47
1.3. Applications et résultats.....	48
1.3.1. Configurations possibles	48
1.3.2. Télescope de 80 cm de l'OHP	49
1.3.3. Télescope de 152 cm et optique adaptative	50
1.3.4. Télescope Valméca.....	51
1.3.5. Télescope Boule OVLA	52

CHAPITRE 2.....	53
------------------------	-----------

LE CONTRÔLE DU TÉLESCOPE-BOULE OVLA.....	53
---	-----------

2.1. Présentation du projet OVLA	53
2.1.1. L'interféromètre OVLA	53
2.1.2. Objectifs scientifiques	54
2.1.3. Le télescope OVLA.....	55
2.1.4. Construction d'un télescope prototype OVLA :	57

2.2. Entraînement du télescope-boule OVLA	58
2.2.1. Les galets d'entraînement.....	58
2.2.2. Calcul des vitesses d'entraînement.....	63
2.2.3. Résultats	65
2.3. Pointage du télescope-boule OVLA	69
2.3.1. Codage par inclinomètre.....	69
2.3.2. Calcul de la position du télescope	70
2.3.3. Algorithme de pointage	71
2.3.4. Interface électronique de l'inclinomètre :	73
2.3.5. Résultats et améliorations futures.....	73
2.3.6. Comptage des pas moteurs	74
2.4. Translation des télescopes OVLA	75
2.4.1. Positions des télescopes OVLA.....	75
2.4.2. Vitesses des télescopes.....	76
2.4.3. Le translateur hexapode.....	80
2.4.4. Conclusions	83
 CHAPITRE 3.....	 85
 L'OPTIQUE ACTIVE OVLA.....	 85
3.1. Le miroir primaire du télescope prototype OVLA.....	85
3.2. Le barillet actif	85
3.2.1. Support axial	87
3.2.2. Support latéral	87
3.3. Électronique du barillet actif.....	89
3.4. Contrôle du miroir actif OVLA	90
3.4.1. Compensation de la composante axiale du poids	90
3.4.2. Analyse de front d'onde	94
3.4.3. Asservissement des actionneurs	98
3.4.4. Boucle d'asservissement complète.....	98
3.5. Essais préliminaires en laboratoire.....	101
3.6. Le contrôle thermique du miroir actif OVLA	104
3.6.1. Introduction	104
3.6.2. Conditions thermiques d'un miroir de télescope	104
3.6.3. Mesure du gradient thermique	105
3.6.4. Déformations thermiques du miroir	107
3.6.5. Remèdes possibles.....	108
3.6.6. Système de chauffage de la face optique du miroir actif OVLA	109
3.6.7. Essais et résultats.....	116
3.7. Vers une optique active thermique ?	117
3.8. Retombées technologiques de l'optique active OVLA	119
3.8.1. Vers des miroirs ultra-légers	119
3.8.2. Vers des miroirs mosaïques géants.....	120
3.8.3. Vers des hyper-télescopes	120

CHAPITRE 4.....	121
PREMIÈRE LUMIÈRE ET AVENIR DU TÉLESCOPE PROTOTYPE OVLA	121
4.1. Nécessité d'un télescope prototype.....	121
4.2. Description générale du télescope	122
4.3. Structure du télescope.....	123
4.4. Support du miroir secondaire	124
4.5. Bloc caméra.....	125
4.6. Système de contrôle	126
4.7. Essais et observations.....	128
4.8. Avenir du télescope prototype OVLA	130
4.8.1. Reprise des tests optiques à l'OHP	130
4.8.2. Remplacement de la boule époxy par une boule en aluminium	130
4.8.3. Vers GI3T	131
4.8.4. Vers un interféromètre OVLA	132
CHAPITRE 5.....	133
PUPILLE DENSIFIÉE	133
ET INTERFÉROMÈTRE OVLA HIÉRARCHISÉ.....	133
5.1. Principe de la pupille densifiée.....	133
5.1.1. Introduction	133
5.1.2. Point de vue optique	134
5.2. Premières images du ciel issues d'un hyper-télescope.....	135
5.3. Les hypertélescopes du futur :.....	137
5.4. OVLA est-il un hypertélescope ?.....	138
5.4.1. Sur l'importance de la forme de la pupille	138
5.4.2. Vers un OVLA hiérarchisé	140
5.4.3. Vers des interféromètres toujours plus grands.....	141
5.5. Conclusions	144

CHAPITRE 6..... 147

CONTRÔLE D'UN INTERFÉROMÈTRE SPATIAL PAR VOILES SOLAIRES..... 147

6.1. Interféromètres et hypertélescopes spatiaux.....	147
6.1.1. Présentation	147
6.2. Contraintes sur le mouvement des <i>free-flyers</i>	150
6.2.1. Accélération nécessaires	150
6.2.2. Redressement passif des voiles solaires	151
6.3. Dynamique de la pression de radiation	152
6.4. Contrôle du positionnement et de l'attitude du satellite	153
6.4.1. Calcul des forces et des moments.....	153
6.4.2. Choix des axes du miroir focal	158
6.5. Redressement passif.....	159
6.5.1. Condition d'équilibre et de redressement.....	159
6.5.2. Empennage solaire	160
6.5.3. Voile en trièdre ou conique :	160
6.5.4. Cas de 3 voiles paraboliques hors d'axe :	161
6.5.5. Oscillations en régime libre.....	163
6.5.6. Amortissement actif	164
6.5.7. Application numérique	165
6.6. Conclusions	166

CHAPITRE 7..... 167

OBSERVATIONS DE LA COMÈTE HALE-BOPP 167

7.1. Introduction	167
7.2. Comètes et haute-resolution angulaire	168

CHAPITRE 8..... 175

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 175

8.1. Le <i>contrôleur de télescope</i>.....	175
8.2. Le télescope prototype OVLA	175
8.3. Vers les grands interféromètres... ..	176

ANNEXE A : LES MOTEURS D'ENTRAÎNEMENT	179
ANNEXE B : LES CODEURS	185
ANNEXE C : <i>LE CONTRÔLEUR DE TÉLESCOPE</i>.....	193
ANNEXE D : VITESSES D'ENTRAÎNEMENT DU TÉLESCOPE OVLA	199
ANNEXE E : LE MIROIR ACTIF OVLA : UN DÉTECTEUR DE NÉBULOSITÉ ? ...	213
LISTE DES PUBLICATIONS.....	215
BIBLIOGRAPHIE	217

Tables des figures

Figure 1 : Différentes montures de télescope.....	19
Figure 2 : Axes principaux de différentes montures de télescope	24
Figure 3 : Boucle de pointage universelle	31
Figure 4 : Coordonnées azimutales.	33
Figure 6 : Pointages loxodromiques et orthodromiques.....	35
Figure 7 : Architecture proposée pour le contrôle d'un télescope automatique.....	42
Figure 9 : Carte « entraînement »	42
Figure 10 : Schéma électronique du « contrôleur de télescope » réalisé à base de circuits FPGA	44
Figure 11 : Organigramme du programme du microcontrôleur 8 bits 80C537.	46
Figure 12 : Exemple de fenêtre de dialogue du logiciel de contrôle développé sous Linux.	47
Figure 13 : Exemples d'applications du contrôleur de télescope	49
Figure 14 : Télescope de 80 cm de l'OHP	50
Figure 15 : Télescope VALMECA sur lequel notre entraînement a été testé	52
Figure 16 : Positionnement des 27 télescopes OVLA	54
Figure 17 : Version lunaire d'un télescope OVLA se déplaçant à l'aide de 6 pattes (vue d'artiste).	56
Figure 18 : Caractéristiques générales et vue réaliste d'un télescope-boule OVLA.	56
Figure 19 : Galet d'entraînement du télescope prototype OVLA.....	61
Figure 19 : Conflit de vitesse entre les tonnelets inférieurs et supérieurs d'un galet.	61
Figure 20 : Position de l'axe de rotation instantanée du télescope-boule OVLA	62
Figure 21 : Erreur de suivi (") pour une période d'échantillonnage des vitesses moteurs de 10s.	64
Figure 22 : Erreur de suivi pour l'orientation la plus défavorable	64
Figure 23 : Le télescope-boule prêt pour les premiers essais de guidage automatique en janvier 1998.	67
Figure 25 : Position d'une étoile-guide pendant un suivi sidéral effectué en boucle ouverte.....	67
Figure 25 : Séquence de guidage automatique de 15 minutes sur l'étoile Aldébaran, le 25/01/1998.	68
Figure 26 : Histogramme des erreurs de guidage	68
Figure 27 : Angles X et Y fournis par un inclinomètre double-axe.	71
Figure 28 : Paramètres de l'ellipse contenant les télescopes d'un interféromètre	76
Figure 29 : Position des télescopes conservant l'orientation de la pupille d'entrée	78
Figure 30 : Trajectoires et vitesses de translation de quelques télescopes OVLA	79
Figure 31 : Facteurs d'atténuation du contraste des franges.	81
Figure 32 : Translateurs à 6 pattes pendulaires pour OVLA.....	82
Figure 33 : Structure du barillet actif supportant le miroir primaire de 1,5 m du télescope OVLA.....	86
Figure 34 : Schéma de principe d'un des 29 actuateurs portant le miroir actif OVLA.....	88
Figure 35 : Barillet actif équipé des leviers à contrepoids	89
Figure 36 : Schéma électronique d'un actuateur supportant le miroir actif OVLA.....	90
Figure 37 : Angles permettant le calcul de la distance zénithale « vraie » z_i de l'actuateur i	92
Figure 38 : Azimut de la ligne de plus grande pente.....	93
Figure 39 : Évolution de $d\cos Z/dH$ et de $dP(i,Z)/dH$	93
Figure 40 : Carte de $ d\cos Z/dH $ en fonction de H et δ pour la zone de ciel observable.	93
Figure 41 : Principe du senseur de courbure.	96
Figure 42 : Senseur de courbure utilisé pour l'analyseur de front d'onde du télescope OVLA	97
Figure 43 : Ensemble optique du bloc caméra du télescope OVLA	97
Figure 44 : Organigramme de la boucle d'asservissement du miroir actif OVLA.....	100
Figure 45 : Images intra et extrafocales.	100
Figure 46 : Fenêtre du logiciel ACTIVA permettant le contrôle des 29 actuateurs du barillet actif OVLA.	101
Figure 47 : Vue du miroir actif de 1.5 m lors des premiers tests optiques.....	103
Figure 48 : Décroissance de l'astigmatisme (Z_5 et Z_6) durant un cycle de corrections actives du miroir OVLA.	103
Figure 49 : Conditions thermiques d'un miroir de télescope.....	105
Figure 50 : Ecart moyen de température mesuré entre le dos et la face du miroir actif OVLA	106
Figure 51 : Profil radial du miroir actif M1 OVLA calculé par éléments finis.....	107
Figure 52 : Lignes de potentiel électrique générées par un ensemble d'électrodes.	111

Figure 53 : Miroir actif OVLA équipé de son système d'électrodes..	113
Figure 54 : Composition d'une électrode..	113
Figure 55 : Electronique de contrôle des électrodes.	115
Figure 56 : Ecran de contrôle des températures du miroir actif OVLA.	115
Figure 57 : Systèmes de ventilation du miroir actif OVLA.	116
Figure 58 : Aberration de sphéricité mesurée sur l'onde en fonction de l'écart de température.	117
Figure 59 : Simulations d'optique active thermique	118
Figure 60 : Chauffage d'une moitié de l'aluminure	118
Figure 61 : Vue d'ensemble du télescope provisoire	122
Figure 62 : Photographie de la structure du télescope avant introduction dans la boule.	123
Figure 63 : Photographie du télescope installé dans la boule.	124
Figure 64 : Photographie du bloc caméra du télescope OVLA	125
Figure 65 : Fenêtre du logiciel ACTIVA	126
Figure 66 : Configuration électronique et informatique du télescope-boule OVLA.	127
Figure 67 : Le télescope-boule OVLA installé à l'OHP à côté de sa « station de pilotage ».	129
Figure 68 : Intérieur de la « station de pilotage »	129
Figure 69 : Images de Deneb obtenues le 6/10/99	130
Figure 70 : Miroir tertiaire semi-réfléchissant	131
Figure 71 : Architecture électronique actuelle extrapolée pour un télescope OVLA définitif	132
Figure 72 : Configurations Fizeau (B) et Michelson (A) pour un grand interféromètre.	134
Figure 73 : Interféromètre stellaire de Michelson à 2 ouvertures.	135
Figure 74 : Schéma optique du premier hypertélescope réalisé	136
Figure 75 : Image Fizeau et densifiée de l'étoile de référence α Aur.	136
Figure 76 : Carlina est un projet d'hypertélescope ayant une base de 200m ou plus.	138
Figure 77 : Principe d'un hypertélescope spatial.	149
Figure 78 : EPICURUS balaye la totalité du ciel tous les 6 mois.	149
Figure 79 : Vue d'ensemble et caractéristiques d'un free-flyer EPICURUS à atteindre.	150
Figure 80 : Voile solaire plane parfaitement réfléchissante.	153
Figure 81 : Les mouvements d'un free-flyer	156
Figure 82 : Voile solaire parabolique hors d'axe et miroir focal de contrôle.	156
Figure 83 : Solutions pour augmenter l'amplitude de la déflexion du faisceau de sortie	157
Figure 84 : Orientations des miroirs focaux de contrôle.	159
Figure 85 : Stabilisation d'un satellite par empennage solaire.	160
Figure 86 : Voile solaire conique ou en trièdre auto-stabilisée.	161
Figure 87 : Moments redresseur et azimutal exercés sur un ensemble de 3 voiles solaires paraboliques	163
Figure 88 : Image de la découverte des enveloppes concentriques de la coma interne de Hale-Bopp	168
Figure 89 : Principe du moteur pas-à-pas	180
Figure 90 : Couple d'un moteur pas-à-pas en fonction de la vitesse de rotation.	182
Figure 91 : Couple d'un moteur brushless en fonction de sa vitesse de rotation.	182
Figure 92 : Rotation d'un moteur brushless.	183
Figure 93 : Inclinomètre double-axe.	186
Figure 94 : Pendule stabilisé monté sur une table alt-alt.	188
Figure 95 : Principe d'un gyromètre à fibre optique.	189
Figure 96 : Télescope à monture et gyromètres à fibre optique.	191
Figure 97 : Architecture proposée pour un « chercheur intelligent ».	192
Figure 98 : Géométrie du télescope-boule OVLA motorisé par trois galets omnidirectionnels	200
Figure 99 : Rappels équatoriaux et alt-alt utilisés pour le guidage du télescope-boule OVLA	211
Figure 100 : Principe des pyranomètres stellaires utilisés en météorologie	213
Figure 101 : Détecteur de couverture nuageuse simple et économique.	214

Liste des tableaux

<i>Tableau 1 : Polyvalences et avantages de la monture boule.....</i>	<i>20</i>
<i>Tableau 2 : Axes principaux de 5 montures de télescope.....</i>	<i>24</i>
<i>Tableau 3 : Expressions des vitesses des moteurs assurant un suivi sidéral.....</i>	<i>25</i>
<i>Tableau 4 : Vitesses des moteurs pour la monture équatoriale, boule et Alt-Az.....</i>	<i>26</i>
<i>Tableau 5 : Vitesses des moteurs pour la monture Alt-Alt.....</i>	<i>27</i>
<i>Tableau 6: Ordre de grandeur des moments d'inertie et des couples moteur pour 3 types de télescopes.</i>	<i>29</i>
<i>Tableau 7 : Expressions du vecteur axe-optique en fonction des angles issus des codeurs d'axe.</i>	<i>33</i>
<i>Tableau 8 : Corrections à apporter pour obtenir les coordonnées réelles du télescope.....</i>	<i>36</i>
<i>Tableau 9 : Caractéristiques optimales pour un petit télescope automatique.</i>	<i>40</i>
<i>Tableau 10 : Tip-tilt du télescope de 152cm (OHP) mesuré par l'optique adaptative de l'ONERA</i>	<i>51</i>
<i>Tableau 11 : Les polynômes de Zernike en fonction de leur degré radial (n) et azimutal (m).</i>	<i>95</i>
<i>Tableau 12 : Caractéristiques des sondes laminaires de température.....</i>	<i>106</i>
<i>Tableau 13 : Champ et contraste des images obtenues après densification d'une pupille diluée.....</i>	<i>139</i>
<i>Tableau 14 : Exemples de 2 configurations possibles pour un interféromètre OVLA à 27 éléments mobiles</i>	<i>142</i>
<i>Tableau 15 : Pupilles de sortie et figures de diffraction de différentes configurations.....</i>	<i>143</i>
<i>Tableau 16 : Méthodes de pavage possibles pour des interféromètres imageurs</i>	<i>144</i>
<i>Tableau 17 : Dynamiques de corrections en translation et en fonction de la configuration des voiles.</i>	<i>157</i>
<i>Tableau 18 : Valeurs numériques caractérisant le redressement d'un free-flyer.</i>	<i>166</i>
<i>Tableau 19 : Caractéristiques standards d'un gyromètre à fibres optiques</i>	<i>189</i>
<i>Tableau 20 : Expressions des vitesses des moteurs du télescope-boule OVLA</i>	<i>206</i>
<i>Tableau 21 : Courbes des vitesses moteurs de la monture boule.</i>	<i>207</i>

Introduction

Depuis l'invention de la lunette de Galilée, en 1610, notre connaissance de l'univers n'a cessé de progresser avec la construction de télescopes toujours plus grands, et la mise en orbite de télescopes spatiaux. Cependant, avec un télescope d'un diamètre supérieur à 10 ou 20 cm, la résolution des images est limitée par la turbulence atmosphérique. En corrigeant les effets de la turbulence à l'aide d'une optique adaptative, il est possible de s'approcher de la résolution théorique de l'instrument qui est inversement proportionnelle au diamètre de l'ouverture. De ce fait, la résolution théorique d'un télescope de 1,5 m est de 0,1'' dans le visible.

Pour atteindre une résolution de l'ordre de la milliseconde d'arc, il a fallu développer et exploiter de nouvelles techniques pour s'affranchir de la turbulence atmosphérique ainsi que des limites imposées par la technologie aux diamètres des miroirs des télescopes. Ces deux obstacles ont conduit les astronomes à employer l'interférométrie. Cette technique, qui peut être combinée à l'optique adaptative, permet, en recombinaison des faisceaux issus de plusieurs télescopes séparés, d'obtenir l'équivalent d'un télescope unique géant d'une centaine de mètres de diamètre, voire plus.

H. Fizeau fut le premier, en 1867, à proposer d'utiliser l'interférométrie pour mesurer le diamètre apparent des étoiles¹. Cinq ans plus tard, E. Stéphan expérimenta cette technique en plaçant un masque percé de deux trous espacés de 50 cm devant le télescope de Foucault à l'observatoire de Marseille². En 1920, le physicien américain A. Michelson construisit un interféromètre de 6 m en installant une poutre « périscopique » à l'entrée du télescope de 2,5m du Mt Wilson³.

En 1974, le premier Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) fut mis en service à Nice, puis à l'Observatoire de la Côte d'Azur par l'équipe d'Antoine Labeyrie⁴. Cet instrument a permis, pour la première fois au monde, d'obtenir des franges d'interférences issues de deux télescopes séparés. Suite au succès de cet instrument, des interféromètres tels que GI2T⁵, Mark III⁶, SUSI⁷, NPOI⁸, IOTA⁹, PTI¹⁰, COAST¹¹, ont vu le jour un peu partout dans le monde et ont obtenus des résultats importants concernant la physique stellaire. Parallèlement, ces instruments ont permis de consolider et d'améliorer les techniques employées pour l'interférométrie et

contribuent ainsi au développement d'interféromètres à plus grande base et comportant un plus grand nombre de télescopes, comme VLTI¹², CHARA¹³ et OVLA¹⁴.

OVLA (Optical Very Large Array) consiste en un interféromètre de 27 télescopes mobiles répartis sur une base de 1 km dédié à l'imagerie à haute résolution dans le domaine visible et infrarouge.

Les contraintes exigeantes de l'interférométrie imposent des techniques à la fois innovantes et originales. Chaque télescope, d'un diamètre de 1,52m, a une monture sphérique spécialement étudiée pour l'interférométrie. Cette monture compacte garantit une excellente stabilité géométrique en limitant les flexions et les vibrations. Afin de minimiser le coût et le poids de chaque télescope, le miroir primaire est en verre ordinaire d'une épaisseur de 24 mm seulement. Un barillet actif composé de 29 actuators compense alors en permanence les flexions du miroir. La compacité et la légèreté du télescope permettent son déplacement, sur un plateau naturel, à l'aide d'un hexapode articulé. En effet, la mobilité des télescopes assure à la fois l'égalité des chemins optiques ainsi qu'une couverture homogène des fréquences spatiales.

Un télescope prototype est en cours de construction à l'Observatoire de Haute-Provence (OHP). Celui-ci permet de développer et de valider les solutions techniques envisagées pour les 27 télescopes de l'interféromètre OVLA. Ce télescope prototype sera couplé à l'actuel GI2T de l'Observatoire de la Côte d'Azur. La table de recombinaison REGAIN, récemment installée sur GI2T, autorise la recombinaison d'une troisième voie¹⁵. Le GI2T deviendra ainsi le GI3T et permettra l'obtention d'images à très haute résolution de manière beaucoup plus efficace en utilisant la clôture de phase¹⁶.

En outre, le grand nombre de télescopes nécessaires à l'interféromètre OVLA impose une extrême fiabilité et un coût réduit pour chaque télescope. Une automatisation complète et élaborée est alors nécessaire pour contrôler chaque télescope. L'objectif est, dans un premier temps, de rendre le télescope prototype suffisamment fiable pour, ensuite, confier la construction des 27 télescopes de l'interféromètre OVLA à un industriel.

C'est donc dans ce contexte que se situait mon travail de thèse. Il s'agissait pour moi de concevoir, de réaliser et de tester l'électronique de contrôle de tous les éléments du télescope prototype, et également de proposer une architecture électronique permettant de rendre chaque télescope de l'interféromètre autonome.

J'ai effectué ce travail au sein d'une (trop) petite équipe incluant Antoine Labeyrie (initiateur du projet), Luc Arnold (optique active, modélisation de miroirs minces...), Julien Dejonghe (mécanique et opto-mécanique) et David Vernet (polissage des optiques), et avec l'aide du service électronique de l'OHP.

En outre, les techniques que j'ai développé pour l'automatisation de ce télescope interférométrique peuvent s'appliquer à d'autres télescopes plus classiques et à usage plus général. En effet, les besoins en télescopes entièrement automatiques sont évidents dans de nombreux domaines de l'astronomie amateur et professionnelle. Il faut savoir qu'un grand

nombre de programmes de recherche nécessitant des observations continues ou simultanées ne peuvent être entrepris pour cause d'insuffisance matérielle. Par ailleurs, les universités et les associations d'astronomes amateurs sont nombreuses à vouloir s'équiper de matériel performant et automatique.

C'est pourquoi, ce travail de thèse a pu être cofinancé par le CNRS et la Région Provence-Alpes-Côte d'Azur, en partenariat industriel avec la société VALMECA, située à Puimichel (04) non loin de l'OHP. Cette société, dirigée par Serge Deconihout, est spécialisée dans la fabrication d'instruments astronomiques pour amateurs et professionnels.

Le premier volet de mon travail a consisté en la réalisation d'un nouveau système électronique de pilotage destiné à automatiser, à la fois les télescopes équatoriaux de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP), et également ceux fabriqués par VALMECA.

Dans le chapitre 1, je commence par présenter les intérêts des télescopes automatiques, puis je dresse un inventaire des solutions techniques existantes pour l'automatisation d'un télescope et propose une architecture électronique et logicielle optimale pour un télescope automatique. Je présente également une méthode de calcul générale pour déterminer les vitesses des moteurs d'entraînement, quelle que soit la monture du télescope et le système de codage. Je termine ce chapitre en décrivant le système d'entraînement universel (« *contrôleur de télescope* ») que j'ai réalisé et testé sur les télescopes équatoriaux de VALMECA, de l'OHP et sur le télescope à monture sphérique du projet OVLA.

Le second volet de mon travail de thèse concerne le télescope prototype OVLA. Le chapitre 2 présente le système d'entraînement et les premiers résultats de guidage automatique obtenus à l'aide d'un « *contrôleur de télescope* » que j'ai adapté à la monture sphérique du télescope OVLA. Ce chapitre décrit également le système de pointage de la monture sphérique fonctionnant à l'aide d'un inclinomètre. Enfin, pour compléter l'étude des mouvements du télescope-boule, j'étudie la translation des télescopes OVLA nécessaire, au cours de l'observation, pour conserver l'égalité des chemins optiques.

Le chapitre 3 concerne l'optique active du télescope OVLA. Je décris la mécanique du barillet actif supportant le miroir primaire du télescope OVLA, ainsi que le système électronique de pilotage des actionneurs que j'ai développé. Les premiers résultats optiques du miroir actif obtenus en laboratoire sont également présentés. Enfin, je présente un système original permettant de contrôler la température de la face optique du miroir afin de compenser les aberrations optiques générées par dilatation thermique du verre.

L'assemblage complet du télescope prototype OVLA et les premiers résultats obtenus sur le ciel sont présentés dans le chapitre 4. L'avenir de ce télescope prototype est également discuté.

Les chapitres suivants se veulent plus prospectifs en s'ouvrant plus largement à l'interférométrie de demain. Dans le chapitre 5, je démontre qu'il est possible de transformer simplement l'interféromètre OVLA en un véritable hypertélescope utilisant la technique de la

pupille densifiée¹⁷. Le chapitre 6, quant à lui, s'intéresse au contrôle d'un interféromètre spatial de grande taille par voiles solaires, car l'espace semble être l'endroit idéal pour accueillir de très grands interféromètres, comme TPF¹⁸, capables de détecter directement les exo-planètes.

Enfin, le chapitre 7 clôt mon rapport en présentant l'article soumis à la revue *Earth, Moon and Planet* concernant les observations de la comète Hale-Bopp que j'ai mené en 1997 au télescope de 80 cm de l'OHP, et la découverte des enveloppes concentriques de la coma interne.

Chapitre 1

Le contrôle d'un télescope automatique

1.1. Les composants d'un télescope automatique

1.1.1. Intérêt des télescopes automatiques

L'intérêt des télescopes automatiques est à la fois d'ordre politique et d'ordre scientifique. Il est en effet politique car le surcoût initial dû à l'automatisation est maintenant négligeable pour peu que l'on utilise des électroniques standards et des ordinateurs de type PC. De plus, le coût de fonctionnement d'un télescope automatique peut être largement inférieur à celui d'un télescope classique, surtout sur un site d'accès difficile, pour un rendement bien supérieur.

L'intérêt est également d'ordre scientifique car un grand nombre de programmes de recherche nécessitant des observations continues, régulières, simultanées ou imprévisibles ne peuvent être entrepris par manque de moyens d'observation automatisés. Parmi ces programmes, on trouve:

- l'enseignement et la vulgarisation,
- la recherche systématique de nouveaux corps : astéroïdes, comètes, novae, supernovae¹⁹,
- le suivi photométrique continu des phénomènes variables²⁰,
- l'observation de la contribution optique des sursauts γ ^{21,22,23},
- la recherche de planètes extra-solaires,
- l'interférométrie stellaire à grande base.

Nous pourrions encore étendre la liste des domaines de recherche nécessitant des télescopes automatiques. Remarquons que l'automatisation est une caractéristique du télescope bien plus déterminante que le diamètre. En effet, tous les thèmes cités sont parfaitement envisageables avec des télescopes de petits diamètres (1 mètre) de faible coût. Cette constatation n'est pas nouvelle, elle est d'ailleurs à l'origine du projet GNAT (Global Network of Astronomical Telescopes)²⁴ qui a pour but d'installer un réseau mondial de petits télescopes automatiques pour l'éducation et la recherche.

Le dernier domaine de recherche cité m'intéresse tout particulièrement puisqu'il est à l'origine de mon travail. L'interférométrie stellaire consiste à observer la même étoile avec plusieurs télescopes séparés de quelques dizaines, voire centaines de mètres. La résolution de l'image obtenue par recombinaison des faisceaux est équivalente à celle fournie par un télescope unique de diamètre égal au plus grand écartement des télescopes de l'interféromètre. Pour conserver le cophasage des différents faisceaux, les télescopes de l'interféromètre doivent se déplacer avec une précision d'un micron environ. On comprend immédiatement que l'interférométrie stellaire impose une automatisation complète des télescopes. La majeure partie de mon travail de thèse concerne justement le pilotage d'un télescope prototype pour le projet OVLA (Optical Very Large Array). Ce travail sera décrit en détail dans les chapitres suivants.

Je vais d'abord tenter de définir une architecture optimale pour un télescope automatique à la fois performant, économique et polyvalent.

1.1.2. L'optique

1.1.2.1. Diamètre et rapport d'ouverture

Compte tenu des objectifs scientifiques visés et du budget que l'on s'accorde, un diamètre de 0.5m à 1.5m semble être un bon compromis. Une ouverture de 1 m de diamètre permet d'atteindre dans le visible la magnitude 22 en 2 minutes de pose avec un récepteur CCD classique.

Un foyer primaire à $F/D=1.5$ ou 3 permettrait d'une part de réduire de manière substantielle l'encombrement et le poids total du télescope, et d'autre part d'offrir un champ plus grand ($1^\circ \times 1^\circ$ sur 35x35mm pour une focale de 2m) particulièrement bien adapté à l'astrométrie et à la recherche d'astres nouveaux. Un foyer secondaire (Cassegrain, Nasmyth ou Coudé) ayant un rapport d'ouverture compris entre 5 et 10 autoriserait des mesures à plus haute résolution avec un meilleur échantillonnage spatial.

1.1.2.2. Intérêt de l'optique active

A partir de 1 m de diamètre, une optique active à miroir mince peut réduire considérablement le poids du télescope pour un coût modéré (cf. chapitre Optique active OVLA). La forme du miroir est toujours optimale, quelque soit les perturbations mécaniques et thermiques (flexions, dilatations...). En complément un miroir secondaire installé sur un support mobile peut corriger en permanence la focalisation et la collimation. Ce contrôle actif de l'optique est donc particulièrement intéressant voire indispensable pour un télescope d'un diamètre supérieure à 1 m et contrôlé à distance. L'optique active complète donc l'automatisation du télescope.

1.1.2.3. Intérêt de l'optique adaptative

Avec le développement rapide de l'optique adaptative et l'apparition sur le marché de systèmes clé-en-main (correcteurs tip-tilt économiques, secondaires adaptatifs...), il est désormais normal d'envisager l'usage d'une optique adaptative, éventuellement en complément d'une optique active, pour accroître les performances d'un télescope automatique.

Une optique adaptative permet d'améliorer la résolution spatiale des images en compensant partiellement la turbulence atmosphérique à l'aide d'un miroir déformable. Pour un télescope de 50 cm de diamètre, un simple correcteur tip-tilt permet déjà de corriger environ 50% des aberrations dans le visible²⁵. De plus, quel que soit le diamètre du télescope, un tel correcteur permet de compenser les vibrations causées par les moteurs, les rafales de vent, etc.

1.1.3. La monture

Pour effectuer une observation prolongée sur un même astre, le télescope doit être animé du même mouvement de rotation que la voûte céleste. Le tube optique est alors généralement porté par une monture motorisée. Il existe différents types de montures (cf. Figure 1)

1.1.3.1. La monture équatoriale

La monture équatoriale est la monture la plus classique. Elle comporte deux axes de rotation perpendiculaires entre eux. L'un des axes, appelé axe horaire, est incliné parallèlement à l'axe polaire de la Terre. Cette monture permet donc de suivre le ciel en tournant simplement l'axe horaire à raison d'un tour par jour sidéral. L'électronique d'entraînement d'une telle monture est donc très simple. Cependant la mécanique d'une monture équatoriale est lourde (porte-à-faux, flexions...) et ne convient guère pour les télescopes de grand diamètre.

Quelque soit le type de monture équatoriale, la mécanique est très sollicitée et présente des flexions qui compliquent le contrôle des grands télescopes automatiques. On préfère généralement porter ce genre de télescopes à l'aide d'une monture alt-azimutale.

1.1.3.2. La monture alt-azimutale

Le tube optique est porté par une fourche tournant autour d'un axe vertical. Cette monture ne présente aucun porte-à-faux et permet de supporter des télescopes de très grands diamètres (Zelenchouk, Keck, VLT...). Cependant la vitesse d'entraînement n'est plus constante comme c'est le cas pour une monture équatoriale et, de plus, tous les axes doivent être mis en mouvement. Le suivi sidéral est alors assuré par un système électronique évolué calculant à chaque instant la vitesse de chaque axe en fonction des coordonnées du télescope et du temps sidéral. Il est à noter qu'un dérotateur de champ est nécessaire pour l'imagerie. Le télescope russe de 6 mètres du Zelenchouk, construit en 1976, fut le premier télescope *alt-az*. A l'époque il s'agissait d'un défi car les systèmes informatiques n'avaient pas la puissance d'aujourd'hui. Maintenant il est plus rentable de simplifier la mécanique même si cela

complique le système de pilotage. On trouve même sur le marché des télescopes d'amateurs à monture alt-azimutale capables de suivre le mouvement sidéral. La monture alt-azimutale présente toutefois un inconvénient majeur : elle est capable de pointer le zénith, mais elle est incapable de le suivre ! En effet, en ce point, la vitesse de rotation de l'axe vertical est infinie.

1.1.3.3. La monture alt-alt

La monture altitude-altitude (*alt-alt*) comporte deux axes horizontaux et perpendiculaires entre eux. Il s'agit en fait d'une monture équatoriale pour un lieu situé sur l'équateur terrestre. Cette monture a donc les inconvénients de la monture équatoriale (poids, encombrements et flexions). Cependant toutes les zones du ciel sont observables excepté près de l'horizon. De plus, seulement trois réflexions sont nécessaires pour le renvoi d'un faisceau coudé par l'axe principal. C'est pourquoi ce type de monture est utilisé pour les sidérostats et les interféromètres (cf. Chapitre « *Contrôle du télescope OVLA* »).

1.1.3.4. La monture boule

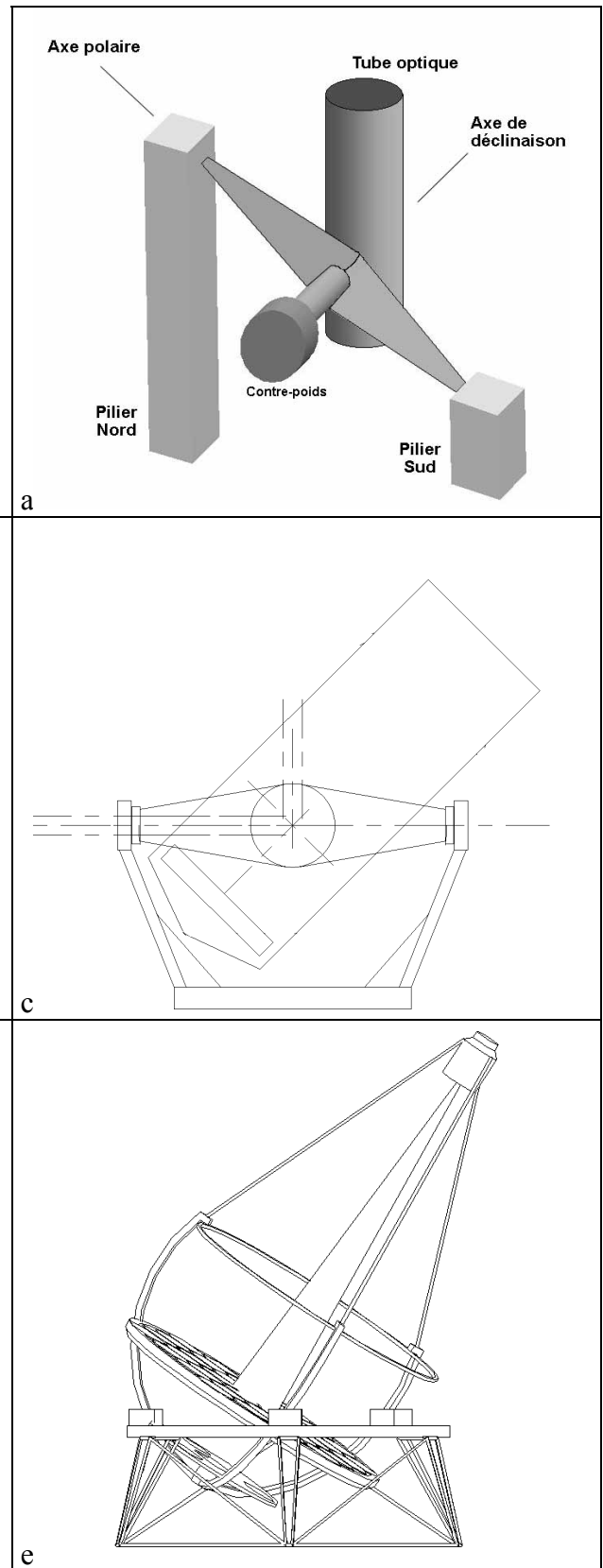
Cette monture que l'on oriente à la façon d'une rotule possède une géométrie complètement différente de celle des autres montures énumérées plus haut. En effet, elle ne possède aucun axe privilégié, tous les mouvements de rotation sont possibles et toutes les régions du ciel sont observables grâce à un système d'entraînement adéquat. Il est alors facile de compenser la rotation de champ ainsi que les erreurs de mise en station. En outre, la monture boule est très compacte, très légère, très stable et vibre très peu²⁶. Cette monture originale répond parfaitement aux exigences de l'interférométrie optique. C'est pourquoi Antoine Labeyrie a choisi ce type de monture pour le GI2T²⁷, pour le projet OVLA (cf. plus loin) et pour les télescopes extrêmement grands²⁸.

De plus, si la sphère est complète, elle sert aussi d'abri. La coupole et la monture ne font alors plus qu'un. A ce propos, les constructeurs de grands télescopes, comme le Large Binocular Telescope, tendent naturellement vers ce concept avec les coupoles dites corotatives qui épousent mieux la forme du télescope afin d'occuper le moins d'espace possible. Il faut cependant noter que la boule entière se trouve être une surface de roulement avec toutes les qualités requises pour cet usage : état de surface, dureté, tenue aux conditions extérieures. On voit donc très vite qu'une monture boule utilisant une sphère complète n'est envisageable que pour les télescopes de taille raisonnable (jusqu'à 2 mètres de diamètre). Au delà, pour des télescopes géants (8-100 m) des boules à méridiens ont été envisagées²⁹.

Grâce à sa forme fonctionnelle et sa symétrie parfaite, la monture boule sera très certainement la monture *naturelle* des télescopes au sol du futur (à noter qu'elle s'apparente fortement à la « monture » de l'œil, aux articulations osseuses...). La monture boule me paraît facilement commercialisable car, en plus d'être une curiosité, elle présente des avantages qu'aucune autre monture ne possède. Pour cela, elle peut intéresser fortement la communauté

astronomique entière (astronomie amateur, enseignement et vulgarisation, recherche scientifique) (cf. Tableau 1).

Figure 1: Différentes montures de télescope. En (a), la monture équatoriale (type anglaise). En (b), la monture alt-az (télescope William Herschel de 4.2m à La Palma). En (c), la monture alt-alt ; un miroir tertiaire orientable placé à l'intersection des axes de la monture peut fournir un faisceau coudé (dessin : C. Cazalé, OHP). En (d), le télescope prototype OVLA de 1,5 m ouvert à $F/D=1,7$, logé dans une boule complète de 2,8m de diamètre entraînée par 3 galets omnidirectionnels (dessin : J. Dejonghe, OHP). En (e), monture boule à méridiens pouvant accueillir un télescope type VLT, Keck ou plus gros. (dessin : N. Cordier, OHP).



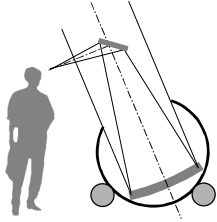
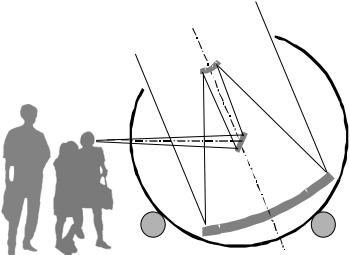
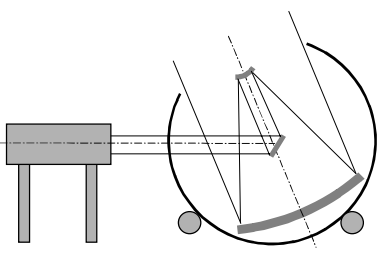
		
Astronomie amateur	Enseignement et vulgarisation	Recherche scientifique
- Ouverture de 30cm à 1m. - Ultra-compact et léger. - Transportable jusqu'à 1m d'ouverture. - Foyer newton, très ouvert ($f/d=3$ à 4), idéal pour l'observation visuelle du ciel profond. - Foyer nasmyth possible ($f/d=8$ à 16), pour l'observation des planètes. - Observation visuelle confortable grâce à la rotation possible du porte-oculaire. - Avec ou sans moteurs d'entraînement. - Aucune mise en station n'est nécessaire (initialisation sur étoiles) - Installation possible à toutes les latitudes. - Imagerie longue pose (photo ou CCD) possible en mode suivi équatorial. - Pointage manuel ou automatique (si codage). - Tout le ciel est observable - Codage possible par comptage des pas-moteur, ou par pendule et compas électronique.	- Ouverture de 60cm à 1,5m. - Compact, auto-abrité. - Transportable jusqu'à 1m d'ouverture. - Foyer nasmyth ($f/d=8$ à 12) à hauteur constante. - Observation visuelle ultra-confortable (enfants, personnes handicapées...) grâce à un réglage possible de la hauteur du foyer par rotation du miroir tertiaire - Partage possible du faisceau entre plusieurs observateurs par basculement du miroir tertiaire. - Aucune mise en station n'est nécessaire (initialisation sur étoiles) - Installation possible à toutes les latitudes. - Imagerie longue pose (photo ou CCD) possible en mode suivi équatorial. - Pointage automatique (avec codage). - Tout le ciel est observable - Codage possible par comptage des pas-moteur, ou par pendule et compas électronique.	- Ouverture de 1 à 2m et plus. - Compact, auto-abrité, mobile sur rail. - Faisceau coudé collimaté fixe en hauteur et en azimut. - Bonne transmission (seules 3 réflexions sont nécessaires). - Possibilité d'installer un banc d'instrumentation lourde ou sensible (spectromètre haute-résolution, spectro-imageur, optique adaptative, coronographe, recombineur interférométrique, etc.) - Pointage automatique avec codage - Ciel observable sur une bande de 90° de largeur et perpendiculaire au coudé. - Codage par pendule ou senseur stellaire.

Tableau 1 : Polyvalences et avantages de la monture boule dans le domaine de l'astronomie amateur, la vulgarisation et l'enseignement, la recherche scientifique.

1.1.4. L'entraînement sidéral

Pour permettre une observation prolongée sur une même région du ciel, le télescope doit être animé du même mouvement de rotation que la voûte céleste. La diversité des montures de télescope m'a conduit à imaginer une méthode de calcul matriciel très générale, permettant de déterminer, dans tous les cas, les vitesses des moteurs assurant le suivi sidéral.

Cette méthode est inspirée des calculs effectués par Denis Mourard pour les télescope-boules de GI2T³⁰, où les mouvements des télescopes sont interprétés à l'aide du vecteur instantané de rotation $\vec{W}$. Le repère utilisé est un repère orthonormé lié au sol terrestre d'axes $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$ respectivement dirigés vers le Sud, l'Est et le zénith.

Au cours de l'observation, le vecteur unitaire axe optique $\vec{U}$ du télescope doit suivre le déplacement de l'astre. Si (α, δ) sont les coordonnées équatoriales de l'astre suivi, le vecteur $\vec{U}$ s'exprime :

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \sin \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H - \cos \lambda \cdot \sin \delta \\ - \cos \delta \cdot \sin H \\ \cos \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H + \sin \lambda \cdot \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

avec :

λ la latitude du lieu d'observation,

$H=TS-\alpha$, l'angle horaire de l'astre, TS étant le temps sidéral local.

L'ensemble de la voûte céleste est entraîné d'un mouvement de rotation autour du vecteur $\vec{D}$ dirigé vers le pôle céleste Sud :

$$\vec{D} = \Omega \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ 0 \\ - \sin \lambda \end{pmatrix}, \quad (2)$$

avec Ω la vitesse de rotation terrestre ($\Omega=15''/\text{sec. sidérale}$)

Quel que soit le type de monture, le vecteur instantané de rotation du télescope peut s'écrire comme une superposition de rotations d'axes $\vec{A}$, $\vec{B}$ et $\vec{C}$ formant une base vectorielle :

$$\vec{W} = V_0 \cdot \vec{A} + V_1 \cdot \vec{B} + V_2 \cdot \vec{C} \quad (3)$$

Si les vecteurs $\vec{A}$, $\vec{B}$ et $\vec{C}$ sont les axes principaux de la monture du télescope alors V_0 , V_1 et V_2 sont les vitesses de rotation des moteurs correspondants.

En notant $\vec{V}$, le vecteur vitesse suivant les axes de la monture :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} V_0 \\ V_1 \\ V_2 \end{pmatrix},$$

et en introduisant $\mathbf{M}$, une matrice spécifique à la monture, que j'appelle « *matrice des axes principaux de la monture* », telle que :

$$\mathbf{M} = (\vec{A} \quad \vec{B} \quad \vec{C}),$$

alors $\vec{W}$, le vecteur instantané de rotation du télescope, s'exprime plus simplement :

$$\vec{W} = \mathbf{M} \cdot \vec{V}. \quad (4)$$

Pour assurer le suivi sidéral, il faut que :

$$\vec{W} = \vec{D}. \quad (5)$$

Si les vecteurs $\vec{A}$, $\vec{B}$ et $\vec{C}$ sont libres, la matrice $\mathbf{M}$ est inversible. Les vitesses des moteurs s'expriment donc de manière extrêmement concise :

$$\vec{V} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{D}. \quad (6)$$

Cette expression est très générale car, comme nous allons le voir, elle permet de calculer les vitesses d'entraînement des moteurs pour toutes les montures. De plus il est possible de calculer les vitesses pour effectuer un rappel (en α , δ , etc.), un suivi de comète ou de satellite artificiel, une compensation d'une erreur de mise en station, un pointage, etc. Pour cela, il suffit d'ajouter au vecteur sidéral $\vec{D}$ la composante adéquate. Par exemple, l'expression incluant des rappels α et δ de vitesses respectives Vit_α et Vit_δ s'écrit simplement :

$$\vec{W} = (1 + Vit_\alpha) \cdot \vec{D} + Vit_\delta \cdot \frac{\vec{D} \wedge \vec{U}}{\|\vec{D} \wedge \vec{U}\|}, \quad (7)$$

avec $\vec{U}$ la position courante du télescope.

Il ne reste plus qu'à déterminer la matrice des axes principaux pour les différentes montures (cf. figure 2) :

- Pour la monture équatoriale, $\vec{A}$ est l'axe horaire, $\vec{B}$ est l'axe de déclinaison, et $\vec{C}$ peut être associé à l'axe de rotation de champ (par convention).
- Pour la monture alt-azimutale, $\vec{A}$ est l'axe zénithal, $\vec{B}$ est l'axe de la hauteur, et $\vec{C}$ la rotation de champ.
- Pour la monture alt-alt, $\vec{A}$ est l'axe principal, $\vec{B}$ est l'axe secondaire (porté par le précédent), $\vec{C}$ est la rotation de champ.
- La monture boule ne possède pas d'axes mécaniques. Les axes principaux $\vec{A}$, $\vec{B}$ et $\vec{C}$ sont virtuels, mais existent bien. En effet, par définition, ils correspondent à la rotation du télescope engendrée par la mise en marche d'un des moteurs. Le calcul des axes principaux de la boule sera développé plus loin, je donnerai ici directement le résultat, en considérant la configuration du télescope OVLA (3 galets moteurs à 120° l'un de l'autre et à 45° sous l'équateur de la boule ; moteur M_0 situé au Sud, et M_1 situé côté Est)

Notons que selon la monture, les axes principaux peuvent être fixes ou mobiles. Dans ce dernier cas, leurs expressions seront fonction du vecteur axe-optique $\vec{U}$ du télescope, donc de H et δ . Enfin, ces vecteurs doivent être de même norme pour que les vitesses V_0 , V_1 et V_2 des moteurs soient exprimées avec les mêmes unités.

Le Tableau 2 donne l'expression des axes principaux pour les montures précédemment énumérées. Enfin les tableaux 3, 4 et 5 donnent les expressions et les courbes de vitesse des moteurs pour suivre un astre de coordonnées (H, δ) , obtenues à partir de l'équation matricielle (6).

Les résultats sont sans surprise pour la monture équatoriale : vitesse de $15''/s$ sur l'axe horaire (V_0), vitesse nulle sur l'axe de déclinaison, pas de rotation de champ ($V_1=V_2=0$).

Nous constatons que la monture alt-az est incapable de suivre un point passant près du zénith : vitesse azimutale (V_0) et rotation de champ (V_2) élevées, voire infinies, variation rapide de la vitesse en hauteur (V_1). Cette monture est donc « aveugle » aux objets les mieux situés !

La monture alt-alt est préférable car les singularités sont rejetées à l'horizon. Les vitesses nécessaires sont en effet plus faibles et leurs variations plus lentes. La finesse du suivi sera meilleure et la cadence de calcul des vitesses pourra être plus lente.

Notons que les vitesses d'entraînement de la monture alt-alt sont indépendantes de la latitude λ d'observation, si l'axe primaire est orienté selon la direction Est-Ouest! Ce résultat n'a finalement rien de surprenant puisqu'une rotation initiale (lors du pointage) autour de l'axe primaire permet de « redresser la latitude », les deux autres axes « voient » ainsi le ciel toujours sous le même angle quelque soit la latitude. La monture Alt-alt « Est-Ouest » peut facilement équiper un télescope itinérant.

Enfin, nous remarquons la simplicité cachée de la monture boule qui peut suivre parfaitement le mouvement sidéral (sans rotation de champ) avec des moteurs tournant à vitesse constante ! De plus, cette monture peut « imiter » toutes les autres montures. En effet, nous verrons plus loin qu'il est possible de suivre le mouvement d'un télescope alt-alt pour fournir un faisceau coudé fixe, ou encore de suivre le mouvement d'un télescope alt-az pour conserver une direction d'inclinaison constante (pour les besoins éventuels d'une optique active, par exemple).

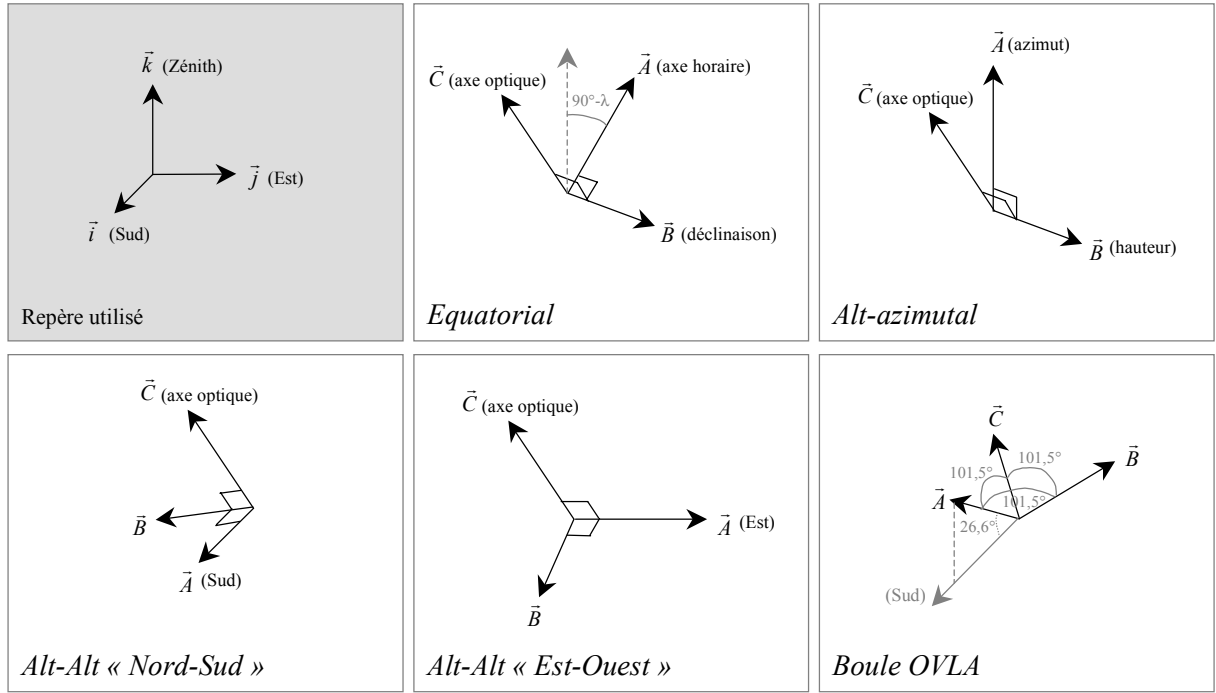


Figure 2 : Axes principaux de différentes montures de télescope.

	Axe primaire $\vec{A}$	Axe secondaire $\vec{B}$	Axe tertiaire $\vec{C}$
Equatoriale	$\vec{A} = \vec{D}$	$\vec{B} = \frac{\vec{D} \wedge \vec{U}}{\ \vec{D} \wedge \vec{U}\ }$	$\vec{C} = \vec{U}$
Alt-azimutale	$\vec{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\vec{B} = \frac{\vec{A} \wedge \vec{U}}{\ \vec{A} \wedge \vec{U}\ }$	$\vec{C} = \vec{U}$
Alt-Alt Nord-Sud	$\vec{A} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\vec{B} = \frac{\vec{A} \wedge \vec{U}}{\ \vec{A} \wedge \vec{U}\ }$	$\vec{C} = \vec{U}$
Alt-Alt Est-Ouest	$\vec{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\vec{B} = \frac{\vec{A} \wedge \vec{U}}{\ \vec{A} \wedge \vec{U}\ }$	$\vec{C} = \vec{U}$
Boule	$\vec{A} = \begin{pmatrix} 2/3 \\ 0 \\ 1/3 \end{pmatrix}$	$\vec{B} = \begin{pmatrix} -1/3 \\ \sqrt{3}/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$	$\vec{C} = \begin{pmatrix} -1/3 \\ -\sqrt{3}/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$

Tableau 2 : Axes principaux de 5 montures de télescope. L'axe primaire A est fixe par rapport au sol pour toutes les montures. Pour les montures équatoriales, alt-az et alt-alt l'axe secondaire B est mobile puisqu'il reste en permanence orthogonal à A et à l'axe optique U du télescope ; l'axe tertiaire correspond à une rotation de champ. Pour la monture boule à galets (type OVLA) les 3 axes sont fixes, ce qui simplifie les calculs de vitesses des moteurs.

Montures	Vitesses moteurs ("/s.)
Equatoriale	$V_0 = 15$
	$V_1 = 0$
	$V_2 = 0$
Boule (mode équatorial)	$V_0 = 15 \cdot (\cos(\lambda) - \sin(\lambda))$
	$V_1 = 15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$
	$V_2 = 15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$
Alt-azimutale	$V_0 = \frac{15}{G} \cdot (\cos(\delta) \cdot (-\sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) + \cos(\lambda) \cdot \cos(H) \cdot \sin(\delta)))$
	$V_1 = \frac{15}{\sqrt{G}} \cdot (\sin(H) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(\lambda))$
	$V_2 = \frac{15}{G} \cdot ((\sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) - \cos(\lambda) \cdot \sin(\delta)) \cdot \cos(\lambda))$
	avec $G = \sin(H)^2 \cdot \cos(\delta)^2 + (\sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) - \cos(\lambda) \cdot \sin(\delta))^2$
Alt-alt Nord-Sud	$V_0 = \frac{15}{G} \cdot (\cos(\delta)^2 \cdot \cos(\lambda) + \cos(\delta) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(H) \cdot \sin(\lambda))$
	$V_1 = \frac{15}{\sqrt{G}} \cdot \sin(H) \cdot \cos(\delta) \cdot \sin(\lambda)$
	$V_2 = \frac{-15}{G} \cdot (\cos(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) + \sin(\lambda) \cdot \sin(\delta)) \cdot \sin(\lambda)$
	avec $G = (-\cos(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) - \sin(\lambda) \cdot \sin(\delta))^2 + \sin(H)^2 \cdot \cos(\delta)^2$
Alt-alt Est-Ouest	$V_0 = \frac{-15}{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2} \cdot \sin(H) \cdot \cos(\delta) \cdot \sin(\delta)$
	$V_1 = \frac{15}{\sqrt{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2}} \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H)$
	$V_2 = \frac{-15}{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2} \cdot \sin(\delta)$

Tableau 3 : Expressions des vitesses des moteurs assurant un suivi sidéral d'un objet de coordonnées équatoriales H et δ , selon la monture du télescope. La latitude du lieu d'observation est notée λ .

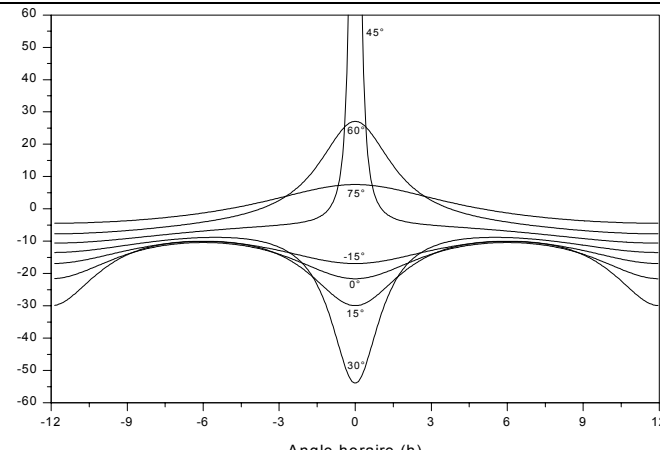
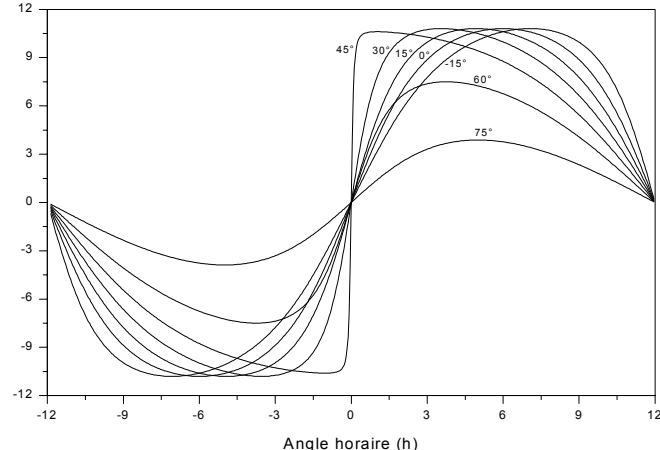
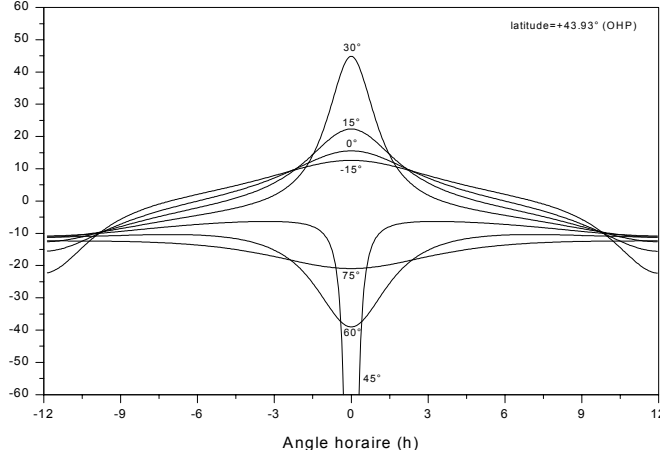
	Equatoriale	Boule (mode équatorial)	Alt-Az
V_0 ("/s)	Constante : 15	Constante : $15 \cdot (\cos(\lambda) - \sin(\lambda))$	
V_1 ("/s)	Constante : 0	Constante : $15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$	
V_2 ("/s)	Constante : 0	Constante : $15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$	

Tableau 4 : Vitesses des moteurs, exprimées en sec. d'arc par sec. sidérale, assurant un suivi sidéral pour la monture équatoriale, boule et Alt-Az, en fonction de l'angle horaire et de la déclinaison (-15°, 0°, 15°, 30°, 45°, 60° et 75°). Excepté pour la monture boule, les vitesses sont calculées pour la latitude de l'OHP : $\lambda = +43.92^\circ$.

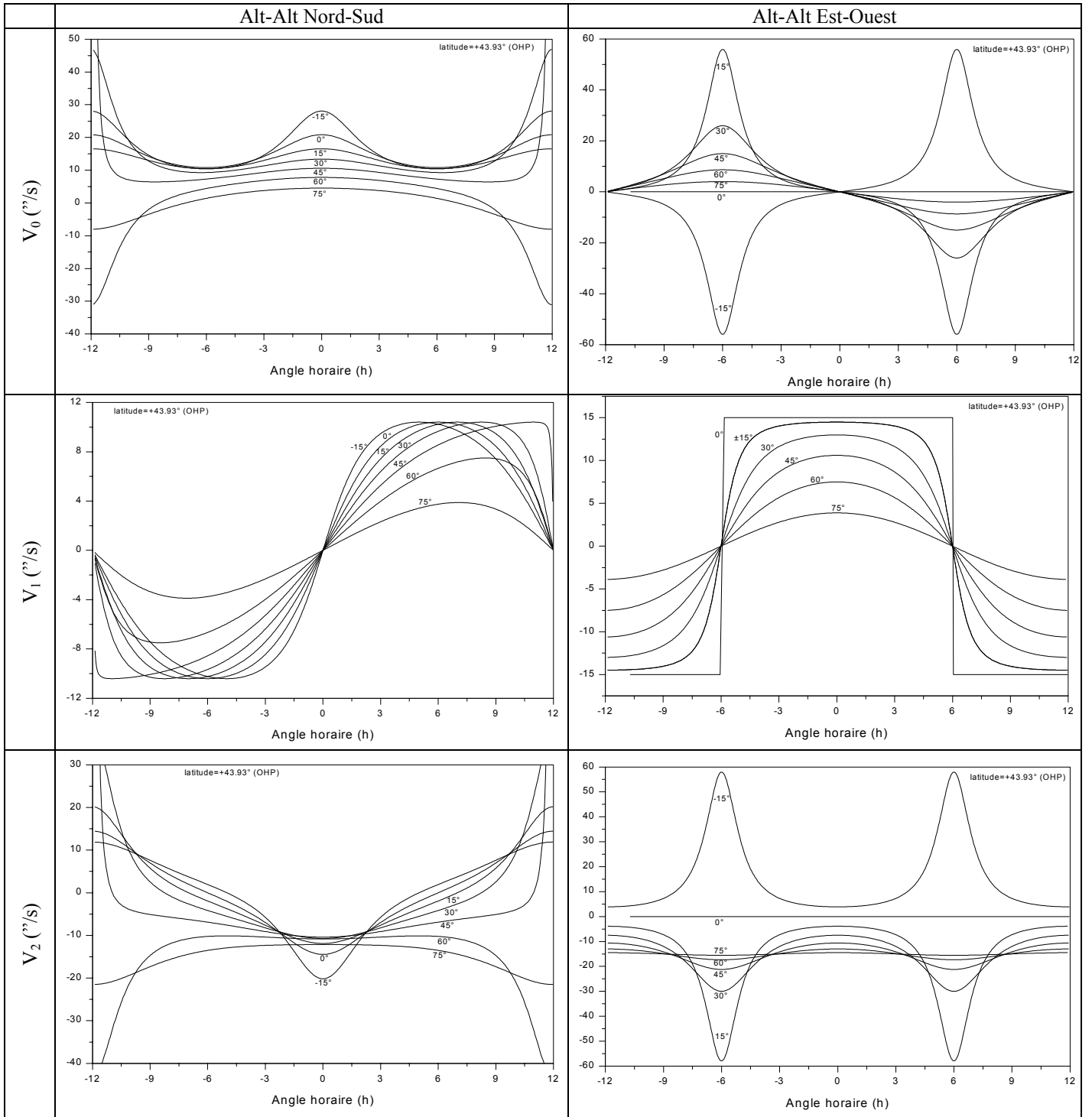


Tableau 5 : Vitesses des moteurs, exprimées en sec. d'arc par sec. sidérale, assurant un suivi sidéral pour la monture Alt-Alt, en fonction de l'angle horaire et de la déclinaison (-15° , 0° , 15° , 30° , 45° , 60° et 75°). Nous avons considéré deux orientations possibles pour l'axe primaire de la monture : Nord-Sud puis Est-Ouest. Les vitesses sont calculées pour la latitude de l'OHP : $\lambda=+43.92^\circ$.

1.1.5. La motorisation

Quelque soit son type, la monture d'un télescope doit être motorisée pour compenser le mouvement sidéral et permettre le pointage. Après avoir défini les performances que doit remplir le système de motorisation, je présenterais le type de moteur actuellement le mieux adaptés à l'automatisation d'un télescope. Un comparatif des différentes solutions de motorisation les plus courantes³¹ figure en annexe A.

1.1.5.1. Equation de mouvement

Afin d'établir les caractéristiques du moteur (couple, vitesse) écrivons l'équation générale régissant le mouvement de l'ensemble moteur-télescope :

$$C = C_r + F \cdot \dot{\theta} + J \cdot \ddot{\theta} \quad (8)$$

avec :

- C le couple moteur
- C_r le couple résistant
- F la somme des coefficients d'amortissement (frottements, pertes par hystérésis...)
- J le moment d'inertie total de l'ensemble ramené au moteur

Pour une monture correctement équilibrée, C_r est toujours voisin de zéro. L'ensemble des frottements F est impossible à calculer et très difficile à mesurer. En pratique, il se trouve que les frottements proviennent essentiellement du réducteur placé en sortie du moteur (couple de démarrage pour vaincre les frottements statiques et couple de frottement). J inclus le moment d'inertie du rotor et de l'ensemble du télescope.

1.1.5.2. Calcul du couple

En général un télescope ne subit pas d'accélération supérieure à quelques degrés par secondes carrées, même pendant les phases de pointage. En outre, une réduction mécanique d'un rapport de 1000 à 100000 est généralement nécessaire pour atteindre de faibles vitesses avec une bonne précision. Cet étage de réduction est généralement constitué d'un réducteur placé en sortie du moteur et d'un système d'entraînement roue-vis ou vis-écrou. Heureusement, si un étage de réduction N est placé entre le moteur et la charge, le moment d'inertie vu par le moteur est réduit d'un facteur $1/N^2$.

Le Tableau 6 donne les moments d'inertie de trois télescopes de tailles très différentes, ainsi que le couple nécessaire pour l'entraîner avec une accélération de $2^\circ.s^{-2}$. Un rapport de réduction de 1000 seulement a été choisi afin de se placer dans un cas assez pessimiste.

Nous voyons que le couple nécessaire n'excède pas 1 N.cm . pour ces trois télescopes. Or la plupart des réducteurs du commerce ont un couple de démarrage et de frottement bien

supérieur, pouvant atteindre 10 N.cm ! Le moment d'inertie du télescope et de sa monture est finalement négligeable.

Télescope	Ouverture (m)	Masse (Kg)	Moment d'inertie ramené au moteur (10^{-6} Kg.m^2)	Couple moteur (N.cm)
Meade LX200	0.2	30	0.5	2×10^{-5}
Valméca	0.6	800	200	0.1
OHP T152	1.5	10000	17000	0.6

Tableau 6: Ordre de grandeur des moments d'inertie et des couples moteur pour 3 types de télescopes. Un rapport de réduction de 1000 à été considéré. Le couple calculé correspond à une accélération de $2^\circ.s^{-2}$.

Voici donc les conditions que doivent remplir la motorisation d'un télescope automatique :

- couple adapté aux frottements mécaniques du réducteur, (un couple de 1 N.m au niveau de la vis sans fin suffit largement pour la plupart des télescopes).
- grande stabilité de la vitesse de rotation.
- large dynamique de vitesse. Typiquement la vitesse de pointage rapide est 500 à 1000 fois plus rapide que la vitesse sidérale. Avec une réduction de 10000, la vitesse maximum du moteur devra être de 3000 à 6000 tr.min^{-1} environ.
- très faible niveau de vibrations.

1.1.5.3. Le moteur brushless

Les caractéristiques de ces moteurs sont particulièrement intéressantes (cf. annexe A) :

- couple constant quelque soit la vitesse
- faible inertie du rotor (aimant permanent)
- absence de balais, donc pas d'entretien
- contrôle précis de la vitesse (même à basse vitesse)
- vitesse maximale supérieure à celle des pas-à-pas
- très grande dynamique de vitesse
- absence de résonances mécaniques

Ce type de moteur semble donc répondre aux exigences des télescopes automatiques. De plus, on les trouve de plus en plus fréquemment sur le marché à des prix très attractifs. En effet, leur prix est désormais comparables à celui des moteurs pas-à-pas équipés d'une électronique assurant le mode micro-pas (cf. annexe A).

Enfin, avec l'arrivée sur le marché de variateurs permettant de commander des moteurs brushless à partir d'une fréquence et d'un signal de sens (*stepper-like*), il devient facile d'implémenter ce type de moteurs sur des télescopes existants afin d'automatiser leur pointage. Même avec ces variateurs, le mouvement du moteur brushless reste doux et continu car les courant envoyés dans les bobines sont interpolés entre chaque impulsion reçue.

C'est pourquoi j'ai choisi d'utiliser des moteurs brushless équipés de variateurs « *stepper-like* » pour motoriser le télescope prototype OVLA.

1.1.6. Le pointage

L'automatisation d'un télescope impose obligatoirement un système de pointage automatique. Le pointage sera effectué en boucle fermée. L'électronique de l'entraînement actionnera les moteurs en traitant les informations provenant d'un « capteur » suivant un algorithme de pointage plus ou moins élaboré, selon le type de monture et selon les performances recherchées. La précision de pointage à atteindre varie généralement de la minute à la seconde d'arc. Je parle de « capteur » pour rester volontairement très général, car il existe de nombreuses solutions pour connaître la position courante d'un télescope (cf. annexe B) :

- comptage des pas moteurs (boucle ouverte),
- codeurs optiques incrémentaux ou absolus,
- inclinomètres 2 axes,
- pendules stabilisés,
- gyromètres à fibre optique,
- senseurs stellaires,
- etc.

1.1.6.1. Quel capteur choisir ?

Il existe donc un système de codage adapté à tous les budgets, à toutes les montures, avec des performances variées.

Le codeur incrémental reste actuellement le meilleur choix pour les montures classiques compte tenu de son prix et de sa facilité d'installation. De plus, les cartes d'axe permettant de le relier à un ordinateur type PC sont nombreuses sur le marché.

Les inclinomètres et les pendules stabilisés sont intéressants pour les montures dont les axes mécaniques sont inaccessibles ou virtuels (monture sphérique), mais ne sont malheureusement pas sensibles aux rotations d'axe zénithal.

Le senseur stellaire est sans nul doute le système le plus élégant et le plus satisfaisant qui soit. Cependant, il est pour l'instant réservé au domaine spatial. L'étude d'un senseur stellaire économique pour le télescope-boule OVLA est en cours.

1.1.6.2. Algorithme de pointage

Pour le pointage d'un télescope automatique, je propose la boucle d'asservissement présentée en Figure 3. Afin que l'algorithme de pointage puisse s'adapter à tous les type de montures, les calculs de positions et de vitesses sont effectués selon la même « philosophie » que pour l'entraînement sidéral. Les vecteurs sont rapportés au repère terrestre orthonormé $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ respectivement dirigés vers le Sud, l'Est et le Zénith. L'algorithme comporte 3 étapes exécutées en boucle :

- calcul des composantes du vecteur axe-optique courant $\vec{U}$ à partir des codeurs,
- calcul du vecteur rotation de pointage $\vec{W}_p$ empruntant le plus court chemin pour atteindre le vecteur cible $\vec{U}_1$,
- calcul des vitesses moteurs $\vec{V}$.

Les paragraphes suivants décrivent chacune des étapes.

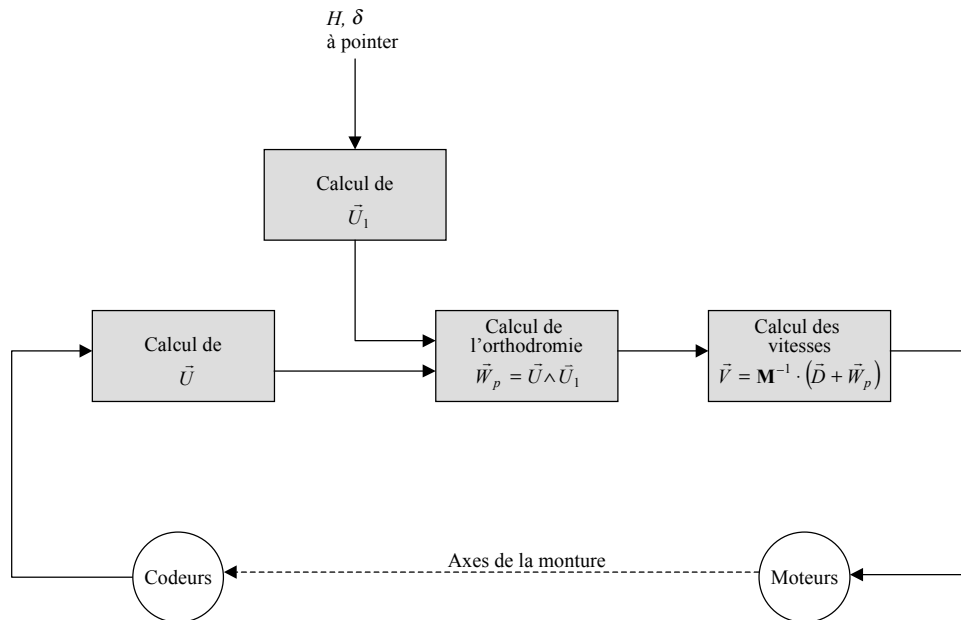


Figure 3 : Boucle de pointage universelle. Cet algorithme assure un pointage automatique optimal d'un télescope quelque soit sa monture. Pour cela la position courante et les vitesses moteurs sont calculées vectoriellement par rapport à un repère lié au sol.

1^{ère} étape : Calcul de la position courante :

Quelque soit la monture du télescope, les positions seront toutes référencées par rapport au repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ lié au sol (cf. Figure 4) afin de simplifier les calculs et de minimiser le nombre de conversions.

Dans le repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, les composantes d'un vecteur $\vec{U}$ normalisé s'expriment :

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \sin Z \cdot \cos A \\ \sin Z \cdot \sin A \\ \cos Z \end{pmatrix}, \quad (9)$$

avec Z et A la distance zénithale et l'azimut (compté à partir du Sud, positivement vers l'Est) respectivement. Le repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ est donc bien adapté à la monture alt-az dont les axes sont parallèles aux vecteurs $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$.

Nous allons maintenant calculer les composantes de $\vec{U}$ pour une monture équatoriale (en fonction de H et δ). Pour cela, procédons par analogie. Considérons la monture équatoriale comme étant une monture alt-az inclinée d'un angle de $(\lambda - \pi/2)$ autour du vecteur $\vec{j}$ (λ étant la latitude du lieu). De plus l'angle horaire H est analogue à $(-A)$, et la déclinaison δ est analogue à $(\pi/2 - Z)$.

Les composantes de $\vec{U}$ pour un télescope équatorial s'expriment donc :

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \sin \lambda & 0 & -\cos \lambda \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos \lambda & 0 & \sin \lambda \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \delta \cdot \cos H \\ -\cos \delta \cdot \sin H \\ \sin \delta \end{pmatrix}. \quad (10)$$

De même, on déduit les composantes pour un télescope alt-alt :

- La monture alt-alt « Nord-Sud » est une monture équatoriale avec $\lambda=0$. Si β et γ sont les angles issus des codeurs des axes $\vec{A}$ et $\vec{B}$ respectivement (cf. figure entraînement et montures), alors β est analogue à H et γ analogue à δ .
- La monture alt-alt « Est-Ouest » est, quant à elle, une monture alt-az tournée de $+90^\circ$ autour de $\vec{i}$. Si β et γ sont les angles issus des codeurs des axes $\vec{A}$ et $\vec{B}$ respectivement (cf. figure entraînement et montures), alors β est analogue à $(A - \pi/2)$ et γ analogue à $(\pi/2 - Z)$.

Pour la monture-boule, le calcul de $\vec{U}$ dépend bien sûr du système de codage utilisé. Les calculs de pointage utilisant un inclinomètre seront exposés plus loin dans les chapitres consacrés au télescope prototype OVLA.

Le Tableau 7 présente, pour différentes montures, les expressions du vecteur axe-optique $\vec{U}$ dans le repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ lié au sol, en fonction des angles issus des codeurs d'axe.

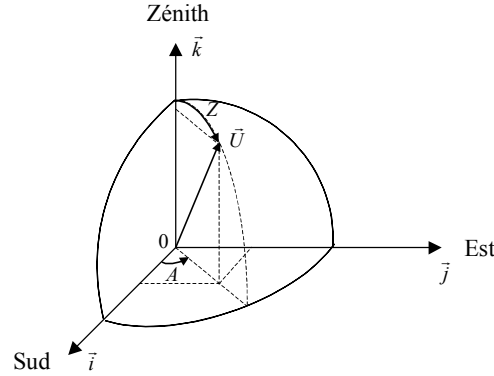


Figure 4 : Coordonnées azimutales.

Alt-Az	Équatorial	Alt-Alt « Nord-Sud »	Alt-Alt « Est-Ouest »
$\vec{U} = \begin{pmatrix} \sin Z \cdot \cos A \\ \sin Z \cdot \sin A \\ \cos Z \end{pmatrix}$	$\vec{U} = \begin{pmatrix} \sin \lambda \cos \delta \cos H - \cos \lambda \sin \delta \\ -\cos \delta \sin H \\ \cos \lambda \cos \delta \cos H + \sin \lambda \sin \delta \end{pmatrix}$	$\vec{U} = \begin{pmatrix} -\sin \gamma \\ \cos \gamma \cdot \sin \beta \\ \cos \gamma \cdot \cos \beta \end{pmatrix}$	$\vec{U} = \begin{pmatrix} -\cos \gamma \cdot \sin \beta \\ -\sin \gamma \\ \cos \gamma \cdot \cos \beta \end{pmatrix}$
A : 0 au Sud, + vers l'Est Z : 0 au zénith, + vers l'horizon	H : 0 au mérid., + vers l'Ouest δ : 0 à l'équateur, + vers le Nord	β : 0 au mérid., + vers l'Ouest γ : 0 au zénith, + vers le Nord	β : 0 au zénith, + vers le Nord γ : 0 au mérid., + vers l'Ouest

Tableau 7 : Expressions du vecteur axe-optique $\vec{U}$ dans le repère $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ lié au sol, en fonction des angles issus des codeurs d'axe.

2^{ème} étape : Calcul du plus court chemin :

- Chemin loxodromique :

Le pointage le plus simple consiste à lire l'angle à parcourir sur chaque axe de la monture et actionner successivement chaque moteur. Mais le chemin emprunté est loin d'être optimal.

Pour raccourcir le chemin, il est possible d'actionner simultanément les deux moteurs avec le même rapport de vitesses afin que la durée de pointage soit identique pour les deux axes. Dans ce cas, on emprunte le chemin loxodromique pour le système de coordonnées lié à

la monture. Les anciens navigateurs conservant le même cap durant tout leur trajet empruntaient également la route loxodromique (cf. Figure 5).

- *Chemin orthodromique :*

Si l'on souhaite pointer le télescope de la position initiale de vecteur $\vec{U}_0$ vers une position finale $\vec{U}_1$, la rotation de vecteur $\vec{W}_p$ empruntant le plus court chemin est telle que:

$$\vec{W}_p = \vec{U}_0 \wedge \vec{U}_1 \quad (11)$$

Ce chemin optimal s'appelle la route orthodromique. Celle-ci est empruntée par les avions de ligne qui cherchent à rentabiliser au mieux leurs trajets.

Remarquons que l'orientation du vecteur rotation $\vec{W}_p$ est constante durant toute la phase de pointage. Cependant, afin de rattraper les éventuelles dérives dues aux erreurs systématiques (mise en station, perpendicularité des axes, etc.), il est préférable de recalculer périodiquement le vecteur $\vec{W}_p$ en fonction de la position courante $\vec{U}$ fournie par les codeurs.

Notons également que la norme du vecteur $\vec{W}_p$ peut être modulée en fonction de la vitesse de pointage et des rampes d'accélération désirées.

En toute rigueur, la monture du télescope ne peut en général suivre cette rotation optimale, à l'exception de la monture boule qui possède tous les degrés de liberté. En effet, une liaison mécanique entre les axes de la monture nous prive d'un degré de liberté et nous impose une rotation de champ. Notons que cette rotation de champ n'augmente pas l'angle balayé par le télescope pendant le pointage. Le chemin suivi par le télescope reste donc orthodromique quelque soit le type de la monture, même sans dérotateur de champ.

Si le télescope est équipé d'un dérotateur de champ motorisé, on peut alors assurer un pointage conservant en permanence l'orientation du champ par rapport au Nord céleste pendant toute la durée du pointage. Pour cela, il faut ajouter une rotation autour de l'axe-optique $\vec{U}$ de manière à simuler le pointage d'un télescope équatorial. La rotation autour de l'axe-optique d'un télescope équatorial pointant de $\vec{U}$ à $\vec{U}_1$ est :

$$\dot{\rho} = (\mathbf{M}_{eq}^{-1} \cdot (\vec{U} \wedge \vec{U}_1)) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

avec $\mathbf{M}_{eq}$ la matrice des axes principaux d'une monture équatoriale.

Or, la rotation de champ d'un télescope équatorial est nulle pendant le pointage, le vecteur de pointage $\vec{W}_p$ conservant l'orientation du champ est donc :

$$\vec{W}_p = \vec{U} \wedge \vec{U}_1 - \dot{\rho} \vec{U} \quad (13)$$

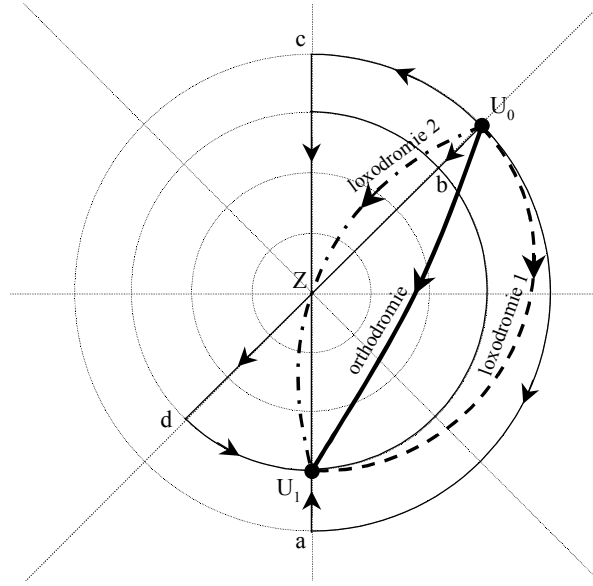


Figure 5 : Pointages loxodromiques et orthodromiques à proximité du zénith d'un télescope alt-az. Le pointage de U_0 vers U_1 est optimal si le chemin emprunté est orthodromique. Cependant, pour des raisons de simplicité, le pointage peut se faire suivant les axes de la monture en actionnant un moteur après l'autre (chemins U_0, a, U_1 ou U_0, b, U_1 ou encore en passant par le zénith : U_0, c, U_1 ou U_0, d, U_1). Il est également possible d'actionner les 2 axes simultanément avec le même rapport de vitesse (loxodromie 1 et loxodromie 2).

3^{ème} étape : Calcul des vitesses moteurs :

Une fois le vecteur de pointage $\vec{W}_p$ déterminé, les vitesses des moteurs se calculent à l'aide de l'expression matricielle déjà introduite dans le paragraphe consacré au suivi sidéral, en substituant $\vec{D}$ par $\vec{D} + \vec{W}_p$. En effet, il est nécessaire de suivre le sidéral pendant toute la durée du pointage pour ne pas accumuler de retard :

$$\vec{V} = \mathbf{M}^{-1} \cdot (\vec{D} + \vec{W}_p), \quad (14)$$

avec $\mathbf{M}$ la matrice des axes principaux de la monture concernée.

1.1.6.3. Erreurs systématiques

Selon la précision de pointage recherchée, il peut être nécessaire de prendre en compte les phénomènes induisant des erreurs systématiques d'origine astronomique ou mécanique. Le Tableau 8 énumère les divers sources d'erreur d'origine astronomique avec leurs amplitudes moyennes. Elles doivent être corrigées suivant l'ordre donné par le tableau. Leur calculs, trop longs pour être détaillés ici, sont bien connus et sont facilement programmables³².

	Erreur	Amplitude
1	Aberration annuelle	20''
2	Parallaxe héliocentrique	1'' à 1 parsec
3	Précession des équinoxes	50''/an
4	Nutation	17''
5	Déplacement du pôle	0.1'' (aléatoire)
6	Aberration diurne	0.3''
7	Parallaxe topocentrique	9'' à 1 U.A.
8	Réfraction atmosphérique	2' à 60° du zénith

Tableau 8 : Corrections systématiques successives à apporter pour obtenir les coordonnées réelles du télescope à partir des coordonnées fournis par un catalogue astronomique.

Il existe aussi les erreurs systématiques induites par la mécanique du télescope elle-même. Ces erreurs peuvent être largement supérieures aux erreurs d'origine astronomique si le minimum de précautions n'est pas pris lors de la conception et l'installation du télescope. Voici la liste des points critiques qu'il est généralement nécessaire de vérifier si l'on veut un pointage automatique à 1' de précision :

- Mise en station
- Perpendicularité des axes
- Alignement des axes optique et mécanique
- Flexions du tube
- Flexion de la monture
- Torsion des axes
- Offset des codeurs
- Hystérésis
- Erreur périodique de l'entraînement
- Paramètre de l'asservissement (amortissement...)

1.1.7. L'informatique de contrôle

Pour l'automatisation d'un télescope, nous envisageons le système dont le fonctionnement simplifié est représenté par la Figure 6. Tel qu'il a été prévu, ce système s'adaptera facilement à tous les types d'installations. Pour des raisons de facilité et d'économie, nous avons choisi de contrôler le fonctionnement du télescope à l'aide d'un micro-ordinateur PC tournant de préférence sous *Linux*.

Le PC assure deux fonctions principales :

- les mouvements du télescope : entraînement, guidage, pointage, rotation de la coupole... Cette tâche est assurée par l'intermédiaire du *contrôleur de télescope* via une ligne RS232.
- l'acquisition et le traitement des images CCD. Cette tâche est, quant à elle, assurée par l'intermédiaire du contrôleur de caméra CCD qui peut selon les modèles faire partie du PC (carte interne).

Un échange d'information entre ces deux tâches est nécessaire pour assurer des fonctions faisant appel à la fois au contrôleur de télescope et au contrôleur de caméra. On peut citer quelques unes de ces fonctions :

- ordre d'exposition (après validation du pointage),
- analyse de l'image acquise pour effectuer la focalisation,
- comparaison de l'image acquise et d'un catalogue d'étoiles pour réaliser le pointage fin,
- consultation d'un catalogue d'étoile pour rechercher une étoile-guide,
- écriture des conditions d'exposition dans l'entête du fichier image (fichier FITS),
- etc.

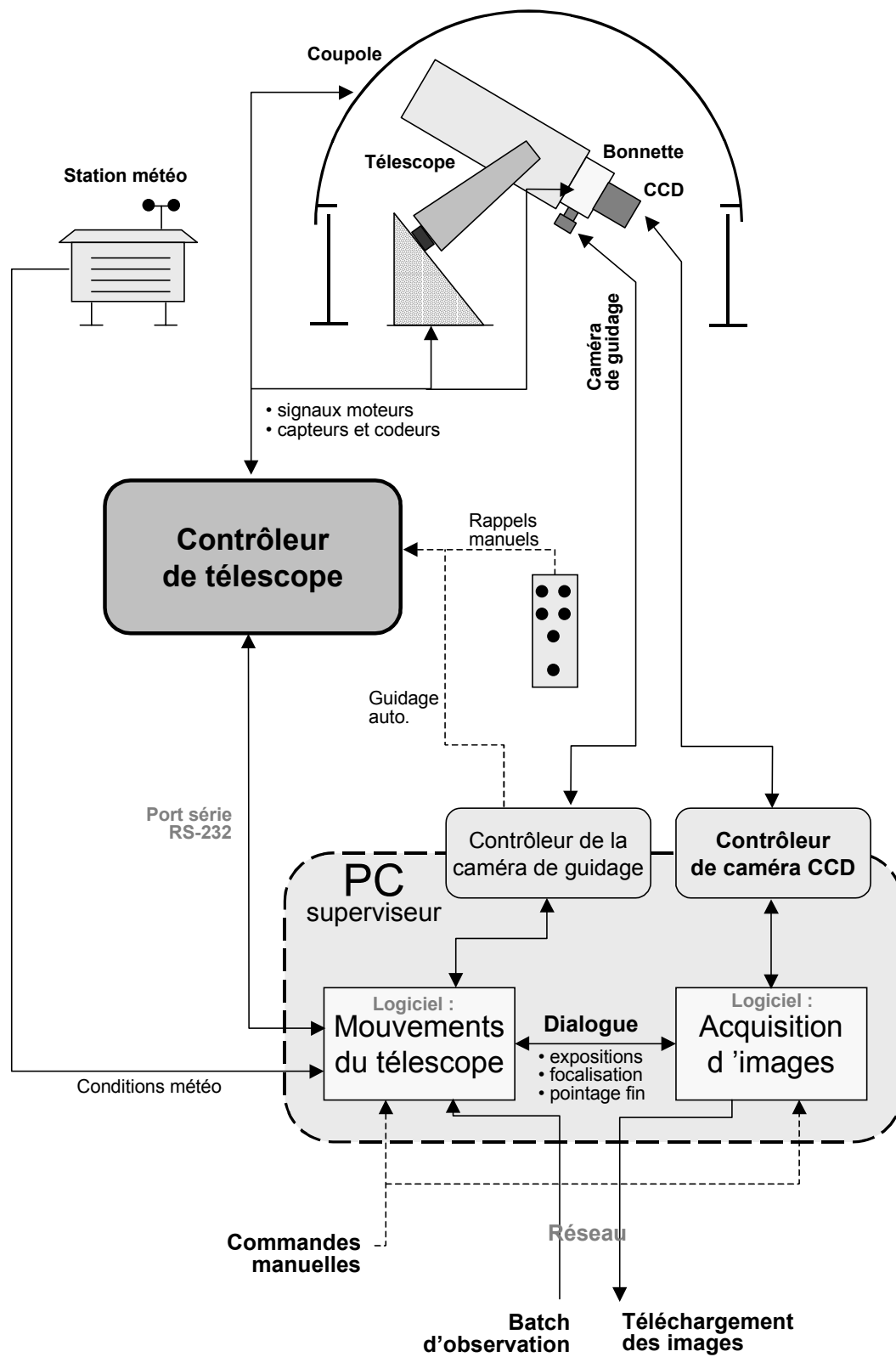


Figure 6 : Architecture proposée pour le contrôle d'un télescope automatique. Le cœur du système est constitué par le contrôleur de télescope qui gère l'entraînement et le pointage selon les ordres envoyés par le PC.

1.1.8. Conclusions sur les télescopes automatiques

Dans ce paragraphe, j'ai dressé l'inventaire des solutions techniques existantes pour contrôler automatiquement l'entraînement et le pointage d'un télescope. J'ai, en outre, proposé une méthode générale pour calculer les vitesses des moteurs, quelle que soit la monture du télescope, et quel que soit le mouvement désiré (pointage, guidage, suivi sidéral ou cométaire, compensation de la réfraction...). Cette synthèse de calcul va permettre de réaliser un système d'entraînement universel, dit « *contrôleur de télescope* » (cf. plus loin), capable d'automatiser tous les types de télescopes. Cette réalisation peut, très certainement, intéresser les constructeurs de télescopes comme VALMECA.

Cet inventaire m'a également conduit vers de nouvelles solutions originales pour le codage absolu des télescopes, comme l'usage de gyromètres à fibres optiques et de senseurs stellaires économiques.

Enfin, nous pourrions dire qu'un télescope automatique n'est rentable que s'il est dédié à un type d'observation spécifique (LINEAR³³, SLOAN³⁴, VST³⁵...), ou si, paradoxalement, son diamètre le rend « inintéressant » par rapport aux plus gros télescopes très convoités. En effet, le facteur de pression que subit un télescope automatique doit rester inférieur à 1, afin de pouvoir entreprendre des surveys, des observations continues ou régulières, etc. Les télescopes au sol du siècle prochain appartiendront vraisemblablement à deux catégories très distinctes :

- d'un côté il y aura quelques très grands télescopes (10-100m), terrestres ou spatiaux, dédiés à la cosmologie et à la détection directe des exo-planètes, et accessible qu'une nuit ou deux d'affilée à une minorité d'astronomes
- de l'autre côté, il y aura une multitude de petits télescopes optimisés, dont les caractéristiques sont résumées sur le Tableau 9.

Diamètre	<i>0.5 à 2 m</i>
Foyer primaire	<i>F/D= 1.5 à 3</i>
Foyer Nasmyth ou Coudé	<i>F/D= 6 à ∞</i>
Optique	<i>Active voire adaptative</i>
Champ	<i>1°x1°</i>
Monture	<i>Boule auto-abritante</i>
Motorisation	<i>Servomoteurs brushless</i>
Coupole	<i>Aucune</i>
Poids	<i>< 1 ou 2 tonnes</i>
Codage	<i>Senseur stellaire</i>
Pointage	<i>Automatique par reconnaissance de champ</i>
Guidage	<i>Automatique</i>
Informatique	<i>PC sous Linux</i>
Séquencement des tâches	<i>Automatique</i>
Traitement et classification des données	<i>Automatique</i>
Contrôle à distance	<i>Oui, via Ethernet</i>
Facteur de pression	<i>< 1</i>
Coût	<i>< 1 M€</i>

Tableau 9 : Caractéristiques optimales pour un petit télescope automatique.

1.2. Le *contrôleur de télescope*

1.2.1. *Présentation du contrôleur de télescope*

Les paragraphes précédents présentaient, de façon générale, le fonctionnement complet d'un télescope automatique. Nous allons maintenant nous intéresser au problème de manière plus concrète et décrire la réalisation du cœur du système. Vu de l'extérieur, celui-ci est un coffret électronique assurant à la fois le contrôle « automatisé » du télescope ainsi que le dialogue avec l'utilisateur. J'appellerais donc ce système électronique « *contrôleur de télescope* ».

Un tel travail est conséquent car il demande à la fois des compétences en électronique logique, en CAO, en microcontrôleur et en informatique. Heureusement, pendant ma première année de thèse, j'ai bénéficié de l'aide précieuse du service électronique de l'OHP pour l'étude et la réalisation complète d'un *contrôleur de télescope* et de son interface vers un PC pour les télescopes équatoriaux de l'OHP et pour le télescope-boule du projet OVLA.

1.2.2. *Description électronique*

1.2.2.1. *Aperçu général*

Le *contrôleur de télescope* a pour tâche de générer les différents signaux moteurs conformément aux ordres du PC, et de lire les informations issues des différents capteurs avant de les transmettre au PC. L'ordinateur joue simplement le rôle de superviseur, les calculs et les asservissement étant réalisés par un microcontrôleur (μC) placé à l'intérieur du système, afin que le télescope puisse aussi fonctionner sans ordinateur.

Les principales périphériques du *contrôleur de télescope* sont les moteurs (pointage, entraînement, dérotateur de champ), les codeurs, et éventuellement la roue à filtre, la platine de translation pour le guidage, le *focus*, la coupole, etc.

Matériellement, le *contrôleur de télescope* se présente sous la forme d'un coffret électronique acceptant des cartes au format Europe avec connecteurs G96 (cf. Figure 7).

Sur la face avant du coffret, se trouvent un affichage, donnant les paramètres du système (vitesses d'entraînement, de rappels, de pointage...), ainsi que d'un ensemble de roues codeuses permettant à l'opérateur de modifier les paramètres en absence de PC.

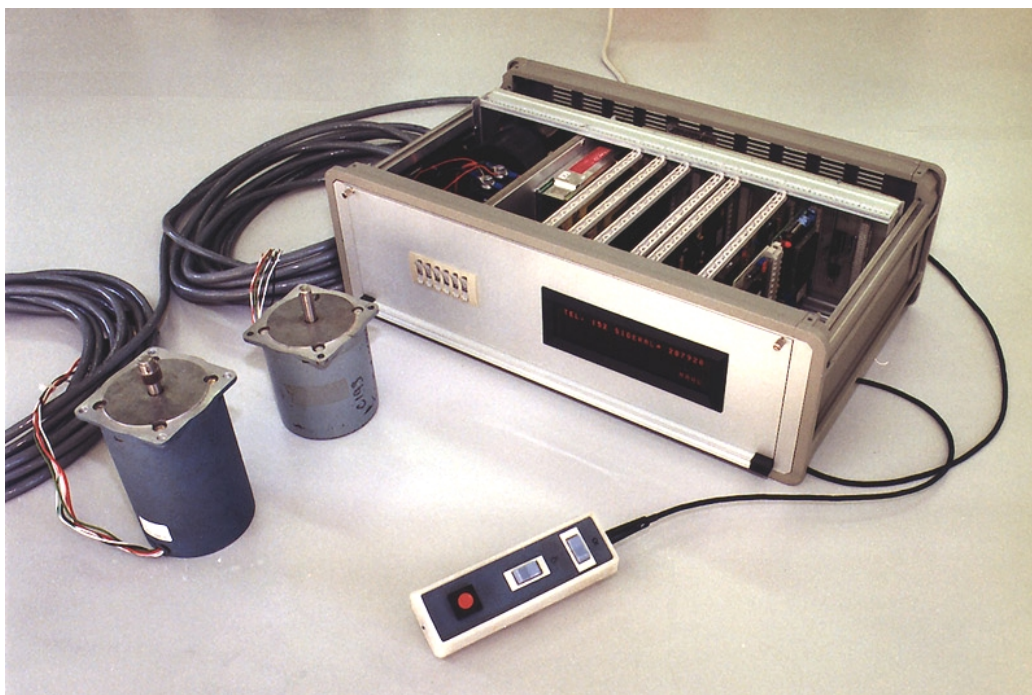


Figure 7 : Vue d'ensemble du contrôleur de télescope avec la raquette de rappels et les moteurs d'entraînement. Les carte microcontrôleur, « entraînement » et codeur sont visible à l'intérieur du coffret.

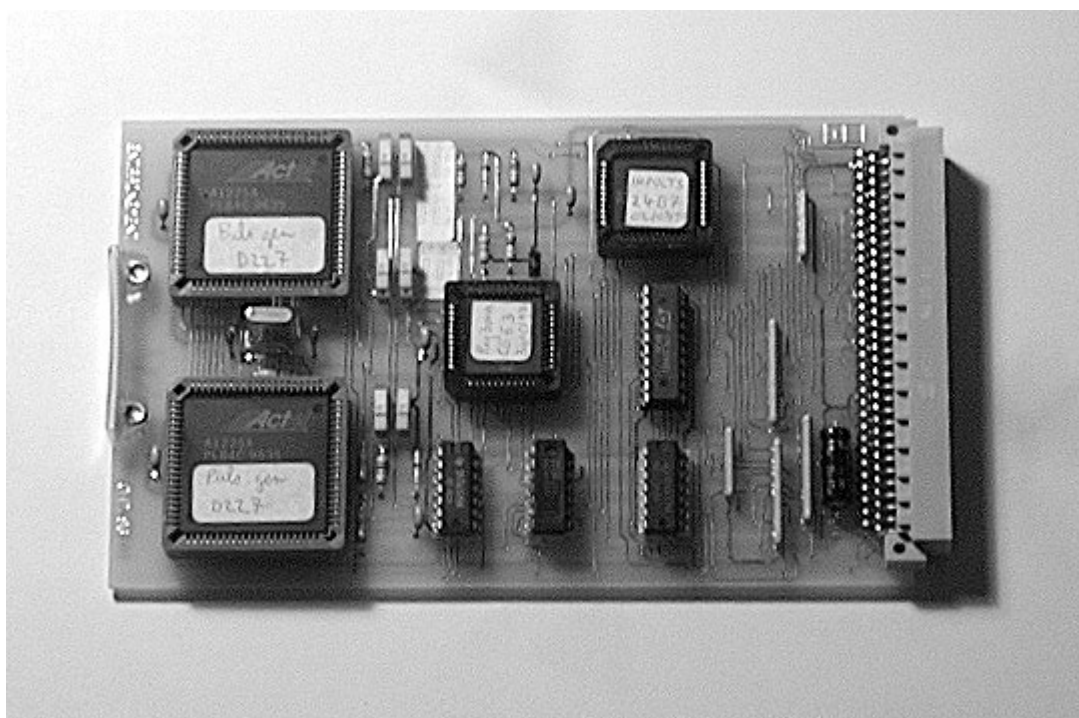


Figure 8 : Carte « entraînement » assurant la gestion de 4 moteurs maximum et de 2 entrées raquette (manuelle et guidage automatique). Afin de réduire l'encombrement, des circuits logiques programmables FPGA ont été utilisés.

Sur la face arrière, des connecteurs relient le coffret aux moteurs, aux codeurs, aux raquettes de rappels (manuelle et/ou guidage automatique) et au port série RS-232 du PC.

A l'intérieur du coffret, se trouvent un bloc d'alimentation, une carte CPU, une ou plusieurs cartes « entraînement », une carte de puissance pour chaque moteur et une ou plusieurs cartes « codeurs ».

Le bloc d'alimentation fournie à partir du secteur, les tensions nécessaires aux moteurs (6-12V) et aux circuits logiques (5V).

La carte CPU est une carte d'évaluation (XEVA) de la société Raisonance S.A. à base de microcontrôleur Siemens 80C537 compatible avec la famille Intel 8051.

Afin de réduire l'encombrement du coffret électronique, la gestion des moteurs et de la raquette est assurée par une seule carte électronique appelée carte « entraînement » (cf. Figure 8). Pour cela, l'ensemble des fonctions a été réalisé à l'aide de circuits logiques programmables (FPGA). Cette carte peut contrôler quatre moteurs, ce qui permet d'assurer l'entraînement et le focus d'un télescope non-équatorial. Si besoin, il est possible d'ajouter des cartes supplémentaires.

1.2.2.2. Les circuits FPGA

Un composant FPGA est organisé en blocs logiques élémentaires qui sont interconnectés par programmation pour former des fonctions logiques complexes. Les principaux éléments d'un FPGA sont :

- les blocs logiques internes, qui réalisent des fonctions logiques combinatoires et séquentielles déjà évoluées,
- les pistes d'interconnexions internes, qui relient les blocs logiques entre eux et avec les broches de sortie,
- les antifusibles programmables qui assurent la connexion des pistes. Les technologies employées varient d'une famille de composants à l'autre ; dans le cas des circuits ACTEL, la programmation des antifusibles ne peut s'effectuer qu'une seule fois, et reste définitive.

Les circuits programmables FPGA offrent une forte capacité d'intégration et facilite la réalisation des cartes électroniques en minimisant le nombre de composants et de connexions extérieures. Le système de développement livré par ACTEL comprend tous les outils

nécessaires à la saisie de schémas, à la simulation, au routage du composant et à sa programmation définitive.

Chaque fonction élémentaire du *contrôleur de télescope* est assurée par un circuit FPGA :

- circuit temps sidéral
- circuit double diviseur de fréquence
- circuit rappels
- circuit codeurs
- circuit afficheur
- circuit roues codeuses

L'étude et la programmation des ces circuits ont été réalisées avec l'aide précieuse de deux stagiaires. Le rôle et le fonctionnement de chaque circuit sont détaillés en annexe C. Cependant, les schémas électroniques ayant servi à la programmation de ces circuits ne sont pas présentés afin de ne pas alourdir inutilement ce rapport.

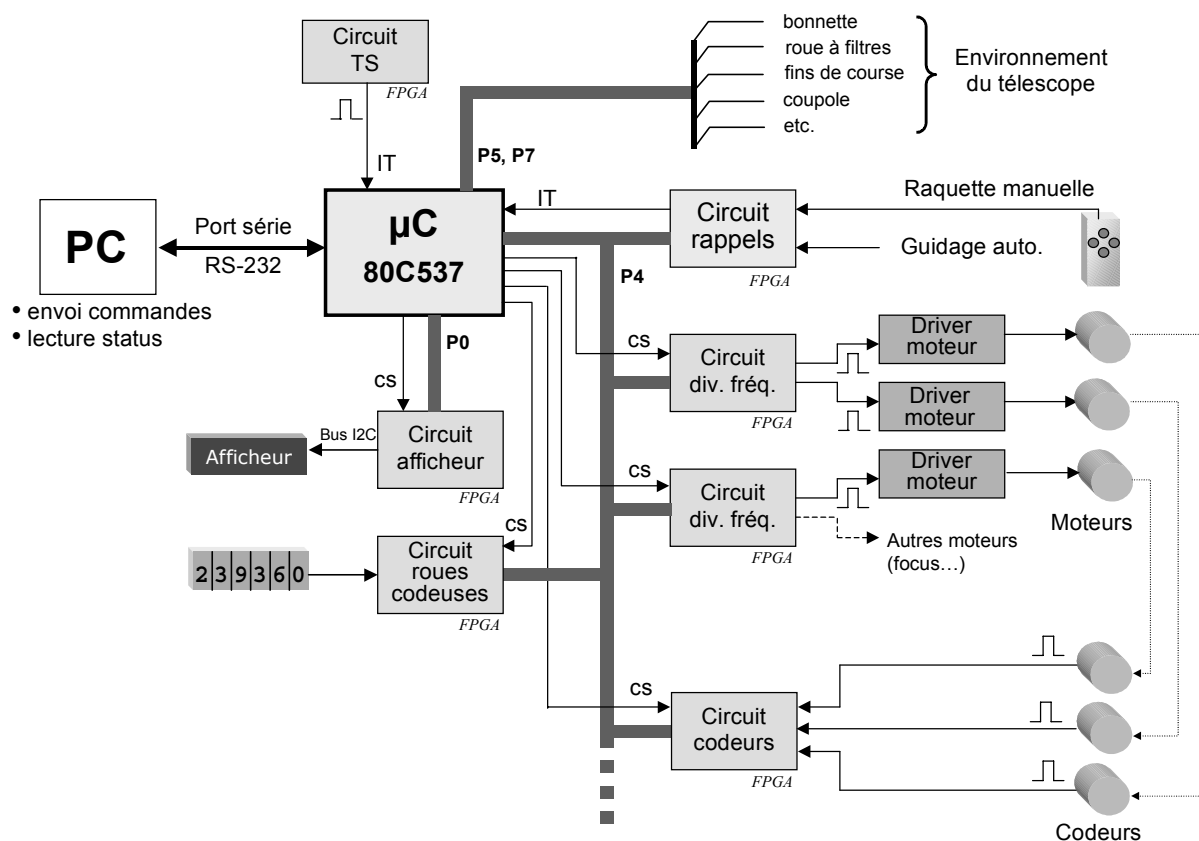


Figure 9 : Schéma électronique du « contrôleur de télescope » réalisé à base de circuits FPGA autour d'un microcontrôleur 8 bits 80C537. Les circuits gérant les rappels, les vitesses des moteurs et les codeurs se partagent le même bus de données (P4). Leur adressage se fait à l'aide d'une ligne Chip Select (CS). Il est donc possible d'ajouter des circuits pour contrôler des moteurs supplémentaires. La mémoire RAM et l'EPROM nécessaires au fonctionnement du microcontrôleur n'ont pas été représentées.

1.2.3. Le microcontrôleur

Le microcontrôleur est l'intelligence du système, il a pour rôle de lire les capteurs du télescope, d'exécuter les commandes envoyées par le PC, et d'effectuer tous les calculs nécessaires afin de décharger le PC.

L'utilisation d'un microcontrôleur du type 80C537 de SIEMENS s'est montrée particulièrement bien adaptée au problème. En effet, ce microcontrôleur dispose de 7 ports bidirectionnels de 8 bits. L'ensemble tient sur une seule carte (carte XEVA distribuée par RAISONANCE), sur laquelle se trouve le microcontrôleur, la RAM externe permettant de stocker un grand nombre de variables de calcul, et l'EPROM qui contient le programme d'exécution. Le programme est développé en assembleur et en C grâce aux outils de programmation et de simulation de la société RAISONANCE.

Le code du programme est constitué de deux modules. Un module assembleur gère la communication série entre le microcontrôleur et le PC (ou une console). Les calculs trigonométriques spécifiques à la monture du télescope sont écrits dans un module C. Ce dernier module est inutile pour les montures équatoriales.

Un organigramme très simplifié du programme est présenté sur la Figure 10. La liste des requêtes recevables sur le port série et les listings n'ont pas été joints pour ne pas alourdir le rapport.

A la mise sous tension, le programme initialise les vitesses d'entraînement et de rappels en fonction du télescope utilisé. Le télescope peut être codé par 4 cavaliers, ce qui permet de piloter 16 télescopes par un même coffret sans modifier le programme.

Ensuite, le programme tourne en boucle d'attente jusqu'à ce qu'une interruption (*IT*) arrive (cf. Figure 10). Cinq sources d'interruptions sont acceptés :

- *IT Série*, qui signale l'arrivée d'un caractère sur le port série, afin d'exécuter les commandes envoyées par le PC,
- *IT Rappels*, qui signale l'arrivée d'un ordre de rappels ou de pointage,
- *IT TS*, qui sert d'horloge sidéral pour le rafraîchissement des vitesses,
- *IT Timer*, qui assure la lecture périodique des roues codeuses (en mode manuel seulement), et qui gère également la durée des rappels en guidage automatique.
- *IT Timer2*, qui génère les rampes d'accélérations du pointage.

Le fonctionnement des ces programmes d'interruptions sont présentés en annexe C.

Interruptions :

IT port série
Lit le port série et positionne le test 1 à OUI.

IT Rappels
Décode les rappels et positionne le test 2 à OUI.

IT TS
- nb_pulse = nb_pulse + 1
- positionne le test 3 à OUI

IT Timer
- Lit les roues codeuses
- Gère la durée des rappels en guidage auto.

IT Timer 2
Gère la durée des rampes de pointage.

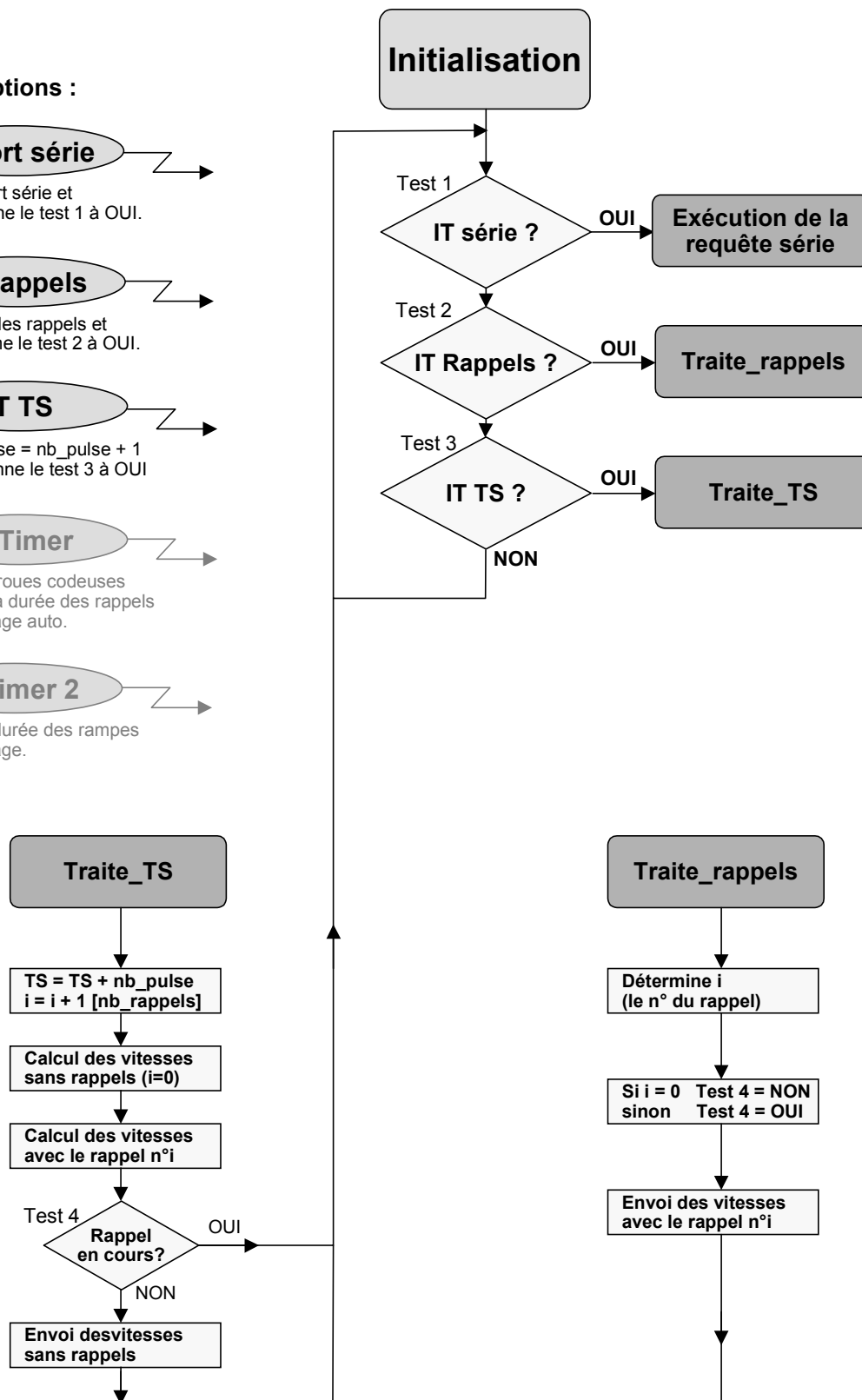


Figure 10 : Organigramme du programme du microcontrôleur 8 bits 80C537.

1.2.4. Du côté du PC

La plupart des calculs étant effectués par le microcontrôleur, le PC joue simplement le rôle de superviseur. Il prend les décisions d'action en fonction des demandes d'observations, de l'état du télescope, de la coupole ou de la météo.

En mode automatique, le PC peut générer la séquence d'action.

En mode manuel, il facilite le travail de l'opérateur ; toutes les commandes étant exécutables depuis le clavier ou la souris, tous les paramètres d'état étant affichés à l'écran. Dans ce cas, le programme traduit les demandes de l'utilisateur en émissions sur le port série d'une chaîne de caractères reconnue par le microcontrôleur.

Pour l'instant, seul le fonctionnement en mode manuel a été programmé pour faciliter le contrôle du télescope et également pour préparer une éventuelle automatisation. A cet égard, un logiciel a été réalisé, avec l'aide d'une étudiante en stage à l'OHP. Ce logiciel permet à tout opérateur, même non averti, de configurer le matériel (rapport de réduction mécanique des axes, moteurs, codeurs...), de paramétrer les différentes vitesses (entraînement, rappels, pointage...), de lancer des ordres de rappels et de pointage à l'aide du clavier et de la souris. Il est même possible de suivre un astre mobile (astéroïde, comète) en choisissant directement son nom dans une liste, ou en entrant ses éléments orbitaux (pour les astres nouveaux). Une version a été développée en langage C sous *Linux* pour les télescopes de l'OHP (cf. Figure 11). Ce logiciel donne entière satisfaction au télescope de 80 cm où ont eu lieu les premiers essais. Une version tournant sous *Windows* est également prévue pour élargir l'utilisation de notre *contrôleur de télescope* au milieu amateur.

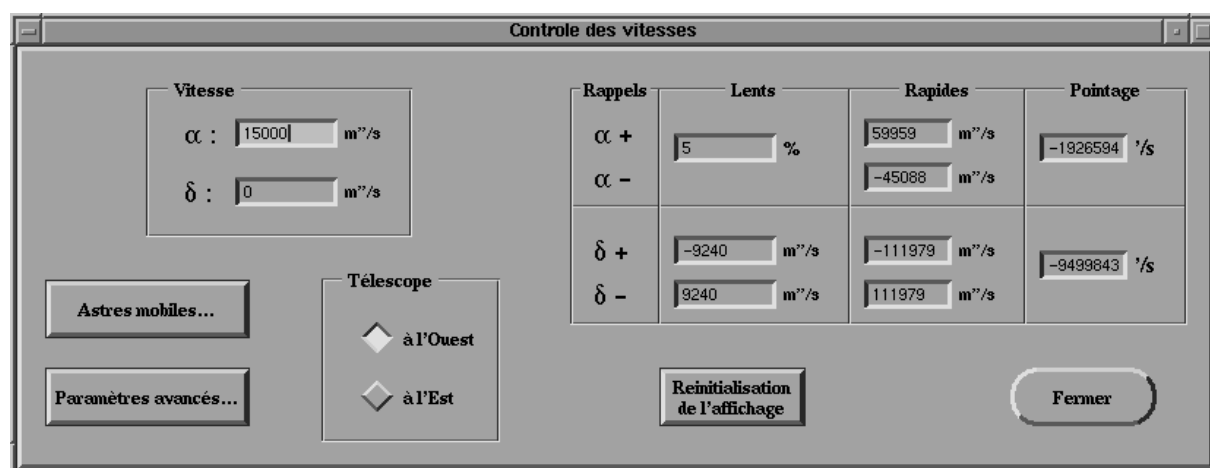


Figure 11 : Exemple de fenêtre de dialogue du logiciel de contrôle développé sous Linux. L'opérateur peut facilement configurer les vitesses d'entraînement, de rappels et de pointage (programmation : M. Pommet).

Cependant, hormis pour la configuration de l'entraînement, il est certainement plus judicieux d'utiliser le *contrôleur de télescope* à partir d'un logiciel de planétarium du commerce (Pises-Atlas-Prism, The Sky, Guide, Mega Star, Starry Night...) qui offrent d'innombrables possibilités. En effet, ces logiciels, massivement utilisés par les astronomes amateurs, contiennent de nombreux catalogues d'objets célestes. En outre, ils permettent de commander le pointage du télescope par simple click sur l'objet, ou d'afficher à l'écran la portion du ciel vue par le télescope après lecture des codeurs. Ces deux actions se font par l'intermédiaire du port série utilisant un protocole standard (Meade LX200...) qui a été inclus dans notre système. Il n'y donc aucun problème pour interfacer notre *contrôleur de télescope* avec de tels logiciels.

1.3. Applications et résultats

1.3.1. Configurations possibles

La polyvalence du *contrôleur de télescope* que nous avons réalisé permet de l'utiliser sur toutes les montures, avec différents types de moteurs (cf. Figure 12).

Pour les petits télescopes d'amateurs (20-30 cm), la solution la plus économique consiste à utiliser des moteurs pas-à-pas sans codeurs. Le pointage automatique reste toutefois possible, en comptant les pas-moteurs. Si un pointage à quelques minutes d'arc près est recherché, il est possible d'ajouter des codeurs incrémentaux sur les axes.

Pour des télescopes plus gros (60 cm), les moteurs pas-à-pas peuvent convenir à condition qu'ils soient pilotés en mode micro-pas.

Pour des télescopes encore plus grands ou pour des applications où l'asservissement doit être parfait (interférométrie, pointage ultra-rapide, optique adaptative, suivi de satellites, etc.), il est préférable d'installer des moteurs brushless équipés de codeurs internes ou non, pilotés par l'intermédiaire d'un simple amplificateur de puissance ou d'un variateur intelligent assurant l'asservissement en position et en vitesse.

Dans tous les cas, il est indispensable que les drivers des moteurs puissent être commandés en fréquence comme un pas-à-pas. Sinon, un convertisseur fréquence-tension est nécessaire.

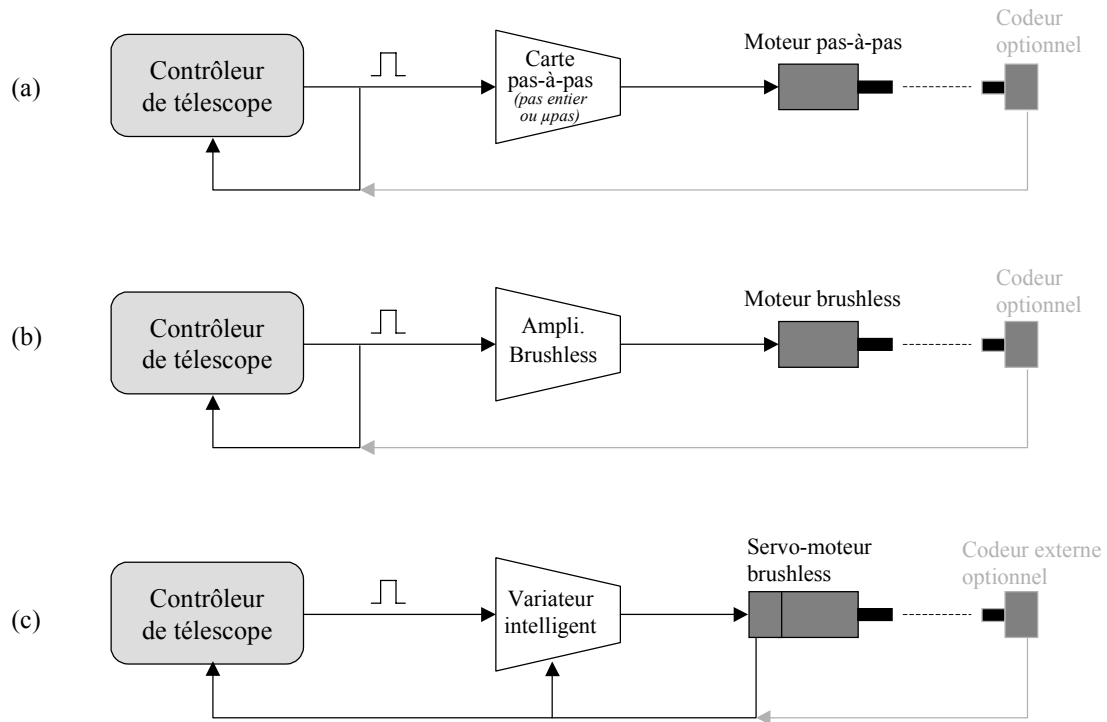


Figure 12 : Exemples d'applications du contrôleur de télescope. Il est possible de piloter des moteurs pas-pas en pas-entier ou en micro-pas avec ou sans codeurs (a), des moteurs brushless (b) ou des servo-moteurs brushless équipés de codeur interne (c). Selon l'encombrement, le driver spécifique au moteur utilisé peut être logé dans le coffret du contrôleur de télescope.

1.3.2. Télescope de 80 cm de l'OHP

Un prototype du *contrôleur de télescope* fonctionne en autonome (sans PC) depuis 1997 au télescope de 80 cm de l'OHP (cf. Figure 13). Il est également connecté à un PC pour assurer le guidage automatique du télescope. La caméra de guidage est une caméra vidéo reliée au PC via une carte de digitalisation (carte SECAD). Un stagiaire informaticien a écrit un logiciel (SUET) permettant l'intégration, l'acquisition et l'analyse des images. Le programme calcule la position de l'étoile-guide par ajustement gaussien, en déduit le sens et la durée des corrections nécessaires, et envoie les rappels au *contrôleur de télescope*. Le fonctionnement du système est très satisfaisant.

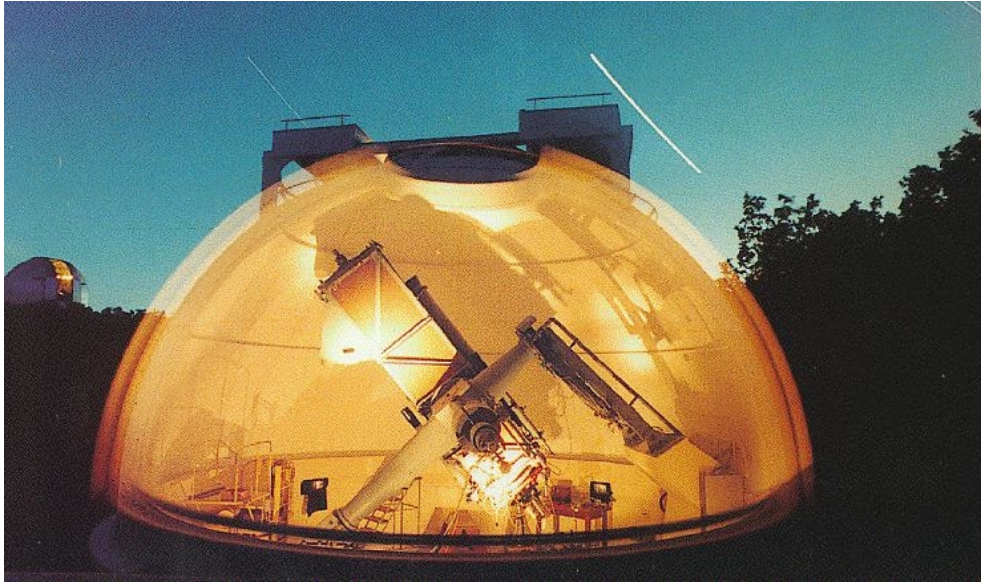


Figure 13 : Télescope de 80 cm de l'OHP photographié à travers sa coupole qui a été tournée pendant la pose (cliché : G. Rau, OHP-CNRS).

1.3.3. Télescope de 152 cm et optique adaptative

L'ONERA a conçu un banc d'optique adaptative (BOA) dimensionné pour fournir des images à la limite de diffraction jusqu'aux longueurs d'onde visibles avec un télescope de la classe des 2 mètres. Ce système a été utilisé en 1996 et 1997 avec succès au foyer coudé du télescope de 1,52 m de l'OHP³⁶.

Cependant, ces essais ont révélé la présence de résonances mécaniques (20 et 76 Hz), engendrées par le moteur pas-à-pas de l'entraînement, trop rapides et trop importantes pour être complètement corrigées par l'optique adaptative.

La solution la plus simple pour réduire les résonances mécaniques, tout en conservant le moteur pas-à-pas, consiste à travailler en mode micro-pas. Cependant l'ancien système d'entraînement installé sur le télescope ne permet pas ce mode de pilotage.

Pour la mission de 1997, nous avons donc proposé à l'ONERA d'installer un *contrôleur de télescope* équipé d'un driver micro-pas du commerce (SLO-SYN 2000 MD7) permettant de piloter le moteur du télescope de 152 cm en mode micro-pas jusqu'à 100 μ pas/pas.

Le Tableau 10 présente l'intégrale du spectre de 0 à 200 Hz du tip-tilt envoyé par l'optique adaptative avec l'ancien entraînement OHP et avec notre *contrôleur de télescope* (100 μ pas/pas). Le gain est évident : les « marches d'escalier » situées à 20 et 76 Hz ont quasiment disparues, tandis que la somme des vibrations s'étendant de 0 à 200 Hz a été atténuées d'un facteur 1,7.

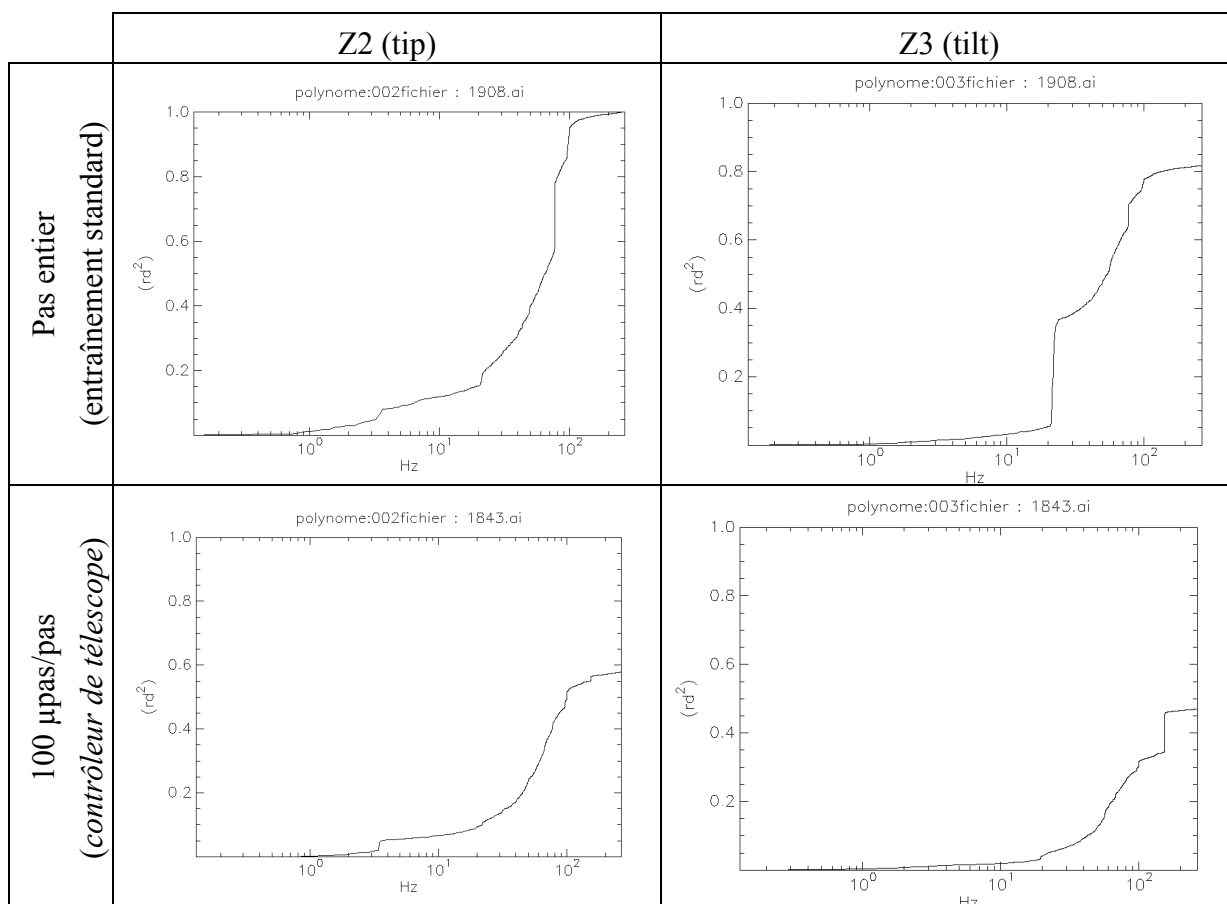


Tableau 10 : Intégrales du spectre des polynômes de Zernike Z2 (tip) et Z3 (tilt) mesurées en Octobre 1997 par l'optique adaptative de l'ONERA au foyer coudé du télescope de 1,52 m de l'OHP. Le pilotage du moteur pas-pas de l'entraînement alpha en mode micro-pas (100 μ pas/pas) a nettement réduit les résonances mécaniques (20 et 76 Hz) par rapport au mode pas entier (documents : ONERA).

1.3.4. Télescope Valméca

Un exemplaire de *contrôleur de télescope* est normalement destiné à la société VALMECA (Puimichel, 04), mon partenaire industriel. Cette société, dirigée par Serge Deconihout, construit, pour les amateurs et les professionnels, des télescopes de 50 cm à 1 m de diamètre d'une excellente qualité mécanique.

Les premiers essais d'entraînement sur un télescope équatorial de 60 cm se sont révélés positifs. Cependant, des essais de pointage rapide automatique avec l'utilisation d'un logiciel de planétarium restent à faire. En effet, munis d'un logiciel de planétarium convivial et de notre système électronique, les télescopes distribués par VALMECA seraient complets, d'un usage confortable, et satisferaient ainsi tous les utilisateurs, aussi bien amateurs que professionnels.

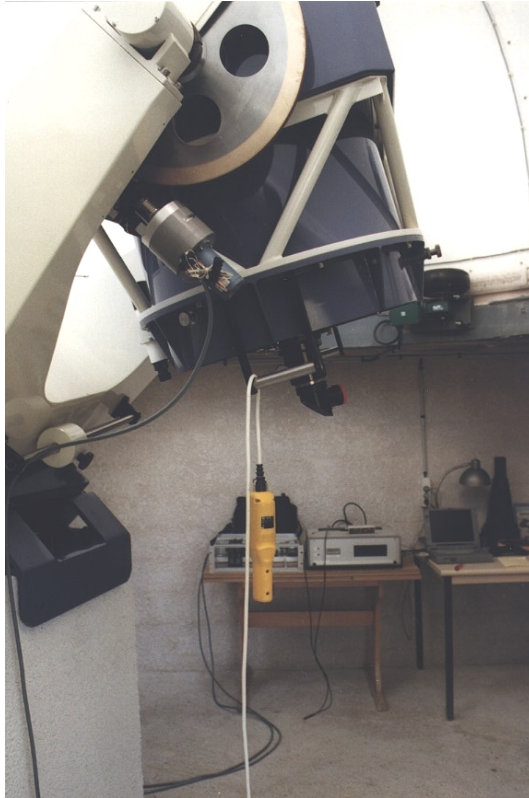


Figure 14 : Télescope VALMECA sur lequel notre entraînement a été testé. Le moteur de déclinaison est visible en premier plan près de la fourche. Au fond, sont visibles, un PC portable, le contrôleur de télescope et un driver micro-pas SLO-SYN. L'ensemble permet de contrôler l'entraînement et le pointage rapide ($2^\circ/s$) du télescope.

1.3.5. Télescope Boule OVLA

Enfin, le pilotage de la monture boule du télescope prototype OVLA est certainement l'une des plus belles applications.

La souplesse et la modularité du *contrôleur de télescope* nous ont permis de contrôler sans difficultés majeures l'entraînement et le pointage automatique de la monture boule. Pour cela, nous avons ajouté un module permettant la lecture d'un inclinomètre double-axes servant de codeur. De plus, grâce aux équations matricielles générales décrites précédemment, le microcontrôleur peut calculer les vitesses d'entraînement de toutes les montures, avec très peu de code à modifier.

Cette polyvalence est extrêmement utile, surtout pour le télescope-boule qui peut simuler le mouvement d'un équatorial (pour annuler la rotation de champ), d'un alt-azimutal (pour stabiliser l'azimut de plus grande pente) ou encore d'un alt-alt (pour stabiliser le faisceau coudé).

Le fonctionnement du télescope OVLA sera détaillé dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Le contrôle du télescope-boule OVLA

2.1. Présentation du projet OVLA

2.1.1. L'interféromètre OVLA

Le projet OVLA (Optical Very Large Array)^{37,38,39} est un projet proposé par Antoine Labeyrie, qui prévoit l'installation, sur un haut plateau terrestre ou sur la lune, d'un interféromètre optique de type Michelson. Dans sa version initiale, il comporte 27 télescopes de 1,50 m de diamètre placés le long d'une ellipse de plusieurs centaines de mètres de demi petit axe. En effet, nous verrons plus loin qu'il existe d'autres configurations utilisant un nombre différent de télescopes répartis sur plusieurs ellipses.

L'ellipse de télescopes représente l'intersection avec le sol, du miroir parabolique géant que l'on cherche à synthétiser (cf. Figure 15). Les faisceaux coudés provenant des télescopes sont recombinaés dans le laboratoire focal situé sur un des foyers de l'ellipse. Celle-ci tourne et se déforme sur le sol autour du laboratoire central sous l'effet du mouvement sidéral. Au lieu d'utiliser de longues lignes à retard pour cophaser les 27 faisceaux, les télescopes se déplaceront pendant l'observation à l'aide d'un hexapode avec une précision qui devrait idéalement approcher la longueur d'onde. Mais l'optique adaptative et la dispersion de la lumière permettent de relâcher la précision du déplacement demandé aux télescopes. La table de recombinaison pourra être, elle aussi, mobile afin de réduire la course et la vitesse de déplacement des télescopes, qui devrait être de quelques centimètres par seconde pour une base de 500 mètres. Pour répondre à ce besoin de déplacement, la mise au point d'un télescope mobile, compact et léger, est nécessaire.

Le nombre 27 n'est pas magique, il correspond au nombre d'antennes constituant l'interféromètre radio VLA (Very Large Array) en service depuis 27 ans ! Cependant $27 = 3^3$, ce qui permet d'utiliser un algorithme récursif pour la recombinaison des faisceaux ; la mise en phase pourra s'effectuer par triplet de sous-pupilles⁴⁰.

La présence de nombreux télescopes mobiles utilisés en mode *pupille densifiée*⁴¹ (cf. plus loin) permet d'une façon générale de mieux couvrir le plan de Fourier instantanément et d'obtenir des images focales à très haute résolution angulaire (10^{-3} - 10^{-4} secondes d'arc) directement exploitable. L'ellipse à 27 télescopes proposée ici n'est qu'une configuration de

base réalisant un bon compromis entre le coût de développement et les résultats scientifiques attendus. D'autres configurations permettent d'augmenter le contraste ou le champ de l'image focale. La mobilité des télescopes OVLA offre une très grande souplesse car elle permet d'adapter la configuration du réseau à la taille et à la complexité de l'objet observé. Cette souplesse fait de l'interféromètre OVLA un véritable *imageur instantané* contrairement aux autres projets en cours pour lesquels la position de chaque télescope est figée ou quantifiée (CHARA⁴², VLTI⁴³, etc.).

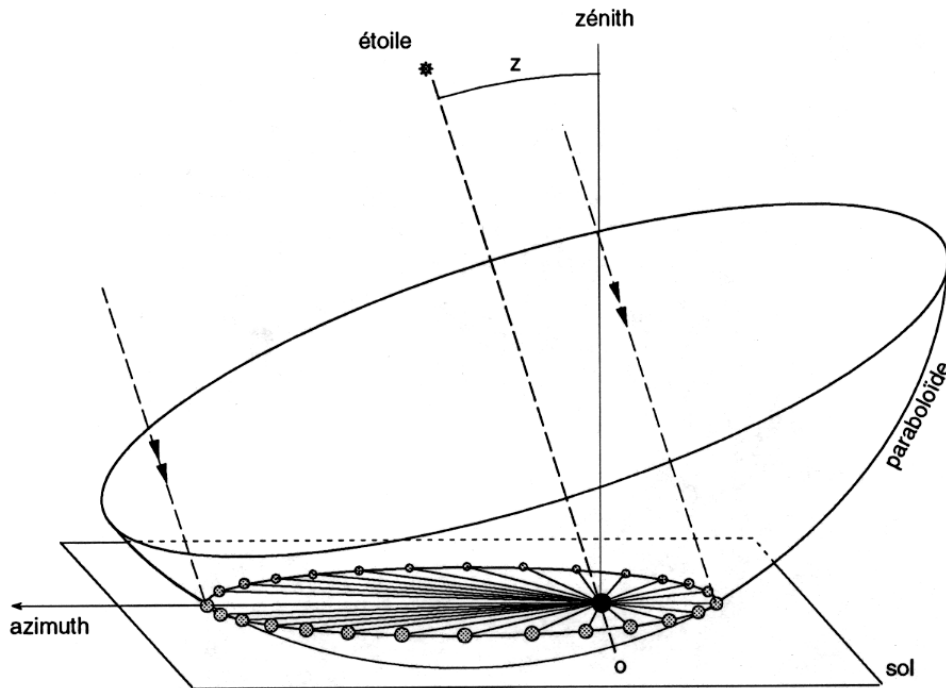


Figure 15 : Positionnement des 27 télescopes OVLA. Pour reconstituer l'image que fournirait un miroir parabolique géant, il est nécessaire que chaque faisceau parcoure un chemin optique identique. Les télescopes doivent donc se déplacer au cours de l'observation afin de rester sur l'ellipse définie par l'intersection du plan de sol et du paraboloïde pointant l'étoile. Le foyer de l'ellipse est occupé par la station de recombinaison, la direction du grand axe est défini par l'azimut de l'étoile, et l'excentricité est fonction de la distance zénithale Z de l'étoile.

2.1.2. Objectifs scientifiques

La science produite par l'imagerie optique et infrarouge avec une résolution de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} seconde d'arc sur des sources plus brillantes que $m_v=12$ sera immense. Les images obtenues par l'interféromètre OVLA ont une résolution 100 à 1000 fois supérieure à celles obtenues actuellement par le télescope spatial Hubble ou par les télescopes de 8m équipés d'optique adaptative.

Avec un tel instrument, il sera possible de résoudre des petits corps du système solaire⁴⁴ (noyaux cométaires, astéroïdes...), de nombreuses étoiles⁴⁵ (Be, céphéides, RR Lyrae...), des

proto-étoiles, et probablement certains objets extra-galactiques brillants⁴⁶ (Seyfert, AGN...). Couplé à un coronographe (nulling⁴⁷, dark speckle⁴⁸), l'interférométrie autorisera l'imagerie directe et la caractérisation (par spectroscopie) de compagnons ou d'extensions faibles (naine brunes, exo-planètes, enveloppes, lumière exo-zodiacale...). Enfin il est également possible de détecter ces mêmes compagnons par astrométrie différentielle⁴⁹.

2.1.3. Le télescope OVLA

Une vue d'artiste d'un télescope OVLA sur la Lune est représentée par la Figure 16. Un hexapode assure la translation du télescope pendant l'observation.

Un schéma plus détaillé excluant l'hexapode est présenté sur la Figure 17. Il s'agit d'un télescope grégorien de 1.52 m de diamètre offrant un faisceau coudé afocal de 75 mm de diamètre.

Afin de minimiser à la fois l'encombrement, le poids et le coût, le miroir primaire (M1) est un ménisque de 24 mm d'épaisseur en verre ordinaire, ouvert à $f/1.7$, logé dans une monture sphérique de 2.80 m de diamètre. Un barillet actif composé de 29 actuateurs compense alors les flexions du miroir selon l'inclinaison du télescope.

Le miroir secondaire (M2) est parabolique, de 75 mm de diamètre et de 126.5 mm de focale. Un support actif permet de corriger la mise au point et la coma.

Une fente latérale a été creusée dans la boule sur 100° pour permettre le passage du faisceau coudé vers l'interféromètre central. La stabilité du faisceau coudé est assurée par un seul miroir (ou dichroïque) plan inclinable (M3) placé au centre de la boule.

La sphère est une monture originale qui répond parfaitement aux exigences de l'interférométrie optique. En effet, l'ensemble du télescope reste très compact, ce qui facilite sa translation pendant l'observation, la mécanique est légère, les vibrations et les flexions sont faibles, peu de réflexions sont nécessaires pour le renvoi du faisceau coudé. De plus, la boule fait office d'abri et de pare-lumière. Elle repose sur trois galets omnidirectionnels motorisés qui assurent le pointage du télescope.

Avec ces choix technologiques, le télescope OVLA est le télescope de 1.5 m le plus léger et le plus compact au monde. Ce télescope a une masse mobile avoisinant les 1000 Kg, et il est contenu dans une sphère de 2.8m de diamètre.

Enfin un translateur hexapode est prévu pour permettre un déplacement extrêmement fin et précis du télescope pendant l'observation, sur un sol naturel (cf. plus loin).

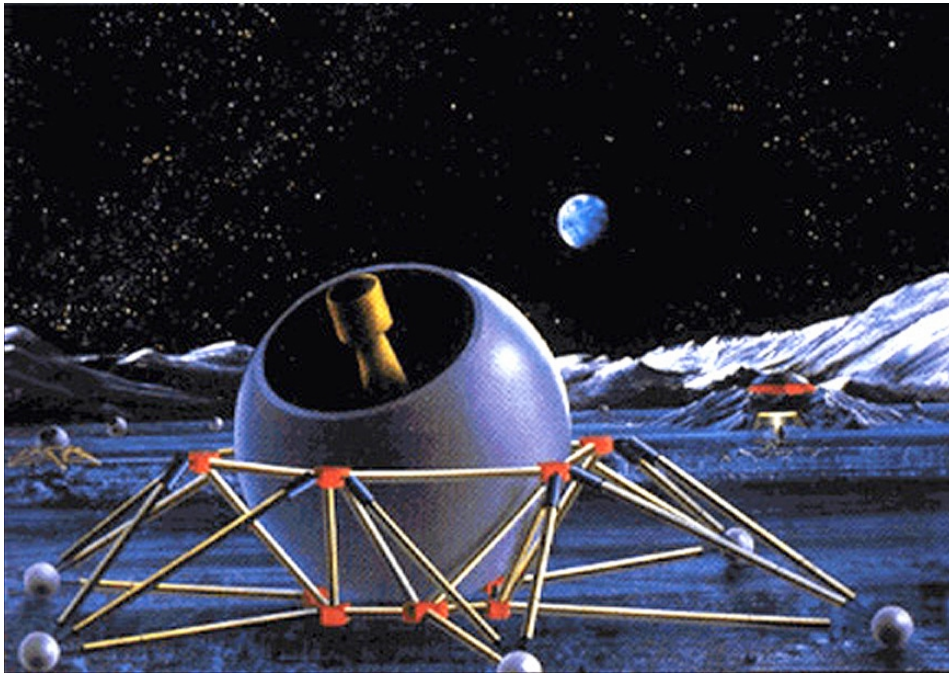


Figure 16 : Version lunaire d'un télescope OVLA se déplaçant à l'aide de 6 pattes (vue d'artiste).

Diamètre	1.52 m
Configuration	Grégorien
Foyer primaire	$F/1.7$
Faisceau coudé	$\times 20$
Optique	active
Monture	sphérique
Masse mobile	1000 Kg

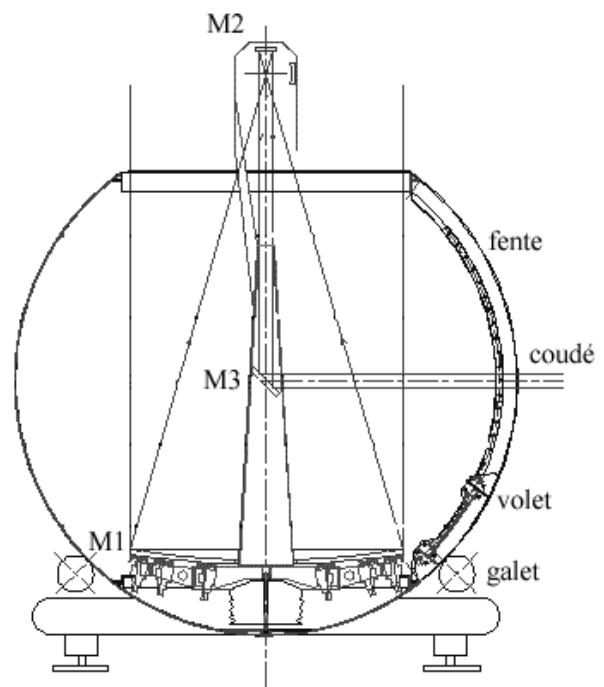


Figure 17 : Caractéristiques générales et vue réaliste d'un télescope-boule OVLA⁵⁰.

2.1.4. Construction d'un télescope prototype OVLA :

La fabrication d'un premier télescope prototype OVLA est nécessaire pour valider, dans les conditions réelles, les solutions techniques choisies pour les 27 télescopes constituant l'interféromètre OVLA.

Pour cela, ce télescope sera raccordé au GI2T pour effectuer des essais en mode interférométrie. La table de recombinaison (REGAIN) récemment installée sur GI2T autorise la recombinaison d'une troisième voie⁵¹. Dans un premier temps, il est prévu de faire interférer le troisième télescope avec l'un des deux autres en utilisant une seule ligne à retard (LAROCA). Ensuite, une deuxième ligne à retard permettra la recombinaison simultanée des trois voies. Le GI2T deviendra ainsi le GI3T et permettra l'obtention d'images à très haute résolution de manière beaucoup plus efficace en utilisant la clôture de phase⁵². Il est en outre prévu d'équiper chaque voie d'une optique adaptative afin d'améliorer la mise en phase et ainsi de rendre observable des objets plus faibles.

Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier le système de pilotage de l'entraînement du télescope prototype OVLA. Le système de contrôle de l'optique active fait l'objet d'un chapitre séparé. La réalisation, la programmation et la mise au point de ses deux systèmes ont occupé la majeure partie de mon temps de travail.

2.2. Entraînement du télescope-boule OVLA

Ce paragraphe présente le système d'entraînement de la monture sphérique du télescope OVLA dans son ensemble. L'orientation du télescope est assurée grâce à trois galets omnidirectionnels motorisés.

Un *contrôleur de Télescope* (cf. chapitre 1) calcule en permanence les vitesses des servo-moteurs brushless entraînant les galets, afin d'assurer le pointage, le suivi sidéral et le guidage du télescope. Je détaillerai les calculs des vitesses des moteurs, avant de présenter les premiers résultats obtenus sur le ciel en guidage automatique.

2.2.1. Les galets d'entraînement

2.2.1.1. Description d'un galet

L'entraînement de la boule est réalisé à l'aide de trois galets motorisés répartis sous la boule à 120° l'un de l'autre⁵³. Ces galets, de 200 mm de diamètre, autorisent le roulement dans toutes les directions grâce à la présence de deux étages de trois tonnelets disposés en quinconce (cf. Figure 18). Ces galets omnidirectionnels sont généralement utilisés pour le convoiement des bagages et des containers dans les aéroports.

Seul l'axe principal du galet est motorisé. Les tonnelets sont naturellement mis en rotation sous l'effet conjugué des deux autres galets motorisés. Nous verrons dans la suite que toutes les rotations du télescope sont rendues possibles en appliquant des vitesses adéquates aux trois moteurs des galets.

Des moteurs brushless, asservis en vitesse grâce à un codeur interne, entraînent les galets au travers d'un réducteur offrant un rapport de réduction de 5000. Cette association permet un contrôle précis de la vitesse sur une très grande dynamique (de 0 à 500 fois le sidéral) sans générer de vibrations pouvant perturber l'acquisition des franges d'interférence.

Afin de mieux répartir le poids, trois galets supplémentaires non motorisés sont disposés à 60° des autres.

2.2.1.2. Inconvénients des galets actuels

L'entraînement par galets omnidirectionnels est une solution très astucieuse qui permet un suivi sidéral continu, contrairement au système à couronnes du GI2T. De plus le pilotage de l'entraînement est très simple puisqu'il se résume à calculer les vitesses de trois moteurs.

Cependant les galets utilisés actuellement pour le télescope OVLA présentent deux inconvénients liés à la présence des tonnelets.

Le premier inconvénient dépend des caractéristiques mécaniques de la boule. En effet, la surface de celle-ci doit être suffisamment rigide pour que le contact avec les galets soit le plus ponctuel possible. Si la boule est trop molle (en matière plastique par exemple), les changements de tonnelets engendreront un petit déplacement du centre de la sphère, et donc une dérive des franges interférentielles. De plus, les arrêtes des tonnelets entreront plus facilement en contact avec la boule et provoqueront une usure précoce de la surface par cisaillement. Pour éviter ce problème, il est préférable d'utiliser une sphère en aluminium, plutôt qu'en matière plastique.

Le second inconvénient est plus grave car il concerne directement la géométrie du galet. En effet, au cours de la rotation d'un galet, les tonnelets portent alternativement la boule. La position du point de contact entre la boule et le galet n'est donc pas fixe. L'appui se fait alternativement sur un tonnelet inférieur et supérieur. Or, la distance d séparant les deux étages de tonnelets est de 70 mm, ce qui représente un angle de 3° vu depuis le centre de la boule. Cela revient à laisser une erreur de mise en station du télescope de $\pm 1.5^\circ$ maximum. Dans le cas le plus défavorable, cette erreur peut engendrer des dérives de $\pm 0.4''/s$ avec une période moyenne de 400s à la fois sur le ciel et sur le faisceau coudé. Ces dérives ont effectivement été observées lors des premiers essais de guidage automatique (cf. Figure 24). Un guidage automatique rapide est donc nécessaire pour compenser ces dérives alternatives relativement importantes.

Enfin, il est à noter que lors d'un changement de tonnelets, le contact avec la boule se fait en deux points. Un conflit apparaît alors car la vitesse de roulement imposée n'est pas forcément la même pour les deux points de contact (cf. Figure 19). Le cas le plus défavorable se produit lorsque l'axe de rotation du télescope passe près d'un galet (motorisé ou non). Dans ce cas, la vitesse différentielle entre les deux tonnelets en contact est de $5 \mu m/s$. Bien que cela puisse sembler faible, nous avons observé des sauts de l'image de plusieurs dizaines de seconde d'arc dus à des ripages de la boule sur l'un des tonnelets en conflit.

2.2.1.3. Améliorations futures

Pour compenser le défaut des galets, nous pouvons imaginer un système de capteurs permettant de connaître à chaque instant la position des tonnelets de chaque galet moteur afin de modifier par logiciel les vitesses d'entraînement. Cependant cette solution n'est pas parfaite car elle ne résout pas le conflit de vitesse de roulement des deux étages de tonnelets.

J'ai alors recherché s'il existait une position optimale des galets, sous la boule, minimisant l'écart de vitesses entre les tonnelets. J'ai donc calculé la trajectoire de l'intersection de l'axe de rotation instantanée du télescope avec l'hémisphère lié au sol, dirigé vers le nadir, de même diamètre que la boule et contenant les galets d'entraînement. La Figure 20 présente cette trajectoire par rapport aux galets moteur pour le suivi sidéral sur plusieurs déclinaisons et pour deux directions de faisceau coudé (Est et Sud). Nous constatons que l'axe

de rotation balaye quasiment toutes les directions, il n'existe donc pas de position vraiment optimale pour les galets moteurs. Quelque soit la configuration, l'écart de vitesse entre les deux étages de tonnelets est souvent proche du cas le plus défavorable ($5\mu\text{m/s}$).

Ces imperfections m'ont amené à rechercher une solution mécanique parfaite, pour laquelle les changements de tonnelets sont sans effets, et le contact avec la boule reste parfaitement ponctuel et fixe tout au long de l'entraînement. J'ai trouvé une solution, mais je ne peux me permettre de détailler ici la mécanique de ce nouveau type de galet, car, il se trouve qu'un galet identique a été imaginé, il y a une dizaine d'années déjà, par Claude Cazalé (bureau d'études, OHP), qui en a gardé le secret jusqu'au jour où je lui est proposé ma solution ! Ce galet a effectivement fait l'objet d'une demande de brevet au CNRS, qui est malheureusement restée sans suite jusqu'à maintenant.

A l'époque, le galet parfait, dit *galet Cazalé*, avait été jugé trop cher et avait été retenu uniquement pour les versions futures des télescopes OVLA. Cependant, nous n'avions pas vu toutes les imperfections des galets actuels. Aujourd'hui, l'usage du *galet Cazalé* semble indispensable même pour le télescope prototype si l'on souhaite obtenir des franges à GI2T/GI3T.

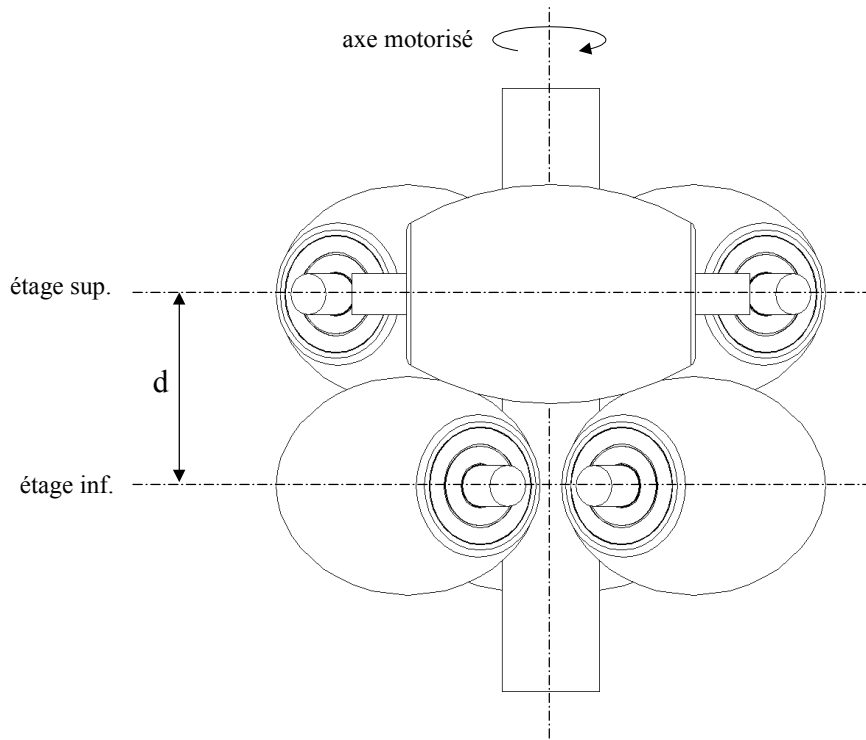


Figure 18 : Galet d'entraînement du télescope prototype OVLA. La monture boule repose sur six galets de ce type, dont trois sont motorisés pour assurer le pointage et le suivi sidéral. Chaque galet est composé de deux étages de trois tonnelet disposés en quinconce. La continuité du contact avec la boule est ainsi assurée, mais sa position n'est pas constante. La distance d séparant les deux étages génère des dérives alternatives de $\pm 0.4''/s$ sur le guidage et le faisceau coudé.

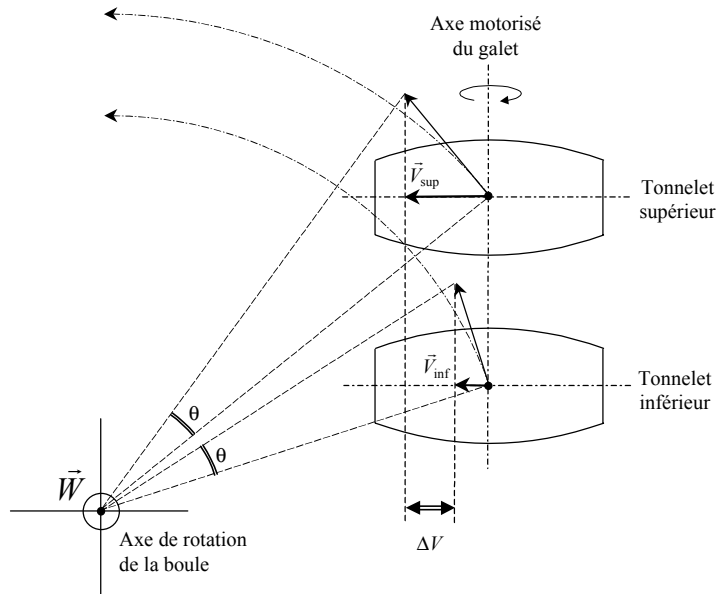


Figure 19 : Mise en évidence du conflit de vitesse entre les tonnelets inférieurs et supérieurs d'un galet. Pour une rotation de la boule d'un angle θ autour du vecteur $\vec{W}$, la vitesse de rotation correspondante du galet autour de son axe moteur est soit V_{sup} soit V_{inf} selon la position du tonnelet porteur. Il y a ripage lorsque deux tonnelets consécutifs portent simultanément la boule.

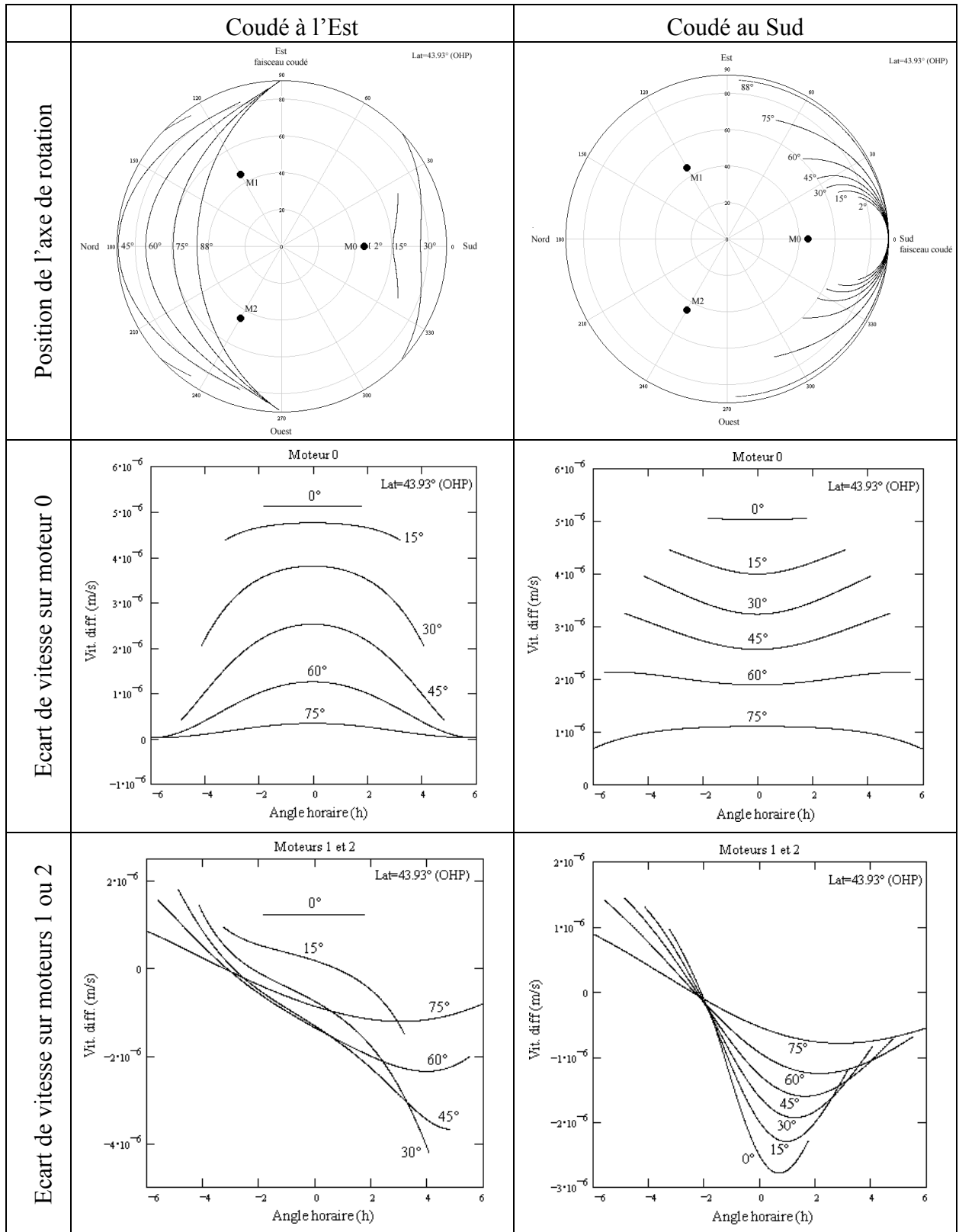


Figure 20 : Position de l'axe de rotation instantanée du télescope-boule OVLA par rapport aux galets moteur M0, M1, M2, et écart de vitesse entre les tonnelets supérieurs et inférieurs de chaque galet pendant un suivi sidéral à différentes déclinaisons. Deux directions du faisceau coudé (Est et Sud) ont été considérées. L'axe de rotation balayant toutes les directions, il n'existe pas de position optimale des galets moteurs. Quelque soit la configuration, l'écart de vitesse entre les deux étages de tonnelets est souvent proche du cas le plus défavorable ($5\mu\text{m/s}$).

2.2.2. Calcul des vitesses d'entraînement

Les calculs des vitesses d'entraînement du telescope-boule permettant de suivre un astre tout en stabilisant le faisceau coudé sont détaillés en annexe D.

Nous avons vu dans le chapitre 1, que la monture boule pouvait imiter le mouvement des montures équatoriales, alt-az et alt-alt. J'ai donc utilisé la méthode de la « matrice des axes », également présentée dans le chapitre 1, pour calculer les vitesses des moteurs pour ces trois modes d'entraînement, pour différentes latitudes, différentes directions de faisceau coudé, et ce, en incluant les rappels, le pointage, les erreurs de mise en station, etc.

2.2.2.1. Échantillonnage du vecteur rotation

Les calculs précédents doivent être périodiquement effectués par le microcontrôleur en fonction de la position courante du télescope et du temps sidéral. Il nous reste à déterminer la période d'échantillonnage maximum permettant de suivre une étoile sans erreurs perceptibles. Des erreurs de guidage de l'ordre 0,1" restent acceptables compte tenu du rayon de la tache d'Airy d'un télescope de 1.5m. Cela peut interdire l'usage d'un certain type de microcontrôleurs trop lents si la cadence de calcul devait être élevée.

Posons T la période d'échantillonnage. Le vecteur rotation $\vec{E}$ de l'erreur de suivi accumulée en (H, δ) pendant la durée T vaut :

$$\vec{E}(H, \delta, T) = \mathbf{M} \cdot (\vec{V}(H + T, \delta) - \vec{V}(H, \delta)). \quad (15)$$

Sachant que $\vec{U}$ est normé, l'erreur angulaire de suivi ε commise sur une période d'échantillonnage est donc :

$$\varepsilon(H, \delta, T) = T \cdot \left\| \vec{E}(H, \delta, T) \wedge \vec{U}(H, \delta) \right\|. \quad (16)$$

Le calcul de cette erreur est effectué pour l'ensemble des couples (H, δ) situé à l'intérieur du cône de visibilité du télescope, avec T constant. Le résultat est représenté par la Figure 21 pour $T=10s$, avec deux orientations différentes de faisceau coudé : Est et Sud (ou par symétrie : Ouest et Nord respectivement). Dans les deux cas, l'erreur maximum est de l'ordre de 0.1". Nous constatons que plus l'objet observé est proche d'un pôle de la monture (projection d'un axe de la monture sur le ciel) plus l'erreur de suivi est importante.

La Figure 22 représente l'erreur de suivi du telescope-boule ε_{max} en fonction de la période d'échantillonnage des vitesses, pour un astre situé dans la position la plus défavorable. Cette erreur peut également s'exprimer de manière très simple :

$$\varepsilon_{\max} \approx 1.15 \cdot 10^{-3} T^2 \quad (17)$$

avec T la période d'échantillonnage en secondes et $\varepsilon_{\max}$ en secondes d'arc.

Nous avons en outre vérifié que l'erreur maximum de suivi d'un astre de distance zénithale inférieure à 50° dépendait très peu de la direction du faisceau coudé des télescopes OVLA.

Nous constatons avec soulagement qu'une période d'échantillonnage de 10s engendre une erreur de 0,1" d'arc seulement. La condition pour obtenir un suivi à la limite de résolution d'une ouverture de 1.5 m de diamètre n'est donc pas très contraignante vue la puissance des microcontrôleurs disponibles sur le marché.

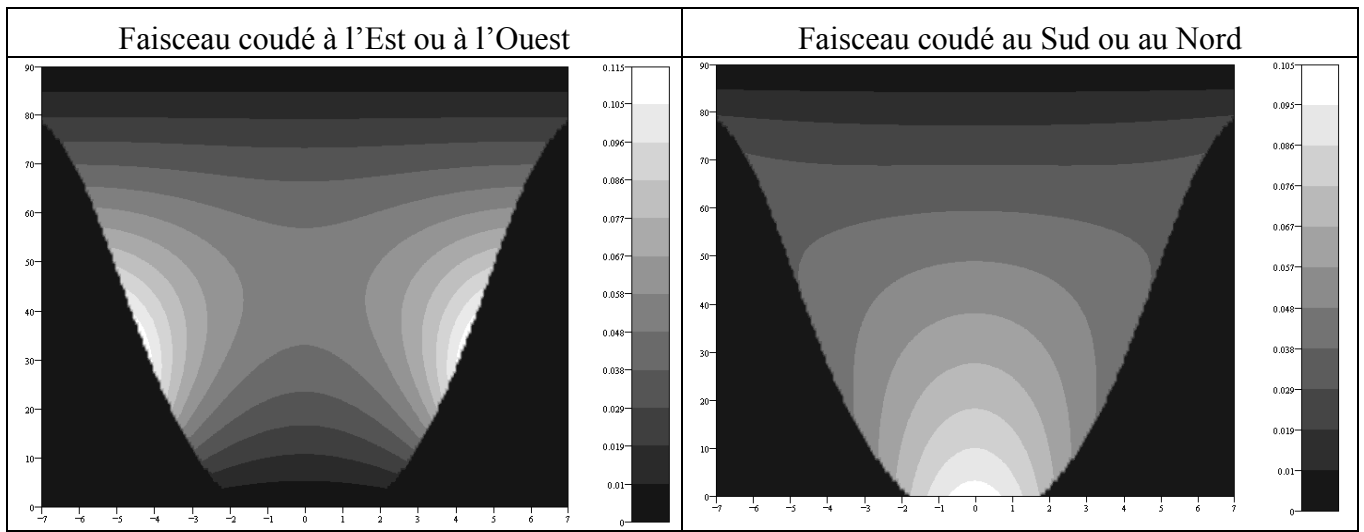


Figure 21 : Erreur de suivi (") pour une période d'échantillonnage des vitesses moteurs de 10s en fonction des coordonnées équatoriales de l'astre suivi : H (en abscisse) et δ (en ordonnée). La zone du ciel observable par les télescopes OVLA est un cône de 50° d'ouverture centré sur le zénith. Deux orientations de faisceau coudé ont été considérées ; dans les deux cas, l'erreur maximum est de 0.1".

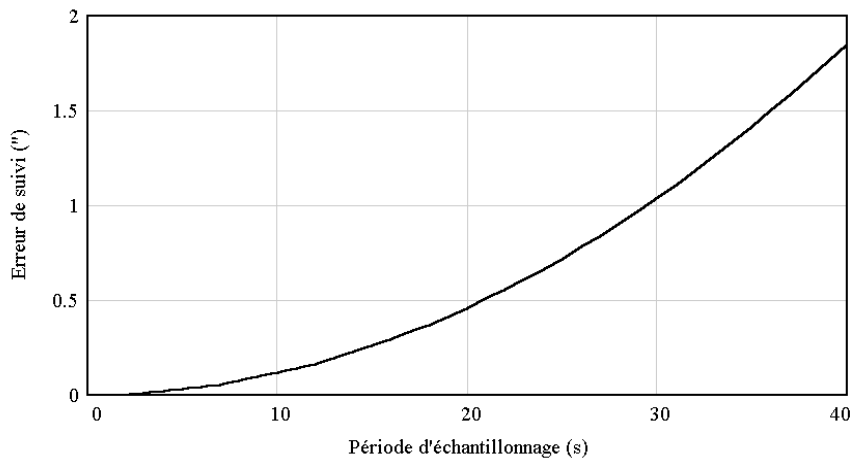


Figure 22 : Erreur de suivi pour l'orientation la plus défavorable ($H=\pm 4.3$ h, $\delta=+34^\circ$, si coudé dirigé vers l'Est ou vers l'Ouest) en fonction de la période d'échantillonnage des vitesses d'entraînement. L'erreur de suivi est proportionnelle à T^2 .

2.2.2.2. Mise en station

L'utilisation de la matrice $\mathbf{M}$ des axes de la monture permet de prendre en compte très facilement une éventuelle erreur de mise en station. Une telle erreur d'alignement de la monture se traduit par une rotation $\mathbf{R}$ de la matrice $\mathbf{M}$ autour des vecteurs fixes $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$ du repère terrestre. Nous avons donc :

$$\vec{W}' = \underbrace{\mathbf{R} \mathbf{M}}_{\mathbf{M}'} \vec{V}. \quad (18)$$

La mise en station peut donc être réalisée par logiciel en remplaçant $\mathbf{M}$ par $\mathbf{M}'$. Les axes de la nouvelle matrice $\mathbf{M}'$ peut être déterminés en actionnant successivement les moteurs et en calculant le vecteur rotation $\vec{W}'$ à partir des étoiles présentes dans le champ.

Sinon, il est possible d'améliorer « mécaniquement » la mise en station après avoir calculé la matrice de rotation :

$$\mathbf{R} = \mathbf{M}' \mathbf{M}^{-1}. \quad (19)$$

2.2.2.3. Mobilité des télescopes OVLA

Je terminerai ce paragraphe en ajoutant une remarque concernant la mise en station et le déplacement des 27 télescopes OVLA. Le déplacement du télescope complet permet de compenser les différences de marche des différents faisceaux pendant l'observation. Pour GI3T, elle sera assurée par roulement sur un rail, la mise en station ne sera donc pas perturbée.

Pour le projet OVLA, il est prévu de déplacer les 27 télescopes sur plusieurs centaines de mètres à l'aide d'un hexapode à énergie nulle (cf. plus loin). Afin d'alléger les calculs des vitesses d'entraînements, il serait préférable que l'hexapode déplace le télescope selon une translation pure de manière à conserver sa mise en station.

Il est toutefois possible de travailler hors mise en station en recalculant la matrice des axes $\mathbf{M}$, soit à partir des signaux d'erreurs issus d'un télémètre laser, soit à partir d'un ou plusieurs senseurs stellaires. Ce mode de déplacement alourdit les calculs mais peut simplifier grandement la mécanique et le pilotage de l'hexapode.

2.2.3. Résultats

En janvier 1998, des premiers essais de guidage automatique sur le ciel ont permis de caractériser quantitativement les performances de l'entraînement de la boule. Comme le montre la Figure 23, les essais de guidage ont été réalisés à l'aide d'une lunette de 10 cm de diamètre

fixée sur le télescope-boule. Une caméra CCD SBIG ST4 placée au foyer, derrière une lentille de Barlow, offre un champ de $7' \times 7'$ et un échantillonnage angulaire de $2.4'' \times 2.8''$ par pixel. La caméra est contrôlée par un ordinateur (PC *Linux*) sur le lequel un logiciel « fait-maison » (*SUET*) assure le guidage automatique et sauve en permanence les erreurs de suivi dans un fichier texte.

En boucle ouverte (sans guidage automatique), la position des étoiles du champ reste stable pendant une dizaine de minutes ; tous les types de rappels fonctionnent. Cependant, selon l'orientation du télescope, des dérives alternatives ont été observées sur les étoiles (cf. Figure 24). Ces dérives ont une amplitude maximum d'environ $0.7''/s$ et semblent être dues aux changements périodiques de la position du point d'appui de la boule avec les tonnelets des galets motorisés.

Les figures suivantes montrent les performances du guidage automatique (boucle fermée). La Figure 25 représente les positions successives de l'étoile-guide pendant un guidage d'une durée de 15 minutes. La Figure 26 est l'histogramme des erreurs de guidage suivant les deux axes de la caméra. Les erreurs sont distribuées sur une gaussienne ayant une largeur à mi-hauteur (FWHM) de $1,8''$, contre $0,4''$ pour les télescopes de GI2T pour lesquels le guidage effectue 5 corrections par seconde⁵⁴. Ces erreurs de guidage proviennent des dérives observées en boucle ouverte. De plus, le système de guidage automatique (*SUET*), initialement dédié au guidage du télescope de 80 cm de l'OHP, ne permet pas de faire plus d'une correction par seconde, ce qui est trop lent pour corriger les dérives observées. Comparées à la turbulence atmosphérique de la nuit (FWHM = $2''$), les performances du guidage automatique restent très satisfaisantes. Cependant, pour un usage interférométrique à GI2T, il sera nécessaire d'utiliser un guidage automatique plus rapide et de remplacer les galets actuels par les *galets Cazalé*.

Ces résultats ont été présentés à la conférence internationale « *Astronomical Telescopes and Instrumentation* » organisée par SPIE à Hawaii en mars 1998, et ont fait l'objet d'un article intitulé « *The OVLA prototype telescope control system* ». En plus des résultats de guidage automatique, cet article décrit entièrement le principe du télescope-boule et son architecture électronique.

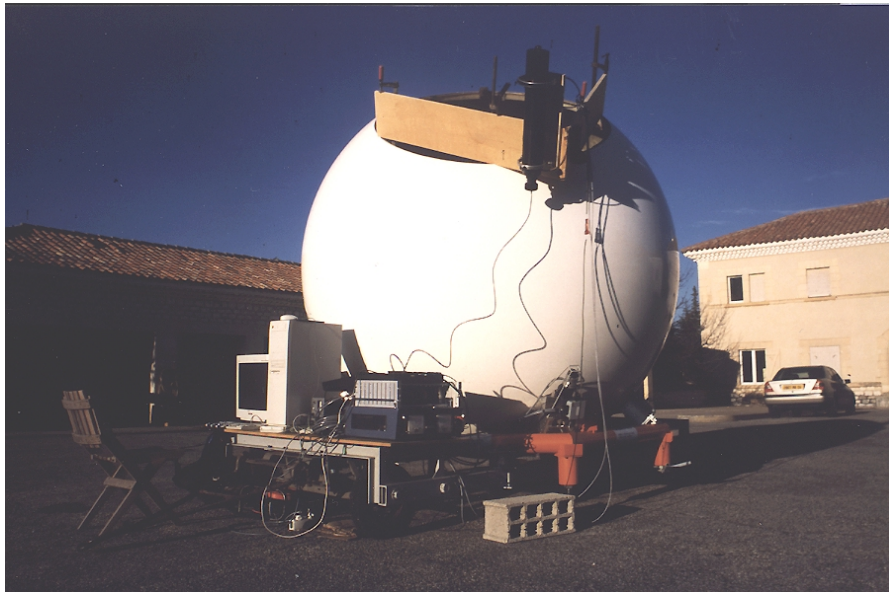


Figure 23 : Le télescope-boule prêt pour les premiers essais de guidage automatique en janvier 1998.

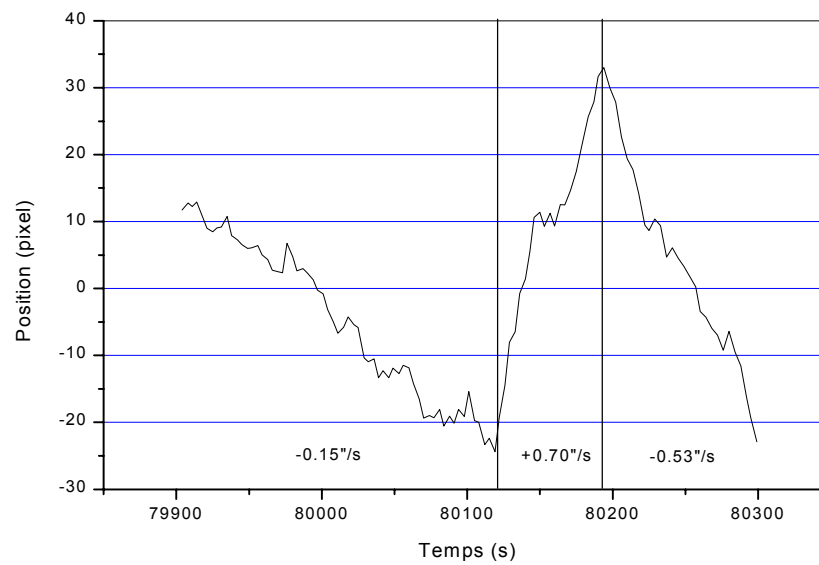


Figure 24 : Position d'une étoile-guide suivant un axe de la caméra représentée en fonction du temps pendant un suivi sidéral effectué en boucle ouverte (sans guidage) sur Aldébaran, le 25/01/1998, avec le télescope-boule OVLA. Les dérives alternatives observées sont dues aux erreurs de vitesses d'entraînement de la boule causées par les changements de tonnelets des galets.

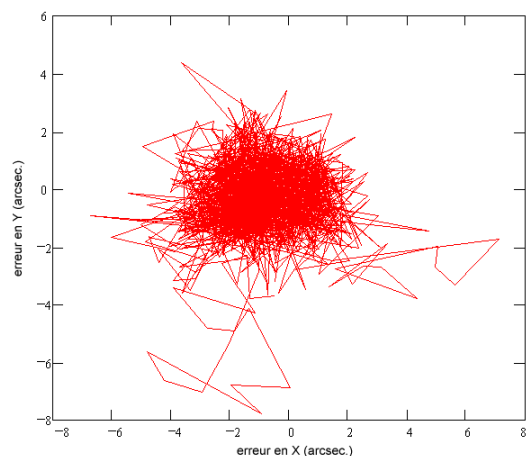


Figure 25 : Séquence de guidage automatique de 15 minutes sur l'étoile Aldébaran, le 25/01/1998.

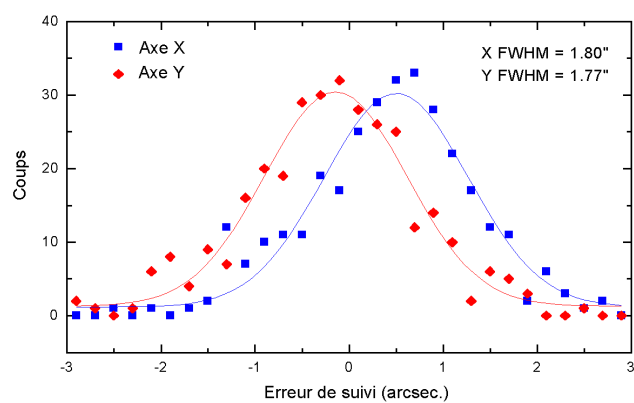


Figure 26 : Histogramme des erreurs de guidage suivant les 2 axes de la caméra. Guidage automatique de 15 min. sur Aldébaran, le 25/01/1998.

2.3. Pointage du télescope-boule OVLA

2.3.1. Codage par inclinomètre

Pour réaliser un pointage absolu, nous avons besoin d'une référence extérieure. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, l'orientation du télescope-boule est connue grâce à un inclinomètre deux axes. Il s'agit de deux pendules perpendiculaires l'un par rapport à l'autre. Cet inclinomètre fournit deux tensions analogiques proportionnelles aux sinus des angles X et Y séparant, dans deux directions perpendiculaires, le zénith de l'axe du télescope.

Cependant, un codage par inclinomètre est utilisable uniquement si les pôles des axes de la monture sont suffisamment éloignés du zénith. En effet, l'inclinomètre est aveugle aux rotations autour du zénith. Il est donc inutilisable pour les montures alt-az.

De plus, le codage est univoque si le mouvement du télescope ne se fait qu'autour d'axes perpendiculaires avec le zénith. Ainsi, pour les montures équatoriales et dans une moindre mesure pour les montures alt-alt, il existe une ambiguïté dans la détermination des coordonnées pointées par le télescope. Par exemple, il peut correspondre plusieurs valeurs de H pour une même valeur de X .

Enfin, l'inclinomètre ne fournissant que deux angles, c'est-à-dire deux degrés de liberté, le mouvement du télescope ne doit être assuré que par deux moteurs. L'usage incontrôlé (sans codeur) du dérotateur de champ est donc interdit afin que l'orientation des axes sensibles de l'inclinomètre soient fonction de la position du télescope. En effet, une rotation de champ perturberait complètement le calcul des coordonnées à partir des angles X et Y fournis par l'inclinomètre.

Cela pose un gros problème pour le télescope-boule qui possède tous les degrés de liberté en rotation et qui nécessite trois moteurs pour suivre la rotation sidérale. Il est bien-sûr possible de programmer les vitesses des moteurs pour que la boule suive un mouvement à deux degrés de liberté (équatorial ou alt-alt). Cependant, une référence externe est nécessaire pour garantir l'immobilité autour du troisième axe pendant toute la phase de pointage.

Pour cette raison, le pointage automatique du télescope-boule OVLA n'est possible qu'en mode alt-alt en stabilisant la direction du faisceau coudé à l'aide d'une mire laser envoyée par la table centrale de recombinaison. Pour faciliter la recherche de la mire laser, il est possible d'utiliser un compas électronique donnant l'azimut de la fente du télescope avec une précision de $0,5^\circ$.

2.3.2. Calcul de la position du télescope

Nous avons vu au chapitre 1, qu'en mode alt-alt avec le faisceau coudé dirigé vers l'Est, les composantes du vecteur unitaire axe-optique $\vec{U}$ par rapport au repère terrestre $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, s'expriment :

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} -\cos \gamma \cdot \sin \beta \\ -\sin \gamma \\ \cos \gamma \cdot \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (20)$$

avec β et γ , les angles caractérisant l'orientation d'un télescope alt-alt autour de ses axes. Les formules de passage des angles X et Y fournis par l'inclinomètre vers les angles γ et β , qui caractérisent mieux la position du télescope-boule en mode alt-alt, dépendent de la façon dont l'inclinomètre est installé dans la boule.

L'inclinomètre est placé de telle sorte que ses deux axes sensibles soient contenus dans un plan normal à l'axe optique du télescope, et que l'un de ses axes (angle X) soit normal au plan défini par la fente de la boule (cf. Figure 27). Avec cette orientation, les expressions de γ et β se simplifient :

$$\beta = -Y, \quad (21)$$

$$\sin \gamma = -\frac{\sin X}{\cos Y} \quad (22)$$

L'orientation $\vec{U}$ du télescope est alors connue grâce à l'équation (20).

Les coordonnées équatoriales H et δ correspondantes pour un lieu de latitude λ , sont telles que :

$$\sin \delta = \sin(\beta - \lambda) \cdot \cos \gamma \quad (23)$$

$$\cos H = \frac{\sin(\beta - \lambda) \cdot \cos \gamma}{\cos \delta} \quad (24)$$

Le signe de H est égal au signe de γ .

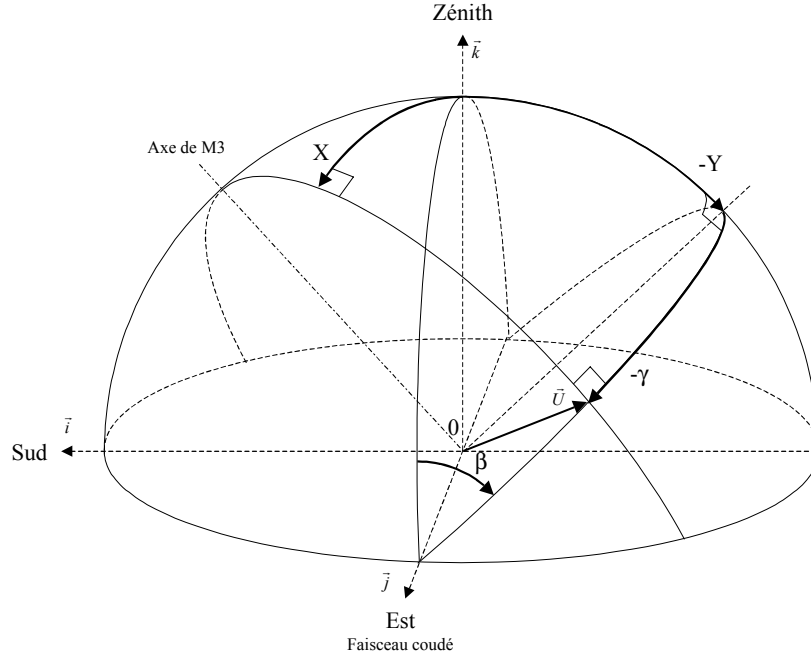


Figure 27 : La direction U de l'axe optique du télescope-boule en mode alt-alt, peut être déterminée à partir des angles X et Y fournis par un inclinomètre double-axe.

2.3.3. Algorithme de pointage

Soit $\vec{U}$ le vecteur axe-optique du télescope, et $\vec{U}_1$ le vecteur dirigé vers l'étoile à pointer, tels que :

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\arcsin\left(\frac{\sin X}{\cos Y}\right)\right) \cdot \sin Y \\ \frac{\sin X}{\cos Y} \\ \cos\left(\arcsin\left(\frac{\sin X}{\cos Y}\right)\right) \cdot \cos Y \end{pmatrix}, \quad (25)$$

$$\vec{U}_1 = \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ C_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H - \cos \lambda \cdot \sin \delta \\ -\cos \delta \cdot \sin H \\ \cos \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H + \sin \lambda \cdot \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (26)$$

avec :

- λ la latitude du lieu,
- H l'angle horaire de l'étoile à pointer,
- δ la déclinaison de l'étoile à pointer,
- X l'angle donné par l'inclinomètre selon la direction Est-Ouest,
- Y l'angle donné par l'inclinomètre selon la direction Nord-Sud.

Pendant toute la durée du pointage, nous devons conserver la stabilité du faisceau coudé afin que l'inclinomètre reste utilisable. Nous pouvons toutefois emprunter le plus court chemin (route orthodromique) moyennant une rotation de champ adéquate. Dans ce cas, comme nous l'avons vu au chapitre 1, le vecteur instantané de rotation $\vec{W}_p$ assurant le pointage du télescope de sa position courante $\vec{U}$ jusqu'à la position cible $\vec{U}_1$ s'écrit :

$$\vec{W}_p = \vec{U} \wedge \vec{U}_1 + \dot{\rho}_p \cdot \vec{U}, \quad (27)$$

où $\dot{\rho}_p$ est la vitesse angulaire autour de l'axe optique.

La condition de stabilité du faisceau coudé s'écrit :

$$(\vec{W}_p \wedge \vec{F}) \cdot (\vec{U} \wedge \vec{F}) = 0, \quad (28)$$

avec $\vec{F}$ le vecteur porté par le faisceau coudé :

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Les équations (27) et (28) forment un système d'équations vectorielles similaire à celui rencontré dans le calcul des vitesses assurant le suivi sidéral en mode alt-alt. Après résolution de ce système, nous obtenons :

$$\vec{W}_p = \begin{pmatrix} B_0 \cdot C_1 - C_0 \cdot B_1 + \dot{\rho}_p \cdot A_0 \\ C_0 \cdot A_1 - A_0 \cdot C_1 + \dot{\rho}_p \cdot B_0 \\ A_0 \cdot B_1 - B_0 \cdot A_1 + \dot{\rho}_p \cdot C_0 \end{pmatrix}, \quad (30)$$

$$\dot{\rho}_p = \frac{B_0 \cdot (A_1 \cdot C_0 - A_0 \cdot C_1)}{A_0^2 + C_0^2}. \quad (31)$$

Remarquons que seule la direction du vecteur $\vec{W}_p$ nous intéresse. La norme de $\vec{W}_p$ est calculée en fonction de la vitesse de pointage souhaitée.

La phase de pointage s'effectue suivant la boucle de calcul présentée au chapitre 1, le microcontrôleur pilotant le système d'entraînement calcule à chaque seconde les nouvelles composantes du vecteur vitesse $\vec{W}_p$ à partir des angles fournis par l'inclinomètre et du temps sidéral.

Par sécurité, avant et pendant le pointage, il convient de vérifier que la distance zénithale Z demandée ou actuelle ne soit pas supérieure à 45° afin de rester dans le domaine d'utilisation du miroir actif. Avant chaque demande de pointage sur l'étoile de coordonnée H et δ , il faudra tester la condition suivante :

$$(\cos \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H + \sin \lambda \cdot \sin \delta) \geq \cos(45^\circ). \quad (32)$$

Tandis qu'en cours de pointage et suivi, nous testerons en permanence la condition :

$$(\cos \gamma \cdot \cos \beta) \geq \cos(45^\circ), \quad (33)$$

avec γ et β calculés à partir des angles X et Y de l'inclinomètre.

2.3.4. Interface électronique de l'inclinomètre :

L'inclinomètre délivre deux tensions proportionnelles aux sinus des deux angles. Compte tenu de l'étendue de mesure (de -7 à $+7$ V) et du bruit annoncé par le fabricant (0,6 mV), l'usage d'un convertisseur analogique numérique de 16 bits est suffisant. Ainsi 1 ADU correspond à $10''$ au voisinage du zénith. Les deux tensions délivrées par l'inclinomètre sont multiplexées sur l'entrée unique du convertisseur. Le microcontrôleur de l'entraînement envoie les ordres de conversion par l'intermédiaire de plusieurs lignes de contrôle. Les valeurs binaires sont transmises jusqu'au microcontrôleur de l'entraînement par un émetteur différentiel *via* une ligne série en paires torsadées et blindées.

2.3.5. Résultats et améliorations futures

La distributeur garantit l'erreur totale de l'inclinomètre inférieure à 0.04% de l'étendue de mesure sur une plage de $\pm 45^\circ$. Cette précision équivaut à $2'$ au voisinage du zénith. En pratique nous avons observé une précision d'environ $20'$ seulement sur l'ensemble de la zone du ciel accessible au télescope-boule. Cette imprécision s'explique par le fait que l'inclinomètre délivre le sinus de l'inclinaison. La résolution s'écroule donc très rapidement dès que l'on s'éloigne du zénith, suivant la loi :

$$dX = \frac{P_0}{\cos X}, \quad (34)$$

avec P_0 l'erreur totale au zénith (en fraction de l'étendue de mesure), et X l'angle d'inclinaison.

A cela s'ajoute le problème de l'inclinaison transverse qui rend l'inclinomètre moins sensible. En effet la sensibilité selon un axe varie avec le cosinus de l'inclinaison transverse.

En outre, nous avons constaté un bruit de 4 ADU au niveau du convertisseur analogique-numérique. Nous avons prévu d'améliorer le blindage électromagnétique de l'inclinomètre, du câble véhiculant les signaux analogiques et du convertisseur 16 bits.

Hormis ces problèmes électroniques qui peuvent être éliminés, l'usage d'un inclinomètre n'est pas la solution idéale. En effet, il manque un angle pour connaître parfaitement l'orientation du télescope, quelque soit la monture et quelque soit le chemin emprunté pendant le pointage.

La solution idéale pour coder de manière absolue l'orientation du télescope-boule serait d'utiliser un senseur stellaire, comme celui décrit dans le chapitre 1.

2.3.6. Comptage des pas moteurs

Une solution alternative pour coder la position du télescope-boule consiste à compter simplement les pas moteur à l'aide du codeur incrémental interne des moteurs brushless.

Cette solution économique est malheureusement très imprécise car elle ne tient pas compte des flexions mécaniques du télescope, ni des erreurs de mise en station.

De plus, les rotations n'étant pas commutatives, il faut un nombre suffisant de pas par tour moteur. Il est également nécessaire de dater précisément l'arrivée de chaque pas pour les trois moteurs. Ainsi la rotation effectuée par le télescope entre deux pas consécutifs est infinitésimale, ce qui permet d'additionner les rotations successives sans accumuler d'erreurs importantes. Le nombre de pas-moteur par tour dépend de la précision recherchée pour le pointage.

Enfin, cette solution est viable uniquement si la position du point de contact entre la boule et les galets est parfaitement connue. Le codage de la position du télescope par comptage des pas n'est donc utilisable qu'avec les *galets cazalé*.

2.4. Translation des télescopes OVLA

L'une des principales caractéristiques de l'interféromètre OVLA est l'absence de lignes à retard assurant la mise en phase des faisceaux coudés issus des différents télescopes. Chaque télescope doit donc se déplacer finement pendant l'observation.

Cette alternative autorise des observations interférométriques avec de très longues bases, jusqu'à plusieurs kilomètres, pendant plusieurs heures, ce qui est difficilement envisageable avec des lignes à retard. Une base de 5 km semble être le maximum envisageable pour un interféromètre terrestre compte tenu de la vitesse de déplacement des télescopes, et de la turbulence de l'air au niveau du sol.

Ce paragraphe décrit le positionnement et le déplacement des télescopes OVLA au cours d'une observation, et présente également une étude préliminaire concernant une solution mécanique de translateur.

2.4.1. Positions des télescopes OVLA

Pour reconstituer l'image d'une étoile au foyer d'un interféromètre, les télescopes doivent être disposés selon une ellipse correspondant à l'intersection du sol avec un paraboloïde géant pointé vers l'étoile observée. La station de recombinaison occupe l'un des foyers de l'ellipse. La Figure 28 présente les paramètres de l'ellipse contenant les télescopes d'un interféromètre de base B (projetée sur le ciel), observant un astre d'azimut A (compté à partir du Sud vers l'Est) et de distance zénithale hors atmosphère Z . La longueur du petit axe est constante et vaut B , le grand axe est dirigé vers l'azimut A et a pour longueur $B/\cos Z$.

Notons que seule la distance zénithale hors atmosphère conditionne la forme de l'ellipse, le chemin optique parcouru dans l'atmosphère étant le même pour tous les bras de l'interféromètre. En revanche, la dispersion chromatique induite par l'atmosphère doit être corrigée par des lames de verre à faces parallèles, d'épaisseur variable, introduites dans chaque faisceau.

Cette ellipse se déforme au cours du temps. Dans le cas de l'interféromètre OVLA, la distance zénithale ne dépassant pas 45° , le grand axe de l'ellipse sera au maximum $\sqrt{2}$ fois plus grand que le petit axe, et la station focale balayera une zone circulaire de diamètre maximum égal à B .

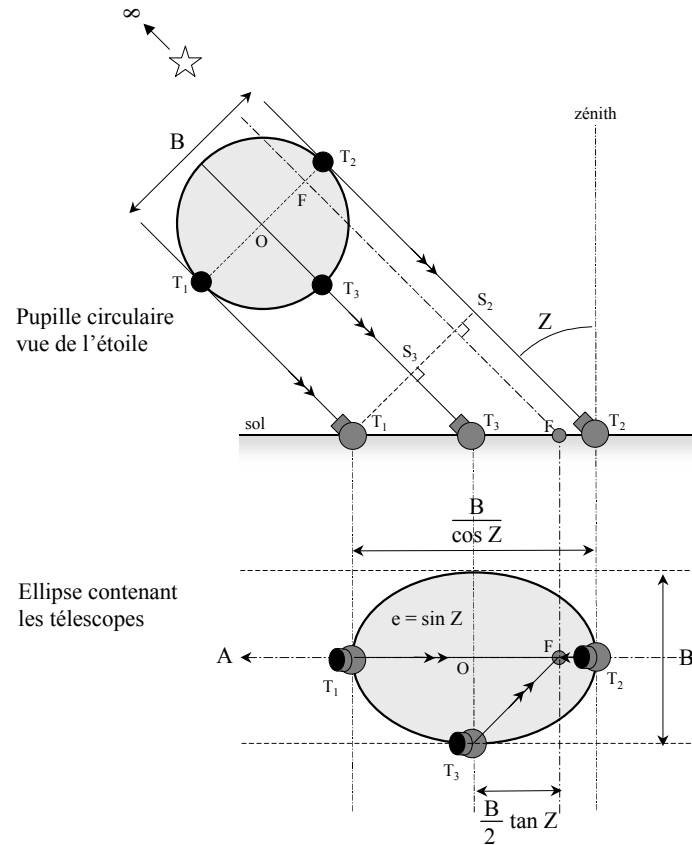


Figure 28 : Paramètres de l'ellipse contenant les télescopes ($T_1, T_2, T_3, \dots$) d'un interféromètre de base B , observant une étoile d'azimut A et de distance zénithale Z . Les faisceaux issus des télescopes sont recombinaés dans la station focale F occupant l'un des foyers de l'ellipse.

2.4.2. Vitesses des télescopes

Le déplacement des télescopes est imposé par la conservation des trois paramètres suivants, quelle que soit la position de l'astre observé :

- différence de marche nulle entre tous les faisceaux coulés,
- forme de la pupille d'entrée,
- orientation de la pupille d'entrée par rapport au ciel.

Nous ne reviendrons pas sur le premier point qui est la condition *sine qua non* assurant la formation des images au foyer de l'interféromètre. La deuxième condition est, quant à elle, nécessaire seulement si une densification constante de la pupille est souhaitée (cf. plus loin). Enfin, la dernière condition est optionnelle, mais facilite le traitement des images haute résolution obtenues au foyer de l'interféromètre. En effet, la rotation de la pupille avec l'objet stabilise la couverture du plan de Fourier, et permet une meilleure déconvolution de l'image

brute. Cela peut se révéler utile pour la détection de compagnons faibles (naines brunes, exoplanètes).

Le déplacement des télescopes est donc régi par ces trois conditions. J'ai considéré deux modes de déplacement : un mode *pupille tournante* (qui ne considère que les deux premières conditions) et un mode *pupille fixe* (qui considère les trois conditions). Il est en outre possible de minimiser la vitesse de chaque télescope si l'on déplace aussi la station focale de manière à ce que l'ellipse contenant les télescopes tourne autour de son centre.

Notons θ_{0i} , la position angulaire du télescope T_i sur la pupille circulaire vue du ciel lorsque l'objet est au méridien. Lorsque l'objet quitte le méridien, θ_{0i} devient θ_i tel que :

$$- \text{ en mode } \textit{pupille tournante} : \quad \theta_i = \theta_{0i} - A, \quad (35)$$

$$- \text{ en mode } \textit{pupille fixe} : \quad \theta_i = \theta_{0i} + p. \quad (36)$$

L'équation (35) correspond au mode *pupille tournante*. La soustraction par A minimise le déplacement azimutal de chaque télescope autour du centre de l'ellipse.

L'équation (36) correspond au mode *pupille fixe* ; p étant l'angle parallactique (cf. Figure 29). Rappelons que l'angle parallactique est l'angle séparant le zénith du pôle nord céleste et s'exprime :

$$\cos p = \frac{\sin \lambda - \cos Z \cdot \sin \delta}{\sin Z \cdot \cos \delta}, \quad (37)$$

avec respectivement, λ , Z et δ , la latitude du lieu, la distance zénithale et la déclinaison de l'étoile.

L'angle parallactique intervient généralement dans le calcul des dérotateurs de champ des télescopes alt-azimutaux. De ce fait, l'ensemble de l'interféromètre OVLA peut être considéré comme un instrument alt-azimutal. En effet les paramètres géométriques de l'ellipse contenant les télescopes sont caractérisés par les coordonnées azimutales (A , Z) de l'astre observé. Le suivi azimutal est assuré par rotation du grand-axe de l'ellipse, et celui de la hauteur par ajustement de l'excentricité.

La position angulaire du télescope T_i projetée sur le sol par rapport au grand axe de l'ellipse est θ_{si} et se déduit de θ_i par une affinité orthogonale de rapport $1/\cos Z$ suivant le grand axe, d'où :

$$\tan \theta_{si} = \tan \theta_i \cdot \cos Z. \quad (38)$$

A partir des caractéristiques de l'ellipse présentées sur la Figure 28, on en déduit ρ_i et ϕ_i les coordonnées polaires du télescope T_i sur le sol par rapport au centre de l'ellipse :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_i = \frac{B}{2} \cdot \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_{si}} \\ \phi_i = \theta_{si} + A \end{array} \right. \quad (39)$$

Le résultat de ces calculs est synthétisé par la Figure 30 qui présente les positions et les vitesses des télescopes OVLA pour 100 m de base, en fonction de l'angle horaire H et de la déclinaison δ de l'étoile, et ce pour les deux modes envisagés : *pupille tournante* et *pupille fixe*.

Nous constatons comme prévu que les vitesses des télescopes sont moins importantes si on « laisse tourner » la pupille par rapport au ciel. Effectivement, pour suivre un objet situé à moins de 2 heures du méridien, les vitesses de translation sont, avec 100 m de base, de l'ordre de 2 mm/s en mode *pupille tournante* contre 4 mm/s en mode *pupille fixe*.

Dans les deux cas, la vitesse de translation de la station focale est la même, de l'ordre de 2 à 6 mm/s selon H et δ .

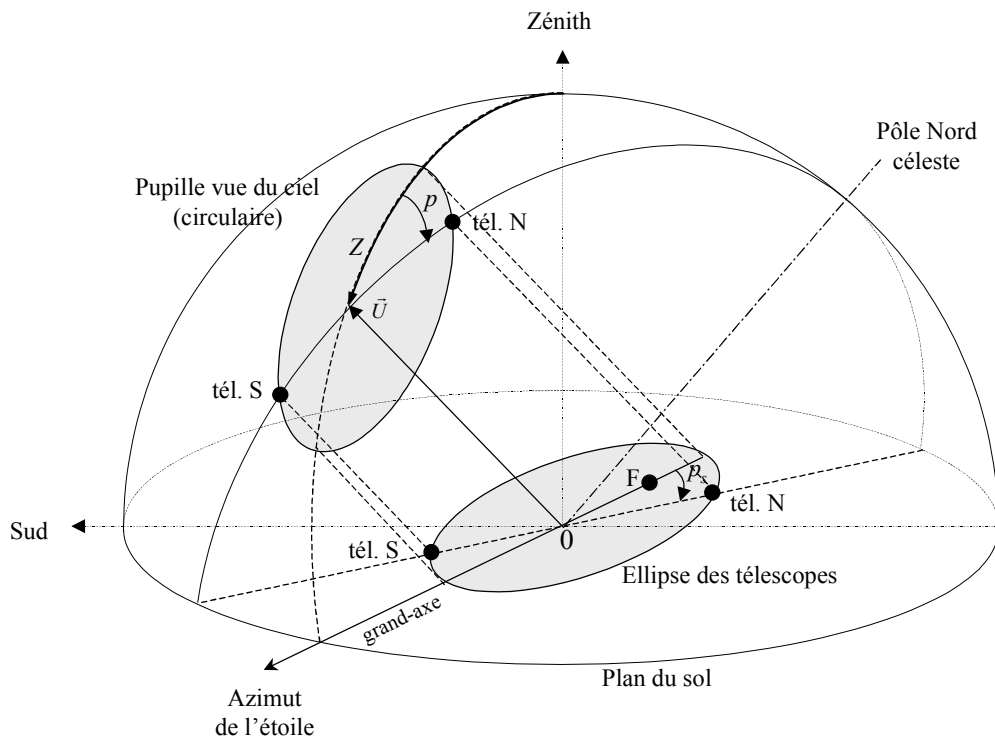


Figure 29 : Position des télescopes conservant l'orientation de la pupille d'entrée par rapport au nord céleste. La position angulaire de chaque télescope par rapport au grand axe de l'ellipse est définie par p_s , qui est la projection de l'angle parallactique p sur le plan du sol.

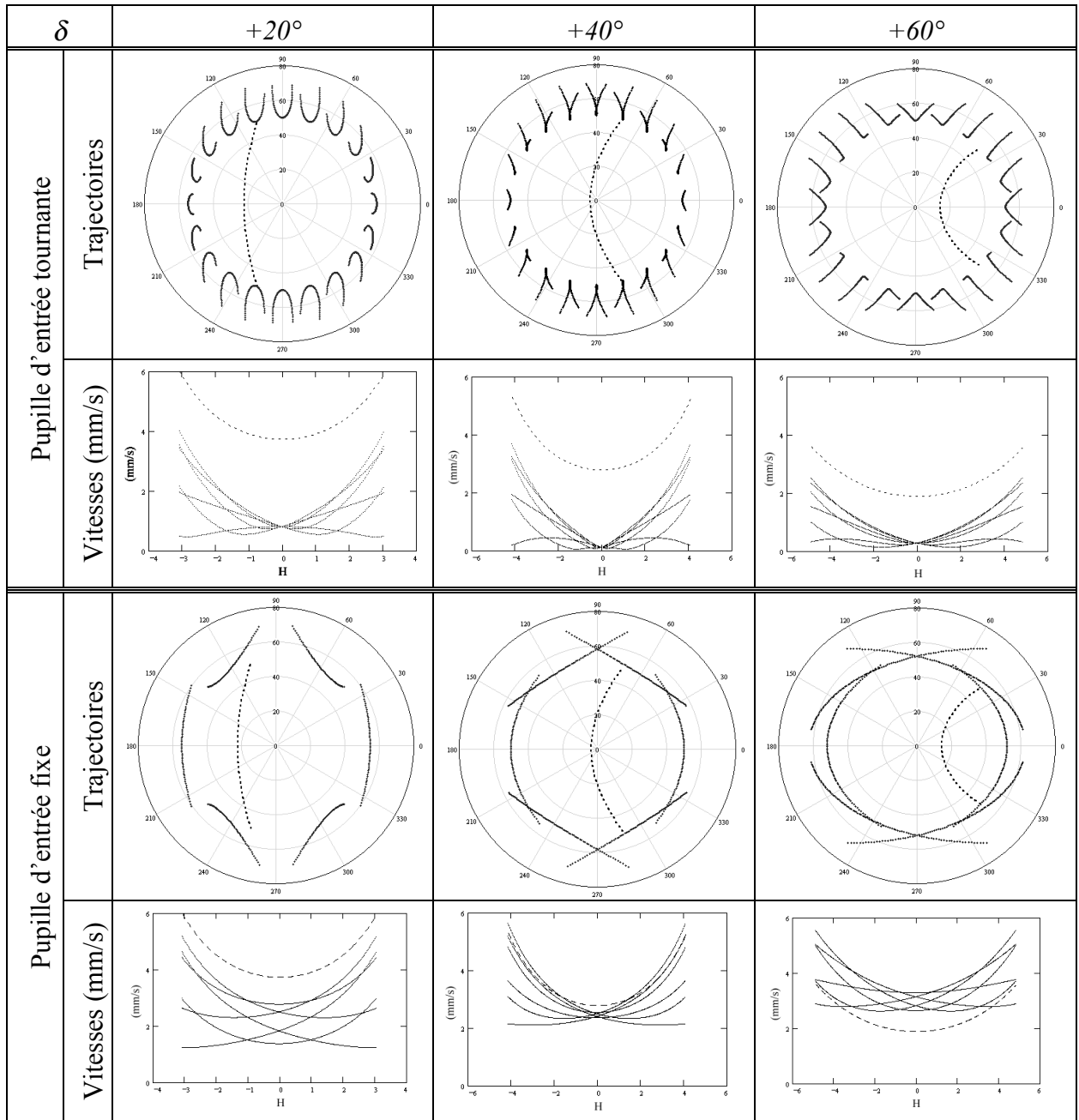


Figure 30: Trajectoires et vitesses de translation de quelques télescopes OVLA (traits continus) et de la station focale (tirés) au cours de l'observation d'un astre situé à différentes déclinaisons ($\delta=20^\circ, 40^\circ$ et 60°) avec 100m de base, depuis un lieu de latitude= 43.93° . Deux modes de suivi sont considérés : le mode pupille d'entrée tournante qui minimise le déplacement et les vitesses des télescopes, et le mode pupille d'entrée fixe qui maintient l'orientation de la pupille par rapport au ciel (seules les trajectoires de 6 télescopes ont été représentées pour ne pas charger la figure). Dans les deux cas, la forme de la pupille d'entrée est conservée, ce qui permet de densifier la pupille.

2.4.3. Le translateur hexapode

2.4.3.1. Contraintes mécaniques

Contrainte sur la position absolue de chaque télescope :

Une erreur de positionnement d'un télescope par rapport aux autres entraîne une différence de marche δ qui dégrade le contraste de l'interférogramme. La répartition d'intensité dans le plan pupille commun d'un interféromètre à deux télescopes, pour un canal spectral de largeur $\Delta\lambda$ centré sur la longueur d'onde λ_0 , s'écrit⁵⁵ :

$$I(\delta) = 2 \cdot I_0 \left[1 + V \operatorname{sinc} \left(\pi \frac{\delta}{l_c} \right) \cdot \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda_0} \right) \right], \quad (40)$$

avec l_c la longueur de cohérence, définie telle que $l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$.

La visibilité est donc atténuée d'un facteur :

$$q_{ddm} = \operatorname{sinc} \left(\pi \frac{\delta}{l_c} \right). \quad (41)$$

La Figure 31 montre que l'on conserve plus de 80% de la visibilité si δ est inférieur à $l_c/3$, soit en pratique, environ 1 μm pour $\lambda_0=0.56 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda=0.1 \mu\text{m}$. Chaque télescope devra donc se trouver à moins de 1 μm de sa position théorique.

Contraintes sur les vibrations :

Des vibrations indésirables de l'ensemble ou d'une partie du télescope en mouvement, dégradent, elles aussi, la visibilité des franges d'interférence. Le facteur d'atténuation de la visibilité s'écrit⁵⁶ :

$$q_{vib} = J_0 \left(\frac{2\pi \cdot X}{\lambda} \right) + \frac{2}{\omega \cdot \tau} \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \left(\frac{2\pi \cdot X}{\lambda} \right) \int_{0+\phi}^{\omega\tau+\phi} \cos(2n\theta) d\theta, \quad (42)$$

avec X , ω et ϕ , l'amplitude, la fréquence et la phase à l'origine d'une vibration sinusoïdale, λ la longueur d'onde, τ le temps d'intégration, et J_n , la fonction de Bessel d'ordre n . Si la période des vibrations est petite devant τ , alors q_{vib} se simplifie tel que :

$$q_{vib} \approx J_0 \left(\frac{2\pi \cdot X}{\lambda} \right). \quad (43)$$

Lorsque que τ devient inférieur à la période de vibration, ϕ intervient de manière significative. Mais dans tous les cas, nous avons :

$$q_{vib} \leq 2 \cdot J_0 \left(\frac{2\pi \cdot X}{\lambda} \right) - 1. \quad (44)$$

Le calcul montre qu'une vibration de $\lambda/30$ (soit 17 nm pour $\lambda=560$ nm) peut atténuer la visibilité de l'interférogramme de 2% (cf. Figure 31).

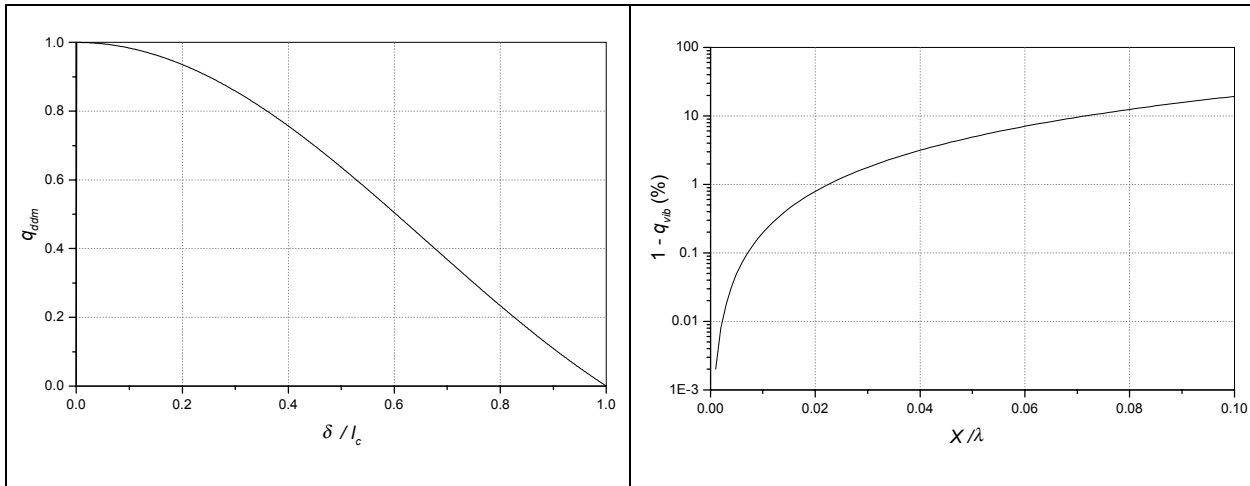


Figure 31 : A gauche, facteur d'atténuation du contraste en fonction de la différence de marche. A droite, perte de contraste en fonction de l'amplitude X des vibrations.

Contraintes sur les vitesses de translation des télescopes :

Le déplacement des télescopes (ou de la station focale) assurant le suivi d'un astre se fait avec une vitesse maximale de 6 mm/s par hectomètre de base. Il est à noter que, pendant les phases de pointage et de changement de base, les contraintes sur la position et les vibrations n'existent plus. Cependant, une vitesse de translation des télescopes supérieure à 100 mm/s par hectomètre de base est souhaitable afin d'écourter la durée de ces phases. La dynamique de vitesse du translateur doit donc être très importante.

Le déplacement doit en outre se faire dans toutes les directions afin de conserver la forme de la pupille d'entrée. L'usage de rails est donc exclu pour les interféromètres à pupille densifiée.

Enfin, rappelons qu'il est préférable que la mise en station des télescopes soit conservée afin de simplifier le calcul de l'entraînement. Pour cela, le déplacement des télescopes doit être une translation pure.

2.4.3.2. Solutions mécaniques

La meilleure solution semble alors être l'utilisation d'un robot marcheur permettant de s'affranchir des vibrations de roulement et autorisant un déplacement omnidirectionnel sur un plateau naturel non nivelé. En effet, la différence d'altitude entre un télescope et la station focale peut être compensée par une translation horizontale. Toutefois, le terrain choisi sera le plus plat possible afin de ne pas déformer la pupille d'entrée (pente < 1%), et le moins accidenté

possible pour assurer une bonne stabilité de chaque télescope (accidents inférieurs à 10cm sur un rayon de 2m).

Le concept de robots marcheurs n'est pas nouveau⁵⁷. De nombreux prototypes ont été étudiés et réalisés pour d'autres applications (télé-opérations en milieux hostiles, instruments médicaux, sondes planétaires...), mais aucun n'atteint encore les contraintes exigées par l'interférométrie optique. Cependant, le contrôle des pattes d'un télescope reste identique à celui des autres robots⁵⁸. Seule la mécanique doit être spécifique pour minimiser les vibrations, les flexions et les frottements.

Un translateur possédant six pattes, à symétrie radiale, semble bien adapté au problème. En effet, la présence des six pattes permet d'adopter une *marche statique*⁵⁹ conservant en permanence au moins trois points d'appui. Cela assure une très bonne stabilité de la position à basse vitesse et simplifie le contrôle des pattes. La symétrie radiale est préférable vu que le télescope n'a aucune direction de marche privilégiée.

Le terrain n'étant pas trop accidenté, les pattes peuvent être à « énergie nulle », c'est-à-dire qu'elles assurent une sustentation passive du télescope à hauteur constante, comme le ferait une roue sur un plan. L'énergie est donc consommée uniquement pour fournir l'accélération horizontale et pour vaincre les frottements résiduels.

Deux solutions mécaniques sont envisagées⁶⁰, l'une « à came », et l'autre « à triangle isocèle » (cf. Figure 32).

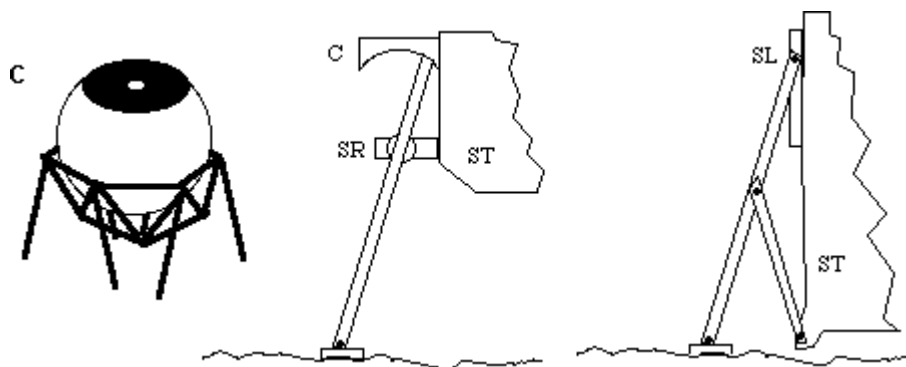


Figure 32 : Translateurs à 6 pattes pendulaires pour OVLA. Trois pattes portent et déplacent le télescope ST à une hauteur constante, pendant que les 3 autres se positionnent pour le pas suivant. La fixité de la hauteur peut être assurée, soit (milieu) par une came C, la patte étant guidée par un cardan SR, soit (droite) par une articulation coulissant dans un rail vertical (SL). La hauteur des pieds est contrôlée par un capteur de force de manière à s'adapter au terrain (dessin : A. Labeyrie).

Chaque patte doit posséder trois degrés de liberté : azimut, rayon et hauteur. Trois moteurs et trois capteurs de positions doivent équiper chacune des pattes pour l'asservissement de la marche. En outre, un capteur de force installé sur chaque pied améliore la stabilité lors des changements de pattes et assure une meilleure adaptation au terrain.

Deux étages d'asservissement seront très certainement nécessaires pour atteindre la précision requise (1 μm en position moyenne et 17 nm en vibration). Le premier étage, constitué par l'hexapode lui-même, peut certainement garantir une précision de $\pm 5\text{mm}$ en

translation, et de $\pm 10'$ en orientation, compte tenu de la souplesse du sol et des flexions mécaniques. La position absolue de chaque télescope peut être déterminée au centimètre près par *GPS différentiel*⁶¹ à l'aide d'un récepteur fixe de référence. En supplément, un télémètre optique ou une mire laser peut servir à affiner la position du télescope si nécessaire.

Le second étage doit corriger les erreurs résiduelles de l'hexapode pour atteindre la précision requise pour l'interférométrie. Les erreurs d'orientation dues à l'hexapode peuvent être corrigées par le guidage du télescope et par le miroir tertiaire plan (M3). Les erreurs de translation du télescope sont corrigées selon leur direction :

- les erreurs en azimut (par rapport à la station focale) peuvent, elles aussi, être compensées par le guidage du télescope en recentrant le faisceau coudé sur le recombineur,
- les erreurs radiales, quant à elles, doivent être corrigées, soit par une ligne à retard d'au moins 10mm de course située dans la station focale, soit par une translation de M3 suivant la normale à sa surface.

La translation de M3 paraît être la meilleure solution car la station focale risque d'être très encombrée par les nombreux éléments optiques assurant la recombinaison de tous les faisceaux (stabilisateur et densifieur de pupille, dérotateur de champ, optique adaptative, suiveur de franges...).

2.4.4. Conclusions

Des télescopes mobiles dans les deux directions du plan, type OVLA, est une solution idéale pour équiper les interféromètres terrestres à très grandes bases (0.5-5km) consacrés à l'imagerie instantanée à très haute résolution. En effet, seul un système à pattes autorise un déplacement précis sur une grande surface naturelle afin de conserver l'égalité des chemins optiques entre les télescopes, et afin également d'adapter la forme de la pupille à l'objet observé.

Pour de ne pas disperser ni épuiser les compétences de chacun d'entre nous, des études plus approfondies concernant le contrôle et la mécanique de l'hexapode ne seront probablement lancées que lorsque le miroir actif OVLA aura été complètement validé sur le ciel et que la boule en aluminium permettant un usage interférométrique avec GI2T, aura été financée.

Chapitre 3

L'optique active OVLA

Après avoir étudié le pilotage de tous les mouvements du télescope OVLA (entraînement et pointage de la monture, translation du télescope pendant l'observation), je vais maintenant m'intéresser à l'optique active du télescope, logée à l'intérieur de la monture boule.

3.1. Le miroir primaire du télescope prototype OVLA

Pour réduire l'encombrement et le poids du télescope OVLA, le miroir primaire est un ménisque de verre de 1.52m de diamètre ouvert à $F/D=1.7$ (rayon de courbure de 5.18 m) et de 24.1 mm d'épaisseur seulement. La masse du miroir est de 103 kg, typiquement huit fois moins qu'un miroir classique de même diamètre.

Le matériaux choisi pour le miroir est du verre ordinaire pour des raisons de coût. En effet, le verre ordinaire est environ 40 fois moins cher que le *Zerodur*. Cependant, l'inconvénient majeur du verre ordinaire est son coefficient de dilatation, trois fois plus grand que celui du pyrex (cf. plus loin).

Le ménisque est obtenu par thermoformage à partir d'un disque de verre plan de 25 mm d'épaisseur, à l'aide d'un four spécial construit par Bernard Dejonghe⁶², artiste verrier à Briançonnet (06). La température du disque est portée à 661.5°C pendant 15 minutes environ. Le verre s'affaisse sur un moule réfractaire concave taillé au rayon de courbure de la face arrière du miroir. Le verre est ensuite recuit à 548°C pendant 24 heures pour libérer les tensions. Le ménisque est ensuite poli et parabolisé par David Vernet, polisseur du Collège de France installé à Grasse (06).

3.2. Le barillet actif

Le miroir primaire est tellement mince qu'il se déforme sous son propre poids. Afin qu'il conserve une forme parabolique suffisamment précise, il est supporté par un barillet actif. La structure du barillet est en aluminium soudé. Le miroir repose sur 96 points répartis de manière optimale⁶³, regroupés en 32 triangles de flottaison (cf. Figure 33). Il existe cinq types de triangles répartis sur cinq anneaux concentriques. Le support axial est actif mais le support latéral est passif.

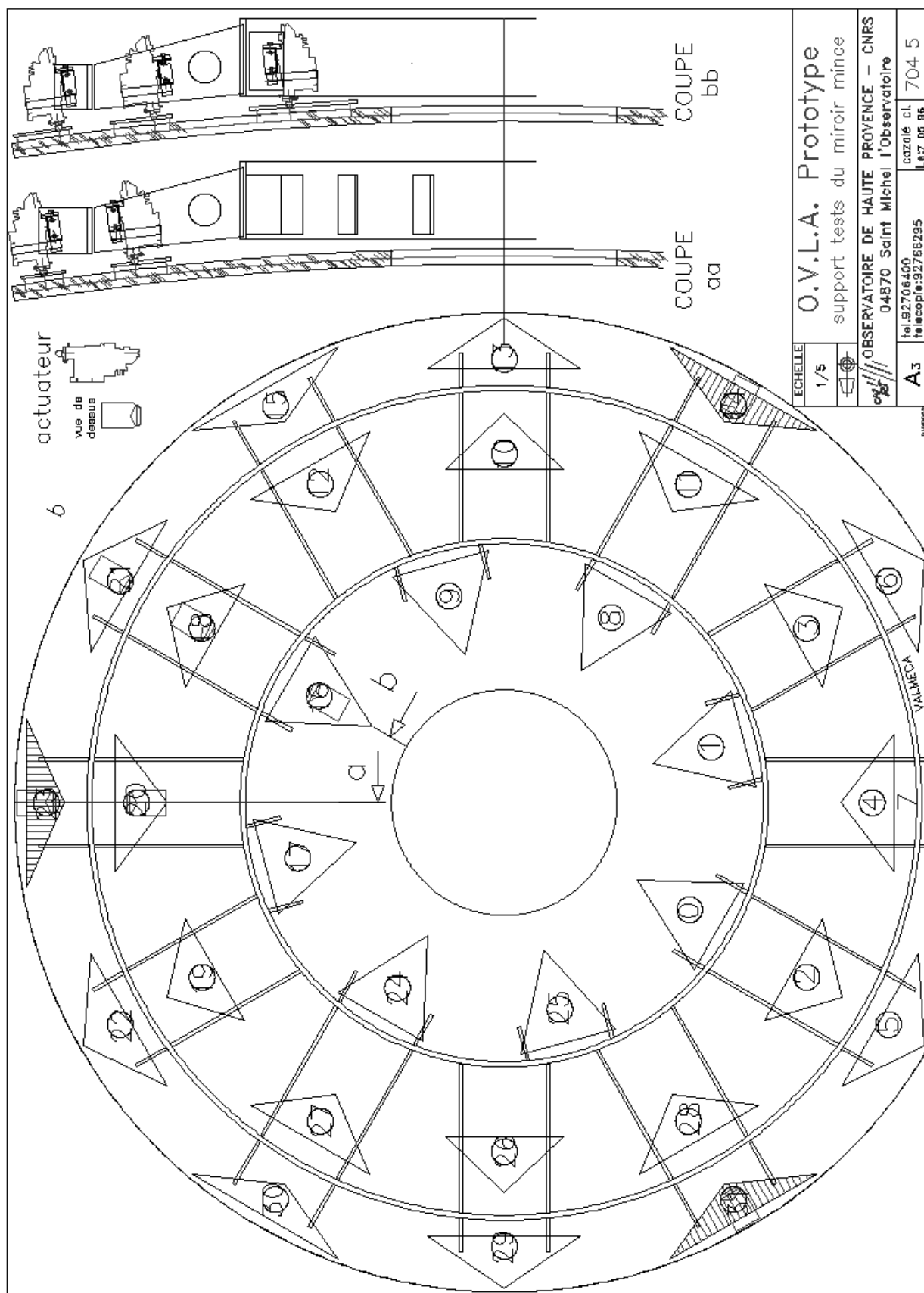


Figure 33 : Structure du barillet actif supportant le miroir primaire de 1,5 m du télescope OVLA. Le miroir ménisque repose sur 32 triangles de flottaison, dont 3 sont fixes (triangles hachurés) (Dessin : J. Dejonghe, Collège de France).

3.2.1. Support axial

Parmi les 32 triangles de flottaison, trois sont fixes. Ils sont situés à la périphérie du miroir à 120° l'un de l'autre et définissent la position du miroir par rapport au reste du télescope. Les 29 autres triangles sont, quant à eux, actifs. Ils sont supportés par un actuateur qui permet d'appliquer localement une force plus ou moins forte sur le dos du miroir afin de compenser les déformations de la surface optique du miroir.

Chaque actuateur est constitué d'une vis motorisée comprimant plus ou moins fortement un ressort, sur lequel repose le triangle de flottaison en contact avec le dos du miroir⁶⁴. Sur l'extrémité du ressort, se trouve un capteur de pression qui fournit la valeur de la force locale appliquée au miroir. La partie mobile de l'actuateur est guidée par quatre lames élastiques en chrysocale formant un parallélogramme déformable et assurant une translation sans frottements ni hystérésis (cf. Figure 34).

La force moyenne portée par chaque actuateur est de 40 N (30 N pour porter le miroir, 10 N pour porter la mécanique) et doit être contrôlée avec une résolution de $0,1\text{ N}$ pour éviter des déformations du front d'onde supérieures à 50 nm rms . La sensibilité des capteurs de force est bien meilleure puisqu'elle est de $0,04\text{ N}$. En pratique, si l'on tient compte de la turbulence atmosphérique, l'erreur du front d'onde incident est généralement supérieure à $1\lambda\text{ rms}$ ($r_0=15\text{ cm}$), ce qui relâche la résolution à $0,9\text{ N}$. Toutefois, il est préférable que l'actuateur ait la meilleure résolution possible afin de ne pas accumuler d'erreur et de ne pas saturer l'éventuelle optique adaptative qui, plus tard, viendrait équiper le télescope⁶⁵.

3.2.2. Support latéral

Son rôle est de maintenir le miroir lorsque le télescope quitte le zénith ($Z>0$). Dans ce cas, les supports latéraux portent une composante du poids P du miroir perpendiculaire à l'axe optique, d'intensité $P \sin Z$, dirigée vers la ligne de plus grande pente du miroir. L'azimut de cette dernière est notée azp , est comptée positivement dans le sens trigonométrique (miroir vu du ciel) et vaut 0 lorsque le télescope pointe un point du méridien situé entre le zénith et l'horizon sud. L'angle azp est variable, car contrairement au mode alt-azimutal, le mode de suivi alt-alt, permettant à la monture boule de stabiliser le faisceau coudé, engendre une rotation de la ligne de plus grande pente du miroir (cf. Figure 38)

La compensation de cette force doit donc se faire dans toutes les directions. Il est donc difficile de concevoir un support latéral maintenant le miroir uniquement par les bords, comme ceux réalisés pour les miroirs de 8 mètres.

Dans le cas du télescope OVLA, le support latéral est assuré par collage des 32 triangles au dos du miroir. Les actuateurs sont équipés de deux contrepoids suspendus par un levier relié à l'axe de l'actuateur par une corde à piano (cf. Figure 34).

Ce dispositif assure une compensation passive de la composante latérale du poids du miroir dans toutes les directions.

Nous avons utilisé des cordes à piano à la fois pour lier l'actuateur au triangle, et les 3 pointes du triangle au dos du miroir pour compenser les dilatations thermiques différentielles entre les pièces en aluminium (barillet et triangles) et le verre. De plus elles facilitent le montage et le centrage des actuateurs.

Enfin, notons que pour les trois points fixes, la corde à piano liant le triangle au barillet a été remplacée par une lame élastique n'acceptant qu'un déplacement radial du miroir. Ces trois points assurent donc un maintien latéral immobile du miroir sans contraintes mécaniques.

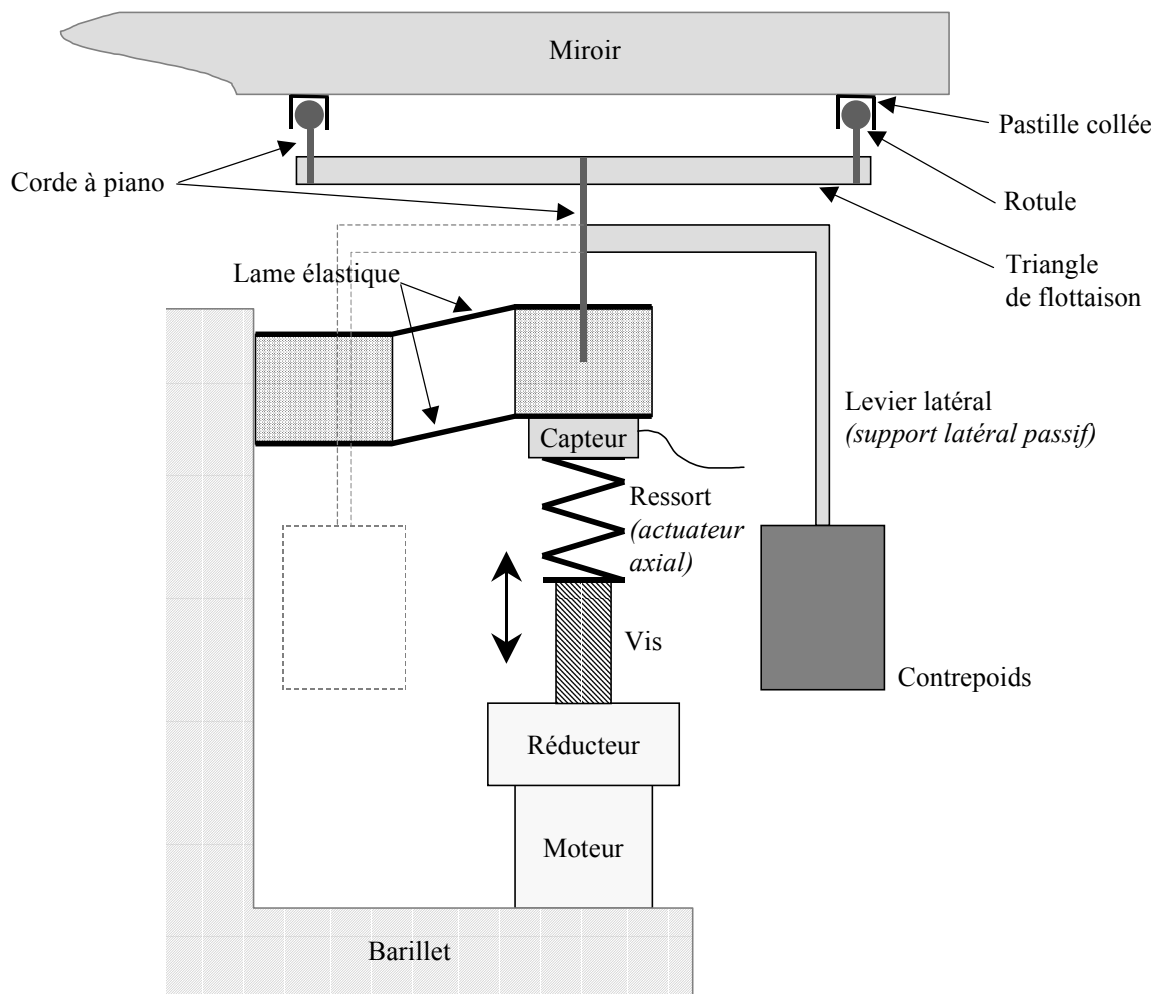


Figure 34 : Schéma de principe d'un des 29 actuateurs portant le miroir actif OVLA. La force est transmise au miroir par l'intermédiaire de cordes à piano afin d'éliminer tout couplage entre le support axial et latéral.

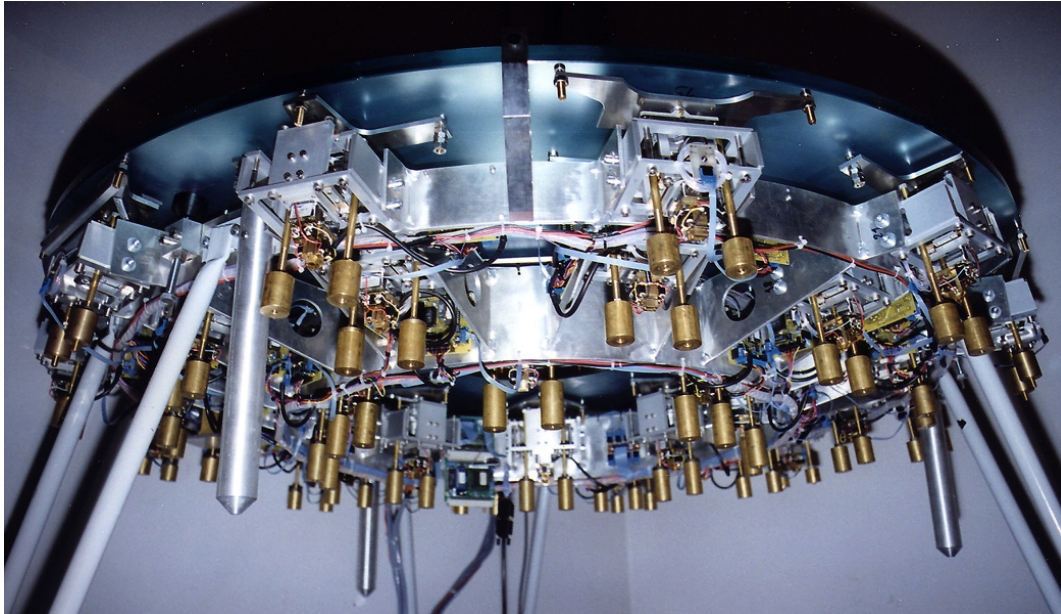


Figure 35 : Barillet actif équipé des leviers à contrepoids assurant de manière passive le maintien latéral du miroir.

3.3. Électronique du barillet actif

Au niveau de chaque actuateur, il est nécessaire de contrôler le moteur et de lire le capteur de force, afin d'asservir l'actuateur sur le poids calculé par l'analyse de front d'onde (cf. plus loin). Alors, à chaque actuateur, j'ai choisi d'associer une carte électronique composée d'un microcontrôleur, d'une partie analogique pour la lecture du capteur et d'une partie commande pour le moteur (cf. Figure 36).

Le microcontrôleur est un 80C32. Il assure l'asservissement de la force exercée par le ressort de l'actuateur.

Le capteur de force est un pont de Weastone de 4 jauges de contrainte monté sur une membrane élastique. Son étendue de mesure est de 6°Kg et sa sensibilité de 10 mV par volt d'alimentation. La partie analogique assurant la lecture du capteur est composée d'un amplificateur d'instrumentation (AD620) et d'un convertisseur analogique-numérique 12 bit série (AD7893). Cette configuration offre un gain de 0.026 N/ADU environ, ce qui est inférieur à la meilleure résolution nécessaire de l'actuateur (0.035 N).

Le moteur actionnant la vis de l'actuateur est un moto-réducteur à courant continu PortEscap. Il est piloté dans les deux sens en 24V par l'intermédiaire d'un driver L293D. Des microrupteurs de fin de courses protègent le système et avertissent le microcontrôleur.

Chacune de ces 32 cartes est connectée par un bus I2C à un microcontrôleur maître (80C537) qui sert d'interface entre l'ensemble du barillet et un ordinateur. Le dialogue avec ce dernier passe par une liaison série RS-232.

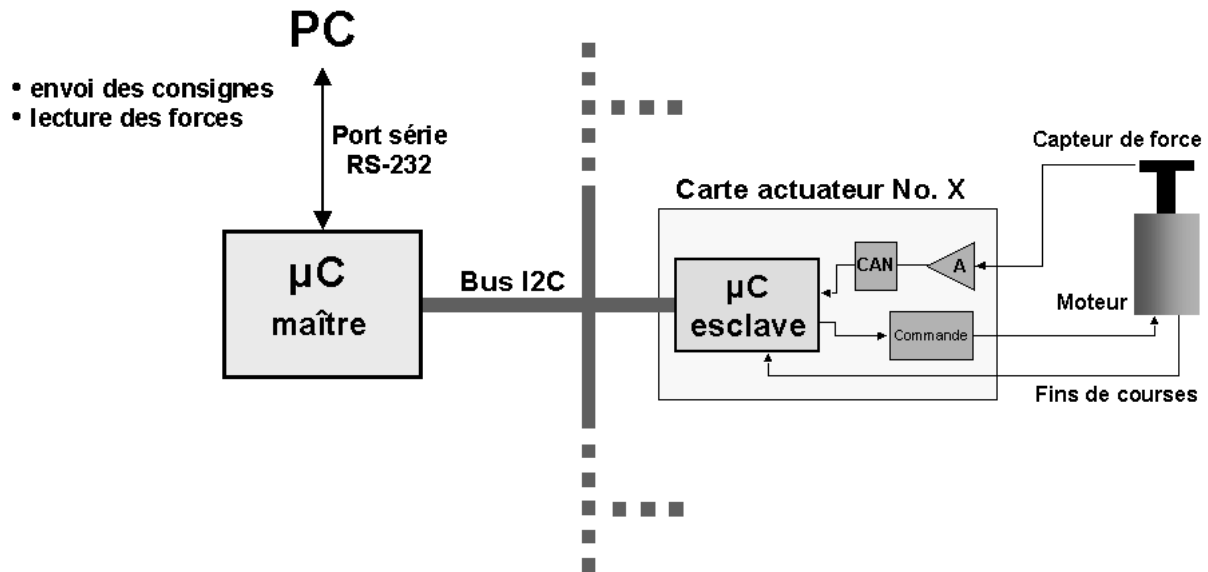


Figure 36 : Schéma électronique d'un actuateur supportant le miroir actif OVLA.

3.4. Contrôle du miroir actif OVLA

3.4.1. Compensation de la composante axiale du poids

Durant les phases de pointage et de suivi sidéral, le barillet actif doit en permanence compenser la composante axiale du poids du miroir qui varie avec la distance zénithale Z , afin de conserver l'équilibre entre le miroir et les actuateurs. Cette compensation empêche le miroir de décoller des points fixes, ou au contraire d'écraser les points fixes.

Pour chaque actuateur, il faut donc ajuster la force axiale proportionnellement à $\cos Z$ durant l'observation. En revanche, l'amplitude d'un défaut permanent du miroir (astigmatisme, aberration sphérique...) ne varie pas avec l'inclinaison. La correction en $\cos Z$ s'ajoute donc aux résultats de l'analyse de front d'onde.

Cependant, une mauvaise compensation de l'inclinaison se traduit principalement par une déformation du miroir en $(Z10)$ *trèfle*, qui correspond à un écrasement sur les trois points fixes. Il existe donc deux procédures de corrections de la composante axiale du poids : par lecture des inclinomètres ou (et) par analyse de front d'onde. La lecture quasi-instantanée des inclinomètres permet de dégrossir rapidement et régulièrement l'effet de l'inclinaison, tandis que l'analyse de front d'onde, plus lente mais absolue, permet d'effectuer une correction bien plus précise. Il faut bien sûr prendre garde à ne pas appliquer la correction deux fois !

Pour un miroir à dos plan, la force axiale $P(Z)$ portée par chaque actuateur, pour une distance zénithale Z , s'exprime :

$$P(Z) = P(0) \cdot \cos Z \quad (45)$$

$P(0)$ est la force axiale exercée au zénith. Il s'agit d'une constante calculée à partir du poids du miroir et de la topologie du barillet (nombre d'actuateurs, répartition des actuateurs, etc.) et éventuellement des défauts statiques du miroir.

Cependant, le miroir du télescope OVLA est un ménisque. Chaque actuateur i doit donc exercer une force axiale qui dépend de sa position sous le miroir, c'est-à-dire de son azimut az_i et de son inclinaison ζ_i par rapport à l'axe optique du miroir. L'angle ζ_i est maximum pour les actuateurs situés à la périphérie du miroir et vaut $7,92^\circ$. L'actuateur 14 (dirigé vers le sud lorsque le télescope est au méridien) a été choisi comme origine des azimuts az_i . Pour calculer les forces axiales, nous avons donc besoin, en plus de la distance zénithale Z du télescope, de connaître azp , l'azimut de la ligne de plus grande pente, afin d'en déduire z_i , la distance zénithale « vraie » de chaque actuateur (cf. Figure 37).

L'inclinomètre, ou les coordonnées de l'étoile pointée, permettent de déterminer les angles γ et β caractérisant mieux la position du télescope en mode alt-alt (cf. chapitre « Contrôle du télescope-boule OVLA »). La distance zénithale Z est telle que :

$$\cos Z = \cos \gamma \cdot \cos \beta . \quad (46)$$

L'azimut azp de la ligne de plus grande pente par rapport à l'actuateur 14, est définie par :

$$\begin{cases} \cos azp = \frac{-\sin \beta}{\sin Z} \\ \sin az = \frac{-\cos \beta \cdot \sin \gamma}{\sin Z} \end{cases} \quad (47)$$

La distance zénithale « vraie » de l'actuateur d'azimut az_i , d'inclinaison ζ_i , vaut z_i , telle que :

$$\cos z_i = \cos Z \cdot \cos \zeta_i + \sin Z \cdot \sin \zeta_i \cdot \cos(az_i - azp) . \quad (48)$$

Enfin, si le télescope pointe à une distance zénithale Z , la force axiale portée par l'actuateur i , s'exprime :

$$P(i, Z) = P(i, 0) \cdot \cos z_i \quad (49)$$

Pour compenser parfaitement la composante axiale du poids du miroir, il faut envoyer une correction à l'actuateur i dès que l'écart entre la force axiale réellement supportée par l'actuateur et la force théorique $P(i, Z)$ devient supérieur à la résolution imposée.

compte tenu que l'on observe rarement loin du méridien et que le front d'onde est déjà perturbé par la turbulence atmosphérique.

En pointage, il n'est évidemment pas nécessaire de corriger la composante axiale du poids à $0.035 N$ par actuateur, puisqu'aucune observation n'est en cours. Par sécurité, il faut toutefois s'assurer que le déséquilibre supporté par les points fixes n'excède pas 1 kg, soit 1% du poids total du miroir. Cela revient à effectuer une correction active dès que la variation de $\cos Z$ devient supérieure $0,01$. Ainsi, en partant du zénith ($Z=0^\circ$), six corrections seront nécessaires pour pointer jusqu'à $Z=20^\circ$, et 29 corrections seront nécessaires pour pointer jusqu'à $Z=45^\circ$, limite de la zone observable du télescope OVLA.

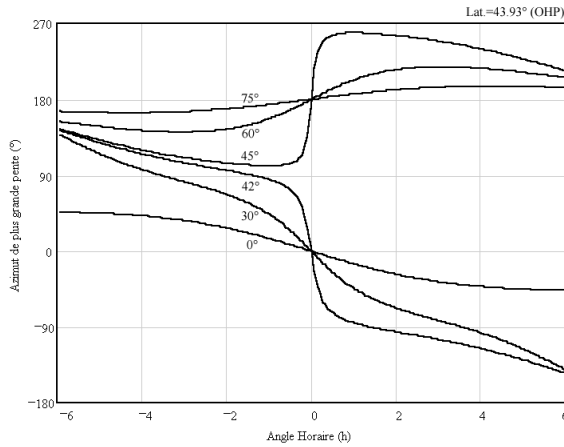


Figure 38 : Azimut de la ligne de plus grande pente en fonction de l'angle horaire et pour plusieurs déclinaisons.

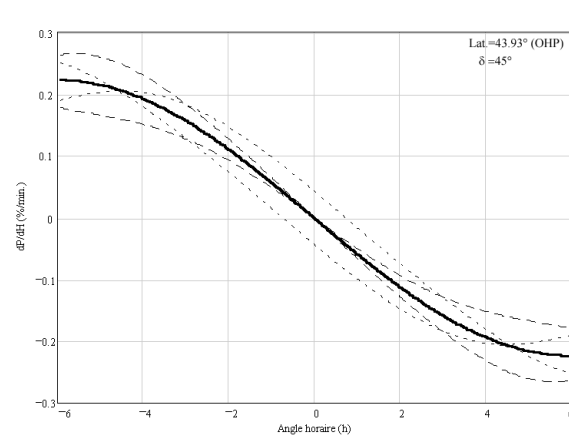


Figure 39 : Évolution de $d\cos Z/dH$ (trait plein) et de $dP(i,Z)/dH$ pour différents actuateurs périphériques (traits pointillés).

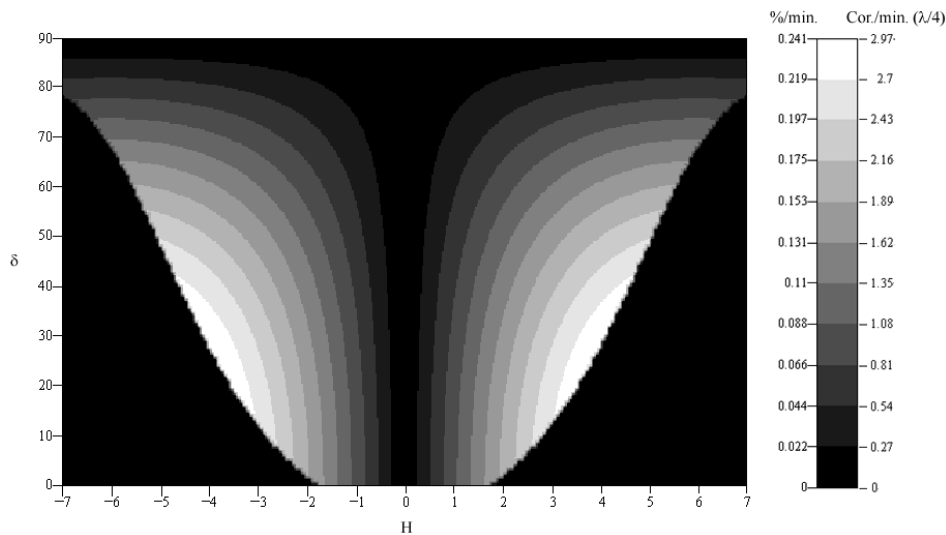


Figure 40 : Carte de $|d\cos Z/dH|$ en fonction de H et δ pour la zone de ciel observable. Dans le cas le plus défavorable ($H=\pm 4h$, $\delta=30^\circ$), la composante axiale du poids du miroir varie de $0.24\%/min.$, ce qui correspond à presque 3 corrections actives par minute si l'on souhaite maintenir la surface du miroir à mieux que $\lambda/4$.

3.4.2. Analyse de front d'onde

3.4.2.1. Principe

Les capteurs optiques sont capables de mesurer l'intensité lumineuse, mais pas la phase de l'onde lumineuse. Un analyseur de front d'onde permet de déterminer la phase à partir de l'intensité. Il nécessite le plus souvent un montage optique spécifique et un système d'acquisition et d'analyse des images obtenues.

Il existe différents types d'analyseur de front d'onde :

- les analyseurs géométriques (couteau de Foucault⁶⁶, test de Hartmann⁶⁷, senseur de courbure⁶⁸, pyramides⁶⁹),
- les analyseurs interférométriques,
- les analyseurs utilisant des méthodes diffractives⁷⁰.

Les déformations mesurées sur la surface d'onde sont généralement exprimées en terme de polynômes de Zernike⁷¹. Ces derniers constituent une base orthonormée $\{Z\}$ sur une pupille circulaire décrivant les aberrations optiques ramenées au meilleur foyer. Le Tableau 11 présente les expressions analytiques des 15 premiers polynômes de Zernike.

3.4.2.2. Le senseur de courbure

Proposé par Roddier⁷² (selon une idée de J. Beckers) pour les sources ponctuelles, le senseur de courbure consiste à mesurer la répartition de l'intensité lumineuse dans deux plans situés de part et d'autre du foyer, à la même distance L . Le plan situé en amont du foyer est appelé *plan intrafocal*, tandis que celui situé en aval est appelé *plan extrafocal*. Une concavité de la surface de l'onde convergente fait apparaître une surintensité locale dans le plan intrafocal et une zone d'ombre symétrique dans le plan extrafocal (cf. Figure 41).

La différence des deux images nous donne la courbure en tout point du front d'onde. La sensibilité de la mesure est inversement proportionnelle à la distance L des plans imagés par rapport au foyer. De plus, cette analyse n'est valable qu'en l'absence d'aberrations pupillaires, il faut pour cela que les plans imagés soient à l'extérieur de la caustique.

Enfin, notons qu'une lentille de champ est nécessaire pour éloigner le plan pupille des plans intra et extrafocaux, sinon la distribution d'intensité lumineuse varie peu et n'est plus représentative de la forme du front d'onde.

Z	n	m	Expression mathématique	Aberration optique
1	0	0	1	Piston
2	1	1	$2\rho \cos(\theta)$	Basculements (<i>tip-tilt</i>)
3			$2\rho \sin(\theta)$	
4	2	0	$\sqrt{3} (2\rho^2 - 1)$	Défocalisation (<i>defocus</i>)
5		2	$\sqrt{6} \rho^2 \sin(2\theta)$	Astigmatismes du 3 ^{ème} ordre
6			$\sqrt{6} \rho^2 \cos(2\theta)$	
7	3	1	$\sqrt{8} (3\rho^3 - 2\rho) \sin(\theta)$	Comas du 3 ^{ème} ordre
8			$\sqrt{8} (3\rho^3 - 2\rho) \cos(\theta)$	
9		3	$\sqrt{8} \rho^3 \sin(3\theta)$	Trèfles (<i>trifoil</i>)
10			$\sqrt{8} \rho^3 \cos(3\theta)$	
11	4	0	$\sqrt{5} (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$	Aberration sphérique du 3 ^{ème} ordre
12		2	$\sqrt{10} (4\rho^4 - 3\rho^2) \cos(2\theta)$	Astigmatismes du 5 ^{ème} ordre
13			$\sqrt{10} (4\rho^4 - 3\rho^2) \sin(2\theta)$	
14		4	$\sqrt{10} \rho^4 \cos(4\theta)$	<i>Quad</i>
15			$\sqrt{10} \rho^4 \sin(4\theta)$	

Tableau 11 : Expressions mathématiques des 15 premiers polynômes de Zernike en fonction de leur degré radial (n) et azimutal (m).

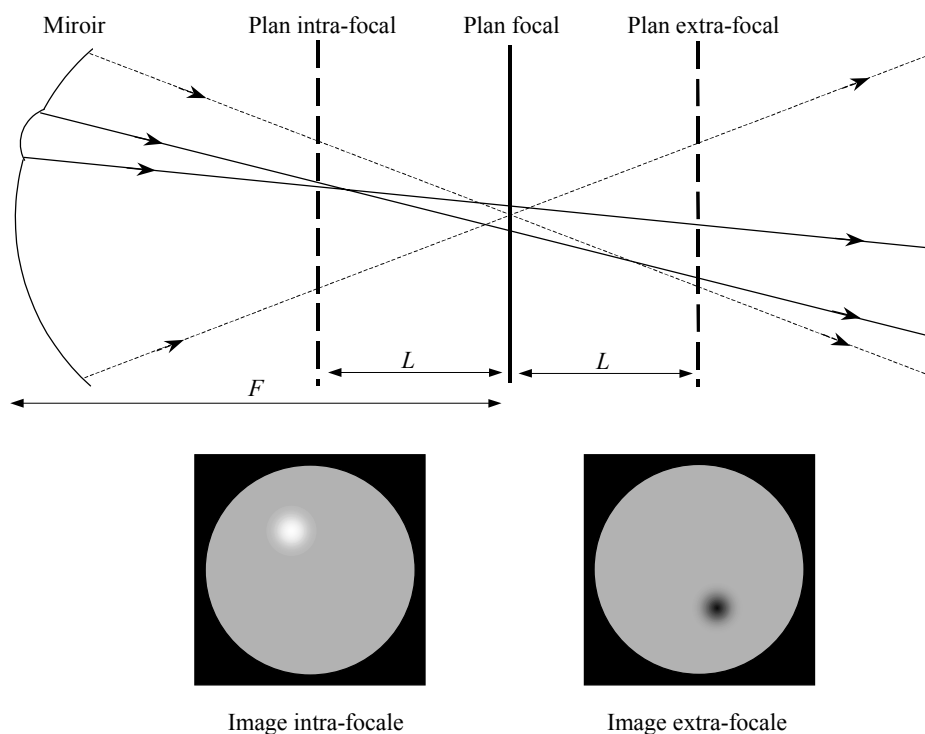


Figure 41 : Principe du senseur de courbure.

3.4.2.3. Analyseur de front d'onde du télescope OVLA

Pour effectuer l'analyse de front d'onde réfléchi par le miroir actif du télescope OVLA, nous avons opté pour le senseur de courbure. Pour cela on place une lentille convergente ou divergente au foyer afin d'imager respectivement le plan intrafocal ou extrafocal sur un récepteur (caméra CCD) placé derrière (cf. Figure 42).

La configuration optique et mécanique complète de l'analyseur de front d'onde du télescope OVLA est représentée par la Figure 43. Le faisceau afocal issu du miroir secondaire du télescope est focalisé par un objectif achromatique de 100 mm de diamètre et de 600 mm de focale. Derrière cet objectif, se trouve un cube séparateur partageant le faisceau entre la caméra de l'analyseur de front d'onde (SBIG ST7) et la caméra de guidage (caméra vidéo WATEC).

Une roue à lentilles installée à l'entrée de la ST7 permet ainsi d'imager deux paires de plans intra et extrafocaux situés à ± 500 mm et ± 250 mm du foyer. La première paire permet de faire une mesure grossière en début d'observation lorsque le miroir est susceptible d'être très déformé, tandis que la seconde autorise des mesures plus précises.

A noter qu'une lentille fixe divergente de 250 mm de focale est placée à 3 mm derrière la roue à lentilles pour rejeter le plan pupille à l'infini.

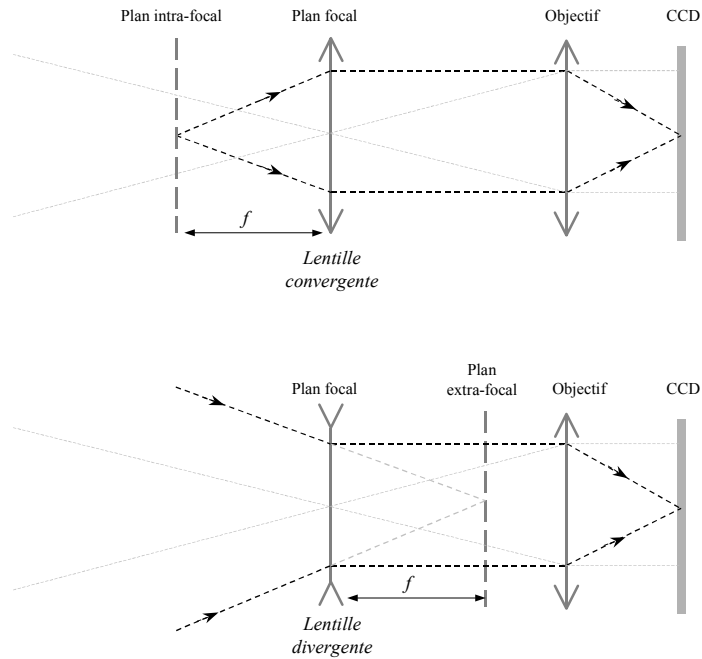


Figure 42 : Schéma optique simplifié d'un senseur de courbure utilisé pour l'analyseur de front d'onde du télescope OVLA. Les images intrafocales et extrafocales sont obtenues sur le même CCD grâce à une lentille convergente ou divergente amovible.

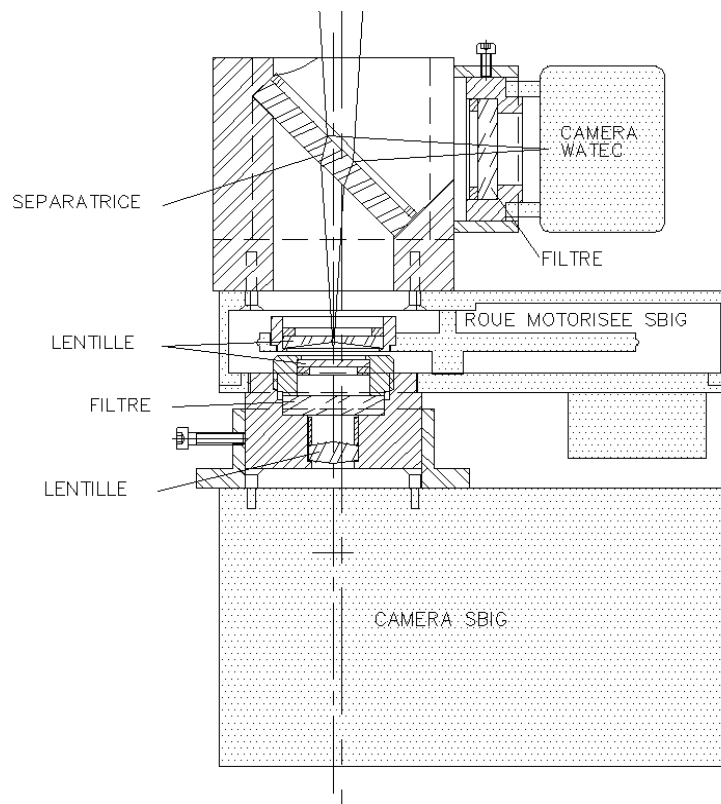


Figure 43 : Ensemble optique du bloc caméra du télescope OVLA. Le faisceau ouvert à $F/D=8$ issu du télescope est partagé par un cube séparateur (représenté ici par une lame séparatrice) entre la caméra de guidage (WATEC) et l'analyseur de front d'onde (roue à lentille + caméra SBIG ST7) (dessin : Julien Dejonghe, Collège de France).

3.4.3. Asservissement des actionneurs

Comme nous l'avons vu plus haut, l'asservissement de chaque actionneur est contrôlé par un microcontrôleur.

La vitesse de rotation du moteur de l'actionneur est constante. Elle est fixée par la tension d'alimentation (24V). L'asservissement est donc réalisé en modulant la durée d'action du moteur dans un des deux sens de marche.

L'avantage de ce mode d'asservissement est sa simplicité, aussi bien au niveau électronique qu'au niveau logiciel (commande « tout ou rien »). Cependant, l'asservissement est lent si d'importantes corrections sont nécessaires.

Afin d'éviter des problèmes de parasites, la lecture du capteur de force n'est effectuée que lorsque le moteur est à l'arrêt. Le microcontrôleur calcule donc une durée théorique d'action du moteur, lit le capteur, et actionne à nouveau le moteur si nécessaire, jusqu'à ce que la force mesurée soit à l'intérieur de la fenêtre de précision fixée par l'opérateur. Le programme d'asservissement du microcontrôleur n'utilise donc que deux paramètres : la vitesse de correction du moteur et la précision demandée. Selon les actionneurs, la vitesse de correction est de 500 à 600 ms/N, ce qui représente un bon compromis entre la précision recherchée et la vitesse de correction.

La présence d'un microcontrôleur par actionneur permet de contrôler les 29 actionneurs de manière quasi-simultanée. Ainsi, la durée moyenne d'une correction active complète est de quelques secondes seulement. De plus, cette architecture parallèle assure une homogénéité de la distribution des forces pendant toute la durée de la correction active, et évite ainsi d'éventuelles surcharges passagères sur un ou plusieurs actionneurs.

En toute rigueur, il faudrait que la durée de l'asservissement soit la même pour tous les actionneurs pour que la distribution *courante* des forces soit une parfaite interpolation de la distribution de *départ* et de la distribution d'*arrivée*. Ce mode d'asservissement synchronisé n'a pas été programmé pour l'instant car les écarts de forces entre deux corrections actives sont généralement faibles. Il est toutefois possible de modifier le programme de chaque microcontrôleur si cela se montre indispensable.

3.4.4. Boucle d'asservissement complète

Le système informatique assurant le contrôle du miroir actif est constitué de deux ordinateurs PC. D'une part, un premier PC tournant sous *Linux* gère l'acquisition des images de la caméra CCD *SBIG ST7* (logiciel *AOCS*) et l'analyse de front d'onde (logiciel *EF*). D'autre part, un second PC tournant sous *Windows 95* contrôle les actionneurs du barillet actif (logiciel

Activa). Une ligne *Ethernet* relie les deux PC pour permettre le bouclage de l'asservissement suivant l'organigramme présenté en Figure 44.

La caméra *ST7* est contrôlée par *AOCS* (*Active Optics Control Software*), interface graphique développée en *TCL/TK* par Luc Arnold à partir de routines distribuées gratuitement⁷³.

L'analyse de surface d'onde par la méthode de courbure à partir de deux images intra et extrafocales est assurée par le logiciel *EF* distribué par la société *Laplacian Optics*⁷⁴ (cf. Figure 45).

Les déformations du front d'onde sont calculées dans la base des polynômes de Zernike. Un module convertit ensuite les coefficients des polynômes de Zernike en variations de forces pour chacun des 29 actionneurs à partir de tables de calibrations. Notons la présence d'une alternative intitulée « *analyse modale* » sur le graphe. En effet, il est possible de décomposer les corrections suivant les 29 premiers modes propres du miroir. Ces modes ont été calculés par Luc Arnold, grâce à un modèle analytique de miroir ménisque^{75,76}. Cette analyse supplémentaire optimise les déplacements de chaque actionneur.

La nouvelle distribution de forces est transférée sur le deuxième PC contrôlant les actionneurs à l'aide d'une ligne *Ethernet* (partage de fichiers à l'aide du serveur *Samba*). Le logiciel *ACTIVA* développé en *Microsoft Visual Basic* assure l'envoi des nouvelles consignes aux actionneurs et affiche le statut de chaque actionneur. Ce logiciel effectue également la compensation de la composante axiale du poids du miroir en fonction de l'inclinaison fournie par les inclinomètres du télescope.

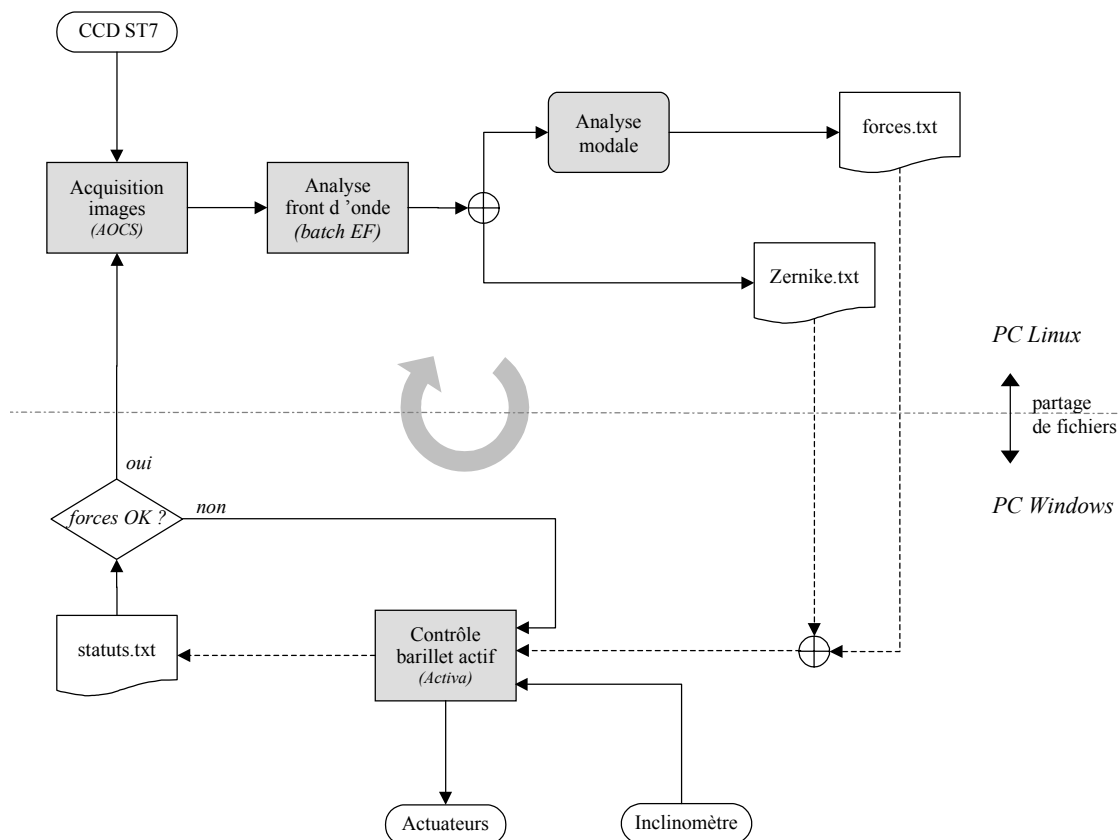


Figure 44 : Organigramme de la boucle d'asservissement du miroir actif OVLA. L'acquisition des images intra-extrafocales et l'analyse de front d'onde sont réalisées par le PC Linux. Par contre, le contrôle du barillet actif et de l'inclinaison du télescope est assuré par le PC Windows 95. Un serveur Samba permet de partager des fichiers entre les deux PC, et ainsi de fermer la boucle d'asservissement.

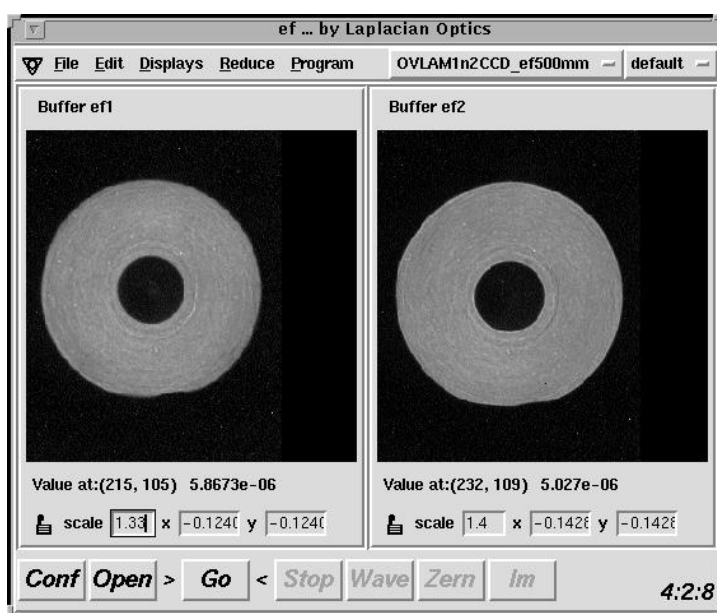


Figure 45 : Images intra et extrafocales à partir desquelles le logiciel EF de Laplacian Optics effectue l'analyse de surface d'onde. Le résultat est exprimé sous forme de polynômes de Zernike.

The screenshot shows the 'Asservissement complet' window. It features a central table with 29 actuators, each having a 'Consignes' (setpoint) and 'Contraintes et écarts' (constraints and deviations) column. The actuators are numbered 1 through 29. The 'Consignes' column contains values like 54389, 42449, 39534, etc. The 'Contraintes et écarts' column contains values like 8, -23, -6, etc. On the right, there are buttons for 'Consignes poids propre', 'Correction active (Zernike)', 'Lecture', 'Asservissement', 'Recalage du poids', 'Recalage des offsets', 'Sauver les consignes', 'Charger des consignes', and 'Quitter'. At the bottom, there are checkboxes for 'mN' and 'Asser. parallèle', and a 'Status' field showing 'Retour lec OK'.

Figure 46 : Fenêtre du logiciel ACTIVA permettant le contrôle des 29 actuateurs du barillet actif OVLA.

3.5. Essais préliminaires en laboratoire

Les premiers tests optiques du miroir actif du télescope OVLA ont été effectués en 1997 dans la salle de l'ancien spectrographe coudé du télescope de 152 cm de l'OHP. Le miroir était placé sur son barillet, à l'horizontale, sans support latéral (cf. Figure 47), le but de ces essais préliminaires étant de valider le support axial, ainsi que le système de contrôle des actuateurs et de l'analyse de surface d'onde.

Le miroir est éclairé par une source laser placée en son centre de courbure, à 5.15 m au-dessus de sa surface parabolique. Pour se placer dans les conditions réelles d'utilisation (source à l'infini), un correcteur de Offner⁷⁷ est installé à proximité du laser. Ce montage est un ensemble de deux lentilles qui compensent exactement l'aberration de sphéricité du miroir. Le dimensionnement et le positionnement de ce correcteur sont très critiques. Enfin d'éviter tout risque d'erreur, les premières mesures ont été doublées par un test de Foucault.

Le barillet actif a rapidement été validé de manière satisfaisante au niveau électronique et informatique. Cependant les premières analyses de front d'onde étaient très bruitées, car le récepteur utilisé n'avait aucune qualité photométrique (linéarité, bruit). En effet, contrairement au Shack-Hartmann, l'analyse de surface d'onde par courbure passe par une mesure photométrique, avec toutes les contraintes que cela impose (prise d'*offset*, *dark* et *flat field*). Ce problème a été résolu par le remplacement de la caméra vidéo initialement prévue, par une caméra CCD refroidie par modules Pelletiers (Hisis22 puis SBIG ST7).

Notre but était tout d'abord de vérifier l'exactitude du modèle élastique théorique du miroir. Les mesures sont en accord avec le modèle. Par exemple, après l'action d'un actuateur

périphérique, nous avons mesuré un astigmatisme (Z_6) de 280 ± 40 nm rms , pour une valeur théorique de 300 nm rms.

Ensuite, nous avons bouclé plusieurs cycles d'analyses de front d'onde et de corrections actives afin de réduire l'astigmatisme (Z_5 et Z_6). Après deux itérations, Z_5 et Z_6 sont passés de 500 nm rms à 50 nm rms, ce qui est deux fois meilleur que l'astigmatisme généré par une turbulence atmosphérique de 1'' (cf. Figure 48). Ces premiers résultats de notre optique active en laboratoire ont été présentés à Kona en 1998 lors de la conférence SPIE⁷⁸.

De cette manière, nous sommes parvenus à corriger toutes les aberrations optiques jusqu'à Z_{15} (les ordres supérieurs sont négligeables) excepté Z_{11} , l'aberration de sphéricité. En effet, le miroir actif présentait une aberration de sphéricité de plus de $1.8 \mu\text{m rms}$ sur le verre, bien trop importante pour être compensée par les actuators. Pourtant le miroir ne présentait aucun défaut majeur lorsqu'il était installé sur son barillet de contrôle, utilisé lors du polissage (support passif constitué d'une membrane soutenue à la fois par une surpression d'air et par une hiérarchie de triangles de flottaison). Après avoir longtemps suspecté la mécanique du barillet actif et le test de *Offner*, nous nous sommes aperçu que cette aberration sphérique était due à un gradient thermique de 0.25°C généré entre le dos et la face du miroir par l'électronique des actuators. Or, le miroir n'était pas dans les pires conditions thermiques. En effet, le gradient généré par l'exposition du miroir au ciel nocturne atteint facilement 0.8°C ! Ce problème a été résolu grâce à un système de chauffage de l'aluminure que nous avons développé en 1999 (cf. § suivant).

Enfin, les tests optiques incluant le support latéral ont été réalisés en septembre et octobre 1999, directement sur le ciel, le miroir installé dans la monture boule. La présentation des ces résultats fait l'objet d'un chapitre séparé (cf. Chapitre « Première lumière et avenir du télescope prototype OVLA »).



Figure 47 : Vue du miroir actif de 1.5 m lors des premiers tests optiques. Une lentille de Offner et un analyseur de surface d'onde sont placés près du centre de courbure, 5.15 m au-dessus du miroir.

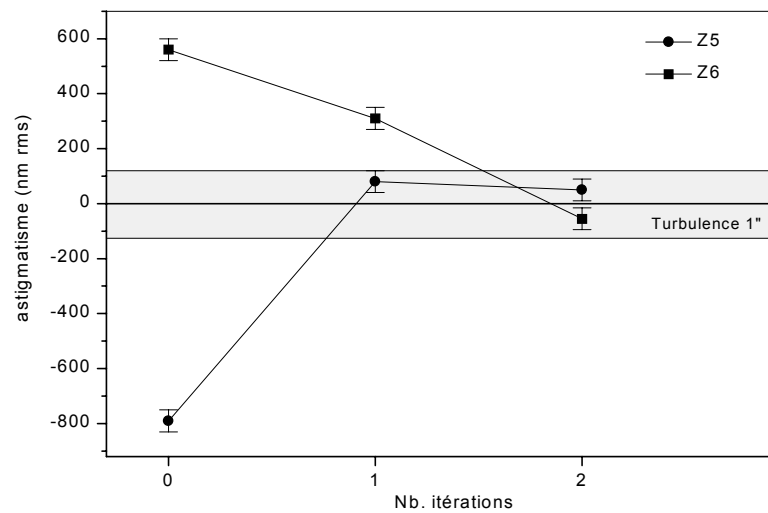


Figure 48 : Graphique présentant la décroissance de l'astigmatisme (Z5 et Z6) durant un cycle de corrections actives du miroir OVLA réalisé en laboratoire. L'astigmatisme du miroir devient inférieur à celui généré par une turbulence atmosphérique de 1" en deux itérations.

3.6. Le contrôle thermique du miroir actif OVLA

3.6.1. Introduction

Les premiers tests optiques en laboratoire, nous ont fait prendre conscience de l'extrême importance des effets thermiques sur un miroir de télescope. De plus, pour des raisons économiques, le miroir actif OVLA est en verre ordinaire, ce qui le rend encore plus sensible aux variations de température. En effet le coefficient de dilatation (CTE) du verre à vitres est de $9.10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, contre $3.10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ pour le Pyrex (borosilicate) et $3.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$ pour l'ULE de Corning (titanium silicate).

De plus, cette sensibilité thermique est accentuée par l'épaisseur de 24 mm, qui est à la fois trop petite pour rendre le miroir indéformable, et trop grande pour que le gradient à l'intérieur du verre soit négligeable.

Nous allons voir que les conditions thermiques que connaît habituellement un miroir de télescope sont trop sévères pour le miroir actif OVLA et qu'un contrôle actif de la température du miroir est nécessaire pour compenser les aberrations générées.

3.6.2. Conditions thermiques d'un miroir de télescope

La Figure 49 présente un miroir de télescope dans les conditions typiques d'observation. Le miroir est généralement installé au fond d'un tube pointant le ciel nocturne. L'ensemble est placé au niveau du sol terrestre et baigne dans l'air ambiant.

Le soleil est la source essentielle d'énergie de notre planète. Le système Terre-atmosphère absorbe en partie le rayonnement solaire et réémet de l'énergie dans l'infrarouge moyen et lointain. Ce rayonnement thermique se fait de jour comme de nuit et peut atteindre 300 W/m^2 selon les régions et la nébulosité.

Finalement, nous pouvons considérer le sol terrestre comme une source chaude et le ciel étoilé comme une source froide. Les nuages éventuels sont également des sources chaudes puisqu'ils réfléchissent vers le sol une partie du rayonnement thermique émis par la Terre. Le dos du miroir est donc plus chaud que la face supérieure du miroir. Un gradient de température s'installe à l'intérieur du verre. Le miroir se déforme comme le fait un bilame.

Enfin, il faut savoir que le gradient est proportionnel à l'angle solide que remplit le ciel. Donc, plus le tube du télescope sera long, plus le gradient sera faible.

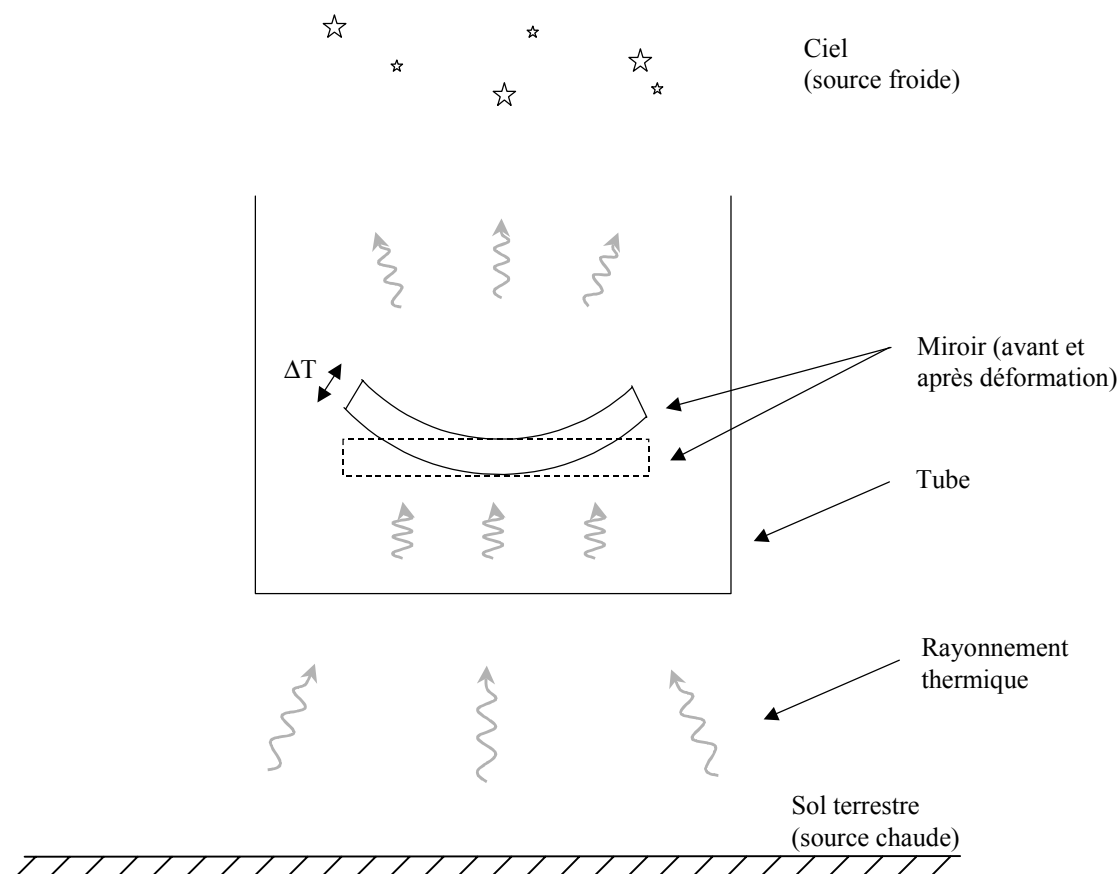


Figure 49 : Conditions thermiques d'un miroir de télescope. Le rayonnement thermique émis par le sol génère un gradient thermique de 0.5°C environ à l'intérieur du verre entre le dos et la face du miroir. Le miroir se déforme alors comme un bilame et peut présenter une aberration de sphéricité de plusieurs microns.

3.6.3. Mesure du gradient thermique

Les mesures ont été effectuées sur le miroir OVLA de rechange que nous avons aluminé afin de reproduire le mieux possible les conditions réelles. De plus, un cylindre de carton protège le miroir du vent et simule la présence d'un tube de télescope.

Un ensemble de sondes platine de 100Ω reliées à un ohmmètre mesure, en 7 endroits différents, la température du dos et de la face du miroir avec une précision de 0.02°C en différentiel. La longueur des fils électriques et la faible variation de résistance du cuivre sur la plage utile de température (0 à 25°C), autorisent l'usage d'un montage à 2 fils seulement.

Nous avons observé une différence de température moyenne d'environ 0.5°C entre le dos (plus chaud) et la face du miroir (plus froide). Le gradient n'est pas parfaitement uniforme sur l'ensemble du miroir. Des fluctuations spatiales de 0.1°C crête à crête sont visibles d'un point à l'autre du miroir. Mais, moyenné sur une échelle de temps de quelques dizaines de minutes, le gradient est globalement uniforme : il n'y a pas de zones systématiquement plus

chaudes que d'autres. Ces fluctuations sont certainement dues à des mouvements lents de bulles d'air chaud.

Il est à noter que le gradient moyen se stabilise en moins de 60 minutes (cf. Figure 50) et dépend peu de la température ambiante (même valeur en hiver et en été).

Toutefois, le gradient thermique dépend fortement de la nébulosité. En effet, il peut atteindre 0.85°C par ciel pur, et au contraire descendre à moins de 0.25°C par ciel entièrement couvert. Notre miroir est donc en quelque sorte un pyranomètre capable de mesurer la couverture nuageuse nocturne (cf. annexe E).

	Résistance à 0°C (Ω)	Coefficient de température ($^{\circ}\text{K}^{-1}$)	Plage de température	Constante de temps (s)
Sonde Pt100 classe A	100.00 ± 0.12	$0.003850 \pm 13 \text{ ppm}$	$-50 \text{ à } 200^{\circ}\text{C}$	1.00

Tableau 12 : Caractéristiques des sondes laminaires de température utilisées pour le contrôle thermique du miroir actif OVLA (d'après MINCO S.A.).

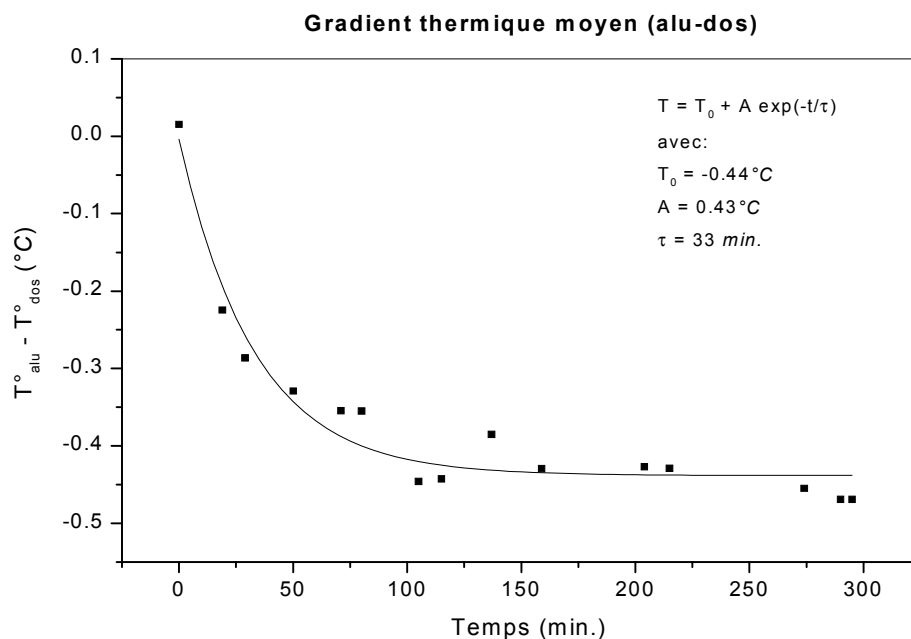


Figure 50 : Ecart moyen de température mesuré durant la nuit du 29/03/99 entre le dos et la face du miroir actif OVLA de 1.5m de diamètre et de 24mm d'épaisseur. Un écart thermique s'établit dès le début de l'exposition au ciel étoilé ($t=0 \text{ min.}$) suivant une loi exponentielle de constante de temps $\tau=33\text{min.}$ et de valeur finale -0.44°C .

Nous avons également constaté une différence de température de plus de 1°C entre l'air situé en-dessous et l'air situé au-dessus du miroir. Le gradient de température régnant à l'intérieur du miroir est donc également entretenu par un phénomène de conduction thermique entre l'air et le verre. Il conviendra donc de prévoir un système de ventilation pour homogénéiser la température de l'air autour du miroir.

3.6.4. Déformations thermiques du miroir

A partir de ces résultats, nous pouvons calculer les déformations engendrées au niveau de la surface optique du miroir. Pour cela, Luc Arnold a fait des simulations avec le logiciel CASTEM 2000 utilisant la théorie des éléments finis. On a supposé, dans l'épaisseur du verre, un gradient linéaire de 1°C. Ce qui est pessimiste car le plus fort gradient observé était de 0.85°C. La Figure 51 donne le profil radial du miroir avec et sans gradient thermique. Les principales déformations engendrées sont :

- du *defocus* ($Z4 = 6.56 \mu m \text{ rms}/^{\circ}C$ sur le verre),
- de l'aberration sphérique ($Z11 = 3.15 \mu m \text{ rms}/^{\circ}C$ sur le verre).

Le terme de *defocus* engendre un simple déplacement ε du foyer compensable par translation du miroir secondaire :

$$\varepsilon = 32\sqrt{3}\left(\frac{f}{D}\right)^2 Z_4$$

Pour le miroir OVLA, $f/D=1.7$ d'où $\varepsilon = 1,05 \text{ mm}/^{\circ}C$ seulement.

Les premières analyses de front d'onde effectuées en 1997 donnaient une aberration sphérique de 900 nm rms sur le verre pour un gradient de 0,25°C. Ce qui est en bon accord avec les 800 nm calculés par éléments finis⁷⁹.

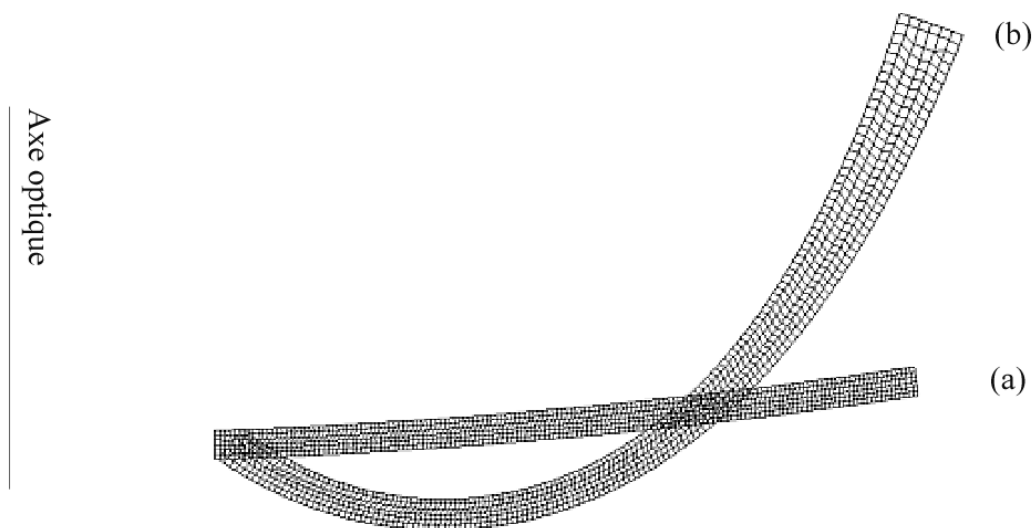


Figure 51 : Profil radial du miroir actif M1 OVLA calculé par éléments finis avec CASTEM 2000. Le miroir est un ménisque de 5.18m de rayon de courbure, ayant une épaisseur $h=24.1\text{mm}$ et un trou central de 0.175m de rayon. On considère un gradient thermique uniforme vertical de $-1/h \text{ }^{\circ}C/m$ à l'intérieur du verre (dos plus chaud). Le miroir OVLA est représenté avant (a) et après déformations (b). Les aberrations générées sont principalement du *defocus* ($Z4=6.56 \mu m \text{ rms}$ sur verre) compensable par translation de M2, et de l'aberration sphérique ($Z11=3.15 \mu m \text{ rms}$) trop forte pour être corrigée par les actuators de M1 (simulations : L. Arnold).

3.6.5. Remèdes possibles

Les actionneurs du miroir actif ne peuvent corriger une aberration sphérique supérieure à 250 nm rms sur le verre. Or nous venons de voir que la simple exposition du miroir au ciel nocturne peut facilement générer une aberration sphérique de 2500 nm rms sur le verre ! Heureusement, plusieurs solutions sont envisageables pour éliminer ce problème.

3.6.5.1. Optique adaptative

La première solution peut être de considérer qu'un jour, une optique adaptative (un secondaire adaptatif par exemple) ayant une dynamique suffisante pour corriger l'aberration sphérique pourra désaturer les actionneurs du miroir primaire actif.

3.6.5.2. Miroir secondaire à courbure variable

Une deuxième alternative serait d'utiliser un miroir secondaire actif capable de corriger l'aberration sphérique (en plus du *focus* et de la coma). Un miroir membrane dont la courbure est contrôlée par un actionneur central pourrait faire l'affaire⁸⁰.

3.6.5.3. Contrôle thermique

En attendant d'avoir les moyens d'acheter de telles optiques clé-en-main, on peut également concevoir un système de contrôle thermique du miroir primaire permettant de compenser le gradient de température.

Là encore, il existe plusieurs façons de compenser le gradient thermique. On peut soit refroidir le dos du miroir, soit réchauffer la face optique du miroir. Dans les deux cas, le bilan énergétique est le même, puisque le miroir est en équilibre thermique.

Si on applique une différence de température ΔT sur les faces opposées d'une plaque de surface S , d'épaisseur h et de conductivité thermique λ , il faut fournir une puissance ΔQ telle que :

$$\Delta Q = \lambda \frac{S}{h} \Delta T \quad (50)$$

Dans le cas du miroir OVLA, on a :

$$\lambda = 1,39 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

$$S = 1,81 \text{ m}^2$$

$$h = 0,0241 \text{ m}$$

$$\text{d'où } \Delta Q = 100,9 \cdot \Delta T$$

Une puissance de 100W est donc nécessaire pour compenser un gradient de 1°C. Un miroir de 1,5 m de diamètre placé sous le ciel « consomme » alors autant d'énergie qu'une ampoule électrique ! Bien qu'impressionnante, cette puissance sera facile à fournir.

- *Refroidissement du dos*

Le refroidissement du dos impose une évacuation des calories. Il serait possible de coller des modules Peltier au dos du miroir, refroidis par des radiateurs et une circulation d'eau... Nous pourrions aussi refroidir l'air en contact avec le dos du miroir en l'enfermant dans un caisson climatisé.

- *Chauffage de la face optique*

L'idée consistant à chauffer la face supérieure paraît meilleure étant donné qu'elle se contente d'apporter la chaleur perdue vers le ciel. De plus, cette solution a pour avantage de réduire la turbulence locale causée par une surface optique plus froide, et d'éviter le dépôt de rosée sur le miroir.

Pour chauffer la face optique, on peut éclairer la surface du miroir à l'aide d'une lampe infrarouge (laser CO₂, $\lambda=10\mu\text{m}$) placée au niveau de miroir secondaire. Cependant cette solution nécessite une puissance importante compte tenu de la réflectivité non nulle de l'aluminium à ces longueurs d'onde. De plus, cette lampe peut parasiter les observations réalisées dans l'infrarouge.

Il est également possible de chauffer la face optique par effet Joule, en faisant circuler un courant électrique uniforme à travers la couche d'aluminium. Cela nécessite un système d'électrodes situées sur les bords du miroir. L'équipe des télescopes GEMINI prévoit de chauffer de cette manière la surface optique de leurs miroirs de 8m en Zerodur afin de limiter la turbulence locale. Leur système n'a pas encore été testé sur GEMINI Nord, mais les essais qu'ils ont effectués sur des miroirs prototypes de 0.32 m et 1 m sont encourageants⁸¹.

Nous avons donc également choisi de nous lancer dans cette voie pour compenser le gradient thermique du miroir actif OVLA.

3.6.6. Système de chauffage de la face optique du miroir actif OVLA

3.6.6.1. Principe du système

Le passage du courant chauffe, par effet Joule, la couche d'aluminium, qui à son tour, par conduction, chauffe la face supérieure du verre. Ce transfert est à la fois rapide et efficace car la couche d'aluminure est extrêmement fine (100 nm), de plus l'énergie calorifique perdue dans l'air est négligeable car la conduction entre l'aluminium et l'air est nettement moins bonne qu'entre l'aluminium et le verre. De plus, les pertes par convection sont elles aussi négligeables puisque la température de la surface du miroir est normalement très voisine de celle de l'air environnant.

3.6.6.2. Estimation du courant et de la tension nécessaires

Nous allons tenter de calculer le courant nécessaire pour compenser le gradient thermique. D'après le calcul effectué plus haut, il faut fournir au miroir une puissance maximale de $100W$ pour compenser un gradient de $1^{\circ}C$.

Pour simplifier le calcul, nous allons considérer un miroir carré de même surface que le miroir OVLA, soit $1,81 m^2$. Cela nous permet d'introduire la notion de résistance carrée ($R_{\square}$) couramment utilisée en micro-électronique pour caractériser les conducteurs plans (silicium dopé...). Dans notre cas, la résistance d'un carré d'aluminure de résistivité ρ et d'épaisseur e :

$$R_{\square} = \frac{\rho}{e}$$

avec $\rho = 2,65.10^{-8} \Omega.m$ et $e = 100.10^{-9}m$, on obtient $R_{\square} = 0,265 \Omega$.

Le courant I nécessaire pour dissiper dans le miroir carré une puissance $P=100W$ vaut :

$$I = \sqrt{\frac{P}{R_{\square}}} = 20 A$$

La tension U à appliquer aux bornes du miroir est donc :

$$U = \frac{P}{I} = 5 V$$

Ces valeurs ne sont qu'une estimation, du fait que le miroir considéré est carré au lieu d'être circulaire, mais cela suffit pour dimensionner l'électronique de puissance (cf. plus loin).

3.6.6.3. Difficulté du système : l'obtention d'une densité de courant uniforme

Le système ne sera efficace que si l'on parvient à fournir une puissance uniforme sur l'ensemble du miroir. Cela suppose, d'une part, une bonne uniformité de la résistance de l'aluminure et, d'autre part, un courant parfaitement uniforme. En effet, l'échauffement produit par effet Joule en chaque point du miroir est proportionnel au carré de la densité de courant. Cela suppose donc :

- une « bonne » aluminure (épaisseur constante, absence de rayures, pas d'oxydation notable),
- un contact excellent entre les électrodes et l'aluminure,
- un grand nombre d'électrodes pour éviter les points chauds,
- un « remplissage » du trou central par des électrodes supplémentaires.

Concernant l'aluminure, il est à noter que des tests de conductivité effectués sur plusieurs miroirs, nous ont montré que l'âge de l'aluminure (de 1 mois pour le miroir de rechange, à 2 ans pour le miroir OVLA) est sans effet sur la résistance.

3.6.6.4. Géométrie des électrodes

Compte tenu des exigences établies plus haut, nous avons d'abord effectué des simulations par éléments finis à l'aide du logiciel TCE⁸² afin de déterminer la meilleure géométrie d'électrodes (nombre et positions).

La Figure 52 présente la carte des lignes de potentiel électrique pour un quart du miroir (le reste se déduisant par symétrie). On constate qu'avec 10 groupes d'électrodes, les équipotentielles sont parfaitement parallèles sur l'ensemble du miroir, excepté au voisinage des électrodes (« points chauds »). Chaque groupe d'électrodes est alimenté par une tension proportionnelle à son ordonnée. Cela prouve que le champ électrique E_y est constant, et donc que la densité de courant échauffant la surface du miroir est uniforme.

Pour limiter les « points chauds », les électrodes couvrent 2/3 du périmètre du miroir. Cette valeur nous a semblé être un bon compromis. En effet, des électrodes plus petites et plus espacées génèrent des « points chauds » trop importants, tandis que des électrodes plus larges, voire quasi-jointives, risquent de rendre les bords du miroir plus conducteurs que l'aluminure elle-même, les électrodes étant plus conductrices que l'aluminure. La longueur d'une électrode est fonction de sa position en ordonnée, de manière à ce que la longueur projetée sur l'axe $x=0$ soit identique pour toutes les électrodes.

Enfin, la Figure 53 est une photographie du miroir actif OVLA montrant la disposition des électrodes telle qu'elle a été simulée par le logiciel TCE.

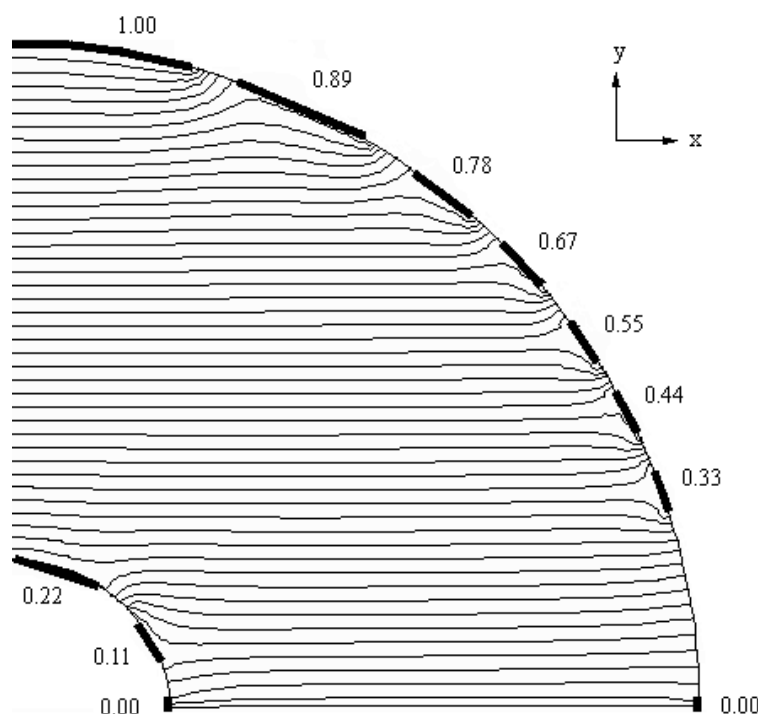


Figure 52 : Lignes de potentiel électrique générées par un ensemble d'électrodes (traits noirs épais) situées sur les bords du miroir. Chaque électrode est alimentée par une tension proportionnelle à y (0.11V, 0.22V, etc.), y étant l'ordonnée de l'électrode. Les équipotentielles sont parfaitement parallèles sur la majeure partie du miroir. Cela prouve que le champ électrique E_y est constant, et donc que la densité de courant échauffant la surface du miroir est uniforme. Simulations réalisées par éléments finis avec le logiciel TCE.

3.6.6.5. Réalisation des électrodes

Comme nous l'avons dit plus haut, l'une des difficultés majeures était la réalisation d'électrodes offrant un excellent contact avec l'aluminure.

L'équipe des télescopes GEMINI a mis au point un système d'électrodes assez complexe⁸³ :

Avant aluminure, des feuilles d'or de 0,1mm d'épaisseur sont pliées et collées sur le chanfrein du verre de manière à mordre à la fois sur la face optique et la tranche du miroir. Ainsi, la partie noyée sous l'aluminium assure le contact, tandis que la partie dégagée permet la connexion du fil d'alimentation. Cependant, deux aluminures successives sont nécessaires afin que l'épaisseur d'aluminium déposé sur chanfrein soit suffisante pour garantir un contact fiable avec la feuille d'or.

Notre miroir OVLA étant déjà aluminé, nous avons opté pour un système d'électrodes se fixant après aluminure. D'autant plus que nous n'avons constaté aucun problème de conductivité avec de vieilles aluminures, susceptibles d'être recouvertes d'une couche d'alumine.

La Figure 54 présente le système d'électrodes choisi pour le miroir OVLA. Le contact entre l'électrode et l'aluminure est assuré par une pince écrasant de la mousse enveloppée d'une feuille de cuivre adhésive. Une lame de chrysocale rigidifie l'ensemble. Ainsi l'électrode épouse parfaitement la forme du miroir et assure un excellent contact.

Parmi toutes les solutions que nous avons explorées (pâtes à souder, indium, silicones conducteurs...), c'est la plus simple et la plus économique qui nous a le mieux satisfait.

De plus, la fixation de nos électrodes ne demande ni collage ni soudure. Leur démontage est facile et ne laisse aucun résidu sur l'aluminure. Il est même possible de modifier la répartition des électrodes en cours de test si cela se révèle nécessaire.

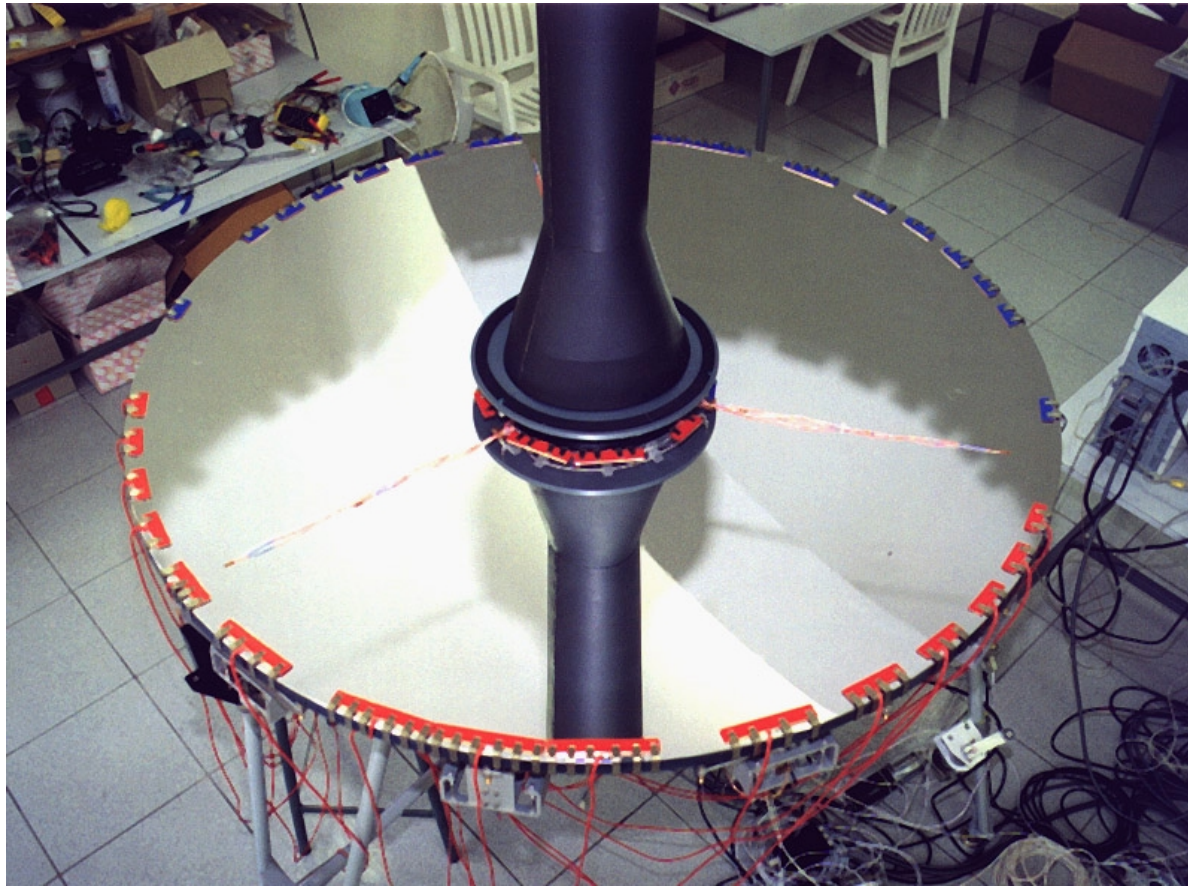


Figure 53 : Miroir actif OVLA équipé de son système d'électrodes. Un ensemble de 42 électrodes réparties sur les bords externes et internes du miroir, génère un courant uniforme à travers la couche d'aluminure afin de compenser l'écart de température (0.5°C en moyenne) créé entre le dos et la face du miroir par l'exposition au ciel nocturne. Des sondes Pt100 situées à la surface du miroir mesurent la température en 9 endroits différents répartis sur 3 rayons à 120° à l'ombre de l'araignée pour ne pas obturer la pupille.

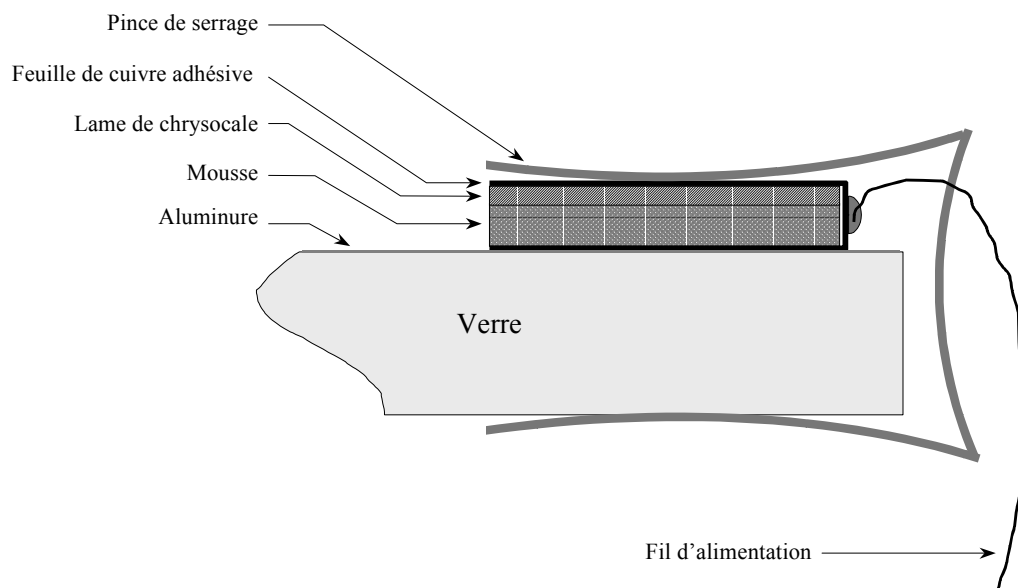


Figure 54 : Composition d'une électrode. Le contact entre l'électrode et l'aluminure est assuré par une pince écrasant de la mousse enveloppée d'une feuille de cuivre. Une lame de chrysocale rigidifie l'ensemble. Ainsi l'électrode épouse parfaitement la forme du miroir et assure un excellent contact.

3.6.6.6. Electronique du système

Nous avons décidé d'alimenter les électrodes avec des tensions alternatives pour plusieurs raisons :

- la puissance maximale (56 W/m^2) nécessaire est proche de la limite déclenchant la migration des métaux, qui deviendrait un problème en continu.
- le rendement des transformateurs alternatifs atteint généralement 95%.
- la puissance dissipée peut être contrôlée soit par un transformateur variable, soit par un régulateur thermique du commerce.
- les différentes tensions alimentant les électrodes peuvent être générées par un transformateur à secondaires multiples.

La Figure 55 présente l'électronique implantée pour le contrôle thermique du miroir actif OVLA. Un transformateur torique de 200 VA, fabriqué sur mesure, délivre la série de tensions nécessaires aux électrodes grâce à 18 enroulements secondaires identiques. La tension efficace de sortie du transformateur est de 12 V au maximum, à comparer aux 5 V nécessaires. Chaque enroulement peut débiter jusqu'à 15 A, ce qui peut sembler insuffisant par rapport au courant total estimé qui est de 20 A. En effet, il faut savoir que les enroulements du transformateurs sont montés en série, donc la totalité du courant circulant dans le miroir circule aussi dans l'enroulement central ! Cependant, les 20 A étaient une surestimation car ils correspondent à un gradient thermique de 1°C. De plus un système de ventilation du transformateur permet d'évacuer les calories à l'extérieur du télescope (cf. plus loin).

Le transformateur torique est placé juste derrière le miroir. Cela permet de limiter la longueur des câbles de puissance et de confiner le champ magnétique créé par les boucles de courant (enroulement+aluminure) à l'intérieur du verre.

Le contrôle global de la puissance dissipée dans le miroir peut être manuel ou automatique. En mode manuel, un transformateur variable (alternostat) permet d'alimenter le transformateur torique avec une tension efficace réglable de 0 à 220 V. Une régulation automatique de la puissance est également possible afin de corriger les éventuelles fluctuations du gradient thermique (nébulosité, vent...). Pour cela, deux sondes platine Pt100 de classe A (cf. Tableau 12) envoient un signal d'erreur à un régulateur P.I.D. du commerce. Pour assurer une régulation à 0.02°C près, le signal des deux sondes est amplifié par un circuit dédié (XRT103). Il est, de plus, transmis sur une boucle de courant 4-20 mA par le même circuit, pour être lu, quelques dizaines de mètres plus loin, par le régulateur P.I.D. Celui-ci module le rapport cyclique du 220V envoyé au transformateur torique à l'aide d'un relais statique.

Pour contrôler l'uniformité du gradient, nous utilisons également 8 autres paires de sondes réparties sur 3 rayons à 120° (3 paires dos/face par rayon) à l'ombre de l'araignée (cf. Figure 53). Ces sondes sont lues par un datalogger *Field Point* de *National Instruments* relié au

PC contrôlant l'ensemble du barillet actif. Une fenêtre permet la lecture et l'enregistrement des températures et des gradients (cf. Figure 56).

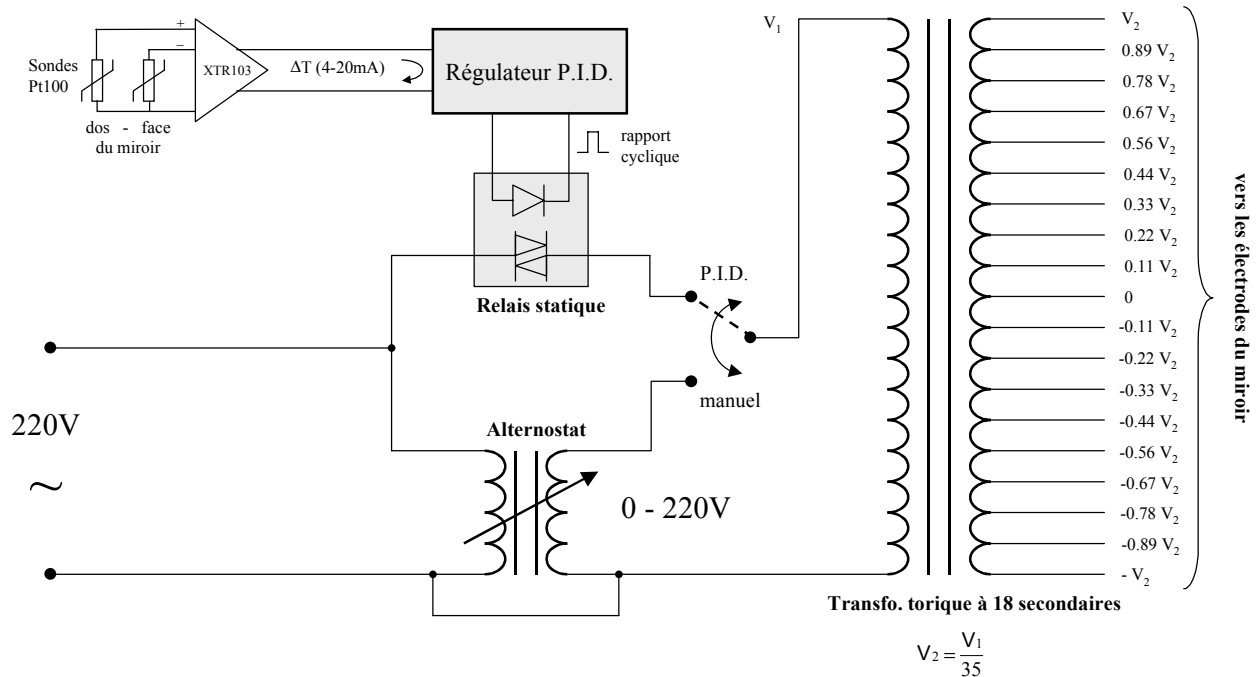


Figure 55 : Electronique de contrôle des électrodes. Un transformateur torique délivre la série de tensions nécessaires aux électrodes grâce à 18 enroulements secondaires. Le contrôle de la puissance dissipée dans le miroir peut être manuel (alternostat) ou automatique (régulateur P.I.D.).

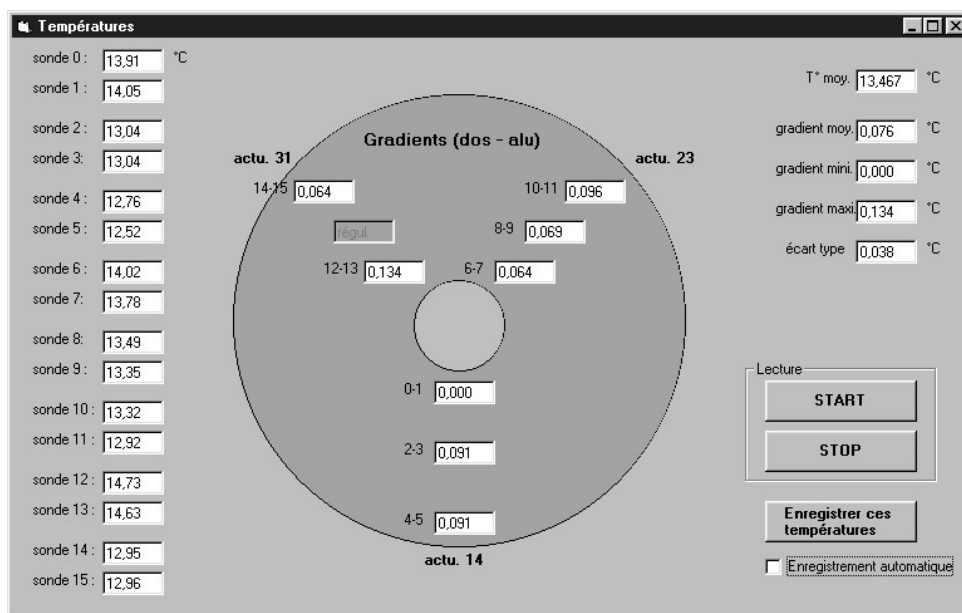


Figure 56 : Ecran de contrôle des températures du miroir actif OVLA.

3.6.6.7. Système de ventilation

Toute l'électronique susceptible de générer des perturbations thermiques sur le miroir a été enfermée dans une boîte isolée et ventilée (cf. Figure 57). C'est le cas des caméras de guidage et d'analyse de front d'onde, de l'inclinomètre, des cartes actuateurs et du transformateur torique.

Enfin, un ensemble de tuyaux uniformément répartis sous le miroir pompent l'air à quelques millimètres du verre. Cela force le renouvellement de l'air situé sous le miroir, et contribue à réduire le gradient thermique présent dans le verre. Ainsi, la puissance à dissiper dans l'aluminure par le système d'électrode est plus faible.

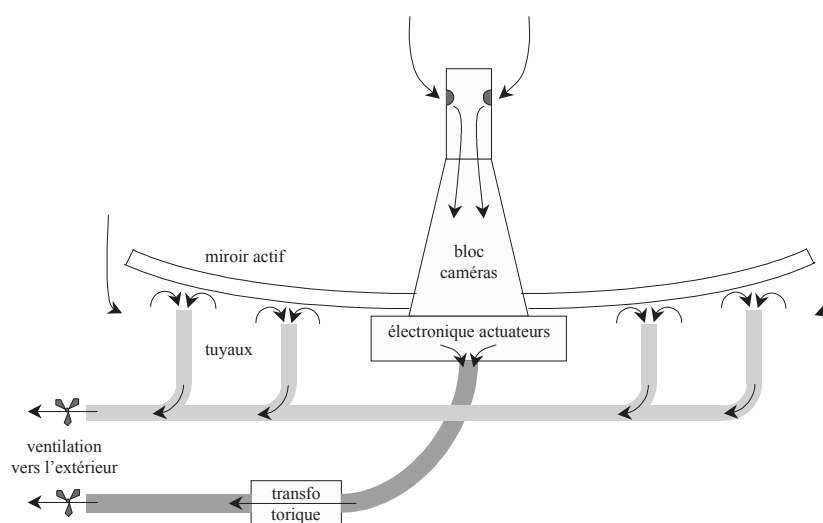


Figure 57 : Systèmes de ventilation du miroir actif OVLA. L'électronique du télescope est isolée et ventilée afin de ne pas échauffer le miroir. De plus, un ensemble de tuyaux aspirent l'air sous le miroir afin de minimiser le gradient thermique présent dans le verre.

3.6.7. Essais et résultats

Les premières observations sur le ciel avec le télescope OVLA ont montré que le système thermique que nous avons élaboré en quelques mois à peine remplissait parfaitement son rôle. Les images ne révèlent aucune aberration de sphéricité notable lorsque le contrôle thermique est actif.

Pour valider de manière plus quantitative le contrôle thermique, nous avons lancé une série d'analyses de front d'onde après avoir coupé le système de chauffage, de manière à suivre l'évolution de l'aberration sphérique (Z11) en fonction du gradient. La courbe obtenue nous montre bien que Z11 est proportionnel au gradient (cf. Figure 58) :

$$Z11 = 6,26 \mu\text{m rms}/^\circ\text{C} \text{ sur l'onde, soit } Z11 = 3,13 \mu\text{m rms}/^\circ\text{C} \text{ sur le verre.}$$

Ces mesures sont en parfait accord avec les $3,15 \mu\text{m}$ calculés d'après le modèle par élément finis. Ces résultats sont très satisfaisants et prouvent que le chauffage de l'aluminure

est précis et uniforme. En effet, l'écart type du gradient mesuré sur l'ensemble du miroir est de 0.04°C seulement.

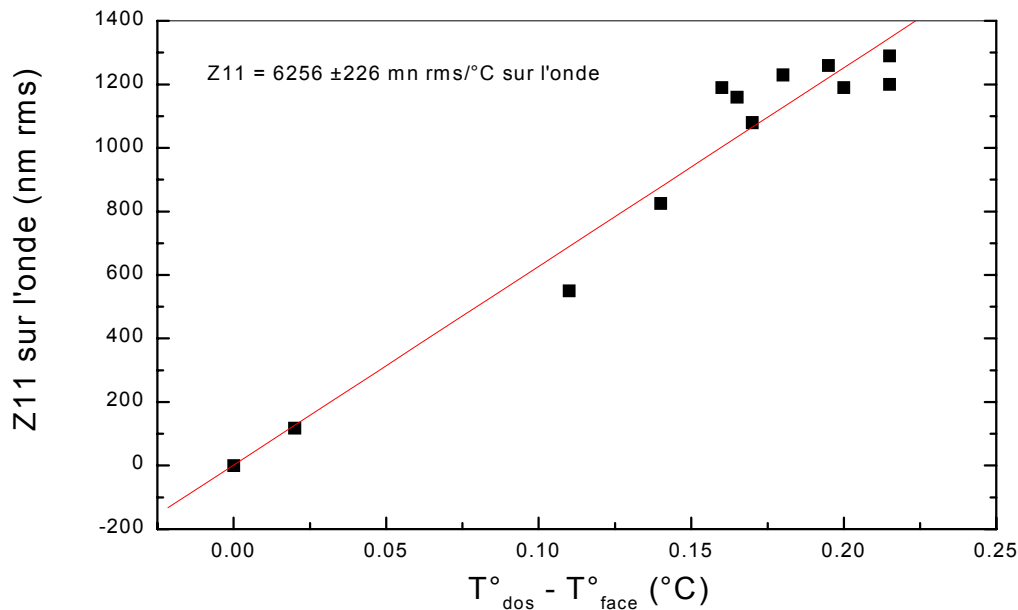


Figure 58 : Aberration de sphéricité mesurée sur l'onde en fonction de l'écart de température entre le dos et la face optique du miroir actif du télescope OVLA.

3.7. Vers une optique active thermique ?

Nous venons donc d'élaborer un système permettant de contrôler thermiquement l'aberration de sphéricité. Par la suite, nous pensons moduler la puissance dissipée dans l'aluminure directement à partir des résultats de l'analyse de front d'onde.

En poussant cette idée encore plus loin, nous pourrions imaginer une *optique thermique active* utilisant la dilatation du verre pour compenser d'autres aberrations optiques en chauffant localement la surface du miroir. Cela nécessite un système d'électrodes commutables uniformément réparties sur le bord externe du miroir et autour du trou central. Avec une modulation à la fois spatiale et temporelle, il est alors possible de ne chauffer qu'une partie de la surface du miroir, en appliquant une tension entre deux contacts sélectionnés.

Par exemple, il est facile d'échauffer le bord externe du miroir en alimentant successivement des paires d'électrodes périphériques. Cela revient à faire tourner sur le miroir une corde de courant de longueur constante (mode « tension tournante »). Le champ électrique ainsi généré montre un profil radial de révolution (cf. Figure 59).

A l'inverse, il est possible d'échauffer le centre du miroir en imposant une tension constante entre toutes les électrodes du trou central et toutes celles du bord externe (mode « tension bord-centre »).

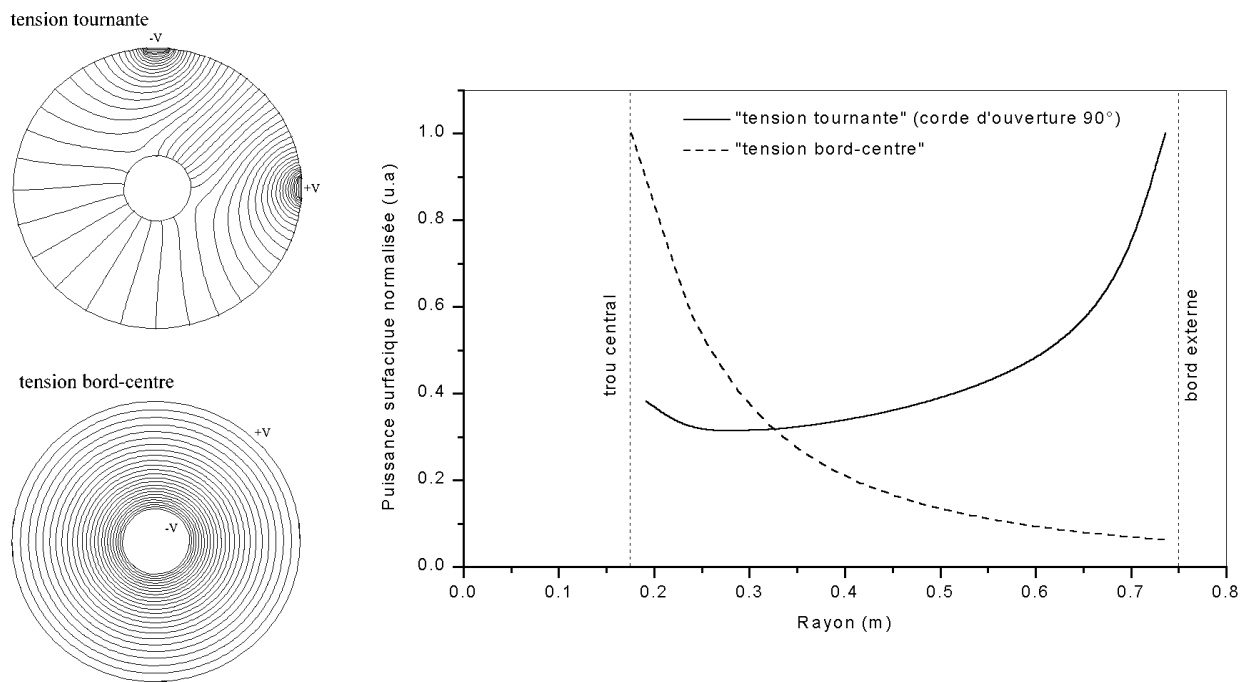


Figure 59 : Simulations d'optique active thermique. Exemples de deux modes d'alimentation des électrodes générant à la surface du miroir une distribution de puissance à symétrie de révolution. Le mode « tension tournante » permet d'échauffer préférentiellement le bord du miroir (trait plein). A l'inverse, le mode « tension bord-centre » chauffe essentiellement le centre du miroir (trait pointillé).

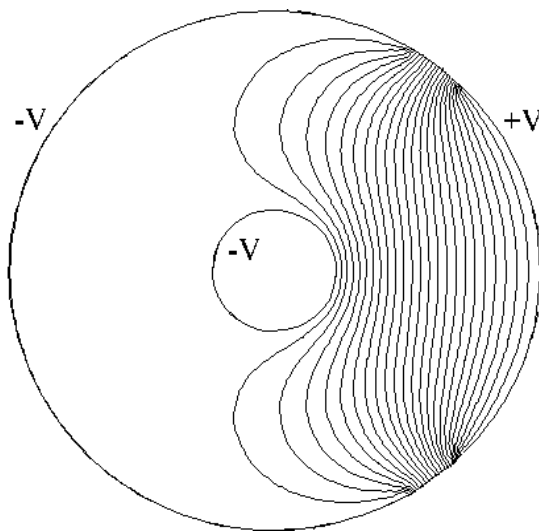


Figure 60 : Chauffage d'une moitié de l'aluminure. Le champ électrique créé est quasiment constant sur la moitié droite, et nul sur la moitié gauche. Pour cela, on applique un potentiel $+V$ aux électrodes périphériques situées sur un arc de 90° , et un potentiel $-V$ au trou central et aux électrodes périphériques situées sur un arc de 120° .

Il est également possible de générer une distribution de champ électrique qui ne soit pas à symétrie de révolution afin de chauffer plutôt un côté du miroir que l'autre. Nous pouvons, par exemple, utiliser une corde de courant statique pour échauffer préférentiellement la région

située entre les deux électrodes de la corde. De même, comme le montre la Figure 60, pour échauffer une moitié du miroir, nous pouvons appliquer un potentiel $+V$ aux électrodes périphériques situées sur un arc de 90° , et un potentiel $-V$ à toutes les autres (bord et trou central) exceptées celles situées trop près de la zone $+V$ (pour éviter les points chauds).

Il existe de nombreuses autres configurations capables de contrôler localement le gradient thermique du miroir. Cependant un tel système ne permet pas de corriger des défauts thermiques de hautes fréquences spatiales. Idéalement, il faudrait un ensemble d'électrodes supplémentaires uniformément réparties sur toute la surface du miroir ! Il reste à résoudre le problème d'obstruction causée par les fils et les électrodes elles-mêmes...

Par contre, le contrôle d'une telle *optique active thermique* reste assez simple car la carte du gradient thermique à appliquer au miroir est directement proportionnelle à la différence des images intra-focales et extra-focales d'un analyseur de front d'onde à courbure⁸⁴. En effet, cette dernière mesure le Laplacien de la surface du miroir. Or, le gradient impose la courbure locale du miroir (comme un bilame), donc également le Laplacien de la surface du miroir.

3.8. Retombées technologiques de l'optique active OVLA

3.8.1. Vers des miroirs ultra-légers

Le miroir actif de $1,5\text{ m}$ que nous avons développé pour le télescope prototype OVLA pèse 200 kg avec son barillet complet, soit 110 kg/m^2 . En remplaçant les contrepoids du support latéral actuel par un ensemble de cordes à piano plus raides (*planche de fakir*), la masse par unité de surface collectrice tomberait à moins de 100 kg/m^2 .

Les miroirs épais de diamètre équivalent, à dos plan, ont une masse de 600 kg/m^2 avec les leviers astatiques (télescopes de 193cm et 152cm de l'OHP). Pour comparaison, les miroirs actifs du télescope WIYN (nid d'abeille) et du VLT pèsent respectivement 812 kg/m^2 et 653 kg/m^2 avec leur barillet.

Le miroir OVLA est donc très léger par rapport aux autres miroirs passifs ou actifs, même si en toute rigueur, la masse par unité de surface n'est comparable que pour des miroirs de diamètre équivalent. Toutefois, en réalisant une mosaïque de plusieurs miroirs minces OVLA de $1,5\text{m}$, il semble possible de conserver le rapport masse sur surface jusqu'à des ouvertures de 10m ou 15m . D'ailleurs le projet CELT va dans ce sens en proposant un miroir segmenté de 30m , style Keck, mais avec des segments plus petits ($1,05\text{m}$ de diamètre) et plus nombreux (plus de 1000 segments), et surtout plus minces (45mm d'épaisseur) pour alléger le poids de l'ensemble⁸⁵.

De nouvelles techniques promettent des miroirs encore plus légers. Il s'agit de miroirs composites qu'il est possible de répliquer. Leur masse peut descendre en dessous des 6 kg/m^2 ,

sans le support⁸⁶. Cependant, ces miroirs ont un coût tellement élevé qu'ils sont, pour l'instant, réservés à des applications spatiales. De plus, un contrôle actif de leur surface demeure nécessaire pour garantir leur qualité.

3.8.2. Vers des miroirs mosaïques géants

Les miroirs prototypes réalisés pour OVLA, étudiés pour être minces et peu coûteux, se révèlent utilisables pour la construction de grandes mosaïques comparables aux miroirs des télescopes Keck, mais plus économiques et plus précises. La diminution du coût provient de la réduction de l'épaisseur, 24mm au lieu de 75mm, et de l'emploi de verre ordinaire, utilisé à la place des coûteuses vitro-céramiques, et dont la forme est ébauchée au four.

Les problèmes thermiques rencontrés avec le verre sont moins critiques si le rapport d'ouverture est grand (cas d'un miroir mosaïque géant). Par exemple, l'aberration de sphéricité, générée par un gradient de 1°C à travers l'épaisseur du miroir, passe de 3.15 μm rms pour un rayon de courbure de $R = 5.18$ m (miroir OVLA), à 12 nm rms avec $R = 96$ m. Un tel gradient engendre aussi un *defocus* de 31 μm rms, mais celui-ci est plus facile à corriger.

L'allègement de tels miroirs se répercute sur le poids global de la monture. D'ailleurs, les montures boules semblent donner lieu à des variantes intéressantes, particulièrement compactes et légères, pour les projets de très grands télescopes de 50, voire 100 m dont il commence à être question dans divers laboratoires^{87,88,89}.

3.8.3. Vers des hyper-télescopes

Les retombées technologiques du miroir actif OVLA peuvent également s'appliquer au concept d'hyper-télescopes imaginé par Antoine Labeyrie. Un hyper-télescope a une pupille diluée qui peut être composée d'un grand nombre de miroirs espacés les uns des autres et disposés sur une surface sphérique géante de quelques centaines de mètres (versions terrestres) jusqu'à 100 km (versions spatiales). La recombinaison des faisceaux selon le principe de *la pupille densifiée* (cf. plus loin) permet l'obtention d'images directement exploitables. Carlina est un projet d'hyper-télescope au sol utilisant une cuvette naturelle de 1 km de diamètre⁹⁰. Bien que le poids des miroirs ne soit pas un critère déterminant puisque les miroirs de Carlina sont posés sur le sol et demeurent fixes, le coût de chaque miroir reste cependant crucial. L'usage de disques en verre ordinaire de petite épaisseur est donc également une solution économique pour développer de tels projets.

Chapitre 4

Première lumière et avenir du télescope prototype OVLA

4.1. Nécessité d'un télescope prototype

Durant l'année 1999, nous avons réalisé et installé dans la boule un télescope provisoire. Ce télescope simplifié nous permet de valider rapidement, dans les conditions réelles, les éléments les plus « critiques » du télescope OVLA. En effet nous avons pu :

- tester le miroir actif incliné (qualité du support latéral, amplitude de l'astigmatisme généré),
- tester le suivi de la boule actuelle (en epoxy) en charge et avec une meilleure résolution (12m de focale résultante), en vue de son remplacement par une boule en aluminium.
- tester les galets d'entraînement en charge,
- tester toute l'électronique dans un environnement réel (parasitages possibles...),
- valider le contrôle thermique du miroir,
- fiabiliser les logiciels contrôlant l'entraînement, le pointage, le guidage, le barillet actif et l'acquisition des images.
- tester l'analyseur de front d'onde sur les étoiles.

Finalement, ce télescope est provisoire uniquement parce que la boule est en plastique (trop molle, surface de mauvaise qualité) et parce qu'il ne peut pas être couplé à d'autres télescopes pour travailler en interférométrie. En effet, le faisceau coudé n'est pas disponible. Cependant la structure actuelle du télescope a été prévue pour permettre l'installation d'un miroir tertiaire. Enfin, une boule plus rigide en aluminium, fendue pour laisser sortir le faisceau coudé, a été dessinée par Julien Dejonghe. Nous attendons un soutien financier pour en faire réaliser une.

4.2. Description générale du télescope

Le dessin d'ensemble du télescope réalisé est présenté sur la Figure 61. Nous rappelons que ce télescope est composé :

- d'une boule en epoxy de 2.8 m de diamètre,
- du miroir de 1.5 m ouvert à $F/D=1.7$ et de 24 mm d'épaisseur,
- du barillet actif supportant le miroir par 29 actuateurs,
- d'un couvercle motorisé protégeant la surface optique (marguerite),
- du miroir secondaire parabolique ($d=75$ mm, $f=126.5$ mm) et de son support mobile,
- du bloc caméra enfermant l'analyseur de front d'onde, la caméra de guidage, l'inclinomètre et l'électronique des actuateurs,
- d'une structure ultra légère tenant l'ensemble.

Une ouverture de 1.6 m de diamètre creusée dans la boule permet l'entrée de la lumière, tandis qu'une trappe de visite située sous la boule autorise l'accès au barillet actif pour en faciliter la maintenance.

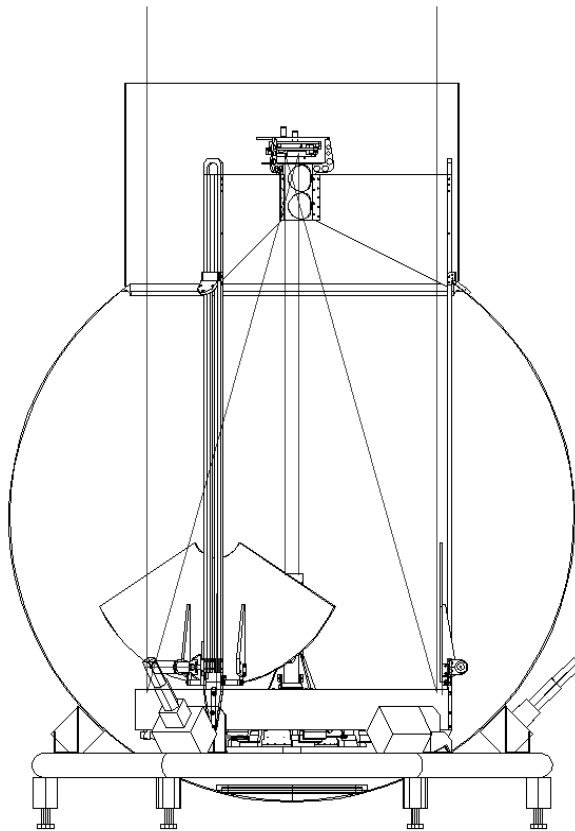


Figure 61 : Vue d'ensemble du télescope réalisé au cours de l'année 1999 pour valider le miroir actif OVLA sur le ciel (dessin : J. Dejonghe).

4.3. Structure du télescope

Cette structure assure le maintien du télescope à l'intérieur de la boule en 6 points de contact. Trois barres verticales sont fixées à l'ouverture de la boule, tandis que trois rotules placées à l'arrière du barillet actif prennent place dans trois gorges oblongues fixées au fond de la boule à 120° l'une de l'autre.

La structure est en fait suspendue à l'ouverture de la boule. Les trois rotules tolèrent un déplacement vertical du télescope par rapport au fond de la boule. Ce système de fixation a été conçu pour que la boule puisse se déformer de quelques millimètres sans contraindre ni déplacer la structure du télescope.

Pour minimiser le poids de l'ensemble, la structure est en matériaux composites ultra légers. Les barres verticales sont en fibre de carbone, les branches de l'araignée et le couvercle du miroir en nids d'abeille epoxy/aluminium (Figure 62). Ainsi, l'ensemble pèse moins de 230 kg avec toute l'optique et l'électronique. A noter que les flexions et les vibrations de la structure sont acceptables.

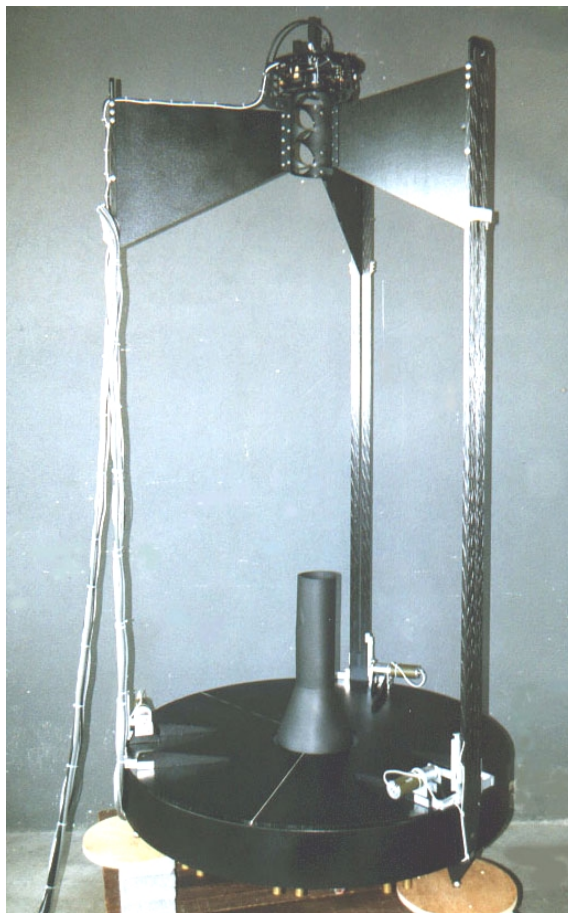


Figure 62 : Photographie de la structure du télescope avant introduction dans la boule. (cliché : L. Arnold)

4.4. Support du miroir secondaire

Le support du miroir secondaire utilisé pour les essais sur le ciel du télescope-boule est visible sur la Figure 63. Le miroir secondaire est de forme parabolique ($f = 126.5$ mm) et a un diamètre utile de 75 mm. Le support mécanique permet le réglage du foyer par translation axiale et de la coma par rotation autour du centre de courbure du miroir secondaire. Un moteur pas-à-pas assure l'ajustement du foyer, tandis que deux moteurs à courant continu assurent le réglage de la coma dans deux directions perpendiculaires. L'ensemble est contrôlé à distance grâce à une raquette reliée par câble.

Une caméra vidéo offrant un champ de 4° a été installée sur le support du miroir secondaire pour faciliter le pointage du télescope.

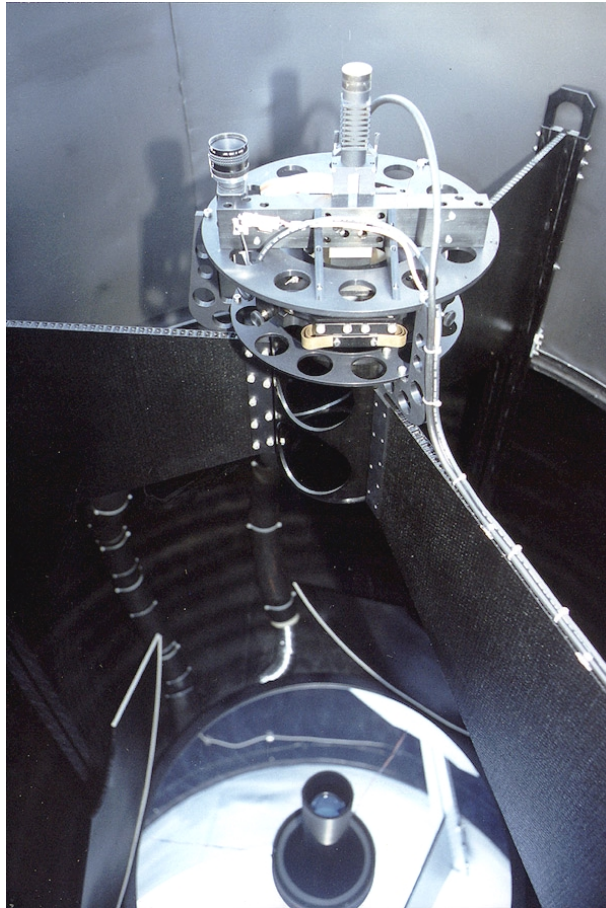


Figure 63 : Photographie du télescope installé dans la boule. Au premier plan apparaît le support du miroir secondaire permettant de corriger la mise au point et la coma. Le miroir actif de 1.5m de diamètre est visible au fond de la boule.

4.5. Bloc caméra

Le « bloc caméra » est un ensemble recevant le faisceau afocal issu du miroir secondaire. Il enferme toute l'optique nécessaire à la validation du télescope prototype OVLA. A l'entrée du « bloc-caméra », objectif achromatique de 100 mm de diamètre, ouvert à $f/6$, focalise le faisceau coudé. Derrière cet objectif, se trouve un cube séparateur partageant le faisceau entre la caméra de l'analyseur de front d'onde (CCD SBIG ST7) et la caméra de guidage (caméra vidéo WATEC).

Une photographie de l'ensemble est visible sur la Figure 64. Le « bloc caméra » est maintenu au centre du trou central du miroir primaire par quatre pattes disposées à 90° et fixées à la structure du barillet actif. Une enveloppe isolante composée de mousse et de feuilles de mylar entoure le « bloc-caméra » afin d'éviter que l'électronique des caméras ne chauffe le miroir actif.



Figure 64 : Photographie du bloc caméra du télescope OVLA avant l'application de son enveloppe isolante, empêchant l'électronique de chauffer le miroir actif. L'ensemble sera ensuite accroché au barillet actif, dans le trou central du miroir, grâce aux 4 pattes de fixation disposées à 90° .

4.6. Système de contrôle

L'architecture électronique et informatique que j'ai choisi pour ces essais est représentée sur la Figure 66. Nous retrouvons les deux ordinateurs PC utilisés pour le contrôle de l'optique active, sur lesquels nous avons ajouté les logiciels de pilotage de la monture du télescope. Les procédures de contrôle de l'optique active et de la monture sont très dépendantes l'une de l'autre. En effet la compensation de la composante axiale du poids du miroir se trouve à l'intersection des deux sous-systèmes.

En plus de l'acquisition des images de la ST7 (logiciel *AOCS*) et de l'analyse de front d'onde (logiciel *EF*), le PC tournant sous *Linux* gère le guidage automatique du télescope à l'aide du logiciel *SUET* développé initialement pour le télescope de 80 cm de l'OHP.

Le second PC tournant sous *Windows 95* contrôle le barillet actif et l'entraînement de la boule. Des fonctions ont été ajoutées dans le logiciel *Activa* pour lire les inclinomètres et assurer une compensation automatique de la composante axiale du poids porté par chaque actuateur (cf. Figure 65).

Cette configuration à deux PC est encore provisoire, mais reste très utile tant que le système n'est pas complètement validé et fiabilisé. En effet, il est pratique que deux opérateurs puissent interagir indépendamment sur le fonctionnement de l'analyse du front d'onde (PC *Linux*) et sur le contrôle du barillet actif ou de l'entraînement de la boule (PC *Windows*). A terme, le contrôle pourra être assuré de manière autonome par un unique PC (type industriel) embarqué dans le télescope (cf. plus loin).

Entraînement de la boule

TS : 18:10:37 MAJ

Entraînement et pointage de la boule

Position courante : Position cible :

i1 : -00°00' i1 : +00°00'

i2 : -00°01' i2 : +00°00'

α : 18:09:45 α : 18:09:37

δ : +43°55' δ : +43°55'

H : +00:00:51 H : +00:00:00

Z : 0°0' Z : 00°00'

azp : 0°

Pointage sur... ☐ i1 et i2 ☐ alpha et delta

Mode Raquette : ☒ rappels ☐ pointage

☐ Raquette dévalidée (guidage)

Barillet : ☒ Lecture des inclinos ☐ Corrections de l'inclinaison en continu

Intervalle entre 2 corrections [dcos] : 0.01

Initialisation des forces zénithales :

Init. sur forces actuelles Voir init.

Init. avec corr. poids propre

Init sur sauvegarde Sauve init.

Correction inclinaison (1 iter) Envoyer la correction

Correction des Zernikes... Analyse modale gain: 1.0

Régages de l'entraînement... Console...

Status - port série : retour OK

Figure 65 : Fenêtre du logiciel *ACTIVA* assurant l'entraînement et le pointage du télescope OVLA, ainsi que la compensation automatique de la composante axiale du poids du miroir en fonction de la distance zénithale Z et de l'azimut de plus grande pente azp .

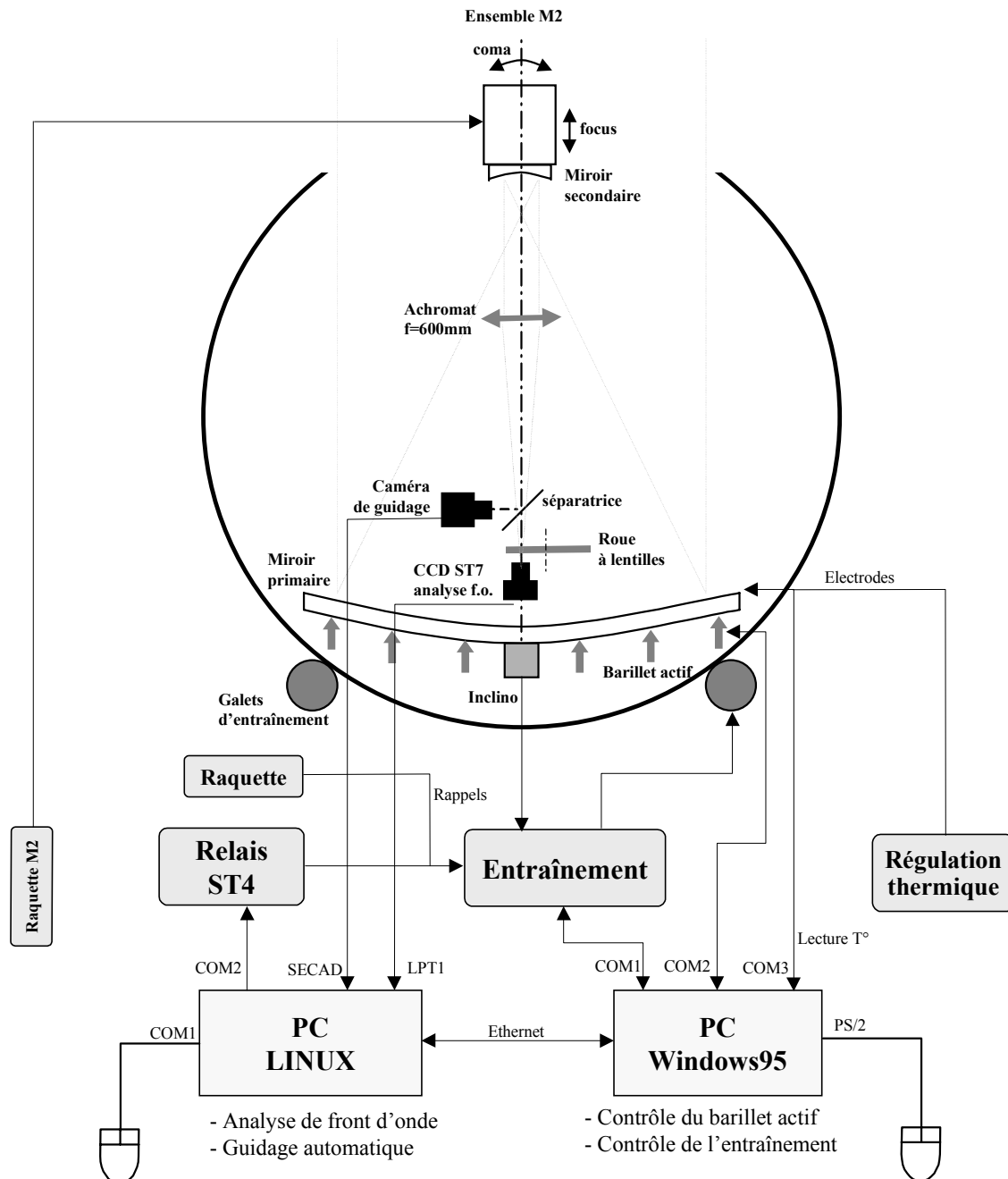


Figure 66 : Configuration électronique et informatique provisoire utilisée pour la validation du miroir actif du télescope-boule OVLA.

4.7. Essais et observations

Pour faciliter les opérations, le télescope-boule reste à l'extérieur en permanence, la boule servant d'abri contre les intempéries. Il a été mis en station une fois pour toutes sur six plots scellés dans le sol (cf. Figure 67).

Un abri de jardin a été dressé à proximité du télescope pour y abriter l'électronique et les PC de contrôle ainsi que les opérateurs (cf. Figure 68) !

La première lumière obtenue la nuit du 20/09/1999 fut très encourageante. En quelques nuits d'essais, nous avons obtenu, jusqu'à 20° du zénith, des images focales de $4''$ de largeur à mi-hauteur en 3s de pose, c'est à dire à peine deux à trois fois moins bonne que la turbulence atmosphérique (cf. Figure 69).

Les étoiles observées sont pour l'instant situées dans une bande de 12° passant par le zénith ($38^\circ < \delta < 50^\circ$). La sensibilité de la caméra de guidage utilisée actuellement nous permet de pointer des étoiles de magnitude 4. L'analyseur de front d'onde, quant à lui, est beaucoup plus sensible car il peut intégrer sur plusieurs secondes. En outre, indépendamment de la magnitude de l'étoile, il est obligatoire de poser au moins 5 s afin de moyennner la turbulence atmosphérique et de ne mesurer que les défauts intrinsèques au miroir.

Un point également très encourageant qu'il ne faut pas oublier de mentionner : l'absence totale d'aberration de sphéricité, qui prouve l'efficacité du contrôle thermique du miroir par chauffage de l'aluminure. En effet, nous n'aurions pas pu valider le barillet actif sans ce système thermique « improvisé » en quelques mois.

Malheureusement, les problèmes surviennent souvent là où ils sont le moins attendus ou lorsqu'ils ne dépendent pas de nous ! Nous n'avons pu approfondir davantage les tests de l'optique active sur le ciel à cause d'un problème rencontré avec les capteurs de force des actuators. En effet, il semble que les capteurs de force utilisés (BC 302 de DS Europe) n'aient pas la fiabilité annoncée.

L'offset de plusieurs d'entre eux a dérivé au point de sortir de la dynamique du convertisseur analogique-numérique. La sensibilité du capteur s'est également dégradée. Une fatigue à long terme de la membrane élastique du capteur serait à l'origine du problème. La seule solution est donc le remplacement des capteurs actuels par des capteurs à parallélogramme déformable, plus gros, mais de meilleure qualité. Le gain de l'amplificateur électronique sera modifié de manière à conserver la résolution actuelle.

Le remplacement des capteurs nécessite malheureusement la dépose du barillet ainsi que des modifications mécaniques. Cette opération est en cours et prendra plusieurs mois.

Afin de pouvoir poursuivre encore les tests, nous avons tenté de contourner le problème en contrôlant les actuators non plus en *forces* mais en *durées* de montée ou de descente. Cependant, il se trouve que le temps d'action du moteur d'un actuateur n'est pas rigoureusement proportionnel à la variation de force appliquée sur ce même actuateur (hystérésis...). De plus, la prise du zéro en positionnant l'actuateur en butée basse est très

délicate (risque de désassemblage du triangle et du miroir), et les erreurs cumulées deviennent vite trop importantes. La présence des capteurs de force donnant une information absolue reste donc indispensable.



Figure 67 : Le télescope-boule OVLA installé à l'OHP à côté de sa « station de pilotage ».



Figure 68 : Intérieur de la « station de pilotage » abritant l'électronique et les deux PC contrôlant l'ensemble du télescope.

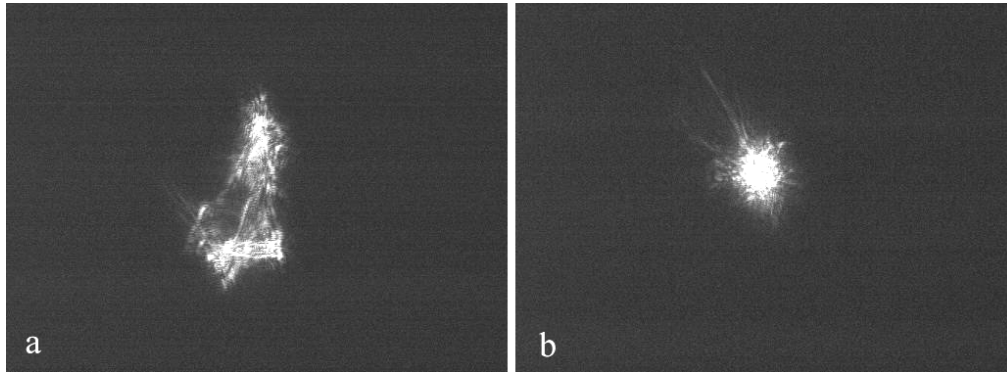


Figure 69 : Images de Deneb obtenues le 6/10/99. En (a) image entachée d'un astigmatisme de $5\ \mu\text{m rms}$. En (b) image corrigée de l'astigmatisme, le total des aberrations résiduelles après cette correction partielle n'est plus que de $1\ \mu\text{m rms}$ (champ : $63'' \times 87''$).

4.8. Avenir du télescope prototype OVLA

4.8.1. Reprise des tests optiques à l'OHP

De nouveaux capteurs sont en cours de tests. Le démontage du barillet actif est prévu pour le mois de mars 2000. Nous en avons également profité pour apporter des améliorations mécaniques aux actuateurs. Ces modifications faciliteront l'assemblage des rotules des triangles de flottaison dans les pastilles collées au dos du miroir. Le ressort est remplacé par un ressort plus raide offrant à l'actuateur une dynamique de $100\ \text{N}$, au lieu de $60\ \text{N}$, ce qui permet de corriger un astigmatisme de plus de $8\ \mu\text{m rms}$ (soit $40\ \mu\text{m}$ crête à crête !).

Une fois les capteurs de force remplacés, nous espérons pouvoir poursuivre efficacement les essais sur le ciel afin de valider complètement le miroir actif, notamment le système de support latéral passif du miroir.

Pour cela, il est nécessaire de caractériser les déformations du miroir générées par son inclinaison et de les comparer au modèle théorique. Cette comparaison permettra de conclure à la fois sur la qualité du support latéral et du barillet lui-même. En effet, si la rigidité de la structure en aluminium du barillet n'est pas suffisante, les actuateurs atteindront leurs fins de course sans pouvoir compenser les flexions propres au miroir.

4.8.2. Remplacement de la boule époxy par une boule en aluminium

Ensuite, un nouveau démontage du télescope est prévu pour le changement de boule. La nouvelle boule en aluminium sera nettement plus rigide et comportera une fente latérale pour la sortie du faisceau coudé. Si elle est financée (700kF sont nécessaires), l'acquisition de cette nouvelle boule devrait permettre d'atteindre fin 2001 l'objectif fixé : le couplage du télescope avec le Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T) de l'Observatoire de la Côte d'Azur.

4.8.3. Vers GI3T...

Il est prévu de compléter l'automatisation du télescope prototype OVLA afin de le rendre parfaitement opérationnel en usage interférométrique avec GI2T. Pour cela, il reste à développer le système de contrôle des miroirs secondaire et tertiaire. La position du miroir secondaire (*focus* et *coma*) sera corrigée automatiquement à partir des données de l'analyse de front d'onde. L'inclinaison du miroir tertiaire renvoyant le faisceau coudé vers la table de recombinaison de l'interféromètre sera contrôlé par le calculateur de l'entraînement. Une mire laser émise par la station focale permet de conserver la stabilité du faisceau en absence d'étoile (phase de pointage). La Figure 70 présente une solution avec un miroir M3 semi-réfléchissant ou dichroïque permettant d'assurer l'analyse de front d'onde et le guidage en continu pendant l'observation.

Enfin, l'installation d'un réducteur de focal devant la caméra primaire est prévue afin d'exploiter la totalité du champ de pleine lumière du télescope (5') et d'augmenter la magnitude limite du guidage automatique jusqu'à $m_v=8$.

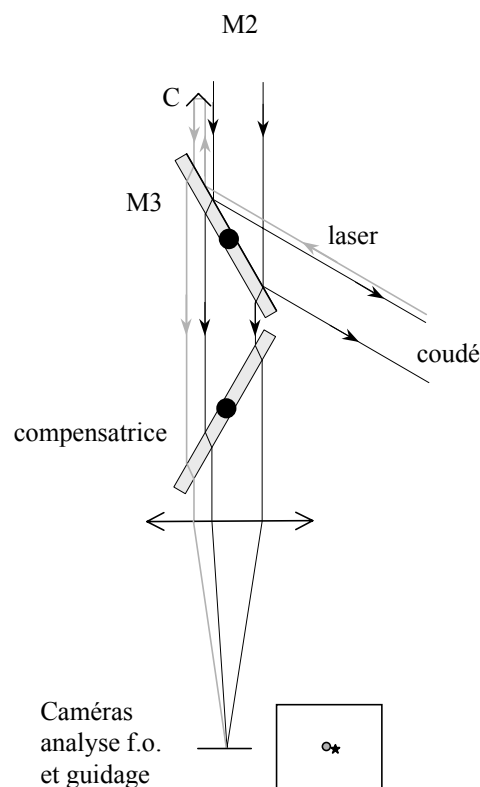


Figure 70 : Un miroir tertiaire semi-réfléchissant ou dichroïque (M3) permettrait d'effectuer des analyses de front d'onde en continu pendant l'observation. De plus, un coin de cube (C) fixé au dessus de M3 en bord de champ permet de renvoyer l'image d'une mire laser en provenance de la station focale, sur la caméra de guidage. Ainsi, le guidage automatique s'asservit sur le point brillant qu'il reçoit, soit le laser (phase de pointage), soit l'étoile (phase d'observations).

4.8.4. Vers un interféromètre OVLA...

Comme nous l'avons vu, les systèmes électroniques de l'entraînement et du barillet ont été validés avec succès. Pour faciliter l'intégration des différents sous-ensembles du télescope OVLA, nous nous sommes efforcés d'homogénéiser au maximum l'architecture électronique de ces sous-ensembles. En effet, que ce soit au niveau de l'entraînement ou au niveau du barillet actif, les divers calculs d'asservissements sont effectués localement par un microcontrôleur, là où ils sont nécessaires. L'ordinateur (PC) est donc déchargé de tous ces calculs, et peut donc superviser, à lui seul, tous les organes du télescope. Son rôle n'étant plus que de transmettre les ordres et les retours d'informations.

Idéalement, nous pensons adopter la même architecture pour tous les organes du télescope OVLA. Le fonctionnement de chaque télescope de l'interféromètre sera partitionné en plusieurs tâches effectuées par de petits calculateurs entièrement dévolus à une fonction particulière, et travaillant en réseau (cf. Figure 71).

Au sommet du réseau, un ordinateur central (client) situé à proximité de la station focale, gèrera l'ensemble de l'interféromètre et enverra aux différents télescopes, les consignes d'observations (coordonnées de l'étoile, longueur de la base...).

Chaque télescope sera alors un élément complètement autonome, avec son propre réseau local contrôlé par un ordinateur embarqué (serveur). Cet ordinateur traduira et transmettra les consignes d'observation aux différents organes du télescope : système de pointage et d'entraînement, barillet actif, analyseur de front d'onde, volets de la fente, système de métrologie et de translation... Cette structure sera matérialisée par un ensemble de microcontrôleurs (μC) reliés entre eux par un bus série adressable (bus I2C ou bus CAN).

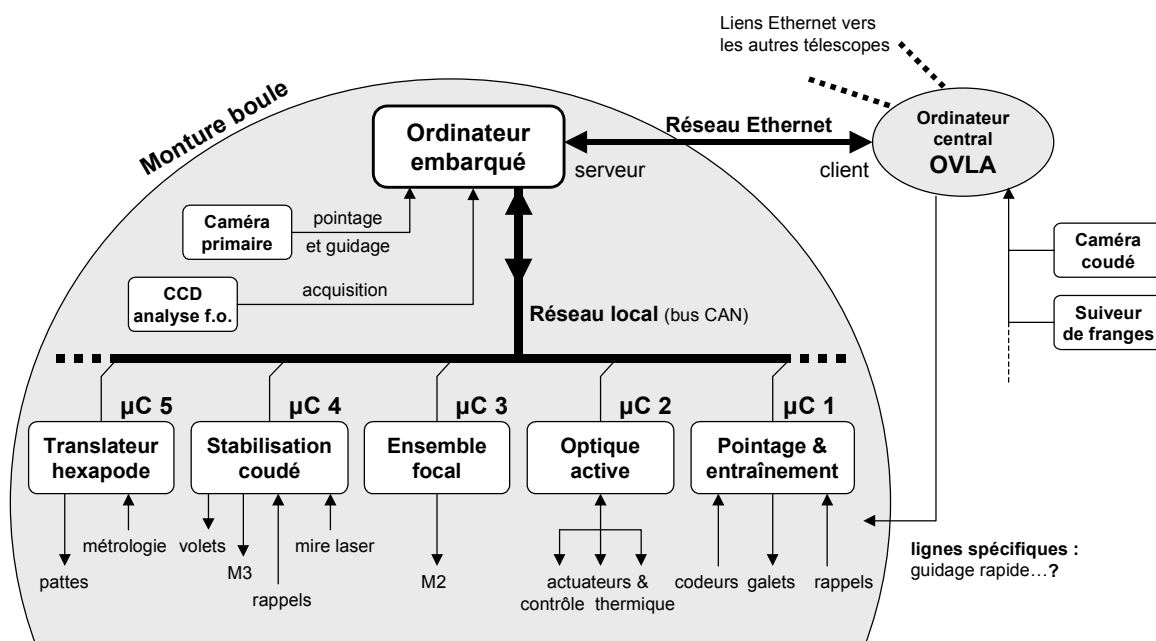


Figure 71 : Architecture électronique actuelle extrapolée pour un télescope OVLA définitif incluant tous les éléments nécessaires à l'interférométrie à longue base.

Chapitre 5

Pupille densifiée

et interféromètre OVLA hiérarchisé

5.1. Principe de la pupille densifiée

5.1.1. Introduction

Nous savons depuis longtemps qu'il est possible d'obtenir des images au foyer d'un interféromètre stellaire de Fizeau, qui est équivalent à un masque percé de plusieurs trous placé devant un miroir de télescope. Cependant, la majorité de l'énergie lumineuse est dispersée dans le halo de l'image (cf Figure 72).

Dans un interféromètre stellaire de Michelson, les sous-pupilles sont rapprochées les unes aux autres ou agrandies jusqu'à les rendre, éventuellement, jointives. On dit alors que la pupille d'entrée est densifiée. D'après une « règle d'or des interférométristes imageurs »^{91,92}, il semblait impossible d'obtenir des images directement exploitables au foyer de ce type d'interféromètre. Cette règle énonce en effet que la pupille de sortie doit être identique à la pupille d'entrée pour conserver la relation de convolution liant l'objet à l'image.

Néanmoins, une dizaine d'année plus tard, Antoine Labeyrie a montré qu'une pseudo-convolution objet-image subsistait et permettait bien l'obtention instantanée d'images focales brillantes et contrastées, si l'on respectait les deux conditions suivantes⁹³ :

- la répartition des centres des sous-pupilles de sortie doit être identique à celle des centres des sous-pupilles d'entrée à une homothétie près,
- toutes les sous-pupilles d'entrée doivent être agrandies du même facteur.

Ce constat a conduit Antoine Labeyrie à imaginer un nouveau concept d'interféromètres, l'hypertélescope, composé d'un ensemble régulier de petits miroirs très espacés les uns des autres. La pupille est ensuite densifiée afin de tendre vers une pupille de sortie monolithique.

5.1.2. Point de vue optique

Du point de vue optique de Fourier, une pupille diluée peut être considérée comme le produit de convolution d'une sous-pupille avec un ensemble de Dirac à 2 dimensions. L'image d'une source ponctuelle est donc le produit de la figure de diffraction d'une sous-pupille (enveloppe large) avec la figure d'interférence du réseau de sous-pupilles, porteuse d'informations haute-résolution (pic central étroit). Un grandissement de chaque sous-pupille d'un facteur γ_d réduit donc le champ utile d'un même facteur, mais intensifie le pic central d'un facteur γ_d^2 .

Si maintenant, l'objet se déplace d'un angle β sur le ciel, l'enveloppe se déplacera également d'un angle β , alors que le pic central se déplacera d'un angle $\gamma_d\beta$ (cf. Figure 73). Le pic central est alors excentré par rapport à l'enveloppe mais sa forme reste inchangée. La relation de convolution objet-image subsiste à condition de pondérer la convolution par la figure de diffraction d'une sous-pupille agrandie.

Enfin, la position du pic central et de l'enveloppe est indépendante de la longueur d'onde, seule leur largeur change.

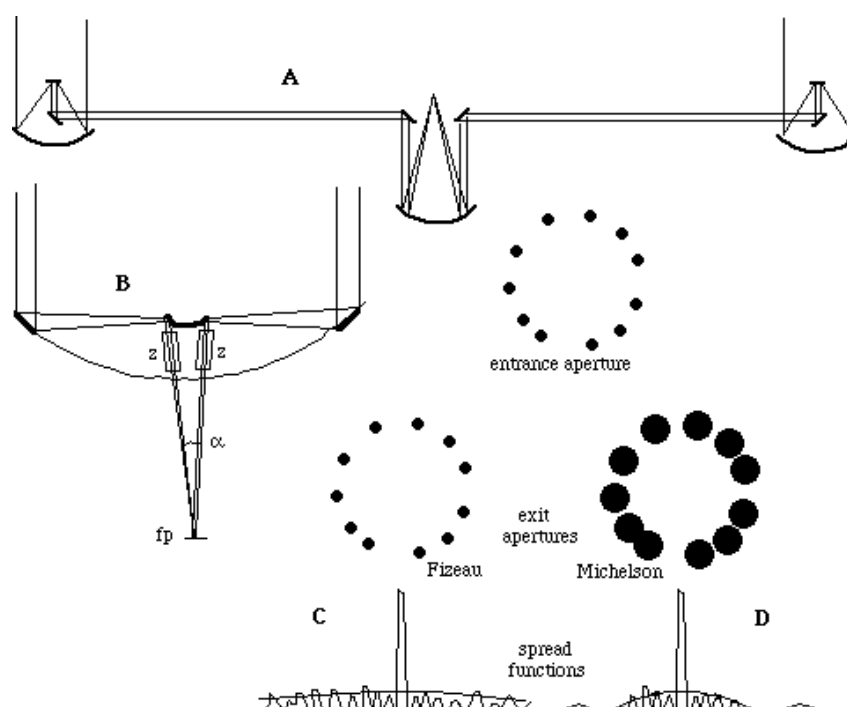


Figure 72 : Configurations Fizeau (B) et Michelson (A) pour un grand interféromètre à plusieurs ouvertures. La configuration Michelson peut-être obtenue soit (A) en rapprochant les ouvertures les unes des autres à l'aide d'un périscope, soit (B) en grossissant chacune des ouvertures à l'aide de « zooms » Z. La pupille de sortie est alors densifiée (D) et l'énergie concentrée dans le pic central (Dessins : A. Labeyrie).

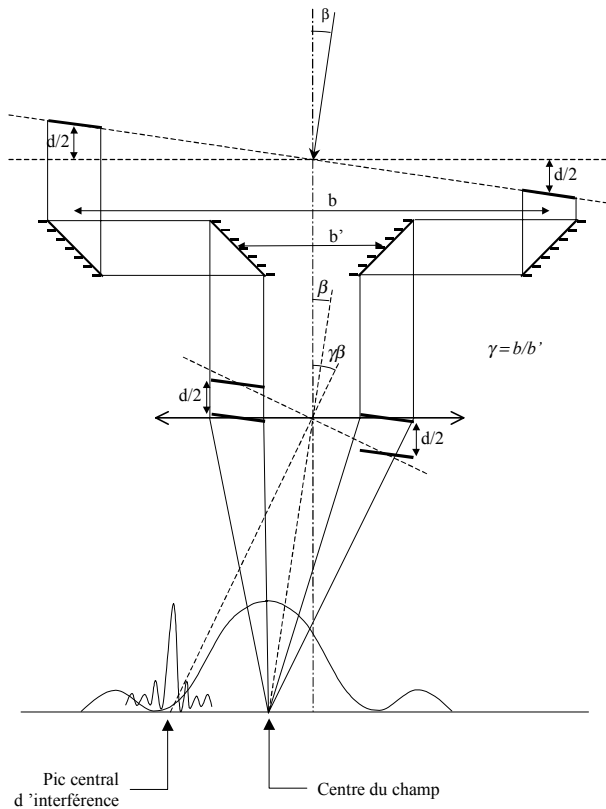


Figure 73 : Interféromètre stellaire de Michelson à 2 ouvertures. La forme du pic central reste inchangée quelle que soit la position angulaire β de l'objet, seule son intensité change en fonction de son décentrement par rapport à la fonction d'Airy des sous-ouvertures. Cette invariance reste vraie à N ouvertures si la densification γ est la même pour chaque ouverture (dessin d'après M. Tallon⁹⁴).

5.2. Premières images du ciel issues d'un hyper-télescope

Un hyper-télescope miniature a été réalisé par Ettore Pedretti⁹⁵ à partir d'une lunette et d'un réseau de micro-lentilles, offrant un taux de densification de 10 (cf. Figure 74). Nous l'avons testé ensemble sur le ciel en utilisant une des deux tables équatoriales de l'OHP, pour valider le concept de la pupille densifiée.

La Figure 75 montre les images obtenues sur Capella en mode Fizeau (réseau de micro-lentilles enlevé) et en mode densifié après 2 minutes de pose à l'aide de ma caméra CCD Hisis22. Les mesures photométriques montrent un gain d'intensité du pic central de 62 ± 10 pour le mode densifié. La valeur théorique de 100 n'est pas atteinte, certainement à cause des pertes dues à la présence du réseau de micro-lentilles (réflexions, alignements, chromatisme...). La Figure 75 présente également un premier résultat obtenu sur l'étoile double Castor. Les deux composantes, séparées par $3.97''$, ont pu être résolues par cet instrument.

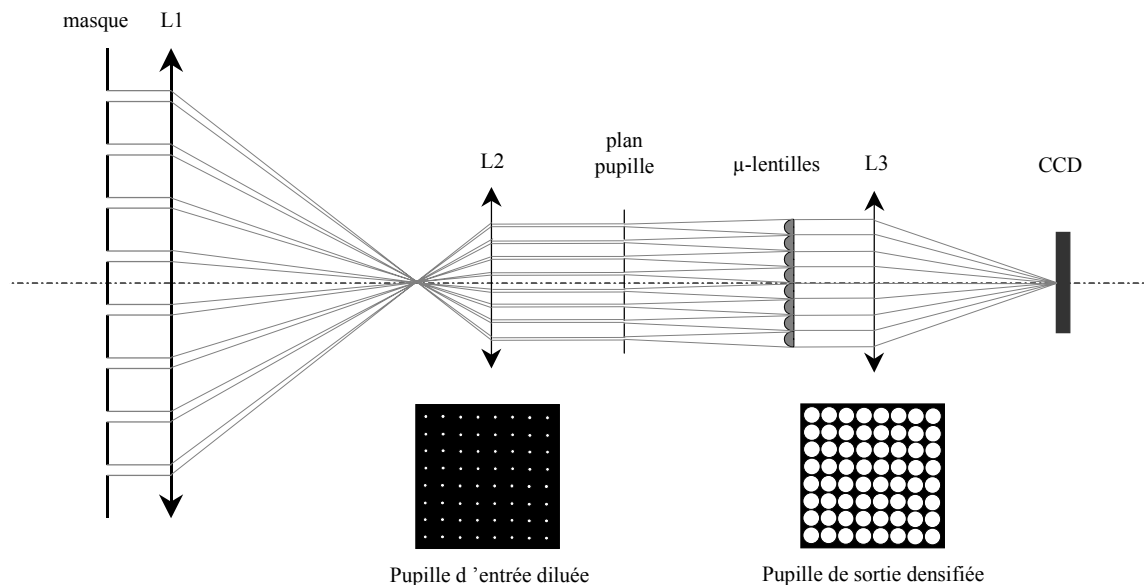


Figure 74 : Schéma optique du premier hypertélescope réalisé. Cet instrument miniature possède une matrice de 8x8 ouvertures de 0.8 mm régulièrement espacées de 8 mm (pupille d'entrée). Il est composé d'une lunette de 100mm de diamètre devant laquelle est placé un masque de 64 petits trous. Un oculaire forme une image de la pupille 8 fois plus petite, contenant des ouvertures de 0.1 mm espacées de 1 mm. La densification est assurée par un réseau de micro-lentilles, placé 100 mm derrière l'image de la pupille, afin que la tâche d'Airy de chaque ouverture de 0.1 mm remplisse parfaitement la micro-lentille située en vis-à-vis. Les micro-lentilles ayant une longueur focale de 100 mm produisent un ensemble de faisceaux collimatés quasi jointifs, de 1 mm de diamètre chacun (pupille de sortie). Le facteur de densification étant de 10, l'amplification du pic central est de 100 fois.

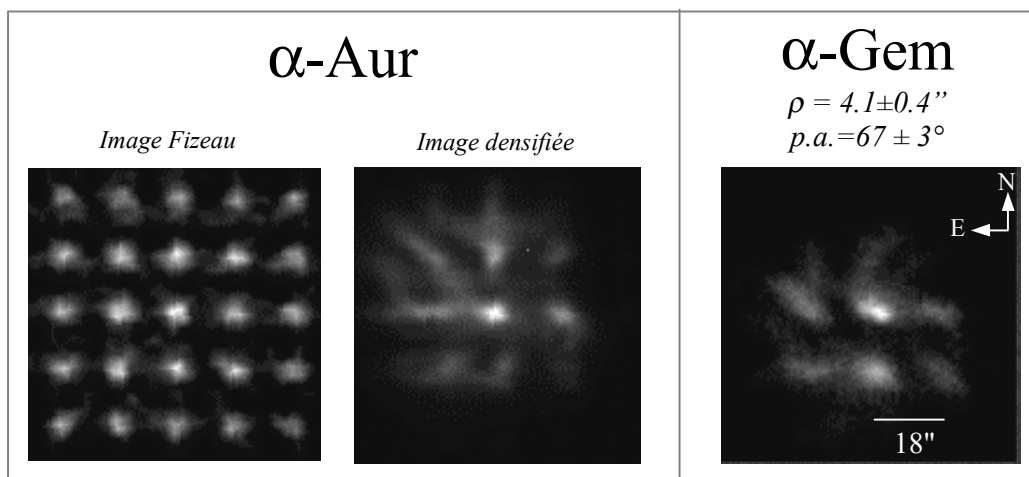


Figure 75 : Image Fizeau et densifiée de l'étoile de référence α Aur. À droite, image densifiée de l'étoile double α Gem prise le JJ=2451515.694 où $\rho=3.97''$ et $p.a.=67.4^\circ$; valeurs en accord avec les mesures faites sur l'image (d'après E. Pedretti).

5.3. Les hypertélescopes du futur :

L'hypertélescope miniature précédemment décrit n'est, par sa petite taille, rien d'autre qu'un démonstrateur de la technique de la pupille densifiée. Toutefois, cet instrument peut constituer le densifieur de pupille d'un instrument futur bien plus gros, susceptible d'offrir des images à très haute résolution angulaire d'intérêt scientifique.

Le concept d'hypertélescope est très certainement une solution d'avenir pour les télescopes extrêmement grands⁹⁶. En effet, il devient très difficile de réaliser des miroirs, même mosaïques, dont la taille dépasse les 100m, et de les supporter à l'aide d'une seule et même monture. En revanche, des ouvertures plus grandes semblent réalisables sous forme d'une mosaïque diluée de petits miroirs, sans monture, dont il est facile de faire augmenter la taille en ajoutant progressivement des miroirs supplémentaires. Le radiotélescope d'Arecibo utilise déjà cette configuration, mais avec une mosaïque dense.

CARLINA est le premier projet d'hypertélescope de grande taille. De petits miroirs sphériques sont solidement fixés, une fois pour toutes, au fond d'une cuvette naturelle (cf. Figure 76). L'ensemble correspond alors à un télescope de Schmidt dilué, de 200m de diamètre. Une station focale, composée d'un correcteur de coma et d'aberration de sphéricité, d'un densifieur de pupille et d'une caméra, est suspendue à un ballon stabilisé par des câbles. Le suivi est assuré par un asservissement de la longueur des câbles. Il est, en outre, possible d'observer simultanément différents astres à l'aide de plusieurs stations focales. Une tour de plusieurs centaines de mètres peut éventuellement remplacer le ballon. Le suivi est alors assuré en déplaçant la station focale sur un rail courbe. Le rapport F/D doit rester supérieur à 2, afin que les miroirs du correcteur d'aberration de sphéricité ne soient ni trop grands, ni trop asphériques.

Le concept CARLINA semble limité à 1 km de base. Au delà, les cuvettes naturelles adéquates deviennent rares, et la stabilisation d'une station focale située à plus de 2 km d'altitude paraît, pour l'instant, difficile. Une collaboration avec la division « Ballons » du CNES est envisagée pour étudier le contrôle et la stabilité d'un ballon à cet altitude.

Il faudra très certainement se tourner vers l'espace pour la réalisation d'hypertélescopes de 1 km à 150km de base, respectivement capables de détecter ou même d'imager sur plusieurs pixels, les planètes extra-solaires les plus proches. En effet, l'absence de pesanteur et d'atmosphère facilite le déploiement et la mise en phase d'un hypertélescope spatial composé d'une constellation de petits miroirs libres et indépendants (*free-flyers*), stabilisés par des voiles solaires et une métrologie laser (cf. plus loin). Chaque miroir peut être porté par des micro, voire nano-satellites, selon le projet de la NASA intitulé « Nanosat Constellation Trailblazer » destiné à expérimenter le vol en formation.

CARLINA: 200-m hyper-telescope

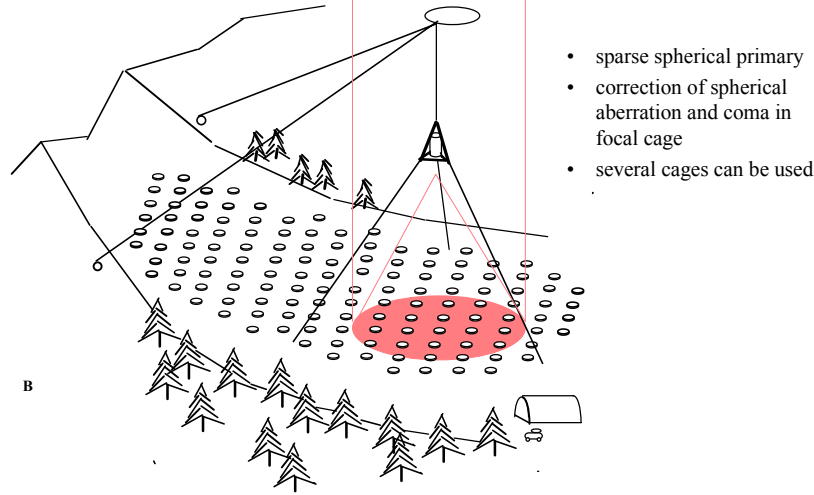


Figure 76 : Carlina est un projet d'hypertélescope ayant une base de 200m ou plus. La pupille est composée d'un grand nombre de petits miroirs sphériques, fixes, espacés les uns des autres et disposés dans une cuvette naturelle. L'ensemble focal se déplace à l'aide d'un ballon captif stabilisé par des câbles, pour suivre l'étoile observée (Dessin : A. Labeyrie).

5.4. OVLA est-il un hypertélescope ?

5.4.1. Sur l'importance de la forme de la pupille

La version initiale de l'interféromètre OVLA prévoit 27 télescopes mobiles répartis le long d'une ellipse. Il est clair que nous avons tout intérêt à densifier la pupille annulaire pour amplifier le pic central.

Cependant, même densifiée, une pupille annulaire est loin d'être monolithique. Afin de comparer précisément les performances d'un interféromètre OVLA avec un hypertélescope type CARLINA, nous allons déterminer les effets de la forme de la pupille d'entrée sur l'amplification du pic central et sur le champ utilisable après densification de la pupille.

Considérons un interféromètre de base D_i , à N ouvertures de diamètre d_i . Notons, D_o et d_o , respectivement le diamètre total de la pupille et le diamètre de chaque sous-pupille après densification. Le facteur de densification est alors γ_d tel que :

$$\gamma_d = \frac{d_o/D_o}{d_i/D_i} \quad (51)$$

La fraction d'énergie lumineuse contenue dans le pic central d'interférence est q_e , tel que:

$$q_e = N \left(\frac{d_o}{D_o} \right)^2 = N \left(\frac{\gamma_d d_i}{D_i} \right)^2 \quad (52)$$

L'amplification du pic central, par rapport au mode Fizeau ($\gamma_d=1$) est donc de γ_d^2 . La largeur du pic restant inchangée, c'est donc la hauteur du pic qui est amplifiée.

Il reste à déterminer un paramètre important, le champ. Celui-ci peut se calculer en nombre d'éléments résolus contenus dans l'image focale, c'est-à-dire le nombre de pixels utiles dans l'image CCD. Soit n_p cette quantité, définie par le nombre de pics d'interférence contenus dans la tâche d'Airy de chaque sous-ouverture. Donc en supposant que la pupille globale à la même forme que ses sous-pupilles, il vient :

$$n_p = \left(\frac{D_o}{d_o} \right)^2 \quad (53)$$

Le champ peut également être exprimé de manière absolue (en radian sur le ciel) suivant la formule approchée :

$$chp \approx \sqrt{n_p} \cdot \frac{\lambda}{D_i} = \frac{\lambda}{d_0} \quad (54)$$

Si la pupille est complètement densifiée, le champ devient égal à λ/s , avec s l'espacement entre chaque sous-ouverture.

En injectant n_p dans l'expression de q_e , on obtient pour les toutes formes de pupille :

$$q_e = \frac{N}{n_p} \quad (55)$$

Le Tableau 13 présente les valeurs de n_p et q_e pour une pupille entièrement pavée selon une maille carrée ou hexagonale, ainsi que pour une pupille annulaire densifiée jusqu'à ce que chaque sous-pupille soit jointive avec ses voisines. Nous supposons $N > 10$ car en dessous de cette valeur, les deux configurations deviennent équivalentes et les images produites deviennent très pauvres en informations. En toute rigueur, ces expressions sont des approximations car elles ne prennent pas en compte la forme de la pupille globale et de chaque sous-pupille ni le taux de remplissage exact.

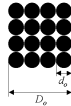
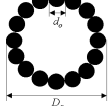
	<i>Cas général</i>	 <i>Pavage carré</i>	 <i>Anneau</i>
<i>Champ</i> (éléments résolus)	$n_p = \left(\frac{D_o}{d_o} \right)^2$	$n_p \approx N$	$n_p = \frac{N^2}{\pi^2}$
<i>Contraste</i> (E_{pic}/E_{tot})	$q_e = \frac{N}{n_p}$	$q_e \approx 1$	$q_e = \frac{\pi^2}{N}$

Tableau 13 : Champ et contraste des images obtenues après densification d'une pupille diluée pavée selon une maille carrée, et d'une pupille annulaire, en fonction du nombre d'ouvertures (N), du diamètre des sous-pupilles de sortie (d_o) et de la pupille de sortie entière (D_o).

Nous constatons, qu'à surface collectrice égale, un interféromètre dédié à l'imagerie à haute-résolution devra avoir un grand nombre de petites ouvertures, plutôt qu'un petit nombre de grandes ouvertures.

Il apparaît également qu'une pupille entièrement pavée est mieux adaptée à l'imagerie des objets faibles ou étendus (disques et enveloppes stellaires, AGN, quasars...), alors que la pupille annulaire est au contraire mieux adaptée à l'imagerie des objets discrets et plus brillants (étoiles multiples...).

5.4.2. Vers un OVLA hiérarchisé

Pour étendre et améliorer les capacités de l'interféromètre OVLA, il faudrait pouvoir combler l'importante obstruction centrale de sa pupille annulaire. Chaque télescope OVLA étant mobile, nous pouvons également nous demander s'il est possible de passer d'une pupille annulaire à une pupille mieux pavée, voire monolithique, afin de s'adapter à l'objet observé et optimiser soit le champ, soit le contraste.

La première idée qui vienne à l'esprit pour combler le vide central de la pupille est de faire un interféromètre composé de plusieurs ellipses concentriques. Cependant, chaque couronne de télescopes nécessite une ligne à retard pour la mise en phase avec les autres couronnes.

Une astuce consiste alors à hiérarchiser plusieurs ellipses de télescopes pour conserver l'égalité de tous les chemins optiques. Plusieurs petites ellipses de télescopes sont placées côte à côte sur une même grande ellipse⁹⁷. Le foyer de chaque petite ellipse est occupé par un « recombineur intermédiaire » qui renvoie un peigne de faisceaux collimatés et parallèles entre eux, vers le recombineur focal situé au foyer de la grande ellipse. En principe, la densification de la pupille peut être faite, soit par paquets dans chaque recombineur intermédiaire, soit simultanément sur toutes les sous-pupilles dans le recombineur final. En revanche, la superposition des faisceaux doit être faite sur le détecteur, au foyer commun de l'interféromètre.

Il est à noter que la forme de la pupille d'entrée d'un tel interféromètre est conservée quelle que soit la distance zénithale de l'astre suivi (cf. Tableau 14).

Il existe un grand nombre de configurations possibles selon le nombre d'ouvertures et de recombineurs intermédiaires disponibles. Le Tableau 15 présente quelques unes de ces configurations avec les pupilles et les figures de diffraction respectives. Le contraste et le champ mesurés sur les images calculées sont également présentés. Attention, ce que nous appelons « contraste » est, ici, la fraction d'énergie encerclée par le pic central jusqu'au premier anneau noir de la figure de diffraction. Le contraste idéal est donc celui fourni par une pupille circulaire sans obstruction centrale, soit 83.8%.

Nous constatons qu'avec seulement 12 télescopes et 3 recombineurs, il est déjà possible d'obtenir une pupille quasi monolithique donnant des images très contrastées (configuration *OVLA12*).

Une configuration consistant en une hiérarchisation partielle de 24 télescopes en 3 ellipses disjointes de 6 télescopes, accompagnées de 6 télescopes auxiliaires me semble également très intéressante (configuration *OVLA24 (3x6+1x6)*). En effet, elle assure un pavage régulier de la pupille d'entrée selon une maille hexagonale, en utilisant le même nombre d'éléments mobiles (24 télescopes, 3 recombineurs intermédiaires et 1 recombineur focal) que la version initiale d'un OVLA composé d'une ellipse unique de 27 télescopes. Six télescopes auxiliaires ont été ajoutés afin de combler les trous résiduels, et afin d'économiser trois recombineurs intermédiaires par rapport à une configuration équivalente composée de 6 ellipses jointives de 4 télescopes (configuration *OVLA24 (6x4)*). Pour assurer l'égalité des chemins optiques avec les autres télescopes, les six télescopes auxiliaires doivent être décentrés de 3% vers l'extérieur par rapport au maillage hexagonal que remplissent les 3 ellipses. Ce décentrement étant à la fois faible et dirigé vers l'extérieur ne contrarie pas la densification.

Enfin, notons qu'avec 6 ellipses de 5 télescopes et 3 ellipses de 2 télescopes, il est possible d'obtenir une pupille parfaitement monolithique, identique à celle du télescope Keck (configuration *OVLA36*). Cependant, cette configuration utilise beaucoup de recombineurs par rapport aux nombres d'ouvertures. En effet, chaque trou créé par un recombineur doit être comblé par un télescope adjacent. Mais, ce dernier nécessite, à son tour, un recombineur supplémentaire. Les configurations à pupille monolithique sont donc peu rentables pour les interféromètres hiérarchisés, à moins que chaque télescope soit aussi un recombineur !

L'usage de miroirs hexagonaux permet un pavage légèrement meilleur. Pour la configuration *OVLA24*, le pic central encercle 55.9% de l'énergie totale avec des ouvertures circulaires, contre 58.6% avec des ouvertures hexagonales. Le gain semble trop faible pour justifier l'usage de miroirs hexagonaux, qui, de plus, oblige à compenser la rotation différentielle de chaque « plan-sous-pupille », imposée par les faisceaux coudés (cette rotation est différente de celle du champ).

5.4.3. Vers des interféromètres toujours plus grands

Enfin, pour les interféromètres à très longue base, comportant un très grand nombre N d'ouvertures, il est possible d'étendre la hiérarchisation sur n niveaux, soit en complétant toujours la même maille, soit en reproduisant à chaque fois la configuration précédente (cf. Tableau 16).

La première méthode permet un pavage régulier, et même complet, de la pupille mais est très coûteuse en recombineurs intermédiaires. Le Tableau 16 présente deux pavages réguliers possibles selon une maille hexagonale, mettant en jeu une série d'ellipses de 6

télescopes se chevauchant, soit sur deux télescopes (pavage No.1), soit sur un seul télescope (pavage No.2). Lorsque le niveau de hiérarchisation devient élevé ($n \rightarrow \infty$), le pavage No.1 (utilisé pour la configuration OVLA24) nécessite 0.5 recombineurs par télescope, tandis que le pavage No.2 (utilisé pour la configuration OVLA36), légèrement plus rentable, nécessite 0.33 recombineurs par télescope. En revanche, si l'on souhaite obtenir une pupille parfaitement monolithique, il est nécessaire de boucher les trous laissés par les N_{rec} recombineurs par N_{rec} télescopes et $N_{rec}/2$ recombineurs supplémentaires. Dans ce cas, le coût du pavage No.1 reste inchangé, mais celui du pavage No.2 passe à 0.375 recombineurs par télescope.

La seconde méthode, récursive, consistant à reproduire n fois la configuration précédente, est beaucoup plus rentable car le rapport N_{rec}/N reste constant quel que soit le nombre n d'itérations. Il suffit donc de trouver une bonne configuration de base et de la reproduire selon le même schéma. Dans le cas de la configuration OVLA24 (3x6+1x6), où aucune ellipse de télescopes ne se chevauche avec une autre, nous avons $(N_{rec}/N)_n = 0.125$. Cependant, cette méthode n'assure pas un pavage complet de la pupille.

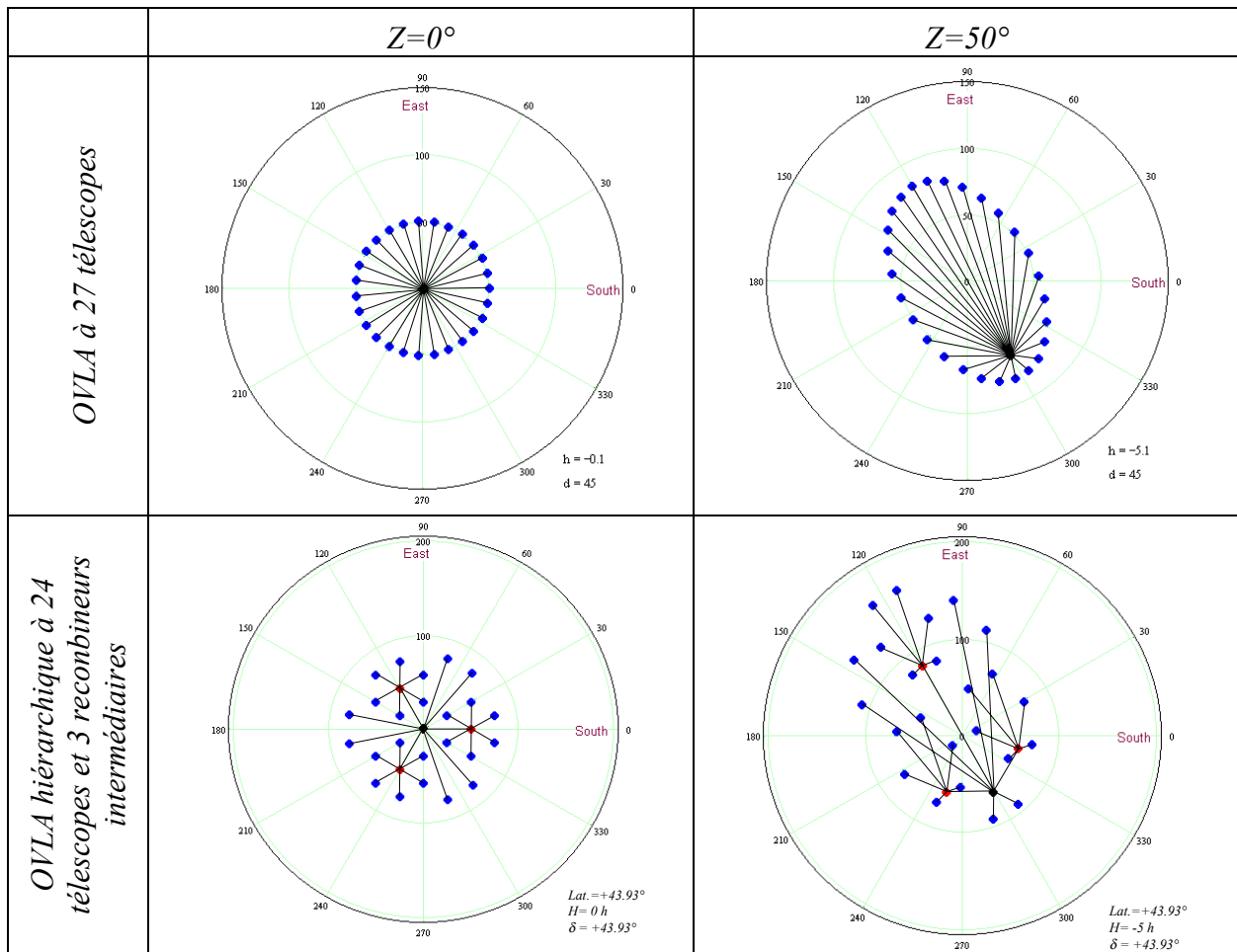


Tableau 14 : Exemples de 2 configurations possibles pour un interféromètre OVLA à 27 éléments mobiles, de bases équivalentes, pour une distance zénithale Z de 0 et 50° . En haut, cas d'une ellipse unique de 27 télescopes. En bas, hiérarchisation partielle de 24 télescopes à 3 recombineurs intermédiaires assurant un meilleur pavage de la pupille d'entrée. Dans les 2 cas, l'égalité des chemins optiques et la forme de la pupille sont conservées quelle que soit Z .

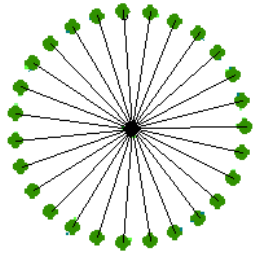
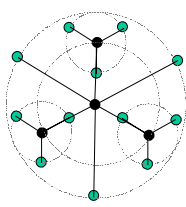
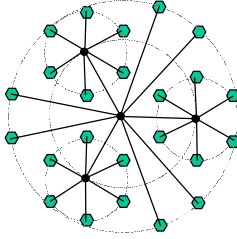
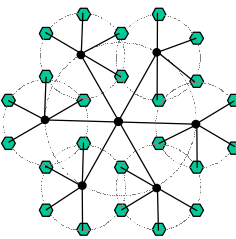
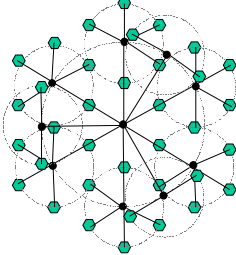
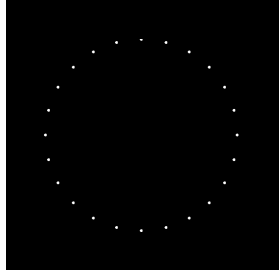
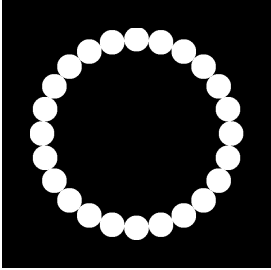
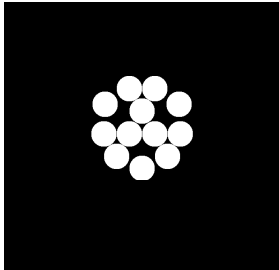
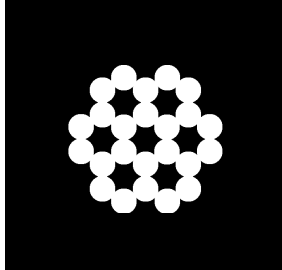
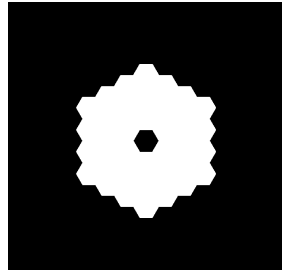
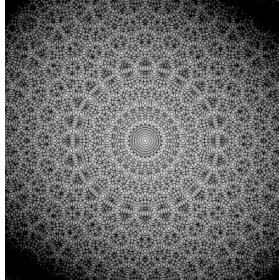
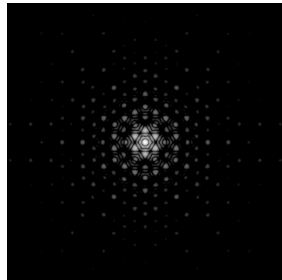
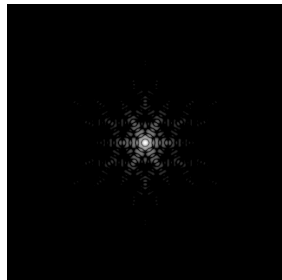
	OVLA 24 (1x24)		OVLA 12 (3x3+1x3)	OVLA 24 (3x6+1x6)	OVLA 24 (6x4)	OVLA 36 (6x5+3x2)
Configuration						
Nb. télescopes	24		12	24	24	36
Nb. recomb. interméd.	0		3	3	6	9
Pupille de sortie	non densifiée	densifiée	densifiée	densifiée		densifiée
						
Figure de diffraction (échelle log.)						
Contraste (E_{pic}/E_{tot})	0.003	0.165	0.747	0.559 (0.586 si miroirs hexagonaux)		0.795
Champ (nb. élt. résol.)	68	13	3	5.6		5.6

Tableau 15 : Pupilles de sortie et figures de diffraction de différentes configurations de base possibles pour un interféromètre OVLA hiérarchisé, selon le nombre de télescopes et de recombineurs disponibles. Le contraste théorique maximum est de 0.84 (PSF calculées par P. Riaud).

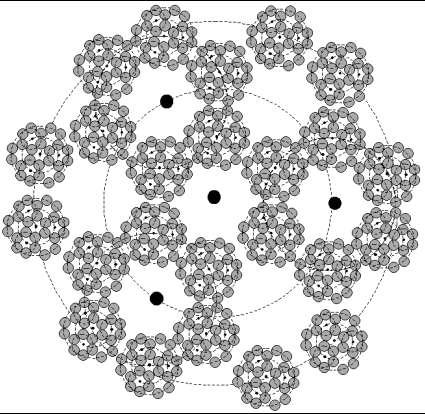
	Pavage à maille hexagonale constante		Pavage récursif
	<i>Pavage No.1</i>	<i>Pavage No.2</i>	
$(N_{rec}/N)_n$ (Pavage partiel)	0.5	0.333	
$(N_{rec}/N)_n$ (pavage complet)	0.5	0.375	$(N_{rec}/N)_0$ $= 0.125$ avec OVLA 24 <i>impossible</i>

Tableau 16 : Méthodes de pavage possibles pour des interféromètres imageurs à très grand nombre (N) d'ouvertures (ronds gris). Un pavage selon une maille hexagonale à pas constant (pavage No.1 ou 2) permet un remplissage régulier et complet de la pupille, mais est très coûteux en recombineurs intermédiaires (ronds noirs). En revanche, un pavage récursif, répliquant une configuration de base selon le même schéma, est plus rentable, mais ne permet pas l'obtention d'une pupille monolithique.

5.5. Conclusions

Nous avons montré qu'il était parfaitement possible d'adapter l'interféromètre OVLA au concept d'hypertélescope, en hiérarchisant sa géométrie, et ce, sans avoir à modifier l'optique ou la mécanique des télescopes. Les seuls éléments nouveaux sont les recombineurs intermédiaires. Ceux-ci restent, toutefois, très similaires à la station focale mobile, prévue pour la version initiale d'OVLA.

Il existe ainsi deux solutions pour réaliser un hypertélescope au sol :

- un CARLINA composé d'éléments fixes dans une cuvette naturelle et d'une station focale suspendue à un ballon,
- un interféromètre OVLA hiérarchisé.

Les résultats de la R&D des prochaines années permettront certainement de choisir l'un des deux concepts. En effet, pour CARLINA, la difficulté réside en la stabilisation du ballon, tandis que pour l'interféromètre OVLA hiérarchisé, la difficulté se situe au niveau des pattes assurant la mobilité de chaque télescope.

Cependant, un OVLA hiérarchisé possède, à mon avis, des avantages que n'a pas un hypertélescope tel que CARLINA :

- toute la surface collectrice est utilisée simultanément,
- un terrain plat naturel suffit,
- la pupille est adaptable à l'objet (base et forme),
- tous les éléments de l'instrument sont au niveau du sol,
- la base peut être étendue sur plusieurs kilomètres,
- une très grande zone du ciel est observable.

Enfin, pour des bases supérieures à 4 ou 5 km, seuls les interféromètres ou les hypertélescopes spatiaux semblent envisageables. Dans le chapitre suivant, je poursuis donc ma course vers les instruments de plus en plus grands, en étudiant la stabilisation des éléments d'un hypertélescope spatial par voiles solaires.

Chapitre 6

Contrôle d'un interféromètre spatial par voiles solaires

6.1. Interféromètres et hypertélescopes spatiaux

6.1.1. Présentation

Il est possible de détecter des exo-planètes telluriques gravitant autour d'étoiles situées jusqu'à 20 pc, à l'aide d'un Exo-Earth-Discover (EED)⁹⁸. Il s'agit d'un hypertélescope spatial, de plusieurs centaines de mètres, composés de nombreux éléments indépendants (*free-flyers*), et utilisant la technique de la pupille densifiée, associée à un coronographe. D'autres projets similaires sont prévus par l'ESA avec DARWIN⁹⁹, et par la NASA dans le cadre de son programme *Origins* (ST3¹⁰⁰, TPF¹⁰¹).

EPICURUS, un précurseur « modeste » pour les grands hypertélescopes spatiaux du futur, a été proposé à l'ESA par l'équipe d'Antoine Labeyrie¹⁰². Dans sa version initiale, EPICURUS est constitué d'un réseau de 36 miroirs de 30 cm uniformément répartis sur une surface sphérique de 200 m d'ouverture, et offrirait ainsi une résolution de 12 milli-secondes d'arc pour $\lambda=10\mu\text{m}$. Une station focale, équipée d'un correcteur d'aberration de sphéricité, d'un densifieur de pupille et de l'instrumentation scientifique, reçoit les faisceaux issus des différents segments.

Il est alors possible d'ajouter progressivement des miroirs supplémentaires afin d'augmenter le champ et la sensibilité. En outre, plusieurs stations focales peuvent observer simultanément et indépendamment des objets différents.

Le balayage du ciel est assuré par une combinaison de deux rotations lentes et continues, perpendiculaires entre elles, de l'hypertélescope complet autour de son centre de courbure, de manière à conserver l'image fixe par rapport aux étoiles. L'une d'elle s'effectue autour du pôle de l'écliptique en une année, tandis que la seconde s'effectue autour de la direction du soleil en quelques jours (cf. Figure 78). Ainsi, la couverture complète du ciel est assurée tous les 6 mois.

De plus, le champ utilisable du miroir primaire dilué est de 5° pour un rapport d'ouverture de $F/D=3$. Ce qui permet de poser jusqu'à 10h d'affilée sur le même astre.

Les accélérations nécessaires à ces mouvements sont fournies par des voiles solaires équipant chacun des free-flyers. Les voiles solaires, déjà proposées par Antoine Labeyrie pour un projet plus ancien intitulé TRIO¹⁰³, semblent bien adaptées au problème. En effet, non seulement elles servent d'ombrelles au miroir, mais en plus elles constituent un moyen de propulsion inépuisable fournissant des forces et des couples suffisamment faibles pour assurer le mouvement continu et précis nécessaire à la rotation et à la mise en phase de tous les segments du miroir géant. En revanche, des propulseurs plus puissants, comme les moteurs ioniques, peuvent être utilisés pour le pointage rapide, mais moins délicat, de la station focale entre chaque exposition. Notons que la station focale est fixe pendant l'observation si *les free-flyers* tournent autour du centre de courbure du primaire sphérique géant.

Un satellite situé au centre de courbure de la sphère primaire géante contrôle la mise en phase de chaque miroir avec une précision nanométrique à l'aide d'un système de métrologie à laser polychromatique. En outre, une caméra par miroir est nécessaire pour assurer le pointage et le positionnement de chaque élément. Enfin, ce satellite central peut également jouer le rôle de chef d'orchestre et d'interface avec la Terre.

Chaque *free-flyer* est identique aux autres, exceptée l'inclinaison du miroir par rapport aux voiles solaires, à moins qu'une monture motorisés permettent de changer l'inclinaison sur quelques degrés. La Figure 79 présente un vue d'ensemble, ainsi que les paramètres physiques souhaités, d'un élément d'hypertélescope spatial. La configuration proposée consiste en une masse de 1 kg maximum, équipée de 3 voiles solaires de 0.25m^2 , paraboliques hors d'axe, concentrant la lumière du soleil sur un petit miroir plan orientable placé à chaque foyer.

Je vais donc vérifier si les voiles solaires proposées permettent de contrôler efficacement les 6 degrés de liberté d'un tel élément, et éventuellement proposer des solutions permettant d'améliorer les performances.

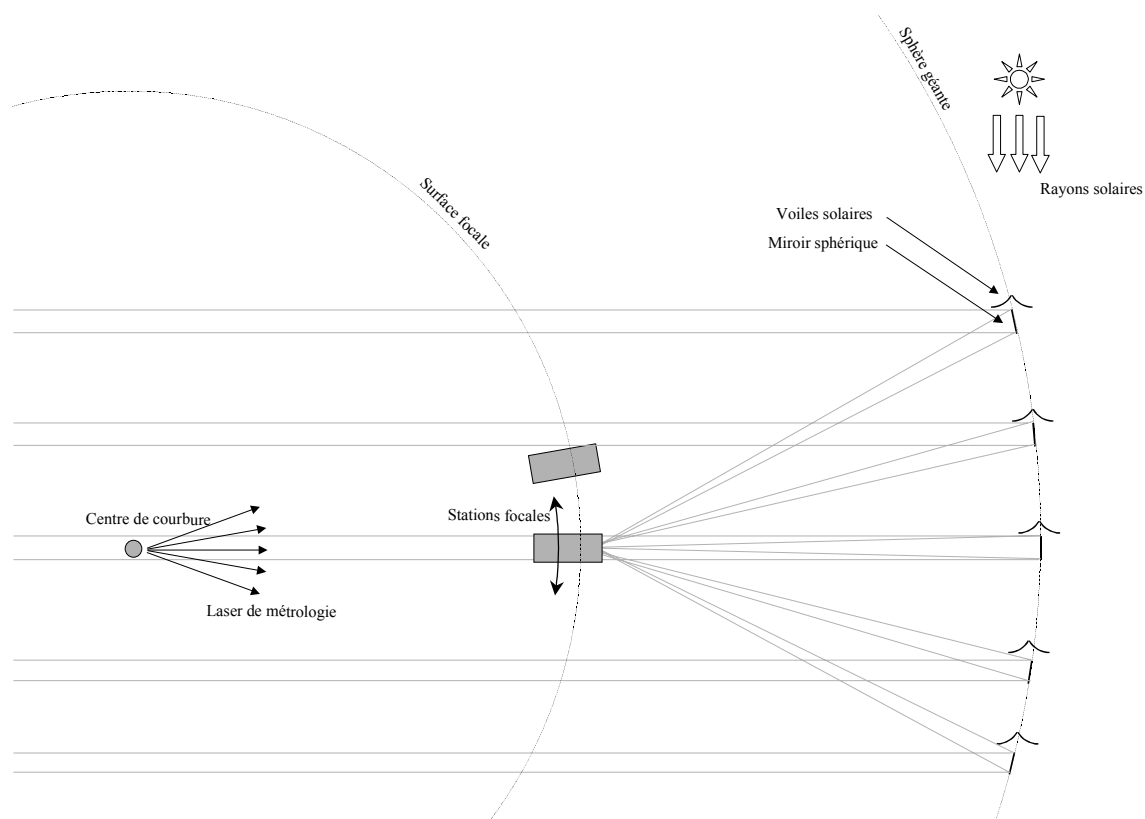


Figure 77 : Principe d'un hypertelescope spatial. Un miroir primaire géant dilué est obtenu à l'aide d'un ensemble de petits miroirs identiques, uniformément répartis et stabilisés par des voiles solaires.

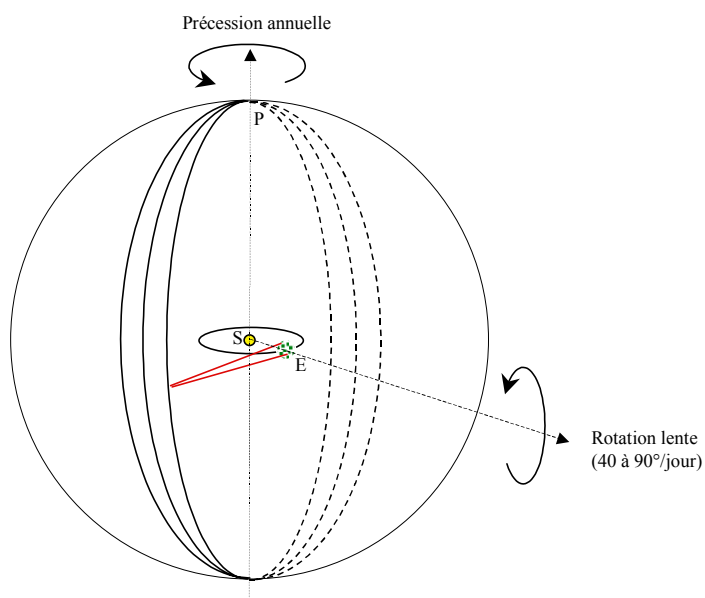
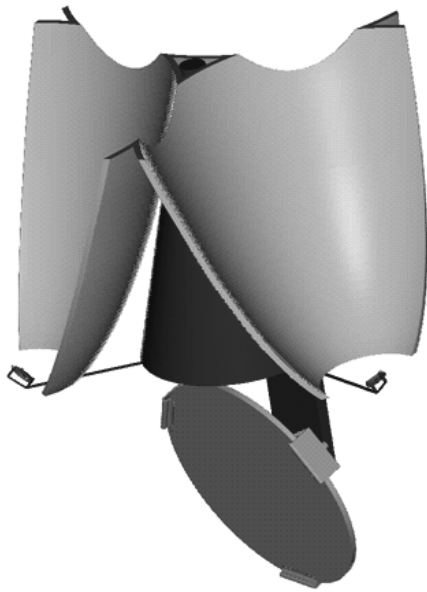


Figure 78 : EPICURUS (E) balaye la totalité du ciel tous les 6 mois grâce à la combinaison de deux rotations lentes et continues, d'axes perpendiculaires. L'une d'elles s'effectue autour du pôle de l'écliptique (P) en 1 année, tandis que la seconde s'effectue autour de la direction du soleil (S) en quelques jours.



Masse (M)	1 kg
Moment d'inertie (J)	0.05 kg.m ²
Surface des voiles (A)	0.25 m ²
Diamètre total des voiles (2R)	60 cm
Espacement entre éléments	33.3 m

Diamètre du miroir sphérique	30 cm
Rayon de courbure du miroir sphérique	1200 m

Figure 79 : Vue d'ensemble et caractéristiques d'un free-flyer EPICURUS à atteindre (dessin : P. Richaud, OHP).

6.2. Contraintes sur le mouvement des *free-flyers*

Voici tout d'abord, les principales contraintes de mouvement de chaque *free-flyers* qui vont conditionner le type et la dimension des voiles solaires.

6.2.1. Accélérations nécessaires

6.2.1.1. Mise en phase

La mise en phase des miroirs d'un interféromètre doit être réalisée avec une précision de l'ordre de 10nm. Grâce à l'absence de turbulence atmosphérique et de pesanteur, la durée de vie de la mise en phase peut atteindre plusieurs secondes. Pour prendre un cas pessimiste, choisissons une cadence de corrections de 5 Hz. Il faut alors que la position d'un élément soit corrigée de $\pm 10\text{nm}$ en 0.2s. L'accélération correspondante vaut : $a_{cor}=5.10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

6.2.1.2. Balayage du ciel

Pour assurer une rotation de chaque élément autour du centre de courbure du miroir primaire sphérique dilué, il faut fournir l'accélération :

$$\vec{a} = -\omega^2 \cdot \vec{R}_c, \quad (56)$$

avec la vitesse angulaire ω , et $\vec{R}_c$ le vecteur séparant le centre de courbure de l'hypertélescope à l'élément considéré. Ainsi, pour un rayon de courbure de 1200m, les accélérations nécessaires

pour engendrer la précession annuelle et la rotation lente de $90^\circ/\text{jour}$, sont respectivement de $a_{b1}=4,7.10^{-11}$ et $a_{b2}=3,8.10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

6.2.1.3. Effets de marée

Pour conserver la forme de l'hypertélescope, la propulsion des voiles solaires doit être très supérieure aux effets de marée afin de garder suffisamment de liberté de manœuvre. Cet effet peut limiter la taille de l'hypertélescope spatial. L'accélération créée par la Terre sur un satellite est :

$$a_T = \frac{G \cdot M}{r^2} = \omega^2 \cdot r, \quad (57)$$

avec G la constante de gravitation, M la masse de la Terre, ω et r , la vitesse angulaire et le rayon de l'orbite respectivement. Si l est la taille de l'hypertélescope, la variation d'accélération vue par deux *free-flyers* extrêmes est :

$$\frac{d a_T}{d r} \cdot l = 2 \cdot \frac{G \cdot M}{r^3} \cdot l = 2 \cdot \omega^2 \cdot l. \quad (58)$$

Cette valeur correspond à l'accélération minimum que devront fournir les voiles solaires. Pour des *free-flyers* de 1 kg en orbite géostationnaire ($\omega=7.29.10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$), l'accélération minimum pour vaincre les effets de marée, par hectomètre de base, vaut : $a_{em}=1.06 \mu\text{m.s}^{-2}$.

6.2.1.4. Bilan des accélérations

Les accélérations a_{cor} , a_{b1} , a_{b2} et a_{em} , précédemment calculées, peuvent avoir des directions très différentes. L'accélération minimum que doivent fournir les voiles solaires est donc la somme des modules de ces accélérations, d'où :

$$a_{voile} \geq 9.10^{-7} \text{ m.s}^{-2} + 1.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}/100\text{m de base} \quad (59)$$

Ce sont donc principalement les effets de marée qui vont contraindre la surface et la forme des voiles solaires. Au delà de 100m de base, il est préférable de placer l'hypertélescope en orbite héliocentrique à proximité de la Terre (*Earth-trailing orbit* ou au point de Lagrange L_2). Ces lieux sont, en effet, idéaux pour les instruments spatiaux géants : place illimitée, pas d'éclipse de soleil, ni d'effets de marée, communications continues avec la Terre.

6.2.2. Redressement passif des voiles solaires

Enfin, une condition indispensable au bon fonctionnement des *free-flyers* est le redressement automatique des voiles solaires face au soleil en cas de perte de contrôle. En effet, si suite à une défaillance ou une perturbation externe (micro-météorites...), l'image du soleil sort des miroirs orientables de contrôle, il est indispensable que les moments, exercés par la pression de radiation sur les voiles solaires, tendent à ramener passivement celles-ci face au soleil, afin de retrouver le contrôle du *free-flyer*. De plus, le déploiement d'un hypertélescope

spatial est grandement facilité si chaque *free-flyer* peut être « lâché » dans l'espace sans contraintes sévères d'orientation. Je vais donc rechercher s'il existe une forme optimale à donner aux voiles solaires assurant cet *auto-redressement*.

Cependant, s'il n'y a pas d'amortissement, la voile ne cessera pas d'osciller autour de sa position d'équilibre. En fait, nous verrons par la suite que les petits miroirs de contrôle peuvent amortir très efficacement les oscillations en freinant la voile à chaque passage face au soleil.

6.3. Dynamique de la pression de radiation

La force exercée sur une face plane de surface A , de vecteur normal unitaire $\vec{n}$, par un flux de photons incidents, de puissance W et dirigé suivant le vecteur $\vec{s}$ (cf. Figure 80), s'exprime¹⁰⁴ :

$$\vec{f}_i = \frac{W}{c} \cdot A \cdot (\vec{s} \cdot \vec{n}) \vec{s}. \quad (60)$$

De même, si la surface est parfaitement réfléchissante, les photons réfléchis exercent une force de même amplitude, de direction opposée au rayon réfléchi de vecteur $\vec{s}_r$, d'où :

$$\vec{f}_r = -\frac{W}{c} \cdot A \cdot (\vec{s} \cdot \vec{n}) \vec{s}_r. \quad (61)$$

En utilisant la relation $\vec{s} - \vec{s}_r = 2 \cdot (\vec{s} \cdot \vec{n}) \vec{n}$, la force totale exercée sur la surface par la pression de radiation est :

$$\vec{F} = \frac{2 \cdot W}{c} \cdot A \cdot (\vec{s} \cdot \vec{n})^2 \vec{n}. \quad (62)$$

Si i est l'angle séparant la normale du rayon incident, l'expression devient :

$$\vec{F} = \frac{2 \cdot W}{c} \cdot A \cdot \cos^2 i \vec{n}. \quad (63)$$

La force générée par la pression de radiation est donc toujours normale à la surface éclairée, et devient maximale en incidence normale.

La puissance émise par le soleil est de $W=1368W.m^{-2}$ à 1 u.a.. Dans ce cas, la pression exercée sur une voile plane normale au soleil et parfaitement réfléchissante est de $P=9,12.10^{-6}Nm^{-2}$. Ainsi, une voile solaire plane de surface $A=0,25m^2$ suffit pour transmettre une accélération de $2,3 \mu m.s^{-2}$ à une masse de 1 kg.

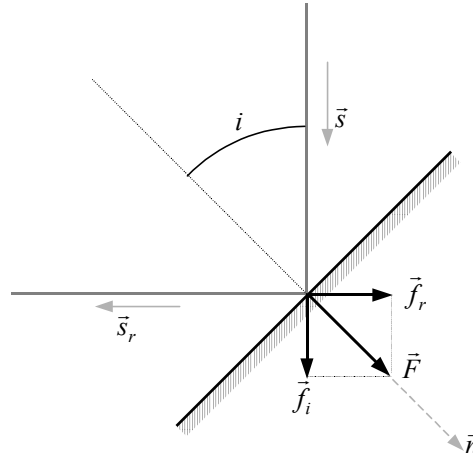


Figure 80 : Voile solaire plane parfaitement réfléchissante.

6.4. Contrôle du positionnement et de l'attitude du satellite

On se propose de contrôler les trois translations et les trois rotations d'un satellite à l'aide de trois miroirs plan orientables, chacun au foyer d'une portion de paraboloïde hors d'axe (cf. Figure 81).

6.4.1. Calcul des forces et des moments

La force résultante exercée sur l'ensemble constitué d'une voile parabolique et d'un miroir focal peut être déterminée en considérant tous les rayons lumineux réfléchis par la voile entière. Je suppose que la voile et le miroir plan sont parfaitement réfléchissants. Un rayon incident porté par le vecteur unitaire $\vec{s}$ est réfléchi par un élément de surface dA entourant le point I de la parabole et génère une force élémentaire d'incidence $d\vec{f}_i$ parallèle à $\vec{s}$, et une force élémentaire de réflexion $d\vec{f}_r$, de même norme, mais dirigée à l'opposé du foyer (cf. Figure 82). Les rayons se réfléchissent ensuite sur le miroir focal en exerçant à leur tour une force d'incidence $-d\vec{f}_r$ (principe de l'action et de la réaction) et une force de réaction $d\vec{f}_m$ de même norme et dirigée suivant le vecteur unitaire $d\vec{s}_m$, défini par la position du vecteur normal au miroir $\vec{n}_m$.

Soient $\vec{f}_i$, $\vec{f}_r$ et $\vec{f}_m$, respectivement les forces résultantes de l'intégration des forces élémentaires $d\vec{f}_i$, $d\vec{f}_r$ et $d\vec{f}_m$ sur la voile parabolique entière.

Intégrées sur l'ensemble des trois voiles, $\vec{f}_i$ et $\vec{f}_r$ n'engendrent aucun moment. Cependant $\vec{f}_i$ crée une accélération rectiligne des voiles dans la direction anti-solaire. Seule $\vec{f}_m$ peut générer un moment selon l'orientation des miroirs focaux.. Nous appellerons « rayon moyen », le rayon lumineux réfléchi parallèle à $\vec{f}_m$. Finalement, la parabole entière est assimilable à un point M par lequel est réfléchi le « rayon moyen ». La connaissance de l'angle

θ_0 séparant l'axe focal du rayon moyen est nécessaire pour le calcul du couple généré. Celui-ci a été calculé pour quatre configurations différentes de voiles paraboliques (cf Figure 87). En notant A_u la surface utile des voiles (résultat de l'intégration), nous avons :

$$\vec{f}_i = P A_u \vec{s}, \quad (64)$$

d'où :

$$\vec{f}_m = -P A_u \vec{s}_m. \quad (65)$$

La force résultante et le moment résultant générés par les trois voiles paraboliques sont donc :

$$\vec{F} = P A_u \left(3 \vec{s} - \sum_{j=0}^2 \vec{s}_{mj} \right), \quad (66)$$

$$\vec{M} = -P A_u \sum_{j=0}^2 \vec{r}_j \wedge \vec{s}_{mj}. \quad (67)$$

avec $\vec{s}_{mj}$ le vecteur unitaire portant le rayon moyen réfléchi par le miroir focal de la j -ième voile, et $\vec{r}_j$ le vecteur séparant le centre de masse G du système du foyer de la j -ième voile. Enfin, la masse m et le moment d'inertie J du système permettent de remonter à l'accélération linéaire et angulaire par rapport au centre de masse qui sont tels que :

$$\vec{F} = m \vec{a}, \quad (68)$$

$$\vec{M} = J \vec{\omega}'. \quad (69)$$

Les vecteurs $\vec{s}_{mj}$ ont une norme constante, égale à PA_u , quelles que soient leurs orientations. Donc deux angles α_j et β_j suffisent pour déterminer l'orientation des vecteurs $\vec{s}_{mj}$ par rapport au repère (x,y,z) lié aux voiles solaires. Les composantes de $\vec{F}$ et de $\vec{M}$ sont ainsi les six inconnues d'un système de 6 équations indépendantes. Le système est inversible et il existe une matrice 6×6 , $\mathbf{M}$, dépendant uniquement de P , A_u , des trois vecteurs $\vec{r}_j$ et de la définition des angles α_j et β_j , qui permet de calculer les orientations des miroirs de contrôle à partir de la force résultante et du moment calculé par le système de métrologie pour corriger le positionnement du *free-flyer* :

$$\begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \beta_1 \\ \alpha_2 \\ \beta_2 \\ \alpha_3 \\ \beta_3 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} F_X \\ F_Y \\ F_Z \\ M_X \\ M_Y \\ M_Z \end{pmatrix} \quad (70)$$

A notre stade de définition du concept, un calcul plus approfondi n'est pas utile puisqu'il est spécifique à une mécanique donnée pour laquelle les axes des miroirs de contrôle doivent être définis.

L'orientation des miroirs focaux permet donc de moduler indépendamment le moment résultant et la force résultante subis par le système. La force résultante est nulle si les trois miroirs focaux renvoient leur faisceau dans la direction anti-solaire, et devient maximale ($6 PA_u$) dans le cas contraire. Il est donc impossible de remonter vers le soleil. Heureusement, seul le mouvement relatif des différents éléments de l'hypertélescope compte pour leur mise en phase. Cependant, afin que chaque élément puisse corriger indépendamment son orientation et sa position par rapport aux autres, dans toutes les directions de l'espace et avec suffisamment de dynamique, il est préférable de laisser dériver tous les éléments de l'hypertélescope en ne compensant que partiellement la force résultante F . Idéalement, pour conserver toute la dynamique disponible, les faisceaux sortants devraient être réfléchis perpendiculairement au soleil, avec une amplitude d'orientation de $\pm 90^\circ$. Cependant, la divergence des faisceaux et la présence de la voile empêchent le renvoi dans toutes les directions.

En effet, un miroir plan, placé au foyer d'un faisceau d'ouverture angulaire $\Delta\theta$, offre une amplitude de déviation de seulement $\pm(90^\circ - \Delta\theta)/2$. Si l'ouverture du faisceau ne fait que 60° , la déviation maximale du faisceau réfléchi est de $\pm 15^\circ$, ce qui est insuffisant. Cette perte de dynamique peut être compensée par une augmentation de la surface de voile, mais cette solution n'est guère rentable.

Pour augmenter l'amplitude de déviation du faisceau de sortie, il est possible d'augmenter le rapport F/D des voiles paraboliques mais cela impose une diminution de la surface des voiles ou une augmentation de la longueur focale, donc de l'encombrement de chaque *free-flyer*. Une autre solution consiste à introduire un miroir secondaire pour collimater le faisceau réfléchi par la parabole. Ce concept ressemble au « solar photon thruster » proposé par R. Forward¹⁰⁵ (cf. Figure 83). Cette solution a l'avantage de concentrer toute la force de radiation dans une direction souhaitée. Le diamètre apparent du soleil limite toutefois la longueur du faisceau collimaté, à moins d'augmenter le diamètre du miroir orientable.

Pour limiter le nombre de pièces optiques, je propose plutôt une solution consistant à utiliser le même miroir focal plan orientable que celui proposé initialement, mais aminci et réfléchissant des deux côtés. Ainsi, la déflexion est continue de 0° à 360° (cf. Figure 83). Cependant, lorsque la déflexion est faible, l'axe de rotation de ce miroir doit passer exactement sur le foyer afin de partager symétriquement le faisceau. Heureusement, dans notre cas cette contrainte ne pose pas de problème car le foyer est en permanence stabilisé par l'asservissement. Ce réglage peut être réalisé une fois pour toutes, lors de la construction des voiles solaires.

Avec un tel système, les seules orientations interdites pour le faisceau de sortie, sont celles qui sont dirigées vers les voiles solaires. Nous avons donc intérêt à ce que les voiles

n'occupent pas trop d'espace utile. J'ai alors considéré les configurations présentées en Figure 87, qui se différencient par le décentrement angulaire θ_l de chaque parabole par rapport à son axe focal, et par $\Delta\theta$ l'ouverture angulaire radiale de la parabole. L'ouverture angulaire azimutale $\Delta\phi$ de la parabole est fixé à 90° pour les quatre configurations.

Le Tableau 17 présente les performances de chacune des quatre configurations proposées, ramenées au même rayon total de voilure ($R=0.3m$), concernant les 6 degrés de liberté.

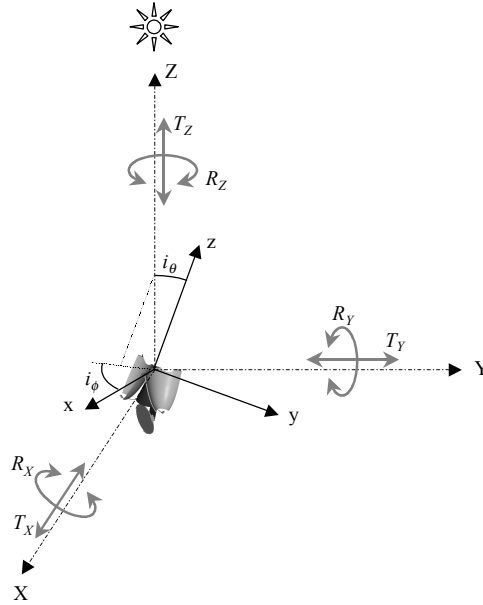


Figure 81 : Les mouvements d'un free-flyer sont décrits dans un repère X,Y,Z lié au soleil. Les angles i_θ et i_ϕ définissent l'orientation des rayons incidents du soleil par rapport au repère x,y,z lié aux voiles solaires.

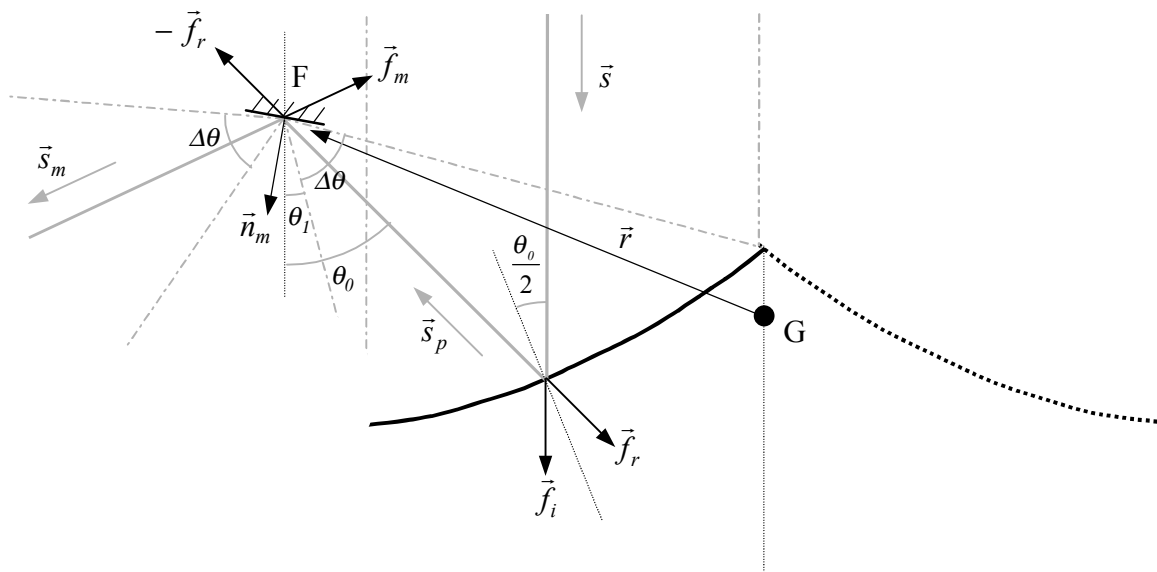


Figure 82 : Voile solaire parabolique hors d'axe et miroir focal de contrôle.

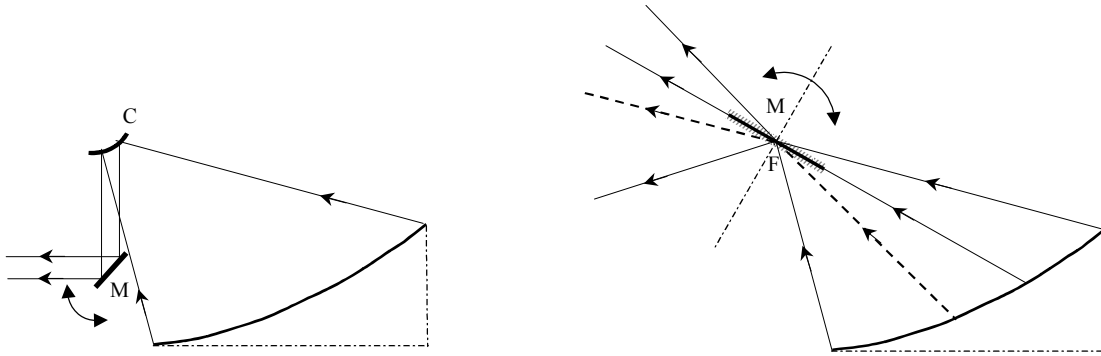


Figure 83 : Solutions pour augmenter l'amplitude de la déflexion du faisceau de sortie : (à gauche) réduction de l'ouverture angulaire du faisceau à l'aide d'un collimateur C, (à droite) utilisation d'un miroir plan mince à deux faces réfléchissantes.

	conf. I ($\theta_i=0^\circ, \Delta\theta=60^\circ$)	conf. II ($\theta_i=15^\circ, \Delta\theta=60^\circ$)	conf. III ($\theta_i=30^\circ, \Delta\theta=60^\circ$)	conf. IV ($\theta_i=45^\circ, \Delta\theta=60^\circ$)
Angle du rayon moyen par rapport à la direction anti-solaire (θ_0).	35.58°	45.84°	57.81°	70.61°
Force totale sortant des 3 miroirs focaux ($10^{-6} N$)	1.02	1.14	0.99	0.69
Amplitude de déviation du faisceau par rapport au plan (XY).	$+54.41^\circ$ -90°	$+74.16^\circ$ -90°	$\pm 90^\circ$	$\pm 90^\circ$
Dynamique en translation T_X et T_Y ($10^{-6} N$)	1.02	1.14	0.99	0.69
Dynamique en translation T_Z (+et-) ($10^{-6} N$)	+0.84 -1.02	+1.10 -1.14	± 0.99	± 0.69
Dynamique du couple selon R_X et R_Y ($10^{-6} N.m$)	± 0.169	± 0.2041	± 0.181	± 0.126
Dynamique du couple selon R_Z ($10^{-6} N.m$)	± 0.329	± 0.367	± 0.319	± 0.222

Tableau 17 : Dynamiques de corrections en translation et en fonction de la configuration des voiles.

Nous sommes loin des $2.3 \cdot 10^{-6} N$ exercés par la pression de radiation sur une voile plane de $0.25m^2$, normale au soleil. Cependant les configurations II et III réalisent un bon compromis entre surface utile et encombrement.

Les forces disponibles doivent être augmentées d'un facteur 3 pour un interféromètre de 200m de base ayant des free-flyers de 1 kg. Nous avons donc le choix entre :

- alléger chaque élément d'un facteur 3, soit $m = 0.3kg$,
- augmenter la surface de voile d'un facteur 3, soit $A=0.75m^2$, et $R=0.5m$.

La première solution impose une masse inférieure à 150g pour un miroir de 30cm de diamètre (en prévoyant encore autant pour les composants restants). Il semble que cette contrainte de masse soit compatible avec les dernières avancées technologiques en matière de miroirs ultra-légers, présentées lors d'un récent colloque de la Nasa¹⁰⁶. En outre, il est possible d'alléger considérablement le miroir et les voiles solaires, en les perforant de trous plus petits que la longueur d'onde sans affecter leur réflectivité¹⁰⁷.

Enfin, la solution consistant à augmenter la surface de voile est sans doute la plus simple. Cependant pour réduire le coût du lancement, il est souhaitable que chaque *free-flyer* soit le plus petit possible afin d'en mettre un nombre maximum dans la coiffe du lanceur.

6.4.2. Choix des axes du miroir focal

Les miroirs plans de contrôle doivent être installés au foyer de chaque parabole à l'aide d'une monture 2 axes permettant leur orientation dans toutes les directions. Nous sommes ramenés aux problèmes d'entraînement des télescopes : quels axes choisir afin de simplifier les calculs, ou d'autoriser un suivi dans toutes les directions utiles ?

Il est vrai que l'on pourrait rechercher l'équivalent d'une éventuelle « monture équatoriale » permettant de découpler les 6 degrés de liberté du *free-flyers* avec les 6 axes de commandes. Cela reviendrait à diagonaliser la matrice M du système. Cependant, cette monture naturelle apparaît de moins en moins utile compte tenu de la puissance actuelle des calculateurs. Il est certainement plus important de rechercher une monture n'interdisant ni le pointage ni le suivi dans aucune région utile du ciel (ce qui n'est pas le cas pour les télescopes alt-az !). Dans notre cas, cela signifie que la normale du miroir focal ne doit, en aucun cas, être parallèle à l'un des axes de la monture.

La Figure 84 montre les zones balayées par le vecteur normal du miroir de contrôle. Il reste un cône de 45° d'ouverture pour placer l'axe principal β de la monture du miroir focal. Celui-ci peut être dirigé suivant le rayon incident moyen d'angle θ_0 . Mais dans ce cas, une partie non négligeable du faisceau serait obturée, ce qui aurait pour effet de réduire les performances de la voile et d'échauffer la mécanique de la monture.

En conclusion, la solution la plus optimale consiste à placer cet axe à la fois hors du faisceau et hors de la zone balayée par la normale du miroir.

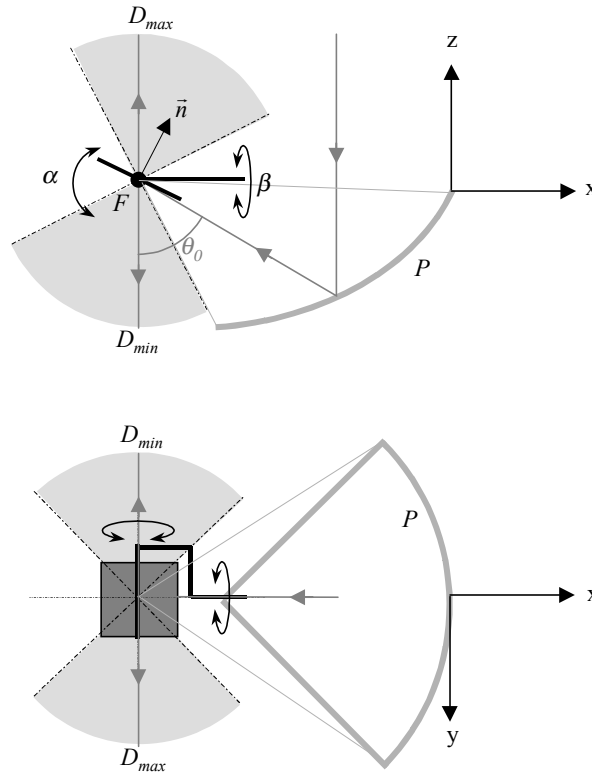


Figure 84 : Orientations des miroirs focaux de contrôle. Le rayon moyen réfléchi par la voile solaire parabolique (P) arrive au foyer (F) avec un angle θ_0 par rapport à la direction anti-solaire (-z). Ce rayon peut être dévié sur 180° autour des axes y et z (déviations extrêmes : D_{min} et D_{max}) par un miroir focal orientable sur un montage 2 axes (α , β). L'axe principal β de la monture doit être à l'extérieur de la zone balayée par le vecteur normal $\vec{n}$ du miroir (secteurs grisés) afin de rejeter le pôle de la monture hors de la région utile.

6.5. Redressement passif

Après avoir analysé les contraintes et proposé des solutions pour le contrôle de l'attitude d'un *free-flyer*, je vais tenter de déterminer quelle forme de voiles solaires assure le redressement passif de celles-ci face au soleil. Nous allons voir que cette étude justifie les configurations proposées dès le paragraphe précédent.

6.5.1. Condition d'équilibre et de redressement

Une voile solaire est soumise à deux forces antagonistes : la pression de radiation qui tend à « sortir » le satellite de son orbite et l'inertie qui tend à l'y ramener. De même un navire est soumis à la pesanteur et à la poussée d'Archimède. La condition d'équilibre et de redressement (retour passif à la position d'équilibre) est remplie si le moment résultant est nul à l'équilibre, et s'il tend à ramener le solide à l'équilibre lorsque celui-ci s'en écarte. Dans le cas de la voile solaire, cela revient à dire que le centre d'inertie doit être plus près du soleil que le centre de poussée de la pression de radiation.

6.5.2. Empennage solaire

Il est parfaitement possible de garantir le retournement des voiles solaires de contrôle face au soleil en ajoutant trois voiles planes à l'extrémité d'un mat orienté dans la direction anti-solaire. Il s'agit tout simplement d'un empennage, comme celui équipant les aéronefs. Les voiles de contrôle peuvent aussi servir d'empennage, mais la charge utile (segment de l'hypertélescope) n'est plus protégée du rayonnement solaire (cf. Figure 85). Ces configurations laissent une grande liberté sur la position du centre de masse mais ne sont pas très réalistes pour un hypertélescope, où chaque élément doit être le plus compact, le plus léger et le plus économique possible.

6.5.3. Voile en trièdre ou conique :

Pour commencer simplement, nous allons envisager une voile solaire en forme de trièdre ou de cône, parfaitement réfléchissante, placée juste au-dessus de la charge utile qu'elle protège du soleil. La force induite par la pression de radiation étant toujours normale à la surface de la voile, le centre de poussée P (intersection des normales centrales de chaque face) est donc fixe quelque soit l'angle d'incidence i (cf. Figure 86). Il y a redressement si le centre de masse G est situé au-dessus de P (pour notre figure). Notons également que l'angle maximum avant chavirement est de l'ordre de 120° , et est indépendant de la position de G (tant que le redressement est assuré) ; seule l'amplitude du moment redresseur change. Enfin, remarquons que la distance AP , séparant l'apex A au centre de poussée P , croît avec l'ouverture α du cône ou du trièdre en $\cos^{-1}\alpha$. Nous avons donc intérêt à choisir un cône très ouvert pour accroître la stabilité de la voile, ou pour éloigner le centre de masse de l'apex si cela est nécessaire.

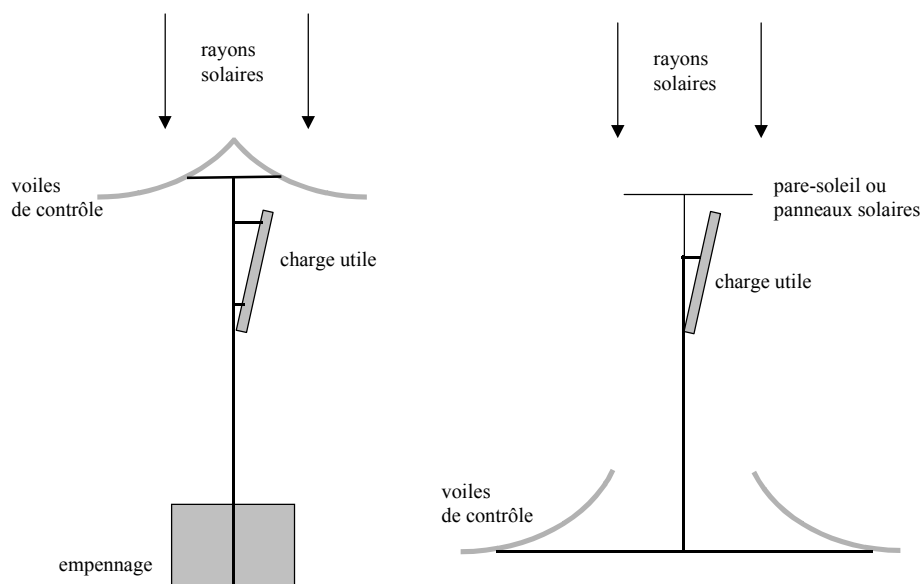


Figure 85 : Stabilisation d'un satellite par empennage solaire (à gauche). Les voiles de contrôle peuvent également faire office d'empennage (à droite) mais ne protègent plus la charge utile du rayonnement solaire.

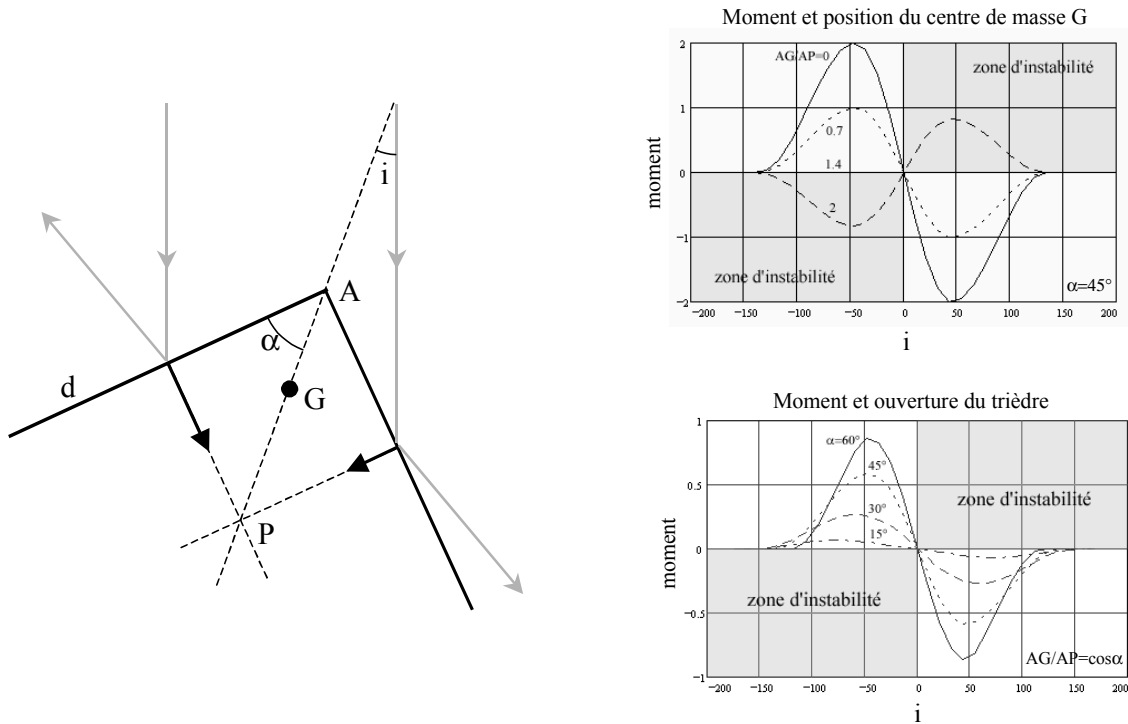


Figure 86 : Voile solaire conique ou en trièdre auto-stabilisée. Si le centre de masse G est situé entre l'apex A et le centre de poussée P (qui est fixe), alors la voile retourne d'elle-même à sa position d'équilibre ($i=0$). (calculs des moments en 2D).

6.5.4. Cas de 3 voiles paraboliques hors d'axe :

Une voile conique répond parfaitement au problème du redressement, mais ne permet pas le contrôle actif de l'attitude du satellite. Comme nous l'avons vu, seul un ensemble de 3 voiles concaves paraboliques, focalisant la lumière du soleil sur 3 petits miroirs orientables, permet de contrôler indépendamment les 6 degrés de liberté du satellite.

Toutefois il est possible de s'approcher de la forme conique en disposant trois voiles paraboliques hors d'axe dos à dos, à 120° l'une de l'autre, d'axe focal dirigé vers le soleil.

6.5.4.1. Calcul du moment et de la force résultante

J'ai effectué un calcul complet en 3D pour déterminer le moment et la force résultante exercées par la pression de radiation sur chacune des 3 voiles paraboliques, en fonction de $\vec{s}(i_\theta, i_\phi)$, le vecteur portant les rayons incidents issus du soleil, avec i_θ l'angle séparant le soleil de l'axe focal, et i_ϕ l'azimut du soleil par rapport à la voile. Cependant, ce calcul ne prend pas en compte les ombres portées (temps de calcul trop élevé) qui n'interviennent qu'aux fortes inclinaisons.

Comme pour la voile conique ou en trièdre, nous avons effectué le calcul du moment redresseur en fonction i_θ pour différentes « ouvertures » de voiles et différentes positions du centre de masse G , à rayon égal ($R=0.3m$) (cf. Figure 87). L'ouverture du trièdre ou du cône équivalent est, ici, fixée par le décentrement angulaire θ_I de chaque parabole par rapport à son axe focal, et par $\Delta\theta$ l'ouverture angulaire radiale de la parabole.

Les courbes du moment obtenues pour les voiles paraboliques ressemblent à celles obtenues pour le trièdre. On constate, en effet, que l'angle limite de chavirement est de l'ordre de 120° et ne dépend pas du décentrement θ_I des paraboles, ni de la position de G , tant que celui-ci est loin du centre de poussée P . D'ailleurs, ce dernier reste stable jusqu'à $\iota_\theta=45^\circ$; au-delà il remonte rapidement vers l'apex ! En outre, P est d'autant plus bas que les paraboles sont proches de leur axe focal ($\theta_I=0$ ou 15°).

La non symétrie de révolution de l'ensemble des 3 voiles fait apparaître un déséquilibre du moment redresseur selon le signe de l'inclinaison ι_θ . Il existe alors un moment azimutal dépendant de i_ϕ , qui tend à tourner les voiles parallèlement aux axes focaux des paraboles. Cependant, la valeur maximal du moment azimutal (pour $\iota_\theta=90^\circ$) est 10 à 20 fois plus faible que le moment redresseur, selon la configuration des voiles, et devient nul pour $\iota_\theta<60^\circ$ (cf. graphique 3 de la Figure 87).

En conclusion, nous pouvons affirmer qu'il est préférable de choisir l'une des deux premières configurations ($\theta_I=0$ ou 15°) qui ont de multiples avantages par rapport aux autres configurations. Tout d'abord, le moment redresseur est bien plus fort : $4.10^{-7}N.m$ pour $\theta_I=0^\circ$, contre $2.10^{-8}N.m$ pour $\theta_I=45^\circ$ (cf. graphique 1). De plus, le centre de poussée P est rejeté vers l'arrière des voiles. Ce dernier point n'est pas à négliger, car le graphique 2 nous montre que la stabilité chute rapidement avec la distance séparant l'apex (A) du centre de masse (G). Enfin, la position en amont de la mécanique des miroirs focaux de contrôle (F) tire le centre de masse vers l'apex, ce qui est favorable à la stabilité de l'ensemble.

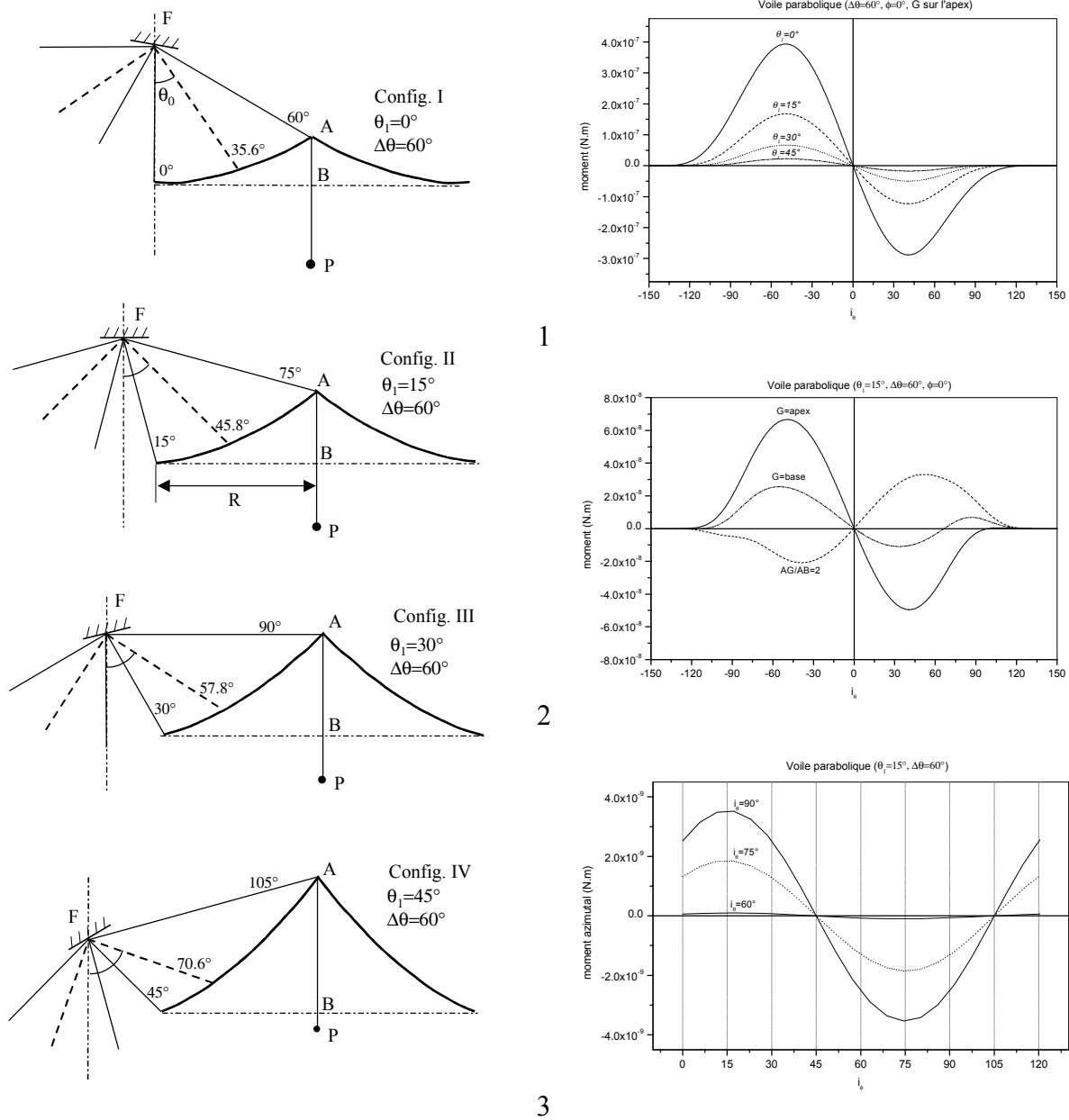


Figure 87 : Moments redresseur et azimuthal exercés sur un ensemble de 3 voiles solaires paraboliques de 0.25m^2 , selon leur décentrement θ_1 , et la position du centre de masse G par rapport à l'apex A , la base des voiles B et le centre de poussée P . Le rayon lumineux moyen (d'angle θ_0), portant la force résultante du faisceau réfléchi par chaque parabole, est représenté en tirés.

6.5.5. Oscillations en régime libre

A partir des moments précédemment calculés, je vais déterminer la période d'oscillation des voiles solaires autour de leur position d'équilibre $i_\theta = 0$.

Pour $i_\theta < 40^\circ$, le moment redresseur est quasiment proportionnel à i_θ , d'où $M \approx K \cdot i_\theta$, avec K la raideur élastique du système. L'ensemble peut donc être considéré comme un oscillateur harmonique linéaire, dont le mouvement est régi par l'équation différentielle :

$$J \cdot i_\theta'' + K \cdot i_\theta = 0, \quad (71)$$

avec J le moment d'inertie de l'ensemble. La position et la vitesse angulaire du système s'écrivent donc respectivement, en fonction du temps :

$$i_\theta(t) = i_{\theta 0} \cos(\omega_0 t + \psi), \quad (72)$$

$$i_\theta'(t) = i_{\theta 0} \cdot \omega_0 \sin(\omega_0 t + \psi) \quad (73)$$

avec $i_{\theta 0}$ l'amplitude des oscillations, ψ la phase à l'origine et ω_0 la pulsation propre du système qui s'écrit :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{J}}. \quad (74)$$

6.5.6. Amortissement actif

Les oscillations peuvent être amorties, en utilisant les miroirs orientables placés aux foyers des voiles, à chaque passage de i_θ à 0. En effet, lorsque l'image du soleil frappe les miroirs de contrôle, il est possible de générer un moment M_m constant, de signe opposé à celui de la vitesse, de manière à freiner périodiquement le système. Pour cela, il faut $|i_\theta| < r_m/f$, avec r_m le rayon des miroirs de contrôle et f la distance focale des voiles. On suppose les miroirs orientables suffisamment gros pour recevoir l'image complète du soleil malgré la forte coma de décentrement. Pendant la phase de freinage, l'équation de mouvement devient :

$$J \cdot i_\theta'' = -K \cdot i_\theta + \frac{i_\theta'}{|i_\theta|} \cdot M_m \quad (75)$$

Le freinage n'étant effectué qu'au voisinage de la position d'équilibre, nous avons $K \cdot i_\theta \approx 0$. L'accélération angulaire peut donc être considérée constante, égale à $\pm M_m/J$ selon le signe de la vitesse. Par la suite, nous prendrons $i_\theta' < 0$, les deux cas étant symétriques. Notons $t=0$, l'instant où le soleil commence à éclairer les miroirs orientables ($i_\theta(0) = r_m/f$), et Δt l'instant où le soleil quitte les miroirs ($i_\theta(\Delta t) = -r_m/f$). La vitesse et la position angulaire du système s'écrivent donc :

$$i_\theta'(t) = \frac{M_m}{J} \cdot t + i_\theta'(0), \quad (76)$$

$$i_\theta(t) = \frac{M_m}{2 \cdot J} \cdot t^2 + i_\theta'(0) \cdot t + \frac{r_m}{f}. \quad (77)$$

La durée Δt du freinage est alors :

$$\Delta t = \frac{J}{M_m} \cdot \left(-i_\theta'(0) - \sqrt{i_\theta'^2(0) - 4 \cdot \frac{M_m \cdot r_m}{J \cdot f}} \right). \quad (78)$$

Il vient :

$$i_{\theta}^{'2}(\Delta t) = i_{\theta}^{'2}(0) - \frac{4 \cdot M_m \cdot r_m}{J \cdot f}. \quad (79)$$

Une demi période plus tard, le système franchit sa position d'équilibre avec la même vitesse angulaire : $i_{\theta}'(\Delta t)$. Il existe ainsi une relation de récurrence donnant la vitesse atteinte au bout du temps $nT/2$, avec n le nombre de freinages et T la période du système. En effet, nous avons :

$$i_{\theta}^{'2}\left(n \cdot \frac{T}{2}\right) = \frac{K}{J} \cdot i_{\theta 0}^2 - \frac{4 \cdot n \cdot M_m \cdot r_m}{J \cdot f}, \quad (80)$$

avec $i_{\theta 0}$, l'angle de basculement initial.

Le système est supposé stable dès que le soleil reste en permanence sur les miroirs de contrôle, d'où $\Delta t = T/4$. Or, nous avons :

$$\Delta t \cdot i_{\theta}'\left(n \cdot \frac{T}{2}\right) = \frac{2 \cdot r_m}{f}. \quad (81)$$

Il vient donc :

$$n = \frac{K \cdot f}{2 \cdot M_m \cdot r_m} \cdot \left(i_{\theta 0}^2 - \frac{16 \cdot r_m^2}{\pi^2 \cdot f^2} \right). \quad (82)$$

Enfin, le temps total nécessaire à l'amortissement est :

$$T_a = n \cdot \pi \cdot \sqrt{\frac{J}{K}}. \quad (83)$$

6.5.7. Application numérique

Le Tableau 18 fournit les résultats numériques obtenus pour un élément d'EPICURUS ayant les caractéristiques typiques données ci-avant (cf. Figure 79). De plus, nous avons considéré l'une des configurations de voiles les plus optimales, à savoir $\theta_l = 15^\circ$ et $\Delta\theta = 60^\circ$. Le rayon r_m des miroirs de contrôle a été fixé à $0.05m$ et la focale f à $0.3m$ (soit environ 5° de champ sur le ciel). La perturbation angulaire considérée est de 40° afin de rester dans le domaine linéaire du système.

Nous constatons que la période propre du système est d'un peu moins de 2 heures. L'amortissement est extrêmement efficace compte tenu du faible pourcentage de temps d'action qu'ont les miroirs de contrôle pour freiner les oscillations. En effet, un seul freinage suffit pour stabiliser complètement les voiles sur le soleil.

Cependant, durant la phase d'amortissement, la force résultante n'est plus contrôlée et l'élément perturbé dérive par rapport aux autres dans la direction anti-solaire sur plus de $1,5m$. Il n'y a donc aucun risque de collision avec les autres éléments. Toutefois, par mesures de sécurité, le satellite central chargé de la métrologie peut jouer le rôle de surveillant et éviter les éventuelles collisions en déplaçant certains éléments.

Inclinaison maxi. avant chavirement	$\pm 100^\circ$
Couple maxi. de redressement	5.10^{-8} N.m
Raideur du redressement (K)	$5.10^{-8} \text{ N.m.rad}^{-1}$
Période d'oscillation (T)	$6200s$
Couple d'amortissement disponible (M_m)	$2,1.10^{-7} \text{ N.m}$
Nombre de freinages nécessaires (n)	1
Durée d'amortissement (T_a)	$3100s$
Force résultante suivant la direction anti-solaire (F)	$1,14.10^{-6} \text{ N}$
Dérive accumulée pendant l'amortissement	$1.5m$
Temps de remontée vers les autres éléments	$4300s$

Tableau 18 : Valeurs numériques caractérisant le redressement d'un élément de $1kg$ à 3 voiles solaires paraboliques ($\theta_l=15^\circ$, $\Delta\theta=60^\circ$) de $0.25m^2$, après un basculement des voiles de 40° par rapport au soleil.

6.6. Conclusions

Un ensemble de trois voiles paraboliques, situées dos-à-dos et focalisant l'image du soleil sur un petit miroir plan orientable placé à chaque foyer, est une configuration qui permet à la fois le contrôle nanométrique du positionnement et de l'attitude des voiles, ainsi que leur retour passif face au soleil en cas de perte de contrôle.

La configuration II, équipée de miroirs focaux minces réfléchissant des deux faces, est un excellent compromis vis-à-vis des performances obtenues comparées à l'encombrement et au poids de l'ensemble. Un interféromètre ou un hypertélescope spatial de 200m de base possédant des *free-flyers* de $1kg$, nécessite $0.75m^2$ de voile solaire. Le redressement vers le soleil est assuré jusqu'à 120° d'inclinaison.

L'objectif de cette étude préliminaire était avant tout de démontrer qu'il était possible de contrôler précisément le positionnement et l'attitude d'un satellite, quel qu'il soit, à l'aide de voiles solaires. Cette étude devra être complétée par une analyse détaillée et quantitative de tous les sous-ensembles (matériaux utilisés, métrologie, refroidissement passif, consommation énergétique, etc.). Le soutien récent de TPF par la NASA, offre peut-être l'occasion de lancer, en collaboration avec les équipes américaines, une étude d'un petit satellite prototype contrôlé par voiles solaires.

Enfin, notons que la NASA envisage d'utiliser la pression de radiation exercée sur le bouclier solaire (plan) du satellite astrométrique FAME¹⁰⁸ pour générer un mouvement de précession du satellite et assurer ainsi une couverture complète du ciel. Son lancement est prévue pour 2005.

Chapitre 7

Observations de la comète Hale-Bopp

7.1. Introduction

Le premier entraînement de télescope que j'ai réalisé (cf. chapitre 1) a été testé durant l'automne 1996 sur le télescope de 80cm de l'OHP. Or, à cette période, la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) illuminait déjà le ciel nocturne par son éclat exceptionnel. Les premières images obtenues sur cette comète très active, à l'aide de la caméra CCD TK512, ont montré des structures inhabituelles et changeantes à l'intérieur de la coma. En effet, des jets radiaux de poussière sont apparus dès le mois d'octobre 1996. Je compris alors qu'il fallait continuer les observations pour suivre l'évolution de cette comète, encore éloignée de son périhélie, donc prometteuse !

Grâce à des observations régulières, dont les images étaient systématiquement traitées pour mieux faire ressortir les structures noyées dans la coma interne, j'ai pu découvrir, très tôt, le 30 janvier 1997, l'apparition des enveloppes concentriques de poussière (cf. Figure 88), qui ont permis de déterminer la période de rotation du noyau (IAUC No. 6560). Ces enveloppes sont désormais bien connues de tous, car elles étaient facilement observables dans une paire de jumelles quelques mois plus tard.

Pour profiter d'un meilleur *seeing* au moment du périhélie, une mission d'observations a également été menée sur le télescope de 60cm de St-Véran (05) situé à 2960m d'altitude.

L'ensemble de ces observations et des résultats obtenus a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Earth, Moon and Planets*, inclus dans ce chapitre.

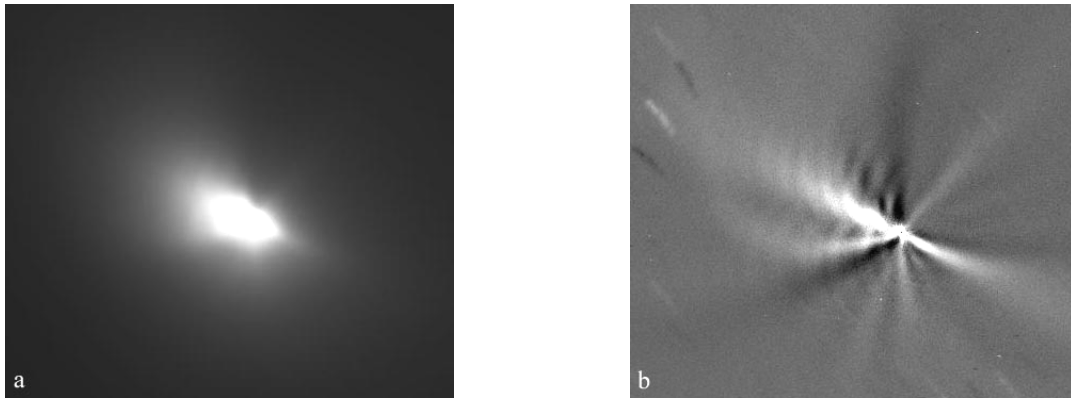


Figure 88 : Image de la découverte des enveloppes concentriques de la coma interne de Hale-Bopp, le 30/01/1997, au T80 OHP. En (a), somme de 7 poses de 10 secondes en V. En (b), même image après traitement par un gradient rotationnel ($dR=0$, $d\theta=10^\circ$).

7.2. Comètes et haute-resolution angulaire

Après Halley et Hyakutake, Hale-Bopp est l'une des premières grandes comètes observées à l'aide de techniques modernes post-photographiques. Il est donc peu surprenant que l'alliance des CCD et du traitement numérique ait offert une très bonne résolution à la fois temporelle et spatiale (1000km'' au moment du périhélie) avec des télescopes de grande focale.

La haute résolution spatiale permet de mieux discriminer le signal provenant du noyau de celui provenant de la coma et donc de mieux caractériser la rotation du noyau^{109,110} (période, précession...).

Des courbes de lumière du noyau de la comète 19P/1904 Y2 (Borrelly) obtenue avec le télescope spatial Hubble (HST) ont même permis de mesurer sa taille et sa forme¹¹¹. Bien que HST n'ait pu observer Hale-Bopp au moment du périhélie (élongation trop faible), Sekanina a pu déterminer la taille du noyau¹¹² et même détecter un noyau satellite¹¹³ !

Il est difficile de prévoir les performances d'un grand interféromètre imageur, comme OVLA, sur une comète. En effet celles-ci dépendent du champ de l'instrument et des techniques utilisées pour la mise en phase sur de tels objets, souvent faibles, étendus et peu contrastés.

En théorie, avec un interféromètre composé d'une trentaine de télescope répartis sur une base de 100m, il serait possible d'obtenir l'image complète d'un noyau cométaire de 30 km de diamètre situé à plus de 5 U.A de la Terre, avec une résolution spatiale de 3 km. La cartographie directe du noyau semble donc possible avant même que toutes les zones actives ne se réveillent (la sublimation de l'eau commence généralement à $r=4$ U.A.).

Enfin, la haute résolution angulaire couplée à la spectroscopie pourrait fournir le taux de production en poussière et en gaz de chaque zone active du noyau. De même, la polarimétrie, déjà exploitée sur les étoiles avec GI2T¹¹⁴, permettrait de caractériser les grains de poussière¹¹⁵ (taille, forme, composition, homogénéité...) émis par le noyau.

EVOLUTION OF DUST SHELLS AND JETS IN THE INNER COMA OF COMET C/1995 O1 (HALE-BOPP)

O. LARDIÈRE

Observatoire de Haute-Provence, F-04870 Saint-Michel-l'Observatoire, France

S. GARRO and J.-C. MERLIN

Astroqueyras, 4 allée des Hortensias, F-75014 Paris, France

(Received 4 February 1998; Accepted 2 April 1999)

Abstract. Comet Hale-Bopp was observed with the 80 cm reflector + CCD at the Haute-Provence observatory (OHP) and with the 62 cm reflector + CCD at the Saint-Véran observatory (Queyras, France). The morphology of the shells was followed from their first appearance on 1997 Jan. 30, until their disappearance on May 9. These shells spread from the nucleus region with a velocity in agreement with a nuclear rotation period of about 11.33 hours. We report also a short and bright dust ejection on May 8. CN images show a long spiral jet in the tailward side invisible on continuum images. The circumnuclear structures have been followed at Saint-Véran from Apr. 5 to Apr. 11, 1997 with a high spatial resolution (200 km/pixel). We have followed the emergence of a recurrent linear polar jet. Measurements of its expansion show a constant acceleration of material with typical expansion velocity of 1 km/s. The CCD frames show the interconnection between spiral jets and the successive shells.

Keywords: Comets: individual: C/1995 O1 Hale-Bopp, dust shells, spiral jets

1. Introduction

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) was discovered visually by Alan Hale and Thomas Bopp (1995) on 1995 July 23 at more than 7 AU from the Sun. This comet is recognized as one of the greatest comets ever seen for a period of more than five centuries, with an absolute magnitude of -0.8 , coming in third position after comet Sarabat of 1729 (-3.0) and the Great Comet of 1577 (-1.8) (Kidger, 1995). Since only a few weeks after discovery, comet Hale-Bopp has exhibited strong jet activity and it was of peculiar interest to follow up its inner structure around perihelion time (1997 Apr. 01) with long focus reflectors.

2. Observations and Data Processing

The inner structure of comet Hale-Bopp has been regularly observed during 40 nights from January 1997 until May 1997 at the Haute-Provence observatory (OHP) with the CCD of the 80cm reflector (T80) equipped with broadband filters



Earth, Moon and Planets **78**: 205–210, 1997.

© 1999 Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands.

(B, V, R and I) and IHW filters (CN, mid and red-continuum). A one week mission at the Saint-Véran station (french Hautes Alpes) was also scheduled from 1997 April 05 to 11 for high resolution observations with the 62 cm reflector (T62)¹ where 433 unfiltered CCD frames, totalizing 9h51 m of observations, have been taken. Typical exposure times were from 0.5 s with the T62 to 10 s and 40 s on the T80 with continuum and CN filters respectively. In order to enhance cometary inner features, a standard data processing (i.e., bias subtraction and flat fielding) followed by rotational-shift-difference (RSD) algorithm (Larson and Sekanina, 1984) was performed with ESO-MIDAS software. Position angles (p.a.) of jets have been measured from processed images by means of an 1D-gaussian fitting of the jet section obtained from a sum of lines of polar-images centered on the cometary nucleus.

3. Dust Shells

On 1997 January 30, an astonishing periodic shell-shape structure in expansion was found for the first time on images taken with the OHP T80 (IAUC No. 6560) and processed by the RSD algorithm. This expanding shell-shaped feature² caused by the rotation of the nucleus was confirmed later by other observers who have measured a rotation period of about 11.47 hr (Lecacheux et al., 1997). These shells have been regularly observed at OHP until their disappearance on May 9, 1997. Measurements made on over three months show that the mean projected expansion velocity of the dust shells is about 0.37 km/s in the sunward direction. This value may be compared with the result given by the formula derived by Whipple (1978), $v = 0.535 r^{-0.6}$ km/s : the speed of expansion of the shells should be 0.56 km/s at an heliocentric distance r of 0.93 AU. The projected separation between shells varies from 12,000 km on Feb. 1997 to 20,000 km on May 1997 with a mean value of about 15,100 km consistent with other results (Rousselot et al., 1997). Considering a radial outflow of the dust with a constant velocity near the nucleus, the ratio between the separation distance and the expansion velocity of arcs gives a nucleus spin-period of about 11.33 hours. Our measurements have also revealed that the outer shells are gradually more confined than the inner shells. This result shows that the expansion velocity of dust shells is inversely proportional to the distance from nucleus.

¹ This telescope is to the disposal of amateurs by means of the non-profit association Astroqueyras.

² Animations showing the expansion of shells are available on our web site: http://www.obs-hp.fr/~lardiere/e_halebopp.htm.

EVOLUTION OF DUST SHELLS AND JETS IN THE INNER COMA OF COMET HALE-BOPP 207

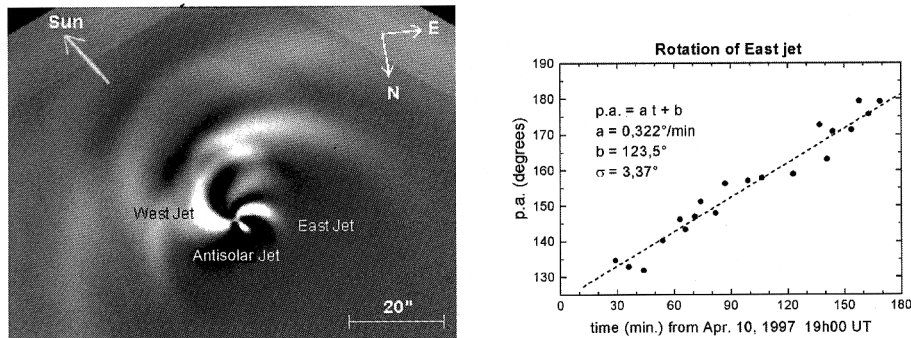


Figure 1. Image obtained on 1997 April 10 with the Saint-Véran T62 showing the jets discussed in this paper. At right, the evolution of the position angle of the East jet. A constant rotation velocity of about 0.3 degrees/min can be seen.

4. Spiral Jets

Continuous observations started on January 1997 with the OHP T80 show that the spiral jets appeared in March 1997. The rotation of the East spiral jet has been measured on co-added images taken with the T62 and processed by the RSD algorithm (Figure 1). An angular speed of $0.32^\circ/\text{min}$ has been deduced on several consecutive nights. This implies an apparent rotation period of 18.3 hours. According to the rotation period determined at that time (11.35 hours) (Jorda et al., 1997), this indicates that the East jet was probably situated at a high cometocentric latitude or that projection effect is very strong. On T62 frames, we have noted a slow apparent rotation of the West spiral jet, probably due to a discrete active zone or cluster of zones permanently exposed to the Sun light around perihelion time. The presence on the North-West side of the nucleus of at least four very sharp spiral jets, with a width at the subarcsecond level, is seemingly crediting the thesis that it existed as much discrete active zones and may explain the apparent non evolution of this place at a lower resolution. Such highly collimated structures are typical of dust jets. The animation of the complete set of higher resolution processed images taken at Saint-Véran clearly shows the connection between spiral jets (West jet in particular) with the shells.³ The connection is visible not only for the first shell nearer to the nucleus but also at least for the two next ones.

5. CN Jets

Contrary to continuum images, CN images (Figure 2) taken from April 17 to April 22, 1997 with the OHP T80, reveal the presence of the long spiral-shaped jet on the tailward direction, early detected on 1997 February by K. Birkle and H. Boehnhardt (IAUC No. 6583). This CN feature, well-described by gaseous emission from

³ see our web site: <http://www.obs-hp.fr/~lardiere/st-veran.htm>.

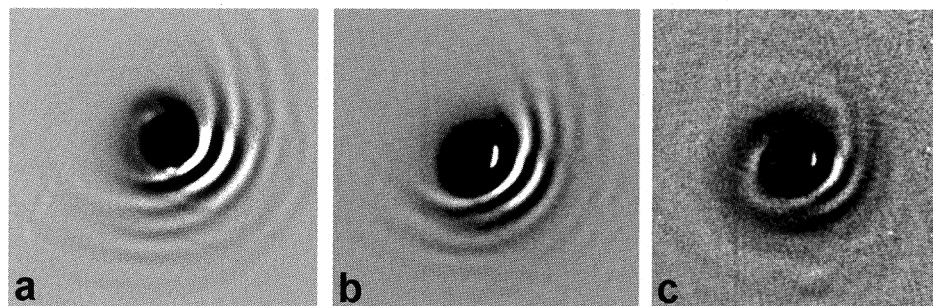


Figure 2. Images obtained with the OHP T80 on 1997 April, in V broadband on Apr. 14 (a), in mid-continuum band (b) and CN band (c) on Apr. 18. A long gaseous spiral-shaped jet located on the tailward side is visible on broadband and CN images. Field of 3 arcmin., North is left, East is up.

small dust particles, is also visible on images taken with broadband filters (B, V and R) which transmit several other gaseous emission lines, implying that CN is not the only gas to be still active on the tailward side (Lederer et al., 1997). Further measurements on CN images and numerical modeling of CN features could also provide some additional constraints for the rotational state of the nucleus (Samarasinha et al., 1997).

6. Peculiar Features

6.1. ANTISOLAR JET

Among the more spectacular features observed with the T62 was the detection of a rapidly expanding antisolar jet. This linear jet is visible at a steady average p.a. of 34° from April 7 to 10 (Figure 1). The increase of the length has been rendered by a polynomial fit of the second order, indicating an acceleration. The average expansion rate is of 0.8 km/s in the plane of the sky. Such behavior is typical of gaseous emission but emission of dust grains accelerated at gas speed is also possible (Combi, 1997).

6.2. DUST EVENTS

Two strong dust events have been reported in addition to standard dust jets and arcs described above and appearing periodically at every nucleus rotation. The first dust event that we have observed appears on 1997 March 12.18 UT: continuum processed images show two clusters of dust elongated along the solar-antisolar direction. This dust event is probably associated with an apparent small brightness excess recorded on the same day by photometric observations (Rodríguez et al., 1997). Later, a very similar but brighter dust event has been observed on three consecutive nights in May 1997 (Figure 3). A rapidly growing 90° -bent dust jet

EVOLUTION OF DUST SHELLS AND JETS IN THE INNER COMA OF COMET HALE-BOPP 209

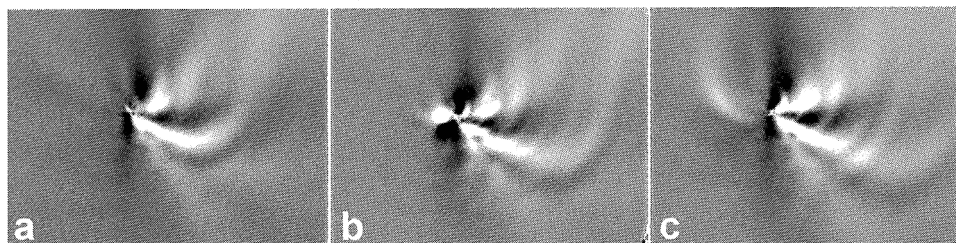


Figure 3. Images obtained on 1997 May 7 (a), 8 (b) and 9 (c) with the OHP T80 and processed by the RSD algorithm. A strong and bright dust event occurred on May 8.75 UT near the north side of the nucleus (b). One day later, the dust cluster was visible at over 50,000 km from the nucleus and took the shape of an elongated structure parallel to the radius vector (c). A rapidly growing bent jet is clearly visible in the sunward direction. Its length is 44,000 km on May 7 (a), 82,200 km on May 8 (b), and 103,000 km on May 9 (c). Field of $3'$, North is left, East is up.

is also clearly visible in the sunward direction. Similar observations have been reported by Kidger et al. (1996) on a spiral jet observed on August 1995. This 90° -break point is situated on a contact surface beyond which solar wind becomes stronger than the gas pressure within the inner coma. Then, an expansion of this contact surface means that a significant increase in gas production occurs around the nucleus which may also favour dust events from the nucleus.

7. Conclusions

Comet Hale-Bopp has raised the first opportunity of observing a Great Comet with modern post-photographic technologies. The use of highly sensitive and high resolution CCD detectors combined with the intensity of the comet itself authorized high spatial and temporal resolutions with long focus reflectors. The quite far distance of the comet from the Earth has also permitted an unusual long coverage over time.

All of these have been decisive factors for discriminating the nature (gas or dust) of the various features observed within a radius of 70,000 km from the nucleus around perihelion time. Following the very first detection of the dust shells at the OHP on January 30, 1997, the distance between the three first shells have showed to be nearly constant (about 15,000 km at perihelion time) and indicate a rotation period for the nucleus of 11.33 hours. The link between spiral jets and dust shells has been clearly observed at Saint-Véran. The very complex activity of this comet from March to May 1997 has also been accompanied by several dust events detected in continuum band. These events occurred after the apparition of the spiral jets and was seemingly coinciding with brightness surges observed elsewhere. Regarding activity associated with gaseous emissions, we have measured an expansion velocity of the order of 1 km/s in a recurrent rectilinear jet. It is not clear if it is an antisolar jet located on the nucleus pole or a feature turned toward

the line of sight. Observations with a CN filter at OHP have also clearly confirmed that CN jets do not coincide with dust jets, as was observed in 1986 in P/Halley. Further investigations have yet to be made in correlation with observations from other places, in particular for confirming the orientation of the various features observed.

Acknowledgements

We wish to thank the Astroqueyras staff, his President, Jacques Boussuge, and the inhabitants of the village of Saint-Véran for their invaluable help during our stay, and the OHP staff for making the 80 cm-telescope readily available to us. We are also grateful to Javier Licandro for useful discussions during the meeting.

References

- Birkle, K. and Boehnhardt, H.: 1997, *IAU Circ. No 6583*.
- Combi, M. R. et al.: 1997, 'Dust-Gas Interrelations in Comets: Observations and Theory', *Earth, Moon, and Planets* **79**, in press.
- Hale, A. and Bopp, T.: 1995, *IAU Circ. No 6187*.
- Jorda, L. et al.: 1997–1999, 'The Rotational Parameters of Hale–Bopp (C/1995 O1) from Observations of the Dust Jets at Pic du Midi Observatory', *Earth, Moon, and Planets* **77**, 167–180.
- Kidger, M.: 1995, 'Some Thoughts on Comet Hale–Bopp', *The Astronomer* **32**(376), 87–88.
- Kidger, M. et al.: 1996, 'Evolution of a Spiral Jet in the Inner Coma of Comet Hale–Bopp (1995 O1)', *Astrophys. J.* **461**, L119–L122.
- Larson, S. M. and Sekanina, Z.: 1984, 'Coma Morphology and Dust-Emission Pattern of Periodic Comet Halley. I- High Resolution Images Taken at Mount Wilson in 1910', *Astron. J.* **89**(4), 571–578.
- Lecacheux, J. et al.: 1997, *IAU Circ. No. 6560*.
- Lederer, S.M. et al.: 1997, 'Gaseous Jets in Comet Hale–Bopp (1995 O1)', *Earth, Moon, and Planets* **78**, 131–136.
- Rodríguez, E. et al.: 1997, 'Short-Term Variability in Comet C/1995 O1 Hale–Bopp', *Astron. Astrophys.* **324**, L61–L64.
- Rousselot, Ph. et al.: 1997, 'Evolution of the Activity of Comet Hale–Bopp (1995 O1) from August 1996 to April 1997', *Bull. American Astron. Soc.*, DPS meeting 29, 32.15.
- Samarasinha, N. H. et al.: 1997, 'Coma Morphology of Comet Hale–Bopp in CN and Continuum Filters and Implications for the Rotational State', *Bull. American Astron. Soc.*, DPS meeting 29, 32.02.
- Whipple, F. L.: 1978, *Nature* **273**, 134.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

8.1. Le *contrôleur de télescope*

L'objectif de mon travail de thèse était double. La première partie de mon étude consistait en la réalisation d'un entraînement permettant l'automatisation des télescopes de l'OHP et de la société VALMECA, mon partenaire industriel (bourse BDI).

J'ai alors commencé par faire l'inventaire des solutions techniques existantes pour contrôler automatiquement l'entraînement et le pointage d'un télescope. J'ai, en outre, proposé une méthode générale pour calculer les vitesses des moteurs quelle que soit la monture du télescope, et quel que soit le mouvement désiré (pointage, guidage, suivi sidéral ou cométaire, compensation de la réfraction...). Cette synthèse de calcul m'a permis de réaliser un système électronique universel, le « *contrôleur de télescope* », capable d'automatiser tous les types de télescopes, même le télescope OVLA à monture sphérique. J'espère que l'industrialisation de ce système sera possible.

Cet inventaire m'a également conduit vers des solutions originales assurant le codage précis et absolu des télescopes, comme les gyromètres à fibres optiques ou les senseurs stellaires. J'aimerais pouvoir poursuivre ce travail en réalisant un senseur stellaire économique pour le télescope OVLA ou pour d'autres télescopes automatiques terrestres.

8.2. Le télescope prototype OVLA

La deuxième partie de mon travail a concerné la fabrication du télescope prototype OVLA de 1.5m de diamètre, et plus particulièrement la conception, la réalisation et la validation du système de contrôle de la monture sphérique et des 29 actuateurs du miroir primaire actif.

Cette réalisation a occupé la majeure partie de mon temps. J'ai effectué ce travail au sein d'une petite, mais dynamique, équipe incluant Antoine Labeyrie (initiateur du projet), Luc Arnold (optique active, modélisation de miroirs minces...), Julien Dejonghe (mécanique et opto-mécanique), David Vernet (polissage des optiques) et Claude Cazalé (mécanique). Il est regrettable que ce projet n'ait pas plus de moyens financiers et surtout personnels. Cependant, ce travail fut certainement très formateur car, il nous a sans cesse fallu faire preuve d'une grande autonomie, d'une grande polyvalence et d'une grande patience pour surmonter les difficultés techniques. Malgré l'aide précieuse des services techniques de l'OHP, je ne compte

plus mes heures passées au fer à souder, à l'oscilloscope et au tournevis pour réaliser et mettre au point les nombreuses cartes électroniques, le câblage, les coffrets électroniques, ni les heures passées au clavier pour développer et déboguer les programmes de contrôle... Je n'ai pas compté, non plus, le temps passé aux tâches annexes, à la manutention du télescope, à la construction de la station de pilotage du télescope (abri de jardin !)...

Les résultats de guidage et de pointage de la monture sphérique du télescope prototype OVLA sont satisfaisants, et ont permis de mettre en évidence des défauts de la boule et des galets actuellement utilisés. En effet, la sphère actuelle, en epoxy, est trop molle (oscillations de la boule en cas de rafales de vent...) et présente des zones de fragilité le long de son équateur. Les galets actuels, quant à eux, génèrent des erreurs alternatives de suivi et même des sauts répétés (dérapage de deux tonnelets voisins). Le financement d'une sphère en aluminium entraînée par de nouveaux galets parfaits a été demandé.

La réalisation du système de contrôle du barillet actif fût un très bel exemple d'électronique distribuée (microcontrôleurs reliés par un bus I2C) et donne entière satisfaction. Cependant, les essais sur le ciel du miroir actif n'ont pu être approfondis à cause d'une défaillance des capteurs de force choisis initialement (fluage, sous-dimensionnement...). Actuellement, nous les remplaçons par des capteurs plus précis et surtout plus robustes (capteurs en « S ») qui ont, en outre, permis de simplifier la mécanique des actionneurs. De nouveaux essais sur le ciel sont prévus à partir de l'été 2000.

Le travail effectué sur le miroir actif est également très riche en retombées technologiques. D'une part, les techniques que nous avons développées pour ce miroir actif semblent applicables aux projets de télescopes extrêmement grands, en proposant des miroirs mosaïques pesant moins de 100 Kg/m². D'autre part, les problèmes thermiques rencontrés, nous ont conduit à imaginer un système de chauffage à la fois original, économique et performant, démontrant que le verre ordinaire reste parfaitement utilisable en optique astronomique. Nous avons même proposé une *optique active thermique* pour corriger les déformations de basses fréquences spatiales et temporelles d'un miroir mince en verre ordinaire.

Enfin, les techniques choisies pour la monture et l'optique ont permis de réaliser, avec peu de moyens, le télescope terrestre de 1,5 m le plus léger au monde !

8.3. Vers les grands interféromètres...

Je voudrais également poursuivre mon travail sur les problèmes liés aux grands interféromètres. Pour un interféromètre OVLA comportant plusieurs dizaines de télescopes, j'ai proposé une architecture électronique et informatique pour laquelle chaque télescope s'apparente à un robot autonome. Le fonctionnement de l'interféromètre est géré par une

application type « client-serveur » et est partitionné en plusieurs tâches effectuées par de petits calculateurs entièrement dévolus à une fonctions particulière et travaillant en réseaux.

Je me suis également beaucoup intéressé à la technique de la *pupille densifiée*, inventée par Antoine Labeyrie. Cette technique, très prometteuse, permet en théorie l'obtention directe d'images brillantes au foyer d'un interféromètre ayant une pupille d'entrée uniformément diluée (*hypertélescope*). J'ai démontré qu'il était possible d'appliquer cette nouvelle technique à l'interféromètre OVLA en hiérarchisant sa géométrie, et ce, sans avoir à modifier l'optique ou la mécanique des télescopes. De plus la mobilité des télescopes permet d'adapter la forme de la pupille à l'objet observé. Les seuls éléments nouveaux sont les recombineurs intermédiaires qui restent à définir. Ceux-ci seront, toutefois, très similaires à la station focale mobile, prévue pour la version initiale d'OVLA.

Il existe ainsi deux solutions pour réaliser un hypertélescope au sol :

- un ensemble composé de miroirs fixes uniformément répartis au fond d'une cuvette naturelle et d'une recombineur focal suspendue à un ballon (projet CARLINA),
- un interféromètre OVLA hiérarchisé à télescopes mobiles.

Les résultats de la R&D des prochaines années permettront certainement de choisir l'un des deux concepts. En effet, pour CARLINA, la difficulté réside en la stabilisation du ballon, tandis que pour l'interféromètre OVLA hiérarchisé, la difficulté se situe au niveau des pattes assurant la mobilité de chaque télescope.

Enfin, pour des bases supérieures à 4 ou 5 km, seuls des interféromètres ou des hypertélescopes spatiaux composés de *free-flyers* semblent envisageables. Je termine donc ma course vers les instruments de plus en plus grands, en étudiant la stabilisation d'un hypertélescope spatial par voiles solaires. L'objectif de cette étude préliminaire était avant tout de démontrer qu'il était possible de contrôler précisément le positionnement et l'attitude d'un satellite, quel qu'il soit, à l'aide de voiles solaires. J'espère pouvoir compléter ce travail par une analyse plus détaillée et plus quantitative, incluant tous les sous-ensembles (matériaux utilisés, métrologie, refroidissement passif, consommation énergétique, etc.), surtout que le soutien récent de TPF par la NASA, devrait offrir la possibilité de lancer, en collaboration avec les équipes américaines, l'étude d'un petit satellite prototype contrôlé par voiles solaires.

Annexe A :

Les moteurs d'entraînement

A.1. Le moteur à courant continu (CC)

Comme son nom l'indique, ce moteur est alimenté à l'aide d'un courant continu. L'électronique de commande est a priori très simple puisque la vitesse est proportionnelle à la tension d'alimentation. Cependant cette vitesse dépend aussi beaucoup de la charge. Il n'est donc pas possible d'entraîner un télescope avec un moteur CC sans asservir précisément la vitesse avec une génératrice tachymétrique ou un codeur. Ce moteur, qui paraissait le plus simple, nécessite donc un système de contrôle complexe et coûteux pour entraîner de manière correcte une monture de télescope. De plus la présence de balais limite la durée de vie des moteurs.

A.2. Le moteur synchrone

Le moteur synchrone est constitué d'un rotor à aimant permanent (ou un électroaimant pour les fortes puissances) qui tourne en synchronisme avec le champ tournant généré par les bobines du stator. Celles-ci peuvent être directement connectées au secteur sans aucune électronique intermédiaire. La vitesse du moteur est liée à la fréquence de leur alimentation (50 Hz). Elle est donc constante et unique (3000, 1500, 1000 ou 750 tr/min. selon le nombre de pôles). La précision de la vitesse est liée à celle de la fréquence d'alimentation (mieux que 1% pour le secteur E.D.F.) Ce moteur constitue donc une solution très simple et économique pour motoriser un télescope équatorial dont la rapport de réduction mécanique est choisi de manière à obtenir la vitesse sidérale à partir du 50 Hz. Il est possible de faire varier la vitesse de rotation à partir d'un variateur électronique délivrant une tension sinusoïdale de fréquence variable et indépendante de celle du secteur. Mais un variateur de fréquence capable d'entraîner tous les types de montures avec une grande dynamique et une bonne précision sera en général très coûteux et assez lourd d'emploi.

A.3. Le moteur couple

Le moteur couple est un moteur d'asservissement étudié pour maintenir un couple important à vitesse nulle. Il se présente généralement sous forme de galette et se monte

directement sur la vis sans fin de l'entraînement. Le montage direct permet d'éliminer le réducteur et les jeux mécaniques. Cependant ses moteurs sont très coûteux, souvent lourds et encombrants, et dissipent beaucoup de chaleur (plus de 100W). Toutefois on trouve ce type de moteurs sur les télescopes faisant du suivi de satellites artificiels ou pour les télescopes à pointage ultra-rapide ($90^\circ/\text{s}$).

A.4. Le moteur pas-à-pas

A.4.1. Principe

Le moteur pas-à-pas est un moteur synchrone à deux phases utilisant un champ magnétique tournant pour actionner le rotor qui est un aimant permanent. Le champ tournant est produit par deux bobines disposées à 90° (cf. Figure 89).

Si les bobines sont alimentées en tout-ou-rien avec une tension alternativement positive, nulle et négative (moteur bipolaire), on peut obtenir un mouvement discontinu par pas de 90° . On peut construire un moteur avec un rotor ayant plus d'une paire de pôles, et un stator ayant plus de deux axes magnétiques (sans changer le nombre de phases). On obtient alors des pas plus petits. Avec 3 paires de pôles on obtient 12 pas par tour. De même avec 12 paires de pôles on obtiendrait 48 pas par tour.

Il existe des circuits intégrés dédiés au pilotage des moteurs pas-à-pas. Ces circuits génèrent directement la séquence de courants alimentant les phases, à partir d'un train d'impulsions et d'un signal sens. Le moteur avancera alors d'un pas par impulsion reçue.

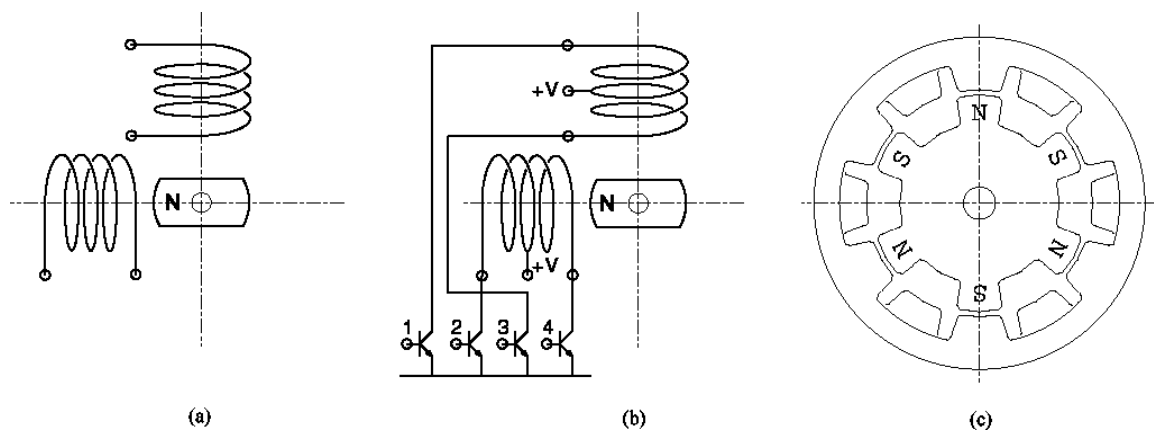


Figure 89 : Principe du moteur pas-à-pas : le rotor est un aimant permanent qui suit un champ magnétique tournant créé par des bobines fixes. En (a), moteur bipolaire à 4 pas par tour. En (b), moteur unipolaire avec ses transistors de commande. En (c) moteur à 12 pas par tour (rotor à 3 aimants permanents).

A.4.2. Le mode « pas entier 2 bobinages »

Le paragraphe précédent décrivait le fonctionnement d'un moteur pas-à-pas en mode pas entier normal. Il est également possible de commander le moteur en « pas entier 2

bobinages ». Dans ce cas, deux bobinages consécutifs sont alimentés simultanément. Le courant consommé est donc double et le couple disponible est multiplié par $\sqrt{2}$.

A.4.3. Le mode demi-pas

Dans ce cas, le moteur est commandé alternativement en :

- pas entier normal
- pas entier 2 bobinages

Le nombre de points d'arrêt du moteur est alors multiplié par deux. Le couple et le courant fluctuent sans cesse d'un demi-pas au suivant. Cette fluctuation peut engendrer d'importantes résonances mécaniques.

A.4.4. Le mode micro-pas

Dans ce mode, le moteur pas-à-pas est commandé comme un moteur synchrone. Les tensions d'alimentation de deux phases successives sont deux sinusoïdes en escalier déphasées de 90°. Ce mode de commande n'est permis qu'avec des électroniques haut de gamme très coûteuses.

A.4.5. Performances et conclusions

Le moteur pas-à-pas est actuellement le moteur le plus utilisé pour les entraînements de télescopes car il permet un contrôle précis de la position et de la vitesse sans aucune boucle d'asservissement. Le contrôle en est donc simple et économique.

Le fonctionnement discontinu de ces moteurs n'est pas gênant si le mouvement engendré par un pas reste inférieur à la résolution du télescope. Pour cela on ajoute un réducteur entre le moteur et la vis sans fin (ce qui augmente en plus le couple disponible). Pour un télescope limité par la turbulence atmosphérique, on choisira un pas de 0.5'' maximum, soit une fréquence de commande de 30Hz ou plus. Bien sûr, on choisira un pas plus fin pour un télescope à optique adaptative.

Cependant, ces moteurs n'ont pas un couple constant selon la vitesse de fonctionnement (cf. Figure 90). D'une part, on voit que la vitesse maximale est de 2000 pas/s, soit 0.25°/s maximum pour le pointage (dans le cas où 30 pas/s correspondent à la vitesse sidérale), ce qui est insuffisant pour un télescope automatique. D'autre part, à certaines vitesses, des résonances mécaniques apparaissent et font chuter le couple disponible.

Enfin, il faut savoir que le mode micro-pas n'a aucun effet sur la vitesse maximale du moteur par rapport au mode pas entier. Ce mode est exclusivement utilisé pour réduire l'amplitude angulaire du pas et les vibrations. En pratique, ce mode de commande ne permet pas de supprimer complètement les résonances mécaniques du dispositif sur une grande dynamique de vitesse. Le remède pour minimiser les résonances d'un moteur pas-à-pas est la

diminution du courant de crête ou, l'insertion d'un accouplement élastique entre le réducteur et la vis sans fin de l'entraînement, et de *silentblochs* entre le moteur et le bâti de la monture.

Ces moteurs conviennent donc mieux pour les télescopes tournant à vitesse constante (télescopes équatoriaux non automatiques). En revanche, ils ne conviennent pas pour les autres montures et les télescopes à pointage automatique pour lesquels une grande dynamique de vitesse est nécessaire. Enfin, les moteurs pas-à-pas sont à proscrire pour les télescopes interférométriques où aucune source de vibrations n'est tolérable.

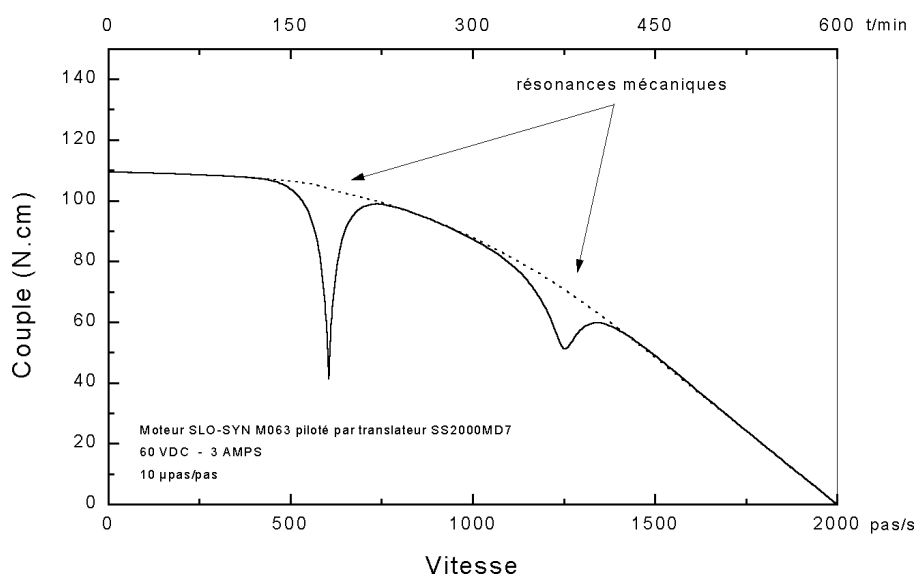


Figure 90 : Couple d'un moteur pas-à-pas en fonction de la vitesse de rotation. Les pertes locales de couple sont dues à des résonances mécaniques.

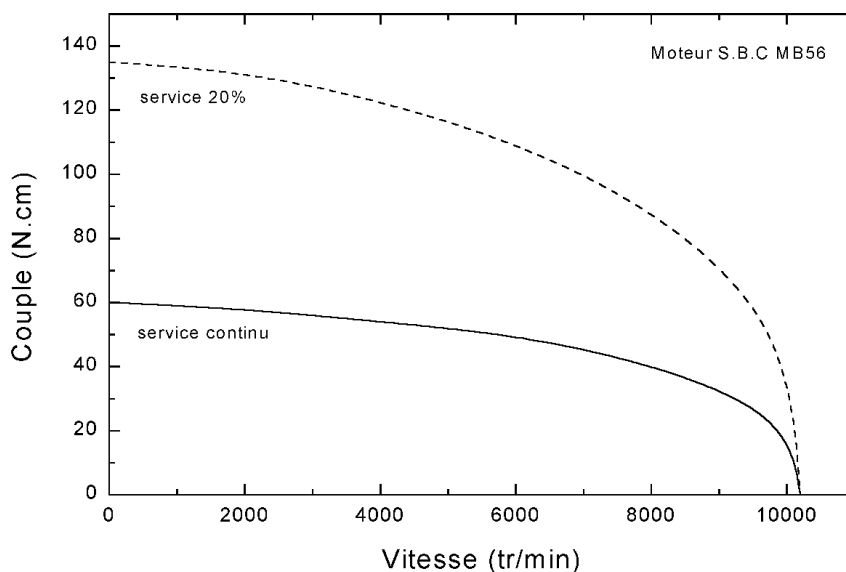


Figure 91 : Couple d'un moteur brushless en fonction de sa vitesse de rotation..

A.5. Moteurs à courant continu sans balais, ou moteurs

« brushless »

A.5.1. Principe

Un moteur brushless est constitué par l'association d'un moteur synchrone à aimants tournants et d'un système électronique qui, à partir d'une tension continue fixe, délivre aux bobines du stator des courants déphasés à fréquence variable. Comme pour les moteurs pas-à-pas, la vitesse de rotation est rigoureusement proportionnelle à la fréquence des courants circulant dans le stator. De plus, l'amplitude et la phase de ces courants sont asservis suivant la position angulaire instantanée du rotor, de manière à assurer un couple synchrone maximal indépendamment de la vitesse de rotation (cf. Figure 91).

Un moteur à 3 phases (cf. Figure 92) réalise le meilleur compromis entre la régularité du couple, la complexité et le prix de l'électronique de commande. Un moteur brushless triphasé comporte trois bobines fixes disposées à 120° les unes des autres et un aimant permanent mobile sur un axe. Les phases sont montées en étoile. Quand on fait circuler un courant alternativement dans les deux configurations suivantes :

- depuis deux phases vers la troisième phase,
- depuis une phase vers une autre phase (la troisième n'étant pas alimentée),

le rotor tend à faire un tour complet en 12 configurations (seules les 3 premières ont été représentées sur la Figure 92).

Pour rendre le mouvement du rotor continu, les bobines sont commandées par un capteur lié au stator (sondes à effet Hall ou codeur incrémental). Ce capteur détecte à tout instant la position du rotor et assure la synchronisation de la commande des trois phases.

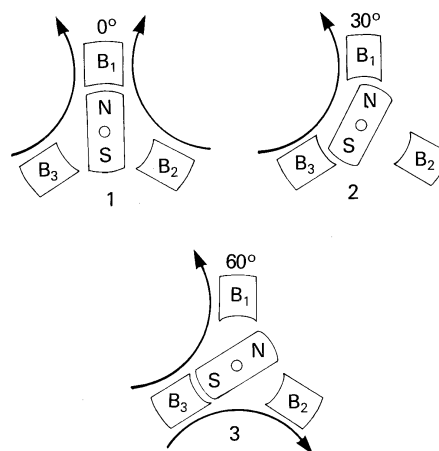


Figure 92 : Rotation d'un moteur brushless.

A.5.2. Performances et conclusions

Les caractéristiques de ces moteurs sont particulièrement intéressantes :

- couple constant quelque soit la vitesse
- faible inertie du rotor (aimant permanent)
- absence de balais, donc pas d'entretien
- contrôle précis de la vitesse (même à basse vitesse)
- vitesse maximale supérieure à celle des pas-à-pas
- très grande dynamique de vitesse
- absence de résonances mécaniques

Ce type de moteur semble donc répondre aux exigences des télescopes automatiques. De plus, on les trouve de plus en plus fréquemment sur le marché à des prix très attractifs. En effet, leur prix est désormais comparables à celui des moteurs pas-à-pas équipés d'une électronique assurant le mode micro-pas.

Enfin, avec l'arrivée sur le marché de variateurs permettant de commander des moteurs brushless à partir d'une fréquence et d'un signal de sens (*stepper-like*), il devient facile d'implémenter ce type de moteurs sur des télescopes existants afin d'automatiser leur pointage. Même avec ces variateurs, le mouvement du moteur brushless reste doux et continu car les courant envoyés dans les bobines sont interpolés entre chaque impulsion reçue.

Annexe B :

Les codeurs

B.1. Aucun capteur : comptage des pas-moteurs

On a vu dans les paragraphes consacrés aux moteurs pas-à-pas, que ceux-ci avançaient d'un pas angulaire constant à chaque fois qu'une impulsion leur était envoyée. En comptant le nombre d'impulsions envoyées vers le moteur, il est donc possible de connaître la position instantanée du télescope. Cette solution est très économique car elle n'utilise aucun capteur. Cependant, il faut savoir que cette méthode ne prend en compte ni les éventuelles pertes de pas, ni les frictions, ni les jeux mécaniques et les flexions du système d'entraînement de la monture. Cette solution est souvent utilisée pour le pointage automatique des petits télescopes transportables d'amateurs (Meade LX200...) pour lesquels une précision de plus de 5' est suffisante.

Cette solution est également applicable au servo-moteur brushless en comptant les impulsions issues du codeur interne. Dans ce cas, la précision est bien meilleure car, grâce à la boucle d'asservissement, il n'y a pas de risque de perte de pas.

B.2. Codeurs optiques

Un codeur optique est un système rotatif délivrant des impulsions électriques, lorsqu'il est mis en rotation. Le nombre d'impulsions par tour détermine la résolution angulaire du codeur optique. Un bon codeur délivre 65536 impulsions par tour, soit une résolution d'environ 20". Il est possible d'insérer un étage de démultiplication mécanique pour obtenir une résolution encore meilleure.

Les codeurs dits incrémentaux génèrent deux séquences d'impulsions en quadrature de phase afin de connaître le sens de rotation. Un repère externe est donc nécessaire pour initialiser les coordonnées du télescope. Pour cela, on peut utiliser une étoile sur le ciel, ou installer un détecteur de proximité sur chaque axe de la monture.

Il existe aussi des codeurs absolus, beaucoup plus chers que les précédents. Cependant ils donnent directement la position angulaire absolue du télescope à l'aide d'un codage binaire.

B.3. Inclinomètre 2 axes

Un inclinomètre est un double capteur d'instrumentation asservi en boucle fermée pouvant effectuer des mesures angulaires suivant deux axes orthogonaux. Il délivre deux signaux analogiques proportionnels au sinus des l'inclinaisons X et Y suivant deux directions perpendiculaires (cf. Figure 93).

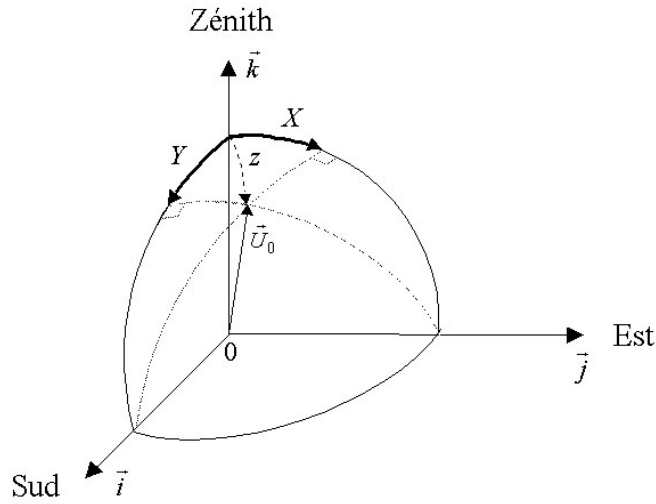


Figure 93 : La direction U_0 de l'axe optique du télescope peut être déterminée à partir des angles X et Y fournis par un inclinomètre double-axe.

Les composantes du vecteur unitaire axe-optique $\vec{U}_0$ par rapport au repère terrestre $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, s'expriment donc :

$$\vec{U}_0 = \cos Z \cdot \begin{pmatrix} \tan Y \\ \tan X \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (84)$$

Z étant la distance zénithale, telle que :

$$\cos Z = (1 + \tan^2 X + \tan^2 Y)^{-1/2} \quad (85)$$

Les éléments sensibles à l'inclinaison sont généralement des galvanomètres lestés associés à des détecteurs optiques de position.

Il existe des inclinomètres sensibles sur $\pm 180^\circ$ et ayant une résolution de $10''$ au zénith. Il existe des inclinomètres plus précis mais ceux-ci ont généralement une étendue de mesure plus réduite ($\pm 30^\circ$ par exemple).

Ces capteurs ont l'avantage d'être absolus et d'être utilisables sur un système dont les axes mécaniques sont inaccessibles ou même inexistants (monture boule). De plus, l'inclinomètre peut être monté au plus près du miroir primaire afin de s'affranchir des erreurs

de pointage dues aux flexions du tube et de la monture. Ce point est particulièrement intéressant pour les télescopes de très grande taille actuellement en projet¹¹⁶.

En revanche, de lourds calculs trigonométriques sont nécessaires pour convertir sans ambiguïté les angles issus de l'inclinomètre en coordonnées équatoriales. Ces capteurs présentent également un autre inconvénient : leur sensibilité suivant un axe chute rapidement en cas de fortes inclinaisons transverses. La résolution devra donc être choisie en fonction de l'étendue de mesure utile sur chaque axe et du type de monture. En pratique ces capteurs ne sont utilisables que si la distance zénithale est inférieure à 60° .

Il faut savoir également qu'un inclinomètre ne fournit que deux angles, le troisième degrés de liberté (la rotation autour du zénith) n'ayant aucun effet. Ces capteurs sont donc inutilisables sur un télescope alt-az où la rotation azimuthale n'engendre aucune variation d'inclinaison.

Malgré ces quelques inconvénients, un inclinomètre 2 axes est utilisé pour le pointage du télescope-boule OVLA où aucun axe privilégié n'existe. Ses conditions d'utilisation et les calculs d'angles seront détaillés plus loin.

B.4. Pendule stabilisé

Un pendule stabilisé est un système à deux étages combinant les avantages de l'inclinomètre et des codeurs optiques. De plus, il peut être optimisé pour une monture alt-alt ou équatoriale, et reste utilisable loin du zénith. Il s'agit d'un inclinomètre porté par une table à deux axes motorisés et codés. Les moteurs de la table sont commandés de façon à maintenir l'inclinomètre à la verticale. De plus les axes de la table restent parallèles aux axes de la monture quelque soit la position du télescope. Ainsi les angles fournis par les codeurs du pendule sont directement ceux de la monture. La position angulaire du télescope est alors la somme de la mesure des codeurs d'axe et d'un éventuel résidu provenant de l'inclinomètre. Ce dernier travaille toujours au voisinage de 0° , sa zone de meilleure sensibilité. Il est donc possible d'utiliser des inclinomètres électrolytiques ayant une étendue de mesure réduite à quelques degrés mais avec une excellente résolution et répétabilité ($0.2''$).

La Figure 94 montre un pendule alt-alt utilisable pour coder un télescope alt-alt. Un tel pendule reste utilisable pour une monture équatoriale mais on retrouve alors les problèmes d'ambiguïtés et de sensibilité mentionnés plus haut. Il est également possible d'utiliser un pendule équatorial¹¹⁷. Ce pendule fournit alors directement l'angle horaire et la déclinaison d'un télescope équatorial.

Enfin, rappelons qu'un pendule de ce type équipe actuellement les deux télescopes de GI2T.

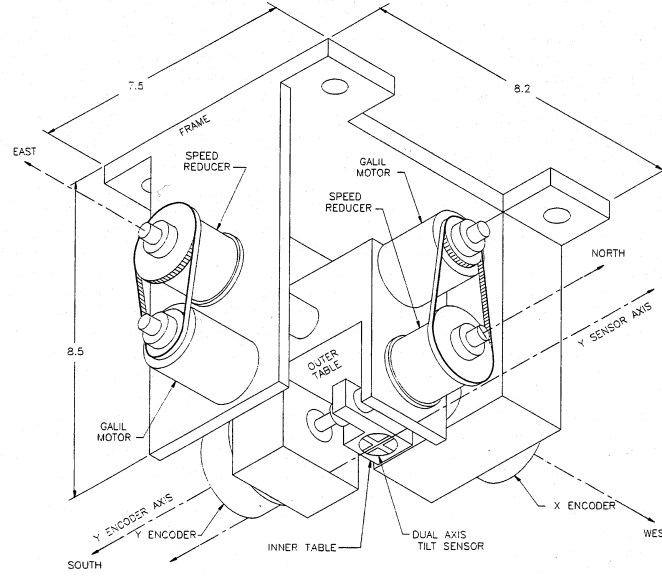


Figure 94 : Pendule stabilisé monté sur une table alt-alt. Les angles d'inclinaison sont fournis par deux codeurs optiques (d'après R. Kibrick).

B.5. Gyromètres à fibre optique

Il s'agit d'un interféromètre circulaire utilisant une bobine de fibre optique (cf. Figure 95). Selon l'effet Sagnac¹¹⁸, un déphasage $\Delta\Phi$ apparaît lorsque l'ensemble est animé d'un mouvement de rotation de vecteur $\vec{\Omega}$:

$$\Delta\Phi = \frac{4\omega}{c^2} \vec{A} \cdot \vec{\Omega} \quad (86)$$

avec ω la fréquence de la source lumineuse et $\vec{A}$ le vecteur normal à l'aire enfermée par le chemin optique de l'interferomètre. Le déphasage est donc proportionnel à la vitesse de rotation du système. La sensibilité sera d'autant meilleure que le rayon et la longueur de la boucle seront grands. Si l'espace est réduit, il est plus intéressant de multiplier le nombre de boucles.

En pratique, on préfère utiliser la formule suivante¹¹⁹ :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi \cdot L \cdot D}{\lambda \cdot c} \cdot \Omega_{//}, \quad (87)$$

avec D et L le diamètre et la longueur totale de la bobine de fibre, et $\Omega_{//}$ la composante de la rotation parallèle à l'axe de la bobine.

Le photo-détecteur mesure alors une intensité lumineuse I telle que:

$$I = I_1 \cdot (1 + \cos \Delta\Phi) \quad (88)$$

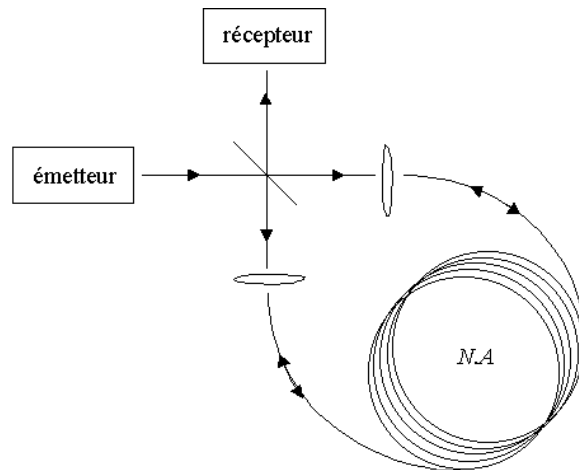


Figure 95 : Principe d'un gyromètre à fibre optique.

	L	D	λ	Étendue de mesure Ω_π	Précision Ω_μ
Grande sensibilité	1 km	10 cm	1550 nm	133°/s	0.15°/s
Sensibilité moyenne	200 m	3 cm	850 nm	1220°/s	1.4°/s

Tableau 19 : Caractéristiques standards d'un gyromètre à fibres optiques (d'après H. Lefèvre, Photonetics s.a.).

On peut donc déterminer sans ambiguïté la vitesse angulaire sur une étendue de $\pm\Omega_\pi$ rad.s⁻¹ autour de 0. On définit généralement Ω_μ la vitesse angulaire engendrant un déphasage d'un microradian, qui correspond en pratique au bruit de mesure (bruit de photon, biais, dérives accumulées, perturbations externes...).

Le Tableau 19 présente les performances typiques de gyromètres à fibre actuellement disponibles sur le marché.

Il est possible d'améliorer considérablement les performances des gyromètres à fibre en employant :

- des fibres optiques mono-mode pour assurer une réciprocity parfaite entre les deux bras de l'interféromètre (réjection du mode commun et des perturbations externes),
- de l'optique intégrée (jonctions Y, coupleurs...),
- une source à large bande pour supprimer les interférences parasites,

- une modulation de la phase pour augmenter le facteur d'échelle à vitesse quasi-nulle,
- un asservissement de la modulation¹²⁰...

Avec de telles techniques on obtient des gyromètres extrêmement performants (précision de $0.01^\circ/\text{h}$) qui sont utilisés dans les centrales inertielle et pour la navigation.

Les performances atteintes par ces gyromètres, autorisent désormais leur utilisation sur les télescopes¹²¹. En effet, trois gyromètres disposés de manière adéquate permettent de connaître l'attitude du télescope et, de contrôler le pointage et même le guidage¹²². Comme les inclinomètres, les gyromètres peuvent s'adapter à n'importe quelle mécanique et être placés au plus près de l'optique.

Le gyromètre a un autre avantage très intéressant pour les télescopes. Jusqu'à maintenant, en astronomie, il était utilisé en codeur incrémental. En fait, il me semble qu'il existe une méthode d'utilisation très simple qui rend le gyromètre absolu. En effet, un arrêt de l'entraînement du télescope de quelques minutes en début d'observations permet de mesurer le vecteur rotation de la Terre, donc de déterminer la direction de l'axe des pôles par rapport à la position courante du télescope. Les compas gyroscopiques indiquant la direction du Nord géographique avec une précision de $0,1^\circ$, fonctionnent suivant le même principe¹²³. Si nécessaire, une initialisation plus précise peut être ensuite réalisée sur une étoile.

L'usage d'un gyromètre à fibre me paraît être une solution particulièrement intéressante et élégante pour la monture boule OVLA qui ne possède pas d'axes et offre un grand volume disponible (sphère de 2.8m de diamètre). En effet en plaçant trois gyromètres dont les bobines de fibre optique occupent tout l'intérieur de la boule (cf. Figure 96), on obtient une précision théorique de $0.1''/\text{s}$ par tour de fibre ! Il faut toutefois vérifier qu'un gyromètre de ce diamètre ne devienne pas trop sensible aux perturbations externes (inhomogénéités de la température, des champs électriques et magnétiques) par rapport à un gyromètre plus compact, donc plus protégé.

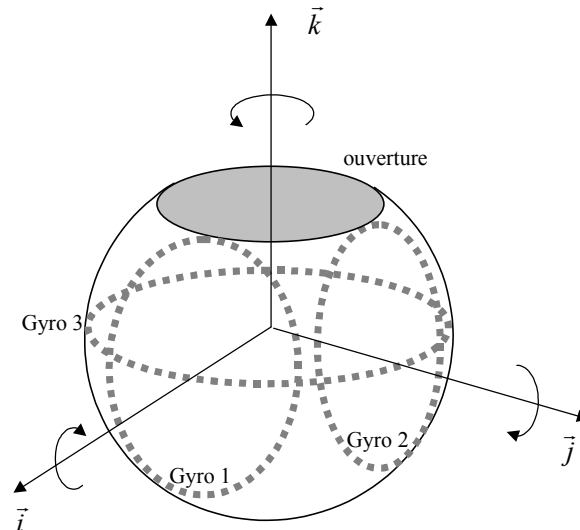


Figure 96 : L'orientation d'un télescope à monture sphérique peut être connue à l'aide de trois gyromètres à fibre optique disposés orthogonalement entre eux. Ici les gyromètres 1, 2 et 3 donnent les composantes de la rotation selon les vecteurs $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$ respectivement.

B.6. Senseurs stellaires

Les oiseaux migrateurs (ainsi que certains êtres humains navigateurs !) s'orientent à l'aide des constellations. Il existe un système de pointage très évolué, basé sur le même principe, et initialement dédié au pointage des satellites, le senseur stellaire ou *star tracker*^{124,125}. Il s'agit d'un système capable de reconnaître des champs d'étoiles et d'en déduire directement l'attitude absolue du satellite de manière complètement autonome et sans aucune information concernant la position initiale. Un senseur stellaire permet de pointer avec une précision de l'ordre de 1'' et même de guider à 10 Hz.

La reconnaissance des champs stellaires est effectuée à l'aide d'algorithmes variés pouvant utiliser des réseaux neuronaux¹²⁶ ou en formant des triangles avec les étoiles^{127,128}, etc.

Un senseur stellaire est composé d'une caméra CCD grand champ (typiquement 10°), reliée à un processeur embarqué comparant l'image à un catalogue d'étoiles de références ($m_v \leq 6$) chargé en ROM. L'ensemble complet peut tenir dans un volume de 10 cm³ et consommer moins de 7 W.

Ces systèmes conçus pour le spatial sont très onéreux (de 10k€ à 2M€). Or il n'existe pas sur le marché de version terrestre¹²⁹. Pourtant avec la puissance des PC actuels, il serait possible de réaliser, avec des composants courants, un senseur stellaire très économique et aussi performant pour les télescopes terrestres.

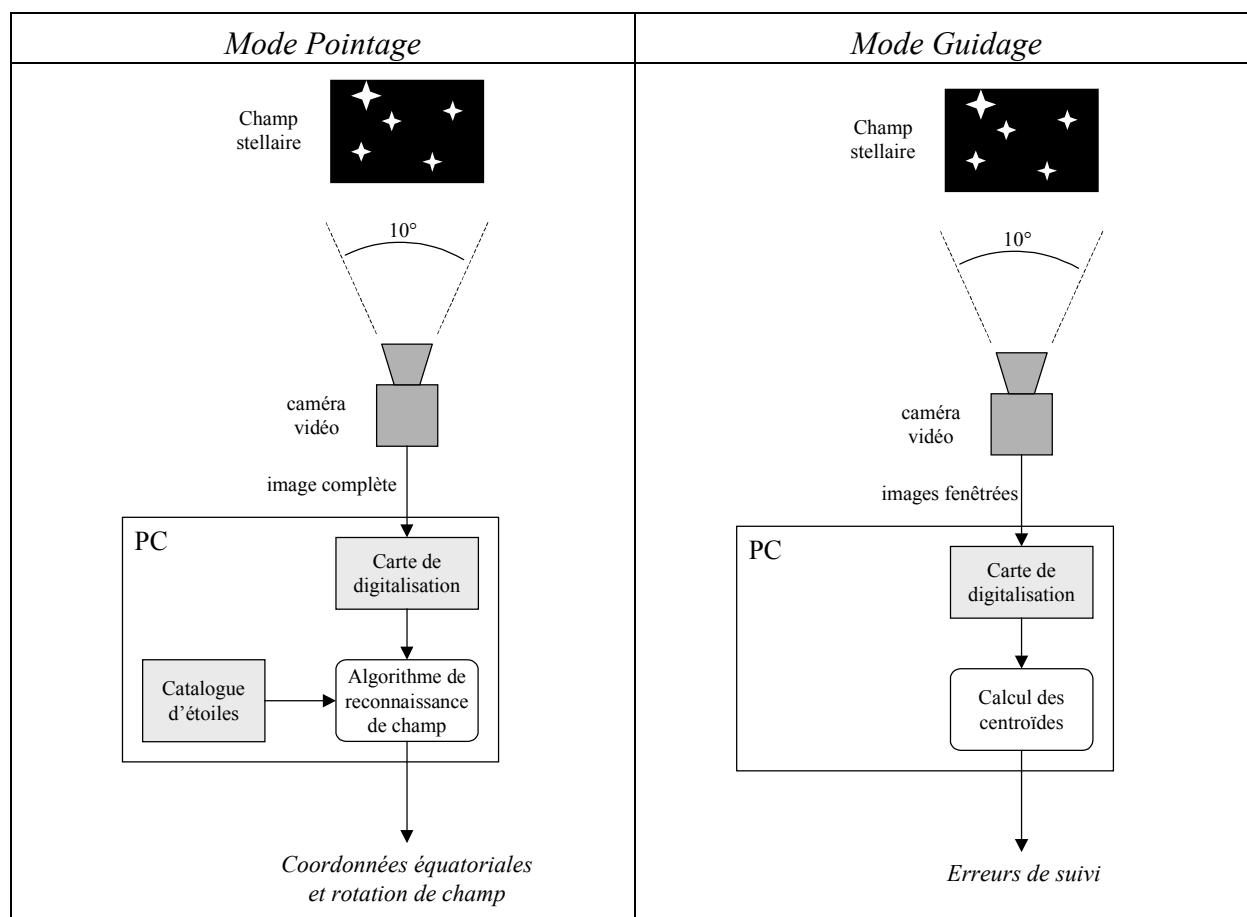


Figure 97 : Architecture proposée pour un « chercheur intelligent » économique pouvant assurer le pointage (à gauche) et le guidage (à droite) d'un télescope au sol., le guidage peut s'effectuer à une cadence de quelques Hertz, avec une précision de 1'' en calculant le centroïde de plusieurs étoiles du champ.

L'architecture que je propose utilise une caméra vidéo de télésurveillance, une carte de digitalisation vidéo et un PC (cf. Figure 97). La reconnaissance de champ peut s'effectuer à l'aide de l'un des algorithmes cités plus haut en consultant un catalogue d'étoiles brillantes (Yale, BSC...) chargé sur le disque dur.

Il s'agirait d'un « chercheur intelligent » pouvant être monté en parallèle sur tout type de télescope (si possible au plus de l'optique) et assurant à lui seul le pointage et le guidage. Un tel système pourrait également servir pour la caractérisation complète d'une monture de télescope (offsets, hystérésis, facteur d'échelle, erreur périodique, erreurs d'alignement, non-perpendicularité des axes, erreur de collimation, flexions du tube et de la monture...) déjà équipé d'un système de codage.

Un « chercheur intelligent » serait une solution de codage idéale pour les montures ne possédant pas d'axes mécaniques, comme la monture boule du télescope OVLA.

Annexe C :

Le contrôleur de télescope

C.1. Les circuits FPGA

C.1.1. Circuit Temps Sidéral

Ce circuit FPGA, situé sur la carte « entraînement », est simplement une horloge sidérale qui délivre au microcontrôleur une impulsion soit à chaque seconde sidérale, soit à chaque dixième ou centième de seconde sidérale, selon le mode de configuration choisi. La fréquence sidérale est obtenue par la division 24 bits de la fréquence d'un quartz de 16 MHz. La précision relative de cette horloge est de l'ordre de 10^{-7} .

Par contre, ce circuit ne calcule pas le temps sidéral local (TSL), une initialisation du TSL par le PC ou les roues codeuses est nécessaire à chaque mise sous tension.

Chaque impulsion envoyée génère une interruption qui effectue la mise à jour du TSL, de l'angle horaire et des vitesses moteurs.

C.1.2. Circuit diviseur de fréquence

Ce circuit FPGA, également situé sur la carte « entraînement », assure la gestion de deux moteurs. La vitesse de rotation d'un moteur pas-à-pas est proportionnelle à la fréquence du signal périodique reçu. Donc si l'on veut générer différentes vitesses de rappels sur les deux axes du télescope, le circuit doit pouvoir contrôler et modifier la fréquence de deux voies.

Ces signaux sont obtenus en divisant la fréquence d'un quartz de 16 MHz par un diviseur programmable. Chaque rappel correspond à un rapport de division. Les différents rapports de division sont codés sur 32 bits, et sont envoyés sur l'entrée du circuit par le microcontrôleur en quatre fois via un port de 8 bits (P4). La ligne Chip Select (CS) doit être active lors de l'envoi d'un nouveau rapport de division.

Le premier octet envoyé est un octet de contrôle qui spécifie l'adresse du moteur concerné, l'arrêt ou la mise en marche et le sens de rotation. Les trois octets suivants contiennent le rapport de division (22 bits). Deux bits sont réservés pour spécifier une division supplémentaire par 10 ou par 100, ce qui permet d'étendre considérablement la dynamique de vitesse. En effet, avec un quartz de 16 Mhz, le diviseur peut générer, avec une très bonne

résolution, des fréquences allant de 0.038 Hz à 16 MHz. Pour générer des fréquences inférieures à 0.038 Hz, le microcontrôleur arrête périodiquement le moteur.

Le circuit ne recharge le rapport de division présent à son entrée, qu'à chaque impulsion-moteur (sauf pour les fréquences inférieures à 3.8 Hz). Cette synchronisation assure une variation douce et continue de la vitesse afin d'entraîner des montures non-équatoriales.

Cependant, il n'y a pas de synchronisation rigoureuse entre un axe et l'autre. Cela serait possible à condition d'ajouter une ligne de contrôle supplémentaire sur les circuits FPGA « diviseur de fréquence ». Cette amélioration se justifie uniquement pour les applications les plus exigeantes (suivi de satellites, pointage à 1 sec. d'arc près, etc.), mais nous semble inutile dans la plupart des cas, puisque le pointage s'effectue en boucle fermée avec les codeurs, et puisque le microcontrôleur envoie les vitesses aux différents moteurs de manière quasi-simultanée après avoir entièrement achevé les calculs de tous les axes. En effet, la totalité des calculs trigonométriques demande 0.25 s, tandis que l'envoi des 3 octets-vitesse vers le circuit « diviseur de fréquence » ne nécessite que de 30 μ s seulement par axe.

Enfin, si des moteurs supplémentaires s'avèrent nécessaires, il est possible d'ajouter des circuits « diviseur de fréquence » en parallèle sur le port P4.

C.1.3. Circuit rappels

Ce circuit FPGA, situé lui aussi sur la carte « entraînement », est connecté au port P4 du microcontrôleur, aux boutons de la raquette manuelle et éventuellement aux relais du guidage automatique. Il permet de valider soit l'entrée raquette, soit l'entrée guidage. A chaque changement d'état de l'entrée validée, le circuit envoie une interruption (IT) au microcontrôleur afin que celui-ci lise le rappel sur le port P4 et effectue immédiatement (en quelques ms) le changement de fréquence.

C.1.4. Circuit codeurs

Ce circuit FPGA permet la lecture de quatre codeurs incrémentaux *via* le port P4. La lecture est asynchrone, et ne perturbe pas le comptage ou le décomptage des impulsions en provenance des codeurs. La valeur du comptage est mémorisée dans un registre à 24 bits, et peut être envoyée à tout moment sur le port P4 en trois octets successifs. Il est également possible d'ajouter des circuits codeurs sur le port P4 afin de contrôler des axes supplémentaires.

En absence de codeurs, le pointage automatique reste possible en injectant les signaux moteur à l'entrée du circuit codeur. La précision du pointage est alors fortement dégradée car les erreurs mécaniques ne sont pas prises en compte.

C.1.5. Circuit roues codeuses

Six roues codeuses, situées sur la face avant du contrôleur de télescope, permettent de coder un nombre à six chiffres. Sans PC, l'utilisateur peut ainsi modifier manuellement la valeur de la vitesse sidérale, des rappels, du pointage, du TSL, etc.

Ce paramétrage manuel peut s'avérer très utile en absence de codeurs afin de corriger les vitesses d'entraînement en fonction de la réfraction atmosphérique, par exemple.

Chaque roue codeuse présente le code BCD 4 bits du chiffre affiché. Pour six roues, cela représente 24 lignes qu'il faut interfacer avec le microcontrôleur. Un circuit FPGA a donc été programmé pour multiplexer les 24 lignes en 3 octets successifs. Ces octets sont envoyés au microcontrôleur sur le même port P4.

C.1.6. Circuit afficheur

Un afficheur optionnel peut être placé sur la face avant du contrôleur de télescope pour informer l'utilisateur :

- du bon fonctionnement du système,
- de la valeur actuelle de la vitesse du sidéral,
- des demandes de rappels,
- etc.

L'afficheur utilise une association de six afficheurs HP2112, et permet la visualisation de deux lignes de 24 caractères. Le service électronique de l'OHP a réalisé une carte associant six afficheurs, que l'on commande en présentant simultanément 2 octets (un octet de commande et un octet pour le caractère). Cela monopolise deux ports du microcontrôleur, ce qui semble gênant pour les évolutions futures. C'est pourquoi nous avons pensé utiliser le bus I2C. Un circuit FPGA a été programmé pour interfacer le bus I2C avec la carte afficheur.

C.1.7. Environnement du télescope

Les ports P5 et P7 (soit 16 lignes) du microcontrôleur restent utilisables pour la gestion éventuelle d'autres éléments du télescope ou de l'observatoire :

- *Chip Select* de circuits « diviseur de fréquence » ou « codeurs » supplémentaires.
- fins de course diverses,
- focalisation,
- collimation,

- roue à filtre,
- platine XY de guidage,
- rotation de la coupole,
- ouverture du cimier,
- etc.

C.2. Les programmes d'interruptions (IT)

A la mise sous tension, le programme initialise les vitesses d'entraînement et de rappels en fonction du télescope utilisé. Le télescope peut être codé par 4 cavaliers, ce qui permet de piloter 16 télescopes par un même coffret sans modifier le programme.

Ensuite, le programme tourne en boucle d'attente jusqu'à ce qu'une interruption (*IT*) arrive (cf. Figure 10). Cinq sources d'interruptions sont acceptés :

- *IT Série*, qui signale l'arrivée d'un caractère sur le port série, afin d'exécuter les commandes envoyées par le PC,
- *IT Rappels*, qui signale l'arrivée d'un ordre de rappels ou de pointage,
- *IT TS*, qui sert d'horloge sidéral pour le rafraîchissement des vitesses,
- *IT Timer*, qui assure la lecture périodique des roues codeuses (en mode manuel seulement), et qui gère également la durée des rappels en guidage automatique.
- *IT Timer2*, qui génère les rampes d'accélération du pointage.

C.2.1. *IT Série*

Les requêtes arrivent sur le port série sous forme de chaînes ASCII. Le caractère (*Ctrl A*) marque le début de la chaîne et un (*Ctrl D*) marque la fin de la chaîne. Par exemple, la modification de la période du rappel α lent rétrograde à 16000 μ s s'écrit :

(*CtrlA*)ALR 016000(RC)(*CtrlD*)

C.2.2. *IT Rappels*

D'après les variations des vitesses d'entraînement calculées pour différentes montures, une mise à jour des vitesses toutes les 10 s suffit pour assurer un suivi meilleur que la turbulence (excepté pour un télescope alt-az pointant près du zénith). Le microcontrôleur n'est donc pas monopolisé par les calculs de vitesses. Par contre, il doit répondre instantanément à

une demande de rappels. Pour cela, les vitesses des moteurs incluant des rappels sont calculées à l'avance, puis stockées dans un tableau de valeurs. Ainsi, à chaque demande de rappels, le microcontrôleur se « contente » de transférer l'une des valeurs du tableau aux moteurs. Cependant, cette méthode oblige le microcontrôleur à calculer toutes les combinaisons possibles de rappels (un rappel α et un rappel δ pouvant se faire simultanément). Il y a trois directions de rappels (α , δ et rotation de champ) et deux vitesses possibles (lent, rapide) ; cela donne 52 combinaisons différentes.

Les possibilités du microcontrôleur 80C537 nous permettent d'effectuer un calcul de vitesses à chaque seconde sidérale. L'*IT TS* démarre le calcul des vitesses des 3 moteurs sans rappels, et le calcul avec une combinaison de rappels (de numéro i , avec i allant de 0 à 52). Il faut donc attendre 52 s après la mise sous tension pour que toutes les combinaisons de rappels soient disponibles. En pratique cet inconvénient n'est pas gênant car les combinaisons de rappels les plus utilisées sont calculées en priorité.

C.2.3. IT Timer

Le microcontrôleur peut également générer des rappels calibrés en durée (utilisation du timer). Cette fonction est très utile pour un guidage automatique sans relais. Après analyse de l'image de la caméra de guidage, le PC envoie directement au microcontrôleur *via* le port série, les durées (signées) des corrections à apportées sur les deux axes pour recentrer l'étoile-guide.

C.2.4. IT Timer2

Les fonctions de pointage ont été programmées pour accélérer les moteurs pas-à-pas selon une rampe jusqu'à la vitesse de pointage. Ces fonctions sont lancées par un programme d'interruption (IT timer2). Le pointage de l'instrument peut donc se faire simultanément avec d'autres commandes.

Annexe D :

Vitesses d'entraînement du télescope OVLA

D.1. Détermination des axes moteurs

Pour déterminer les vitesses des moteurs assurant le suivi sidéral de la monture boule, nous devons d'abord calculer la matrice des axes principaux :

$$\mathbf{M} = (\vec{A} \quad \vec{B} \quad \vec{C}), \quad (89)$$

avec $\vec{A}$, $\vec{B}$ et $\vec{C}$ les axes autour desquels tourne le télescope si l'on actionne successivement les trois moteurs.

Enfin, les vitesses des moteurs sont les composantes du vecteur $\vec{V}$ déterminé à partir du vecteur rotation $\vec{W}$ du télescope suivant l'expression :

$$\vec{V} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{W} \quad (90)$$

La Figure 98 présente la géométrie du télescope-boule OVLA. Les galets motorisés M_0 , M_1 et M_2 sont disposés sous la boule à 120° l'un de l'autre. Le moteur M_0 est situé au sud de la boule, alors que M_1 et M_2 sont respectivement situés au nord-est et au nord-ouest de la boule.

Seul l'axe de plus grande pente de chaque galet est motorisé. L'axe perpendiculaire (les tonnelets) est libre. Ce dernier axe est mis "naturellement" en rotation sous l'action conjuguée des deux autres moteurs.

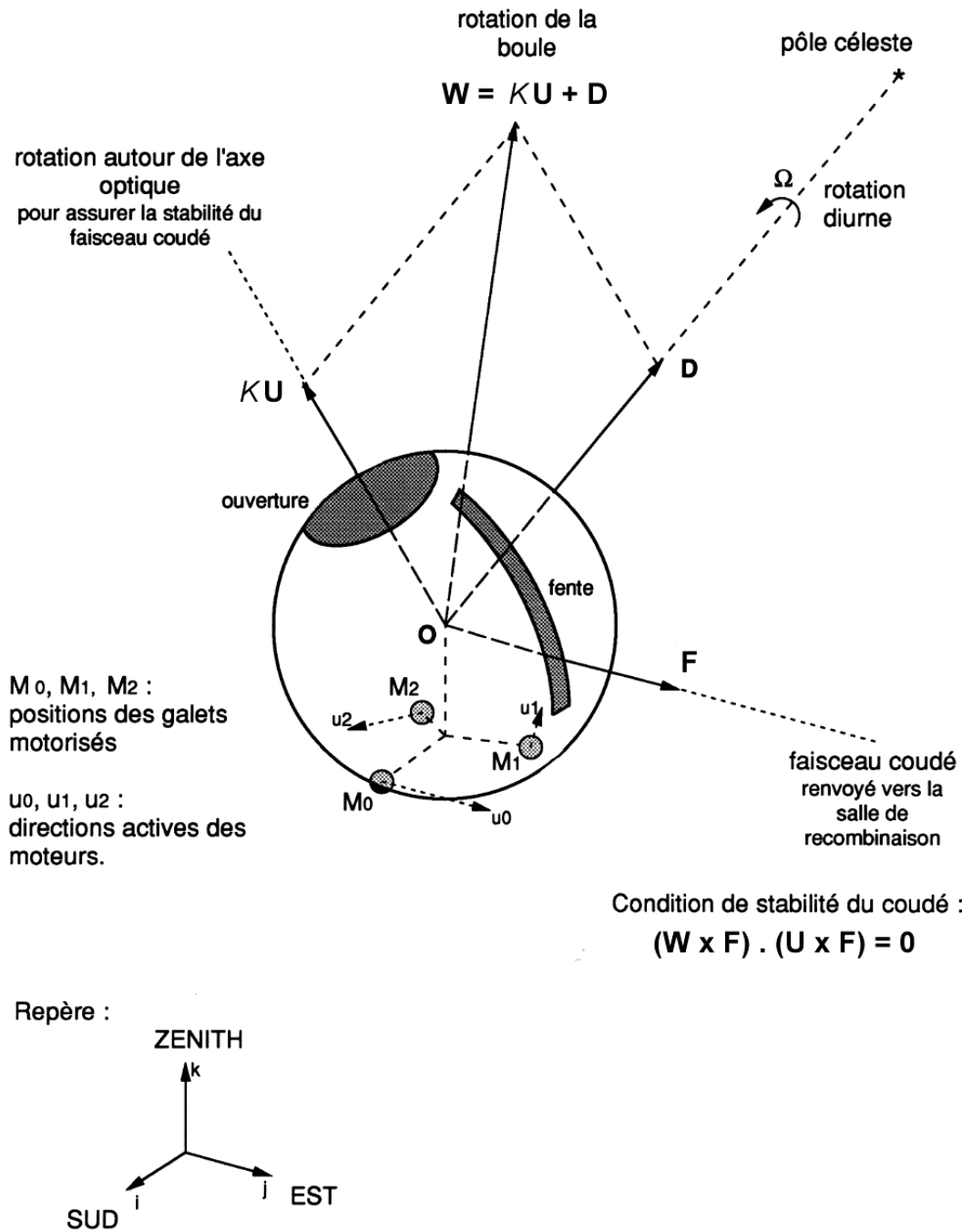


Figure 98 : Géométrie du télescope-boule OVLA motorisé par trois galets omnidirectionnels disposés à 120°.

Les positions des moteurs s'expriment comme suit :

$$M_0 = \begin{pmatrix} R \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \\ 0 \\ -R \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix}, \quad M_1 = \begin{pmatrix} -R \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \\ R \cdot \frac{\sqrt{6}}{4} \\ -R \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix}, \quad M_2 = \begin{pmatrix} -R \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \\ -R \cdot \frac{\sqrt{6}}{4} \\ -R \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix} \quad (91)$$

avec R le rayon de la boule.

Les directions actives des moteurs M_0 , M_1 et M_2 sont respectivement :

$$\vec{u}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{u}_1 = \begin{pmatrix} -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{u}_2 = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (92)$$

La composante parallèle à $\vec{u}_i$ de la vitesse linéaire du point de la boule en contact avec le galet M_i est v_i telle que :

$$v_i = (\vec{W} \wedge \mathbf{OM}_i) \cdot \vec{u}_i, \quad (93)$$

avec $\vec{W}$ le vecteur rotation du télescope.

La vitesse de rotation en radian par seconde de l'axe du moteur M_i vaut donc :

$$V_i = \frac{N}{r} \cdot (\vec{W} \wedge \mathbf{OM}_i) \cdot \vec{u}_i, \quad (94)$$

avec N le rapport de réduction, et r le rayon des galets.

Nous obtenons ainsi l'expression faisant intervenir la matrice $\mathbf{M}^{-1}$:

$$\vec{V} = n \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -1/2 & \sqrt{3}/2 & 1 \\ -1/2 & -\sqrt{3}/2 & 1 \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}^{-1}} \cdot \vec{W}, \quad (95)$$

$$\text{avec } n = \frac{N \cdot R \cdot \sqrt{2}}{2 \cdot r} \quad (96)$$

Les valeurs numériques sont, pour la boule OVLA : $r = 100$ mm, $N = 5000$ mm, $R = 1400$ mm, d'où $n = 49497$.

Remarquons que la matrice $\mathbf{M}$ est constante. En effet, les axes moteurs de la monture boule sont fixes quelque soit l'orientation du télescope. Cette particularité simplifie le calcul des vitesses moteurs dans le cas d'un suivi sidéral pur. En effet les vitesses sont constantes puisque $\mathbf{M}$ et $\vec{W}$ le sont. Les expressions des vitesses des moteurs (en °/s) sont présentées dans le Tableau 20.

D.2. Calcul du vecteur rotation du télescope

Il nous reste à calculer le mouvement du télescope-boule garantissant à la fois le suivi sidéral et la stabilité du faisceau coudé afin d'alimenter en permanence le recombineur de l'interféromètre. Pour cela, deux approches sont possibles.

La première approche, développée par Denis Mourard pour les télescopes de GI2T¹³⁰, consiste à écrire les équations vectorielles imposant le suivi sidéral et la stabilité du faisceau coudé. Nous obtenons ainsi un système de deux équations vectorielles à résoudre.

La seconde approche, plus rapide et surtout plus générale, permet d'utiliser les calculs déjà effectués pour le télescope alt-alt, en considérant que le télescope-boule doit suivre le mouvement d'un alt-alt, sans correction de la rotation de champ, dont l'axe primaire $\vec{A}$ serait dirigé vers le recombineur, c'est-à-dire vers l'Est dans le cas de GI3T.

D.2.1. Approche « classique » (Mourard, 1988) :

Au cours de l'observation, le vecteur unitaire axe optique $\vec{U}$ du télescope doit suivre le mouvement sidéral $\vec{D}$. De plus, le faisceau coudé porté par le vecteur unitaire $\vec{F}$ doit rester parfaitement immobile pendant l'observation. Cette stabilité est assurée par une rotation de la boule autour de son axe optique $\vec{U}$, et par une rotation du miroir tertiaire plan situé au centre de la boule.

Dans un premier temps, nous pouvons donc écrire que la rotation de la boule est composée d'une rotation autour de $\vec{D}$ et d'une rotation autour de l'axe optique $\vec{U}$ de la boule:

$$\vec{W} = K \vec{U} + \vec{D}, \quad (97)$$

où K est la vitesse angulaire autour de l'axe optique.

D'autre part, il nous faut trouver l'équation vectorielle traduisant la stabilité du faisceau coudé. Pour cela, considérons le point F de la fente par où sort le faisceau coudé de la boule. Le faisceau est stable si le point F reste dans le plan $(0, \vec{U}, \vec{F})$ formé par l'axe optique et le faisceau coudé lui-même (le miroir tertiaire se chargeant de ramener le faisceau à l'horizontale). La vitesse linéaire du point F doit donc être parallèle au plan $(0, \vec{U}, \vec{F})$, d'où :

$$(\vec{W} \wedge \vec{F}) \cdot (\vec{U} \wedge \vec{F}) = 0 \quad (98)$$

Les équations (97) et (98) forment un système de deux équations vectorielles à deux inconnues K et $\vec{W}$. Les vecteurs connus $\vec{D}$, $\vec{U}$ et $\vec{F}$ s'écrivent :

$$\vec{D} = \Omega \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ 0 \\ -\sin \lambda \end{pmatrix}, \quad (99)$$

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} U_0 \\ U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H - \cos \lambda \cdot \sin \delta \\ -\cos \delta \cdot \sin H \\ \cos \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H + \sin \lambda \cdot \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (100)$$

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (101)$$

avec $\Omega = 15''/\text{s}$, la vitesse angulaire de la rotation diurne, λ la latitude du lieu, H l'angle horaire, δ la déclinaison, et Φ l'azimut de sortie du faisceau coudé.

Après résolution de ce système d'équation, on obtient la vitesse autour de l'axe optique :

$$K = \Omega \cdot \frac{U_2 \cdot \sin \lambda - \cos \lambda \cdot \sin \phi \cdot (U_0 \cdot \sin \phi - U_1 \cdot \cos \phi)}{U_2^2 \cdot (U_0 \cdot \sin \phi - U_1 \cdot \cos \phi)}, \quad (102)$$

où U_0, U_1, U_2 sont les composantes du vecteur axe-optique $\vec{U}$.

Pour les 27 télescopes-boules du projet OVLA, la direction Φ du faisceau coudé dépend de la position du télescope autour de la table de recombinaison. De plus, pour chaque télescope, Φ peut varier de quelques degrés afin de mieux compenser la différence de marche, ou de mieux couvrir le plan de Fourier.

Nous supposons pour l'instant que les télescopes OVLA et la table de recombinaison sont tous contenus dans un même plan horizontal. Cependant, les erreurs résiduelles d'altitude de chaque télescope seront corrigées en jouant sur l'horizontalité du faisceau coudé.

Les calculs vectoriels effectués ici peuvent facilement intégrer tous ces déplacements supplémentaires.

Cependant, dans le cas de G13T, le faisceau coudé est fixe, dirigé à l'Est, donc $\Phi = 90^\circ$. L'expression de K devient donc :

$$K = \Omega \cdot \frac{\sin \delta}{1 - \cos^2 \delta \cdot \sin^2 H}. \quad (103)$$

D.2.2. Approche « alt-alt » :

Le vecteur rotation $\vec{W}_{alt}$ d'un télescope alt-alt de vecteur axe-optique $\vec{U}$, suivant la rotation sidérale de vecteur $\vec{D}$, s'exprime comme suit :

$$\vec{W}_{alt} = V_{0_{alt}} \cdot \vec{A} + V_{1_{alt}} \cdot \vec{B} + V_{2_{alt}} \cdot \vec{U} = \vec{D}, \quad (104)$$

avec $\vec{A}$ et $\vec{B}$ les axes primaire et secondaire de la monture alt-alt « Est-Ouest ». Or, nous voulons que la boule suive le mouvement d'un alt-alt « Est-Ouest » sans dérotateur de champ. Le vecteur rotation du télescope boule est donc :

$$\vec{W} = V_{0_{alt}} \cdot \vec{A} + V_{1_{alt}} \cdot \vec{B}, \quad (105)$$

d'où :

$$\vec{W} = \vec{D} - V_{2_{alt}} \cdot \vec{U}. \quad (106)$$

avec $V_{2_{alt}}$ qui, par définition, s'exprime :

$$V_{2_{alt}} = (\mathbf{M}_{alt}^{-1} \cdot \vec{D}) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (107)$$

L'expression des vitesses ainsi calculées figurent sur le Tableau 20.

D.3. Boule « alt-azimutale »

Arrivés à ce stade de calcul, nous pouvons très facilement calculer les vitesses des moteurs permettant à la boule de suivre le mouvement d'un télescope alt-azimutal. Ce mode peut être utile pour des télescopes équipés d'optique active, non dédiés à l'interférométrie. En effet, ce mode stabilise la direction de l'inclinaison du miroir primaire, ce qui peut simplifier le design du barillet actif de manière conséquente.

Le calcul du vecteur rotation est similaire au précédant, il s'agit de suivre un télescope alt-azimutal sans correction de la rotation de champ :

$$\vec{W} = \vec{D} - V_{2_{alt-az}} \cdot \vec{U}, \quad (108)$$

avec $V_{2_{alt-az}}$ qui, par définition, vaut :

$$V_{2_{alt-az}} = (\mathbf{M}_{alt-az}^{-1} \cdot \vec{D}) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (109)$$

Le résultat est également présenté dans le Tableau 20.

D.4. Courbes des vitesses moteurs

Les vitesses V_0 , V_1 et V_2 des moteurs M_0 , M_1 et M_2 respectivement, exprimées en seconde d'arc par seconde sidérale, assurant le mode alt-alt (coudé Est-Ouest) et al-az, sont représentées en fonction de l'angle horaire H pour différentes déclinaisons (cf. Tableau 20).

Remarquons que la fonction $V_0(H)$ est paire et que $V_1(H) = V_2(-H)$. Il peut être important de tenir compte de ces symétries pour optimiser les calculs effectués par le microcontrôleur.

Enfin, les courbes des vitesses présentées ici sont complètes. Elles sont calculées pour H allant de -12h à $+12\text{h}$, quelle que soit la déclinaison δ . L'astre correspondant peut donc se trouver sous l'horizon ! En pratique, seule la zone observable nous intéresse. Pour le télescope OVLA, la distance zénithale de l'objet visé doit rester inférieure à 50° . Les pics de vitesses situés à -6h et $+6\text{h}$ dans le cas du mode alt-alt ne sont donc pas gênants.

Mode	Vitesses moteurs (°/s.)
Équatorial	$V_0 = 15 \cdot (\cos(\lambda) - \sin(\lambda))$
	$V_1 = 15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$
	$V_2 = 15 \cdot \left(-\frac{\cos(\lambda)}{2} - \sin(\lambda) \right)$
Alt-azimutal	$V_0 = 15 \cos(\delta) \cdot \frac{-\cos(\lambda) \cdot (\cos(\delta) \cdot \sin(H)^2 + \sin(\delta) \cdot \cos(H)) + \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta)}{\cos(\lambda)^2 \cdot (\cos(H)^2 \cdot \cos(\delta)^2 - \sin(\delta)^2) + 2 \cdot \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(\lambda) - \cos(\delta)^2}$
	$V_1 = \frac{15}{2} \cos(\delta) \cdot \frac{\cos(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \sin(H)^2 + \sqrt{3} \cdot \sin(H) \cdot \cos(\lambda) \cdot (\cos(\lambda) \cdot \sin(\delta) - \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H)) + 2 \cdot (\sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) - \cos(\lambda) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(H))}{\cos(\lambda)^2 \cdot (\cos(H)^2 \cdot \cos(\delta)^2 - \sin(\delta)^2) + 2 \cdot \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(\lambda) - \cos(\delta)^2}$
	$V_2 = \frac{15}{2} \cos(\delta) \cdot \frac{\cos(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \sin(H)^2 - \sqrt{3} \cdot \sin(H) \cdot \cos(\lambda) \cdot (\cos(\lambda) \cdot \sin(\delta) - \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H)) + 2 \cdot (\sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) - \cos(\lambda) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(H))}{\cos(\lambda)^2 \cdot (\cos(H)^2 \cdot \cos(\delta)^2 - \sin(\delta)^2) + 2 \cdot \sin(\lambda) \cdot \cos(\delta) \cdot \cos(H) \cdot \sin(\delta) \cdot \cos(\lambda) - \cos(\delta)^2}$
Alt-alt Est-Ouest	$V_0 = -15 \cos(\delta) \cdot \cos(H) \cdot \frac{\cos(\delta) \cdot \cos(H) \cdot (\sin(\lambda) - \cos(\lambda)) - \sin(\delta) \cdot (\sin(\lambda) + \cos(\lambda))}{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2}$
	$V_1 = \frac{-15}{2} \cos(\delta) \cdot \frac{\cos(\delta) \cdot \cos(H)^2 \cdot (2 \cdot \sin(\lambda) + \cos(\lambda)) + \sin(\delta) \cdot \cos(H) \cdot (\sin(\lambda) - 2 \cdot \cos(\lambda)) + \sqrt{3} \cdot \sin(H) \cdot \sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2}$
	$V_2 = \frac{-15}{2} \cos(\delta) \cdot \frac{\cos(\delta) \cdot \cos(H)^2 \cdot (2 \cdot \sin(\lambda) + \cos(\lambda)) + \sin(\delta) \cdot \cos(H) \cdot (\sin(\lambda) - 2 \cdot \cos(\lambda)) - \sqrt{3} \cdot \sin(H) \cdot \sin(\delta)}{1 - \cos(\delta)^2 \cdot \sin(H)^2}$

Tableau 20 : Expressions des vitesses des moteurs du télescope-boule OVLA, assurant un suivi sidéral d'un objet de coordonnées équatoriales H et δ , suivant le mode choisi. Le mode équatorial annule la rotation de champ, le mode alt-azimutal stabilise la direction de l'inclinaison du télescope, tandis que le mode alt-alt stabilise le faisceau coudé. La latitude du lieu d'observation est notée λ .

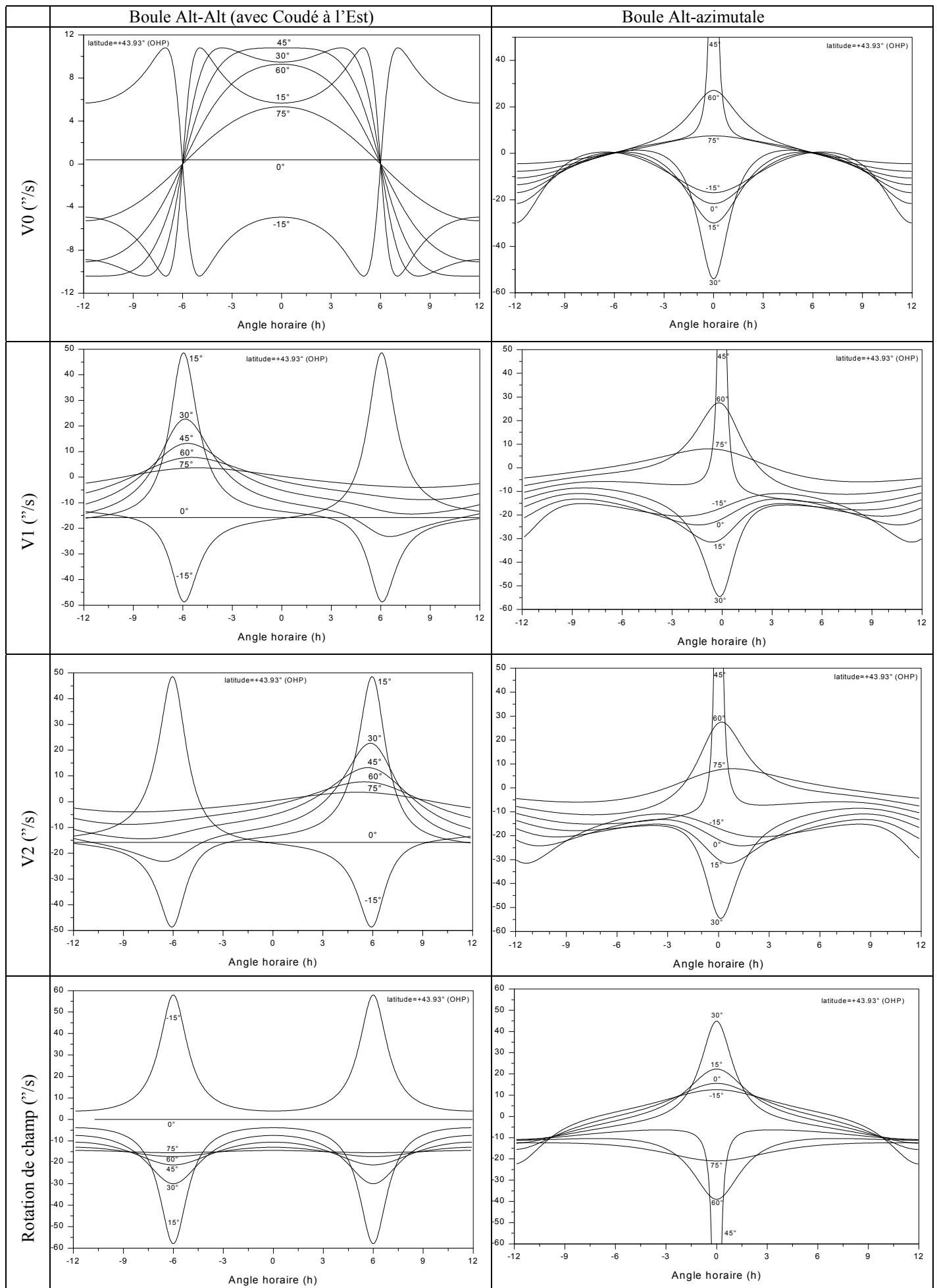


Tableau 21 : Courbes des vitesses moteurs (en °/s) assurant le suivi sidéral de la monture boule en mode « alt-alt » (stabilisation du coudé) ou « alt-az » (stabilisation de l'azimut de la ligne de plus grande pente). Les courbes du bas représentent la rotation de champ observée dans les deux modes d'entraînement.

D.5. Calcul des rappels

De même que pour un télescope équatorial, il est nécessaire, en cours d'observation, de corriger la vitesse d'entraînement suivant deux directions perpendiculaires. Cependant, dans le cas de la boule, il ne suffit pas d'accélérer ou de ralentir un des moteurs pour obtenir un rappel dans une direction bien déterminée. Chaque rappel est le résultat d'une combinaison des vitesses des trois moteurs.

Pour la boule, il peut également être intéressant de définir un type de rappels permettant au guidage automatique de maintenir à la fois l'image de l'étoile au centre de la pupille du télescope, et le faisceau coudé au centre de l'optique d'entrée de la table de recombinaison.

D.5.1. Rappels équatoriaux :

Les rappels α et δ peuvent faciliter la reconnaissance visuelle d'un champ stellaire puisqu'ils correspondent aux axes des cartes du ciel.

Il faut également prévoir un rappel en rotation de champ pour corriger la position azimutale du faisceau coudé sans dépointer le télescope. Pour obtenir une rotation de champ supplémentaire, il suffit donc d'ajouter un terme ρ à la valeur K précédemment calculée.

Les rappels α correspondent à une accélération ou à une décélération de la rotation diurne Ω . A noter que les rappels α ne correspondent pas simplement à une multiplication des trois vitesses par le même coefficient. En effet, en cas de rappels simultanés (α et δ) ou (α et ρ), le rappel α ne doit agir qu'autour de l'axe polaire $\vec{D}$. Il faut donc multiplier uniquement le vecteur $\vec{D}$ par un scalaire α tel que :

- $\alpha=1$ en absence de rappels α ,
- $\alpha>1$ pour un rappel vers l'ouest,
- $\alpha<1$ pour un rappel vers l'est.

La quantité $\alpha-1$ est la vitesse du rappel exprimée en nombre de fois la vitesse sidérale, soit 15"/s.

Pour obtenir un rappel δ , il faut ajouter au vecteur rotation $\vec{W}$ une composante perpendiculaire au mouvement sidéral, donc parallèle au vecteur $\vec{D} \wedge \vec{U}$. En incluant les rappels α et δ , l'expression du vecteur rotation devient :

$$\vec{W} = \alpha \vec{D} + \frac{d}{\cos \delta} \cdot (\vec{D} \wedge \vec{U}) + K \vec{U} \quad (110)$$

La variable d représente la vitesse du rappel δ en radian par seconde à condition de normaliser le vecteur $\vec{D} \wedge \vec{U}$ d'où la division par $\cos \delta$. La variable d est nulle en absence de rappels δ .

A l'aide de l'équation (98), inchangée, on trouve, en incluant également les rappels δ et de rotation de champ, une nouvelle valeur de K (faisceau coudé à l'Est) :

$$K = \Omega \cdot \frac{\sin \delta + \frac{d}{\cos \delta} \cdot U_1 \cdot (U_2 - U_0)}{1 - \cos^2 \delta \cdot \sin^2 H} + \rho, \quad (111)$$

avec U_0 , U_1 et U_2 les composantes du vecteur axe-optique $\vec{U}$.

Après calcul du produit vectoriel, $\vec{W}$ s'exprime comme suit :

$$\vec{W} = \alpha \cdot \Omega \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ 0 \\ -\sin \lambda \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} K & \frac{d}{\cos \delta} \cdot \sin \lambda & 0 \\ \frac{-d}{\cos \delta} \cdot \sin \lambda & K & \frac{-d}{\cos \delta} \cdot \cos \lambda \\ 0 & \frac{d}{\cos \delta} \cdot \cos \lambda & K \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_0 \\ U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} \quad (112)$$

D.5.2. Rappels alt-alt :

Les rappels alt-alt sont certainement ceux qui serviront à corriger l'attitude de la boule pendant l'observation. En effet, contrairement aux rappels équatoriaux, ces rappels sont liés au faisceau coudé. Ils permettent de centrer l'étoile dans le champ du télescope sans dépointer le faisceau coudé.

Nous appellerons « rappel γ » la rotation *de la boule* autour de l'axe de rotation du miroir tertiaire. Cet axe, que l'on appellera $\vec{m}$, est perpendiculaire à la fois au faisceau coudé $\vec{F}$ et à l'axe optique $\vec{U}$ du télescope.

Nous appellerons « rappel β » la rotation de la boule autour du faisceau coudé. Le rappel en rotation de champ a déjà été étudié, la variable correspondante ρ est superposable avec les rappels γ et β .

Le vecteur instantané de rotation de la boule incluant les rappels γ et β peut donc s'écrire :

$$\vec{W} = \vec{D} + \beta \vec{F} + \frac{\dot{\gamma}}{\sin \gamma} \vec{m}, \quad (113)$$

avec, $\dot{\beta}$ la vitesse angulaire du rappel « β », $\dot{\gamma}$ la vitesse angulaire du rappel « γ », γ l'angle séparant les vecteurs $\vec{F}$ et $\vec{U}$, et $\vec{m} = \vec{F} \wedge \vec{U}$.

La division par $\sin \gamma$ normalise le vecteur $\vec{m}$. La valeur de l'angle γ sera utile pour l'inclinaison du miroir tertiaire. Cet angle vaut:

$$\gamma = \arccos U_1, \quad (114)$$

avec $\gamma \in [40^\circ, 140^\circ]$ compte tenu de la zone de visibilité.

Pour ces rappels, il serait plus rigoureux de considérer l'azimut du faisceau coudé comme une variable. Cependant, dans le cas de GI3T, la troisième boule restera toujours à l'ouest de la table de recombinaison, l'azimut du faisceau coudé sera donc toujours voisin de 90° . Le vecteur $\vec{F}$ peut être considéré comme fixe:

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{d'où} \quad \vec{m} = \begin{pmatrix} -U_2 \\ 0 \\ U_0 \end{pmatrix} \quad (115)$$

D.5.3. Rappels terrestres :

Pour faciliter la manutention du télescope au cours de la phase d'assemblage et de validation, nous avons également utilisé un système de rappels, indépendant du temps sidéral, permettant de tourner la boule autour des vecteurs fixes $\vec{i}$, $\vec{j}$ et $\vec{k}$ du repère terrestre.

Pour cela, il suffit de calculer les vitesses des moteurs en posant :

$$\vec{W} = \omega_i \vec{i} + \omega_j \vec{j} + \omega_k \vec{k} \quad (116)$$

avec ω_i , ω_j et ω_k les vitesses angulaires autour de chacun des vecteurs du repère terrestre.

D.5.4. Récapitulatif :

Pour synthétiser les nombreuses expressions présentées plus haut, voici la séquence complète de calcul intégrant le suivi sidéral, la stabilisation du faisceau coudé à l'Est, les rappels équatoriaux et alt-alt.

Nous disposons des coordonnées α , δ de l'étoile à suivre. Il convient d'abord de calculer son angle horaire H à partir du temps sidéral local :

$$H = TSL - \alpha \quad (117)$$

Nous pouvons alors déterminer le vecteur $\vec{U}$ dirigé vers l'étoile:

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} U_0 \\ U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H - \cos \lambda \cdot \sin \delta \\ -\cos \delta \cdot \sin H \\ \cos \lambda \cdot \cos \delta \cdot \cos H + \sin \lambda \cdot \sin \delta \end{pmatrix} \quad (118)$$

Par superposition de la rotation diurne et des différents rappels, on peut écrire l'expression générale donnant le vecteur instantané de rotation :

$$\vec{W} = \alpha \cdot \Omega \cdot \begin{pmatrix} \cos \lambda \\ 0 \\ -\sin \lambda \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} K & \frac{d}{\cos \delta} \cdot \sin \lambda & 0 \\ \frac{-d}{\cos \delta} \cdot \sin \lambda & K & \frac{-d}{\cos \delta} \cdot \cos \lambda \\ 0 & \frac{d}{\cos \delta} \cdot \cos \lambda & K \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_0 \\ U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} + \frac{\dot{\gamma}}{\sin \gamma} \cdot \begin{pmatrix} -U_2 \\ 0 \\ U_0 \end{pmatrix} + \dot{\beta} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (119)$$

avec :

$$K = \Omega \cdot \frac{\sin \delta + \frac{d}{\cos \delta} \cdot U_1 \cdot (U_2 - U_0)}{1 - \cos^2 \delta \cdot \sin^2 H} + \rho \quad (120)$$

Enfin, on en déduit les vitesses V_0 , V_1 et V_2 des trois moteurs :

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = n \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 1 \\ -\frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{W} \quad (121)$$

Les vitesses moteurs sont exprimées avec la même unité que Ω .

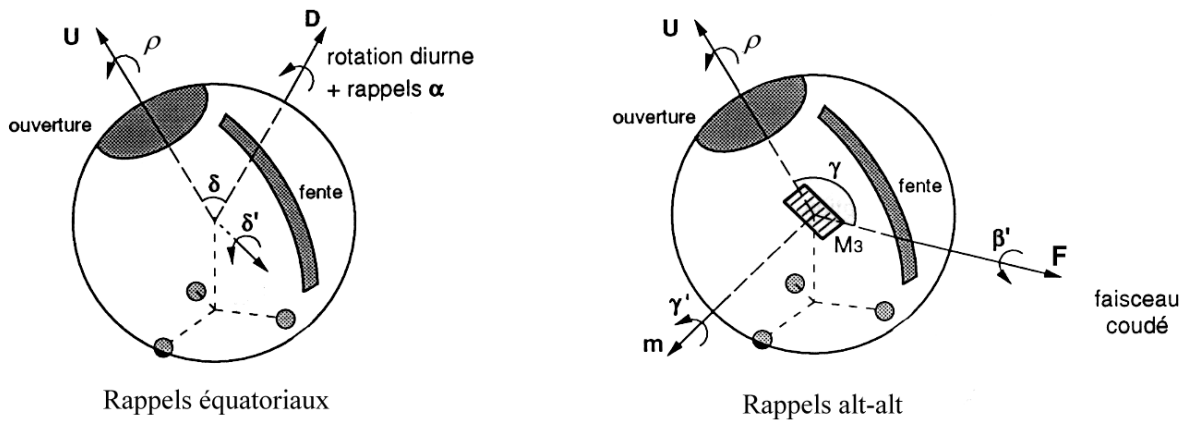


Figure 99 : Rappels équatoriaux et alt-alt utilisés pour le guidage du télescope-boule OVLA.

Annexe E :

Le miroir actif OVLA : un détecteur de nébulosité... ?

Nous avons mesuré entre la face supérieure et inférieure du miroir OVLA un gradient de température proportionnel à la transparence du ciel. Il est donc possible de connaître la nébulosité à partir du gradient mesuré.

Il existe plusieurs types de détecteurs de couverture nuageuse. De jour, il suffit de mesurer le flux de radiation solaire (radiomètres et pyranomètres). Pour mesurer la couverture nuageuse durant la nuit, les météorologistes utilisent des pyranomètres stellaires. Ces appareils sont extrêmement précis mais assez coûteux (cf. Figure 100).

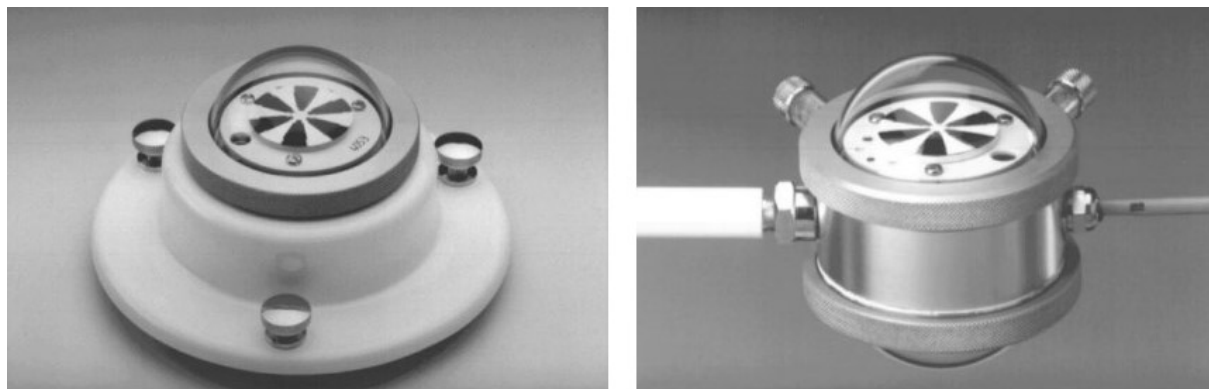


Figure 100 : Le principe des pyranomètres stellaires utilisés en météorologie repose sur une mesure différentielle de température entre les bandes noires et blanches afin de s'affranchir de l'influence de la température ambiante. A gauche, un pyranomètre simple sensible au rayonnement céleste, à droite un pyranomètre double utilisé pour la mesure d'albédo. Plage de mesure : 0 à 1500 W/m², résolution : 0.1 W/m², domaine spectral : 0.3 à 3 μm. Prix (catalogue 1998) : 11 369 FF (d'après ABLBORN GmbH. et PHILIPP SCHENK GmbH).

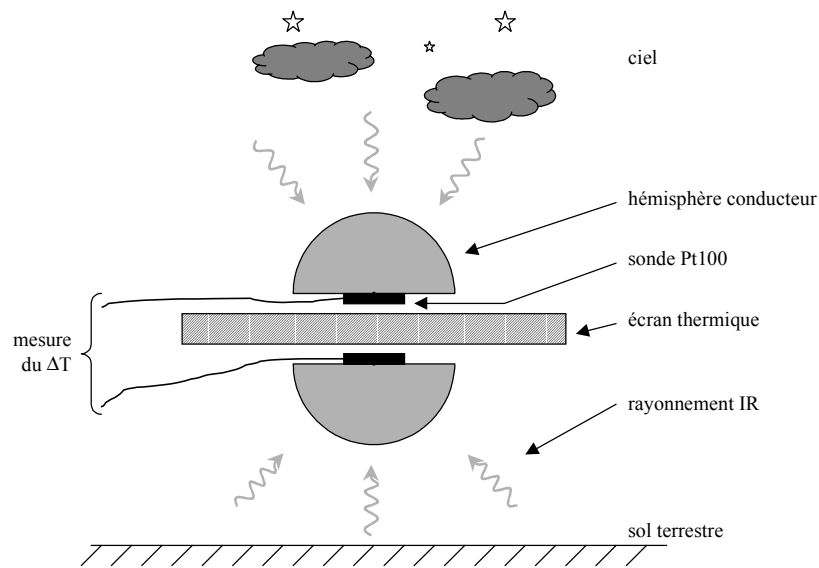


Figure 101 : Détecteur de couverture nuageuse simple et économique pouvant équiper la station météo d'un télescope automatique.

Les détecteurs utilisés pour les télescopes automatiques sont souvent encore plus chers et très complexes. Il peut s'agir d'une caméra infrarouge refroidie à l'azote liquide, balayant la totalité du ciel comme celle du Sloan Digital Sky Survey¹³¹. L'équipe du projet MAGNUM¹³² a développé un nouveau type de détecteur plus simple d'utilisation utilisant une matrice de bolomètres au foyer d'une optique à miroirs asphériques¹³³. Le système fournit ainsi une image complète du ciel autour de 8 et 10 μm .

J'ai alors imaginé un détecteur de couverture nuageuse pour télescopes automatiques utilisant le gradient de température généré par le déséquilibre d'émission thermique entre le sol terrestre et le ciel nocturne. La Figure 101 propose un détecteur simple et très économique inspiré du pyranomètre double. Il est constitué de deux hémisphères métalliques disposés dos-à-dos et séparés par un écran thermique. L'un des hémisphères fait face au ciel, tandis que le second est tourné vers le sol. La surface hémisphérique permet une « réception panoramique » efficace du rayonnement thermique. La température des hémisphères est alors proportionnelle au rayonnement qu'ils reçoivent. On peut mesurer le gradient thermique à l'aide d'une sonde de température placée au dos de chaque hémisphère, ou à l'aide d'un module Peltier. La précision d'un tel dispositif est certainement insuffisante pour des études météorologiques, mais suffit largement pour détecter la présence d'une couverture nuageuse gênante pour l'observation astronomique. Un traitement du signal sera nécessaire pour filtrer les fluctuations rapides dues aux rafales de vent.

Liste des publications

Articles soumis ou publiés dans des journaux à comité de lecteurs :

« Evolution of Dust Shells and Jets in the Inner Coma of Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) »,
O. Lardière, S. Garro and J.-C. Merlin,
 publié dans *Earth, Moon, and Planets*, v. 78, Issue 1/3, p. 205-210 (1997).

« First images on the sky from a hyper telescope »,
 E. Pedretti, A. Labeyrie, L. Arnold, N. Thureau, **O. Lardière**, A. Boccaletti, P. Riaud,
 publié dans *Astron. and Astrophys. Suppl.*, v.147, p.285-290 (2000).

Articles publiés dans des actes de colloques :

« The OVLA prototype telescope control system »,
O. Lardière, L. Arnold, J.P. Berger, C. Cazalé, J. Dejonghe, A. Labeyrie, D. Mourard,
 publié dans "*Telescope control system III*", Kona, Hawaii, 23-25 March 1998, *Proc. SPIE vol. 3351*, p.107-117 (1998).

« The Optical Very Large Array (OVLA) prototype telescope: status report and perspective for large mosaic mirrors »,
 J. Dejonghe, L. Arnold, **O. Lardière**, J.P. Berger, C. Cazalé, S. Dutertre, D. Kohler, D. Vernet,
 publié dans "*Advanced Technology Optical/IR Telescopes VI*", Kona, Hawaii, 23-25 March 1998, *Proc. SPIE vol. 3352*, p.603-613 (1998).

« The OVLA 1.5-m primary as a segment for an Extremely Large Telescope ? »,
 L. Arnold, **O. Lardière**, J. Dejonghe,
 publié dans *Proc. of Bäckaskog Workshop on Extremely Large Telescope*, T. Andersen et al eds., Sweden, 1-2 June 1999, p.132-138 (1999).

« First light of the OVLA active mirror with its surface heating system »,
O. Lardière, L. Arnold, J. Dejonghe,
 publié dans "*Optical Design, Materials, Fabrication, and Maintenance*", Munich, 27-31 March 2000, *Proc. SPIE vol. 4003*, p. 426-435 (2000).

Bibliographie

- ¹ Fizeau, H. : Prix Bordin : rapport sur le concours de l'année 1867, *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, Vol. 66, pp. 932-934, 1868.
- ² Stéphan, E. : "Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes", *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, Vol. 78, pp. 1008-1012, 1874.
- ³ Michelson, A. A. and Pease, F. G. : "Measurement of the diameter of a Orionis with the interferometer", *Astrophysical Journal*, Vol. 53, pp. 249-259, 1921.
- ⁴ Labeyrie, A. : "Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes", *Astrophysical J.*, Vol. 196, pp. L71-L75, 1975.
- ⁵ Labeyrie, A. et al. : "Fringes obtained with the large "boules" interferometer at CERGA", *Astron. & Astroph.*, Vol. 162, pp. 359-364, 1986.
- ⁶ Shao, M., et al. : "The Mark III stellar interferometer", *Astron. & Astroph.*, Vol. 193, pp. 357-371, 1988.
- ⁷ Davis, J. and Tango, W.J. : "The Sydney University 11.4m Prototype Stellar Interferometer", *Proc. Astron. Soc. of Australia*, Vol. 6(1), pp. 34-38, 1985.
- ⁸ Hutter, D.J. : "The USNO Astrometric Interferometer", *Proc. SPIE Vol. 2200*, pp. 81-88, 1994.
- ⁹ Carleton, N.P. , et al. : "Current Status of the IOTA Interferometer", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 152-165, 1994.
- ¹⁰ Colavita, M.M., et al. : "ASEPS-0 Testbed Interferometer", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 89-97, 1994.
- ¹¹ Baldwin, J.E. et al. : "Design and performance of COAST", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 118-128, 1994.
- ¹² von der Lühse, O., et al. : "Interferometric mode of the ESO Very Large Telescope", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 168-179, 1994.
- ¹³ McAlister, H.A., et al. : "CHARA Array", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 593-598, 1994.
- ¹⁴ Labeyrie, A. et Mourard, D. : "The Optical Very Large Array and its Moon-based Successor", *Proc. SPIE Vol. 1237*, p. 593-598, 1990.
- ¹⁵ Mourard, D., et al. : "REGAIN: a new optical beam combiner for the G12T", *Proc. SPIE Vol. 2200*, p. 129-139, 1994.
- ¹⁶ Baldwin, J.E. et al., "Closure phase in high-resolution optical imaging", *Nature*, Vol. 320, pp. 595-597, 1986.
- ¹⁷ Labeyrie A. : "Resolved imaging of extra-solar planets with futur 10-100km optical interferometric arrays", *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, 118, pp. 517-524, 1996.
- ¹⁸ Terrestrial Planet Finder Book, 1999. http://tpf.jpl.nasa.gov/library/tpf_book/index.html
- ¹⁹ Stockes, G.H. et al., 1998 : « Results from the Lincoln Near Earth Asteroid Research (LINEAR) project. », American Astronomical Society, DPS meeting #30, #16.07.
- ²⁰ Querci, F., Querci M., 1992 : "High Precision Photometry: An Automated Station Project with Three 1-m Telescopes", *Automated Telescopes for Photometry and Imaging, ASP Conference Series*, , S.J. Adelman, R.J. Dukes, Jr., and C.J. Adelman, Eds., Vol. 28, p. 67, 1992.
- ²¹ Boer M., et al. : "TAROT: Observing gamma-ray bursts "in progress"", *Astronomy and Astrophysics Supplement*, v.138, pp.579-580, 1999.
- ²² Lee, B. et al., 1998 : "Early Results from the Robotic Optical Transient Search Experiment", *APS/AAPT Joint Meeting*, April 21, 1998.
- ²³ C. W. Akerlof and T. A. McKay, *IAUC No. 7100*, 1999.
- ²⁴ Crawford, D. : "GNAT :A Global Network of Astronomical Telescopes", *AAS Meeting*, 187, #28.02, 12/1995.
- ²⁵ Noll, R. : "Zernike polynomials and atmospheric turbulence", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 66, No. 3, 1976
- ²⁶ Tokovinin, A.: « Tests de sismomètre pendulaire au télescope-boule OVLA », *rapport interne*, 1999.
- ²⁷ Mourard, D. : "The G12T interferometer on Plateau de Calern", *Astron.&Astrophys.*, 283, 1994.
- ²⁸ Labeyrie, A. : "Kilometric arrays of 27 telescopes: studies and prototyping for elements of 0.2m, 1.5m and 12-25m size", *Proc. SPIE 3350*, pp. 960-972, 1998.
- Astronomical interferometry, Robert D. Reasenberg, Ed., Kona, 20-24 march
- ²⁹ Cordier, N., "Recherche et Développement, Télescope à monture boule segmentée", *Rapport de stage de maîtrise de Technologie Mécanique, OHP*, 1998.
- ³⁰ Mourard, D. : "The G12T interferometer on Plateau de Calern", *Astron.&Astrophys.*, 283, 1994.
- ³¹ Lecoufle, J.C. : "Actionneurs électriques industriels, technologie et méthodes de choix", *CETIM*, 1997.
- ³² Trueblood M., and Genet R. M. : "Telescope Control", *Published by Willmann-Bell, Inc.*, 1997.
- ³³ Stockes, G.H. et al. : « Results from the Lincoln Near Earth Asteroid Research (LINEAR) project. », *American Astronomical Society, DPS meeting #30, #16.07*, 1998.
- ³⁴ Rockosi, C., et al. : "First Light for the Sloan Digital Sky Survey", *Amer. Astron. Soc. Meeting 192*, #55.23, 1998.

- ³⁵ Arnaboldi, M., et al. : "VST: The VLT Survey Telescope", *Wide Field Surveys in Cosmology, 14th IAP meeting, Paris. Publisher: Editions Frontieres, p. 343, 1998.*
- ³⁶ P. Y. Madec, et al. : "Essais du banc d'optique adaptative ONERA à l'OHP", *La Lettre de l'OHP, (16):2-3, 1997.*
- ³⁷ Labeyrie, A. et al., "Multiple aperture interferometry: towards the Optical Very Large Array", *Interferometric imaging in astronomy, ESO-NOAO, 1987.*
- ³⁸ Labeyrie, A., et al., "Construction of the optical very large array", *High-resolution imaging by interferometry II, J. Beckers and F. Merkle, eds., ESO Conference, pp. 765-773, 1992.*
- ³⁹ Labeyrie A., et al. : "Progress on the Optical Very Large Array", in *Very High Angular Resolution Imaging, J. Robertson, and W. Tango, eds., IAU Symposium, pp. 485-492, 1994.*
- ⁴⁰ Pedretti, E., and Labeyrie A. : "A hierarchical phasing algorithm for multi-element optical interferometers", in *Astronomy and Astrophysics Supplement, v.137, p. 543-551, 1999.*
- ⁴¹ Labeyrie, A., "Resolved Imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays", *Astron. Astrophys. supp. ser. 118, 571-524, 1996.*
- ⁴² McAlister, H. A., : "The CHARA Array on Mt. Wilson: an Overview", *Working on the Fringe: An International Conference on Optical and IR Interferometry from Ground and Space, Dana Point, CA, May 24-27, 1999. Proc. ASP Conference Series (S. Unwin and R. Stachnik, editors), p. 32.*
- ⁴³ Mariotti, J.M. : "VLTI program: a status report", *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 800-806, Astronomical Interferometry, 1998.*
- ⁴⁴ Encrenaz, Th. : "Solar-system studies at high angular resolution", *A-M. Lagrange et al. (eds.), High Angular Resolution in Astrophysics, pp. 233-258, 1997.*
- ⁴⁵ Mourard, D., et al. : "The mean angular diameter of δ Cephei measured by optical long-baseline interferometry", *Astronomy and Astrophysics, v.317, p.789-792, 1997.*
- ⁴⁶ Rouan, D. : "High angular resolution studies of starburst galaxies", *A-M. Lagrange et al. (eds.), High Angular Resolution in Astrophysics, pp. 293-316, 1997.*
- ⁴⁷ Guyon, O. et al. : "The Nulling Stellar Coronagraph: Laboratory Tests and Performance Evaluation", *PASP Vol. 111, Issue 764, pp. 1321-1330, 1999*
- ⁴⁸ Boccaletti, A. et al, "Present performance of dark-speckle coronagraph" *Astronomy and Astrophysics, Supplement Series 133, pp. 395, 1998.*
- ⁴⁹ Shao, M., and Colavita, M. : "Potential of long-baseline infrared interferometry for narrow-angle astrometry", *Astronomy and Astrophysics, Vol. 262, pp. 353-358, 1992.*
- ⁵⁰ Dejonghe, J., et al. : "The OVLA prototype telescope: status report and perspective for large mosaic mirrors", *Proc. SPIE vol. 3352, pp. 603-613, 1998*
- ⁵¹ Mourard, D., et al. : "REGAIN: a new optical beam combiner for the G12T", *Proc. SPIE Vol. 2200, p. 593-598, 1994.*
- ⁵² Baldwin, J.E. et al., "Closure phase in high-resolution optical imaging", *Nature, Vol. 320, pp. 595-597, 1986.*
- ⁵³ Labeyrie, A., et al., "Construction of the optical very large array", *High-resolution imaging by interferometry II, J. Beckers and F. Merkle, eds., ESO Conference, pp. 765-773, 1992.*
- ⁵⁴ Mourard, D. et al., "The G12T interferometer on Plateau de Calern", *Astron. Astrophys. 283, pp.705-713, 1994.*
- ⁵⁵ Robbe, S. : "Mise en opération de l'interféromètre stellaire asservi I2T+ASSI", *Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 1996.*
- ⁵⁶ Arnold, L. : "Petites déformations élastiques des plaques et des coques sphériques surbaissées : fonctions d'influence et application à l'optimisation de supports passifs ou actifs de miroirs minces de télescopes et aux miroirs adaptatifs", *Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 1995.*
- ⁵⁷ Thring, M.W. : "Robots and Telechirs.", *Engineering Science. Ellis Horwood Limited, New York., 1983.*
- ⁵⁸ Schmucker U., et al. : "Six-legged robot for service operations", *EUROBOT'96, Kaiserslautern, Germany, Oct. 9-11, 1996.*
- ⁵⁹ Kessiss, J.-J.; Rambaut, J.-P.; Labeyrie, A. : "Conceptual design and architecture of hexapod robotic vehicles for the (L)OVLA project", in *CNES, Missions, Technologies, and Design of Planetary Mobile Vehicles, pp. 369-375, 1993.*
- ⁶⁰ Labeyrie, A. : "Kilometric arrays of 27 telescopes: studies and prototyping for elements of 0.2m, 1.5m and 12-25m size", *Proc. SPIE 3350, pp. 960-972, 1998.*
- ⁶¹ Teasley, S. P., et al. : "Differential GPS navigation", in: *PLANS '80 - Position Location and Navigation Symposium, Atlantic City, NJ, December 8-11, 1980.*
- ⁶² Arnold, L., Dejonghe, B., Dejonghe J., Labeyrie, A., : "Producing mirrors for the Optical Very Large Array", *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies, M. Ulrich, ed., ESO Conference, pp.296-272, 1992.*
- ⁶³ Arnold, L. : "Petites déformations élastiques des coques sphériques surbaissées : fonctions d'influence et application à l'optimisation de supports passifs ou actifs de miroirs minces de télescopes et aux miroirs adaptatifs", *rapport de Thèse, Université de Nice-Sophia-Antipolis, 1995.*

-
- ⁶⁴ Dejonghe, J. et al. : "The Optical Very Large Array (OVLA) prototype telescope: Status report and perspectives for large mosaic mirrors", *Proc. SPIE vol.3352*, pp.603-613, 1998.
- ⁶⁵ Vérinaud, A., et al. : "Application of adaptive optics to the GI2T interferometer", *SPIE Proc. Vol. 4007*, in press, 2000.
- ⁶⁶ Ojeda-Castaeda, J. : *Optical Shop Testing, chap. Foucault, wire, and phase modulation tests. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition*, 1992.
- ⁶⁷ Ghozeil, I. : *Optical Shop Testing, chap. Hartmann and other screen tests. John Wiley & Sons, Inc., 2nd edition*, 1992.
- ⁶⁸ Roddier, F. : "Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics", *Applied Optics*, 27 (7), pp. 1223-1225, 1988.
- ⁶⁹ Ragazzoni, R., et al. : "Testing the pyramidal wavefront sensor on the sky", *SPIE Proc. Vol. 4007*, in press, 2000.
- ⁷⁰ O'Meara, T. R. : "The multidither principle in adaptive optics", *Journal of the Optical Society of America*, 67 (3), pp.306-315, 1977.
- ⁷¹ Noll R. J. : "Zernike polynomials and atmospheric turbulence", *Journal of the Optical Society of America*, 66 (3), pp. 207-211, 1976.
- ⁷² Roddier, F. : "Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics", *Applied Optics*, 27 (7), pp. 1223-1225, 1988.
- ⁷³ Ashe, S. : "Linux Support for SBIG Cameras", http://www.sbig.com/sbwhtmls/linux_announcement.htm
- ⁷⁴ Northcott, M. J., <http://www.laplacian.com/>
- ⁷⁵ Arnold, L. : "Influence functions of a thin shallow meniscus-shaped mirror", *Applied Optics*, Vol. 36, pp. 2019-2028, 1997.
- ⁷⁶ Martin, H. M., et al. : "Active support optimization for a 3.5-m honeycomb sandwich mirror", *SPIE Proc. Vol. 2199*, pp. 251-262, 1994.
- ⁷⁷ Sasian, J. M. : "Design of null lens correctors for the testing of astronomical optics", *Optical Engineering*, vol. 27, pp. 1051-1056, 1988.
- ⁷⁸ Dejonghe, J. et al. : "The Optical Very Large Array (OVLA) prototype telescope: Status report and perspectives for large mosaic mirrors", *Proc. SPIE vol.3352*, pp.603-613, 1998.
- ⁷⁹ Arnold, L. et al. : "The OVLA 1.5-m primary as a segment for an Extremely Large Telescope ?", *Proc. of Bäckaskog Workshop on Extremely Large Telescope*, T. Andersen et al eds., Sweden, pp.132-138, 1999.
- ⁸⁰ Lemaître, G. : "Sur la flexion des miroirs secondaires de télescopes", *Nouv. Rev. Optique*, Vol. 7, pp.389-387., 1976.
- ⁸¹ Hansen, E. et al. : "Prototype Testing of a Surface Heating System for the GEMINI 8-m Telescopes", *SPIE Proc. Vol. 2871*, pp.667-672, 1997.
- ⁸² Field Precision, Finite-Element software for Electromagnetics. <http://www.fieldp.com>
- ⁸³ Perona, B. et al. : "Hardware implementation of the primary mirror surface heating system for the Gemini 8 meter telescope", *Proc. SPIE Vol. 3352*, pp.868-878, 1998.
- ⁸⁴ Roddier F. : "Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics", *Applied Optics*, 27 (7), pp.1223-1225, 1988.
- ⁸⁵ Mast, T.S., Nelson, J.E. : "Primary mirror segment fabrication for CELT", *Proc. SPIE vol. 4003*, in press, 2000.
- ⁸⁶ Romeo, R. C., et al. : "Ultra Lightweight Composite Replica Mirror Technology", *ULSOC, Nasa Gossamer Workshop, Tucson*, 1999.
- ⁸⁷ Arnold, L. : "A Multiple-Mirror-Telescope concept for a very compact 50-m Extremely Large Telescope", *Extremely Large Telescopes Workshop Proc., Bäckaskog Slott, Sweden*, 1-2 June 1999, in press.
- ⁸⁸ Andersen, T., et al. : "The Proposed Swedish 50 m Extremely Large Telescope", *Bäckaskog Workshop on Extremely Large Telescopes*, June 1-2, 1999. Proceedings to be published by ESO.
- ⁸⁹ Dierickx, P., Gilmozzi, R. : "OWL Concept overview", *Extremely Large Telescopes Workshop Proc., Bäckaskog Slott, Sweden*, pp.43-52, 1999
- ⁹⁰ Labeyrie, A., : "Design of a 1-km Earth-based hyper-telescope", in preparation, 2000.
- ⁹¹ Beckers J. M. : "Field of view considerations for telescope arrays", *SPIE Proc. Vol. 628*, pp. 255-260, 1986.
- ⁹² Traub, W. A. : "Combining beams from separated telescopes", *Applied Optics Vol. 25*, pp. 528-532, 1986.
- ⁹³ Labeyrie, A. : "Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100km optical interferometric arrays", *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, 118, 517-524, 1996.
- ⁹⁴ Tallon, M. and Tallon-Bosc, I. : "The object-image relationship in Michelson stellar interferometry", *Astron. Astrophys.* 253, pp. 641-645, 1992
- ⁹⁵ Pedretti E., et al. : "First image on the sky from a hyper telescope", *A&A. Sup.*, v.147, p.285-290, 2000.
- ⁹⁶ Labeyrie, A. : "Design solutions for extremely large telescopes and their interferometric uses", *Proc. of the Bäckaskog Workshop on Extremely Large Telescopes*, pp. 12-19, 1999.
- ⁹⁷ Labeyrie, A. : "Design options for a 1km Earth-based hyper-telescope", en préparation.

-
- ⁹⁸ Boccaletti, A. et al. : "Snapshot coronagraphy with an interferometer in space", *Icarus*, in press, 2000.
- ⁹⁹ Penny, A. et al. : "Darwin interferometer", *Proc. SPIE Vol. 3350*, p. 666-671, 1998
- ¹⁰⁰ Linfield, R.P. and Gorham, P.W. : "Science capabilities of the DS3 mission", *Proc. SPIE Vol. 3350*, p. 608-615, 1998
- ¹⁰¹ Terrestrial Planet Finder Book, 1999. http://tpf.jpl.nasa.gov/library/tpf_book/index.html
- ¹⁰² Labeyrie, A. et al. : "EPICURUS, a precursor Hyper-Telescope", in response to proposal for ESA Flexi-missions, 2000.
- ¹⁰³ Labeyrie, A. et al. : "TRIO, a kilometric optical array controlled by solar sails", *Bull. Am. As. Soc.* 16, p. 828, 1984.
- ¹⁰⁴ McInnes, C.R. : "Solar Sailing, Technology, Dynamics and Mission Applications", *Springer-Praxis Series in Space Science and Technology*, 1999.
- ¹⁰⁵ Forward, R.L. : "Solar photon thruster", *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 27, 4, p.411-416, 1990.
- ¹⁰⁶ Ultra-Light Space Optics Challenge, Nasa 1999 ; Gossamer technology, Tucson 2000.
- ¹⁰⁷ Forward, R. L. : "Light-levitated geostationary cylindrical orbits using perforated light sails", *Journal of the Astronautical Sciences*, vol. 32, Apr.-June 1984, p. 221-226.
- ¹⁰⁸ Reasenber R.D., Phillips J.D. : "Design of a spaceborne astrometric survey instrument", *Proc. SPIE vol. 3356*, 1998.
- ¹⁰⁹ Jorda, L. et al., : "The Rotational Parameters Of Hale-Bopp (C/1995 O1) From Observations Of The Dust Jets At Pic du Midi Observatory", *Earth, Moon, and Planets*, v. 77, Issue 3, p. 167-180, 1997.
- ¹¹⁰ Samarasinha, N. H.; : "Coma Morphology And Constraints On The Rotation Of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1)", *Earth, Moon, and Planets*, v. 77, Issue 3, pp. 189-198, 1997.
- ¹¹¹ Lamy, Ph., et al. : "Hubble Space Telescope observations of the nucleus and the inner coma of comet 19P/1904 Y2 (Borrelly)", *Astron. Astrophys.* 337, pp. 945-954, 1998.
- ¹¹² Sekanina, Z. : "A Determination of The Nuclear Size of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1)", *Earth, Moon, and Planets*, v. 77, Issue 3, p. 147-153, 1997.
- ¹¹³ Sekanina, Z. : "Detection of a Satellite Orbiting The Nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1)", *Earth, Moon, and Planets*, v. 77, Issue 3, p. 155-163, 1997.
- ¹¹⁴ Rousselet-Perraut, K., et al. : "An attempt to detect polarization effects in the envelope of gamma Cassiopeiae with the GI2T interferometer", *A & A Supplement series*, Vol. 123, pp.173-177, 1997.
- ¹¹⁵ Dollfus, A., : "Polarimetry of grains in the coma of P/Halley. II – Interpretation", *Astronomy and Astrophysics*, vol. 213, p. 469-478 ,1989.
- ¹¹⁶ Gilmozzi, R., : "Science with 100-m telescopes", *SPIE Proc. Vol. 4005*, in press, 2000.
- ¹¹⁷ Kibrick, R. et al. : "Tests of a precision tiltmeter system for measuring telescope position", *SPIE Proc. Vol. 3351*, pp. 342-353, 1998.
- ¹¹⁸ Sagnac G., : "L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme", *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, Vol. 95, pp. 708-710, 1913.
- ¹¹⁹ Lefèvre, H. : "Fundamentals of the Interferometric Fiber-Optic Gyroscope", *SPIE Proc. Vol. 2837*, pp. 2-17, 1996.
- ¹²⁰ Pavlath, G. A. : "Closed-loop fiber optic gyros", *SPIE Proc. Vol. 2837*, pp. 46-60, 1996.
- ¹²¹ Van Breda, I. : "Fiber optic gyros as telescope attitude sensors", *SPIE Proc. Vol. 1235*, pp. 448-458, 1990.
- ¹²² Schroeder, W. et al. : "Optical gyro encoder tested on the NTT", *SPIE Proc. Vol. 2510*, pp. 21-27, 1995.
- ¹²³ KVH Industries, Inc., 50 Enterprise Center, Middletown, RI 02842 USA, <http://www.kvh.com/>
- ¹²⁴ Van Bezooijen, R.W.H. : "True-sky demonstration of an autoumous star tracker", *SPIE Proc. Vol. 2221*, pp. 156-168., 1994.
- ¹²⁵ Jørgensen, J.L. and Pickles, A. : "Fast and Robust Pointing and Tracking Using a Second Generation Star Tracker", *SPIE Proc. Vol. 3351*, pp. 51-61, 1998.
- ¹²⁶ Domeika, M.J. et al. : "Neural network approach to star field recognition", *SPIE Proc. Vol. 2492*, pp. 1007-1015, 1995.
- ¹²⁷ Scholl M. : "Six-feature star-pattern identificatiopn algorithm", *Applied Optics Vol. 33*, No. 20, 1994
- ¹²⁸ Valdes, F. et al. : "FOCAS Automatic Catalog Matching Algorithms", *PASP* 107, pp. 1119-1128, 1995.
- ¹²⁹ Jørgensen, J.L. : communication privée, 1998.
- ¹³⁰ Mourard, D. : "Current developments on GI2T", *NOAO-ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry*, Garching, pp. 729-734, 1988.
- ¹³¹ Hull, C. et al. : "Sloan Digital Sky Survey cloud scanner", *Proc. SPIE Vol. 2199*, pp.852-862, 1994.
- ¹³² Kobayashi, Y. et al. : "MAGNUM (Multi-color Active Galactic Nuclei Monitiring) Project", *SPIE Proc. Vol. 3352*, pp.120-128, 1998.
- ¹³³ Charl J. S. et al. : "Reflective surfaces for panoramic imaging", *Applied Optics*, 36, pp.8275-8285, 1997.