

Interférométrie optique avec le Very Large Telescope - Application aux étoiles Céphéides

Pierre Kervella

▶ **To cite this version:**

Pierre Kervella. Interférométrie optique avec le Very Large Telescope - Application aux étoiles Céphéides. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2001. Français. NNT : . tel-00258928

HAL Id: tel-00258928

https://theses.hal.science/tel-00258928

Submitted on 26 Feb 2008

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

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

OBSERVATOIRE EUROPÉEN AUSTRAL UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
OBSERVATOIRE DE PARIS-MEUDON - DESPA

THESE

présentée pour obtenir le diplôme de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
SPÉCIALITÉ: ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

PIERRE KERVELLA

INTERFÉROMÉTRIE OPTIQUE AVEC LE VLT
APPLICATION AUX ETOILES CÉPHÉIDES

VOLUME I



Soutenue le 14 Novembre 2001 devant le Jury composé de:

M. Daniel ROUAN, Président
M. Pierre LÉNA, Co-Directeur de thèse
M. Andreas GLINDEMANN, Co-Directeur de thèse
M. Denis MOURARD, Rapporteur
M. Stephen RIDGWAY, Rapporteur
M. Vincent COUDÉ DU FORESTO, Examinateur

Photo de couverture: trois des quatre télescopes de 8 mètres de Paranal, au Soleil couchant (mars 2001).

Remerciements

Faites que le rêve dévore votre vie afin que la vie ne dévore pas votre rêve.
Antoine de Saint-Exupéry

Le succès de l'instrument VINCI est le résultat du travail d'une grande équipe, enthousiaste, performante et solidaire. Je remercie tous ses membres de l'énergie qu'ils ont déployée face aux nombreuses difficultés auxquelles nous avons été confrontés. Je pense en particulier aux longues soirées avec Thanh et Antonio devant la console informatique à Garching, et aux moments difficiles avec Emmanuel passés à colmater les nombreuses fuites de la caméra LISA. Tout cela, ainsi que le sauvetage *in extremis* du détecteur resteront finalement de très bons souvenirs. Avec le recul, je crois que la chance ne nous a jamais vraiment abandonnés, même si elle s'est parfois montrée un peu timide... Les liens d'amitié créés par ces conditions particulières ne sont pas la moindre des récompenses du travail que nous avons accompli.

A Garching, j'ai pu apprécier la cohésion du groupe d'interférométrie, et son ambiance détendue et amicale. Elle doit beaucoup à Andreas Glindemann, mon directeur de thèse à l'ESO, que je remercie pour m'avoir donné la chance de participer au VLTI à travers VINCI. Il faudrait encore citer beaucoup de noms, et je pense en particulier à Philippe Gitton, qui est aujourd'hui à Paranal. Sa rigueur, son énergie et sa sensibilité m'ont beaucoup apporté. Je le remercie de son amitié, ainsi que son épouse Marcia pour son sourire et sa gentillesse. Alberto, Samuel, Rainer, Markus, Bertrand, Serge ont toujours été disponibles quand j'avais besoin d'eux, qu'ils en soient remerciés chaleureusement. Une pensée particulière pour Françoise qui m'a sauvé du désert d'Atacama, là encore un bon souvenir, et pour Anders, professionnel hors pairs et véritable ami. Stéphane M. et Emmanuel m'ont donné leur amitié chaleureuse et sincère, et c'est une chose qui n'a pas de prix.

A Meudon et à Toulouse, j'ai trouvé une ambiance de travail différente de celle de l'ESO, mais toute aussi amicale, professionnelle et agréable. Je remercie Alain, Denis, Roger, Jean-Pierre et Pierre T., avec qui j'ai travaillé plus spécialement. Guy, Cyril, Bertrand, Sébastien et Baptiste ont toujours donné le meilleur d'eux-même pour faire fonctionner FLUOR. De cela et de beaucoup plus encore je leur suis redevable.

Pierre Léna m'a ouvert la possibilité de faire ce travail de thèse, et je lui en suis très reconnaissant. Plus encore que cela, je le remercie d'avoir pris le temps de répondre, il y a déjà presque dix ans, à la lettre d'un lycéen passionné d'astronomie et qui souhaitait en faire son métier. Cette lettre m'a guidé dans mon parcours scolaire vers l'astronomie professionnelle. Je reçois aujourd'hui moi-même de tels courriers, et je n'oublie pas de leur donner une réponse.

Vincent Coudé du Foresto a dirigé mon travail durant mes trois années de thèse avec une patience et une attention rares. Je lui en suis grandement redevable. Il a su diriger de main de maître le projet VINCI à Meudon, ce qui n'était pas une tâche facile. Sa rigueur scientifique autant que ses qualités humaines et de pédagogue sont apréciées par toute l'équipe FLUOR, et au-delà par l'ensemble de la communauté interférométrique.

Merci à Denis Mourard et Steve Ridgway pour leur relecture attentive de ce mémoire, ainsi qu'à Daniel Rouan pour avoir présidé le Jury de ma thèse. Le 14 novembre 2001 restera pour moi une journée importante et un excellent souvenir. Je le dois au Jury et à l'assitance présente ce jour-là, à qui j'exprime toute ma gratitude. Je remercie en particulier Audouin Dollfus, qui m'a ouvert il y a huit ans les portes de son laboratoire de l'Observatoire de Meudon.

La nuit des premières franges avec les sidérostats, pendant laquelle j'avais l'honneur d'être aux commandes du VLTI, restera longtemps dans ma mémoire. N'ayant pas pu être enregistrées, les toutes premières dizaines de franges appartiennent seulement à la mémoire des

sept personnes qui étaient présentes. Je n'oublierai pas non plus un moment intense de silence pendant la fête, celui observé par l'équipe en mémoire de Jean-Marie Mariotti.

Dans la nuit du 29 au 30 octobre 2001, la lumière de deux des grands télescopes du VLT a été combinée pour la première fois avec VINCI. Des quelques nuits d'observation qui ont suivi, je retiendrai surtout l'élégance de ce fantastique instrument scientifique et le sentiment que l'interférométrie en astronomie est une évidence, malgré les difficultés à surmonter.

Mes parents et grands-parents m'ont toujours donné leur amour, leur confiance et leur soutien. C'est à leur dévouement que je dois de faire le métier dont je rêvais. Mes pensées vont enfin vers une jeune femme douce et belle, que j'aime, et qui m'aime.

Elle s'appelle Cathy, et je lui dédie ce travail.

Pierre Kervella



L'équipe des premières franges avec les sidérostats en mars 2001: (de gauche à droite et de haut en bas) Bill Cotton, Markus Schöller, Jörg Eschwey, Massimo Tarenghi, Vincent Coudé du Foresto, Stéphane Guisard, Anders Wallander, Pierre Kervella, Philippe Gitton, Bertrand Koehler, Andreas Glindemann, Rodrigo Amestica, Javier Argomedo.

Table des Matières

1. Introduction ____ *9*

2. Principes de l'interférométrie stellaire ____ *10*
2.1. Résolution angulaire d'un télescope monolithique ____ **10**
2.1.1. Expression théorique ____ 10
2.1.2. Atmosphère ____ 11
2.1.3. Temps de cohérence ____ 12
2.1.4. Optique adaptative ____ 12
2.2. Cohérence de la lumière et interférométrie ____ **13**
2.2.1. Introduction ____ 13
2.2.2. Pupille ____ 13
2.2.3. Diffraction et image ____ 13
2.2.4. Théorème de Zernike-Van Cittert ____ 17
2.2.5. Résolution en interférométrie ____ 18
2.3. Mesure du facteur de cohérence ____ **18**
2.3.1. Estimateur utilisé sur l'instrument VINCI ____ 18
2.3.2. Etalonnage des mesures ____ 19
2.3.3. Modèle stellaire de disque uniforme ____ 19
2.3.4. Fibres monomodes et piston atmosphérique ____ 20
2.4. Imagerie interférométrique ____ **21**
2.5. Ouvrages de base ____ **22**

3. Zeta Geminorum et l'étude des Céphéides par interférométrie ____ *24*
3.1. Le problème de l'estimation des distances dans l'Univers ____ **24**
3.1.1. Introduction ____ 24
3.1.2. Les barreaux de l'échelle des distances cosmologiques ____ 24
3.1.3. La loi période-luminosité des Céphéides ____ 27
3.1.4. Méthodes de mesure des distances aux Céphéides ____ 27
3.2. Etude de la Céphéide ζ Geminorum avec FLUOR ____ **29**
3.2.1. L'instrument FLUOR/IOTA ____ 29
3.2.2. Article ζ Gem (A&A 2001) ____ 30
3.2.3. Relation période-luminosité semi-empirique ____ 31
3.3. Limitations de FLUOR/IOTA ____ **32**
3.3.1. Longueur de la base ____ 32
3.3.2. Limitations opérationnelles et répétabilité ____ 32

4. VINCI et le VLTI: un accès à la très haute résolution angulaire ____ *34*
4.1. L'interféromètre du Very Large Telescope (VLT) ____ **34**
4.1.1. Présentation générale ____ 34
4.1.2. Article de présentation du VLTI (SPIE 2000) ____ 37
4.2. L'instrument VINCI ____ **37**
4.2.1. Introduction et historique ____ 37
4.2.2. Philosophie ____ 38
4.2.3. Présentation générale de VINCI ____ 39
4.2.4. Le corrélateur optique fibré MONA ____ 41
4.2.5. Sensibilité à l'environnement du coupleur triple ____ 44
4.2.6. Stabilité opto-mécanique ____ 48
4.2.7. Système logiciel ____ 49
4.2.8. Aspects opérationnels ____ 56
4.3. La caméra LISA ____ **61**
4.3.1. Principe de fonctionnement ____ 61
4.3.2. Focalisation du doublet ____ 62
4.3.3. Image de la sortie du toron ____ 64
4.3.4. Fréquences utilisables ____ 65

4.3.5. Gain et bruit de lecture 66
4.3.6. Densité spectrale de puissance du bruit 69
4.3.7. Effet de mémoire et fonction de transfert de modulation 70
4.3.8. Améliorations prévues 72
4.4. Précision théorique et outils de simulation 76
4.4.1. Sources de bruit 76
4.4.2. Calcul du temps d'exposition 78
4.4.3. Biais de centrage 78

5. Premières Franges à Paranal ! 82
5.1. Installation de VINCI 82
5.1.1. Autotest 82
5.1.2. Autocollimation 82
5.2. Premières observations stellaires avec les sidérostats 82
5.2.1. Qualité des données 82
5.2.2. Les TROBs 82
5.2.3. Alpha Hydrae, le premier diamètre 83
5.2.4. Sirius, première étoile de référence 85
5.2.5. R Leonis, un bel effet de supersynthèse 86
5.2.6. Alpha Centauri A et B, la séquence principale 88
5.2.7. Alpha[1] Herculis, faible visiblité 91
5.2.8. V806 Centauri, bonne précision de mesure 92
5.2.9. Alpha Scorpii, premier zéro de la fonction de visibilité 93
5.2.10. Gamma Crucis, une "étoile ESO" 95
5.2.11. Autres étoiles 97
5.3. Couplage des télescopes de 8 mètres Antu (UT1) et Melipal (UT3) 97
5.3.1. Premières franges avec les grands télescopes ! 97
5.3.2. Galerie de portraits 98

6. Tests du VLTI 102
6.1. Stabilité du laboratoire 102
6.1.1. Modalités des tests 103
6.1.2. Tilt des faisceaux 103
6.1.3. Stabilité de la différence de marche 103
6.2. Autocollimation, performances des lignes à retard 106
6.2.1. Turbulence dans le tunnel 107
6.2.2. Stabilité de la différence de marche dans le tunnel 108
6.2.3. Régularité du mouvement des lignes à retard 110
6.2.4. Boucle de métrologie des lignes à retard 111
6.3. Comportement des sidérostats 112
6.3.1. Guidage 112
6.3.2. Différence de marche 114
6.4. Performances de VINCI sur le ciel 115
6.4.1. Précision statistique 115
6.4.2. Efficacité interférométrique 117
6.4.3. Productivité, fiabilité 118
6.5. Evolutions possibles 118
6.5.1. Suivi des franges à haute fréquence 118
6.5.2. Dispersion spectrale 119
6.5.3. Mise à jour du détecteur 119
6.5.4. Bandes spectrales H et L 119
6.5.5. Interférométrie double champ 120
6.5.6. Extension à quatre faisceaux 120

7. Paramètres atmosphériques de Paranal mesurés par VINCI 123
7.1. Scintillation 123
7.1.1. Définition et configuration instrumentale 123
7.1.2. Mesures avec VINCI et l'ASM 124

7.1.3. Discussion 125
7.2. Rapport de Strehl 126
7.3. Piston et temps de cohérence 127
7.3.1. Définition du temps de cohérence 127
7.3.2. Temps de cohérence mesuré par l'ASM 127
7.3.3. Données obtenues avec VINCI 129
7.3.4. Spectre de puissance 129
7.3.5. Analyse 130
7.3.6. Valeur de τ_0 132
7.4. Vitesse du piston 133
7.4.1. Rapport avec le temps de cohérence 133
7.4.2. Mesures avec VINCI 134
7.4.3. Corrélation entre les mesures VINCI et ASM 135
7.4.4. Importance pour les observations futures 136

8. Programme d'observations de Céphéides avec le VLTI 137
8.1. Objets accessibles 137
8.1.1. Céphéides résolvables par le VLTI 137
8.1.2. Sélection de la ligne de base 137
8.2. Sélection des calibrateurs 138
8.2.1. Stabilité 138
8.2.2. Taille angulaire 138
8.2.3. Type spectral 139
8.2.4. Magnitude 139
8.2.5. Proximité 139
8.3. Stabilité élevée ou grande visibilité des étoiles de référence? 139
8.4. Calibration tertiaire 140
8.5. Observations auxiliaires 141
8.5.1. Magnitude apparente en bande K 141
8.5.2. Vitesse radiale 141
8.6. Précision espérée sur la calibration de la relation P-L 142
8.6.1. Cas particulier de ζ Gem 142
8.6.2. Extension aux autres Céphéides observables 142
8.6.3. Prise en compte de la couleur 143
8.7. Temps nécessaire à l'exécution des observations 143
8.8. L'assombrissement centre-bord de L Carinae 143
8.9. Facteurs limitant la précision 145
8.9.1. Défauts de l'instrument VINCI et du VLTI 145
8.9.2. Turbulence atmosphérique 145
8.9.3. Assombrissement centre-bord 146
8.9.4. Mesures de vitesse radiale dans le visible 148
8.9.5. Dispersion de la loi P-L des Céphéides 149
8.9.6. Vers de plus grandes fréquences spatiales ? 150

9. Température effective des étoiles de la séquence principale 151
9.1. Intérêt scientifique 151
9.2. Etoiles B à K 151
9.3. Etoiles froides 152
9.4. Etoiles très chaudes 153
9.5. Premiers résultats sur Alpha Centauri A et B 154
9.5.1. Températures effectives 154
9.5.2. Magnitudes absolues bolométriques 156
9.5.3. Positions dans le diagramme HR 157

10. Quelques objets importants à observer avec VINCI 159
10.1. Epsilon Eridani 159
10.1.1. Intérêt scientifique 159

10.1.2. Faisabilité des observations 159
10.1.3. Méthodes d'analyse des données 160
10.2. Eta Carinae 160
10.3. Détection des exoplanètes 161
10.3.1. Introduction 161
10.3.2. Précision nécessaire et capacités de VINCI 161

11. Conclusion 163

12. Conduite du projet de recherche 165
12.1. Contexte de la thèse 165
12.1.1. Le projet VLTI 165
12.1.2. La formation des jeunes chercheurs à l'ESO 165
12.1.3. Financement 165
12.1.4. Encadrement 165
12.1.5. Moyens et supports techniques 165
12.2. Observations et participations aux congrès scientifiques 166
12.2.1. Séjour au JPL et observations sur PTI 166
12.2.2. Observations avec FLUOR/IOTA 166
12.2.3. Conférences, écoles et congrès scientifiques 166
12.2.4. Observations avec VINCI 167
12.3. L'instrument VINCI 167
12.3.1. Programmatique 167
12.3.2. Management et collaborations 167
12.3.3. Aspects financiers 168
12.3.4. Résultats 168

13. Articles 169
13.1. The angular diameter and distance of the Cepheid ζ Gem 171
13.2. VLTI: a unique instrument for high-resolution Astronomy 173
13.3. VINCI: the VLT Interferometer Commissioning Instrument 175
13.4. Phase-referenced imaging and astrometry with the VLTI 177

14. Annexes 179
14.1. Liste de publications 179
14.1.1. Publications externes à l'ESO 179
14.1.2. Publications internes ESO 180
14.2. Acronymes et abréviations utilisés 181
14.3. Participants au projet VINCI 183

15. Références 184

1. Introduction

L'interférométrie astronomique a déjà une longue histoire derrière elle. Et pourtant, il s'agit encore d'un domaine à la pointe de la recherche en instrumentation. La raison en est simple: l'interférométrie a besoin d'une technologie très originale et exigeante pour fonctionner. Les outils et les méthodes d'observation interférométriques en sont encore aujourd'hui au stade de la recherche, alors même que de très grands interféromètres terrestres et spatiaux sont appelés à enrichir les moyens d'observation astronomiques dans les années à venir.

Même après des siècles, la mesure des distances dans l'Univers est toujours un problème fondamental de l'Astronomie. Pour une bonne part, notre connaissance de l'Univers à l'échelle intergalactique et cosmologique est due à une classe d'étoiles variables très importante, les Céphéides. Elles possèdent la particularité d'être d'autant plus brillantes que leur période de pulsation est longue. Et la relation logarithmique entre ces deux paramètres est très bien établie et fiable... sauf pour un seul paramètre, l'ordonnée à l'origine, aussi appelée *point zéro*. Dans la Section 3, je décris le travail que j'ai mené sur la Céphéide ζ de la constellation des Gémeaux en utilisant l'interféromètre FLUOR/IOTA. L'enjeu de ces observations est la détermination de la distance à laquelle se trouve cette étoile, grandeur indispensable pour étalonner la relation période-luminosité qui rend les Céphéides si irremplaçables.

Cependant, FLUOR/IOTA n'est pas assez performant pour mesurer les *variations* de taille des Céphéides. Un pouvoir de résolution plus élevé, et une précision de mesure plus grande sont indispensables pour étudier ces étoiles minuscules. Dans la Section 4 je décris en détails l'instrument interférométrique de recombinaison VINCI, à la conception et à la réalisation duquel j'ai participé activement. Cet instrument est installé au coeur du plus grand interféromètre optique du monde, le *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI), situé au sommet du *Cerro Paranal*, au nord du Chili. Les moyens mis en oeuvre sont impressionnants: quatre télescopes géants de 8 mètres de diamètre, plusieurs télescopes de 1,8 m et trois instruments de recombinaison. Lorsque l'observatoire tout entier se tournera vers une source unique, quel potentiel de découverte!

Cette installation exceptionnelle offrira dans les prochaines années un accès privilégié à la très haute résolution angulaire, permettant l'observation des détails les plus fins des objets célestes. Les premières observations sur le ciel avec les sidérostats de test puis avec les grands télescopes de 8 mètres (Section 5) laissent présager des performances futures du système complet. Les nombreux tests de VINCI et du VLTI que j'ai effectués en laboratoire sont décrits dans la Section 6. Le site de Paranal est exceptionnel de par la transparence et le *seeing* de son ciel nocturne. Les mesures que j'ai réalisées avec VINCI sur les paramètres atmosphériques sont rassemblées dans la Section 7.

Parmi les programmes d'observations les plus prometteurs du VLTI, les Céphéides sont appelées à être les cibles d'observations intensives. Une liste des étoiles de cette classe qui sont observables avec VINCI est présentée dans la Section 8. Je calcule également dans cette partie la précision que l'on peut atteindre sur l'étalonnage de la relation période-luminosité.

La Section 9 est consacrée à un programme fondamental pour notre connaissance de l'évolution des étoiles: la mesure de la température effective des étoiles de la séquence principale. Je décris dans cette partie le premier résultat de mesure de ce programme, obtenu avec VINCI sur le couple d'étoiles α Centauri A et B.

La Section 10 est dédiée à la présentation des possibilités du VLTI pour l'étude de quelques objets particulièrement importants du ciel austral. Les programmes d'observations sont nombreux et prometteurs pour VINCI et le VLTI! Je souhaite en tout cas que la lecture de ma thèse vous donne envie de venir exploiter le vaste potentiel de découvertes de l'interféromètre du VLT.

2. Principes de l'interférométrie stellaire

Cette partie est dédiée essentiellement à la définition du vocabulaire employé plus loin dans le texte. Les termes les plus importants sont indiqués en italique. L'objectif de cette Section n'est pas de donner un exposé exhaustif de l'optique de Fourier ou même de l'interférométrie, mais de donner au lecteur une compréhension physique des grandeurs mesurées par un interféromètre stellaire. Pour les démonstrations rigoureuses des concepts introduits ici, consulter les ouvrages de base mentionnés à la Section 2.5.

2.1. Résolution angulaire d'un télescope monolithique

Les interféromètres sont des systèmes complexes, délicats, et à la sensibilité relativement limitée. Pourquoi donc construit-on actuellement des interféromètres géants en plusieurs endroits de la planète? La réponse tient en un mot: leur *résolution*.

2.1.1. Expression théorique

En fait de résolution, il faudrait plutôt parler de *pouvoir de résolution angulaire*, mais le terme précédent est une abréviation passée dans le langage courant de l'astronome.

Le pouvoir de résolution angulaire d'un instrument optique est sa capacité à séparer deux points (on dit aussi *résoudre* deux points) situés à une faible distance angulaire l'un de l'autre. L'angle de séparation en dessous duquel les deux points apparaissent confondus est la *limite de résolution* encore appelée *résolution* de l'instrument. Elle est souvent exprimée en secondes d'angle (dont l'abréviation est ", et qui vaut 4,848 10^{-6} radians) pour les télescopes classiques et en *millisecondes d'angle* pour les interféromètres astronomiques (aussi appelées *milliarcsecondes* par abus de langage, dont l'abréviation est *mas*). On commence à entrevoir dans ce terme tout l'intérêt de l'interférométrie, mais j'y reviendrai un peu plus loin.

Une parenthèse pour compliquer un peu les choses, un télescope est d'autant plus *résolvant* que la valeur numérique de son pouvoir de résolution est *basse*. Un télescope de 50 centimètres de diamètre, qui a un pouvoir de résolution de 0,3", est *plus* résolvant qu'une lunette astronomique de 10 centimètres, de pouvoir de résolution 1,6" (ces valeurs sont données aux longueurs d'onde visibles).

La résolution théorique d'un instrument est directement proportionnelle au diamètre de son collecteur primaire de lumière. Pour un télescope classique à pupille circulaire de diamètre D, la résolution θ exprimée en secondes d'angle est donnée les lois de la diffraction:

$$\theta = 0,25 \left(\frac{\lambda}{1\,\mu m} \right) \left(\frac{1\,m}{D} \right)$$ avec λ la longueur d'onde d'observation.

Pour D = 100 m et λ = 0,6 μm par exemple, on obtient une résolution de 1,5 mas, soit 3 mètre à la surface de la Lune... Spectaculaire résultat! Peut-être bientôt atteint par le projet OWL de télescope de 100 mètres de l'ESO, mais encore très spéculatif.

Et si maintenant on veut atteindre une résolution d'un *centimètre* sur la Lune (ou bien faire une image d'une autre Terre située à environ 20 années lumière) alors on doit simplement construire un télescope de 28 *kilomètres* de diamètre... Outre que mécaniquement et optiquement un tel télescope est totalement impossible à réaliser (une focale de plusieurs dizaines de kilomètres...), il ne permettrait *jamais*, installé au sol, d'atteindre sa résolution théorique. La raison en est simple: la Terre possède une atmosphère (et c'est fort heureux...).

2.1.2. Atmosphère

La traversée de l'atmosphère ne se passe jamais sans quelques incidents pour une onde lumineuse en provenance d'une étoile...

Le *front d'onde* est la surface imaginaire où la phase d'une onde, lumineuse dans notre cas, est constante. Le front d'onde émis par une source ponctuelle est sphérique, mais pour une source stellaire située à une très grande distance, il est extrêmement proche d'un plan.

L'effet destructeur de l'atmosphère sur le front d'onde provient de l'inhomogénéité thermique de l'air. Des bulles d'air plus chaud (et donc moins dense) sont en permanence en mouvement, entraînées par la poussée d'Archimède ou bien brassées dans des vortex de turbulence. Tout irait pourtant bien si l'indice de réfraction de l'air était parfaitement constant. Mais il ne l'est pas malheureusement, et sa dépendance en fonction de la température est la source de tous les problèmes de résolution à partir des observatoires au sol. Le changement d'indice à l'interface entre une bulle d'air chaud et un milieu environnant d'air froid par exemple produit une variation de phase locale du front d'onde (Figure 1). En termes moins techniques, l'image de l'étoile sera floue pour un télescope d'un diamètre D plus grand que la taille r_0 de la bulle.

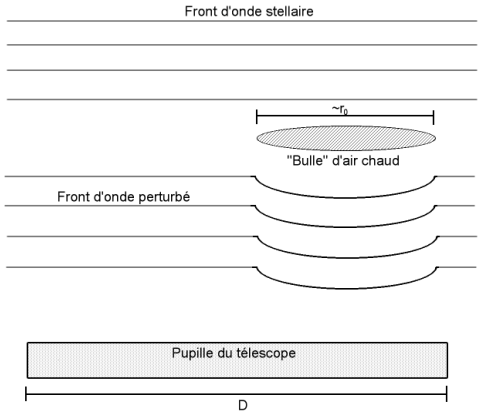


Figure 1. Perturbation du front d'onde stellaire par l'atmosphère.

En réalité, les cellules turbulentes (les "bulles") se succèdent à une fréquence très élevée devant le télescope et ont des formes variées. Le résultat est une dégradation globale de la qualité de l'image fournie par le télescope.

Pour évaluer l'étendue du problème, on peut adopter le modèle de Taylor. Ce modèle postule que les cellules influençant la phase du front d'onde sont figées sur une surface en deux dimension, qui se déplace devant l'ouverture du télescope avec une vitesse v. On définit de plus une grandeur caractéristique de la dimension de ces cellules: le *paramètre de Fried*, noté r_0 et défini comme la longueur sur le front d'onde pour laquelle on observe un écart-type de 1 radian sur la phase. En plus de dépendre de la température, l'indice de réfraction de l'air dépend aussi de la longueur d'onde. De ce fait, les cellules n'ont pas la même taille pour toutes les longueurs d'onde, ce qui indique que r_0 dépend de la longueur d'onde. La dépendance est précisément en $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ ce qui signifie que pour les longueurs d'onde infrarouges par exemple, la phase du front d'onde sera moins affectée que dans le visible. Pour revenir au problème de la qualité de l'image stellaire au foyer d'un télescope situé en dessous de la zone turbulente, il est possible de définir le même type de relation qu'à la Section 2.1.1, cette fois entre θ et r_0, et non entre θ et D. Dierickx (1992) a montré que pour de grands télescopes au sol (pour lesquels $D > r_0$), on a la relation:

$\theta = 0,20 \left(\frac{\lambda}{1\ \mu m} \right) \left(\frac{1\,m}{r_0} \right)$ où λ est la longueur d'onde.

On a donc éliminé le diamètre du télescope de l'équation... Cela signifie que nous n'avons en réalité pas de moyen d'améliorer indéfiniment la résolution en construisant des télescopes de plus en plus grands. Le paramètre r_0 est fixé par l'atmosphère, et varie selon la configuration aérologique du lieu. C'est pour augmenter sa valeur que l'on recherche les meilleurs sites astronomiques, parfois même jusqu'à des endroits très difficiles d'accès.

En conclusion, on peut dire que la turbulence atmosphérique limite le diamètre "utile" d'un télescope pour le pouvoir de résolution à la valeur locale du paramètre de Fried r_0. La valeur médiane de r_0 à Paranal est d'environ 15 cm à $\lambda = 0{,}5$ μm, et 1m à $\lambda = 2{,}2$ μm.

2.1.3. Temps de cohérence

On peut évaluer l'ordre de grandeur du temps pendant lequel le front d'onde est stable, en revenant au modèle de Taylor de turbulence figée. Si l'on imagine une cellule de taille r_0 défilant à la vitesse V devant le télescope, elle se sera déplacée de sa taille caractéristique en un temps r_0/V. Comme on veut suivre son évolution en corrigeant le front d'onde, il faut effectuer au moins deux mesures de front d'onde dans le même temps, et donc que le temps de rafraichissement soit d'environ r_0/V. Cette durée est appelée *temps de cohérence* et est notée τ_0. Roddier et al. (1982) donnent l'expression suivante pour le temps de cohérence, exprimé en secondes pour r_0 en mètres et V en m/s:

$$\tau_0 = 0{,}31 \frac{r_0}{V}$$

Comme on le verra plus loin, le temps de cohérence est d'une importance capitale en interférométrie. Il est intéressant de noter que τ_0 est proportionnel, comme le paramètre de Fried, à $\lambda^{6/5}$. A l'Observatoire de Paranal, on observe dans le visible ($\lambda = 0{,}5$ μm) une valeur médiane de τ_0 de 5,8 ms (source ASM, voir la Section 7.3.2), soit environ 35 ms pour la bande K observée par VINCI ($\lambda = 2{,}2$ μm).

2.1.4. Optique adaptative

Une fois l'atmosphère franchie, le front d'onde est déformé aléatoirement autour de sa surface moyenne. L'idée de base de l'optique adaptative est de mesurer les variations de phase $\Delta\varphi$ sur le front d'onde déformé, et de lui additionner en temps réel un déphasage $-\Delta\varphi$. De cette manière, le front d'onde retrouve sa planéité et l'image redevient nette.

Pour mesurer le déphasage, la pupille du télescope est découpée en petits éléments d'une taille comparable au paramètre de Fried r_0 sur lesquels on mesure la dérivée première du front d'onde (senseur Shack-Hartmann) ou sa dérivée seconde (senseur de courbure). Dans le premier cas, on mesure simplement le déplacement latéral de l'image de l'étoile formée par la sous-pupille, et dans le second cas on observe la défocalisation de l'image de l'étoile. Une fois la forme du front d'onde mesurée, on effectue la correction nécessaire pour rectifier le front d'onde $-\Delta\varphi$ grâce à un miroir déformable. Il peut être commandé par exemple par des translateurs piezo-électriques.

Le mode de basculement global du front d'onde, qui cause les mouvements latéraux de l'image de l'étoile, est appelé couramment *tip-tilt*. En pratique, il est traîté à part avec un détecteur et un actuateur spécifiques, en amont de la correction décrite ci-dessus.

La réalisation d'une optique adaptative pour un télescope de 100 mètres de diamètre (limite de diffraction 1,5 mas à $\lambda = 0{,}6$ μm) est d'une difficulté technique extrême. Le nombre de sous-pupilles à analyser pour mesurer le front d'onde est en effet proportionnel à $(D/r_0)^2$, ce qui donne près d'un demi-million aux longueurs d'onde visibles. Il est donc difficile d'imaginer dans un futur proche que les capacités de résolution des télescopes équipés d'optiques adaptatives dépasseront une dizaine de millisecondes d'angle (ce qui serait déjà superbe!). Pour aller plus loin, une autre technique est

nécessaire: l'interférométrie à très longue base.

2.2. Cohérence de la lumière et interférométrie

2.2.1. Introduction

Un interféromètre stellaire est un type particulier d'instrument pour l'observation astronomique qui utilise plusieurs télescopes simultanément pour observer une cible unique. L'enjeu d'une telle démarche est d'échantillonner le front d'onde stellaire en plusieurs points très éloignés les uns des autres, ce que l'on ne pourrait le faire avec un télescope unique, et de mesurer grâce à eux la *cohérence spatiale* du front d'onde. Dans cette partie, j'aborderai uniquement le cas d'un interféromètre à deux télescopes.

2.2.2. Pupille

Un collecteur de lumière est caractérisé par sa *pupille*. Il s'agit simplement de la forme des optiques primaires des télescopes telle que vue depuis l'objet observé (en projection). Pour un télescope unique la pupille est habituellement circulaire, avec une obstruction centrale plus ou moins importante due au miroir secondaire. La pupille d'un interféromètre à deux télescopes est quant à elle constituée de deux disques disjoints, correspondant aux optiques primaires des collecteurs de lumière individuels (Figure 2).

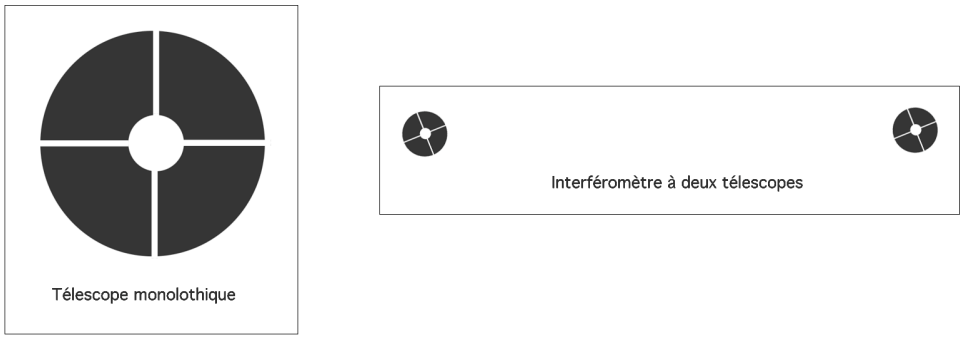


Figure 2. Pupilles comparées d'un télescope monolithique (à gauche) et d'un interféromètre à deux télescopes (à droite).

Le rôle des deux télescopes d'un interféromètre est de prélever deux parties séparées du front d'onde en provenance de l'étoile, pour ensuite les faire *interférer*, c'est-à-dire additionner les champs électriques des deux parties prélevées. Les modalités techniques du transport de la lumière et de la recombinaison sont laissées de côté pour l'instant (voir la Section 4.1).

2.2.3. Diffraction et image

Un interféromètre à deux télescopes peut être imaginé comme un très grand télescope monolithique sur lequel on aurait déposé un masque opaque percé de deux trous de petite taille. La formation de l'image suit alors exactement le même processus que pour la pupille complète. Pour un télescope quelconque au foyer duquel on a placé un détecteur *d'amplitude*, on observe à chaque instant la somme algébrique du champ électrique prélevé par la pupille. Pour un détecteur *d'intensité*, on mesure la norme au carré de cette somme. Le miroir primaire concentre le champ électrique d'une onde plane en un point unique pour chaque direction d'observation.

Pour connaître la forme de la figure de diffraction d'un interféromètre à deux télescopes, on peut considérer l'arrivée sur la pupille de l'interféromètre (constitué de deux télescopes T_1 et T_2) d'une

onde lumineuse plane de champ électrique V. Pour le cas simple d'une onde monochromatique de fréquence ν_0 et d'amplitude A, on a l'expression $V(t) = \mathrm{A}\, e^{-i\,2\pi\upsilon_0 t}$

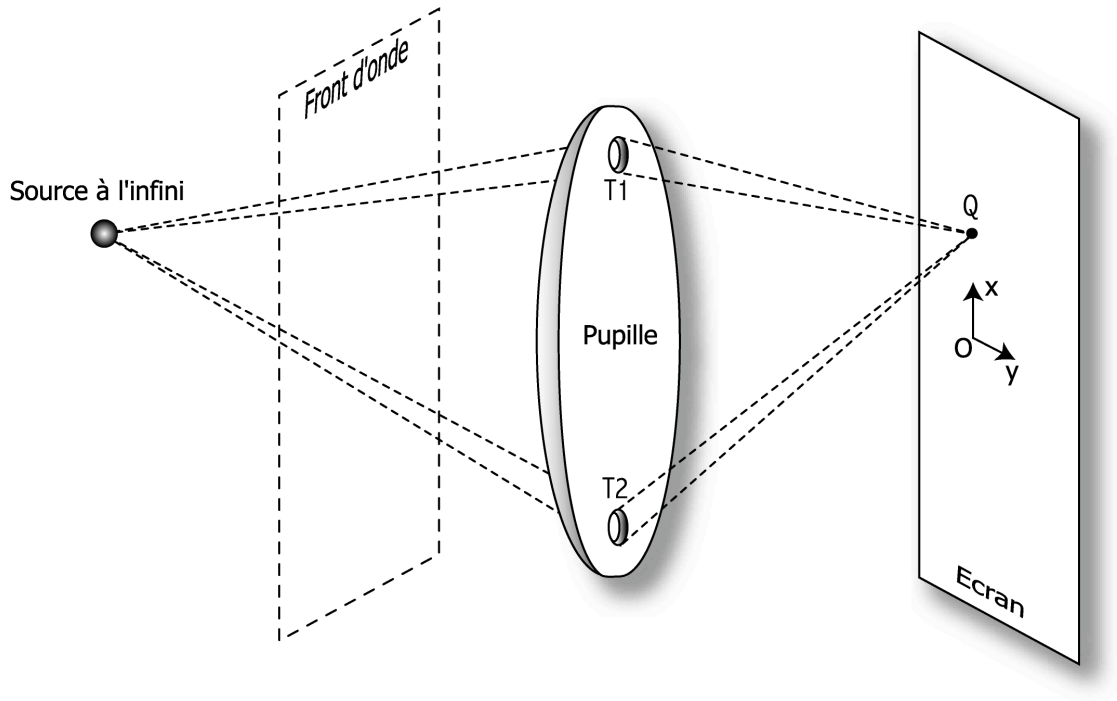


Figure 3. Schéma de principe de la formation de l'image par une pupille non connexe constituée de deux ouvertures T_1 et T_2.

On suppose que le signal dans le plan focal est mesuré par un détecteur quadratique, sensible non pas à V mais à l'intensité I. Le signal mesuré au point Q du plan focal de l'instrument est donc la grandeur suivante:

$$I(Q) = \left\langle |V(Q,t)|^2 \right\rangle$$
$$= \left\langle |V(T_1, t-\tau_1) + V(T_2, t-\tau_2)|^2 \right\rangle$$

où $\langle\ \rangle$ désigne la valeur moyenne temporelle (les notations utilisées dans ce paragraphe sont reprises de Goodman, 1968).

$\tau_1 = \frac{r_1}{c}$ et $\tau_2 = \frac{r_2}{c}$ sont les temps de propagation de l'onde diffractée depuis les télescopes T_1 et T_2 respectivement jusqu'à Q. On peut développer l'expression de l'intensité:

$$I(Q) = \left\langle |V(T_1, t-\tau_1)|^2 \right\rangle + \left\langle |V(T_2, t-\tau_2)|^2 \right\rangle$$
$$+ \left\langle V^*(T_1, t-\tau_1)\, V(T_2, t-\tau_2) \right\rangle + \left\langle V(T_1, t-\tau_1)\, V^*(T_2, t-\tau_2) \right\rangle$$

On définit la *fonction de cohérence mutuelle* $\Gamma_{12}(\tau)$ et l'intensité au point Q provenant d'un seul des deux télescopes I(Q) selon les expressions:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \left\langle V(T_1, t+\tau)\, V^*(T_2, t) \right\rangle$$

$I(Q) = \left\langle \left| V(T_i, t-\tau) \right|^2 \right\rangle$ pour i = 1 ou 2.

On peut maintenant simplifier l'expression de I:

$$I(Q) = 2\ I(Q) + \Gamma_{12}(\tau_2 - \tau_1) + \Gamma_{12}^*(\tau_2 - \tau_1)$$

Cette expression nous permet de définir le *degré complexe de cohérence mutuelle* entre les champs échantillonnés par les deux télescopes, noté $\gamma_{12}(T_1,T_2,\tau)$:

$$\gamma_{12}(T_1, T_2, \tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\,\Gamma_{22}(0)}}$$

ce qui nous donne finalement:

$$I(Q) = 2\ I(Q) \left\{ 1 + \mathrm{Re}\left[\gamma_{12}(\tau_2 - \tau_1) \right] \right\}$$

Si l'on injecte l'expression de $V(t) = \mathrm{A}\, e^{-i\,2\pi\upsilon_0 t}$ dans celle de γ_{12} , on obtient la forme suivante:

$$\gamma_{12}(T_1, T_2, \tau) = e^{-i\,2\pi\upsilon_0 \tau}$$

et donc

$$I(Q) = 2\ I(Q) \left[1 + \cos(2\pi\upsilon_0\tau) \right]$$

On peut écrire cette expression dans le plan focal sous une autre forme:

$$I(Q) = 2\ I(Q) \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \right]$$

avec x la position par rapport à l'origine et $\lambda = \dfrac{c}{\upsilon_0}$ la longueur d'onde.

Cette répartition d'intensité possède une forme sinusoïdale et est appellée *interférogramme*, ou encore *franges d'interférence*.

Dans le cas d'une onde polychromatique, par exemple en utilisant un filtre de transmission unité, centré sur la longueur d'onde λ_0 et de largeur $\Delta\lambda$, les franges d'interférence ne sont plus présentes sur une longueur infinie, mais seulement sur un segment dont la longueur l est environ:

$$l \approx \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

Un grand nombre d'interférogrammes stellaires obtenus en bande spectrale K sont présentés plus loin dans ce document. La Figure 4 montre un interférogramme théorique en bande K (λ_0 = 2,2 μm, $\Delta\lambda$ = 0,4 μm), tel qu'il est observé dans un plan image.

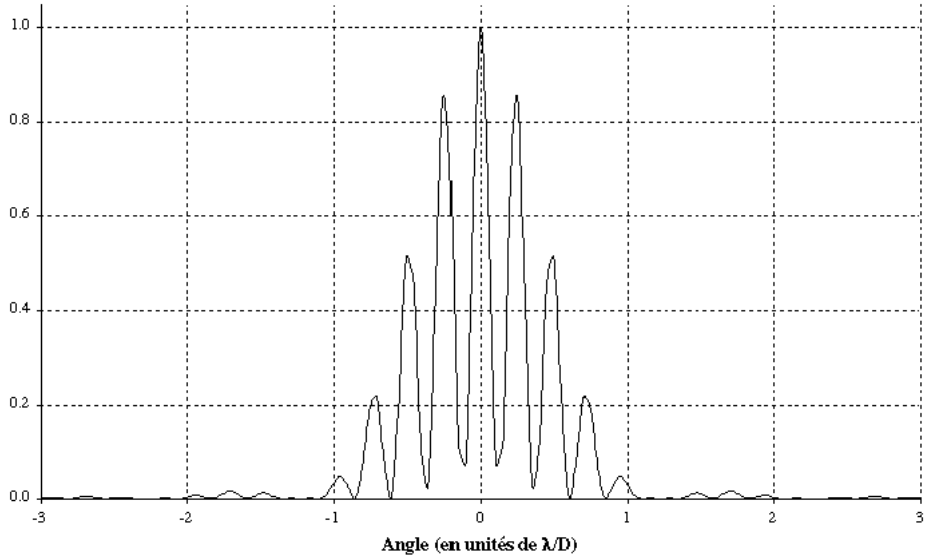


Figure 4. Exemple de figure de diffraction dans le plan image produite par un interféromètre à deux télescopes sur une source ponctuelle située à l'infini. Les télescopes sont supposés de diamètre *D*. La période des franges est de *λ/B*, avec B la base de l'interféromètre. Sur cette figure, on a choisi *B*=5.*D*.

On a donc démontré que la *figure de diffraction* d'un interféromètre à deux télescopes est un interférogramme (on parle aussi de *paquet de franges*). Il s'agit de l'*image* naturelle formée par cet instrument d'une source ponctuelle située à l'infini,

Pour un télescope présentant une pupille circulaire (télescope classique), la figure de diffraction est une forme bien connue en astronomie, le *disque d'Airy*, dont une coupe radiale est présentée sur la Figure 5.

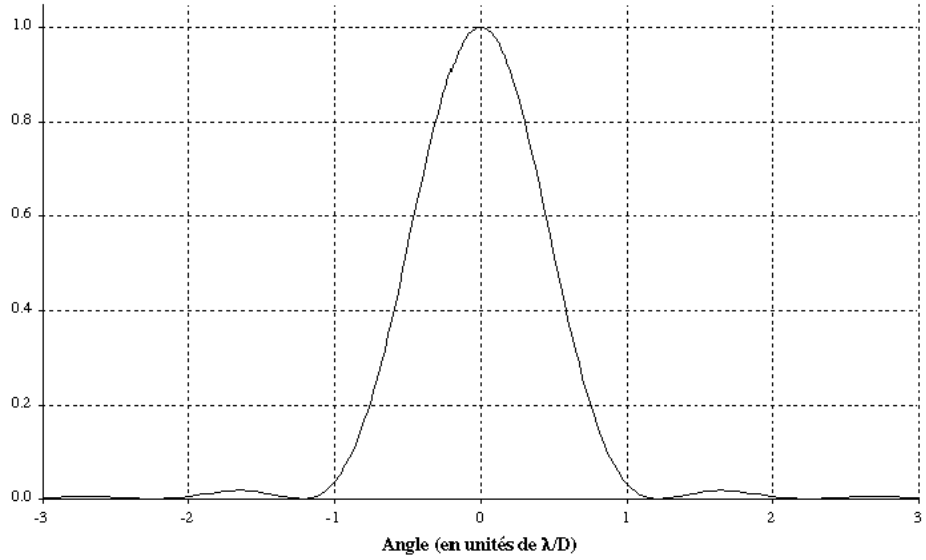


Figure 5. Figure d'Airy. Il s'agit de la figure de diffraction dans le plan image d'une pupille circulaire sans obstruction centrale de diamètre *D*.

La Figure 4 et la Figure 5 sont différentes en apparence, mais c'est pourtant exactement le même

processus physique d'interférence qui crée ces deux répartitions d'énergie. Ce sont simplement les images d'une source ponctuelle à l'infini (par exemple une étoile très éloignée) produites par deux pupilles de formes différentes. Voyons maintenant pourquoi la seconde nous apporte une information à haute résolution angulaire.

2.2.4. Théorème de Zernike-Van Cittert

Au paragraphe précédent, on a introduit le degré mutuel de cohérence complexe $\gamma_{12}(T_1,T_2,\tau)$. Pour une source ponctuelle située à l'infini, son module est toujours égal à 1, car A est réel et constant, et se simplifie donc dans l'expression des $\Gamma_{ij}(\tau)$.

Lorsque la source n'est plus ponctuelle et rayonne de manière incohérente, on a sur chacun des télescopes T_i une superposition des champs électriques V émis par chacun des points de la source. Le résultat est, qualitativement, une *diminution* de la norme $|\gamma_{12}|$ lorsque la taille de la source augmente car dans l'expression de $\Gamma_{12}(\tau)$, $V(T_1,t+\tau)$ et $V(T_2,t)$ sont de moins en moins en phase et la norme moyenne dans le temps de leur produit tend à diminuer. On dit alors que la *cohérence spatiale* du front d'onde est imparfaite.

La relation entre le degré complexe de cohérence mutuelle et la forme de la source est donnée par le théorème de Zernike-Van Cittert. Sa démonstration mathématique est détaillée dans Léna (1996) et Born & Wolf (1997), et n'est pas reprise ici. Son énoncé est le suivant:

> *Pour une source incohérente et quasi-monochromatique, le facteur complexe de cohérence est égal à la transformée de Fourier normalisée de distribution d'intensité de la source.*

Le facteur complexe de cohérence est par définition le degré complexe de cohérence pour $\tau = 0$. Il est noté $\mu_{12} = \gamma_{12}(0)$, ou simplement μ, et sa norme peut valoir entre 0 (source totalement incohérente) et 1 (source parfaitement cohérente). On peut donc écrire, en notant TF la transformation de Fourier et I(α,δ) la répartition de lumière sur le ciel:

$$\mu(u,v) = \frac{TF\left[I(\alpha,\delta)\right]}{\iint I\, dS}$$

(u,v) est un système de coordonnées réduites du plan de la pupille, défini en fonction de la longueur d'onde λ:

$$u = \frac{\Delta x}{\lambda} \text{ et } v = \frac{\Delta y}{\lambda}$$

On peut mesurer la norme de μ sur un interférogramme en calculant sa visibilité ϑ, qui est une valeur réelle:

$$\vartheta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

La visibilité est notée ici ϑ pour ne pas la confondre avec le champ électrique, mais on la note communément V. Dans le cas général où les intensités reçues en provenance des deux télescopes ne sont pas égales et valent I_1 et I_2, la relation entre μ_{12} et ϑ est la suivante:

$$\vartheta = |\mu_{12}| \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \text{ et donc } \vartheta = |\mu_{12}| \text{ pour } I_1 = I_2.$$

2.2.5. Résolution en interférométrie

La conséquence observationnelle du théorème de Zernike-Van Cittert est très importante. Il signifie qu'on peut, à partir d'une mesure de la visibilité des franges, obtenir directement un point de la transformée de Fourier de l'image de la source. La fréquence spatiale de mesure dans l'espace de Fourier est alors, pour un interféromètre à deux télescopes, D/λ, avec D l'écartement entre les deux sous-pupilles.

Physiquement, cela signifie que l'on mesure avec un interferomètre des frequence spatiales plus élevées qu'avec un télescope monolithique. De manière similaire au pouvoir de résolution d'un télescope unique (Section 2.1), on peut défnir la résolution d'un interféromètre de base projetée B par:

$$\theta = 0,25 \left(\frac{\lambda}{1\,\mu m} \right) \left(\frac{1\,m}{B} \right)$$

En augmentant la longueur de la base, on augmente donc le pouvoir de résolution de l'interféromètre, et la visibilité des franges diminue. Lorsque celle-ci s'annule pour la première fois, on dit que l'étoile est *totalement résolue* par l'interféromètre. On se trouve alors dans le cas de droite de la Figure 6.

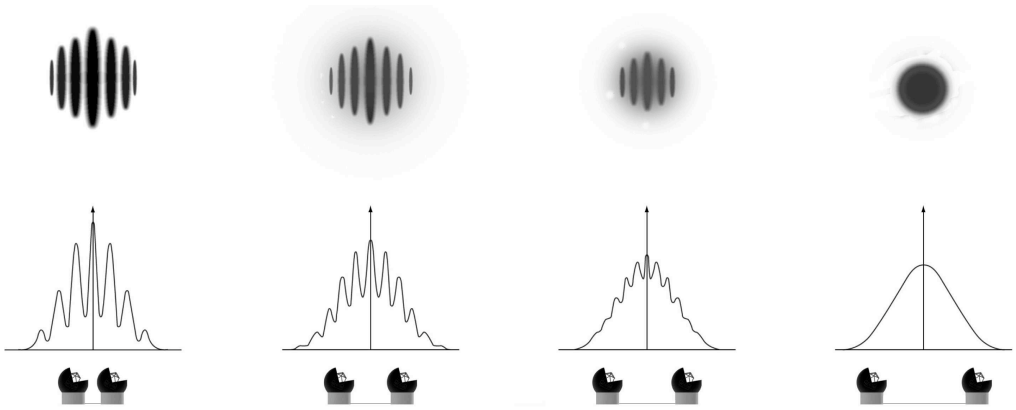


Figure 6. Résolution progressive d'une étoile lorsque la longueur de la base (la séparation entre les télescopes) augmente. A droite, l'étoile est complètement résolue, les franges ne sont plus visibles (figure ESO).

Si l'on peut réaliser un interféromètre de 28 km de longueur de base (c'est *beaucoup* plus facile qu'un télescope unique de cette taille), alors on pourra *effectivement* atteindre un pouvoir de résolution de 0,005 mas et voir une planète terrestre située à 20 années-lumière comme un disque et non comme un point.

2.3. Mesure du facteur de cohérence

2.3.1. Estimateur utilisé sur l'instrument VINCI

Pour calculer le facteur de cohérence des interférogrammes produits par VINCI, on utilise la méthode développée par Coudé du Foresto et al (1997).

La recombinaison de la lumière, c'est-à-dire l'addition des deux champs électriques, est réalisée non pas dans un plan image comme décrit plus haut, mais selon une direction parallèle à la direction de propagation de la lumière. On parle alors de recombinaison dans le plan pupille, mais le principe

est exactement identique au précédent. La mesure de l'interférogramme est réalisée en variant le retard optique τ, par le déplacement longitudinal d'un miroir situé sur le trajectoire de la lumière sur un des deux bras de l'interféromètre. Ceci est équivalent à effectuer un déplacement latéral dans le plan image. On obtient alors un tracé de la fonction $I(Q)$ définie plus haut modulée cette fois temporellement en $I(t)$.

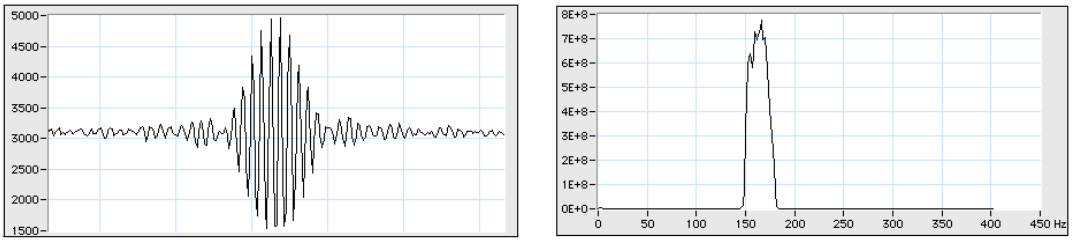


Figure 7. Interférogramme brut obtenu en mode Autotest avec VINCI (à gauche) et densité spectrale de puissance correspondante (à droite), montrant le pic des franges.

La méthode de calcul du facteur de cohérence à partir de $I(t)$ fait appel à une calibration des interférogrammes par deux signaux photométriques dérivés pour chacun des deux télescopes. Elle est particulièrement adaptée à un interféromètre à fibres optiques. L'estimateur du facteur de cohérence carré est l'intégrale du pic des franges dans la densité spectrale de puissance de l'interférogramme (Figure 7).

Il est important de noter qu'il s'agit d'un estimateur quadratique, produisant une valeur de μ^2. La phase de l'interférogramme n'est pas mesurée, et on n'a donc accès qu'à la norme du facteur complexe de cohérence, ce qui permet déjà de mesurer la taille angulaire des étoiles.

Il existe une grande variété d'estimateurs de visibilité. On peut citer par exemple la méthode *ABCD* (Colavita, 1999), qui est utilisée sur l'interféromètre PTI (situé en Californie).

2.3.2. Etalonnage des mesures

La cohérence de la lumière dans un interféromètre réel est dégradée à l'intérieur même de l'instrument. Pour étalonner cette *perte de contraste instrumental*, il est nécessaire de mesurer la *fonction de transfert interférométrique* (aussi appelée *efficacité interférométrique*) de l'interféromètre, souvent notée T.

La relation entre la norme du facteur de cohérence carré mesuré par l'instrument μ^2_{inst} et le facteur de cohérence carré de la source μ^2 est:

$$\mu^2 = \frac{\mu^2_{inst}}{T^2}$$

Pour calculer T, on observe une étoile donc on connaît *a priori* le diamètre angulaire, et donc la valeur de μ^2. Une fois μ^2_{inst} mesurée, on connaît T, et on peut corriger les mesures de μ^2_{inst} sur les étoiles dont on ne connaît pas le diamètre angulaire.

En pratique, il est nécessaire d'étalonner la fonction de transfert de l'interféromètre avant et après chaque observation d'une étoile scientifique, de manière à éviter tout biais de mesure. Le VLTI a démontré une excellente stabilité de sa fonction de transfert lors des premières franges (Section 0).

2.3.3. Modèle stellaire de disque uniforme

Le modèle le plus simple pour la surface visible d'une étoile est celui d'un disque de diamètre

angulaire θ émettant uniformément et de manière incohérente sur toute sa surface. On a alors:

$$I(\alpha,\delta) = I_0 \prod\left(\frac{\sqrt{\alpha^2+\delta^2}}{\theta/2}\right)$$

avec $\prod(R)$ la fonction porte valant 1 pour $r < R$ et 0 partout ailleurs.

En effectuant la transformation de Fourier, on obtient le facteur de cohérence correspondant:

$|\mu(u,v)| = 2\left|\frac{J_1(Z)}{Z}\right|$ avec $Z = \pi\,\theta\sqrt{u^2+v^2}$ et J_1 la fonction de Bessel de degré 1.

Cette fonction est tracée sur la Figure 8 en fonction de la base B définie par:

$$B = \lambda\sqrt{u^2+v^2} = \sqrt{\Delta x^2+\Delta y^2}$$

B est la *base projetée* de l'interféromètre. En inversant l'expression de μ numériquement (il n'y a pas de solution analytique), on peut calculer le diamètre angulaire de la source observée. La Figure 8 montre les courbes de μ^2 pour deux sources de diamètres angulaires différents. Des exemples réels de détermination du diamètre angulaire d'étoiles grâce au modèle de disque uniforme sont présentés à la Section 5.2.

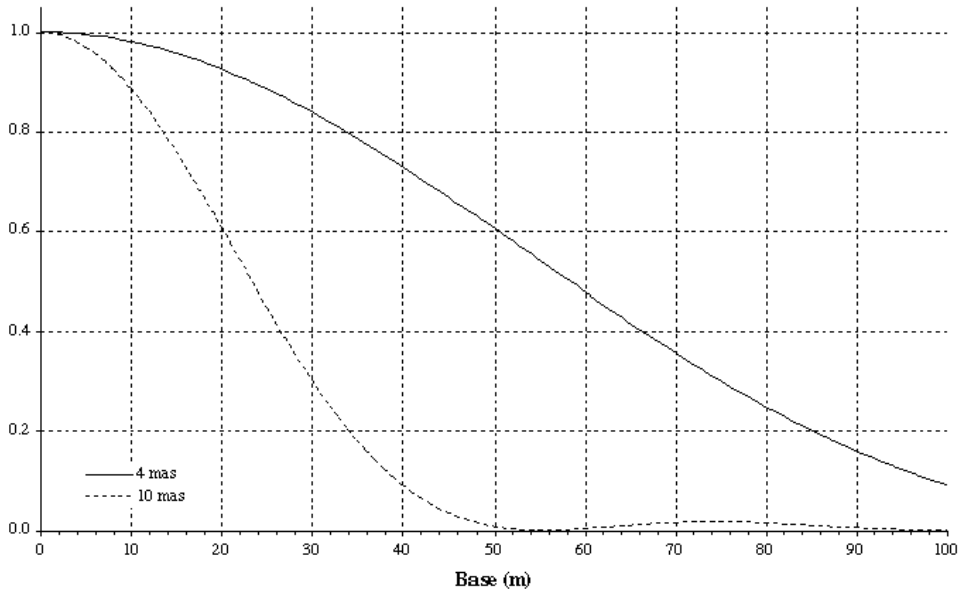


Figure 8. Variation du facteur de cohérence carré μ^2 en fonction de la longueur de la ligne de base projetée. Les courbes correspondant à des étoiles de 10 et 4 mas sont représentées. La longueur d'onde moyenne d'observation est fixée à 2,2 μm.

2.3.4. Fibres monomodes et piston atmosphérique

Comme décrit au paragraphe 2.1.2, la traversée de l'atmosphère turbulente déforme le front d'onde de manière aléatoire. En d'autres termes, cela signifie que la cohérence spatiale du front d'onde est diminuée: l'introduction de deux composantes de phase aléatoires sur la surface des deux sous-pupilles va diminuer $\Gamma_{12}(\tau)$, et en conséquence réduire le facteur de cohérence. On dit que les modes de turbulence d'ordre élevés dégradent la visibilité des franges. VINCI utilise des fibres très

fines appelées fibres monomodes. Leur nom provient du fait qu'elles filtrent spatialement et rejettent tous les modes d'ordre plus élevé que zéro de la turbulence, et les "transforment" en fluctuations d'intensité du signal. Ces fluctuations purement photométriques sont étalonnées en utilisant les deux signaux photométriques dérivés avant la recombinaison (voir la Section 4.2 et l'article de la Section 13.3 pour plus d'informations).

On sait déjà que la traversée de l'atmosphère peut retarder optiquement le front d'onde en valeur moyenne de phase sur les sous-pupilles, et ceci séparément sur chacune des sous-pupilles. Les fluctuations aléatoires d'indice de réfraction conduisent en effet à des variations de longueur du chemin optique avant le prélèvement de front d'onde effectué par les sous-pupilles. En reprenant le schéma de la Figure 3, on comprend que l'introduction d'un retard optique (on parle aussi de différence de marche) sur une des deux trajectoires de la lumière va déplacer la figure d'interférences d'un côté ou de l'autre de la position initiale (voir aussi le schéma de la Figure 131). Cet effet est le mode de turbulence d'ordre 0, appelé couramment *piston différentiel atmosphérique*, ou simplement *piston*.

Il convient maintenant de revenir au concept de temps de cohérence défini à la Section 2.1.3. Le temps de cohérence τ_0 est la durée au bout de laquelle on observe un écart-type de 1 radian sur la phase du front d'onde en un point fixé de l'espace. La différence de phase entre les deux sous-pupilles est donc une variable aléatoire, dont l'écart-type atteint $\sqrt{2}$ radians pour une durée de mesure τ_0. Ces fluctuations de phase de l'interférogramme se traduisent dans un plan image par des mouvements latéraux du paquet de franges.

Dans le cas d'une recombinaison dans le plan image, le mouvement latéral des franges pendant une observation conduit à un "flou de bougé" lors de l'intégration sur le détecteur. On se rappelle que l'instrument VINCI mesure un interférogramme $I(t)$ modulé temporellement. Dans ce cas, l'effet du piston se traduit par une déformation longitudinale de l'interférogramme, similaire à une "coup d'accordéon".

L'estimateur du facteur de cohérence de VINCI est basé sur norme carrée de la transformée de Fourier de l'interférogramme. La déformation longitudinale de l'interférogramme se traduit au premier ordre par un changement de fréquence apparent des franges, et donc par une redistribution de l'énergie dans la densité spectrale de puissance. Le piston atmosphérique agit donc sur la visibilité des franges en injectant une quantité d'énergie aléatoire dans la densité spectrale de puissance, et en redistribuant l'énergie initiale de l'interférogramme. Le résultat est l'introduction d'un bruit de mesure sur la visibilité, et donc par exemple une diminution de la précision de l'estimation du diamètre d'une étoile. Le bruit de piston est actuellement dominant sur VINCI pour les observations d'objets brillants (voir la Section 4.4.1 pour d'autres sources de bruit).

2.4. Imagerie interférométrique

Si l'on mesure un grand nombre de valeurs du facteur complexe de cohérence (qui constitué d'une norme et d'une phase) dans le plan des fréquences spatiales (u,v) on peut, par par application de la transformation de Fourier inverse à cette carte, obtenir une image de l'objet. La qualité de l'image obtenue est liée à la précision des mesures de visibilité et de phase effectuées et à la couverture du plan (u,v). Plus le nombre de paires de télescopes utilisé est important (on parle de lignes de base ou simplement de bases), et plus leurs positions sont variées, meilleure est la couverture. On est aidé dans ce domaine par l'effet de supersynthèse qui, malgré sa dénomination un peu pompeuse, est simplement la variation de la séparation des télescopes collecteurs vue depuis la source observée du fait de la rotation diurne de la Terre. Un exemple de supersynthèse limitée sur l'étoile R Leo est donné dans la Section 5.2.5.

VINCI ne mesure pas la phase des interférogramme, et on ne peut donc pas reconstruire d'image par inversion de la carte des visibilités complexes. Il est prévu dans l'avenir d'utiliser un système de

référence de phase, appelé PRIMA (voir l'article reproduit à la Section 13.4), qui permettra d'observer simultanément deux objets. Les franges obtenues sur l'un des deux objet serviront de référence pour la mesure des franges obtenues sur l'autre objet.

L'Observatoire du VLT à Paranal (Section 4.1) a été conçu dès le départ de manière à optimiser la couverture du plan (*u,v*). Les quatre télescopes géants de 8 m de diamètre sont positionnés aux sommets d'un trapèze de manière à éviter la redondance des lignes de base. Plusieurs télescopes auxiliaires de 1,8 m de diamètre complètent la couverture, aux plus hautes fréquences notamment. La Figure 9 montre la couverture résultante du plan (*u,v*) avec l'effet de supersynthèse durant une nuit d'observation. Sur ce diagramme, destiné à l'origine à illustrer la couverture du plan (*u,v*) jusqu'à B = 135 mètres (séparation maximale des UT), les bases les plus longues accessibles uniquement avec les AT ne sont pas reportées. On constate que la densité de remplissage est excellente. Le complément apporté par les bases jusqu'à 202 mètres permettra à terme de reconstruire des images très détaillées, proches de celles que fournirait un télescope unique de 200 mètres de diamètre.

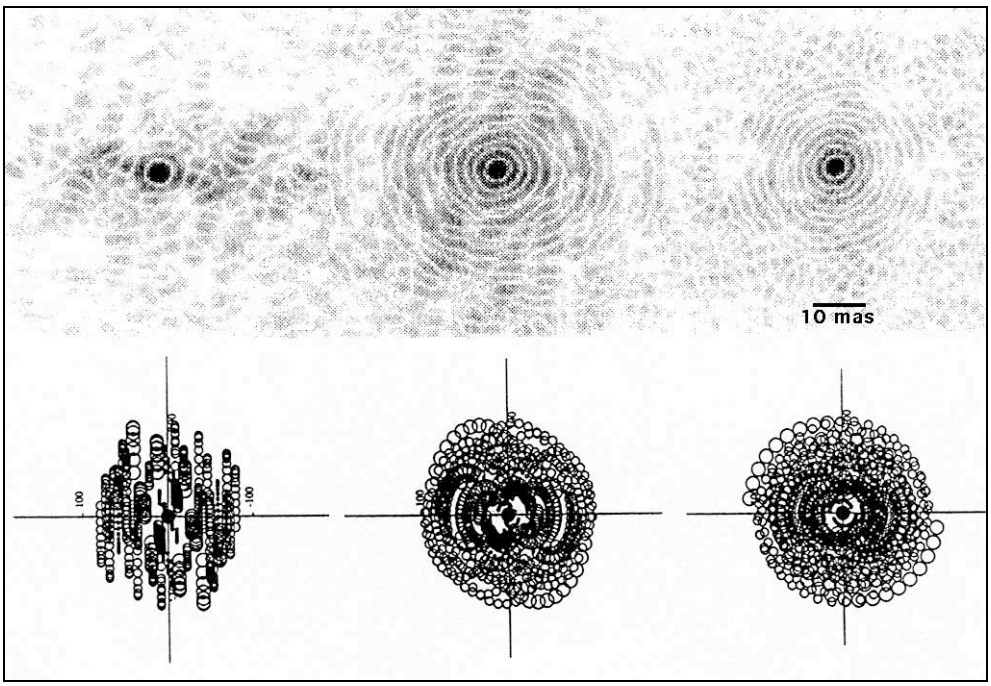


Figure 9. Couverture du plan (*u,v*) pour le VLTI, pour les bases accessibles avec les UT (longueur de base B = 135 mètres au maximum). L'effet de supersynthèse est pris en compte dans ces diagrammes. Les figures de gauche à froite sont pour des altitudes de l'objet observé de 30, 60 et 90 degrés. L'ensemble des stations du VLTI permet d'étendre cette couverture jusqu'à B = 200 mètres, et donc de diviser encore par deux la taille de la fonction d'étalement de point par rapport à ce schéma.

2.5. Ouvrages de base

Les principes généraux de l'interférométrie sont simples, mais leur mise en oeuvre pratique en astronomie atteint un haut niveau de complexité. La brève introduction donnée ici ne vise pas du tout à l'exhaustivité, et je conseille vivement au lecteur souhaitant approfondir ses connaissances de se référer aux ouvrages suivants:

Introduction to Fourier Optics and Coherence de J.-M. Mariotti, publié dans *Diffraction-*

Limited Imaging with Very Large Telescopes, p. 3-31 (1989). Un excellent article pédagogique qui présente une démonstration rigoureuse des concepts mathématiques liés à la formation des images et à l'interférométrie. La présentation simplifiée donnée ici est inspirée de la démarche de cet article.

Principles of Long Baseline Stellar Interferometry, ouvrage collectif sous la direction de Peter R. Lawson, Michelson Fellowship Program, publication NASA-JPL 00-009 (2000). Cet excellent ouvrage rassemble les notes de cours de l'école d'interférométrie Michelson du JPL qui a lieu annuellement. Les articles ont été rédigés par les meilleurs spécialistes mondiaux, et couvrent tous les aspects de l'interférométrie optique d'une manière particulièrement didactique. Cet ouvrage est disponible en téléchargement libre à l'adresse internet suivante: http://sim.jpl.nasa.gov/library/coursenotes.html

Astrophysique - Méthodes physiques de l'observation, de Pierre Léna, éditions InterEditions/CNRS Editions (1996). D'un abord facile, cet ouvrage de référence en langue française donne les connaissances de base sur toutes les techniques d'observation astronomiques. Il présente notamment de manière synthétique les propriétés de l'atmosphère ainsi que les principes de l'interférométrie et de l'optique de Fourier.

Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry, de Peter R. Lawson, SPIE Press, MS 139 (1997). Tous les articles fondateurs de l'interférométrie sont reproduits dans cet ouvrage de référence, depuis les papiers originaux de Fizeau et Michelson jusqu'aux années 1990. Ce livre donne une vision d'ensemble passionnante de la génèse d'un domaine nouveau de l'astronomie, avec ses échecs et ses réussites.

Millimeter Interferometry, ouvrage collectif sous la direction de S. Guilloteau, école d'été de l'Institut de Radio-Astronomie Millimétrique (1999). Bien que les longueurs d'ondes ne soient pas les mêmes, les principes fondamentaux restent les mêmes que dans le domaine optique. Les techniques de reconstruction d'images et de mosaïques d'images font l'objet d'une partie très intéressante, en préparation à l'utilisation du mode PRIMA du VLTI. Cet ouvrage est disponible librement à l'adresse internet: http://iram.fr/IS/imiss.html

Principles of Optics, de Max Born et Emil Wolf, 6ème édition, Cambridge Univ. Press (1997). *Le* livre d'optique. Tous les concepts fondamentaux sont décrits avec une rigueur inégalée, même si la formulation est parfois un peu ardue. Peut-être difficile à aborder comme livre d'introduction, il est irremplaçable comme référence sur les concepts mathématiques à la base de l'interférométrie.

Optics, de Eugene Hecht, 3ème édition, Addison-Wesley (1998). Cet ouvrage est certainement l'un des *best sellers* des livres universitaires d'optique. Il présente, sous une forme claire, une grande variété de concepts d'optique, avec de nombreuses illustrations et figures. Les parties sur l'optique de Fourier et la théorie de la cohérence sont de bonnes introductions à ces sujets parfois un peu abstraits.

3. Zeta Geminorum et l'étude des Céphéides par interférométrie

3.1. Le problème de l'estimation des distances dans l'Univers

3.1.1. Introduction

La distance est une grandeur qui se retrouve dans pratiquement tous les modèles d'objets célestes. En Astrophysique, la démarche fondamentale de confrontation de la théorie et de la réalité est donc pour beaucoup conditionnée par notre connaissance des dimensions de l'Univers.

La grande difficulté est que, depuis la Terre, le ciel apparaît comme un espace à deux dimensions. La profondeur pourtant immense de l'Univers est impalpable. Des méthodes de mesure, parfois très subtiles, ont été développées pour accéder à la troisième dimension manquante, et sont présentées dans la Section 3.1.2. Leurs domaines d'application et leurs limitations permettent de les séparer en différentes gammes de distances, différents "barreaux" de l'échelle astrométrique qui nous permet d'appréhender la profondeur du Cosmos.

Pour donner un exemple, aucune magnitude absolue, très importante propriété intrinsèque des étoiles, ne peut être mesurée sans connaître la distance. Ce cas précis prend une résonnance particulière lorsqu'on considère les étoiles variables Céphéides. Elles sont un des piliers les plus fermes de notre connaissance des dimensions de l'Univers, le "barreau" de l'échelle des distances galactiques, par la relation qui lie leur période de variation et leur magnitude absolue. La problématique de la calibration de cette loi et le rôle que peut y jouer l'interférométrie sont évoqués dans la Section 3.1.3.

Le rôle le plus remarquable des indicateurs de distance est dans l'estimation de H_0, la fameuse constante de Hubble. Ce paramètre crucial de la théorie du Big Bang décrit l'expansion de l'Univers, et permet de calculer son âge. Bien que H_0 soit au cœur de la cosmologie observationnelle depuis maintenant 70 ans, les valeurs fournies par des méthodes différentes sont encore relativement incohérentes. Les Céphéides sont une étape importante dans la mesure de H_0. Le travail présenté ici sur l'observation des Céphéides par interférométrie se positionne donc dans un large contexte de connaissance cosmologique de l'Univers.

3.1.2. Les barreaux de l'échelle des distances cosmologiques

Parallaxe directe

La parallaxe d'un astre est le déplacement angulaire apparent que cet objet décrit, en projection sur la sphère céleste, lorsque l'observateur se déplace (Figure 10). En général, on utilise le mouvement de la Terre sur son orbite autour du Soleil pour bénéficier de la plus grande précision de mesure possible.

On peut relier simplement l'angle parallactique π à la distance réelle de l'objet D (supposée grande devant d) et à celle parcourue par l'observateur d par la simple équation:

$$D = \frac{d}{\pi}$$

D est en parsecs lorsque d est en unités astronomiques et la parallaxe π en secondes d'angle.

Cette méthode est purement géométrique, et s'appuie en pratique sur la connaissance extrêmement précise de la valeur de l'unité astronomique. Elle ne permet pas malheureusement de mesurer depuis le sol des distances plus grandes que quelques dizaines de parsecs. Le satellite

européen Hipparcos (Perryman et al., 1997) a permis de mesurer les parallaxes stellaires dans un rayon de plusieurs centaines de parsecs, toutefois avec une précision relative décroissante avec la distance.

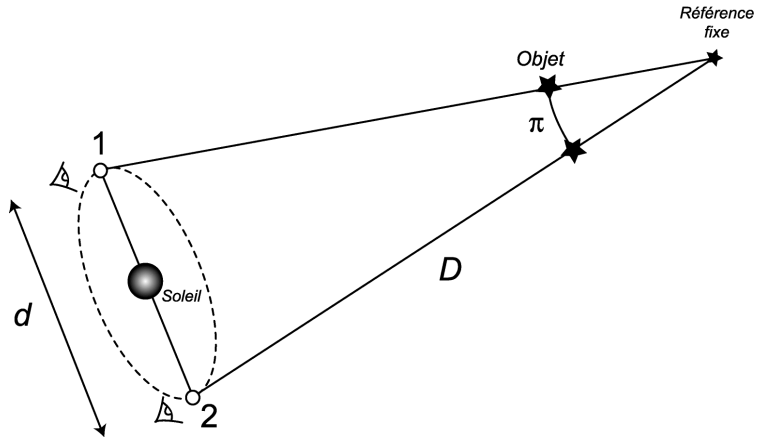


Figure 10. Parallaxe astronomique.

Etoiles doubles visuelles

La résolution complète de l'orbite de deux étoiles liées gravitationnellement permet de remonter à tous les paramètres de ces étoiles, y compris la distance du couple à l'observateur.

La distance maximale à laquelle une étoile double peut être résolue dépend de son écartement et donc de sa période. Pour des étoiles lointaines, seules les étoiles doubles possédant les plus longues périodes peuvent être séparées, et la détermination de l'orbite est alors très longue (plusieurs dizaines ou centaines d'années). La distance maximale accessible par cette méthode est donc relativement faible, jusqu'à quelques centaines ou milliers de parsecs. L'interférométrie optique peut apporter beaucoup dans ce domaine: grâce à sa très haute résolution angulaire, elle permet de séparer des étoiles très proches angulairement (de l'ordre de quelques *millisecondes d'angle*). Des programmes d'observations par interférométrie d'étoiles doubles serrées sont actuellement en cours.

Certaines étoiles Céphéides sont des étoiles doubles, mais du fait de leur distance très importante, la composante secondaire nous apparaît très faible, et pratiquement indiscernable de la composante principale. Il n'existe malheureusement aucune Céphéide qui soit membre d'une étoile double visuelle. Les Céphéides sont des étoiles extrêmement brillantes, mais les étoiles qui leur sont associées sont en général beaucoup plus faibles. De plus, du fait du nombre limité de Céphéides résolvables par interférométrie (voir la Section 8), peu d'étoiles doubles sont observables.

Céphéides et RR Lyrae

Les variables Céphéides sont souvent citées comme étant la méthode de mesure fondamentale des distances dans l'Univers. Cela n'est pas sans raison: la loi qui relie leur période à leur luminosité est bien établie (voir la Section 3.1.3). Ce sont des étoiles supergéantes extrêmement brillantes ($M_V \approx -2.5$ à -5), mais relativement rares. Depuis le sol, on peut observer des Céphéides jusqu'à plusieurs mégaparsecs, dans les galaxies les plus proches. Le télescope spatial *Hubble* a permis d'observer avec succès des Céphéides dans la Galaxie M100, située à 16 Mpc (Ferrarese et al. 1996).

Les étoiles RR Lyr sont parfois appelées "Céphéides naines", car, bien que géantes, elles sont plus faibles que leurs célèbres parentes de 4 à 5 magnitudes. Dans le diagramme HR, elles sont situées entre le groupe des Céphéides et la séquence principale, sur la bande d'instabilité. Du fait de leur faible luminosité, elles sont délicates à détecter, mais elles sont présentes en beaucoup plus grand nombre que les Céphéides classiques, et elles possèdent une relation période-luminosité qui leur est particulière.

Supernovae Ia

L'explosion d'une étoile en supernova de type Ia (SN Ia) extragalactique est le signal que la distance à sa galaxie progénitrice pourra être estimée avec précision. La raison en est que le maximum de luminosité absolue est relativement uniforme d'une explosion à l'autre. Cela a pu être démontré par l'observation de plusieurs supernovae de ce type dans une même galaxie. Branch & Tammann (1992) donnent une dispersion statistique des magnitudes absolues du groupe des SN Ia de seulement 0,2 magnitude autour d'une valeur de M_B = -19,6. Cependant, de nombreuses SN Ia présentent des luminosités sortant de l'ordinaire. Des déviations de l'ordre d'une magnitude en plus ou en moins ont déjà été observées. Du fait de la relative rareté des événements observés, ces supernovae particulières affectent la précision finale sur la distance.

Le modèle expliquant le mieux les observations spectroscopiques de SN Ia est celui de l'explosion d'une naine blanche membre d'un système binaire serré. Après avoir accrété de la matière à son compagnon, lorsque sa masse atteint la valeur critique de 1,3 masse solaire, les atomes de carbone fusionnent au centre de l'étoile jusqu'à donner des atomes de fer. La déflagration propage très rapidement la fusion vers la surface de l'étoile, transformant environ la moitié de la masse de l'étoile en atomes de fer. L'énergie dégagée par ce processus est colossale, et largement suffisante pour détruire totalement l'étoile, et souvent même les deux membres du couple. La luminosité de l'étoile peut alors, pendant quelques semaines, dépasser celle de toute la galaxie.

Les SN Ia sont détectables depuis le sol et l'espace jusqu'à une distance de plusieurs centaines de mégaparsecs. La plus lointaine supernova de ce type découverte jusqu'à présent est SN 1992bi, dont la lumière a mis 5 milliards d'années à nous parvenir (z = 0,457).

Autres étoiles variables

L'autre grand type de supernova, le type II, peut également être utilisé pour estimer les distances. Le grand avantage est que la luminosité intrinsèque de ces étoiles variables cataclysmiques peut être plus grande que celle des SN Ia. Cela les rend détectables à des distances plus importantes, mais, malheureusement, leur luminosité absolue maximale est très variable. Celle-ci peut être estimée indirectement par l'étude spectroscopique de la photosphère en expansion (méthode similaire à la méthode Baade-Wesselink, voir la Section 0 pour plus de détails), mais la précision finale sur la mesure de distance reste moins bonne que pour les SN Ia.

On peut aussi citer comme indicateurs de distance d'autres variables pulsantes, comme les Mira et les pulsantes à longue période, mais leurs relations période-luminosité sont beaucoup moins précises que celle des Céphéides.

Méthodes statistiques

Pour mémoire, pour estimer les distances aux galaxies, on peut aussi utiliser l'étude statistique de la répartition de la luminosité des amas globulaires, ou bien de la luminosité des étoiles (par exemple de l'extrémité de la branche asymptotique des géantes rouges dans le diagramme HR) si elles sont résolvables séparément. Pour des distances moins importantes, des amas ouverts galactiques par exemple, on peut aussi utiliser directement la position de la séquence principale comme référence de magnitude absolue. Sur une image de galaxie, en examinant les fluctuations de la luminosité surfacique, il est possible de remonter à sa distance.

Autres méthodes

D'autres méthodes, d'un usage plus restreint, donnent des résultats parfois spectaculaires, comme par exemple l'utilisation des lentilles gravitationnelles. D'origine purement relativiste, la variation de lumière observée est due à la courbure de l'espace-temps au voisinage d'un corps massif, qui peut être une galaxie, une étoile, ou même une planète. Cette courbure provoque une focalisation de la lumière de l'objet le plus lointain, qui nous apparaît donc plus brillant. On peut observer des mirages gravitationnels de quasars et de galaxies lointains, qui sont stables à des échelles de temps très

grandes, ou bien le bref passage d'une masse sombre devant une étoile lointaine. Dans ce dernier cas, les variations photométriques peuvent avoir lieu sur une échelle de temps de seulement quelques jours. La forme de la courbe de lumière lors d'un tel évènement permet de calculer les masses des objets impliqués et leurs distances.

Pour les distances à l'intérieur du système solaire, on peut citer les mesures par écho radar avec les grands radiotélescopes terrestres, ou encore les tirs laser effectués au CERGA (France) pour mesurer la distance de la Lune à une précision sub-centimétrique.

3.1.3. La loi période-luminosité des Céphéides

La première Céphéide, δ Cephei, fut découverte en 1784, il y a donc plus de deux siècles, par un Anglais nommé John Goodricke. Cependant, on associe aujourd'hui cette classe d'étoiles à une astronome américaine, Henrietta Leavitt, qui a découvert en 1912 la célèbre relation Période-Luminosité qui les caractérise (Pickering, 1912). Cette relation empirique donne une estimation précise de la magnitude absolue (typiquement ±0,5 magnitude) à partir d'une simple mesure de période de variation. L'observation des Céphéides dans les galaxies proches (jusqu'à la galaxie M100 pour le *Key Project* du Télescope Spatial Hubble) est aujourd'hui la clé de la détermination de la constante de Hubble H_0.

La Table 1 donne des exemples de relations P-L récentes pour différentes bandes spectrales. Les incertitudes mentionnées ici supposent un module de distance au Grand Nuage de Magellan (GNM) de 18,46 ±0,06 (moyenne sur les bandes spectrales observées). Il faut souligner qu'il n'y a pas de consensus sur cette distance. Baraffe & Alibert (2001) calculent par modélisation numérique une valeur de 18,60-18,70. Groenewegen (2000) obtient 18,60 ±0,11 à partir de données infrarouges 2MASS. Kovàcs (2000) a mesuré cette même valeur à l'aide de variables RR Lyr, apparentées aux Céphéides, et trouve 18,52 ±0,02. L'incertitude effective sur le module de distance au GNM peut donc être évaluée à ±0,1 magnitude, du fait des erreurs systématiques. Traduite en distance, l'erreur atteint ± 5%.

Table 1. Lois Période-Luminosité pour différentes bandes spectrales, déterminées par l'observation de Céphéides du Grand Nuage de Magellan (tiré de Gieren et al. 1998), sous la forme $M = a.(\mathrm{Log}(P)-1{,}0)+b$ avec P la période exprimée en jours.

Bande	a	b
V	-2,769 ±0,073	-4,063 ±0,034
I	-3,041 ±0,054	-4,767 ±0,029
J	-3,129 ±0,052	-5,240 ±0,028
H	-3,249 ±0,044	-5,628 ±0,026
K	-3,267 ±0,042	-5,701 ±0,025

Le but du programme d'observations des Céphéides par interférométrie (Section 8) est de réduire l'erreur réelle sur le point zéro de la relation Période-Luminosité, de 0,1 à moins de 0,03 magnitude. Il faut souligner que cette méthode présente le grand intérêt d'être indépendante des techniques précédemment appliquées.

3.1.4. Méthodes de mesure des distances aux Céphéides

Parallaxe directe

C'est la méthode la plus directe, mais elle n'est applicable qu'aux étoiles proches. Le satellite Hipparcos a mesuré un grand nombre de parallaxes d'étoiles proches avec une excellente précision. Cependant, les Céphéides sont des étoiles rares et lointaines, et la précision des mesures de parallaxe est insuffisante pour contraindre efficacement la relation P-L. La Table 2 donne les valeurs obtenues par Hipparcos sur les plus proches Céphéides.

Table 2. Parallaxes Hipparcos pour les 10 Céphéides les plus brillantes.

Nom	Magnitude V au maximum	Parallaxe (mas)	Erreur sur la parallaxe (mas)	Erreur sur la distance (%)
α Umi	1,86	7,56	0,48	6%
L Car	3,28	2,16	0,47	23%
β Dor	3,46	3,14	0,59	19%
η Aql	3,48	2,78	0,91	37%
δ Cep	3,48	3,43	0,58	17%
ζ Gem	3,62	2,79	0,81	32%
V382 Car	3,84	0,55	0,54	2700%
X Sgr	4,20	3,03	0,94	34%
W Sgr	4,29	1,57	0,93	91%
RT Aur	5,00	2,09	0,89	52%

La loi P-L déterminée grâce à 174 Céphéides observées avec Hipparcos (Lanoix et al. 1999) est la suivante:

$$M_v = [-2,77 \pm 0,08].\mathrm{Log}(P) - [1,44 \pm 0,05]$$

Il est intéressant de noter la différence avec la relation déterminée par Gieren et al (1998). Reformulée de manière semblable à la précédente, on obtient:

$$M_v = [-2,769 \pm 0,073].\mathrm{Log}(P) - [1,294 \pm 0,081]$$

Les deux lois sont en excellent accord concernant la pente de la relation, mais le point zéro est *incompatible* dans les barres d'erreur.

Des missions spatiales dédiées aux mesures astrométriques de très haute précision (GAIA, SIM,...) devraient voir le jour dans les années à venir, et fournir les mesures de distance nécessaires pour un grand nombre de Céphéides jusque dans les nuages de Magellan.

Méthode Baade-Wesselink

La méthode Baade-Wesselink (BW) permet de calculer, à partir d'observations spectroscopiques et photométriques, le diamètre et la distance d'une étoile pulsante. Le flux et les variations de température donnent le rapport du rayon instantané de l'étoile $R(t)$ à son rayon moyen R_0 selon la formule suivante (la température effective est supposée constante pour simplifier):

$$\left[\frac{R(t)}{R_0}\right]^2 = \frac{L(t)}{L_0} = 10^{-0,4.(m(t)-m(0))}$$

Avec $L(t)$ la luminosité de l'étoile à l'instant t et L_0 sa luminosité moyenne. L'intégration de la courbe de vitesse radiale donne l'amplitude linéaire de la pulsation ΔR, ce qui fournit donc le rayon réel de l'étoile par la relation:

$$R_0 = \frac{\Delta R}{10^{-0,2\,\Delta m}}$$

On obtient également la distance d à l'étoile par la relation suivante, où l'on suppose que l'étoile est un corps noir parfait de température effective T_{eff}:

$$d = \sqrt{\frac{4.\pi.R_0^2.T_{eff}^4}{L}}$$

La méthode BW a été appliquée avec succès à un grand nombre d'étoiles pulsantes, en particulier des Céphéides. Elle donne de bons résultats, dans la limite de la précision des modèles d'atmosphère stellaire utilisés pour dériver la variation ΔR de rayon. La conversion de la vitesse radiale en rayon linéaire est en effet rendue délicate par l'assombrissement centre-bord et les variations de température effective de l'étoile.

Parallaxe de la pulsation

Cette méthode est basée sur l'idée que l'étoile pulse radialement, et qu'il est ainsi possible de connaître la variation linéaire de rayon dans toutes les directions à partir des variations de rayon selon l'axe de visée.

On accède à la mesure de variation de diamètre linéaire par l'intégration de la courbe de vitesse radiale de l'étoile, et à la variation de diamètre angulaire par des observations interférométriques directes. Entre ces deux valeurs, le seul paramètre libre est la distance à l'étoile:

$$d = 6{,}686.10^{-9}\ \frac{\Delta D}{\Delta \theta}$$

avec d la distance en parsecs, ΔD la variation de diamètre linéaire en mètres et $\Delta\theta$ la variation de diamètre angulaire, en millisecondes d'angle, mesurée par interférométrie. Un certain nombre de facteurs limitant la précision de la détermination de distance par cette méthode est présenté dans la Section 8.9.

Méthode mixte BW-Interférométrie

La détection des variations de diamètre angulaire des Céphéides en est encore aujourd'hui à ses tous premiers résultats (Lane et al. 2000). Même sans détermination de l'amplitude de la pulsation, on peut tout de même remonter à la distance grâce à la détermination de diamètre fournie par la méthode Baade-Wesselink et à une mesure de diamètre moyen. Cela ne permet pas de s'affranchir de l'utilisation de modèles d'atmosphères stellaires, mais permet tout au moins de vérifier la cohérence des résultats obtenus par les deux méthodes.

Comme résultat auxiliaire, si l'on dispose d'une parallaxe suffisamment précise, on peut remonter directement au diamètre réel de l'étoile grâce à son diamètre angulaire. Cela permet de valider les modèles d'atmosphère utilisés dans la méthode B-W par exemple.

3.2. Etude de la Céphéide ζ Geminorum avec FLUOR

La Céphéide ζ Geminorum est une des représentantes les plus brillantes et angulairement étendues de cette classe d'étoiles. A ce titre, c'est une des trois Céphéides les plus accessibles à l'observation avec FLUOR, et celle dont le diamètre angulaire estimé est le plus important.

3.2.1. L'instrument FLUOR/IOTA

FLUOR (Figure 11) est un instrument de recombinaison interférométrique basé sur un coupleur triple à fibre fonctionnant en bande K (Coudé du Foresto et al. 1998). Il a servi de prototype pour la réalisation de VINCI, et fonctionne sur un principe tout à fait similaire. FLUOR est installé sur l'interféromètre IOTA (Figure 12), qui est construit sur le mont Hopkins, dans les montagnes du sud de l'Arizona (Carleton et al 1994, Traub 1998).

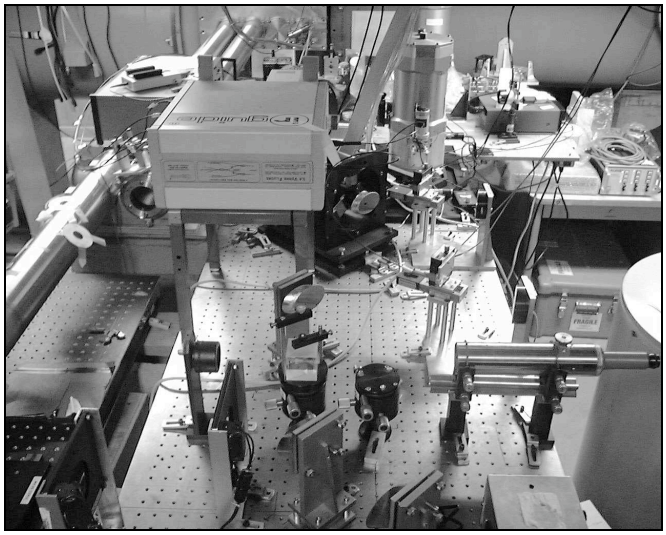


Figure 11. L'instrument de recombinaison FLUOR. La boîte visible au dessus du centre est le coupleur triple à fibres dans lequel sont produites les interférences.



Figure 12. Vue sur le bras nord de l'interféromètre IOTA. Le sidérostat (dans l'abri au centre) se déplace sur les rails visibles sur les côtés, et vient se positionner sur les colonnes du premier plan. Ceci permet d'obtenir une longueur de base variable (jusqu'à 38 mètres).

Trois campagnes d'observations ont été dédiées à ζ Gem en mars 1999, décembre 1999 et février 2000. Un total de 7459 interférogrammes ont été acquis sur cette étoile, et à peu près autant sur les calibrateurs utilisés.

3.2.2. Article ζ Gem (A&A 2001)

Se reporter à la Section 13.1, à la fin de ce document, pour le texte de cet article, paru dans *Astronomy & Astrophysics* **367**, 876 (2001). Les observations de ζ Gem que j'ai réalisées avec FLUOR/IOTA ainsi que l'analyse des mesures de diamètre angulaire y sont présentées en détails.

3.2.3. Relation période-luminosité semi-empirique

La Table 3 rassemble les caractéristiques des trois Céphéides ayant été résolues par des interféromètres stellaires. On peut étendre le même raisonnement à ces étoiles.

Table 3. Caractéristiques des Céphéides observées par interférométrie.

Etoile	Période (jours)	Magnitude apparente K
ζ Gem	10,1507	2,12 ±0,06
η Aql	7,1766	1,98 ±0,07
δ Cep	5,3663	2,36 ±0,06

Les estimations de diamètre par la méthode BW indiquées dans la Table 4 sont toutes issues de Gieren et al. (1989). Ceci évite d'introduire un biais du fait de la sélection effectuée par les auteurs de différentes sources de diamètre BW. Il est important de souligner que les estimations par cette méthode sur une même étoile peuvent varier de 30% ou plus selon les auteurs. La mesure effectuée par Lane et al (2000) sur ζ Gem est basée sur la parallaxe de la pulsation, et ne comporte donc pas de référence à la détermination BW du diamètre. Le diamètre de disque uniforme (DU) correspondant à la mesure de Mourard et al. (1997), exprimée à l'origine en diamètre disque assombri (DA), a été calculé en considérant un rapport $\theta_{DA}/\theta_{DU} = 1{,}02$.

Table 4. Mesures de distance à trois Céphéides proches par méthode mixte BW-Interférométrie

Etoile	Diamètre B-W ($D_\odot$)	θ_{DU} (mas)	Référence de la mesure interférométrique	Distance (pc)
ζ Gem	64,9 ±6	1,64 ±0,16	Kervella et al. (2001)	368 ±78
ζ Gem	-	1,62 ±0,30	Lane et al. (2000)	336 ±44
η Aql	54,9 ±5	1,69 ±0,04	Armstrong et al. (2001)	302 ±46
δ Cep	41,6 ±4	1,520 ±0,014	Armstrong et al. (2001)	254 ±27
δ Cep	41,6 ±4	1,57 ±0,12	Mourard et al. (1997)	247 ±46

Du petit nombre d'étoiles observées actuellement, il n'est pas possible de déduire avec une précision raisonnable la pente de la relation P-L, ce qui n'est d'ailleurs pas l'objet de cette méthode. On applique donc la pente déterminée par d'autres méthodes (voir Section 3.1.3), dont la valeur est $a = -3{,}267 \pm 0{,}042$ (Gieren et al. 1998) en bande K pour une relation du type $M = a.(\mathrm{Log}(P) - 1) + b$.

On obtient alors les valeurs de *b* listées dans la Table 5 pour les trois étoiles. Pour information, la pente déterminée en utilisant les cinq valeurs semi-empiriques de la Table 5 est d'environ *a* = -3,5, ce qui est raisonnablement comparable à la pente mesurée par Gieren et al. (1998).

Table 5. Valeur de point zéro de la relation P-L pour les Céphéides observées par interférométrie, avec une relation du type M = a.(Log(P)-1)+b

Etoile	Magnitude absolue K	*b*
ζ Gem (Kervella et al.)	-5,71 ±0,53	-5,69 ±0,53
ζ Gem (Lane et al.)	-5,51 ±0,35	-5,49 ±0,35
η Aql (Armstrong et al.)	-5,42 ±0,40	-5,89 ±0,41
δ Cep (Armstrong et al.)	-4,66 ±0,29	-5,55 ±0,29
δ Cep (Mourard et al.)	-4,60 ±0,47	-5,49 ±0,47
	Moyenne	**-5,62 ±0,17**

On constate que la valeur déterminée spectro-photométriquement par Gieren et al. (1998)

$b = -5{,}701 \pm 0{,}025$ est compatible avec la valeur moyenne $b = -5{,}62 \pm 0{,}17$ déterminée ici, mais la barre d'erreur est encore trop importante pour pouvoir conclure à un complet accord.

En conclusion, la relation P-L semi-empirique déterminée ici est donc, avec la période P exprimée en jours:

$$M_K = [-3{,}267 \pm 0{,}042].(\mathrm{Log}(P) - 1) + [-5{,}62 \pm 0{,}17]$$

La Figure 13 montre le diagramme Période-Luminosité obtenu, avec les points correspondant aux trois étoiles Céphéides classiques utilisées.

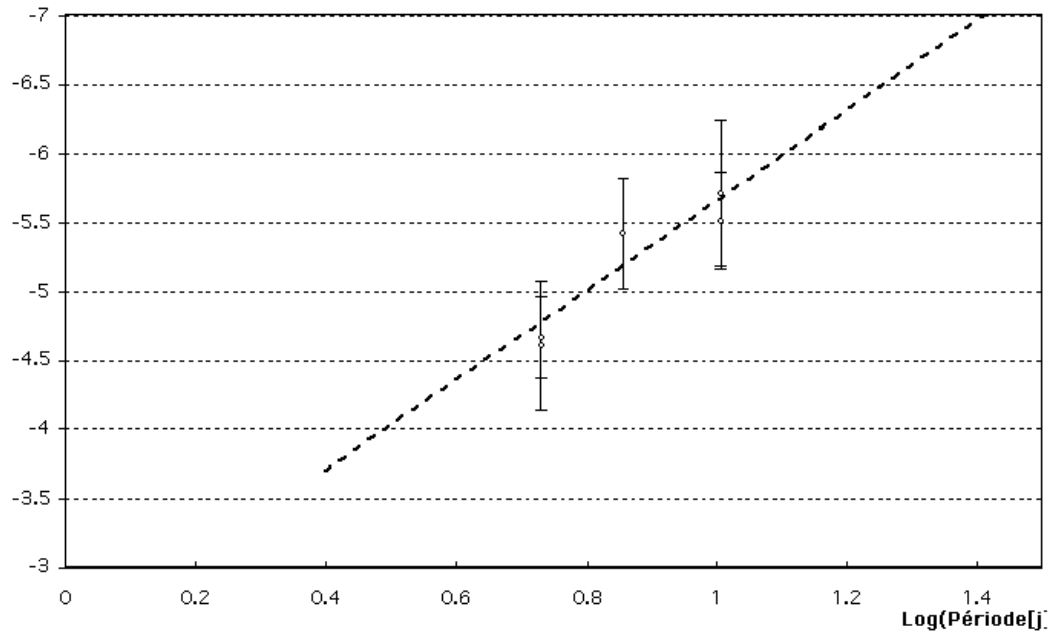


Figure 13. Relation Période-Luminosité semi-empirique déterminée à l'aide de mesures interférométriques et Baade-Wesselink sur δ Cep, η Aql et ζ Gem (origine des mesures: FLUOR/IOTA, PTI, NPOI). L'ordonnée est la magnitude absolue de l'étoile en bande K.

3.3. Limitations de FLUOR/IOTA

3.3.1. Longueur de la base

La première et la plus importante limitation d'IOTA est la longueur de la ligne de base. Avec un maximum de 38 mètres, cet interféromètre ne permet pas de résoudre suffisamment les étoiles plus petites que 3,5 mas, en considérant 90% de visibilité comme une valeur raisonnable. De ce fait, et malgré la précision de FLUOR sur la mesure de la visibilité, il n'est pas possible d'obtenir une valeur suffisamment précise du diamètre angulaire pour pouvoir espérer détecter les pulsations des Céphéides, même des plus proches, aux longueurs d'ondes infrarouges.

3.3.2. Limitations opérationnelles et répétabilité

Du fait de sa vocation d'interféromètre d'expérimentation, IOTA est souvent mis à jour ou modifié de manière à tester de nouveaux matériels ou modes d'observation. Ces mises à jour sont très utiles pour valider ces innovations, mais la fraction du temps dédiée à la maintenance de l'instrument est proportionnellement plus importante que pour d'autres observatoires. De ce fait, le

flux d'observations scientifiques n'est pas constant et la programmation d'une série d'observations est délicate.

Un autre problème rencontré sur IOTA est l'instabilité de la fonction de transfert interférométrique. Ses variations ne permettent pas de calibrer de manière précise les mesures de visibilité brutes obtenues sur les étoiles scientifiques. Cela conduit à des biais particulièrement génants car ils sont difficiles à mettre en évidence. La méthode employée pour l'analyse des données obtenues sur ζ Gem a été de rejeter toutes les mesures de visibilité pour lesquelles les mesures de calibration ne donnaient pas un résultat cohérent selon les barres d'erreur statistiques. Cela signifie que dans une séquence calibrateur-ζ Gem-calibrateur, les valeurs de fonction de transfert avant et après l'étoile scientifique doivent être identiques à deux écart-type statistiques σ près. Sur IOTA, des variations importantes de fonction de transfert ont été observées, jusqu'à 5% en quelques minutes.

4. VINCI et le VLTI: un accès à la très haute résolution angulaire

4.1. L'interféromètre du Very Large Telescope (VLT)

4.1.1. Présentation générale

Le *Very Large Telescope,* construit au sommet du Cerro Paranal, dans le Nord du Chili, constitue par le pouvoir collecteur de ses quatre grands miroirs de 8m de diamètre, le plus grand observatoire optique du monde. S'ajoutent à cela trois télescopes plus petits de 1.8m (les AT, ou télescopes auxiliaires) montés sur rails et déplaçables sur 30 stations (positions possibles, marquées d'une lettre et d'un chiffre sur la Figure 14). Chacun des télescopes de 8m peut être utilisé individuellement ou en conjonction avec les autres, grâce au mode interférométrique. Les AT ne sont utilisés que pour l'interférométrie.

On peut, en mode interférométrique, obtenir une résolution extrêmement élevée **d'environ une milliseconde d'angle**, en déplaçant les télescopes de 1.8m sur les positions les plus éloignées de la grille de la Figure 14, qui sont séparées de 202 mètres.

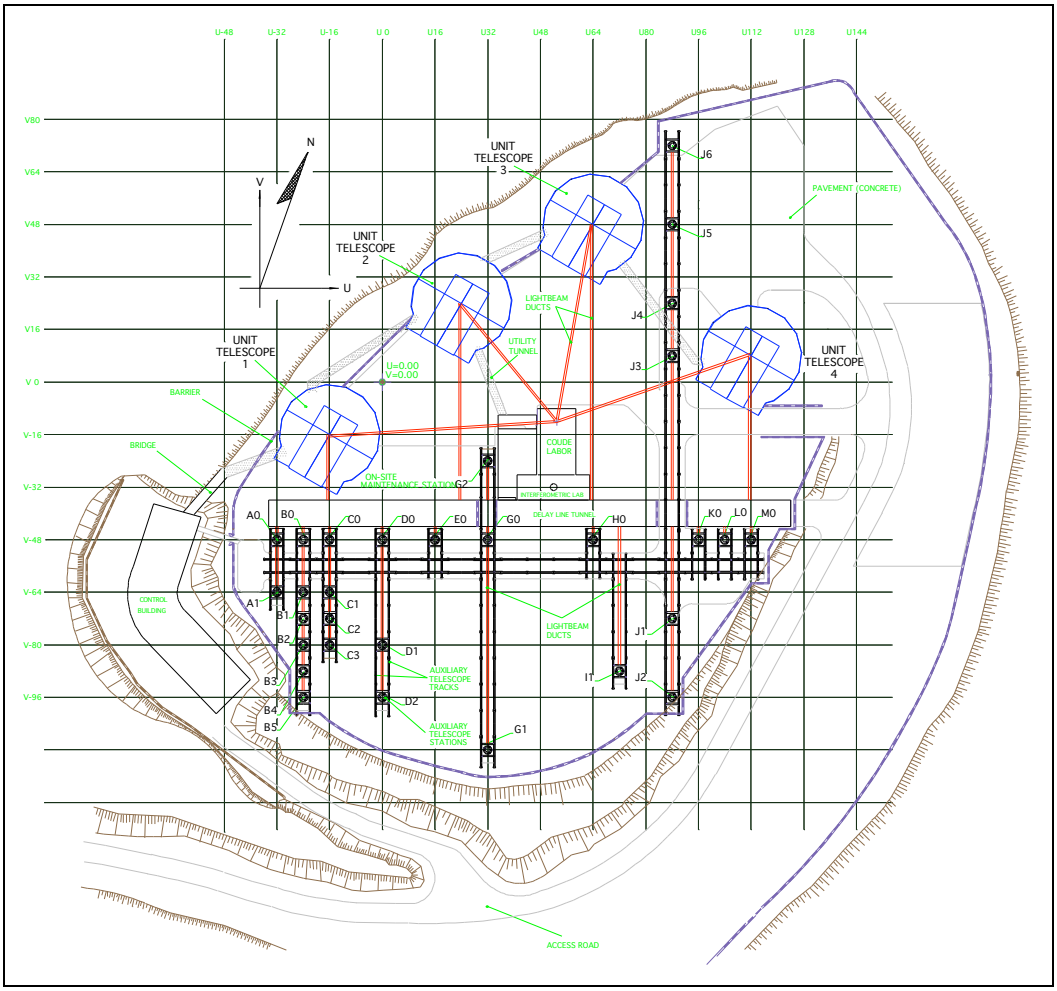


Figure 14. Plan du site de Paranal. Les positions qui pourront être occupées par les télescopes auxiliaires (AT) du VLTI sont désignées par une lettre désignant la colonne et un chiffre indiquant la ligne.

Un schéma de principe de l'interféromètre du VLT est donné sur la Figure 15. La lumière est collectée par les télescopes (voir la photographie d'un des télescopes de 8 mètres sur la Figure 17), puis dirigée dans le tunnel par une série de miroirs. Deux lignes à retard assurent la compensation précise de la différence de marche, et les deux champs électriques sont enfin recombinés dans le laboratoire interférométrique où a lieu la production des franges (Figure 16).

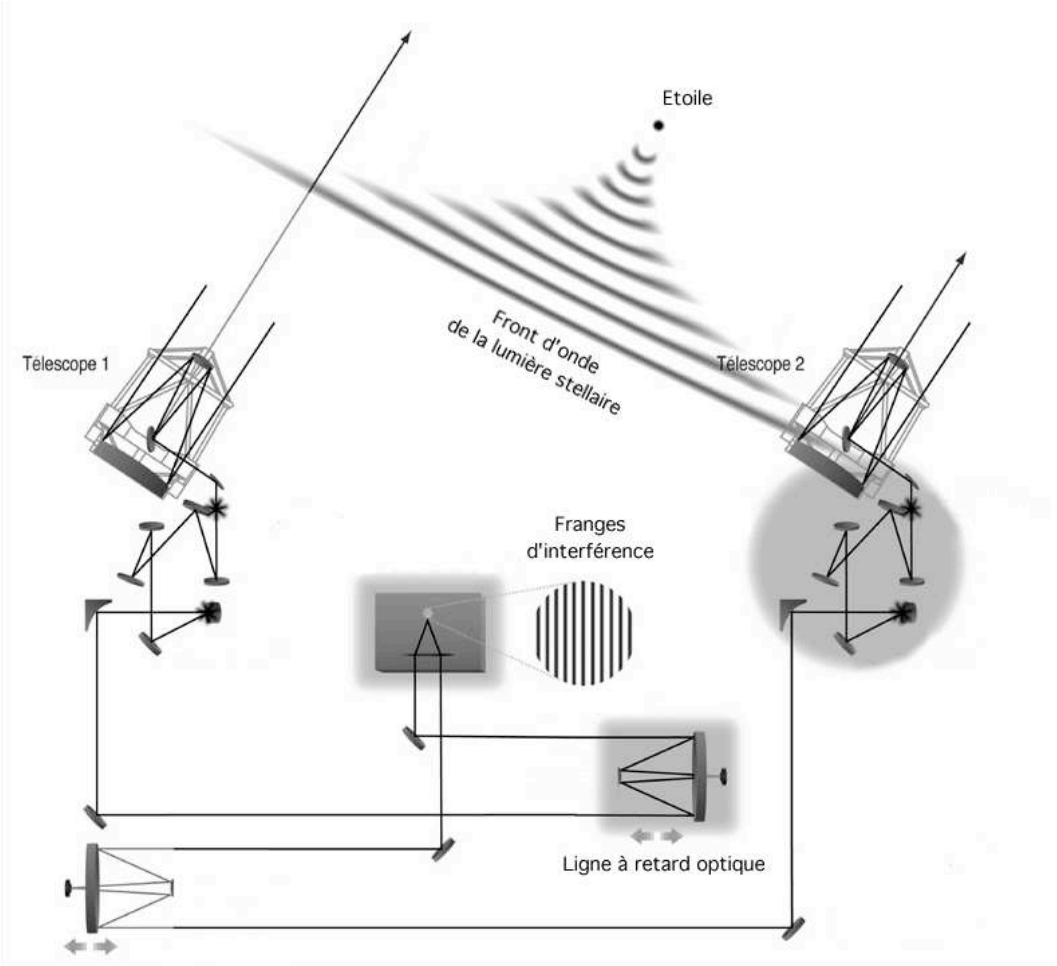


Figure 15. Principe de fonctionnement de l'interféromètre du VLT dans une configuration à deux télescopes (Figure adaptée d'un schéma ESO).



Figure 16. Le laboratoire interférométrique du VLTI, peu après les premières franges (mars 2001). La table optique de l'instrument VINCI est visible au premier plan.

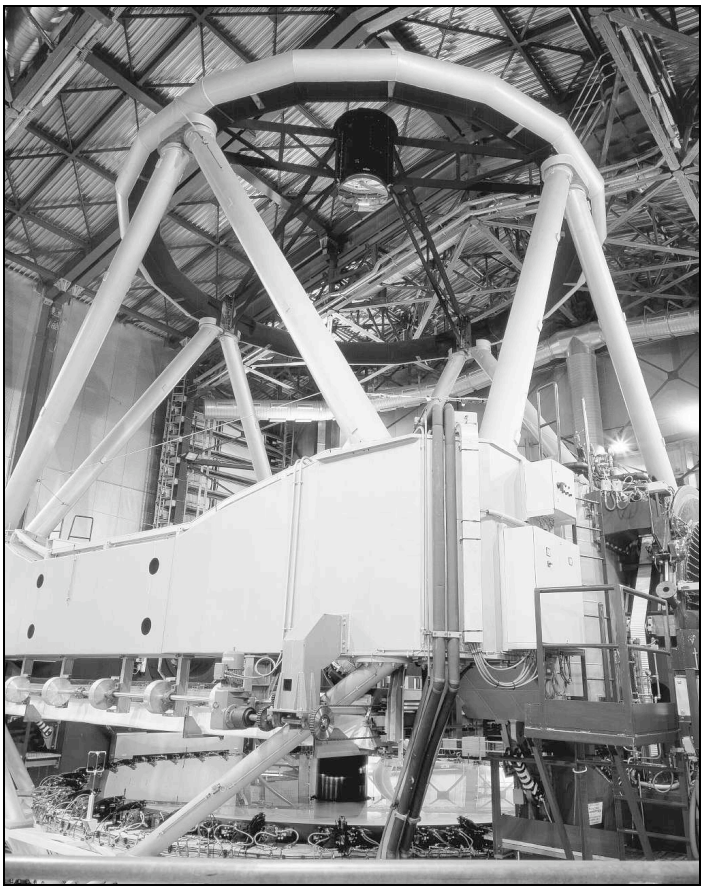


Figure 17. *Kueyen*, un des quatre télescopes de 8 mètres de diamètre du VLT (UT2).



Figure 18. Les deux premières lignes à retard du VLTI (#1 et #2). A terme, huit lignes à retard permettront de recombiner la lumière de tous les télescopes de Paranal (UT et AT).

4.1.2. Article de présentation du VLTI (SPIE 2000)

Se reporter à la Section 13.2 pour le texte de cet article, présenté à la conférence *SPIE SPIE* 4006, édités par P. Léna & A. Quirrenbach (mars 2000). Les sous-ensembles ainsi que le fonctionnement général du VLTI y sont décrits.

4.2. L'instrument VINCI

4.2.1. Introduction et historique

La proposition initiale faite en 1998 à l'ESO d'un instrument de *commissioning* (essais fonctionnels et vérification des performances) pour le VLTI par Vincent Coudé du Foresto et Jean-Marie Mariotti portait sur une reproduction de l'instrument FLUOR. Même si l'instrument finalement réalisé n'est pas une simple copie de FLUOR, mais plutôt, pour employer un vocabulaire informatique, une nouvelle version, la phase initiale de définition de VINCI a été grandement simplifiée grâce à l'acquis de l'expérience de FLUOR.

Après l'acceptation par l'ESO du principe de la construction de VINCI, des documents ont été préparés en vue de définir dans les détails la forme et les fonctionnalités de l'instrument. L'examen des résultats par la revue finale de conception (*Final Design Review*) a eu lieu le 28 juillet 1999 à Garching. Les tests de prototypes des composants les plus critiques (piezo de FLUOR, miroir percé,...) ont démarré dès avant la FDR à Meudon.

La construction de l'instrument à Meudon et du logiciel ICS à Toulouse a alors officiellement débutée, et s'est poursuivie jusqu'à l'été 2000. La recette de VINCI à Meudon, le 15 septembre 2000,

a été suivie à la fin de ce même mois par l'envoi de l'instrument à l'ESO à Garching (Allemagne). Avant cette étape importante, le premier alignement de l'instrument a été effectué. Pendant ce temps, la caméra LISA et son support mécanique étaient réalisés et assemblés au MPE (*Max-Planck Institüt fur Extraterrestrische Physik* de Garching).

L'intégration matérielle à Garching de l'ensemble de l'instrument, y compris la caméra LISA, le coupleur triple MONA et les fibres optiques s'est étendue de début octobre jusqu'à mi-décembre 2000. Pendant ce temps, la partie logicielle a également été intégrée et testée dans le mode Autotest de VINCI. Les toutes premières franges ont été obtenues en mode Autotest le 22 novembre 2000 (Figure 19).

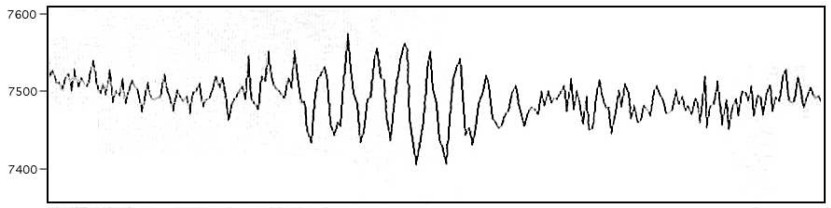


Figure 19. Premières franges obtenues en Autotest à Garching. Le contraste est extrêmement faible du fait d'un problème sur le coupleur triple, résolu depuis lors.

Un problème de perte de contraste sur la boîte MONA, dû à un défaut de fabrication, a pu être identifié sur ces premières données, de même que des fuites (nombreuses) sur le dewar de LISA, récupéré de l'expérience SHARP II (La Silla). Ces problèmes ont été résolus de justesse avant l'arrivée de VINCI à Paranal, ce qui a permis de ne pas perdre de temps lors de son installation.

L'installation à Paranal s'est déroulée sans problème durant la troisième semaine de janvier 2001. Les premières franges en Autotest ont eu lieu à la mi-février, et en Autocollimation au début du mois de mars. Finalement, les toutes premières franges du VLTI sur le ciel ont eu lieu avec les sidérostats dans la nuit du 16 mars 2001.

4.2.2. Philosophie

Un instrument de "commissioning" technique

L'instrument VINCI a été pensé depuis le début comme un instrument *simple*, *fiable* et *adaptable*. Le niveau de complexité du VLTI en tant que système est en effet tel que la simplicité relative et la fiabilité de l'instrument de test sont cruciales. La flexibilité est également un facteur important, car elle permettra à VINCI de suivre les évolutions du VLTI tout en poursuivant sa première mission de vérification des performances.

Un instrument de "commissioning" scientifique

L'autre mission de VINCI est d'effectuer les premières observations scientifiques du VLTI. Pour cela, les performances, en terme de *précision*, démontrées sur FLUOR s'ajoutent à la *productivité* d'un instrument conçu dans l'optique d'un fonctionnement fiable et répétable. Il est bon de rappeler que ces deux derniers points sont les problèmes majeurs qui limitent actuellement l'instrument FLUOR sur l'interféromètre IOTA (voir la Section 3.3.2).

L'extension de VINCI à d'autres longueurs d'ondes, l'adjonction d'un système dispersif, ou le raffinement de ses performances (cf. Section 4.3.8) sont des possibilités ouvertes grâce à la conception flexible de cet instrument.

Contrôle à distance

Durant les phases de conception et de définition, il est apparu que la réalisation d'une simple

copie de FLUOR n'était pas possible dans le contexte de l'ESO. Cela tenait à la nécessité d'intégrer l'instrument dans l'ensemble du système existant du VLTI. Cependant, l'expérience acquise par l'Observatoire de Paris-Meudon avec FLUOR a beaucoup simplifié la définition des modes opératoires ainsi que l'estimation préliminaire des performances du système.

Comme il n'est pas possible d'intervenir dans le laboratoire interférométrique à Paranal pour des raisons de stabilité thermique, il a été nécessaire de motoriser toutes les fonctions de réglage de l'instrument. Une de mes premières tâches sur le projet VINCI a été d'identifier et de spécifier ces fonctions. Cela a rendu la réalisation de l'instrument et le contrôle plus complexes que sur FLUOR, mais cela offre maintenant une souplesse d'utilisation inégalée. Cependant, l'exigence de simplicité maximale a toujours prévalu, dans le respect des fonctionnalités identifiées comme nécessaires.

Maintenabilité

La facilité de maintenance de l'instrument, qui participe de manière primordiale à sa fiabilité, est assurée par l'emploi de matériel standardisé (TCCD, cartes électroniques, câbles,...). En reprenant les solutions éprouvées par l'ESO sur d'autres instruments, on assure que le temps d'immobilisation de VINCI après une panne est limité au minimum. De plus, le suivi et la mise à jour de l'instrument (nouveaux processeurs plus performants, système logiciel,...) sont effectués directement par les équipes de techniciens et ingénieurs de l'ESO. Cette conformité aux standards de l'Observatoire de Paranal a induit un surcoût non négligeable pour VINCI, mais il reste faible en comparaison des frais engendrés par l'arrêt d'un système comme le VLTI, qui sont très importants.

Par ailleurs, des pièces de rechange additionnelles pour tous les éléments importants non standards de VINCI (piezo, miroirs,...) ont été prévues.

Fonctionnalités étendues

Le rôle de VINCI au sein du VLTI a été progressivement étendu d'un simple instrument de recombinaison à une "boîte à outils" complète permettant l'alignement du VLTI et les tests de performances les plus variés (Autocollimation, faisceaux laser,...). Cela a conduit à développer la source LEO, ainsi qu'à la création de nouveaux modes d'utilisation de VINCI (Section 4.2.7).

4.2.3. Présentation générale de VINCI

Le lecteur est invité à se reporter à la Section 13.3 pour le texte d'un article sur l'instrument VINCI, qui est paru dans les compte-rendus de la conférence *SPIE* 4006, édités par P. Léna & A. Quirrenbach (2000). Le principe de fonctionnement de cet instrument y est décrit en détails. Seul le fonctionnement général est rappelé ici.

VINCI est un instrument de recombinaison interférométrique acceptant deux faisceaux de lumière stellaire. Il permet de mesurer la norme du facteur de cohérence complexe carré μ^2 du front d'onde, à la fréquence spatiale échantillonnée par l'interféromètre (voir la Section 2.2 pour la définition de ces termes). Une photographie de VINCI prise peu après son installation dans le laboratoire de Paranal est présentée sur la Figure 20.

La lumière stellaire est tout d'abord captée par les collecteurs primaires du VLTI (sidérostats, UT ou AT), puis retardée optiquement par les lignes à retard de manière à annuler la différence de marche optique au point de recombinaison de VINCI. Un certain nombre d'optiques sur la table VINCI sont utilisées pour injecter la lumière de chacun des deux télescopes dans deux fibres optiques monomodes. Ces fibres filtrent spatialement le faisceau, en ne conservant que la partie centrale du disque d'Airy formé par les télescopes. Ces fibres guident ensuite la lumière dans le coupleur triple à fibres optiques MONA, où a lieu la recombinaison de la lumière. C'est là que se produisent les franges d'interférence, grâce à la modulation temporelle de la différence de marche introduite par un miroir monté sur un translateur piezoélectrique.

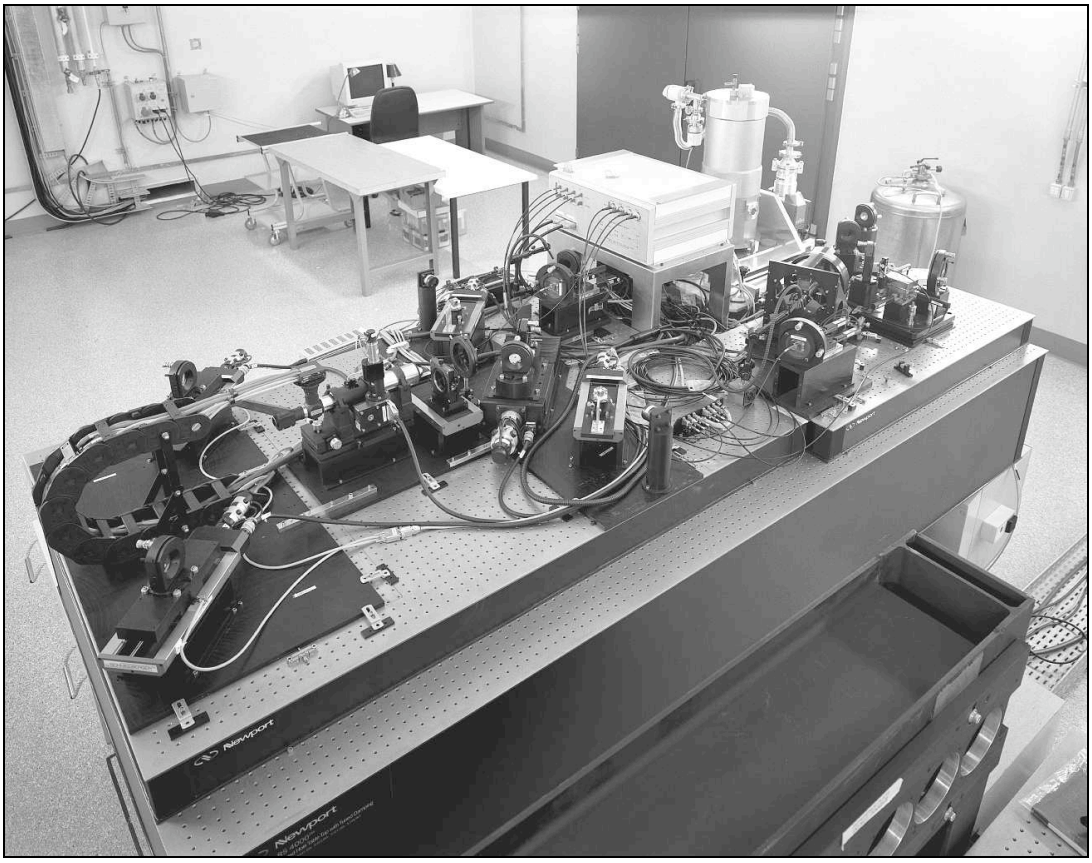


Figure 20. L'instrument VINCI installé à Paranal.

Quatre signaux sont produits par MONA: deux sorties photométriques d'étalonnage PA et PB et deux voies interférométriques I1 et I2, ces dernières portant les franges d'interférence. Les quatre signaux sont enfin mesurés sur la caméra infrarouge LISA. Les différents sous-ensembles en jeu et la trajectoire de la lumière sur la table VINCI sont représentés sur la Figure 21.

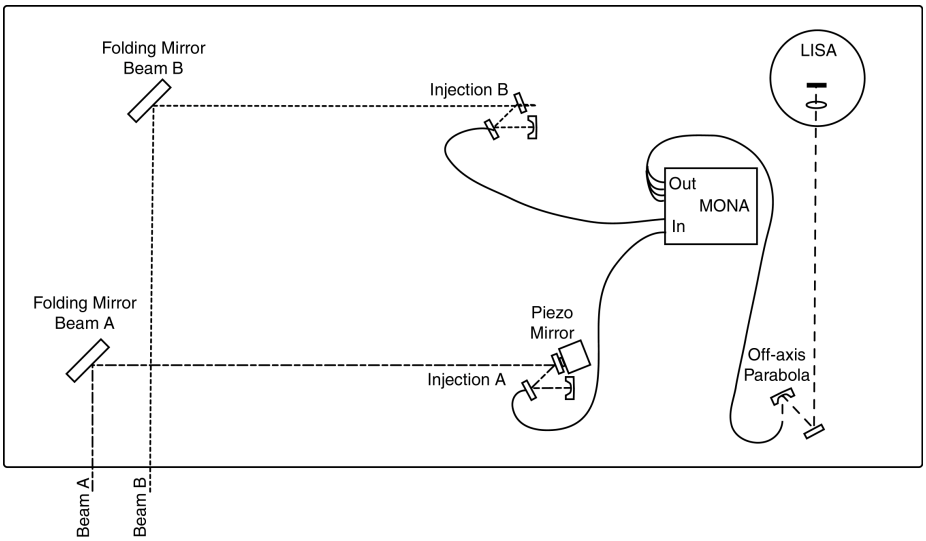


Figure 21. Schéma de principe de VINCI en mode interféromètre stellaire (figure extraite de l'article reproduit à la Section 13.3)

4.2.4. Le corrélateur optique fibré MONA

Le coupleur triple MONA est le coeur de l'instrument VINCI. A ce titre, ses performances doivent être optimales, pour ne pas affecter la qualité des mesures. Son principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 22. Le mode Autotest permet de vérifier à tout moment, lors des opérations de test ou d'observation, que la recombinaison de la lumière sur la table VINCI fonctionne de manière nominale. Il permet donc de contrôler la fiabilité et la stabilité interne de l'instrument. Dans ce mode, la table VINCI reçoit directement la lumière provenant de la source LEO située à environ trois mètres de distance, dans le laboratoire interférométrique.

Transmissions photométriques

La boîte de recombinaison MONA est constituée de trois coupleurs à fibres optiques qui répartissent la lumière provenant des deux injections sur les quatre sorties I1, I2, PA et PB. Quatre pourcentages différents de la lumière injectée à l'entrée se retrouvent sur les quatre sorties. La mesure de ces pourcentages permet de vérifier que les coupleurs ne présentent pas de dérive optique au cours du temps, signe d'un vieillissement prématuré.

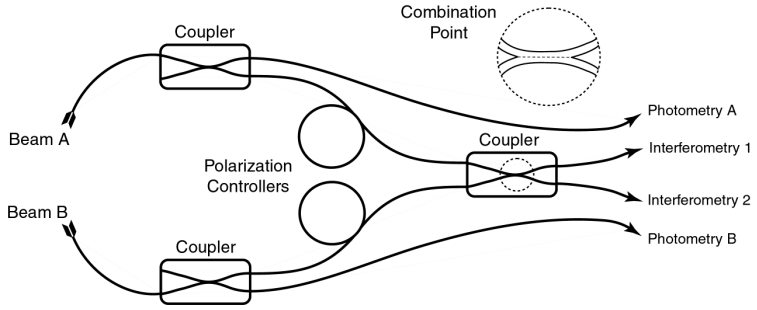


Figure 22. Principe de fonctionnement du coupleur triple MONA (illustration extraite de l'article reproduit à la Section 13.3). Il produit quatre signaux en sortie (PA, PB, I1 et I2) à partir des faisceaux A et B en provenance des télescopes.

Des mesures de référence ont tout d'abord été effectuées chez le constructeur de la boîte MONA, Le Verre Fluoré. Elles sont reproduites dans la Table 6, de même que d'autres mesures effectuées ensuite: après le diagnostic du premier problème sur le coupleur triple, en novembre 2000, puis après le premier réglage en décembre 2000 (essentiellement du coupleur photométrique A) et enfin à Paranal. Le second réglage effectué à Paranal a permis de rétablir les performances de la voie B. Les performances de la voie A ont tendance à nouveau à se dégrader (début août 2001), et nécessiteront probablement un troisième réglage.

Table 6. Coefficients de partage photométriques du coupleur triple MONA.

(en %)	TA65				TB65			
Date	**PA**	**PB**	**I1**	**I2**	**PA**	**PB**	**I1**	**I2**
10/05/00	39	0	30	32	0	53	24	23
22/11/00	8	0	67	25	0	24	22	53
07/12/00	Premier réglage							
13/12/00	38	0	30	32	0	50	23	27
22/02/01	38	0	35	27	0	52	18	30
29/05/01	28	0	56	16	0	56	5	39
11/06/01	Second réglage							
12/06/01	32	0	32	36	0	57	21	22
14/06/01	29	0	32	39	0	51	24	25
17/07/01	18	0	41	41	0	42	27	32
20/08/01	15	0	28	57	0	21	54	25

L'installation d'un nouveau système de maintien de la pression sur les coupleurs est actuellement

à l'étude. Le suivi des caractéristiques photométriques de MONA a été initié à Paranal peu après les premières franges et se poursuit actuellement de manière semi-automatique grâce à un *template* spécifique. L'évolution des coefficients de partage de la boîte MONA est claire pour les deux voies d'injection TA65 (Figure 23) et TB65 (Figure 24), bien que les deux sessions de réglage aient ramené les coefficients à l'équilibre (auour de 30 à 50% sur chacune des trois sorties)

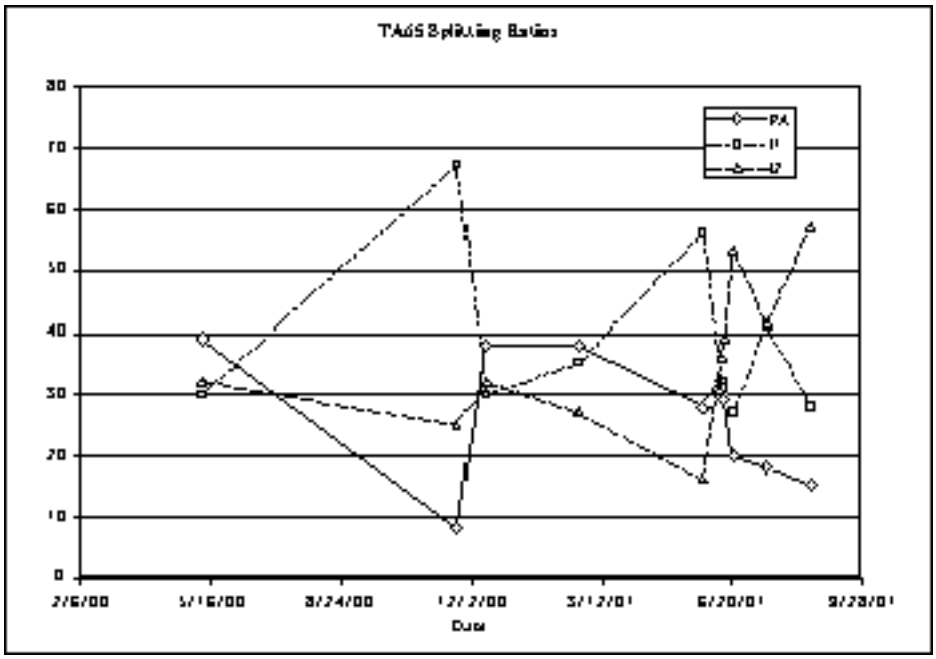


Figure 23. Evolution des coefficients de partage de MONA, pour la voie TA65.

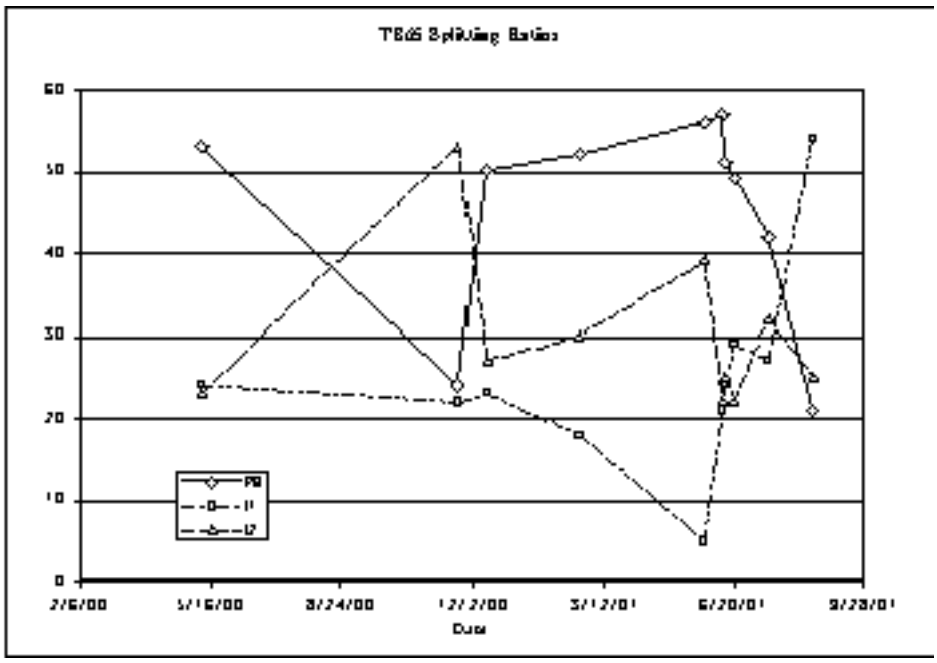


Figure 24. Evolution des coefficients de partage de MONA, pour la voie TB65.

Optimisation de la polarisation

La boîte MONA contient deux contrôleurs de polarisation dont le rôle est de corriger les états de

polarisation des faisceaux arrivant des télescopes avant de les recombiner dans le coupleur interférométrique.

Lors des premiers tests à Garching, l'optimisation de la polarisation a été faite manuellement, en explorant le domaine de réglage possible de POLA et POLB (nom des deux contrôleurs de polarisation motorisés de la boîte MONA) point par point. Un *template* (programme de mesures exécuté automatiquement par l'instrument) particulier a ensuite été développé pour automatiser la recherche du maximum de contraste des franges à Paranal, en mode Autotest.

Le principe de la recherche est le suivant: après chaque déplacement d'un des contrôleurs de polarisation, l'intégrale du pic frange dans le spectre de puissance du signal interférométrique combiné du *Quicklook* est stockée dans un tableau à deux dimensions (pour POLA et POLB). Cette intégrale est proportionnelle au facteur de cohérence carré global produit par l'instrument. A la fin du balayage, la carte ainsi constituée (voir Figure 25 pour un exemple) permet de trouver la position optimale des contrôleurs.

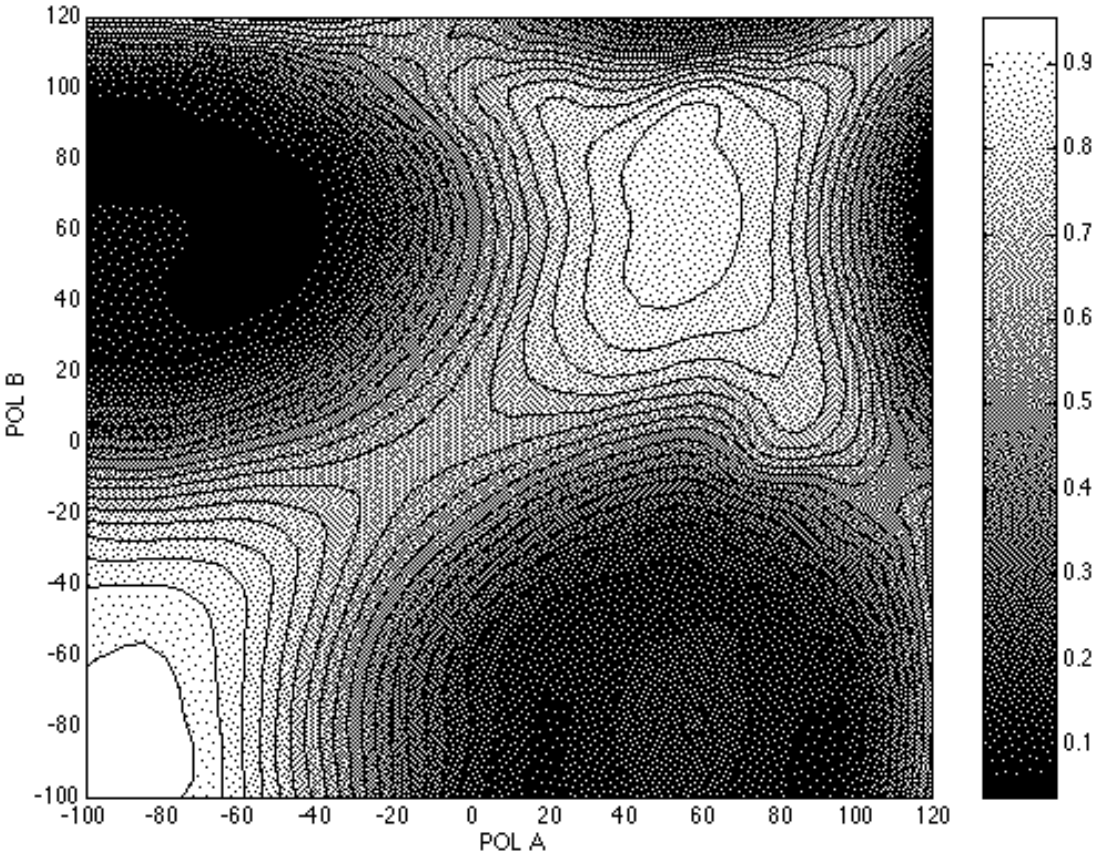


Figure 25. Exemple de carte du facteur de cohérence carré μ^2 en Autotest (en pourcentage de la valeur maximale) en fonction de la position des controleurs de polarisation POLA et POLB de la boîte MONA.

La position du maximum est en principe stable aussi longtemps que l'état de polarisation des faisceaux n'est pas modifié. Dans la pratique, la position évolue avec la température, en liaison avec l'évolution de l'efficacité interférométrique et des coefficients de transfert photométriques (Section 4.2.5).

La position des contrôleurs POLA et POLB est pour l'instant effectuée en mode Autotest uniquement, et non directement sur le ciel, du fait de certaines limitations informatiques du calcul de visibilité en temps réel. Ceci est la cause d'une optimisation imparfaite lors des observations

stellaires. Cependant, lors des premières franges, l'efficacité globale du VLTI s'est établie à 87%, malgré l'optimisation effectuée en mode Autotest. Il est intéressant de remarquer que l'efficacité interférométrique mesurée en Autotest est notablement moins bonne que sur le ciel. La raison de ce comportement n'est pas claire, alors que la source LEO n'est que très faiblement ou pas polarisée: les mesures (peu précises) effectuées à Garching et à Paranal montrent un taux de polarisation inférieur à 15% pour les deux voies.

Dispersion différentielle

La dispersion dans une fibre optique est causée par la dépendance en longueur d'onde de la constante de propagation, qui dépend de la différence d'indice entre le coeur et la gaine, ainsi que de la structure du guide. L'équilibrage de la dispersion entre les deux segments de fibres situés avant le coupleur interférométrique dans un coupleur triple est un point important de sa réalisation. La dispersion différentielle se manifeste par une courbure sur la phase de la transformée de Fourier des interférogrammes. Sur la bande considérée, l'écart-type de la phase est de 0,04 rad (Figure 26).

La dispersion différentielle est très bien maîtrisée à **$1{,}4.10^{-6}$ rad/cm^2**, pour une spécification de 5.10^{-6} rad/cm^2 sur la bande K. Pour de plus amples informations sur le problème de la dispersion dans un interféromètre à fibres, se reporter à Coudé du Foresto et al. (1995).

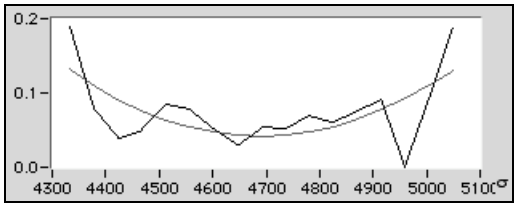


Figure 26. Phase d'un interférogramme obtenu en mode Autotest, sur une plage de longueurs d'ondes de 1,95 à 2,30 μm. L'axe des abscisses est gradué en nombre d'ondes (cm^{-1}) et l'axe des ordonnées en radians. Un modèle polynomial de degré deux est ajusté aux données.

4.2.5. Sensibilité à l'environnement du coupleur triple

Stabilité de l'efficacité interférométrique

Le contraste instrumental des franges d'interférence produites par le coupleur triple MONA est bien sûr un paramètre crucial pour les observations. Il ne doit absolument pas varier entre l'étoile observée et les calibrateurs utilisés, sous peine d'introduire un biais sur la valeur de visibilité obtenue. Il est possible de s'assurer de la stabilité de l'efficacité interférométrique de la boîte MONA en utilisant le mode Autotest de VINCI.

Dans le cadre de l'étude mentionnée ici, on s'intéresse uniquement à la *stabilité* de la valeur de contraste instrumental de MONA, et non à sa valeur absolue, qui est difficile à mesurer. On peut tout de même obtenir une valeur minimale de l'efficacité interférométrique absolue par le contraste obtenu en Autotest.

La Figure 27 montre l'évolution des facteurs de cohérence μ_1 et μ_2 lors d'une série de 100 scans obtenue en Autotest. Les écart-type relatifs mesurés sont de seulement 0,6 et 0,4% respectivement pour les voies interférométriques I_1 et I_2. La précision statistique de la mesure de visibilité sur la série de 100 scans s'établit donc à 0,05% pour chacune des voies.

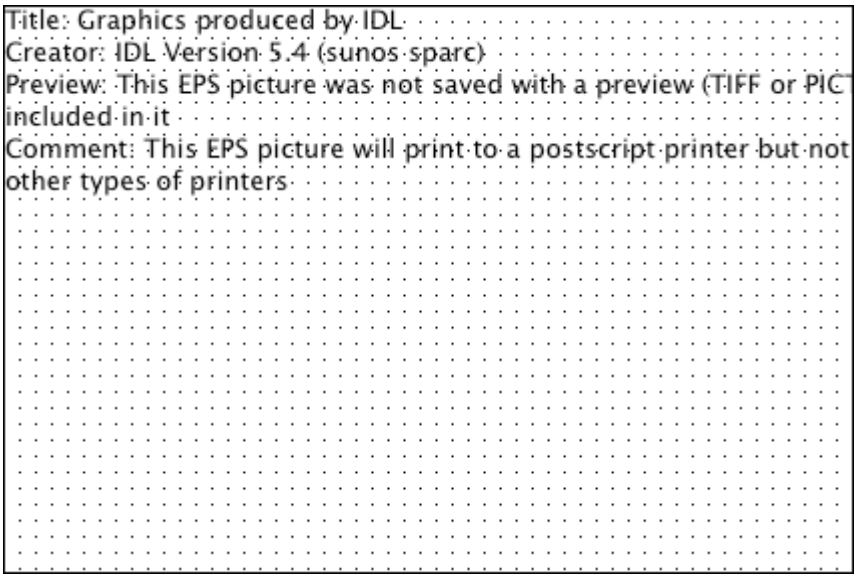


Figure 27. Facteurs de cohérence μ_1 et μ_2 obtenus lors d'une série d'acquisitions en Autotest. L'échelle verticale est donnée en pourcentage de la valeur moyenne sur la série.

A plus long terme, la Figure 28 montre l'évolution des μ^2 sur une période de deux mois et demi. On constate clairement une diminution régulière de l'efficacité interférométrique, dont la cause est décrite dans la partie suivante (câblage des fibres optiques). Une solution provisoire a été installée à la fin de juillet 2001, et on a pu observer une remontée importante de la fonction de transfert interférométrique, jusqu'à 80%. Une solution définitive est en cours d'étude.

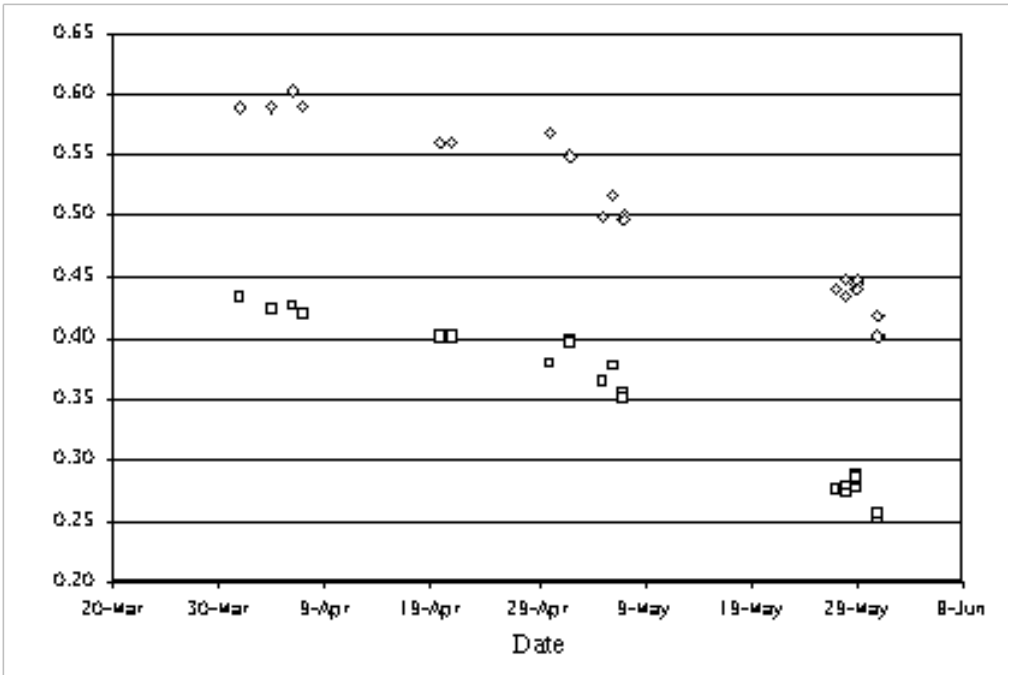


Figure 28. Diminution du facteur de cohérence carré (μ_1^2 pour la courbe du haut, μ_2^2 en bas) lors de la baisse de température du laboratoire de Paranal.

Température

D'une manière générale, la construction intégrée et en principe indéréglable des composants

optiques de la boîte MONA la rend relativement insensible à son environnement. Sur l'instrument FLUOR, il a été effectivement constaté une grande immunité du coupleur triple à la température.

Cependant, la boîte MONA utilisée sur VINCI présente en pratique une sensibilité inattendue aux variations de température. Des problèmes ont ainsi été constatés à Garching lors de la première intégration, et se sont reproduits à Paranal lors de la seconde intégration de l'instrument. Les symptômes sont un changement important des coefficients de transfert photométriques ainsi qu'une perte de contraste instrumental (voir ci-dessus). Lors de tests plus poussés effectués à Paranal, il est apparu que ces deux effets sont en fait largement indépendants.

Efficacité interférométrique

La variation de l'efficacité interférométrique est due à une contrainte imposée aux fibres optiques par la contraction différentielle des câbles en matière synthétique dans lesquels elles sont placées.

Alors que les fibres elles-mêmes ont un coefficient linéaire de dilatation thermique très faible, celui des câbles utilisés atteint 200.10^{-6} K^{-1}. Sur la longueur des fibres d'entrée de la boîte MONA (1,5 m environ), cela correspond à une dilatation de 0,3 mm/K. Lorsque la température du laboratoire interférométrique est passée de 20ºC à 15ºC, après la fin des travaux, la contraction du câble par rapport aux fibres a atteint 1,5 mm. Cette valeur très élevée a causé l'apparition de boucles et de vrilles sur les fibres, qui sont laissées flottantes à l'intérieur du câble.

Ces contraintes ont profondément modifié les propriétés des fibres optiques d'entrée, notamment par l'apparition d'une polarisation importante en sortie et d'une très forte biréfringence (séparation en phase des deux composantes de polarisation).

L'effet sur le contraste de l'interférogramme est très destructeur, et on a même pu observer parfois un dédoublement du paquet de franges (Figure 29 et Figure 30). L'insertion d'un polariseur devant la caméra LISA a permis de faire le diagnostic de biréfringence, car le contraste observé avec le polariseur atteignait des valeurs beaucoup plus élevées que sans. Ce fût un problème bien difficile à comprendre!

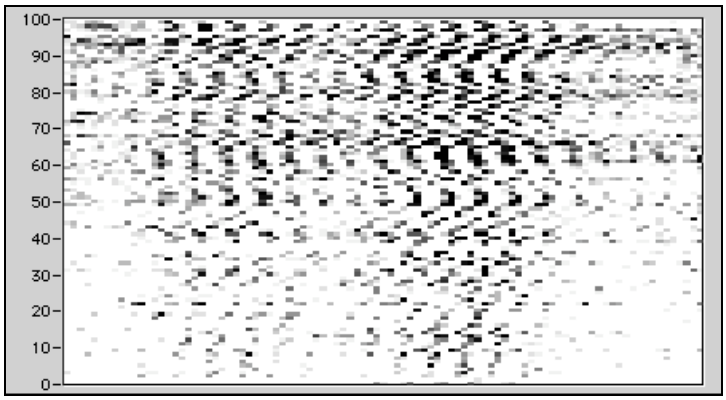


Figure 29. Série d'interférogrammes dédoublés par la biréfringence. En abscisse est tracée la différence de marche (échelle: 1 pixel = 0,4 μm), et en ordonnée le numéro du scan.

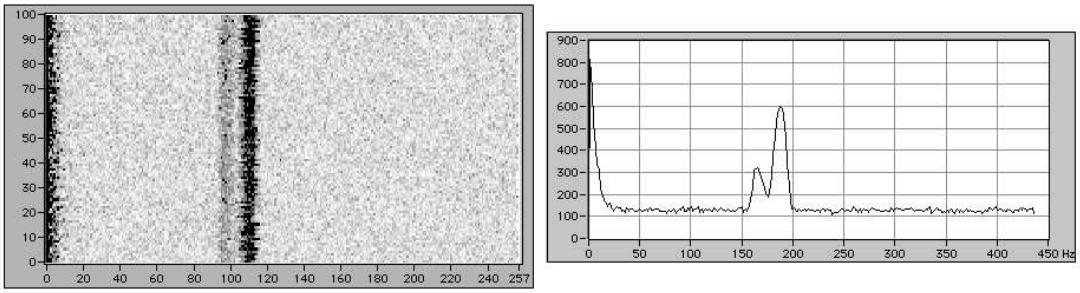


Figure 30. Densités spectrales de puissance anormales des interférogrammes de la Figure 29. Ces spectres sont produits par la superposition incohérente des deux composantes de la polarisation, décalées par la biréfringence des fibres optiques en entrée de MONA. Figure de gauche : série des spectres sur 100 interférogrammes, avec en abscisse la fréquence (échelle arbitraire en pixels), et en ordonnée le numéro du scan dans la série. Figure de droite: spectre d'amplitude moyen de la série, avec en abscisse la fréquence en Hz, et en ordonnée l'amplitude en ADU/Hz.

La solution à ce problème est de réduire les contraintes sur les fibres optiques en leur donnant plus d'espace à l'intérieur de leurs câbles. Dans ce but, on a forcé les câbles à suivre une trajectoire courbe avant leur entrée dans la boîte MONA. La circonférence de la partie externe d'une boucle est plus grande que celle de sa partie interne, et on a ainsi pu gagner une longueur libre pour la fibre égale au rayon interieur du câble. Pratiquement, cela signifie que l'on a fait un noeud à chacune des fibres d'entrée de la boîte MONA. Pour un tour effectué, cela correspond à environ 1 mm, ce qui n'est pas tout à fait suffisant pour libérer complètement la fibre, mais a pratiquement permis d'annuler la biréfringence, et de retrouver une efficacité interférométrique satisfaisante (mesurée au dessus de 80%).

La solution définitive envisagée est de reconnectoriser les fibres optiques à la température finale du laboratoire, de manière à éviter l'effet de dilatation différentielle, ou bien de retirer le pincement des fibres à leur entrée dans la boîte MONA.

Coefficients de partage

La fraction de lumière qui est dirigée vers l'une ou l'autre sortie d'un coupleur à fibres dépend principalement de la longueur sur laquelle les coeurs des fibres sont approchés. Pour les coupleurs de la boîte MONA, le contrôle s'effectue par la pression qui est appliquée sur le substrat portant les deux fibres optiques. Comme discuté à la Section 4.2.4, les coefficients de partage ont évolué assez largement au cours de la période de *commissioning* de VINCI, ce qui laisse à penser que les dispositifs de maintien de la pression sur les coupleurs n'est pas stable.

Une modification de la pression peut être induite par plusieurs facteurs: un changement de température, une relaxation inélastique des matériaux (vieillissement), ou encore un desserrage mécanique des vis de pression du fait de micro-vibrations. Au moment où sont écrites ces lignes, la solution pour remédier définitivement à ce problème est encore à l'étude, et une solution temporaire a été adoptée: régler périodiquement les vis de pression des coupleurs de MONA.

Humidité

Les fibres en verre fluoré sont attaquées par l'eau, qui réagit avec le fluor et détruit en particulier le polissage de la tête de fibre. Cela peut même conduire à l'apparition d'une amorce de rupture sur les fibres. Il est donc essentiel d'éviter toute condensation d'humidité sur les fibres. Fort heureusement, Paranal est un lieu réputé pour sa sécheresse extrême, les problèmes dus à l'atmosphère extérieure sont donc limités, mais toute manipulation de liquide froid à proximité des fibres (azote par exemple) doit être faite avec précaution pour éviter un refroidissement des fibres en dessous du point de condensation.

Propreté

Il est important de noter que la propreté des têtes de fibres est cruciale. La moindre poussière placée malencontreusement sur l'extrémité d'une fibre peut faire chuter la transmission du système de manière catastrophique. De fait, la boîte MONA est donc particulièrement sensible aux poussières. Par conséquent, la propreté de l'air du laboratoire de Paranal est spécialement définie comme étant de classe 30 000 (voir [ICD] pour plus d'informations), c'est-à-dire comportant moins de 30 000 particules de poussière par mètre cube (salle dite *grise*). Cette valeur a pu être confirmée en pratique par un compteur de particules installé dans le laboratoire.

4.2.6. Stabilité opto-mécanique

Paraboles d'injection

La position en *tip* et *tilt* des paraboles d'injection de VINCI est une indication de la stabilité à long terme de l'alignement des tables LEO et VINCI. Celle-ci peut être remise en cause par une instabilité du laboratoire lui-même (dilatations thermiques, relaxations inélastiques,...) ou bien par un désalignement relatif des optiques de LEO ou de VINCI. L'exécution régulière des mesures en Autotest permet de suivre sur le long terme la position optimale des paraboles, et donc de retracer toute évolution de l'alignement relatif de LEO et de VINCI. Le principe de la procédure d'optimisation de la position est basé sur la maximisation des flux photométriques dans les sorties PA et PB sur le détecteur LISA. Le domaine exploré lors de cette optimisation ainsi que la précision de l'échantillonnage (pas) sont spécifiés par l'utilisateur. Deux méthodes sont implémentées pour décrire l'espace des paramètres: exhaustive ou bien rapide (recherche directe du maximum).

Sur la Figure 31 on constate que la stabilité est excellente à l'échelle d'un mois, avec une amplitude de déplacement de l'image sur la voie A dans la direction du *tip* (prise comme exemple) qui n'excède pas 4 μm linéaire. Compte tenu de la géométrie du système d'injection (40 mm de bras de levier du vérin de commande et f = 46,8 mm pour les paraboles d'injection), cela correspond une dérive de l'image sur la tête de fibre de seulement 8 μm (un peu plus d'un diamètre de coeur de fibre), sur une période d'un mois. L'angle d'incidence du faisceau est donc modifié de 36 secondes d'angle, ce qui est très faible.

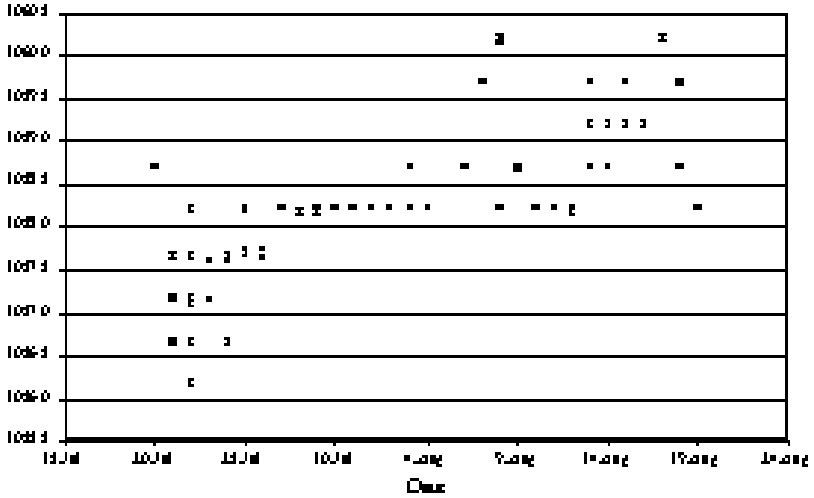


Figure 31. Evolution de la position optimale (exprimée en μm de translation du vérin de commande) du réglage en *tip* de la parabole d'injection A. Un micron linéaire correspond à un changement d'angle d'incidence du faisceau de 6,6". Le tracé présenté ici couvre une période d'un mois, en juillet-août 2001. Plusieurs points sont visibles à certaines dates et correspondent à des périodes de branchement-débranchement des fibres pour lesquels plusieurs réglages ont été effectués.

Il est important de noter que pendant ces mesures, les translateurs linéaires contrôlant les paraboles d'injection ont été déplacés et réinitialisés à de nombreuses reprises. La répétabilité absolue pic à pic de leur position est de 0,3 μm linéaire (mesure effectuée à Garching), correspondant à 0,5 μm sur la tête de fibre. La perte de flux injecté du fait de cette imprécision est négligeable.

La composante lente de la dérive peut probablement être attribuée à la dilatation différentielle des supports optiques de LEO et de VINCI, la température dans le laboratoire ayant changée de un degré durant la période décrite ici. Cette dérive minime est de toute manière corrigée avant chaque nuit d'observation par une optimisation des deux injections en mode Autotest.

Sortie sur la caméra LISA

De même que pour les paraboles d'injection, la stabilité de la sortie du toron de fibres sur la caméra LISA peut être suivie grâce à un *template* spécial qui réalise l'optimisation de la position du toron. Pour ce faire, la somme des flux des quatre sorties du toron est mesurée dans les fenêtres définies par l'utilisateur, alors que le support de la sortie du toron est déplacé dans un plan parallèle à celui du détecteur et, en option, perpendiculairement à ce plan (focus). Le résultat de l'algorithme est la construction d'un tableau à deux dimensions (ou trois, si le focus est aussi optimisé) comportant les valeurs de l'intensité totale dans les quatre fenêtres du détecteur LISA. La position finale est celle du maximum d'intensité. Il est intéressant de souligner que cette position n'est pas obligatoirement optimale pour chacun des quatre faisceaux, mais seulement pour la *somme* des quatre.

Un estimateur de la qualité de l'optimisation est la fraction d'énergie intégrée par la lecture des quatre fenêtres par rapport à l'énergie totale reçue par la caméra LISA. Lors des tests effectués à Paranal, j'ai mesuré les pourcentages d'énergie, rapportés dans la Table 7 (mesure effectuée le 28 mai 2001). Dans la pratique, il est toujours plus intéressant d'utiliser le mode 1x1 pixel, qui rassemble le maximum d'énergie totale. Il faut se rappeler qu'interviennent, en plus de ces efficacités de détection, les coefficients de partage de la boîte MONA.

Table 7. Fraction de l'énergie totale concentrée dans les fenêtres de lecture de la caméra LISA (le 28 mai 2001).

Mode	I1	I2	PA	PB
2x2 pixels	88%	84%	92%	79%
1x1 pixel	30%	54%	38%	40%

4.2.7. Système logiciel

Mon travail sur le logiciel de VINCI a consisté à définir les spécifications du système en terme de performances et de fonctionnalités du point de vue de l'utilisateur final. Les détails se trouvent dans le document [VINCI SW UR], reproduit dans le *Volume II* du présent mémoire.

Logiciel de contrôle

Le logiciel, est une partie fondamentale d'un interféromètre astronomique. C'est le liant qui permet de faire fonctionner de manière harmonieuse les nombreux sous-systèmes impliqués dans la production des franges. De sa qualité dépend directement la productivité scientifique du système. Une description du logiciel VINCI est présentée dans l'article de la Section 13.3.

L'instrument VINCI utilise trois couches logicielles pour contrôler le matériel et le flux de données provenant de ses deux détecteurs (la caméra LISA et le TCCD d'alignement): les LCU (*Local Control Units*) à la base, l'ICS (*Instrument Control Software*) et le DCS (*Detector Control Software*), et enfin l'OS (*Observation Software*) qui permet de contrôle de haut niveau.

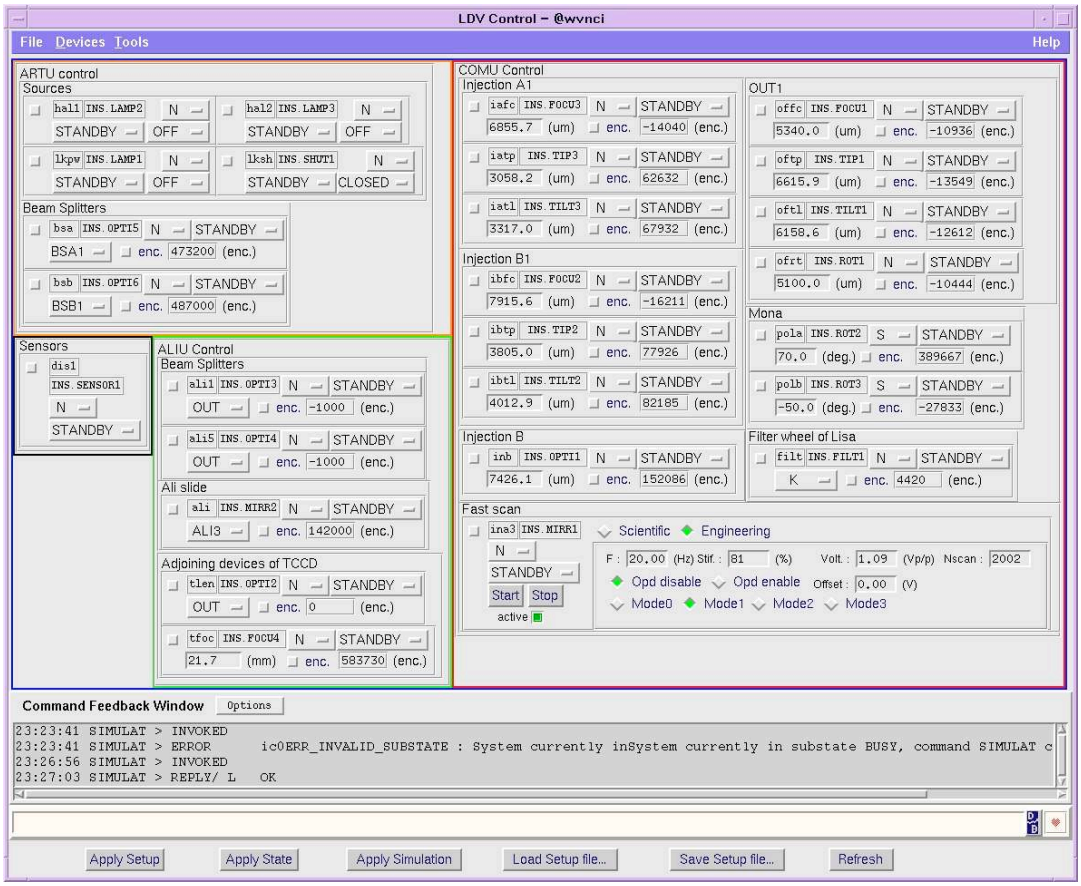


Figure 32. Panneau de contrôle de l'ICS, montrant les réglages des fonctions motorisées de VINCI.

- **Niveau 1**, le logiciel des LCU (unités électroniques de contrôle local des moteurs et autres systèmes): il s'agit des routines les plus proches du matériel. Elles servent à contrôler par exemple le mouvement des moteurs de réglage des paraboles d'injection, ou bien encore la trajectoire suivie par le translateur piezoélectrique utilisé pour la modulation de la différence de marche.

- **Niveau 2**, les systèmes de contrôle ICS, DCS et TCCD: l'ICS (système de contrôle de l'instrument) est une interface permettant de paramétrer l'exécution des routines de base sur les LCU (Figure 32). Le DCS (système de contrôle du détecteur) est l'interface logicielle avec le contrôleur IRACE de la caméra LISA (Figure 33). Le TCCD (détecteur à transfert de charge technique) possède son propre système de contrôle, au standard ESO/VLT, qui est une interface avec le logiciel de la LCU alouée au contrôle de ce détecteur. Deux affichages en temps réel sont disponibles: pour la caméra infrarouge (RTDVI, Figure 34) et pour le TCCD.

- **Niveau 3**, l'OS (système d'observation) est le système de contrôle de haut niveau (Figure 35). Il reçoit les commandes de BOB (le programme d'interprétation des *Observing Blocks*) et les convertit en commandes pour les systèmes de contrôle de niveau 2. Il comporte un certain nombre de *templates* complexes (macro-commandes de l'instrument), comme par exemple l'exécution de l'optimisation des paraboles d'injection.

Grâce à ces différentes couches logicielles, VINCI est un instrument entièrement paramétrable et programmable. Il est ainsi possible d'implémenter rapidement de nouveaux types d'observations (par exemple l'acquisition de données photométriques avant les interférogrammes). Cette conception modulaire facilite également la maintenance et l'addition de nouvelles fonctionnalités.

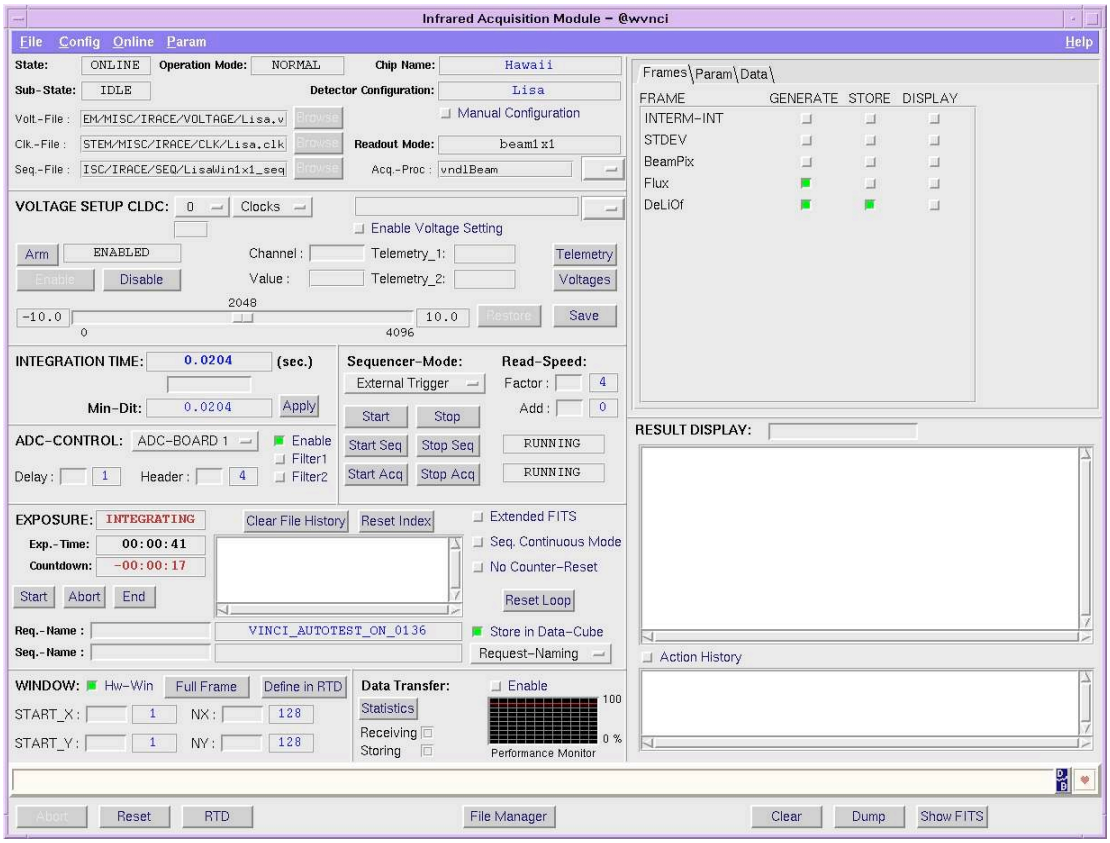


Figure 33. Panneau de commande de la caméra LISA (DCS).

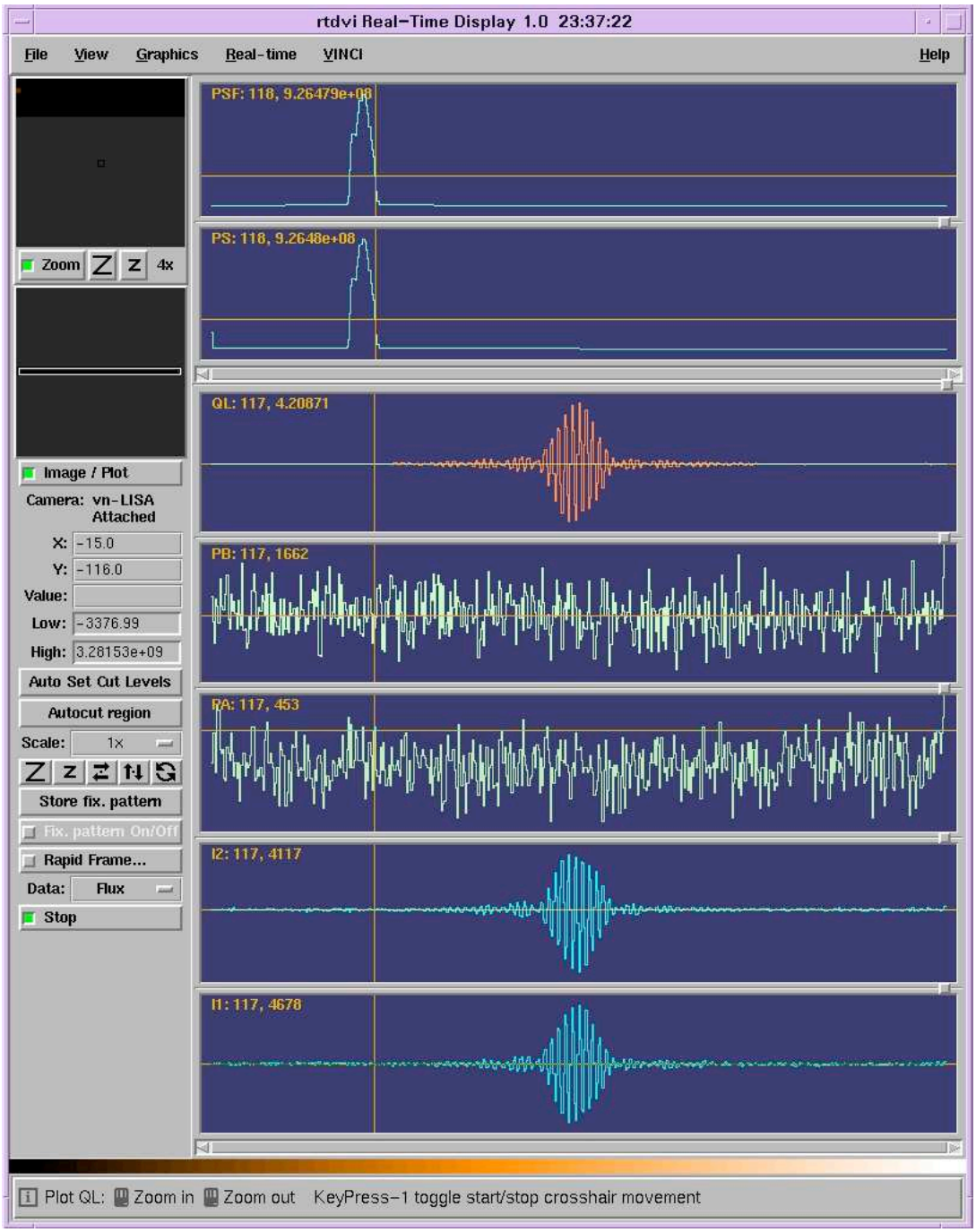


Figure 34. Affichage en temps réel des données de la caméra infrarouge (RTDVI). De bas en haut: les deux signaux interférométriques en opposition de phase I1 et I2, les deux signaux photométriques PA et PB, le signal de *Quicklook* (QL), le spectre de puissance du signal de QL (PS) et enfin le spectre de puissance filtré sur la bande de fréquence correspondant au pic frange (PSF). L'échelle verticale des signaux est ajustée automatiquement et n'est pas identique pour tous les signaux.

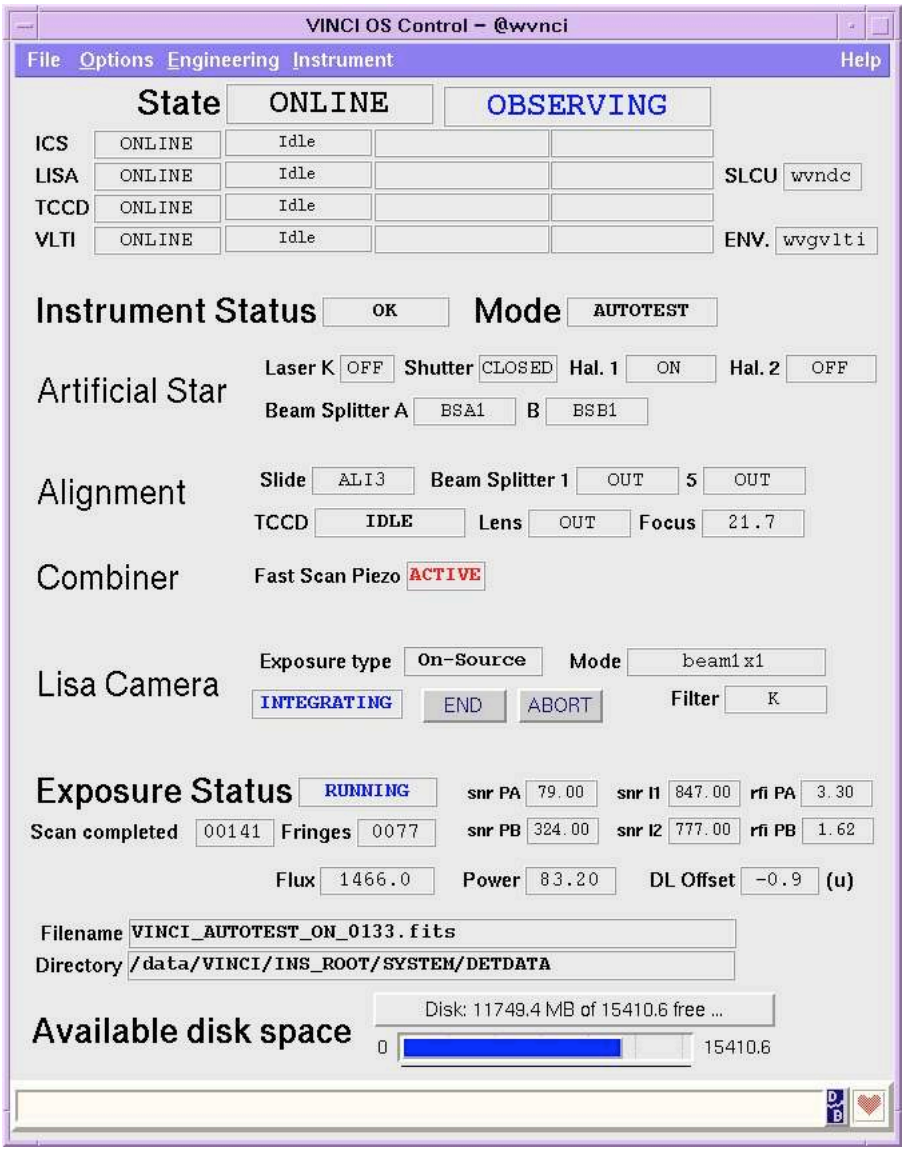


Figure 35. Panneau de contrôle du système d'exploitation de VINCI (OS). Cette interface permet de vérifier rapidement l'état de l'instrument, notamment grâce à l'affichage des rapports signal sur bruit (SNR) pour chacun des quatre signaux produits par LISA. Les positions des optiques les plus importantes (piezo, cubes,...) sont également affichées.

Suivi des franges

VINCI utilise un algorithme appelé *Quicklook*, directement dérivé de celui de FLUOR pour détecter et centrer les franges entre chaque scan par un déplacement des lignes à retard. VINCI agit ainsi comme un suiveur de frange, mais à basse fréquence, et avec une précision de ±2 μm environ, et on parle donc plutôt de *cohérenceur*. Le principe de l'algorithme est de déterminer la position de l'enveloppe des franges en calculant la position médiane des franges détectées au-dessus d'un seuil spécifié par l'observateur.

Le signal sur lequel se fait la détection des franges est la combinaison linéaire $I = I_1 - a.I_2$ des deux sorties interférométriques. Un exemple de signaux bruts I_1 et I_2 est donné sur la Figure 36. Le coefficient a est calculé de manière à minimiser le niveau de bruit. Le signal I est filtré dans l'espace de Fourier pour ne conserver que les fréquences correspondant aux franges d'interférence (fixées par le filtre employé).

Un seuil de détection de $n.\sigma$ est calculé sur la base de l'écart-type σ du bruit de lecture, et d'un niveau n de sensibilité fixé par l'utilisateur (plus n est faible, plus l'algorithme est sensible). Toutes les positions, en terme de différence de marche, des pixels du signal combiné qui dépassent ce seuil sont groupées dans un tableau. La médiane de ces positions donne la différence de marche du paquet de franges, et donc la correction à adresser à la ligne à retard pour le centrer dans la fenêtre de balayage.

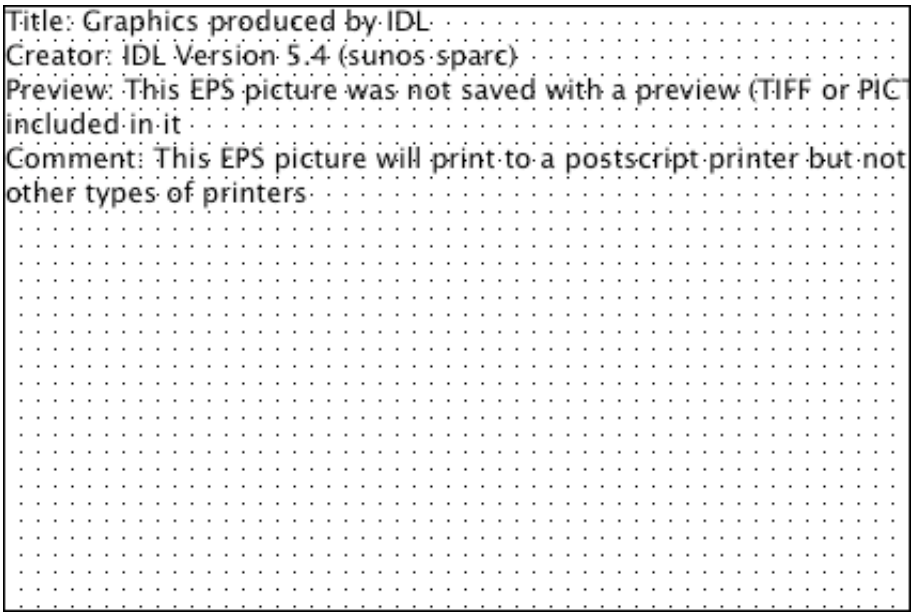


Figure 36. Signaux bruts I_1 (courbe du haut, décalée de +20 ADU) et I_2 (courbe du bas, décalée de +5 ADU) observés sur l'étoile Alphard le 2 avril 2001.

La Figure 37 montre le signal de *Quicklook* résultant de la combinaison des signaux de la Figure 36, avec le niveau de détection réglé à 5σ. Le niveau de détection n est en général de l'ordre de 5 à 7, de manière à éviter de fausses détections tout en conservant une bonne sensibilité.

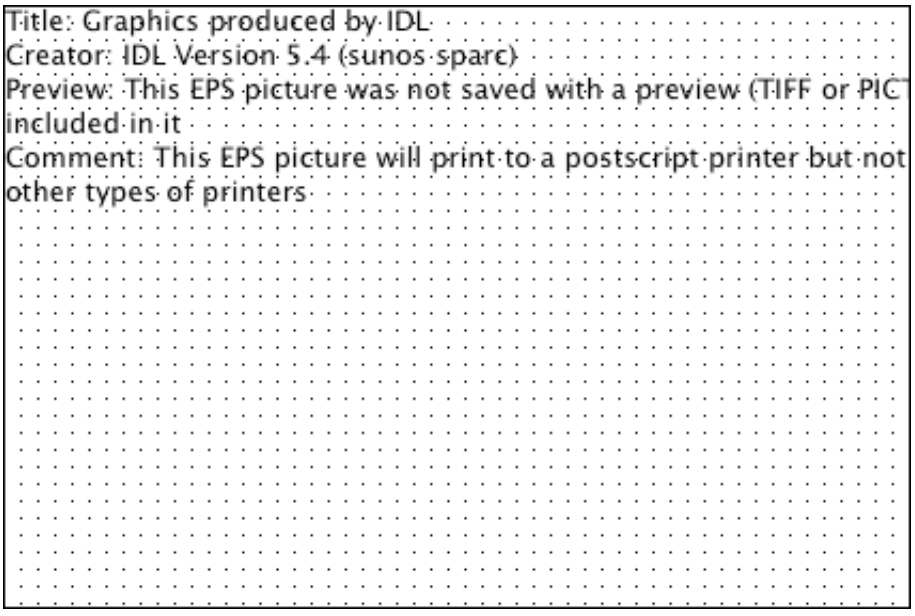


Figure 37. Signal de *Quicklook* calculé à partir des signaux I_1 et I_2 de la Figure 36. Les lignes horizontales définissent le seuil de détection des franges à 5 fois l'écart-type du bruit de lecture du détecteur.

Réduction des données

Après l'acquisition des interférogrammes telle que définie dans l'OB, les fichiers obtenus sont transférés automatiquement à la machine d'archivage. Ainsi, il n'y a aucun risque de perte des données. En parallèle, la machine de *pipeline* reçoit ces données et effectue le calcul des facteurs de cohérence carrés instrumentaux, qui sont ainsi disponibles quelques minutes après la fin de l'acquisition sur l'étoile, sous forme numérique et graphique. Lorsqu'une série d'observations calibrateur-étoile-calibrateur est terminée, le calcul de la visibilité calibrée est réalisé.

La réduction des données proprement dite s'arrête au calcul des facteurs de cohérence carrés calibrés. L'ajustement des modèles de visibilité et l'interprétation astrophysique associée font partie de l'analyse des mesures, et sont réalisés par l'astronome ayant demandé les observations.

Outils d'analyse

Lors des premières franges, le besoin d'un système d'analyse des données est apparu clairement. Grâce à une passerelle vers le logiciel FLUOR original, il a été possible d'utiliser celui-ci pour les premières réductions de données.

Un système d'analyse des données VINCI fonctionnant sous IDL a été développé dans les semaines suivantes par Bill Cotton (NRAO), basé sur les discussions que nous avons eues avec Vincent Coudé du Foresto. Il s'agit d'un ensemble de routines permettant de lire les interférogrammes, d'effectuer les calibrations selon différentes méthodes, et d'afficher graphiquement les résultats (Figure 38 et Figure 39). Il est prévu de distribuer ce logiciel aux utilisateurs de VINCI, pour qu'ils puissent analyser leurs données sur leurs ordinateurs personnels.

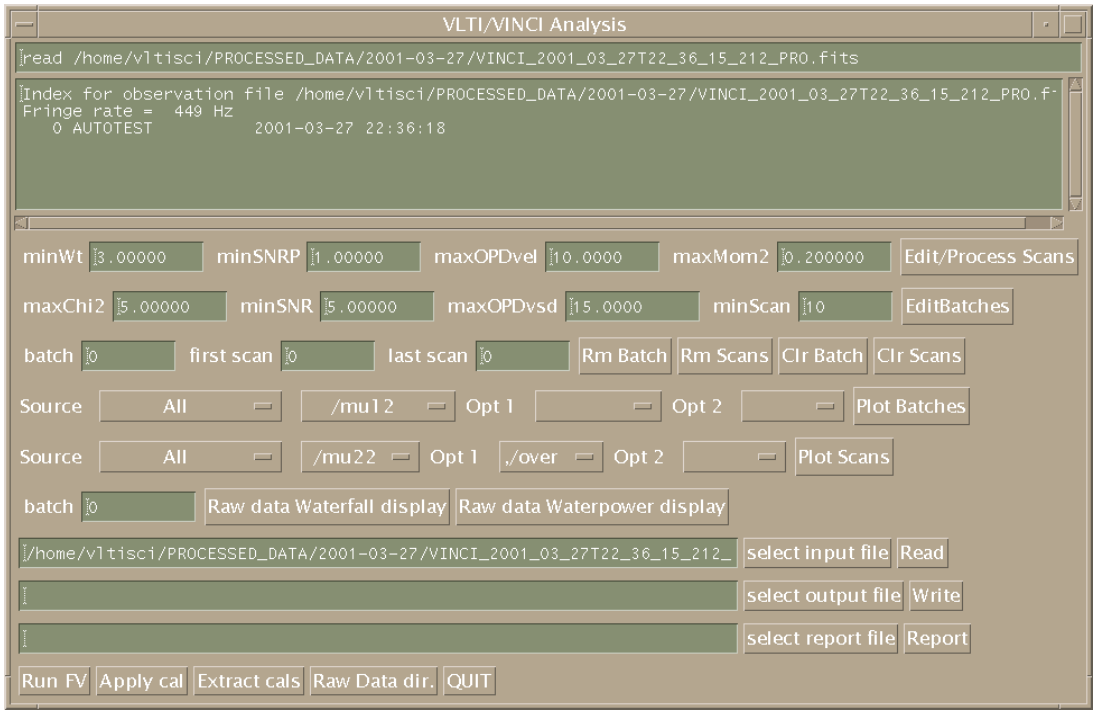


Figure 38. Interface graphique du logiciel de visualisation des données VINCI fonctionnant sous IDL.

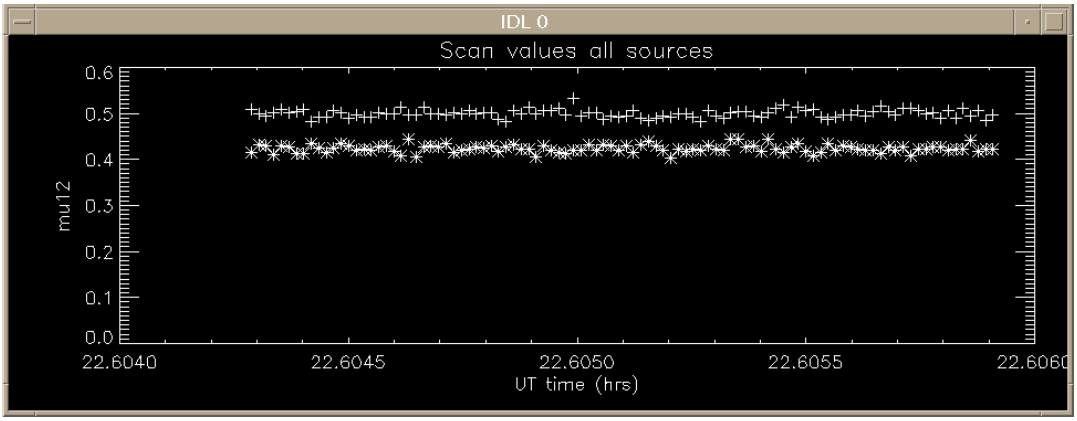


Figure 39. Exemple de tracé des facteurs de cohérence carrés en mode Autotest réalisé grâce à l'interface graphique de la Figure 38.

4.2.8. Aspects opérationnels

Standards ESO

La taille et la complexité des installations de l'Observatoire du VLT, ainsi que les impératifs de fiabilité associés aux coûts d'exploitation très élevés, ont conduit l'ESO à adopter une démarche de type industrielle pour la réalisation de tous les équipements installés sur la montagne. En particulier, un certain nombre de matériels électroniques ont été spécialement retenus pour leurs performances et leur fiabilité. L'instrument VINCI a fait appel à ces matériels pour toutes ses fonctions non spécifiques. La démarche ainsi adoptée permet en cas de panne d'une des nombreuses cartes électroniques par exemple, de la remplacer immédiatement, et ceci par un opérateur non spécifiquement qualifié sur VINCI. Dans le cas de l'interférométrie, où le nombre important de sous-systèmes impliqués dans les observations est une source de pannes fréquentes (comme ce fut observé sur IOTA très souvent), la mise en place d'un système de standardisation permettra d'augmenter de manière significative l'accessibilité et la productivité des installations.

Sur le plan du logiciel également, le développement et la maintenance du code sont soumis à des règles et à une organisation strictes, de manière à permettre le travail simultané de plusieurs personnes réparties sur différents sites. La maintenance des codes informatiques doit pouvoir être effectuée par des personnes non spécialistes de l'instrument. L'adoption commune de standards de programmation permet d'éviter de "réinventer la roue" pour chaque nouvel instrument. A partir de briques logicielles de base (le *common software* du VLT), comme le contrôle des moteurs par exemple, on peut construire des systèmes complexes sans redescendre au niveau du matériel.

Dans le cas de VINCI, le nombre de lignes de code écrites spécifiquement a été réduit drastiquement par l'adoption de cette méthode, avec seulement 30 000 lignes. Pour mémoire, un instrument VLT classique, développé de A à Z, nécessiterait 500 000 lignes de code spécifique (Longinotti et al. 2001). Par ailleurs, la standardisation des briques logicielles permet leur mise à jour simultanée et une maintenance beaucoup plus facile. Le logiciel standard du VLT (*common software*) comporte plus d'un million de lignes de code et est mis à jour deux fois par an.

Interface avec les utilisateurs

Elle suit directement la philosophie de l'ESO, à savoir que les observations sont basées sur la notion d'*Observing Block* (OB). Un OB est un ensemble d'informations contenant tous les paramètres nécessaires pour réaliser l'observation interférométrique (ou autre) d'une source astronomique *unique*.

Avant même la rédaction de la demande de temps d'observation de la phase 1, l'astronome

demandeur peut utiliser les ETC (*Exposure Time Calculators*) qui sont accessibles directement sur le serveur WWW de l'ESO (http://www.eso.org/observing/etc/). Ils permettent de vérifier que l'observation est effectivement réalisable et d'estimer la qualité des données qui peuvent être acquises en fonction des besoins de l'astronome.

J'ai développé le prototype d'un tel outil pour VINCI sous *Microsoft Excel*, dont un descriptif est donné dans le document [VINCI Precision]. Il permet de calculer la précision des mesures de visibilité en fonction du calibrateur utilisé, du temps d'observation, etc... Un exemple de résultat de calcul est présenté sur la Figure 64.

La Figure 40 montre l'outil ESO de calcul de la visibilité des franges pour un objet céleste sous une forme accessible par le WWW. Il est prévu prochainement de transposer le système de calcul de temps d'exposition sous une forme similaire.

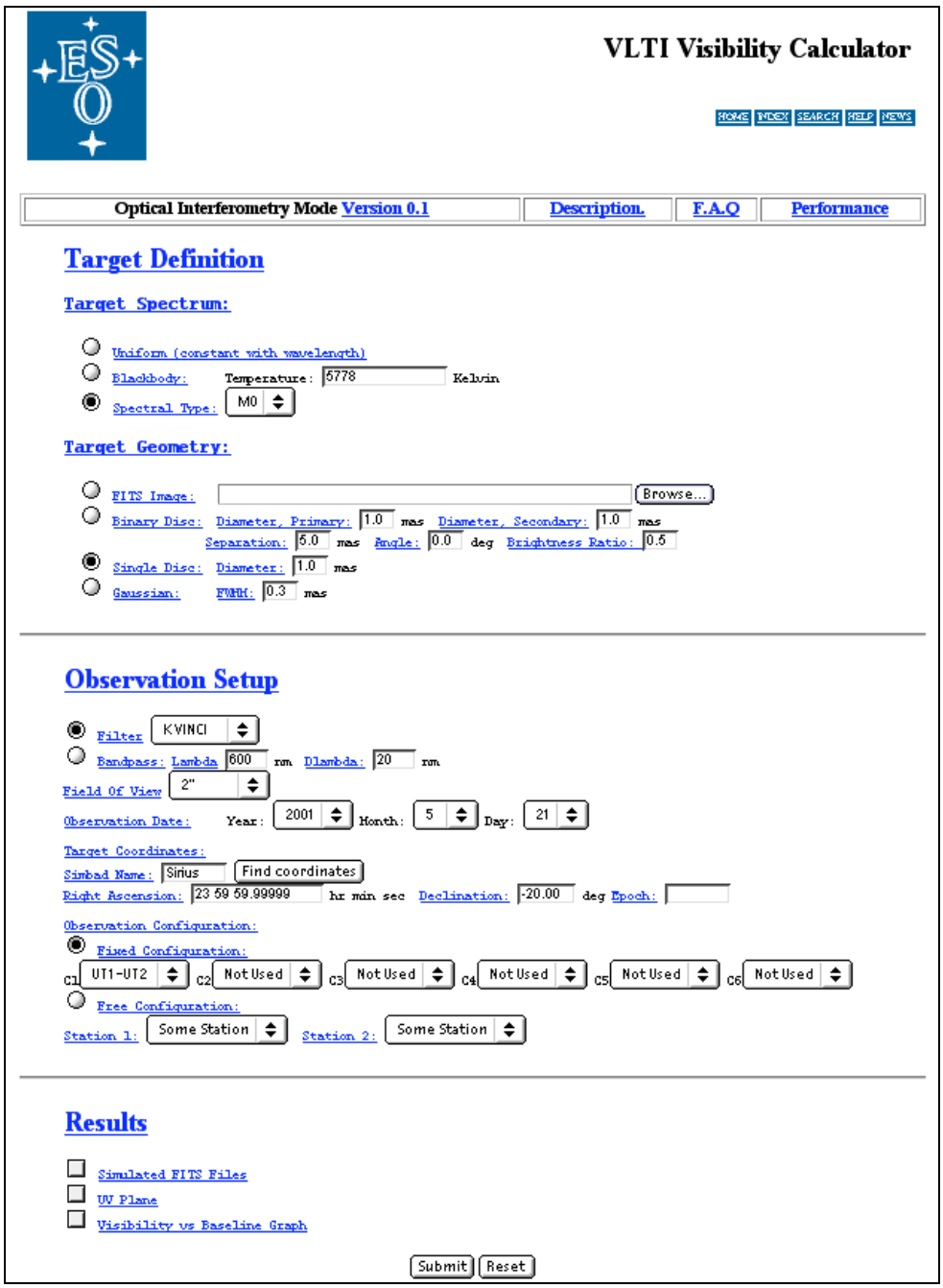


Figure 40. Prototype de système ESO de calcul de la visibilité par le WWW pour VINCI.

Après l'acceptation de la demande de temps d'observation, les OB sont préparés par les astronomes eux-mêmes, à partir d'un ensemble d'outils logiciels (interface graphique, gestion des fichiers,...) regroupés sous le terme *Phase 2 Proposal Preparation Tool* (P2PP). Là encore ce système est disponible sur le WWW de l'ESO (voir la Figure 41). A l'issue de cette phase, l'utilisateur dépose sur les systèmes informatiques un certain nombre d'OB (Figure 42), assortis des conditions d'observation nécessaires à leur exécution correcte.

Les OB peuvent être compris comme des "macro-commandes" pour les télescopes et instruments du VLTI. Ils constituent à ce titre une sorte de langage de programmation de haut niveau. Une des réussites du système VINCI est d'avoir su s'intégrer dès les premières franges dans ce système parfois rigide mais très efficace d'utilisation de P2PP.

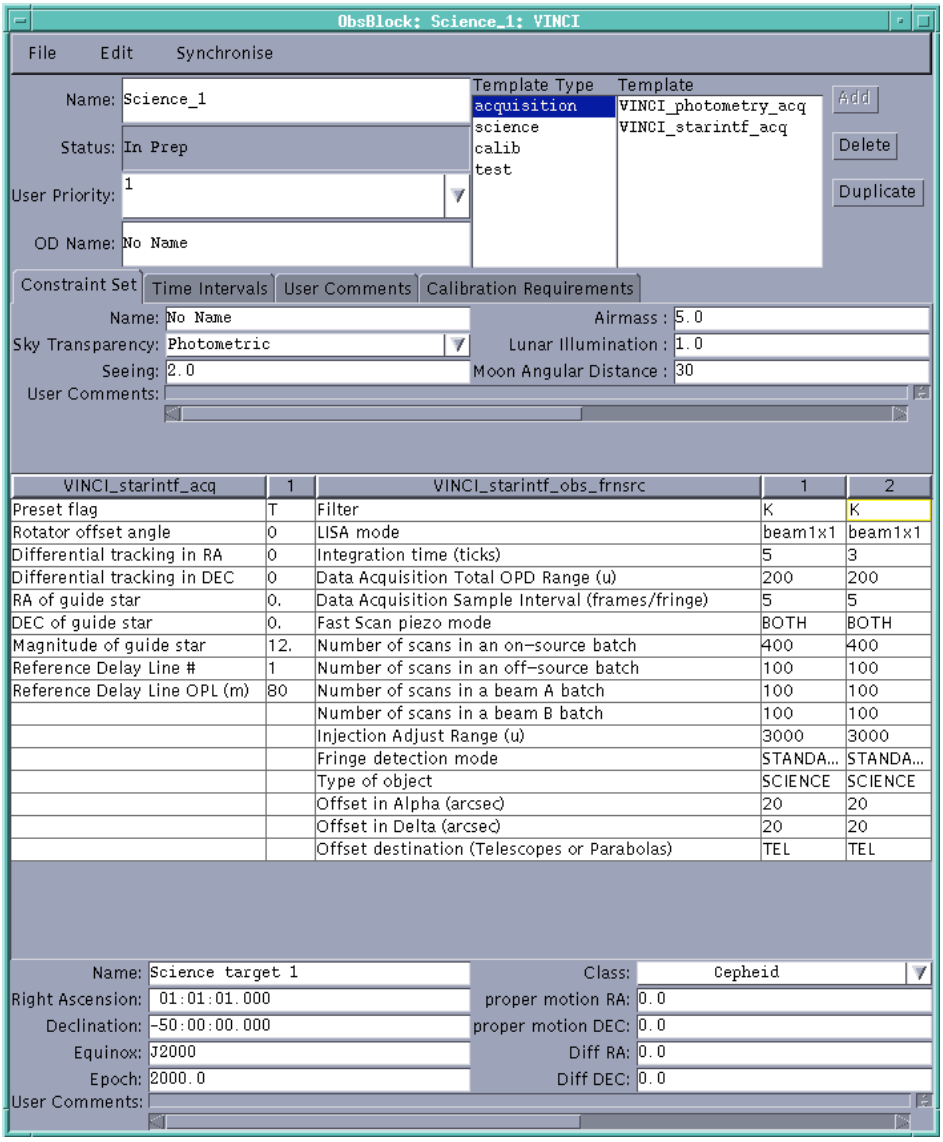


Figure 41. Préparation d'un *Observing Block* pour VINCI avec le logiciel P2PP. Sur cet exemple, l'étoile est d'abord acquise par le premier *template* (correspondant aux deux premières colonnes, à gauche), puis les franges sont enregistrées à deux reprises par un second *template*, avec deux vitesses de lecture de la caméra différentes (trois dernières colonnes, à droite).

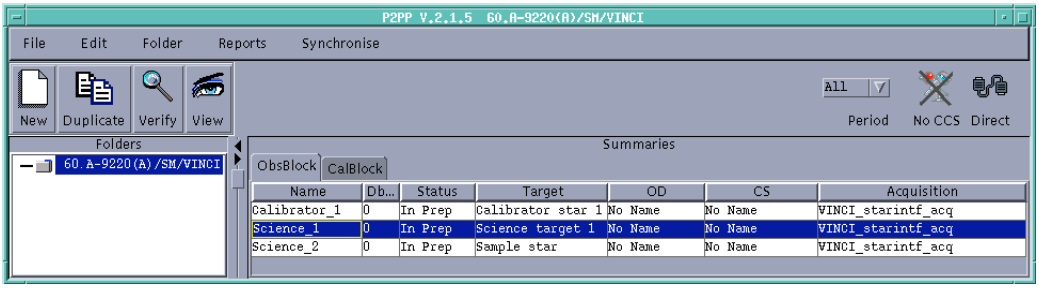


Figure 42. Liste de trois *Observing Blocks* prêts à être envoyés à BOB pour réaliser les observations.

Dans le cadre du *Service Observing* (observation par un opérateur ESO qui n'est pas le demandeur du temps d'observation), le programme, maintenant transformé en une série d'OB, est prêt à être exécuté. Le plus souvent, le travail sur les observations s'interrompt donc ici pour les astronomes et ne reprendra qu'à la livraison des données. Il y a eu un long débat pour savoir s'il était judicieux de déroger à la règle d'observer un seul objet par OB (un pointage unique des télescopes), de manière à intégrer la notion de calibrateur interférométrique dans l'observation elle-même. Finalement, cette option n'a pas été retenue, et l'utilisateur devra spécifier lui-même la séquence de calibration pour ses objets scientifiques. L'avantage est une plus grande flexibilité par rapport aux besoins particuliers des programmes scientifiques, mais il est demandé une plus grande connaissance du système à l'utilisateur. Cependant, un outil de sélection automatique proposera aux observateurs des sources de calibration, de manière à faciliter cette étape de la proposition.

Réalisation des observations

Grâce à la série d'OB fournie par l'astronome, la réalisation des observations est assimilable à l'exécution d'un simple programme informatique. En principe, l'opérateur n'a pas à intervenir et sa tâche se limite à contrôler le bon fonctionnement de la machine grâce aux affichages graphiques (Figure 44 et Figure 45) et aux rapports d'exécution produits par le logiciel.

La Figure 43 montre le système d'exécution des observations, le *Broker of Observing Blocks* (BOB). Ce système, utilisé par tous les instruments du VLT, est un "interpréteur d'OB" qui contrôle l'instrument par une série de commandes prédéfinies qui peuvent être relativement complexes (on parle alors de *template*). Ce système est utilisé pour VINCI depuis les premières franges à Paranal. Les fichiers de données sont automatiquement archivés et transmis à la station de contrôle de la qualité des données. Les mesures sont alors affichées graphiquement et les visibilités brutes sont calculées, ce qui permet à l'opérateur de vérifier qu'aucun problème important n'est intervenu durant l'acquisition.

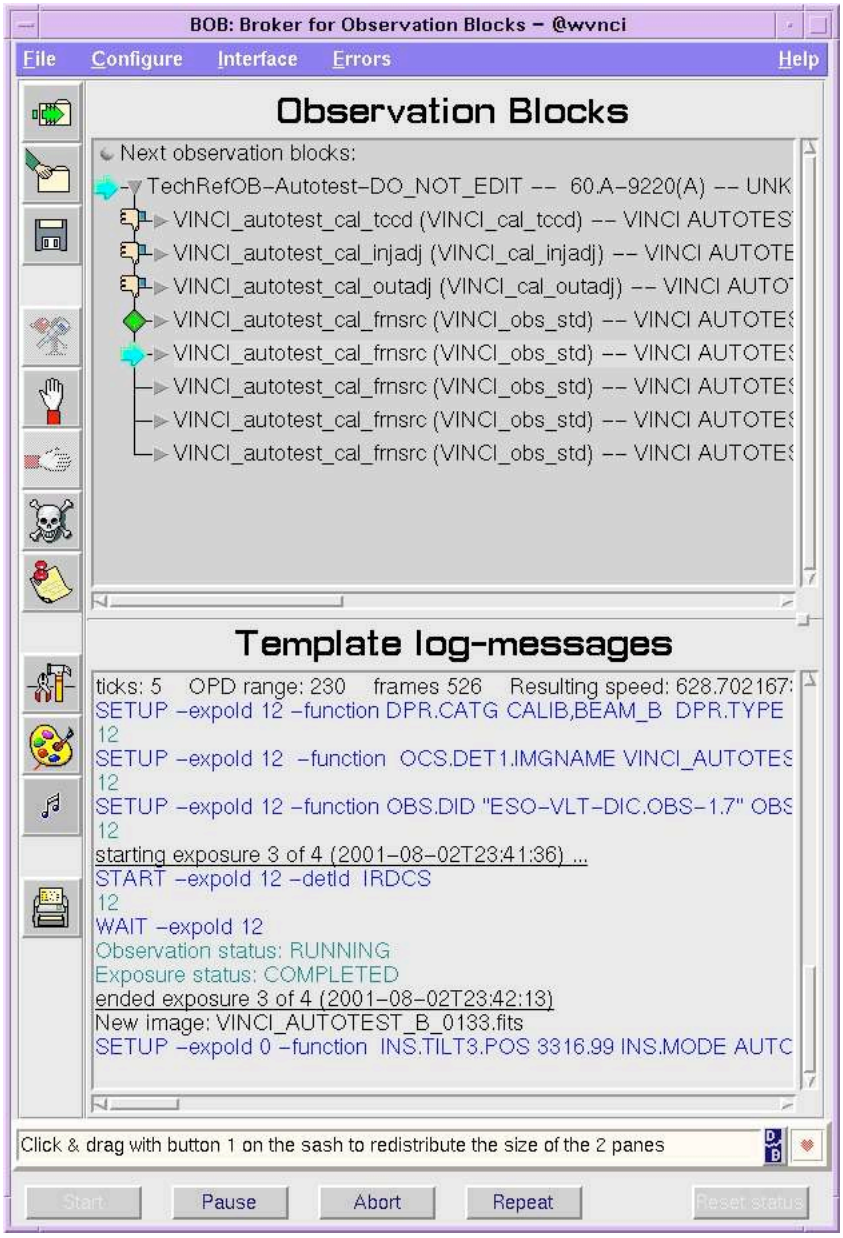


Figure 43. Interface graphique du système BOB d'exécution des blocs d'observation (*Broker of Observation Blocks*) de VINCI. La séquence exécutée ici est une acquisition réalisée en mode Autotest avec la source artificielle LEO.

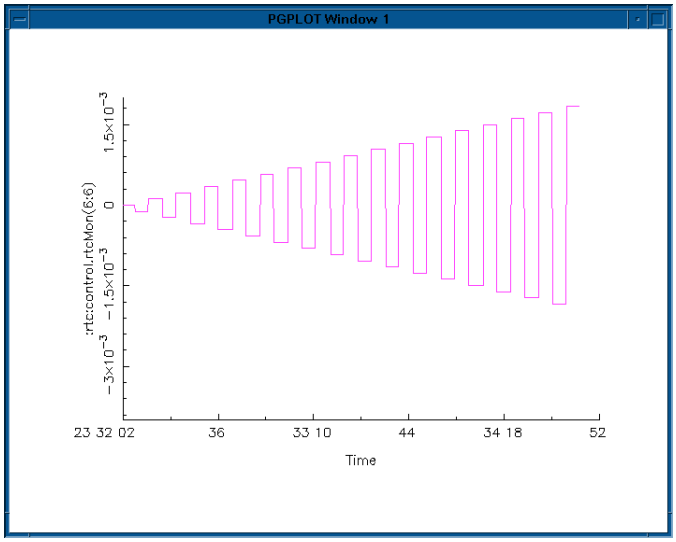


Figure 44. Exemple de fenêtre de suivi des paramètres en temps réel. Le tracé représente la trajectoire des lignes à retard lors de la recherche des franges, avec en abscisse le temps et en ordonnée la différence de marche exprimée en mètres.

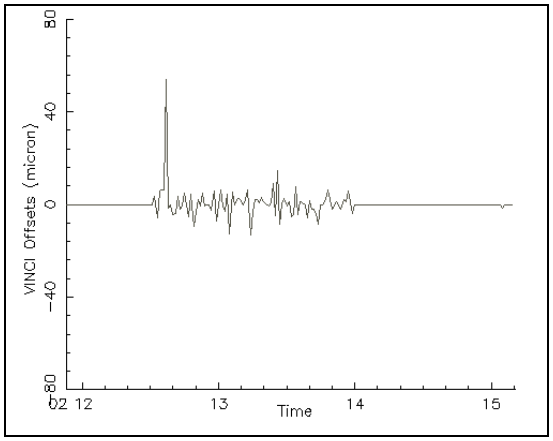


Figure 45. Affichage en temps réel des commandes de correction de DDM envoyées par VINCI à la ligne à retard mobile.

4.3. La caméra LISA

4.3.1. Principe de fonctionnement

La caméra LISA (Figure 47) utilise un détecteur HAWAII HgCdTe de 1024x1024 pixels, dont un seul quadrant de 512x512 pixels (le quadrant IV sur la Figure 46) est relié à un convertisseur analogique-digital. La partie mécanique a été réalisée par le MPE de Garching, et l'électronique de contrôle par l'ESO (contrôleur IRACE).

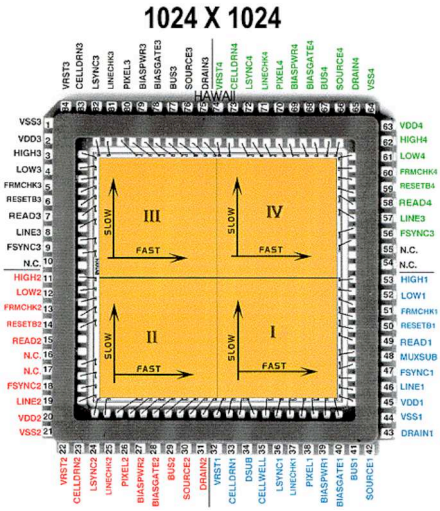


Figure 46. Schéma du détecteur HAWAI 1024x1024 pixels utilisé dans la caméra LISA. Seul le quadrant IV est utilisé (illustration Rockwell).

Un doublet optique achromatique focalisé à l'infini forme l'image des quatre fibres de sortie du coupleur triple MONA sur la partie inférieure gauche du quadrant, la plus proche de la référence d'adressage (au centre du détecteur pour le quadrant IV). Cela permet d'adresser les photosites illuminés rapidement et ainsi d'obtenir une fréquence de trame élevée. Les quatre images de fibres peuvent être mesurées sous la forme d'un seul pixel ou de fenêtres plus grandes (2x2 ou 3x3 pixels).



Figure 47. La caméra LISA installée sur son support lors des tests à Garching.

4.3.2. Focalisation du doublet

Importance

La focalisation du doublet optique utilisé pour imager la sortie des quatre fibres de VINCI sur la caméra LISA est un point important qui conditionne grandement l'efficacité de l'ensemble du système, le doublet optique étant conçu pour imager le coeur d'une fibre monomode sur un seul pixel de 18,5 µm de côtés (80% de l'énergie concentrée sur un seul pixel).

Ce processus est rendu délicat par le fait que le doublet est situé à l'intérieur du dewar de la

caméra, et donc difficilement accessible (le réchauffement de l'enceinte cryogénique nécessite plusieurs jours). De plus, le réglage est réalisé par l'insertion de cales d'épaisseur et donc nécessite un usinage.

Il a donc fallu imaginer une méthode de focalisation permettant de réaliser l'opération en une seule étape, tout en contrôlant précisément la qualité des résultats.

Méthode utilisée

La procédure de mesure repose sur l'idée que l'on connaît le facteur de grandissement entre la parabole hors-axe de sortie de VINCI et le doublet situé à l'intérieur du dewar LISA. On peut donc convertir simplement un défaut de focalisation sur le support de la sortie de fibre (placé au foyer de la parabole hors-axe) en une distance du détecteur au plan de focalisation idéal, cette fois à l'intérieur de l'enceinte cryogénique (voir le schéma sur la Figure 48).

La référence pour la position de focalisation à l'infini des fibres de sortie est donnée par une lunette autocollimatrice utilisée en visée directe sur le faisceau sortant de la parabole. La connaissance de la différence de focus du support de la fibre entre la position pour laquelle le faisceau de sortie est collimaté et le focus correct sur le détecteur nous donne le mouvement relatif à donner au détecteur par rapport au doublet. Le mouvement à donner au doublet est alors: $\Delta X_{doublet} = G^2.(X_2-X_1)$ avec G le grandissement du système constitué par la parabole hors-axe et le doublet, X_1 la position du chariot pour obtenir le faisceau collimaté, et X_2 la position donnant la meilleure focalisation sur la caméra.

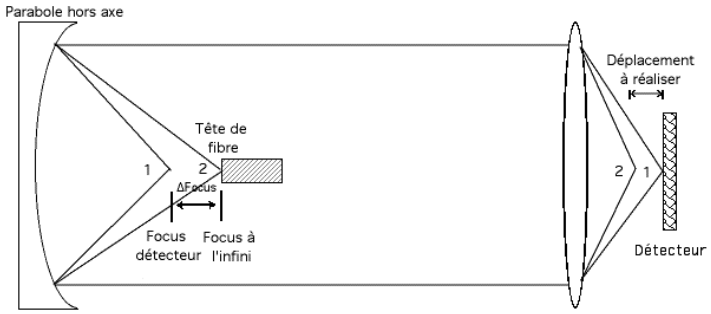


Figure 48. Méthode de focalisation de la caméra LISA.

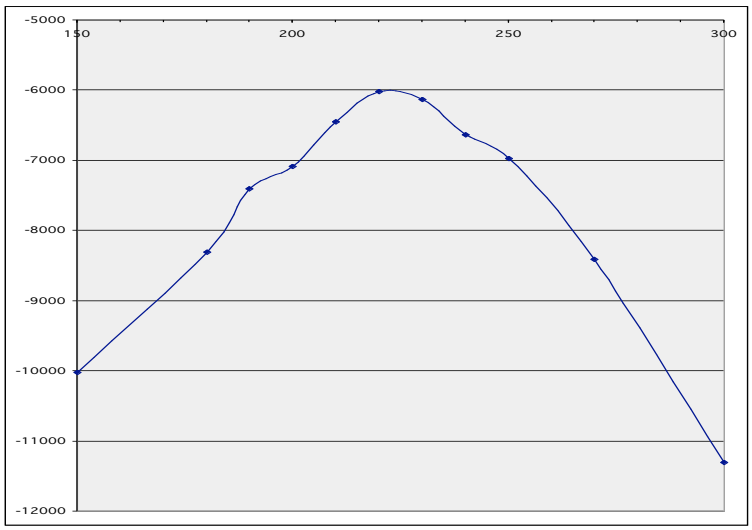


Figure 49. Energie concentrée sur un pixel de LISA (en ordonnée, graduation en unités arbitraires) en fonction de la focalisation de la fibre (en abscisse, graduation en μm).

Résultat

Le changement à effectuer sur la position du détecteur a été mesuré à 380 μm. La Figure 49 montre l'évolution de l'énergie mesurée sur un pixel en fonction de la position de la tête de fibre. Après réglage, la fraction d'énergie concentrée sur un seul pixel atteint 56% de l'énergie totale mesurée par le détecteur.

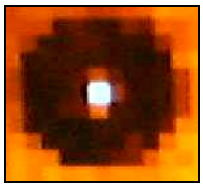


Figure 50. Image d'une fibre monomode sur le détecteur LISA après réglage de la focalisation du doublet.

Cette valeur est limitée à 58% par les caractéristiques physiques du détecteur HAWAII. En effet, des mesures effectuées à l'ESO par G. Finger ont montré que 42% de l'énergie reçue par un pixel sont redistribués sur les quatre pixels voisins selon une ligne et une colonne. Ce phénomène est dû à la diffusion des électrons dans le substrat le long des directions des registres d'adressage (*shift registers*). Le résultat obtenu est donc très proche du maximum théorique et permet de conclure que la nouvelle focalisation est satisfaisante.

4.3.3. Image de la sortie du toron

Les quatre sorties de la boîte de recombinaison MONA sont groupées dans un toron unique de quatre fibres optiques. Les coeurs de ces quatre fibres sont positionnés aux quatre sommets d'un carré de 125 μm de côtés. L'imagerie de ces quatre fibres optiques simultanément sur quatre pixels de la caméra LISA est un point particulièrement délicat de l'alignement de l'instrument. Il est en effet pratiquement impossible de positionner simultanément les quatre images précisément au centre de quatre photosites du détecteur. La méthode employée pour l'optimisation de ce réglage est de maximiser le flux total reçu par la caméra sur quatre pixels définis à l'avance comme correspondant à la géométrie des quatre images de fibres.

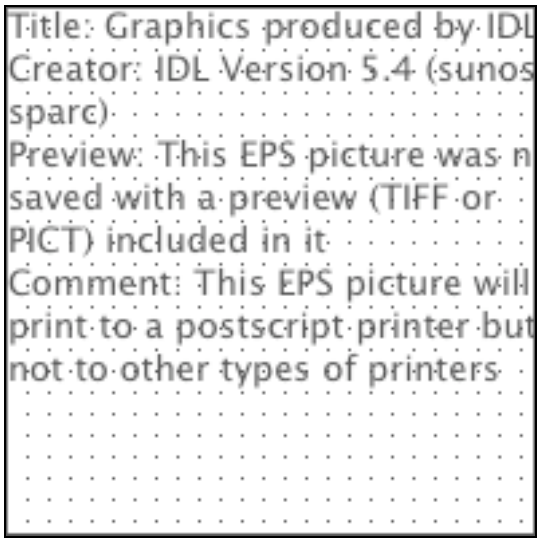


Figure 51. Image des quatre sorties du toron de fibres optiques provenant de la boîte MONA sur le détecteur de LISA. Le positionnement réalisé est un compromis maximisant le flux total reçu par le détecteur sur quatre photosites prédéfinis, mais n'est pas optimal pour chacune des quatre voies considérées séparément.

4.3.4. Fréquences utilisables

La lecture de la caméra en mode double corrélé s'effectue en cinq étapes, dont les durées sont indiquées entre parenthèses:

Initialisation de la zone utilisée du détecteur (dt_{init}).

Temps d'attente optionnel ($dt_{attente}$).

Première lecture des quatre fenêtres ($dt_{lecture}$).

Exposition ($n.dt_{expo}$).

Seconde lecture des quatre fenêtres ($dt_{lecture}$).

Le temps d'exécution de l'exposition est paramétrable par l'utilisateur, par incréments entiers (temps de boucle de l'horloge dt_{expo}), alors que les autres étapes sont à durée fixe, dépendant uniquement de la position des pixels lus sur le détecteur.

L'exécution de ce processus produit deux nombres pour chaque fenêtre, correspondant aux deux lectures. La différence entre ces deux valeurs est proportionnelle à la charge accumulée pendant l'exposition, et donc au flux reçu par le détecteur. Le résultat est exprimé en unités analogique-numérique (ADU, pour A*nalog Digital Units*).

Le temps d'exposition minimum *Min DIT* (pour *Detector Integration Time*) correspond à un temps d'exposition égal à zéro dans la procédure définie ci-dessus. En réalité, le temps s'écoulant entre les deux lectures n'est pas nul, mais correspond au temps d'exécution de l'étape de lecture elle-même. Le temps total nécessaire pour l'exécution d'une trame est donné par la formule:

$$\Delta t = dt_{init} + dt_{attente} + 2.dt_{lecture} + n.dt_{expo}$$

Cela signifie que les fréquences utilisables sont incrémentales. Leurs valeurs dépendent de la position des fenêtres sur le détecteur et du nombre de pixels contenu dans chaque fenêtre.

Pour le mode de lecture 1x1 pixel, et considérant les pixels utilisés à Paranal (12,4),(21,8),(8,13),(16,17), les fréquences utilisables sont listées dans la Table 8.

Table 8. Exemple de fréquences accessibles à LISA (quatre fenêtres de 1x1 pixel)

Nombre de cycles d'exposition	Fréquence (Hz)
1	3 384,08
2	2 528,45
3	2 018,16
4	1 679,26
5	1 437,81
6	1 257,07
7	1 116,69
8	1 004,52
9	912,825
10	836,470

4.3.5. Gain et bruit de lecture

Calcul des gains

La méthode employée consiste à éclairer le détecteur avec une source de lumière stable (mais non nécessairement uniforme), tout en mesurant la variance pour différents niveaux de signal (en évitant la saturation). Cela a été réalisé simplement sur le détecteur LISA en ouvrant légèrement l'obturateur froid situé devant le détecteur. Les mesures ont été effectuées simultanément sur tous les pixels de la zone de 64x64 pixels située dans le coin inférieur gauche du détecteur. La variance totale observée est la somme quadratique du bruit de photons et du bruit de lecture. En négligeant le bruit de lecture devant le bruit de photons pour les niveaux d'éclairement considérés, la variance est donc reliée au signal S_{ADU} et au gain G (en e-/ADU) par les relations:

$$\sigma^2 = \sigma^2_{photons} + \sigma^2_{lecture} = S_{ADU}.G + \sigma^2_{Lecture} \approx S_{ADU}.G$$

Le gain est donc estimé comme la pente de la régression linéaire de la variance en fonction du niveau moyen de signal. La courbe obtenue pour un des pixels est présentée Figure 52.

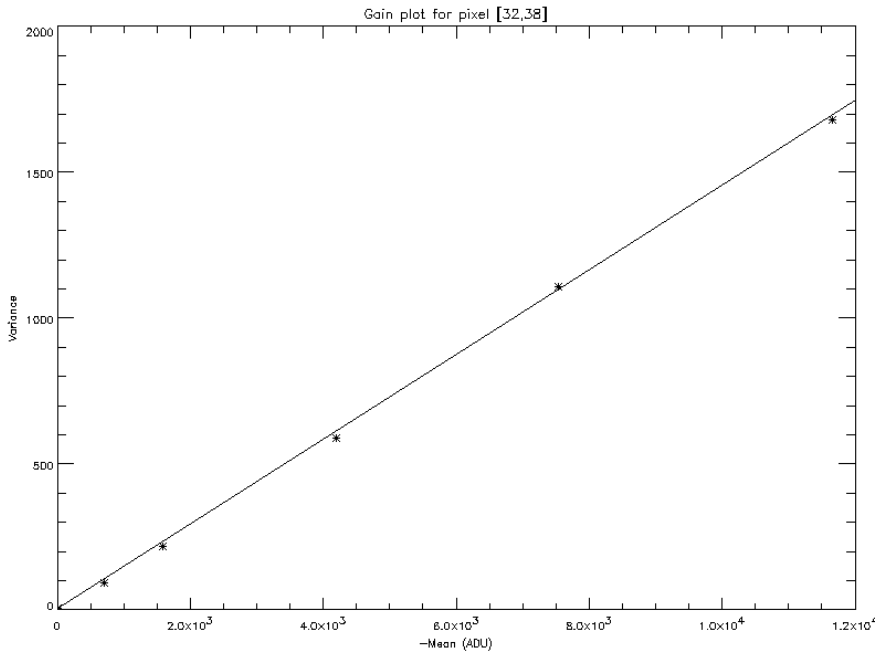


Figure 52. Variance observée en fonction du niveau moyen du signal, pour le pixel (32,38) de LISA (calcul du gain du pixel).

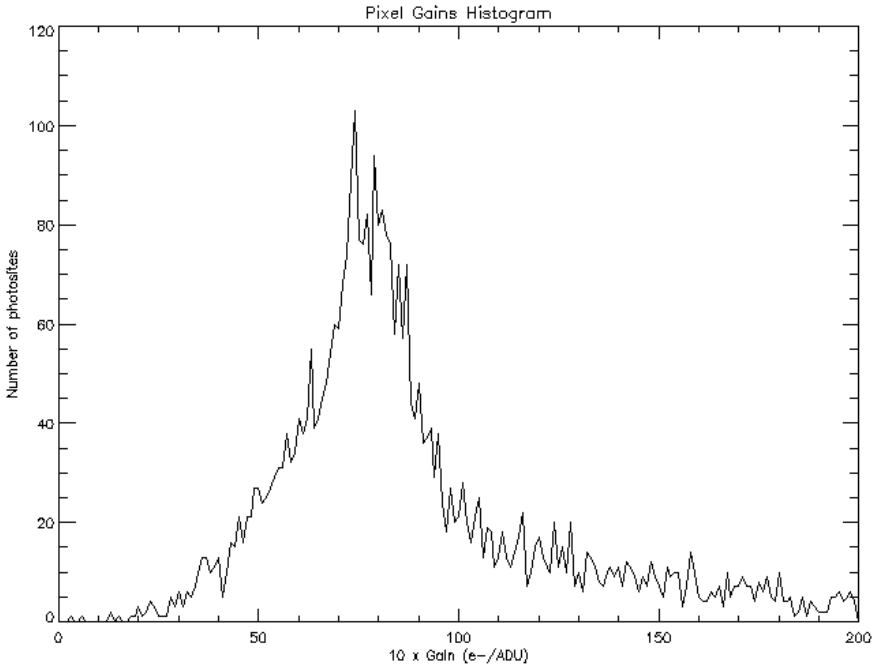


Figure 53. Histogramme des gains de la caméra LISA pour la zone inférieure gauche 64x64 pixels du quadrant IV (fréquence d'acquisition 6,7 Hz).

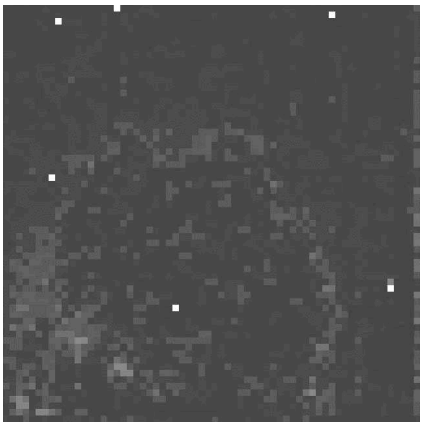


Figure 54. Carte des gains des pixels de la caméra LISA pour la zone inférieure gauche 64x64 pixels du quadrant IV (fréquence d'acquisition 6,7 Hz). Le pixel (0,0) est dans le coin inférieur gauche. Les valeurs typiques des gains se situent entre 5 et 10 e^-/ADU. L'échelle des niveaux de gris est linéaire de 0 à 50 e^-/ADU.

Les gains correspondant à tous les pixels sont représentés sous la forme d'un histogramme sur la Figure 53 et une carte des gains mesurés est donnée sur la Figure 54. La valeur la plus fréquente des gains mesurés est 7,3 e^-/ADU, avec des valeurs typiques de 5 à 10 e^-/ADU.

Bruit de lecture

Une fois les gains connus, la détermination des bruits de lecture est très simple, selon la formule $\sigma_{lecture} = \sigma_{obscurité}.G$ où $\sigma_{obscurité}$ est l'écart-type temporel du signal du photosite non exposé à la lumière, déterminé séparément pour chaque photosite. On obtient, dans la zone utile de LISA (64x64

pixels), la répartition des bruits de lecture présentée sur la Figure 55.

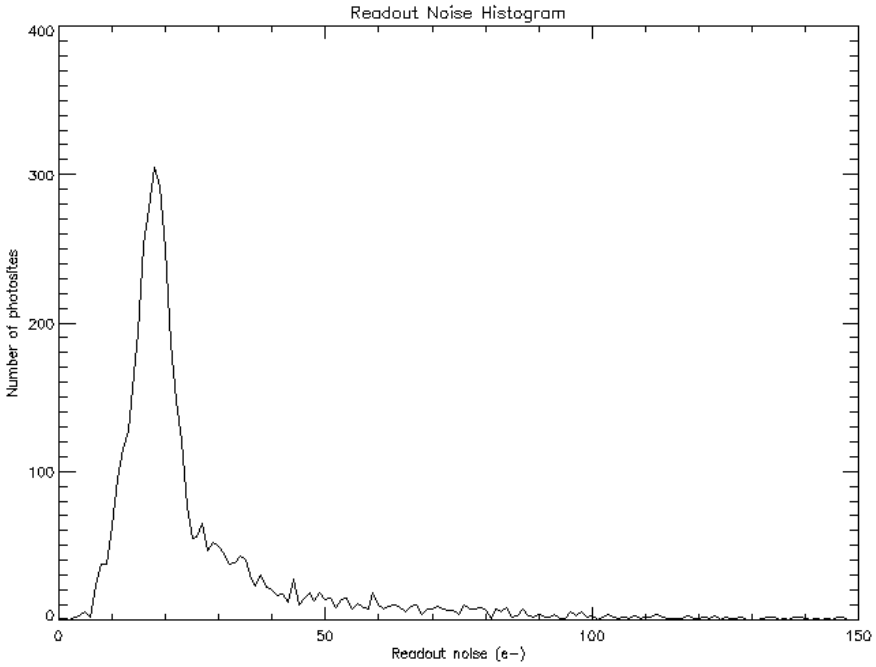


Figure 55. Histogramme des bruits de lecture de la caméra (fréquence d'acquisition 6,7 Hz). La valeur médiane est de 20,2 e^-.

Sélection des meilleurs photosites

La performance d'un photosite est assimilable à son niveau de bruit de lecture et à la rapidité avec laquelle il peut être adressé et lu.

Grâce à la carte présentée sur la Figure 56, il est possible de sélectionner un ensemble de quatre pixels ne présentant pas d'excès de bruit de lecture pour recevoir les images des fibres de MONA. Concernant la rapidité de lecture, le critère est ici la distance par rapport au coin inférieur gauche du détecteur, où se situe la référence d'adressage. On peut donc, grâce aux mesures présentées ici, positionner de manière optimale les sorties de fibre de VINCI sur la caméra LISA.

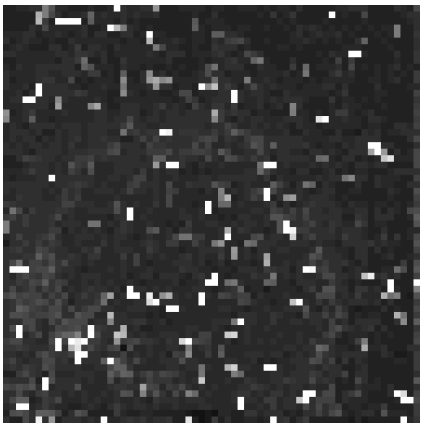


Figure 56. Carte des bruits de lecture des pixels de la caméra LISA (fréquence d'acquisition 6,7 Hz). L'échelle des niveaux de gris est linéaire de 0 à 50 e^-.

4.3.6. Densité spectrale de puissance du bruit

Pour préserver la répartition de l'énergie des franges dans le spectre de puissance, il est important d'éviter toute contamination par des signaux périodiques parasites, notamment à la fréquence de défilement des franges. Pour contrôler leur présence, le spectre de puissance des pixels considérés, éventuellement moyenné de manière à ne conserver que la partie statique, nous donne la répartition de la puissance en fonction de la fréquence. Tout excès se manifestant comme un pic est la caractéristique d'un bruit parasite périodique d'origine électrique ou électromagnétique.

L'environnement électromagnétique lors des tests réalisés à Garching était peu favorable (présence d'appareils émetteurs de radiations à proximité de la caméra et de l'électronique de contrôle, mise à la terre incertaine,...) et de nombreux pics sont visibles dans les mesures de la Figure 57. Les fréquences de ces pics sont principalement des multiples de 50 Hz, ce qui trahit probablement des interférences électriques avec la fréquence du secteur et les résonances multiples associées (harmoniques).

Lors de l'installation dans le laboratoire interférométrique à Paranal, un soin tout particulier a été accordé à l'environnement électromagnétique de VINCI. Une des dernières sources de pollution a été identifiée dans les ventilateurs de l'unité de refroidissement de l'électronique de la caméra LISA. Les aimants présents dans les moteurs causaient des parasites par induction dans l'électronique de lecture. Les pics ont totalement disparu sur la Figure 58, laissant place à un spectre parfaitement "blanc".

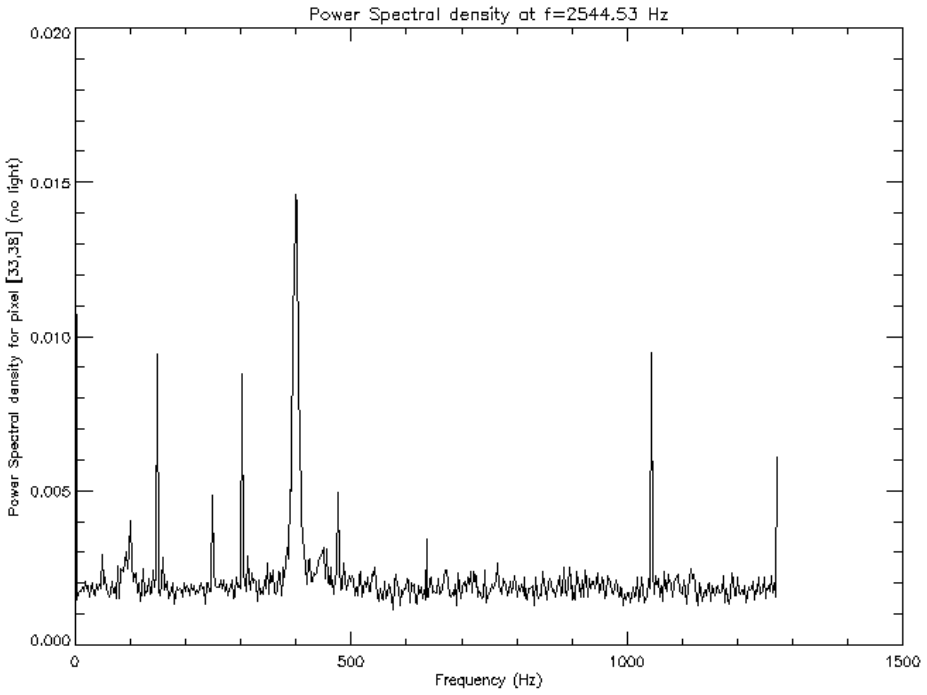


Figure 57. Densité spectrale de puissance à une fréquence d'acquisition de 2545 Hz, sur le pixel (33,38) de la caméra LISA en laboratoire à Garching. De nombreux pics provenant d'interférences électromagnétiques sont visibles, notamment à des fréquences multiples de 50 Hz (alimentation électrique).

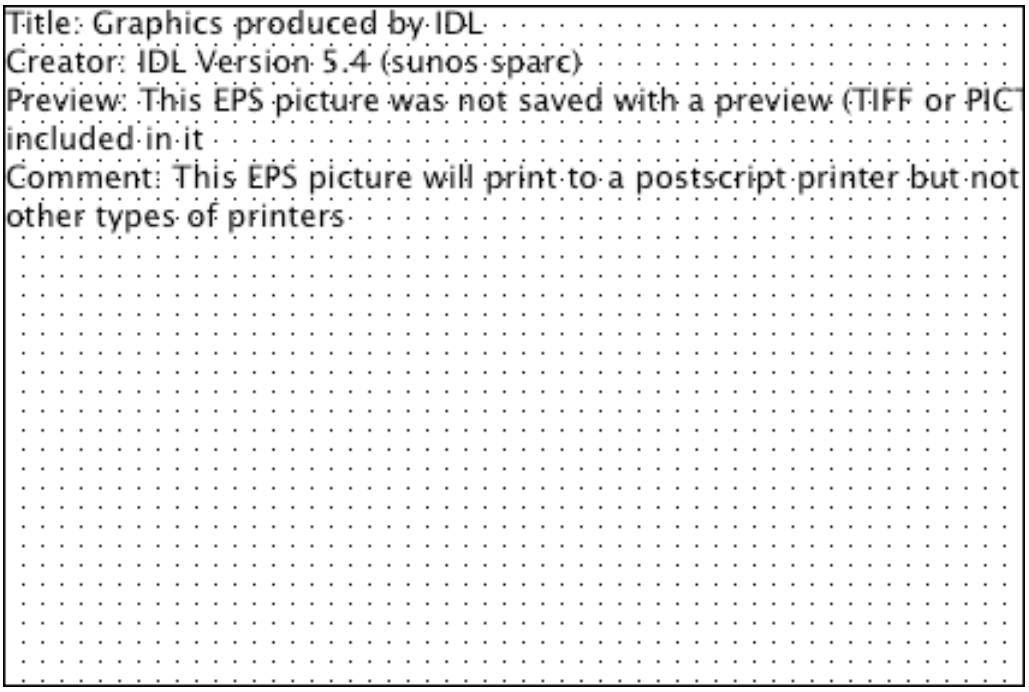


Figure 58. Spectre de puissance du bruit de la caméra LISA à Paranal (fréquence de lecture de 2018 Hz). Les pics visibles sur la Figure 57 ont disparu. Le niveau du fond est différent de la Figure 57, car le bruit de lecture du détecteur, qui dépend de la fréquence de lecture, n'est pas identique entre les deux mesures.

4.3.7. Effet de mémoire et fonction de transfert de modulation

A basse fréquence de lecture, et pour de forts éclairements, le détecteur HAWAII présente un effet de mémoire qui se manifeste par la persistance de signal dans l'obscurité après l'exposition à une illumination assez importante (même non saturante). Cet effet est particulièrement problématique en interférométrie, car il tend à réduire la modulation des franges en fonction de l'intensité de la source, ce qui rend leur calibration précise impossible.

Le montage utilisé pour moduler la lumière injectée dans la caméra est présenté sur la Figure 59. Il consiste à masquer la sortie de la fibre monomode utilisée pour éclairer la caméra LISA à l'aide d'une roue percée de trous régulièrement répartis et tournant à vitesse constante.

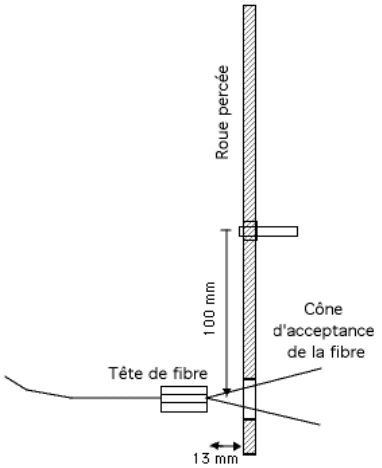


Figure 59. Géométrie du système de modulation utilisé pour étudier l'effet de mémoire sur la caméra LISA.

La période de modulation mesurée sur le détecteur est de 22,7 pixels. A la fréquence de trame de 2544,43 Hz, cela correspond à une fréquence d'obturation du faisceau par la roue percée de 2544,53/22.7=112,09 Hz. Le signal modulé en sortie de détecteur est présenté Figure 60.

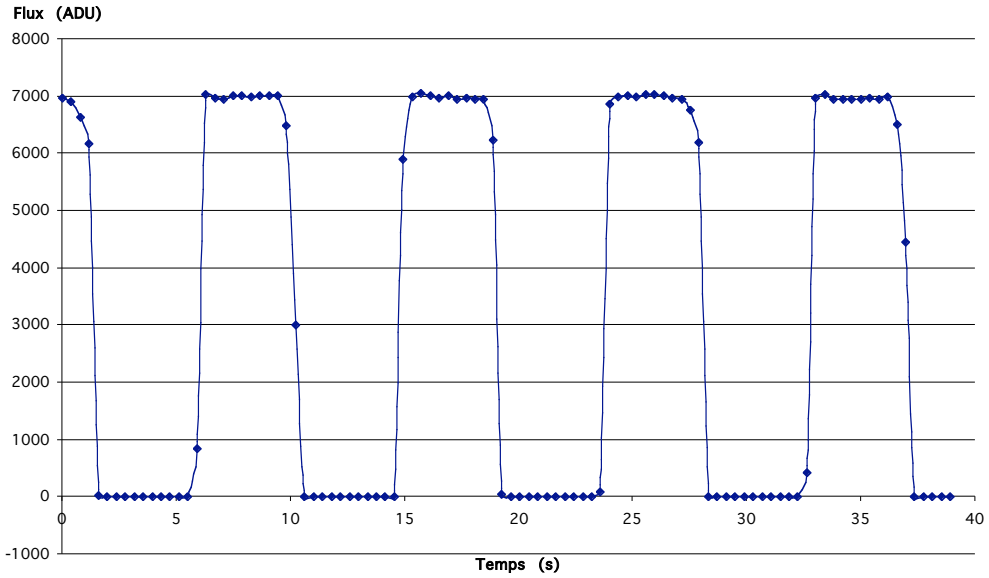


Figure 60. Flux modulé sur la caméra LISA, à 2544 Hz de fréquence de lecture.

La roue possédant 5 trous, tourne donc à une fréquence de 22,418 Hz, et la vitesse linéaire à un rayon de 100 mm est donc de 14,086 m/s. L'ouverture numérique de la fibre monomode utilisée étant de 2,8 , le faisceau de sortie à une distance de 13mm possède un diamètre de 4,6 mm. Le temps nécessaire pour obturer complètement le faisceau est donc de 0,0046/14,086=0,327 ms.

A la fréquence de lecture de la caméra, une trame correspond à 0,393 ms. Cela signifie que l'obturation est réalisée en 0,83 trame. On peut donc considérer que la modulation vue depuis la caméra est instantanée et adopter un modèle carré pour l'onde d'entrée.

Ce modèle nous permet donc d'échantillonner la fonction de transfert de modulation (FTM) aux fréquences f_0, $3f_0$, $5f_0$, $7f_0$,... $(2n+1)f_0$ avec f_0 la fréquence de la modulation du signal d'entrée. En effet, pour ces valeurs, la densité spectrale de puissance théorique du signal d'entrée carré vaut un (elle est nulle partout ailleurs). Les valeurs du spectre de puissance du signal de sortie pour ces fréquences sont divisées par les valeurs correspondantes du signal d'entrée. Ceci donne les résultats présentés dans la Table 9.

Table 9. Fonction de transfert de modulation (FTM) de la caméra LISA.

Fréquence (Hz)	FTM absolue	Intégrateur parfait	Rapport
111,8	1,001	0,997	1,004
336,7	0,963	0,971	0,991
561,6	0,948	0,922	1,028
785,2	0,839	0,851	0,985
1008,9	0,722	0,761	0,949
1232,5	0,592	0,656	0,902

Un intégrateur idéal (non bloqueur) fonctionnant à une fréquence finie possède une FTM inférieure à un pour les fréquences non nulles. Dans la dernière colonne de la Table 9, on a comparé les résultats sur LISA à un intégrateur idéal fonctionnant à la même fréquence. La Figure 61 présente graphiquement la comparaison.

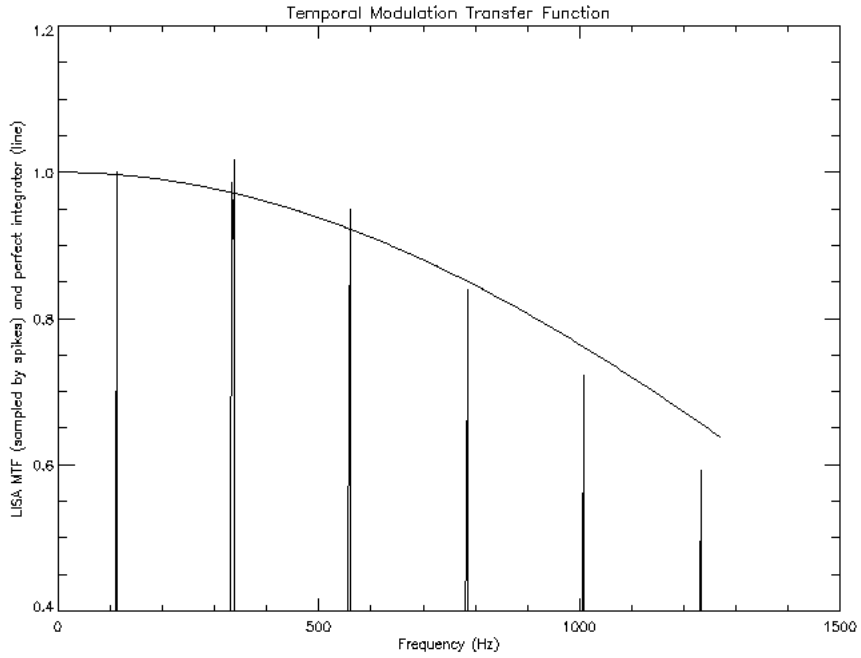


Figure 61. Fonction de transfert de modulation de LISA (échantillonnée aux fréquences des pics de la figure: 112 Hz, 337 Hz, 562 Hz,...) comparée à un intégrateur idéal (courbe en trait continu).

La FTM étant supérieure à 90% pour une fréquence de lecture de 2,5 kHz, la caméra LISA ne présente donc pas d'effet de mémoire problématique. Il faut se rappeler que les franges sont en général échantillonnées avec 5 points par frange, ce qui donne une fréquence de modulation maximale de 700 Hz environ. Pour cette fréquence, la FTM obtenue sur LISA est de 99% de celle d'un intégrateur parfait (lui-même donnant environ 90%).

4.3.8. Améliorations prévues

Conversion analogique-numérique multiple

Considérant la grande vitesse de lecture nécessaire, le bruit de lecture du détecteur est le facteur limitant de la sensibilité et de la précision de VINCI. Le mode de lecture de la caméra est actuellement très simple: initialisation du pixel, suivie de deux lectures. La valeur de flux produite est la différence entre les valeurs en ADU des deux lectures.

Lors de la transformation de la charge électronique du photosite en valeur numérique, le convertisseur analogique-numérique utilisé introduit un bruit. Ce bruit peut être considérablement diminué en effectuant plusieurs fois la procédure de conversion, qui est non destructive, et en moyennant les résultats. Ceci est d'autant plus important que la lecture est effectuée au minimum deux fois sur le détecteur HAWAII (contre une seule fois pour les dispositifs à transfert de charge).

Le temps nécessaire à la conversion étant extrêmement court, il n'y a pratiquement pas de perte de performance lors de l'introduction de ce mode de conversion multiple ("*sub-pixel sampling*"). L'implémentation de ce mode est par ailleurs grandement simplifiée par le fait qu'il est déjà utilisé sur d'autre instruments de Paranal.

Echantillonnage multiple

Cette méthode de lecture d'un photosite consiste à effectuer plusieurs fois le cycle "lecture-lecture" et à calculer ensuite la valeur du flux par la pente de la régression linéaire des points obtenus. Le gain obtenu en écart-type est le suivant:

$$\frac{\sigma_{simple}}{\sigma_{multiple}} = \sqrt{N_{lectures} - 1}$$

Ceci suppose que le flux est constant au cours du cycle de lectures. Une variante de cette méthode (échantillonnage de type Fowler) consiste à prendre directement la moyenne des résultats de chaque paire de lecture. Le résultat est un peu moins bon que la régression linéaire.

Intégration sans réinitialisation (lecture continue)

La réinitialisation des photosites est un processus violent pour la charge électrique, et il introduit un bruit de détecteur considérable. On peut contourner ce problème grâce à la grande capacité de charge d'un photosite avant saturation. En laissant la charge s'accumuler dans le pixel au cours de l'ensemble de l'interférogramme, il est possible d'effectuer uniquement des cycles de lecture (lecture continue). Il faut prendre garde cependant à ne pas entrer dans la partie non linéaire de la réponse du détecteur (saturation).

Un intérêt supplémentaire de la lecture continue est de pouvoir accélérer la fréquence de lecture de la caméra. En effet, la réinitialisation est l'étape qui prend le plus de temps dans la procédure de lecture, du fait principalement du temps d'attente nécessaire pour stabiliser la charge du pixel après le "reset" proprement dit. Lors des tests à Garching, on a pu mesurer les durées présentées dans la Table 10. On remarque que seulement 36% du temps est dédié à l'acquisition effective des photons. En retirant le temps d'initialisation, on gagne immédiatement 33% en fréquence maximale, et on passe à une intégration effective de 48%. Un inconvénient est que l'on perd en dynamique (capacité à enregistrer de faibles variations d'un signal de forte intensité), et donc qu'il devient impossible d'observer des étoiles présentant des visibilités très faibles. Pour ces dernières, il est préférable de recourir aux modes normaux de lecture.

Table 10. Répartition du temps lors de la lecture d'un pixel LISA (mesuré à Garching).

Etape	Durée (µs)	Fraction de la durée totale
Initialisation	69,5	25%
Attente	0 (optionnel)	-
Lecture	54,5	20%
Intégration	100x*N*, ici fixé à 100	36%
Lecture	54,5	20%

Le mode de lecture continue a donc un double intérêt: il est plus rapide, et moins bruité.

Selon la documentation Rockwell, la capacité nominale d'un photosite de détecteur HAWAII est de 250 000 e^- avant saturation. En pratique, pour le détecteur de LISA, on perd la linéarité (du fait de la saturation) au delà de 12 000 ADU (Figure 62) soit un peu moins de 88 000 e^-.

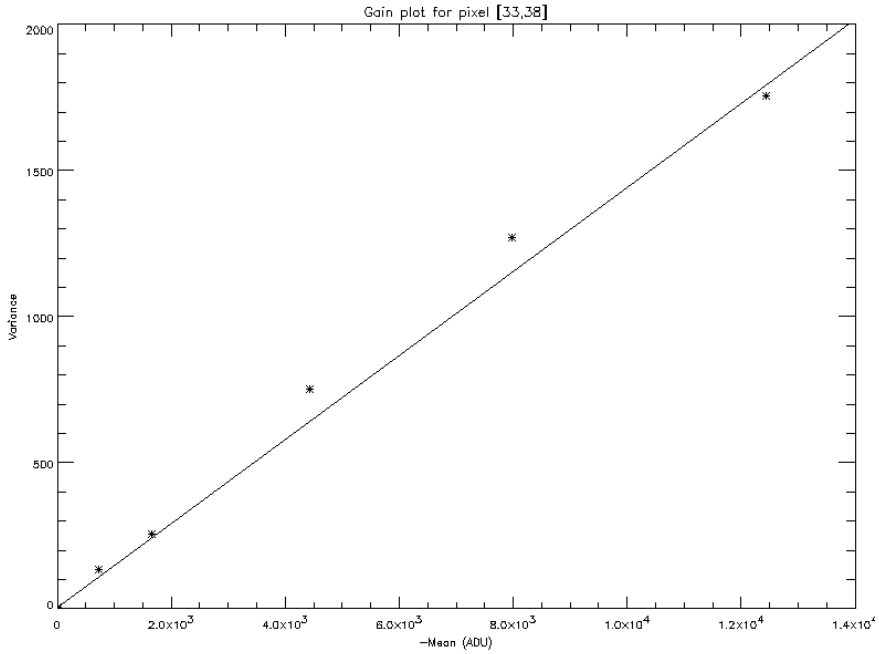


Figure 62. Linéarité de la réponse du pixel (33,38). Pour un flux mesuré supérieur à environ 12 000 ADU, on constate que la réponse n'est plus linéaire.

Considérant le rendement quantique nominal pour un détecteur HAWAII de 0,72, on obtient une capacité d'intégration du pixel de 120 000 photons. A la longueur d'onde de 2,2 μm, la capacité en énergie est donc de:

$$e_{maxi} = N.\frac{h.c}{\lambda} = 1{,}1.10^{-14} J$$

Selon la durée totale du scan, on peut calculer la magnitude minimale qui donnera la saturation juste à la fin de l'intégration.

$$m_{mini} = -2.5.\log\left(\frac{e_{maxi}}{2.S_{télescope}.T_{scan}.\Delta\lambda.\eta_{VLTI}}.\frac{1}{e_0}\right)$$

Avec $S_{\text{télescope}}$ la surface d'un des deux collecteurs de lumière supposés identiques, $\Delta\lambda$ la largeur de la bande K (0,4 μm), η_{VLTI} le rendement photométrique global du VLTI (incluant VINCI), T_{scan} la durée totale du balayage des franges et e_0 l'éclairement pour une source de magnitude 0 (e_0=3,9.10^{-10} W/m^2/μm en bande K). La Table 11 donne les paramètres instrumentaux adoptés. Les magnitudes minimales pour les différents types de collecteurs du VLTI sont présentés sur la Figure 63.

Table 11. Paramètres instrumentaux adoptés pour le calcul de la magnitude minimale en lecture continue.

	Sidérostats	**AT**	**UT sans OA**	**UT avec OA**
η_{VLTI}	0,00582	0,00173	0,0000914	0,00342
Surface (m^2)	0,084	2,545	50,265	50,265

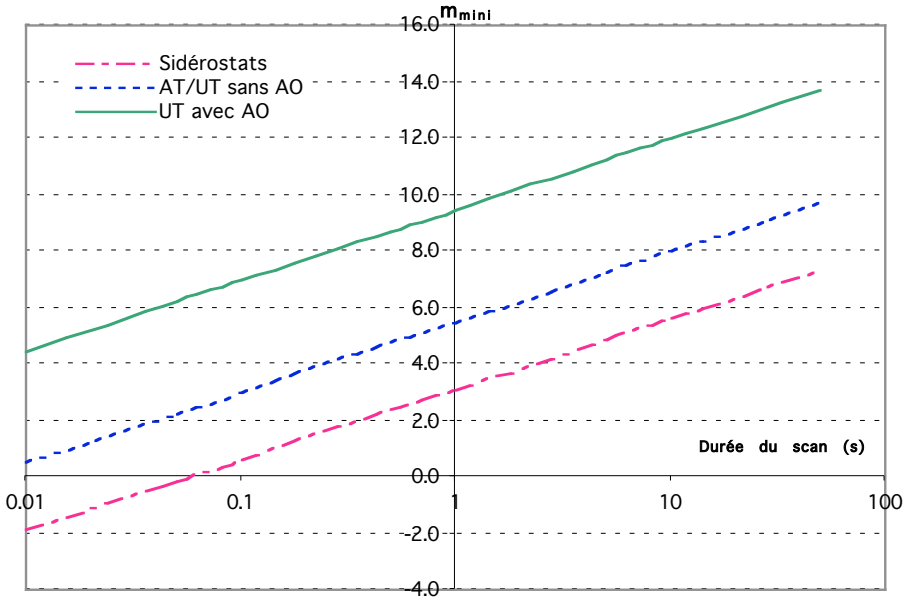


Figure 63. Magnitude minimale accessible avec LISA en mode lecture continue (en ordonnée), en fonction de la durée totale du balayage des franges (en abscisse, exprimée en secondes) pour les différents collecteurs de lumière du VLTI.

Diminution potentielle du bruit de lecture

Pour les autres détecteurs fonctionnant en infrarouge utilisés à l'ESO, une diminution du bruit de lecture effectif d'un facteur huit a pu être observée, grâce à la conversion et aux lectures multiples. Même si la haute fréquence de lecture de LISA ne permet pas d'atteindre un tel facteur, on peut raisonnablement espérer passer d'un bruit de lecture de 18 e^- à moins de 5 e^-. Pour mémoire, sur la caméra NICMOS d'IOTA (Millan-Gabet et al. 1999), un bruit minimal de 5 e^- a pu être atteint, partant d'un bruit initial de 25 e^-, grâce à l'échantillonnage multiple.

Le gain sur la magnitude limite de VINCI/VLTI peut être estimé à au moins une magnitude. Il est important cependant de surveiller le spectre de puissance du bruit de lecture, car ce mode de lecture peut provoquer l'apparition de bruit non blanc (comme sur la caméra de FLUOR). Pour les étoiles faibles, la lecture continue des pixels au cours du scan permet d'éviter la perturbation due à la réinitialisation. Le gain en bruit de lecture est difficile à estimer mais pourrait être important.

Fenêtrage adapté

Pour le moment, la lecture de la caméra LISA est effectuée uniquement dans des fenêtres carrées de dimensions 1x1, 2x2 ou bien 3x3 pixels. Etant donné que la forme des faisceaux n'est pas elle-même carrée, ce mode de lecture n'est pas optimal. Il est prévu de remplacer ce mode simple par la lecture de fenêtres de forme arbitraire, et de pondérer la valeur retirée de chacun des pixels de la fenêtre en fonction de son éclairement. De cette manière, on obtiendra l'optimum sur le niveau de bruit de lecture cumulé.

D'autre part, un mode évolué de positionnement des images des quatre fibres grâce aux moteurs du support de la sortie de toron est actuellement à l'étude. Il permettra de manière automatique de positionner les quatre sorties de fibres sur le détecteur et de générer le programme de lecture de la caméra produisant le bruit de lecture cumulé le plus faible.

4.4. Précision théorique et outils de simulation

De manière à définir de manière réaliste les programmes d'observations réalisables avec VINCI, il est apparu très tôt nécessaire de quantifier la sensibilité et la précision des mesures. L'expérience accumulée avec FLUOR a permis de construire un modèle réaliste de l'instrument. Associé aux spécifications du reste de l'interféromètre (télescopes, réflectivités,...) cela m'a permis d'analyser les capacités et limitations du système.

La description des méthodes et des algorithmes employés est disponible dans le document [VINCI Precision].

4.4.1. Sources de bruit

La Table 12 donne la liste des sources connues de dégradation de la sensibilité et de la précision des mesures. Précision et sensibilité sont en fait deux aspects d'un même problème, et ne sont pas vraiment séparables. Cependant, tous les facteurs mentionnés ne causent pas nécessairement une dégradation de ces deux grandeurs simultanément. Par exemple, le piston atmosphérique agit seulement sur la position et la forme du pic des franges dans le spectre de puissance, diminuant donc la précision des mesures de visibilité, mais jouant peu sur la sensibilité de détection.

Table 12. Facteurs limitant la précision et la sensibilité de VINCI. Les termes en *italique* désignent les facteurs affectant essentiellement la précision et non la sensibilité.

Optique	**Détection**	**Atmosphère**	**Astrophysique**
Surface des collecteurs de lumière	Efficacité quantique du détecteur HAWAII	*Bruit de piston (directement sur le ciel ou résidus du suiveur de franges)*	*Incertitude sur la taille du calibrateur et sur le modèle choisi*
Transmission photométrique et émissivité du train optique	Bruit de lecture du détecteur	Fluctuations du rapport de Strehl (bruit photométrique)	*Connaissance de la forme du spectre de la source*
Stabilité du train optique (vibrations)	Emission du fond thermique vue par le détecteur	Turbulence interne (non corrigée par OA)	*Bruit de photons statistique de la source*
Stabilité de la perte de contraste (polarisation)	Pertes d'échantillonnage (échantillonneur non bloqueur)	Transmission atmosphérique en bande K	*Incertitude sur la longueur d'onde effective*
Distortions du front d'onde par le train optique	Autres bruits de détecteur (défauts électroniques du composant)	*Dispersion longitudinale différentielle*	
Pertes à l'injection dans les fibres (efficacité < 0,8)		*Dispersion transversale différentielle entre l'infrarouge et le visible*	
Efficacité photométrique du coupleur triple MONA		*Non stationarité des pertes de contraste atmosphériques*	
Efficacité interférométrique du coupleur triple		*Corrélation des visibilités produites par les sorties VINCI*	
Imagerie des fibres sur les pixels de LISA		*Bruit de photons statistique du fond thermique*	
Incertitude sur les coefficients κ_{ij}		*Couplage entre temps et longueur d'onde (biais)*	

4.4.2. Calcul du temps d'exposition

En prenant en compte les facteurs mentionnés dans la Table 12, j'ai construit un modèle numérique de l'instrument VINCI. Il permet d'évaluer la précision obtenue sur la visibilité des franges d'interférence en fonction de la magnitude, de la taille angulaire de la source observée, du type de collecteur de lumière et de la longueur de la ligne de base utilisée.

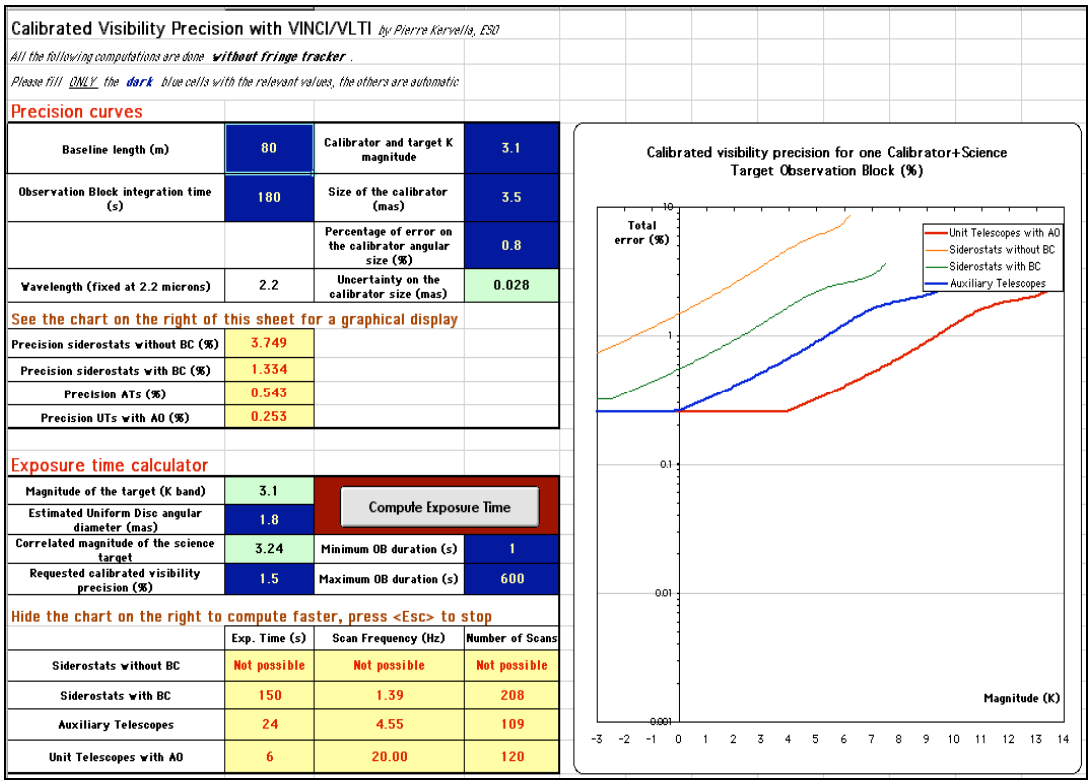


Figure 64. Interface graphique du logiciel de calcul du temps d'exposition de VINCI.

L'interface graphique de l'outil de calcul, réalisée sous *Microsoft Excel*, est présentée sur la Figure 64. Les rapports signal à bruit en fonction de la magnitude sont calculés préalablement en utilisant le logiciel *Matlab* et utilisés comme références dans le tableau Excel.

Le logiciel fournit également une estimation de la précision obtenue sur la visibilité calibrée, en fonction de la taille du calibrateur et de l'incertitude associée. Une option est disponible pour calculer automatiquement la longueur optimale de la base qui permet de déterminer la visiblité calibrée avec la plus grande précision. Il s'agit d'un compromis entre la longueur de la base, qui modifie la magnitude apparente corrélée de la source, et la précision disponible sur le diamètre du calibrateur.

4.4.3. Biais de centrage

Importance

La position du paquet de franges est estimée grâce à l'algorithme de *Quicklook* (voir la Section 4.2.7 pour une description de son fonctionnement), dont la précision de calcul est de ±2 µm environ. Les données sauvegardées sont donc affectées au minimum d'une incertitude de cet ordre sur le centrage du paquet de franges.

Par ailleurs, l'algorithme de calcul des facteurs de cohérence carrés est sensible au centrage des franges. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer le cas de franges parfaitement centrées et de visibilité 100% à celui de franges complètement décentrées, jusqu'à sortir de la zone de balayage, donnant une visibilité nulle.

Simulations numériques

Pour évaluer l'impact du défaut de centrage sur les facteur de cohérence carrée calculés, j'ai effectué des simulations numériques à partir d'interférogrammes idéaux (Figure 65), issus d'un spectre "porte", c'est-à-dire possédant une transmission totale entre 2 et 2,4 μm. L'échantillonnage numérique est de 5 points/frange. La densité spectrale de puissance des franges d'interférence est intégrée pour différentes valeurs de décentrement des franges jusqu'à 50 μm.

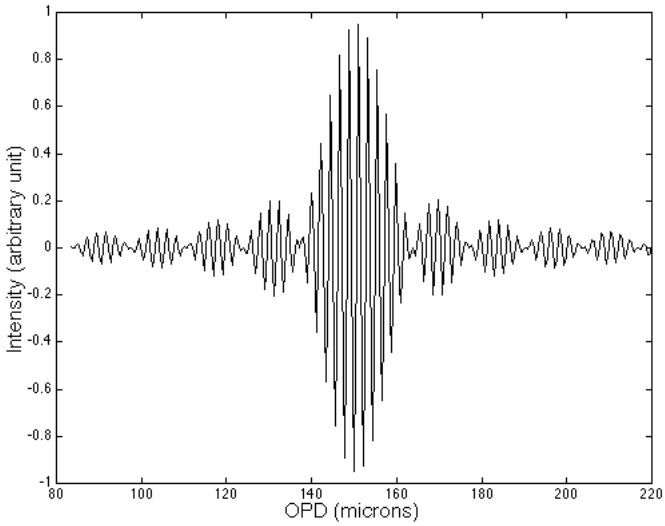


Figure 65. Interférogramme idéal utilisé pour les calsuls de biais de centrage.

La Figure 66 montre la variation de l'intégrale normalisée du pic frange (proportionnelle au facteur μ^2) en fonction du décentrement de la fenêtre d'intégration d'une taille de 100 μm. Une variation relative de μ^2 de -1% est atteinte pour un déplacement latéral de 27 μm. Etant donné que l'écart-type du centrage des franges effectué par le *Quicklook* est de 2 μm, il n'y a aucun risque d'introduction de biais de centrage significatif.

Cependant, lorsque la longueur de scan est réduite, l'influence du décentrement sur le μ^2 est beaucoup plus importante. La Figure 67 montre l'évolution du facteur μ^2 pour des interférogrammes de 20 μm de longueur. Une perte de 1% est atteinte pour un décentrement de seulement 1 μm. Pour un décentrement correspondant à l'écart-type de l'erreur de position du *Quicklook*, qui est de 2 μm, on observe un biais relatif de -3%, ce qui est considérable.

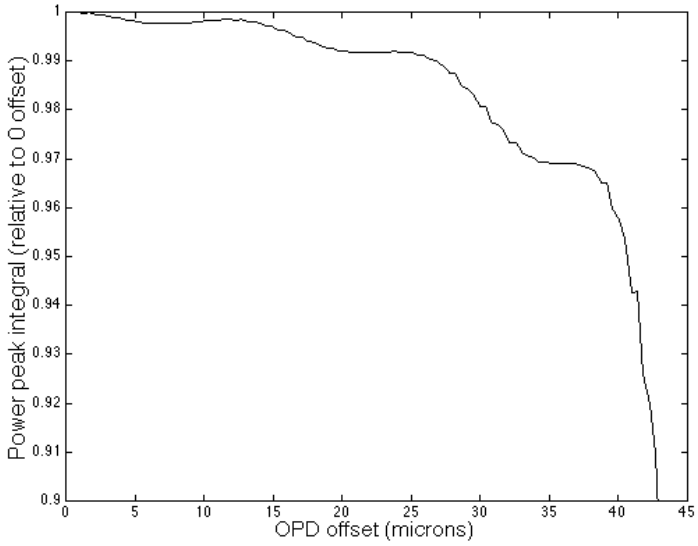


Figure 66. Effet du décentrement des franges (en abscisse) sur le facteur de cohérence carré μ^2 (en ordonnée), pour une longueur de scan utile de 100 μm.

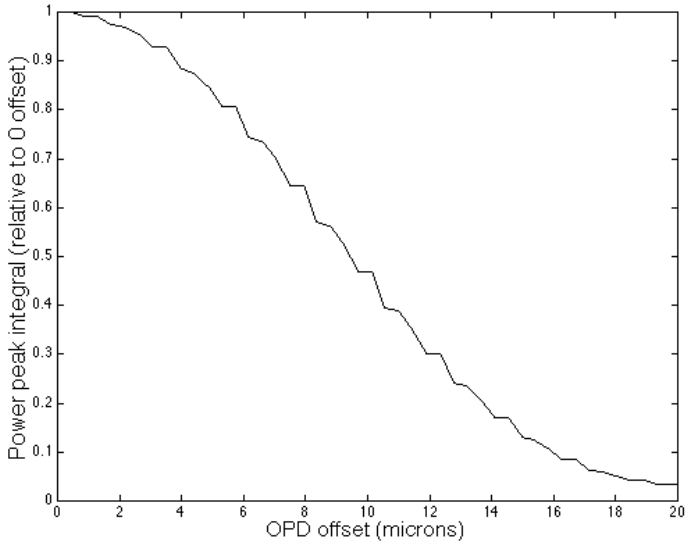


Figure 67. Effet du décentrement des franges (en abscisse) sur le facteur de cohérence carré μ^2 (en ordonnée), pour une longueur de scan utile de 20 μm.

Conclusion

Il apparaît indispensable, lorsque le segment de différence de marche balayée est court (<50 μm), de centrer avec précision les interférogrammes avant leur réduction, sous peine de créer un biais important sur les mesures (Figure 68). Par contre, pour les interférogrammes plus longs (>100 μm), le décentrement résiduel de l'algorithme de *Quicklook* n'a pas d'influence mesurable sur les facteurs μ^2. La Table 13 donne des valeurs numériques correspondant à un décentrement d'une frange (écart-type du *Quicklook*), pour différentes longueurs de scan typiques de VINCI.

Table 13. Estimation des biais additifs dus à un décentrement d'une frange pour différentes longueurs de balayage.

Longueur de scan (μm)	Biais (%)
10	-5
15	-6
20	-3
25	-0,7
30	+0,4
50	-0,2
100	-0,05
150	-0,02
200	-0,003

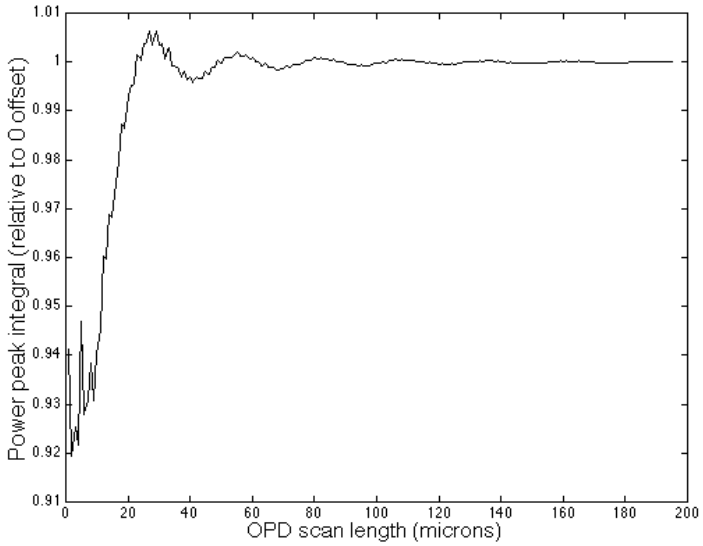


Figure 68. Biais relatif (en %) créé sur l'évaluation de μ^2 par un décentrement de 2,2 μm des franges, en fonction de la longueur de l'interférogramme (en μm).

5. Premières Franges à Paranal !

5.1. Installation de VINCI

La mise en place de VINCI à Paranal s'est déroulée du début du mois de janvier à la fin février 2001. Lors de l'intégration de l'instrument dans son environnement de travail, deux étapes techniques importantes ont été franchies successivement avant les premières franges sur le ciel: l'obtention de franges d'abord en mode Autotest, puis en Autocollimation.

5.1.1. Autotest

Bien que les premières franges en Autotest de VINCI aient déjà eu lieu à Garching en novembre-décembre 2000, le démontage-remontage complet du système ainsi que le délicat transport des 27 caisses de VINCI jusqu'à l'Observatoire de Paranal pouvaient faire craindre des difficultés. Heureusement, il n'en a rien été et la première recherche automatique des franges a été couronnée de succès le 15 février 2001.

5.1.2. Autocollimation

En mode Autocollimation, la lumière émise par la source LEO est envoyée à travers le train optique du VLTI (miroirs M16 à M12), rétroréfléchie par des coins de cube ou par les sidérostats eux mêmes, et récombinée sur VINCI. Ce mode est particulièrement intéressant sur le plan technique (voir la Section 6.2) car il permet de tester le comportement des lignes à retard ainsi que la turbulence interne du tunnel, à la fois spatialement (dégradation de la qualité de l'image) et temporellement (effet de piston).

Des franges d'interférence dans ce mode ont été obtenues peu de temps avant les premières franges stellaires, le 12 mars 2001. Il est intéressant de mentionner que le fonctionnement d'un interféromètre est plus délicat en Autocollimation que sur le ciel, du fait du double passage des faisceaux sur toutes les optiques. Cette particularité double toutes les contraintes sur la transmission photométrique (réflectivité, transmission des cubes LEO, turbulences dans le tunnel), la polarisation des faisceaux et la précision d'annulation de la différence de marche.

5.2. Premières observations stellaires avec les sidérostats

5.2.1. Qualité des données

Il est important de souligner que les observations présentées dans ce paragraphe peuvent présenter des défauts ou biais d'origine instrumentale, bien que dans de nombreux cas les résultats obtenus aient pu être validés par des observations effectuées antérieurement. VINCI et le VLTI ne présentent pas encore la fiabilité et la répétabilité de FLUOR par exemple, qui est en fonctionnement depuis plusieurs années. Pour un bon nombre de résultats présentés dans cette section, il faut se rappeler que VINCI n'avait que quelques nuits d'observations derrière lui !

5.2.2. Les TROBs

Dans le but de contrôler la stabilité de la fonction de transfert interférométrique du VLTI sur le long terme, un certain nombre d'étoiles fiduciaires a été choisi. Elles sont réparties sur le ciel de manière à permettre l'observation de plusieurs étoiles de référence tout au long de l'année. Lors des observations fiduciaires appelées TROBs, pour *Technical Reference Observation Blocks*, plusieurs séries de mesures sont effectuées avec des réglages fixes de l'instrument (temps d'acquisition de la caméra, vitesse de balayage,...). On peut ainsi suivre de manière homogène les éventuelles variations

de performances du VLTI.

Les étoiles choisies pour servir de référence sont données dans la Table 14. Elles ont été sélectionnées car elles sont réputées stables en luminosité et en diamètre angulaire et pour la plupart bien connues par des observations interférométriques antérieures.

Table 14. Etoiles de référence pour la période initiale de vérification technique du VLTI

Nom	Spectre	m_V	m_K	AD 2000.0	Déc. 2000.0	Diamètre catalogue DU (mas)	Erreur sur le diamètre DU (mas)	Visibilité en % (B=16m)
γ Eri	M1IIIb	3,0	-0,9	03 58 01,8	-13 30 31	8,56	0,43	88-94
α CMa	A1V	-1,5	-1,3	06 45 08,9	-16 42 58	5,72	0,29	95-97
α Hya	K3II	2,0	-1,2	09 27 35,2	-08 39 31	9,05	0,45	87-94
θ Cen	K0IIIb	2,1	-0,2	14 06 40,9	-36 21 12	5,10	0,25	96-98
γ Aql	K3II	2,7	-0,6	19 46 15,6	10 36 48	5,86	0,34	94-98
ε Peg	K2Ib	2,4	-0,8	21 44 11,2	09 52 30	7,38	0,37	91-97

5.2.3. Alpha Hydrae, le premier diamètre

La première observation avec le VLTI est un vrai moment d'émotion!

La première étoile sur laquelle a été mesurée une visibilité calibrée est α Hydrae (Alphard). Le calibrateur utilisé pour cette mesure a été Sirius, étoile stable qui était observable simultanément avec Alphard. Une série de 400 interférogrammes a été acquise sur α Hya, calibrée par 200 scans obtenus sur Sirius avec les mêmes réglages immédiatement auparavant.

La Figure 69 montre les 200 premiers interférogrammes obtenus sur Alphard. Le tracé des facteurs de cohérence calculés à partir de chaque scan (dont un exemple est donné sur la Figure 70) est présenté sur la Figure 71.

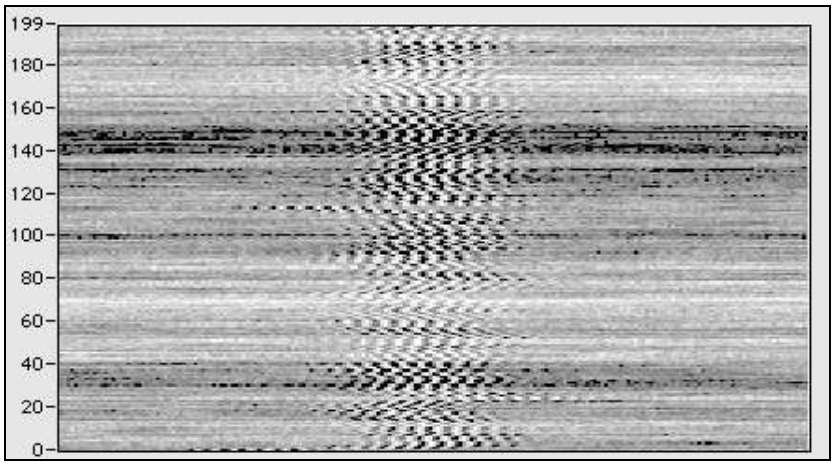


Figure 69. Série de 200 interférogrammes obtenus sur Alphard lors des premières franges du VLTI. En abscisse est tracée la différence de marche et en ordonnée le numéro de l'interférogramme dans la série.

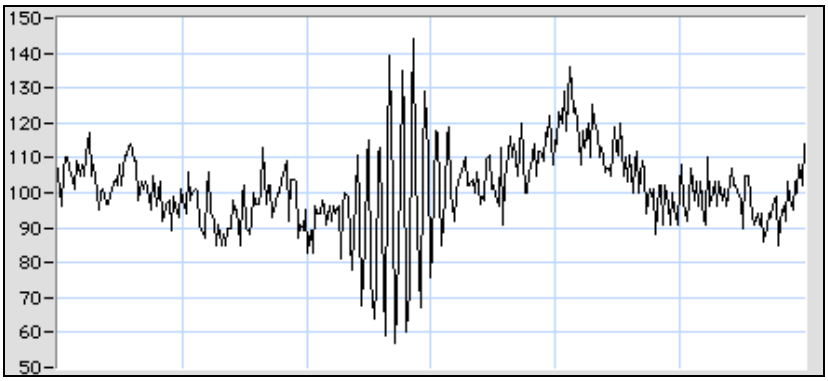


Figure 70. Interférogramme brut de l'étoile Alphard. En abscisse est tracée la différence de marche (1 pixel correspond à 0,4 μm) et en ordonnée l'intensité en ADU.

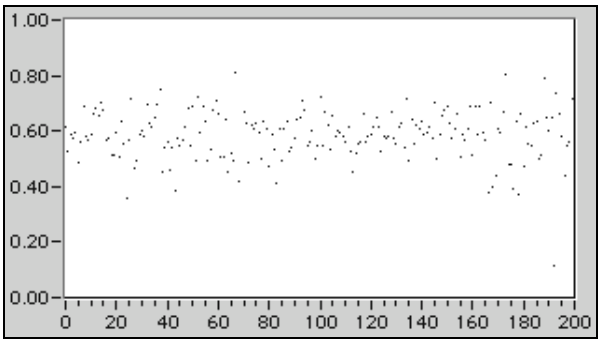


Figure 71. Valeurs de μ_1^2 en fonction du rang de l'interférogramme dans la série, calculées à partir des interférogrammes de la série de la Figure 69.

La fonction de transfert interférométrique du VLTI s'est établie à la valeur excellente de 87% au moment de ces observations.

Le résultat de la mesure de diamètre est, en adoptant un modèle de disque uniforme, de θ_{UD}= 9,28 ± 0,17 mas (Figure 72 et Figure 73). Cette valeur est remarquablement compatible avec la mesure de 9,27 mas publiée par Cohen et al. (1995), qui est issue d'observations spectro-photométriques de précision.

Il est intéressant de noter que les conditions atmosphériques à Paranal pendant la nuit des premières franges (et quelques nuits suivantes) ont été particulièrement favorables. Le temps de cohérence, qui est la grandeur la plus importante pour la précision des mesures de VINCI, se situait statistiquement dans les meilleurs 2% des valeurs mesurées à Paranal par l'ASM. Voir la Section 7 pour plus de détails sur les mesures effectuées avec VINCI concernant le temps de cohérence et d'autres paramètres atmosphériques.

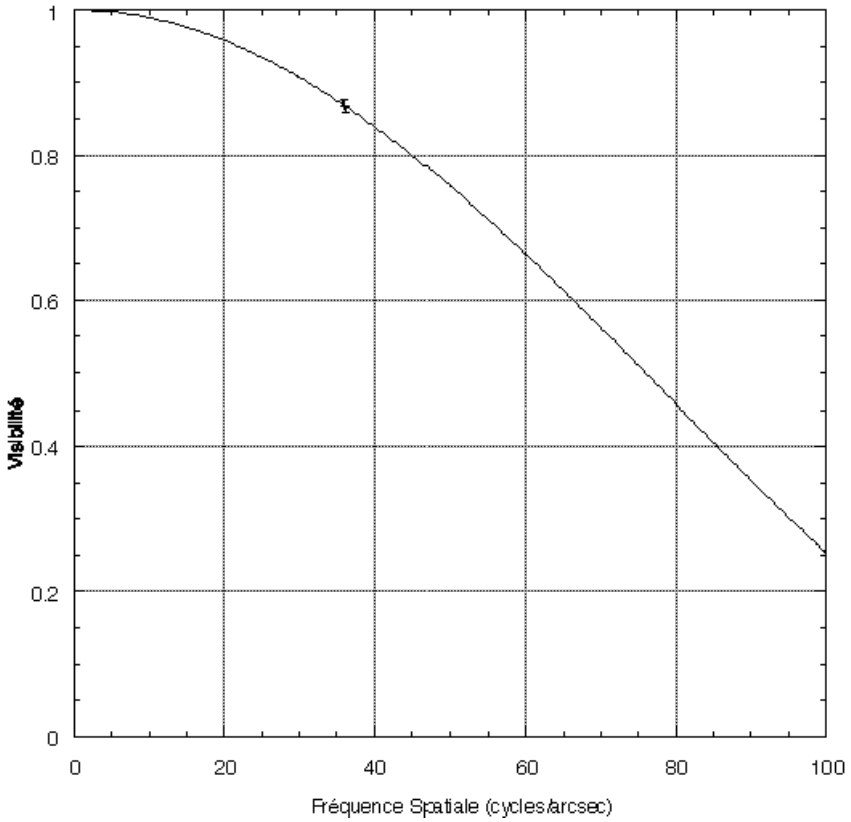


Figure 72. Première mesure de diamètre obtenue avec le VLTI sur l'étoile Alphard. Le trait continu correspond à un diamètre de disque uniforme de 9,28 mas.

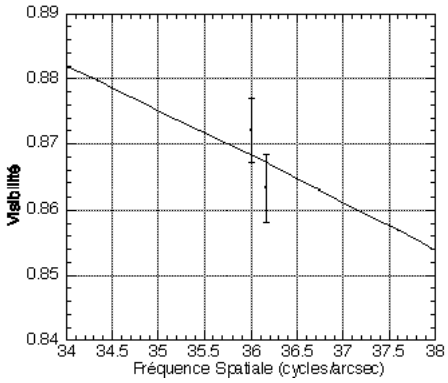


Figure 73. Détail de la Figure 72.

5.2.4. Sirius, première étoile de référence

La plus brillante étoile du ciel dans le visible, Sirius (α CMa), était idéalement placée près du zénith à l'époque des premières franges. Il s'agit d'une étoile double, dont le compagnon, Sirius B, est une naine blanche très faible. La contribution de Sirius B au rayonnement total de la paire est totalement négligeable en infrarouge. L'étoile Sirius A est une étoile chaude de la séquence principale, de type spectral A1V. Elle n'est pas cataloguée comme variable.

Une séquence type d'observations sur Sirius est présentée sur la Figure 74. On constate que même avec un diamètre effectif des sidérostats de seulement 10 cm pendant la période des premières franges, cette étoile possède une magnitude corrélée suffisamment basse sur la base de 16 mètres pour produire des franges à fort rapport signal à bruit.

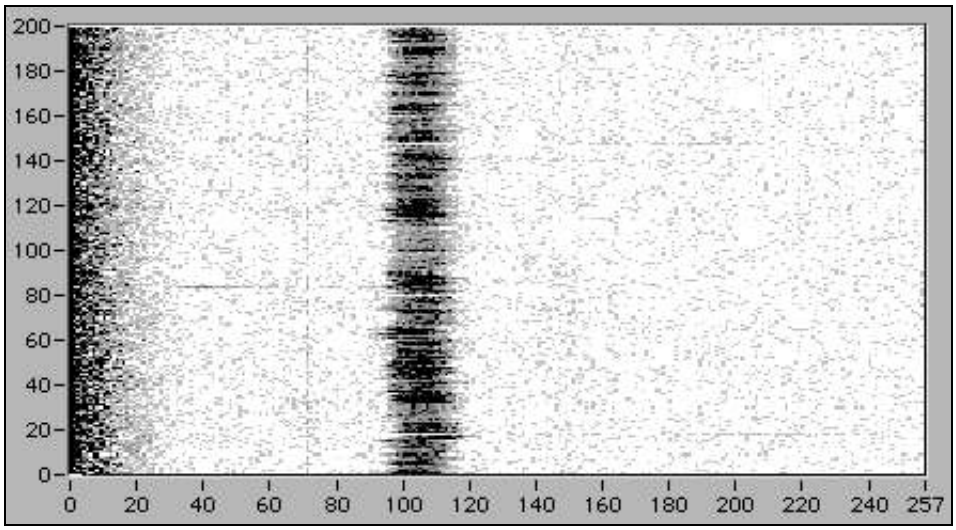


Figure 74. Spectres de puissance d'une série d'interférogrammes acquis sur Sirius la nuit des premières franges du VLTI. En abscisse le rang du pixel dans le spectre (proportionnel à la fréquence, échelle de 1,5 Hz/pixel) et en ordonnée le numéro du scan dans la série. Les franges étaient ici décrites à une fréquence de 160 Hz. Le fin trait vertical visible à l'abscisse 71 est un parasite d'origine instrumentale, éliminé depuis l'acquisition de ces données.

L'étoile Sirius a été observée de manière répétée aux mois de mars et avril 2001, servant notamment de calibrateur pour les premières observations de α Hya. Cela a permis de suivre l'évolution de la fonction de transfert de l'ensemble VLTI+VINCI au cours de cette période (voir la Section 0 pour plus de détails).

5.2.5. R Leonis, un bel effet de supersynthèse

R Leo est une étoile supergéante rouge de type Mira. Elle change de diamètre au cours de sa période de pulsation (P = 312,5 jours), comme cela a été observé par interférométrie par Perrin et al. (1999) avec FLUOR/IOTA. Pour référence, ces auteurs ont mesuré en 1996 un diamètre de disque uniforme de θ_{UD}=28,18 ± 0,05 mas et en 1997 de 30,68 ± 0,05 mas.

Cette étoile a été observée avec VINCI dans la nuit du 3 au 4 avril 2001. R Leo était alors très près de son maximum de luminosité. L'orientation est-ouest de la ligne de base de 16 mètres utilisée ainsi que la position relativement boréale de R Leo se sont conjuguées remarquablement pour produire un effet de *supersynthèse*. Il consiste en une variation de la base projetée du fait du mouvement diurne, qui permet d'échantillonner des fréquences spatiales variables sur la courbe de visibilité de l'étoile. Dans le cas où de nombreuses bases sont disponibles simultanément, on peut synthétiser un télescope de grande taille grâce à cet effet et reconstruire une image de l'objet observé à très haute résolution angulaire (lorsque l'information de phase est disponible).

La Figure 75 montre la couverture du plan (u,v) résultant de l'effet de supersynthèse sur R Leo. 12 060 interférogrammes ont été obtenus et réduits sur une période de 2h25 sur R Leo, suivis immédiatement de 2 816 interférogrammes d'étalonnage sur l'étoile de référence α Hya.

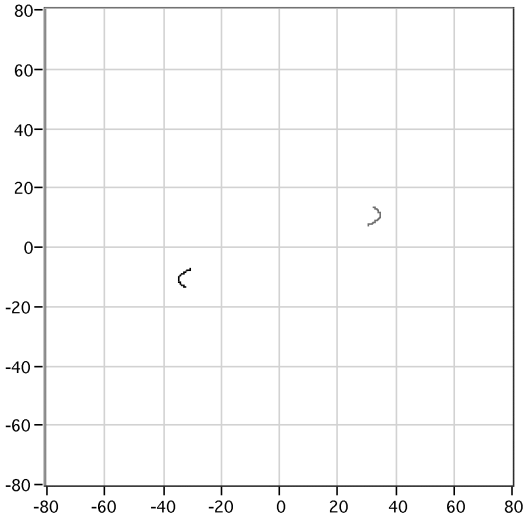


Figure 75. Couverture du plan (u,v) durant les observations de R Leo effectuées le 3 avril 2001. Les échelles horizontales et verticales des fréquences spatiales sont graduées en cycles/arcsec.

Comme prévu, le résultat de l'observation est une série de visibilités décroissantes, du fait de l'allongement au cours de l'observation de la base projetée sur le ciel. L'alignement des points de mesure sur la courbe de visiblité est présenté sur la Figure 76. Le diamètre angulaire dérivé de ces mesures pour un modèle de disque uniforme, est **θ_{UD}(R Leo) = 24,38 ± 0,02 mas**.

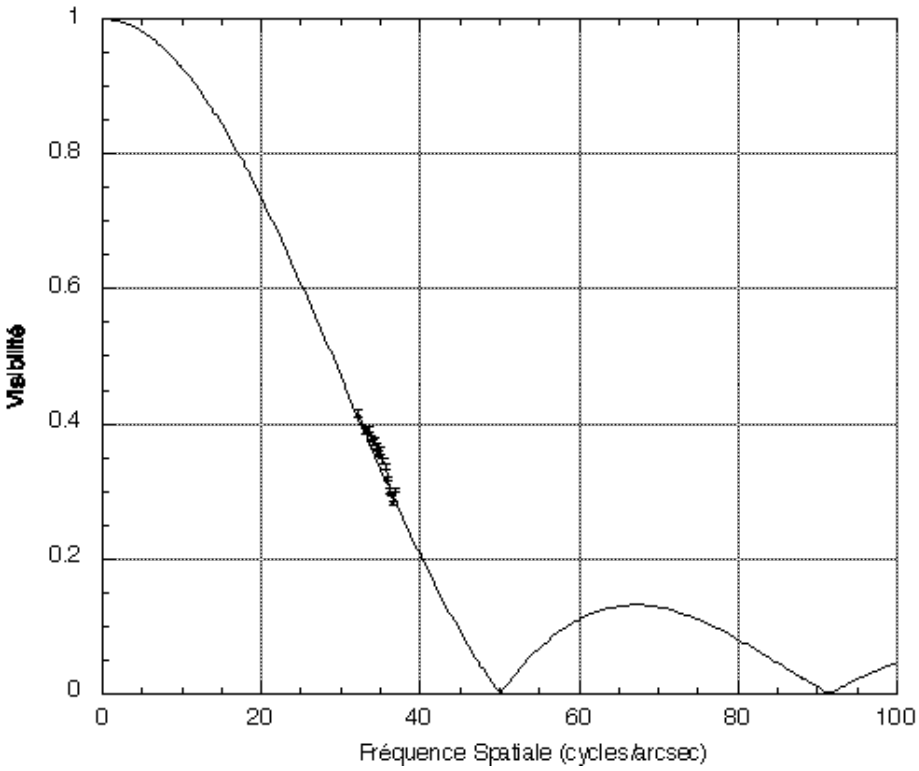


Figure 76. Visibilités calibrées de R Leonis obtenues le 3 avril 2001. La courbe en trait continu correspond à l'ajustement d'un modèle de disque uniforme sur les données obtenues avec θ_{DU}= 24,38 mas.

Le diamètre angulaire déterminé avec VINCI diffère sensiblement des mesures de Perrin et al.

(1999). Ceci est probablement dû au fait que R Leo se trouvait alors à une phase de sa variation très proche du maximum de lumière, et présentait donc un diamètre minimal. Burns et al. (1998) ont observé avec l'interféromètre COAST une variation de diamètre atteignant 35% de sa valeur minimale en proche infrarouge (λ = 0,9 μm).

Les mesures sur cette étoile sont affectées à la fin de l'observation par un vignettage croissant des faisceaux, ce qui provoque une décroissance de la quantité de lumière arrivant sur le détecteur.

La calibration par les canaux photométriques de VINCI permet normalement de s'affranchir de ces variations pour obtenir une estimation correcte du facteur de cohérence. Cependant, l'algorithme utilisé ne prend pas en compte la variation du niveau de bruit de photons. Ce bruit, uniforme en fréquence, était jusqu'à maintenant négligeable dans les données FLUOR, car très inférieur au bruit de détecteur. Dans le cas de VINCI, il intervient de manière proportionnellement plus importante et doit donc être corrigé. L'effet est visible sur la courbe de visibilité de R Leo comme une légère décroissance des visibilités mesurées pour les fréquences spatiales les plus élevées. Elles ont été obtenues à la fin de la série d'observations, alors que le vignettage augmentait. Le bruit de photons ne contribuant plus autant à l'intégrale du pic des franges dans le spectre de puissance, le facteur de cohérence diminue donc légèrement. La correction du bruit de photons dans les mesures VINCI est actuellement à l'étude.

5.2.6. Alpha Centauri A et B, la séquence principale

L'étoile triple α Cen est célèbre pour plusieurs raisons. D'abord, il s'agit du système stellaire le plus proche de nous, avec une distance de seulement 4,4 années lumière, mesurée avec une précision remarquable par le satellite Hipparcos. Ensuite, l'étoile α Cen A est du type spectral G2V, ce qui la rend pratiquement identique à notre Soleil (également G2V). Des observations récentes par vélocimétrie radiale de très haute précision ont même permis de détecter des oscillations acoustiques de périodes comprises entre 5 et 10 minutes, très similaires à ce qui est observé sur le Soleil (Bouchy & Carrier 2001).

α Cen B possède quant à elle un type spectral un peu plus tardif, K1V. Elle est plus faible (m_V= 1,33) que α Cen A (m_V= -0,00). Etant donnée leur proximité, ces étoiles sont résolues par l'interféromètre même en utilisant une base aussi courte que celle de 16 mètres des premières franges. La composante tertiaire du système, Proxima (aussi appelée α Cen C) est une naine rouge de type spectral M5.5V. Elle est séparée du couple principal par une grande distance angulaire, et ne contribue pas aux mesures effectuées ici. Proxima, comme son nom l'indique, est l'étoile la plus proche du Soleil.

La sélection de l'étoile injectée dans les fibres se fait dans le visible grâce au détecteur d'alignement de VINCI (TCCD). Les deux étoiles sont suffisamment différentes pour éviter toute confusion, qui serait de toute manière sanctionnée par l'absence de franges d'interférence à la position prévue. Les spectres de puissance de deux des interférogrammes obtenus sur α Cen A et B sont présentés respectivement sur la Figure 77 et la Figure 78.

L'ajustement du modèle de disque uniforme (Figure 79 et Figure 80) donne les diamètres **θ_{DU}(α Cen A)= 9,38 ± 0,62 mas** et **θ_{DU}(α Cen B)= 6,78 ± 0,52 mas**. On remarque sur la Figure 79 une dispersion relativement importante des points de mesure de visibilité. Cela est vraissemblablement dû à une vitesse de balayage des franges trop lente (350 μm/s) en comparaison du temps de cohérence au moment des observations (τ_0 = 33 ms en bande K).

Pour une discussion sur l'interprétation de ces résultats en terme de température effective, voir la Section 9.5.

Mis à part le Soleil, les résultats présentés ici correspondent à la première détermination directe du diamètre angulaire d'une étoile de type solaire, α Centauri A.

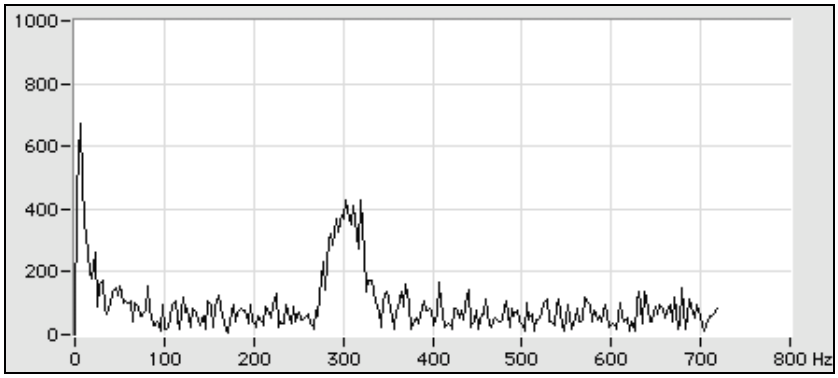


Figure 77. Densité spectrale de puissance d'un interférogramme obtenu sur α Cen A.

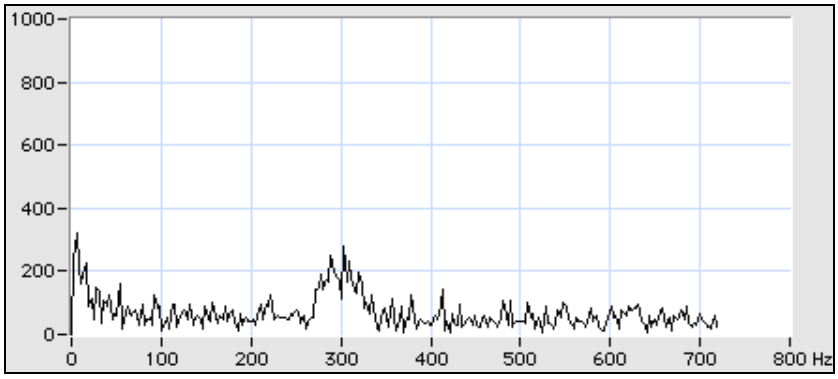


Figure 78. Densité spectrale de puissance d'un interférogramme obtenu sur α Cen B. Remarquer la hauteur plus faible du pic frange, comparé à celui de la Figure 77 (α Cen A), alors que cette étoile est plus *petite*. La différence provient du niveau de flux de ces deux étoiles: α Cen B est environ trois fois moins brillante que α Cen A.

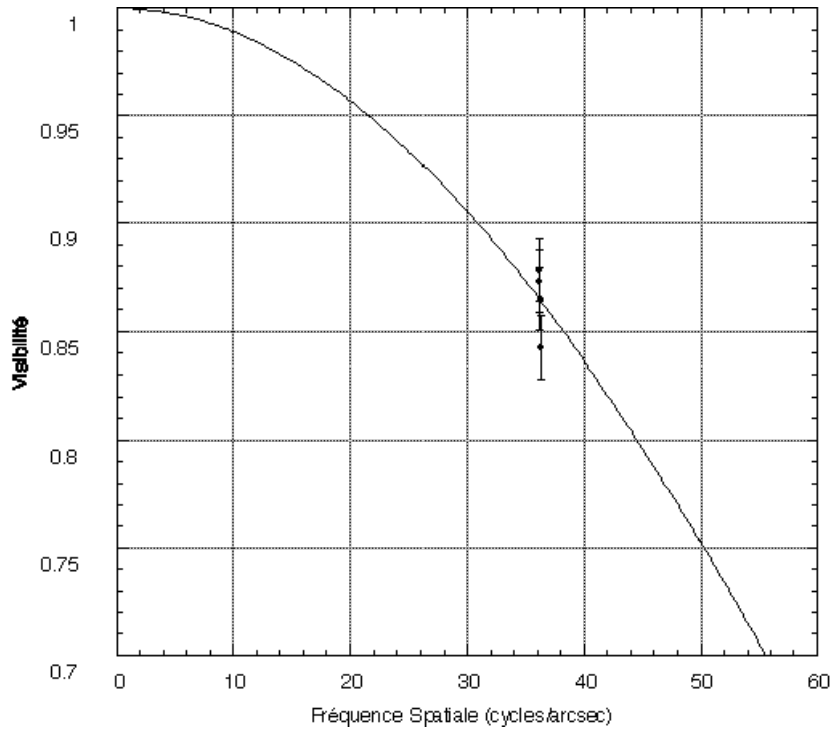


Figure 79. Mesures de visibilité obtenues sur Alpha Cen A entre le 20 mars 2001. La courbe superposée est un modèle de disque uniforme avec θ_{DU}= 9,38 mas. L'échelle verticale n'est pas la même que pour les autres étoiles, de manière à mettre en évidence la dispersion inhabituelle des mesures.

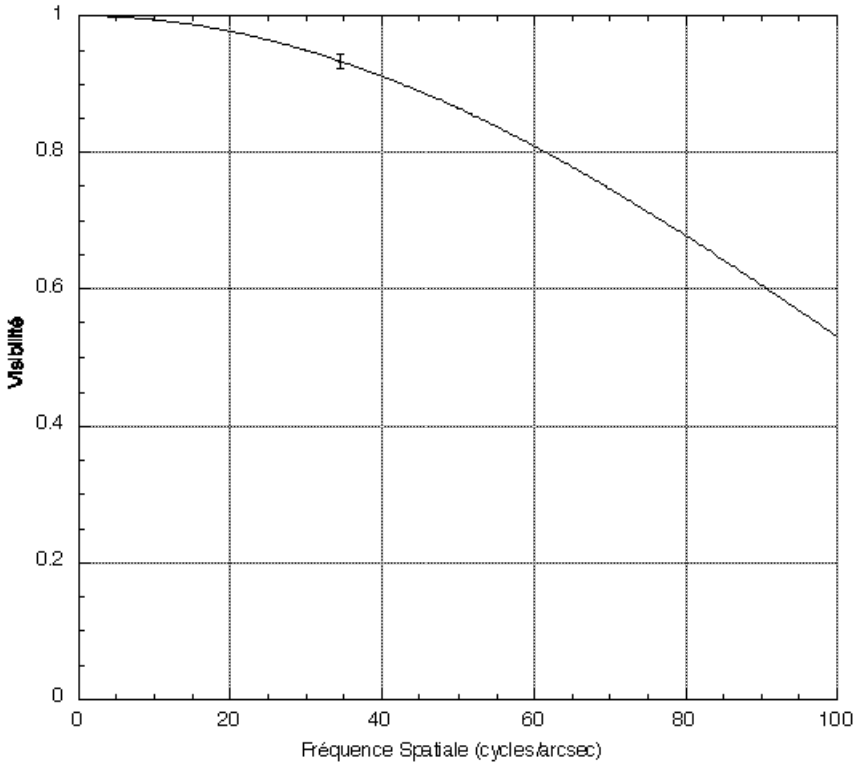


Figure 80. Visibilité calibrée de α Cen B obtenue le 2 avril 2001. La courbe superposée est un modèle de disque uniforme avec θ_{UD}= 6.78 mas.

5.2.7. Alpha[1] Herculis, faible visiblité

α^1 Her est une étoile géante rouge de type spectral très tardif M5II, membre d'un système double. L'étoile secondaire, située à 4,8 secondes d'angle (Douglass et al. 1999) n'influe pas sur la mesure de l'étoile primaire. α^1 Her est située à 117 ± 40 pc du Soleil (parallaxe Hipparcos), ce qui lui confère un diamètre angulaire important.

Même sur une base aussi courte que 16 mètres, la visibilité des franges de cette étoile est très basse, heureusement compensée par une grande luminosité en infrarouge (m_K=-3,5). Deux fois 400 interférogrammes ont été obtenus avec VINCI sur α^1 Her les nuits du 30 mars et 2 avril 2001. Ils ont été étalonnés par deux fois 400 scans obtenus immédiatement après sur les étoiles ε Sco et σ Lib.

La visibilité de α^1 Her étant faible, ces observations étaient un test de VINCI pour le suivi des franges. La Figure 81 présente un exemple d'enregistrement obtenu sur cette étoile. Du fait du faible contraste, le suivi des franges était parfois interrompu, le rapport signal à bruit des franges devenant trop faible pour le *Quicklook*. Les franges sont toutefois toujours restées dans le domaine de DDM balayé par le piezo de VINCI (250 μm pour ces observations).

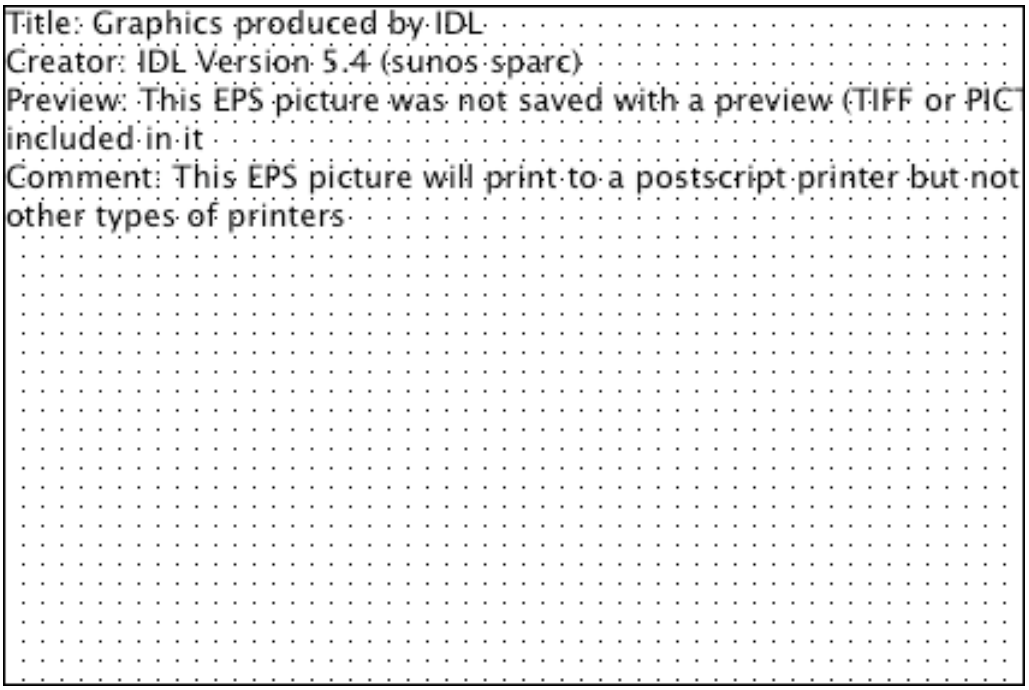


Figure 81. Franges de faible contraste observées sur l'étoile α^1 Her. De haut en bas: les signaux bruts I_1, I_2 et le signal de *Quicklook* (données du 2 avril 2001).

Le diamètre angulaire de disque uniforme déterminé avec VINCI pour α^1 Her s'établit à **θ_{DU}(α^1 Her)= 27,2 ± 0,10 mas** (Figure 82). Perrin (1996) donne comme coefficient de conversion entre les diamètres de disque uniforme et de disque assombri pour cette étoile la valeur suivante:

$$\frac{\theta_{DA}}{\theta_{DU}} = 1{,}034$$

On obtient alors **θ_{DA}(α^1 Her)= 28,2 ± 0,10 mas**. Cette valeur est intéressante à comparer avec les observations interférométriques récentes de cette étoile en bande L par Mennesson et al (1999) et en bande K avec les instruments FLUOR (Perrin 1996) et IRMA (Benson et al. 1991). Ces résultats sont résumés dans la Table 15.

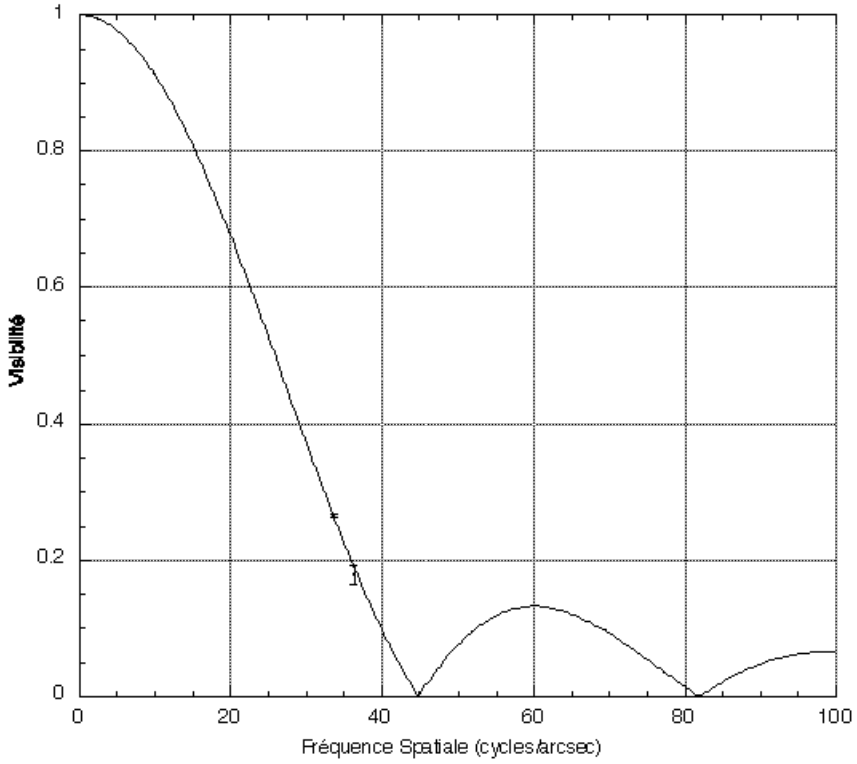


Figure 82. Ajustement d'un modèle de disque uniforme aux visibilités mesurées sur α^1 Her.

Table 15. Mesures du diamètre angulaire de α^1 Herculis

Référence	Longueur d'onde	Diamètre θ_{DA} obtenu
Observations VINCI	**2,12 μm**	**28,2 ± 0,1 mas**
Mennesson et al (1999)	3,8 μm	32,8 ± 0,7 mas
Perrin (1996)	2,2 μm	31,95 ± 0,03 mas
Diamètre photométrique	2,2 μm	29,50 mas
Benson et al. (1991)	2,2 μm	32,2 ± 0,8 mas

La mesure de diamètre angulaire obtenue avec VINCI n'est pas en bon accord avec les autres déterminations. La raison de cette différence n'est pas encore bien comprise, mais pourrait provenir du bruit de photons, ou bien d'une mauvaise estimation de la longueur d'onde effective de la mesure (et donc de la fréquence spatiale échantillonnée).

5.2.8. V806 Centauri, bonne précision de mesure

V806 Cen est une étoile géante rouge de type spectral M4.5III, située à seulement 54 ± 2 pc du Soleil (parallaxe *Hipparcos*). C'est une étoile variable semi-régulière, une classe apparentée aux Mira. Les observations se sont déroulées dans la nuit du 2 avril (01:00 TU). Un total de 800 interférogrammes ont été obtenus sur V806 Cen, calibrés par α Hya et θ Cen. Cette étoile est très brillante en infrarouge, avec m_K=-1,6. Du fait de son petit diamètre angulaire, on obtient donc une magnitude corrélée très favorable. La Figure 83 montre l'ajustement d'un modèle de disque uniforme aux mesures (détail sur la Figure 84).

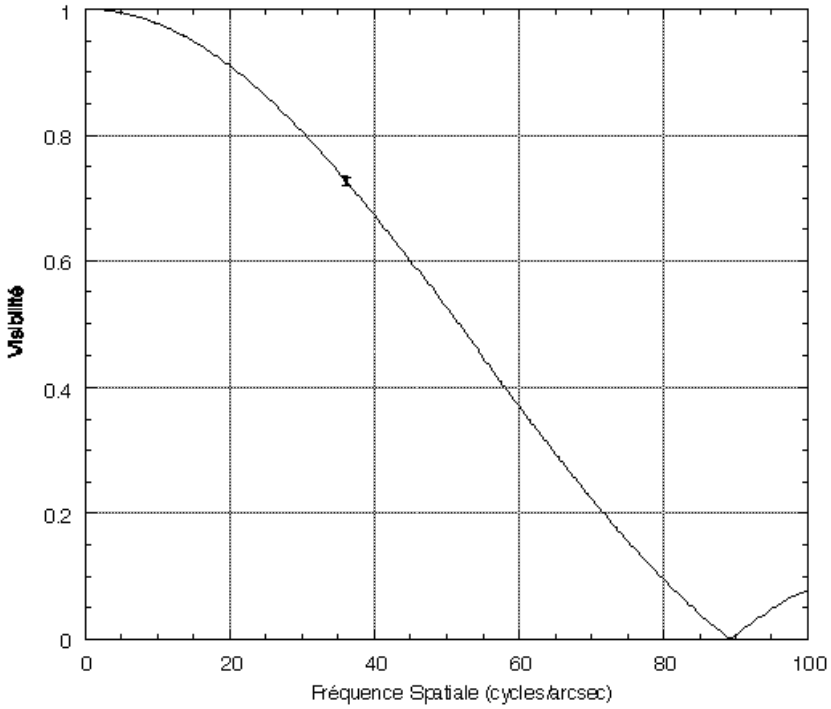


Figure 83. Mesures de visibilité obtenues sur l'étoile V806 Centauri. La courbe est un modèle de disque uniforme de 13,64 mas.

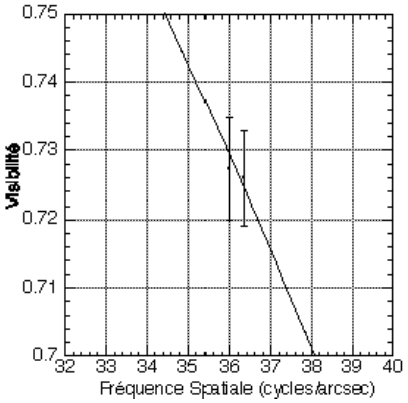


Figure 84. Détail de la Figure 83 montrant les deux points de mesure de VINCI.

Le diamètre angulaire de disque uniforme de V806 Cen déduit de ces observations est θ_{DU}**(V806 Cen) = 13,68 ± 0,14 mas**. La mesure VINCI présentée ici est la première détermination directe de la taille angulaire de cette étoile.

5.2.9. Alpha Scorpii, premier zéro de la fonction de visibilité

α Sco (Antares) est une supergéante rouge (M1.5Ib) très brillante, et l'une des étoiles les plus étendues angulairement du ciel. Cela en fait une cible difficile pour les interféromètres à longue base, du fait du faible contraste des franges d'interférence. Même avec seulement 16 mètres de base, on attend seulement quelques pourcents de visibilité. Elle est entourée d'une coquille de poussières, selon Danchi et al. (1994).

Un total de 1 100 interférogrammes ont été obtenus sur Antares dans la nuit du 2 avril 2001, avec deux vitesses de balayage différentes, de manière à éviter (et diagnostiquer si nécessaire) une

éventuelle contamination par les fluctuations photométriques du signal.

La Figure 85 montre un des enregistrements obtenu. Le flux de l'étoile étant très élevé (m_K= -4,99), les fluctuations photométriques se propagent de manière plus problématique que pour les autres étoiles vers la fréquence du pic des franges, qui est lui-même d'une intensité très faible. Il est donc nécessaire de balayer les franges très rapidement. Cependant, les franges étant faibles, une vitesse de balayage trop élevée ne permet pas leur détection. Ces deux conditions contradictoires rendent l'observation de α Sco un peu "acrobatique".

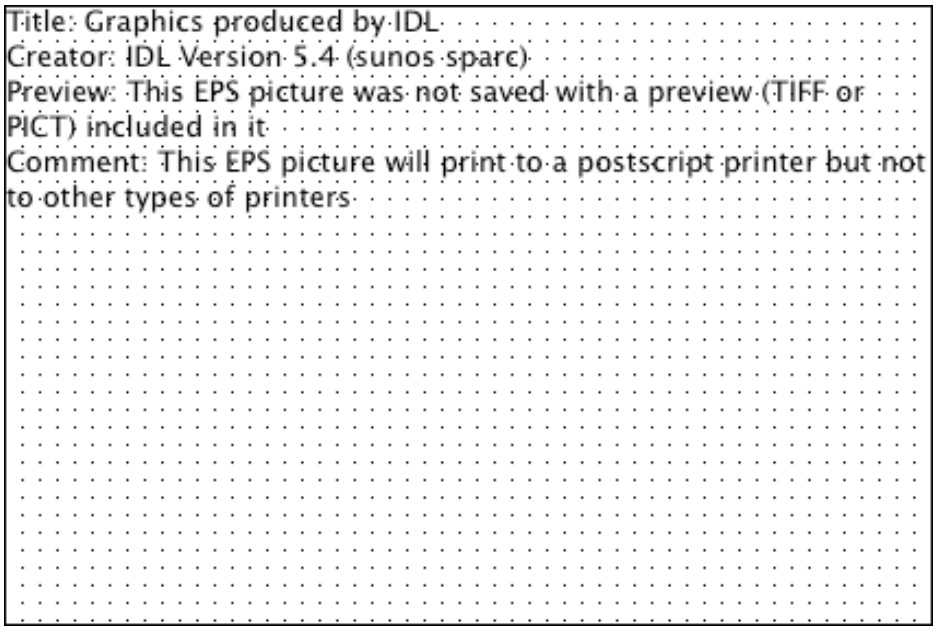


Figure 85. Franges de faible contraste observées sur l'étoile α Sco. De haut en bas sont représentés les signaux bruts I1, I2 et le signal de *Quicklook*. Les franges sont visibles à l'abscisse 60 μm.

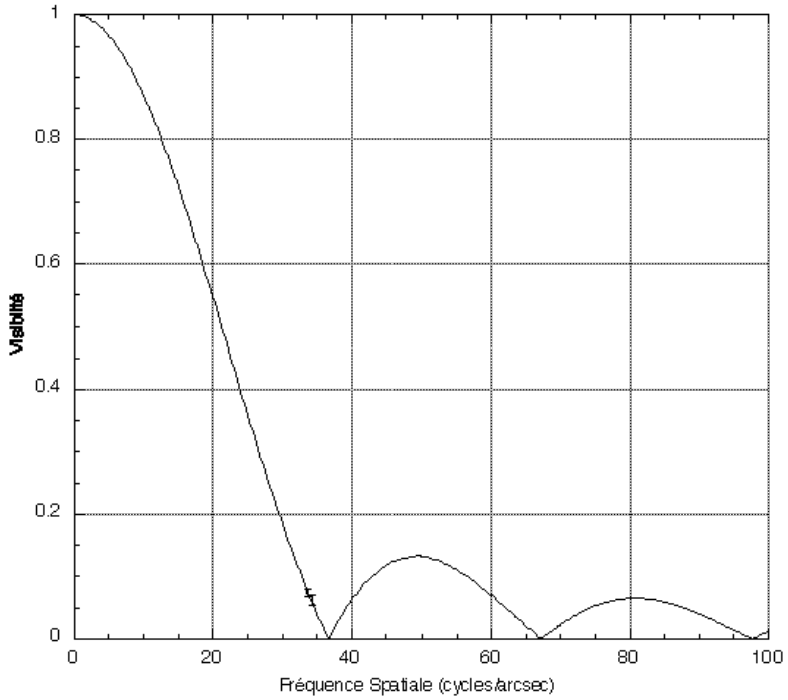


Figure 86. Mesures de visibilité obtenues sur Alpha Scorpii. La courbe en trait continu correspond à un modèle de disque uniforme θ_{UD} = 33,2 mas.

Comme prévu, on se trouve très proche de la première annulation de la courbe de visibilité à la fréquence spatiale échantillonnée. Le résultat de la modélisation par un disque uniforme est présenté sur la Figure 86.

Table 16. Mesures par interférométrie et par occultation lunaire du diamètre angulaire de α Scorpii

Référence	Longueur d'onde effective	Diamètre θ_{UD} obtenu
Observations VINCI	**2,12 μm**	**33,2 ± 0,2 mas**
Richichi & Lisi (1990)	2,43 μm	38,9 ± 0,1 mas
Bester et al. (1996)	11 μm	44 ± 2 mas
Bedding et al. (1994)	0,57 μm	40 ± 3 mas
Schmidtke (1987)	0,85 μm	36 mas

Les mesures par interférométrie et par occultation lunaire existantes situent son diamètre angulaire à environ 40 mas (Table 16), ce qui est sensiblement différent du résultat VINCI qui est de **θ_{UD}(α Sco) = 33,2 ± 0,2 mas**. Pour expliquer cette différence, on peut invoquer, comme pour α Her, un problème de calibration et de biais sur les mesures du fait de la très grande luminosité et de la faible visibilité de cette étoile. D'autre part, un modèle de disque uniforme n'est pas adapté à une étoile supergéante comme α Sco, surtout près du premier zéro de la fonction de visibilité.

Antares, comme α Her, est un test très exigeant pour l'algorithme de suivi des franges, et on a constaté que parfois, les franges n'ont pas été détectées. Cependant, le suivi précis effectué par les lignes à retard a permis de maintenir les franges dans la fenêtre du balayage de VINCI.

5.2.10. Gamma Crucis, une "étoile ESO"

γ Cru est une géante rouge de type spectral avancé M3.5III. De manière anecdotique, il s'agit d'une des quatre étoiles présentes sur le symbole de l'ESO, la Croix du Sud (Figure 87).

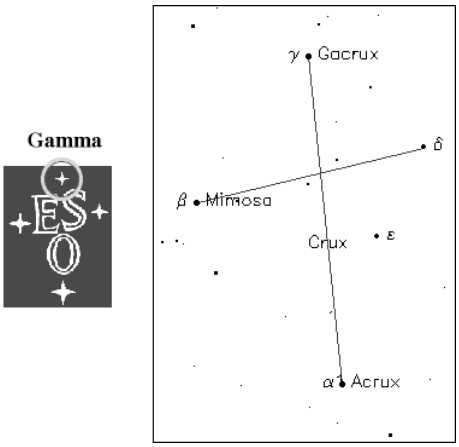


Figure 87. Position de Gamma Crucis sur le symbole de l'ESO et sur une carte de la constellation de la Croix du Sud.

Quatre points de mesure ont été obtenus le 20 mars 2001 sur cette étoile (Figure 88), qui donnent une valeur de diamètre angulaire de θ_{DU}**(γ Cru) = 24,42 ± 0,06 mas**.

La mesure VINCI présentée ici est la première détermination directe de la taille angulaire de cette étoile.

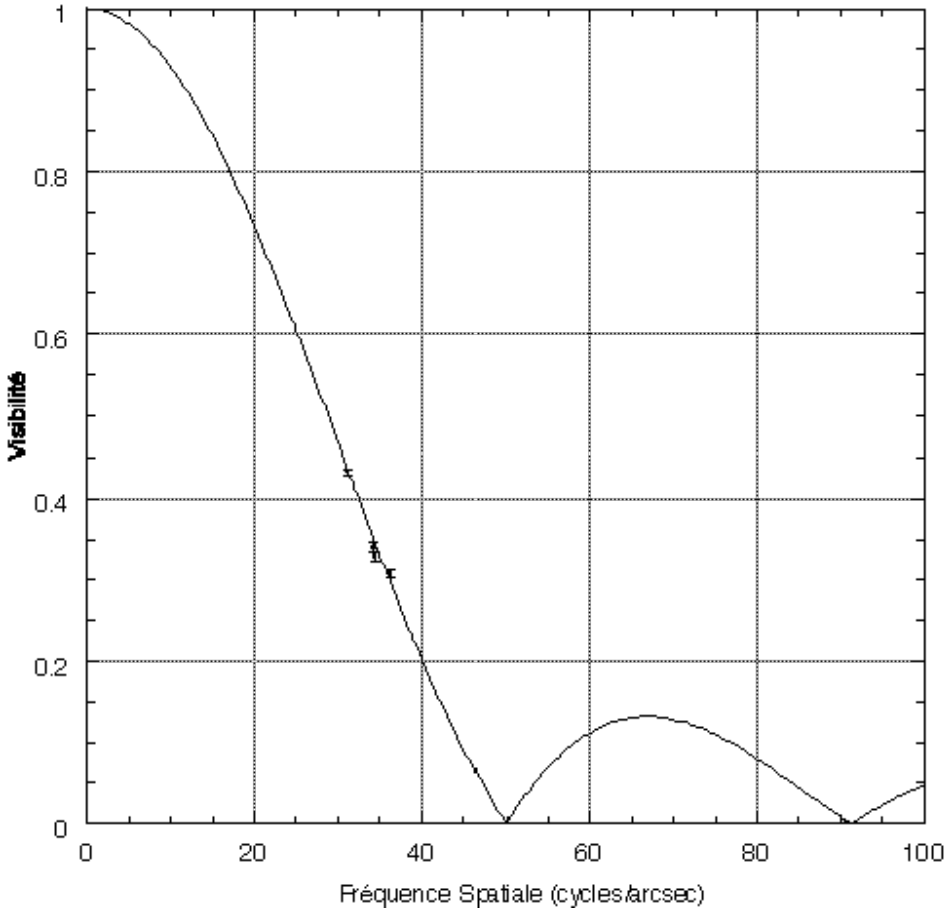


Figure 88. Mesures de visibilité obtenues sur γ Cru. La courbe est un modèle de disque uniforme de diamètre angulaire 24,42 mas.

5.2.11. Autres étoiles

D'autres étoiles ont pu être observées avec VINCI durant la période des premières franges. Les résultats en termes de diamètres angulaires sont présentés dans la Table 17.

Table 17. Autres mesures de diamètres angulaires obtenues avec VINCI durant la période des premières franges du VLTI (mars-avril 2001)

Date	Etoile	Diamètre θ_{UD} obtenu
4 avril	U Ant	9,9 ± 0,4 mas
1 avril	V744 Cen	10,3 ± 0,3 mas
4 avril	R Crt	14,7 ± 0,3 mas
2 avril	R Hya	24,1 ± 0,5 mas
22 mars	ν Hya	13,8 ± 0,6 mas
7 avril	δ Oph	9,7 ± 0,1 mas
10 avril	η Sgr	11,4 ± 0,4 mas
19 mars	λ Vel	11,3 ± 0,3 mas
4 avril	SW Vir	17,2 ± 0,4 mas
30 mars	δ Vir	10,4 ± 0,5 mas

5.3. Couplage des télescopes de 8 mètres Antu (UT1) et Melipal (UT3)

5.3.1. Premières franges avec les grands télescopes !

Dans la nuit du 29 au 30 octobre 2001, la recombinaison de la lumière de deux des quatre grands télescopes de Paranal a marqué une étape importante (et émouvante !) de la vie de l'interféromètre. *Antu* (UT1) et *Melipal* (UT3), séparés par une distance au sol de 102,5 mètres, ont envoyé la lumière de l'étoile Achernar vers l'instrument VINCI, où elle a été recombinée de manière cohérente.

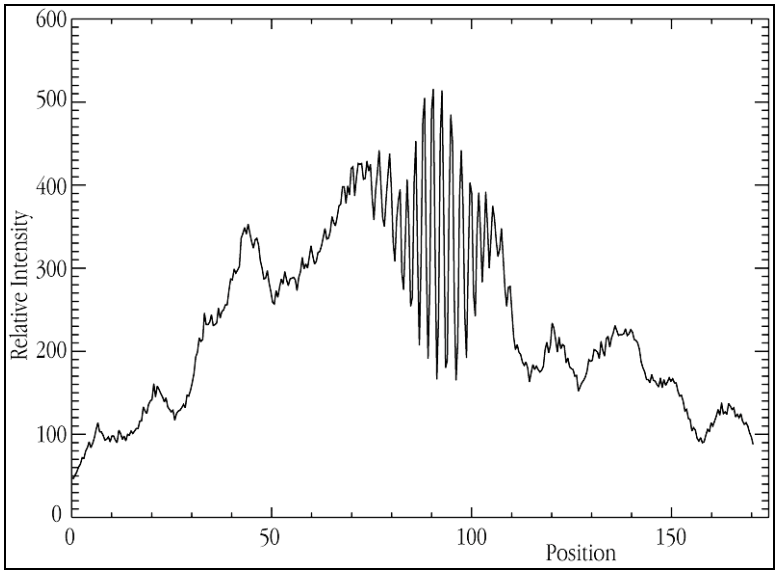


Figure 89. Interférogramme brut obtenu sur ζ Geminorum lors des premières franges avec les télescopes de 8 mètres Antu et Melipal.

La recombinaison de la lumière d'une étoile ayant été réalisée en mars 2001 avec les sidérostats de test (voir la Section 5), la plus grande difficulté avec les télescopes de 8 mètres était d'injecter la lumière stellaire dans les fibres monomodes de VINCI sans l'aide d'une optique adaptative (prévue seulement pour 2003). Les modèles d'atmosphère prévoient en effet une grande instabilité du fait de la présence de nombreuses tavelures (aussi appelées *speckles*) dans l'image de l'étoile sur la tête de fibre.

L'étoile retenue pour la recherche des premières franges a été **α Eridani (Achernar)**, une étoile naine bleue brillante (type spectral B3Vpe, m_V = 0,5 et m_K = 0,9) et de petite dimension angulaire. La Figure 89 présente un interférogramme brut obtenu sur la Céphéide ζ Geminorum, où l'on peut voir les fluctuations photométriques d'origine atmosphérique. La Figure 90 présente une série d'interférogrammes calibrés et filtrés de cette étoile.

Les résultats de ces observations ne sont pas discutés dans cette partie de manière aussi poussée que pour les sidérostats, car l'analyse n'en est pas encore faite au moment où ces lignes sont écrites.

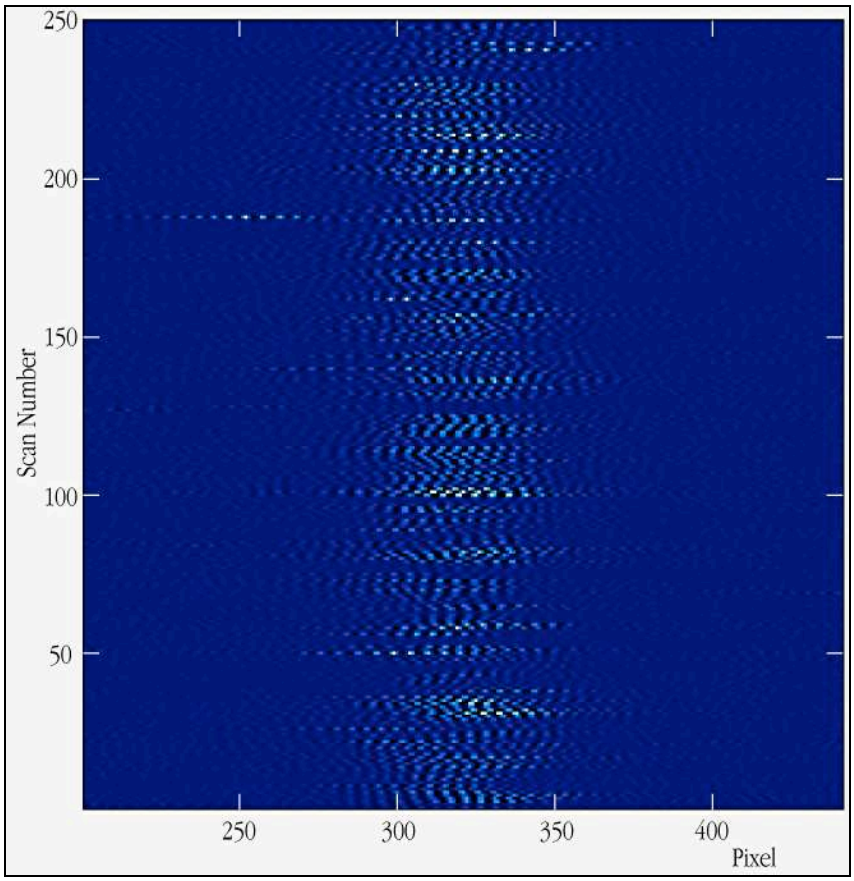


Figure 90. Série de 250 interférogrammes obtenus sur ζ Geminorum dans la nuit du 29 au 30 octobre 2001. Le signal brut a été calibré et filtré de manière à retirer les fluctuations photométriques.

5.3.2. Galerie de portraits

Lors des quatre nuits de la première série d'observations de *commissioning* avec les télescopes de 8 mètres, 32 pointages individuels ont été effectués sur 17 objets, et les franges d'interférence ont été trouvées pour tous les objets sélectionnés. Ce sont quelques uns de ces "portraits d'étoiles" qui sont présentés dans cette partie.

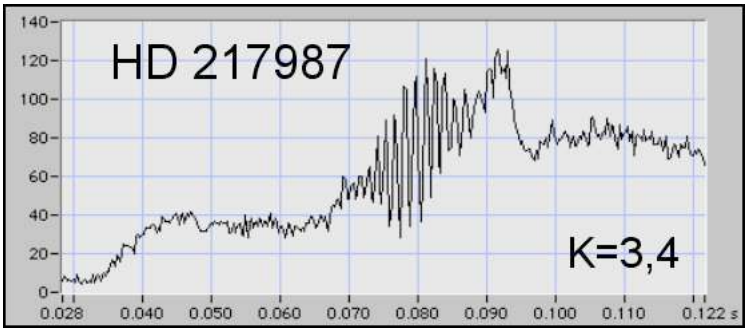


Figure 91. Franges brutes de la naine rouge HD 217987 (type spectral M0.5V). En ordonnée est tracée l'intensité (en ADU), et en abscisse le temps depuis le début du balayage de l'interférogramme (en secondes). Ce système de coordonnées est identique pour les qutres figures de cette section.

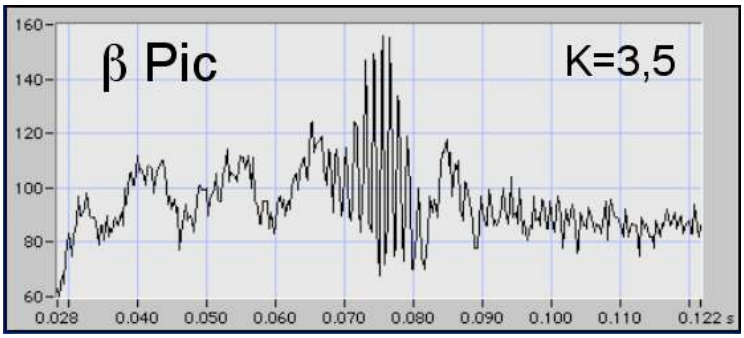


Figure 92. Franges obtenues avec les télescopes UT1 et UT3 sur l'étoile jeune β Pictoris (type spectral A3V), qui est entourée d'un disque de poussières. La Figure 93 présente une image de ce disque vue par optique adaptative.

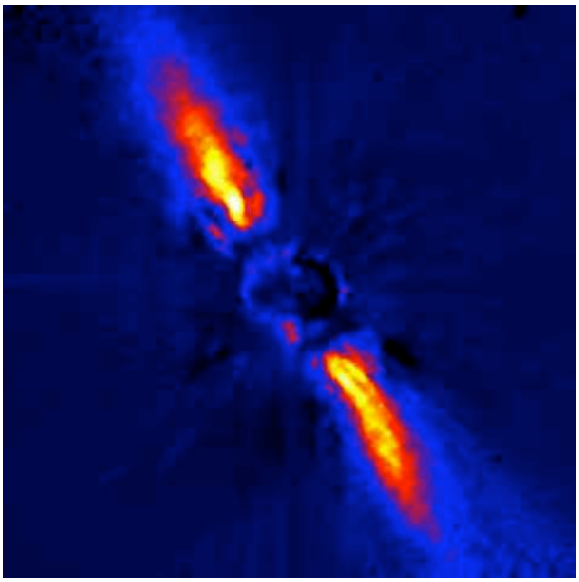


Figure 93. Image de l'étoile β Pictoris en proche infrarouge (fausses couleurs) obtenue avec le système d'optique adaptative ADONIS et un système coronographique, installés sur le télescope de 3,60 mètres de l'ESO à l'observatoire de La Silla (image J.-L. Beuzit/ A.M. Lagrange/D. Mouillet/ESO). L'échelle de dimension étudié par interférométrie avec les UT est de seulement un millième du champ de cette image (13,1" de côtés).

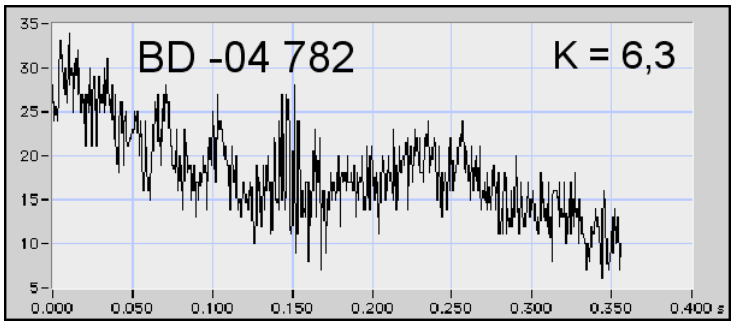


Figure 94. Franges obtenues sur l'étoile faible BD -04 782, autour de laquelle une planète a été détectée par vélocimétrie radiale.

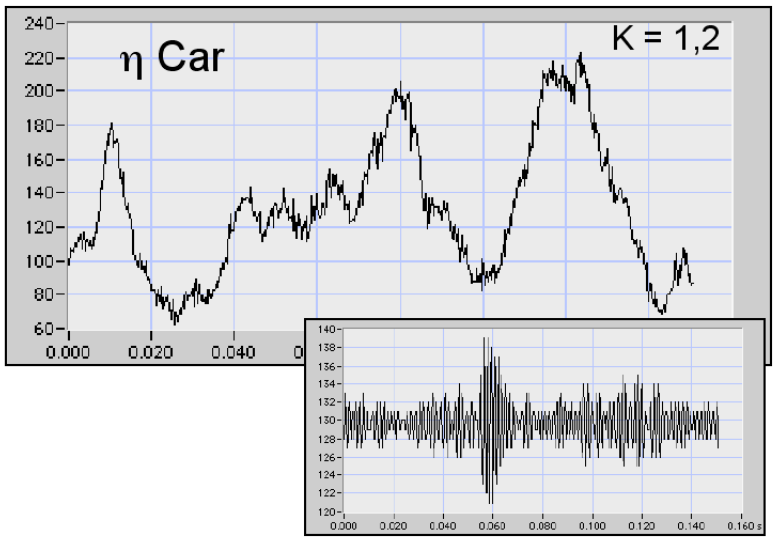


Figure 95. Franges d'interférence de l'étoile bleue superlumineuse η Carinae. Leur faible visibilité les rend difficiles à détecter sur le signal brut (en haut), mais elles sont clairement visibles sur le signal calibré photométriquement et filtré pour ne conserver que la fréquence des franges (en bas).

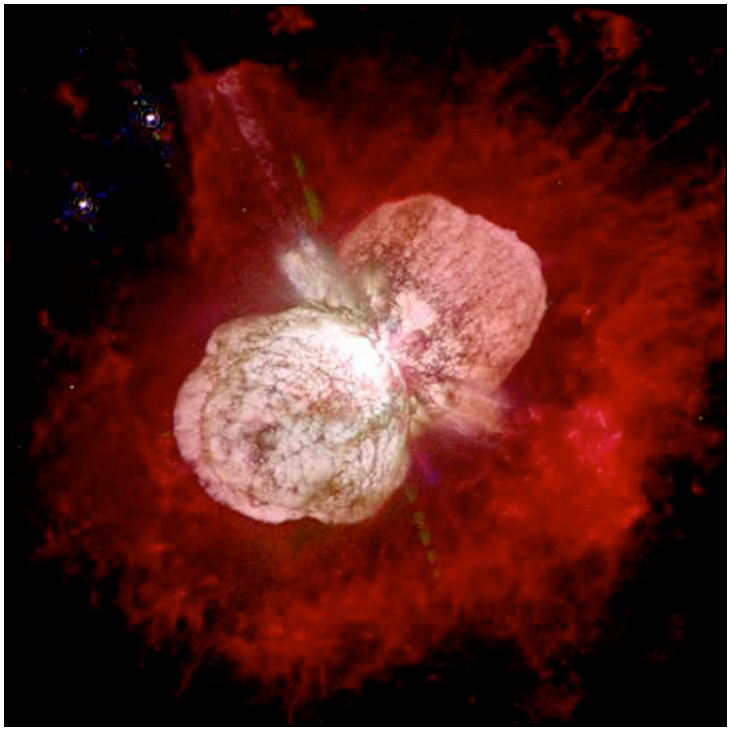


Figure 96. Image de l'environnement de l'étoile η Carinae obtenue par le télescope spatial *Hubble*. (image NASA/HST). Le champ visible ici est de 100" x 100". L'échelle dimensionnelle étudiée par interférométrie (Figure 95) est donc seulement d'un cent-millième de la taille de cette image.

6. Tests du VLTI

VINCI est d'abord un instrument conçu pour évaluer les performances du VLTI et aider à son amélioration. Durant la période des premières franges, un grand nombre de tests a été effectué de manière à valider la stabilité des différents éléments du système (laboratoire, lignes à retard,...). Les résultats de ces tests sont présentés et discutés dans cette partie.

Ces tests ne constituent pas une étude exhaustive, mais plutôt un premier aperçu des possibilités du VLTI avant optimisation de ses performances, ce qui est l'objet du *commissioning* complet.

6.1. Stabilité du laboratoire

Les deux tables LEO et VINCI étant séparées physiquement par plusieurs mètres, l'obtention de franges d'interférences entre les deux tables permet de caractériser les variations d'OPD introduites dans le laboratoire lui-même. La stabilité interne du laboratoire de Paranal est très importante pour les instruments du VLTI. En particulier, il ne doit exister aucune variation différentielle d'OPD entre le futur suiveur de frange et les instruments scientifiques, pour ne pas introduire de piston instrumental dans les données et conserver l'information de phase.

Pour ces mesures, la position séparée de la source cohérente LEO et de la table VINCI est idéale, car elle permet de rechercher les vibrations différentielles entre les deux faisceaux de LEO sur une longueur de trois mètres environ, en particulier d'origine microsismique. Toutes les vibrations différentielles sur les tables optiques elles-mêmes sont également détectables. Le laboratoire est isolé mécaniquement du reste des bâtiments du complexe interférométrique, de manière à éviter la transmission de vibrations depuis les salles occupées par le personnel et les machines informatiques. Le principe du montage optique utilisé est présenté sur la Figure 97.

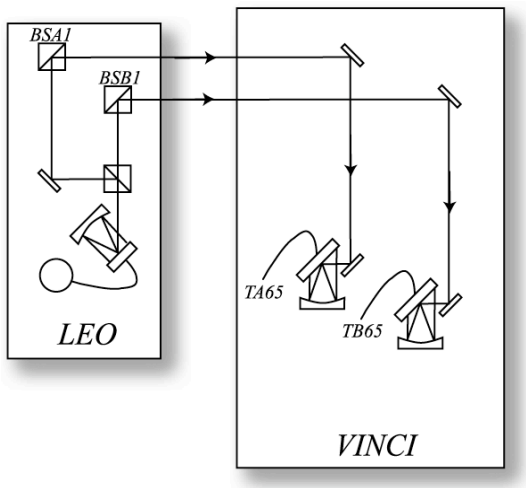


Figure 97. Principe du mode Autotest de VINCI. La lumière produite par LEO est dirigée directement vers VINCI pour y être recombinée. La distance entre les deux tables est d'environ trois mètres.

La sensibilité du couple LEO/VINCI aux vibrations du laboratoire est focalisée sur la différence de chemin optique longitudinal entre les deux faisceaux. Les éventuels *tilts* des faisceaux se traduisent par des fluctuations photométriques sur les signaux de LISA. Les vibrations longitudinales en parallèle des deux faisceaux ne sont pas mesurables directement avec VINCI, mais elles ne sont pas d'une grande importance pour l'interférométrie, où la valeur essentielle est la stabilité de

différence de marche (DDM).

6.1.1. Modalités des tests

VINCI est placé en mode Autotest, avec la source LEO monomode alimentée par une lampe halogène (rayonnement thermique). La vitesse de scan est définie de manière à obtenir 5 points par frange, compte tenu de la fréquence de lecture de la caméra. Différentes valeurs de fréquence de lecture ont été utilisées pour avoir accès d'une part à une grande sensibilité aux basses fréquences de vibration et d'autre part aux fréquences élevées. La position des paraboles d'injection est optimisée avant l'acquisition des données, de manière à obtenir une valeur de flux stable et répétable.

Les données ont été (et sont encore) obtenues quotidiennement grâce à des OB spécialement conçus et répétables. Une série d'acquisitions comportant quatre réglages différents de la fréquence de lecture de la caméra est enregistrée. Lors de ces mesures, le laboratoire est en principe inoccupé. Cependant, dans certains cas particuliers, des travaux étaient en cours à proximité des instruments, ou des personnes circulaient à l'intérieur du laboratoire. Les mesures correspondantes ne sont pas prises en compte.

6.1.2. Tilt des faisceaux

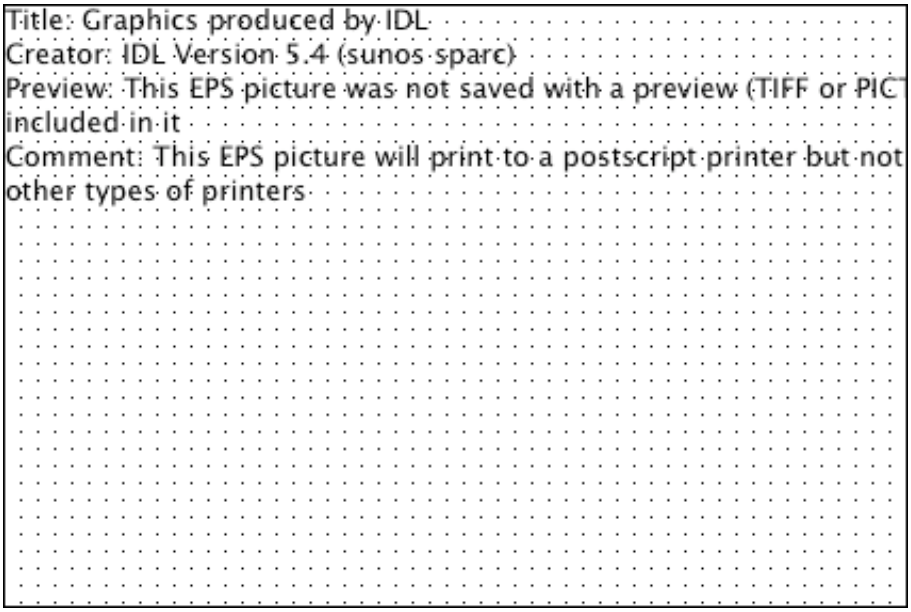


Figure 98. Variations photométriques observées en mode Autotest. L'amplitude relative des fluctuations pic-à-pic est de seulement 0,25% sur les 87 secondes de mesure, et l'écart-type est de 0,05%.

Un changement d'angle d'incidence d'un des faisceaux de LEO sur la parabole d'injection de VINCI se traduit immédiatement par la diminution du flux injecté dans la fibre, et se retrouve donc sur les données de la voie photométrique correspondante. Lors des tests à Garching, alors que les deux tables LEO et VINCI étaient montées de manière peu stable l'une par rapport à l'autre, on a pu observer la grande sensibilité du système au simple déplacement d'une personne à proximité des tables. A Paranal, l'isolation du laboratoire et des supports de table optique extrêmement rigides a radicalement amélioré la stabilité relative des deux tables, comme le montre la Figure 98, sur laquelle l'écart-type des variations relatives de flux ne dépasse pas 0,05%.

6.1.3. Stabilité de la différence de marche

Les variations de différence de marche dans le laboratoire sont particulièrement génantes pour

l'utilisation simultanée de deux instruments de recombinaison (comme un suiveur de frange et VINCI par exemple). Toute dérive se traduira par une erreur sur la phase des mesures stellaires et une perte de contraste non calibrée. Pour quantifier une éventuelle dérive à l'intérieur du laboratoire, on utilise le mode Autotest de VINCI. Il permet d'analyser la différence de chemin optique entre les deux faisceaux de LEO, sur la distance séparant les deux tables LEO et VINCI (environ 3 mètres). La Figure 99 montre une série de 100 interférogrammes obtenus sur une période de 88 secondes.

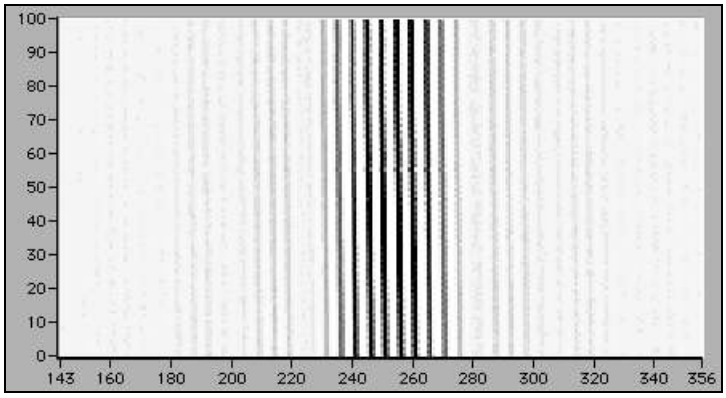


Figure 99. Série de 100 interférogrammes obtenus en Autotest avec VINCI (source thermique), sur une période de 88 secondes. En abscisse est donné le rang du pixel (échantillonnage à 5 points/frange), et en ordonnée le numéro du scan dans la série (de 0 à 99).

La différence de marche est très stable, avec une différence entre le premier et le dernier interférogramme de seulement 0,6 μm (Figure 100). La dérive moyenne sur la série est donc de 7 nm/s.

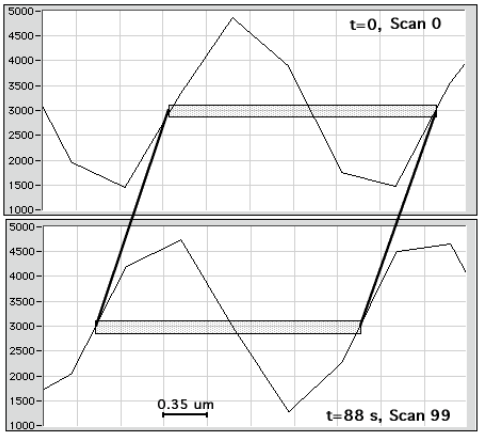


Figure 100. Déplacement observé de la frange centrale lors de la série de la Figure 99. L'amplitude du déplacement est de 0,6 μm. Voir la Figure 101 pour le tracé sur l'ensemble des 100 interférogrammes de la série.

L'évolution de la différence de marche au cours de l'enregistrement, calculée grâce à la phase de l'interférogramme, est donnée sur la Figure 101. La densité spectrale de puissance correspondante (Figure 102) montre que l'amplitude du piston à l'intérieur du laboratoire est seulement de 0,6% de celle du piston atmosphérique (Figure 128), à la fréquence de 0,1 Hz, ce qui est négligeable.

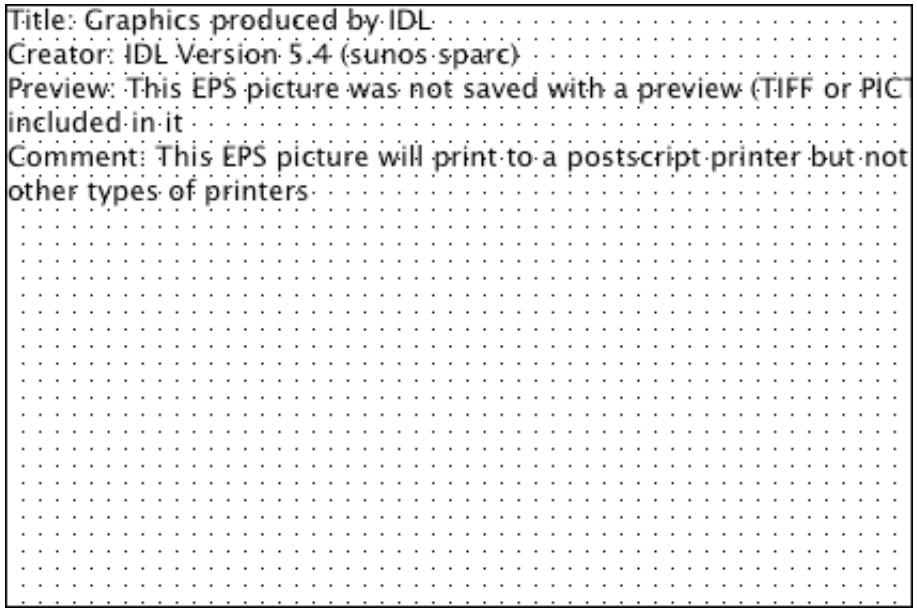


Figure 101. Différence de marche au cours de l'enregistrement de la Figure 99, calculée à partir de la phase de l'interférogramme.

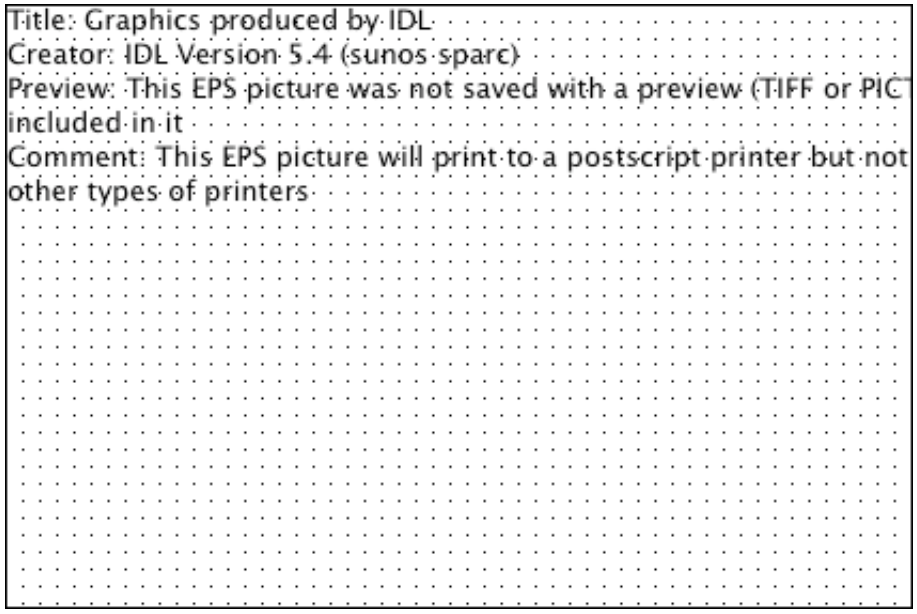


Figure 102. Densité spectrale de puissance de la différence de marche mesurée en mode Autotest (Figure 101).

La conclusion de ce test est que la stabilité interne du laboratoire est très satisfaisante. La précision du suivi des franges par l'instrument FINITO (dans un premier temps) puis par le FSU de PRIMA, sera grandement facilitée par la quasi-absence de dérive différentielle de la différence de marche entre les instruments installés dans le laboratoire.

Grâce à cette stabilité, on peut même envisager d'utiliser VINCI comme suiveur de franges pour les premières observations de l'instrument MIDI. Cet instrument fonctionnant en infrarouge thermique (10 μm), la précision du cohérençage réalisé par VINCI permettrait d'augmenter le temps de cohérence apparent et donc de faciliter la détection des franges.

Ces mesures de stabilité de la DDM pourront être répétées au cours de la vie du VLTI pour détecter une éventuelle perturbation introduite par l'installation d'un nouvel équipement.

6.2. Autocollimation, performances des lignes à retard

En envoyant la lumière de la source LEO jusqu'aux sidérostats dont on a orienté le miroir en rétroréflection, on peut observer des franges d'interférence dites d'Autocollimation. Dans ce mode, VINCI fonctionne comme un interféromètre dont le principe est intermédiaire entre un Mach-Zehnder et un Michelson de laboratoire, dont les bras font plusieurs dizaines ou centaines de mètres (Figure 104).

Lors des premières franges, les faisceaux (laser K ou lumière thermique) n'ont pas été envoyés jusqu'aux sidérostats eux-mêmes (du fait de l'absence des compresseurs de faisceaux), mais jusqu'à deux rétroréflecteurs (coins de cubes) placés à l'entrée des *light ducts* vers les télescopes.



Figure 103. Ligne à retard nº2 du VLTI.

Le mode Autocollimation, très utile pour la mise au point de l'interféromètre, permet d'étudier plusieurs grandeurs instrumentales particulièrement importantes: la turbulence dans le tunnel, la stabilité de la différence de marche, et la régularité du mouvement des lignes à retard du VLTI (Figure 103).

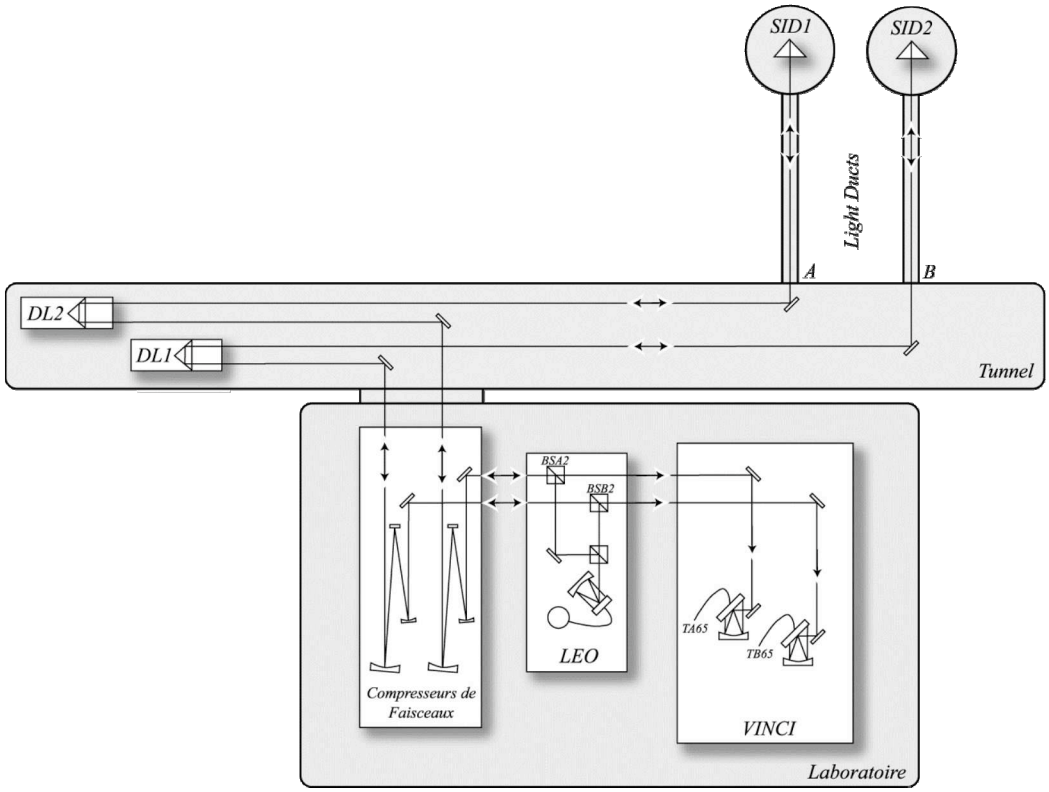


Figure 104. Principe de l'utilisation de VINCI en mode Autocollimation. Lors des premières mesures présentées ici, deux rétroréflecteurs étaient placés en A et B, à l'entrée des *Light Ducts*, et les compresseurs de faisceaux n'étaient pas encore installés (la lumière était redirigée par un miroir plan vers le tunnel).

6.2.1. Turbulence dans le tunnel

Le tunnel des lignes à retard n'est pas placé sous vide, et une question majeure du *commissioning* est de vérifier que le *seeing* interne n'est pas un problème dominant pour la combinaison des faisceaux. Le dispositif expérimental est directement le montage du mode Autocollimation décrit ci-dessus, avec la source thermique LEO.

VINCI permet une estimation indirecte du rapport de Strehl par la mesure des fluctuations de l'intensité injectée dans ses fibres monomodes. Les fibres monomodes ne transmettent que l'énergie cohérente du faisceau. Les variations de flux nous donnent donc directement les *fluctuations* du rapport de Strehl. Par cette méthode, on ne peut pas mesurer la composante d'aberration statique, mais elle n'est pas liée à la stabilité de l'air dans le tunnel.

Une série de 100 interférogrammes en mode Autocollimation a été analysée, couvrant une période de 88 secondes. La fluctuation relative moyenne du niveau de couplage est de $\sigma(\rho)/\rho$ = 9% (ρ le coefficient de couplage) pour les voies interférométriques, et de $\sigma(\rho)/\rho$ = 7% pour les voies photométriques, en double passage. Le niveau du bruit de lecture n'excède pas 2% en valeur relative, et est donc négligé.

En simple passage pour les voies interférométriques, le chemin optique est deux fois plus court et donc:

$$\left[\frac{\sigma(\rho)}{\rho}\right]_{\text{simple}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{\sigma(\rho)}{\rho}\right]_{\text{double}} = 5\%$$

Ruilier (1999) a établi la correspondance entre $\sigma(\rho)/\rho$ et le paramètre D/r_0 où D est le diamètre de la pupille et r_0 le paramètre de Fried, pour une turbulence développée de type Kolmogorov. La Figure II.1.16 de Ruilier (1999) nous donne $D/r_0 = 0{,}20$. Pour nos mesures, le diamètre D est fixé par les optiques de LEO et de VINCI à 20 mm, et on obtient donc $\boldsymbol{r_0 = 100}$ **mm**.

On peut en déduire une valeur moyenne du *seeing* dans le tunnel $\Delta\theta = 4{,}4$" en bande K, selon la relation $\Delta\theta = \lambda/r_0$. Cette valeur correspond à 0,044" en projection sur le ciel pour les AT et les UT, et 0,22" pour les sidérostats, compte tenu de leurs facteurs de grandissement respectifs.

Le niveau de la turbulence dans le tunnel apparaît donc plus élevée que prévu. Pour référence, le budget d'erreur du VLTI (document VLT-TRE-ESO-15000-0693) prévoit r_0 = 1m à λ = 2,2 μm. Deux raisons peuvent expliquer cet excès de turbulence. Tout d'abord, le spectre de la turbulence dans le tunnel est probablement très différent du type Kolmogorov, ce qui rend l'application des formules précédentes potentiellement inappropriée. De plus, les conditions thermiques dans le tunnel au moment de ces mesures n'étaient pas nominales (température trop élevée), des travaux ayant été réalisés sur les lignes à retard peu de temps auparavant. Il est prévu de renouveler ces mesures dans des conditions thermiques plus stables.

6.2.2. Stabilité de la différence de marche dans le tunnel

Les deux lignes à retard sont positionnées de manière à annuler aproximativement la DDM interne et immobilisées, avec leur boucle de contrôle métrologique en fonctionnement (mode *online*). Une série de mesure a également été effectuée en mode *standby*, sans contrôle métrologique, mais les résultats sont indiscernables du mode *online* (Section 6.2.4).

Les franges d'interférence sont enregistrées par VINCI sur une période de 6,5 minutes. La Figure 105 montre un exemple d'interférogrammes enregistrés, et la Figure 106 la différence de marche au cours de la séquence. Le calcul de la différence de marche pour chacun des scans est réalisé en intégrant la phase moyenne des interférogrammes à la fréquence des franges (divisée par 2π), et en multipliant le résultat par la longueur d'onde (2,2 μm).L'excursion de la différence de marche sur la période de temps considérée est de 18,5 mm. L'analyse du spectre de puissance de la différence de marche (Figure 107) ne montre pas de pic gênant.

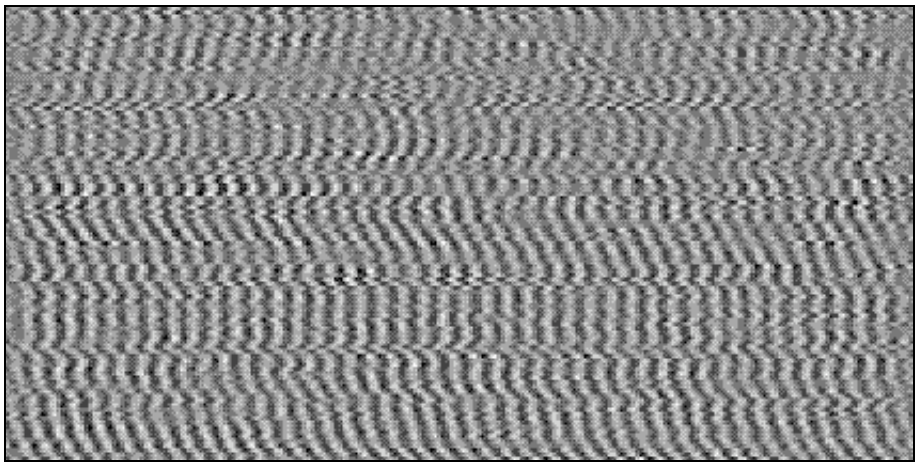


Figure 105. Exemple d'enregistrement des franges d'interférence en mode Autocollimation avec le laser K, les lignes à retard étant immobiles en mode *standby*. Un interférogramme correspond à une ligne de la figure. La fréquence d'acquisition est de 4,6 interférogrammes/s. Le mouvement latéral des franges provient du *seeing* dans le tunnel des lignes à retard (données du 25 mars 2001).

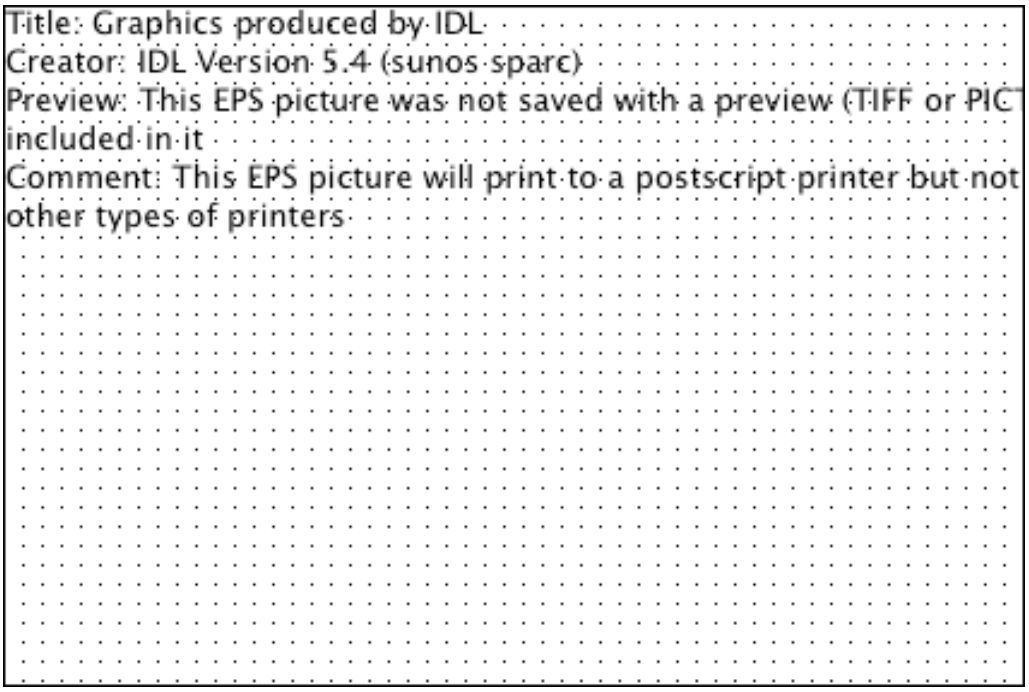


Figure 106. Différence de marche observée en mode Autocollimation, avec les lignes à retard en mode *online*.

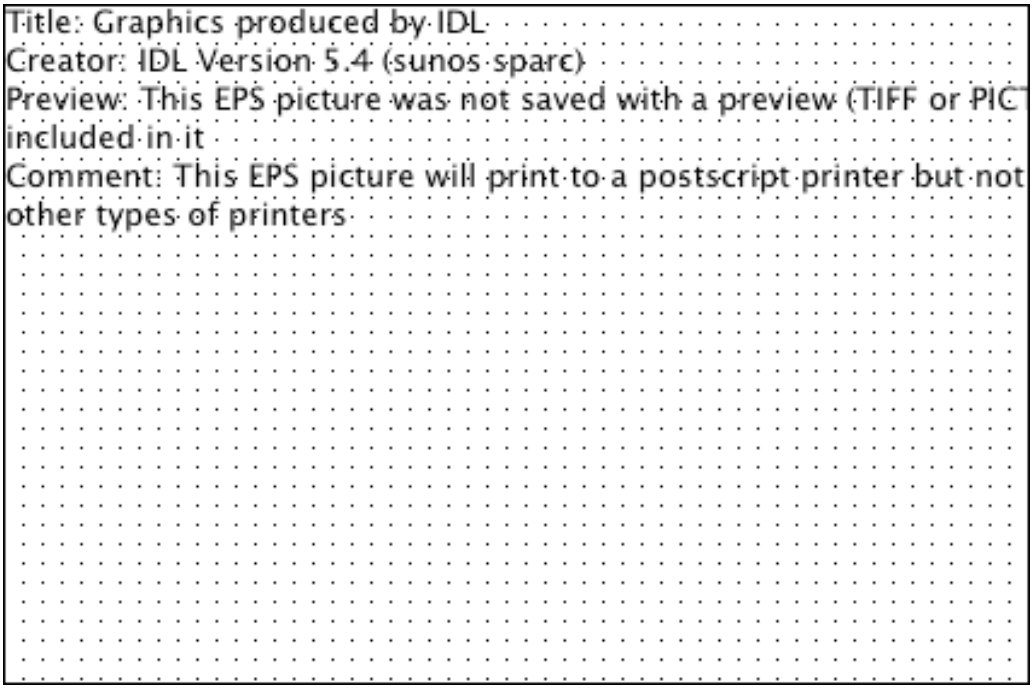


Figure 107. Densité spectrale de puissance de la DDM présentée sur la Figure 106.

On peut comparer directement le spectre de puissance de la Figure 107 à celui mesuré sur le ciel (étoile Sirius, voir la Section 7.3.4, Figure 128). La densité spectrale de puissance du piston en Autocollimation est environ 40 fois plus faible que sur le ciel. Cela signifie que le piston introduit dans le tunnel des lignes à retard est totalement négligeable devant le terme de piston atmosphérique. De plus, en mode interféromètre stellaire, le chemin optique n'est parcouru qu'une fois au lieu de deux, et l'amplitude du piston dans le tunnel est encore réduite.

On peut conclure de cette étude que la stabilité du tunnel en terme de différence de marche est satisfaisante, en dépit des conditions thermiques défavorables (température trop élevée) lors des mesures rapportées ici.

6.2.3. Régularité du mouvement des lignes à retard

Lors des observations stellaires, les lignes à retard se déplacent pour annuler la différence de marche introduite par la rotation de la Terre. La régularité de ce mouvement, à savoir la précision de la vitesse et de la position, est cruciale pour la mesure des franges d'interférence. On peut la quantifier en observant les franges d'interférence lors du mouvement *simultané* des deux lignes à retard sur une même trajectoire définie par l'utilisateur. La DDM mécanique ainsi maintenue égale à zéro, on peut observer toutes les irrégularités de suivi sur les déplacements des franges (Figure 108). Pour ces mesures, les deux lignes à retard étaient lancées simultanément à une vitesse constante de 1 mm/s, valeur comparable à la vitesse de suivi des franges sur le ciel sur une base courte.

Le spectre de puissance des variations de différence de marche est présenté sur la Figure 109. L'excursion des franges atteint 17,8 μm pic à pic sur la durée du test (6,5 minutes).

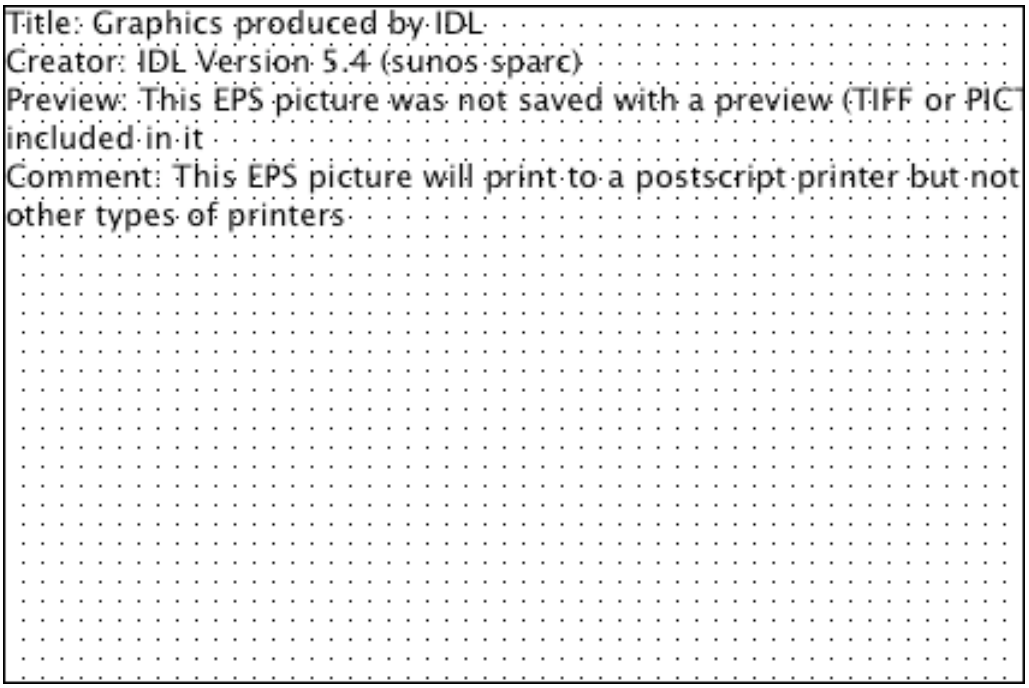


Figure 108. Différence de marche observée en mode Autocollimation avec les deux lignes à retard en déplacement parallèle, à la vitesse de 1 mm/s.

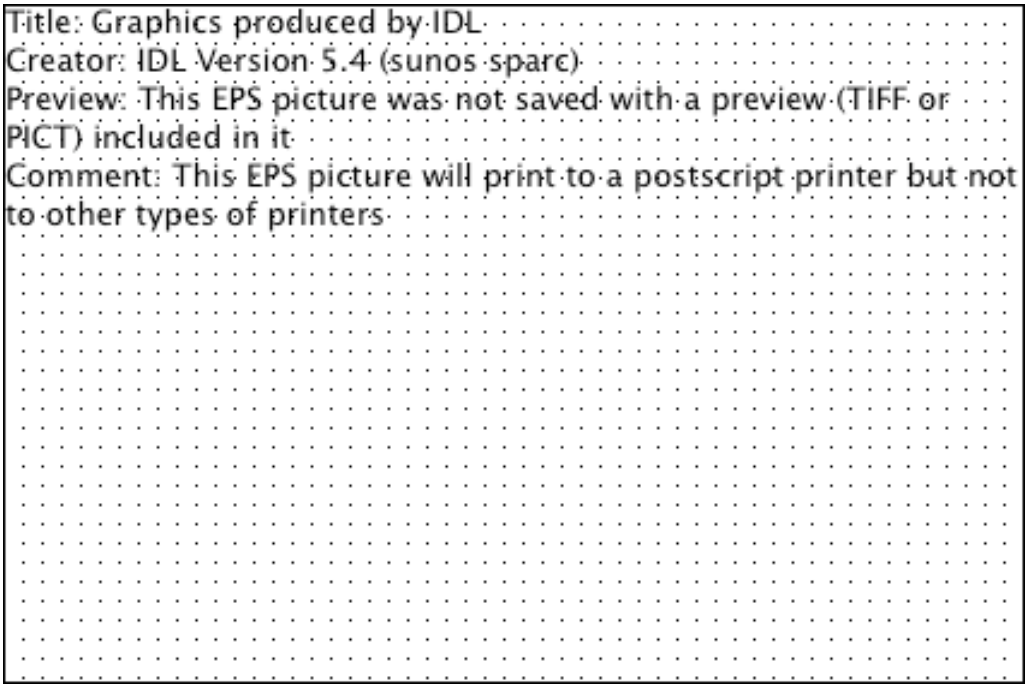


Figure 109. Densité spectrale de puissance de la Figure 108.

6.2.4. Boucle de métrologie des lignes à retard

De manière à estimer l'impact de la boucle de métrologie des lignes à retard sur la stabilité de la différence de marche, j'ai évalué l'écart-type du mouvement des franges à différentes échelles temporelles et pour différents états des lignes à retard (Table 18).

Table 18. Ecart-type du mouvement des franges en Autocollimation en μm, pour différentes échelles de temps. Les lignes à retard (LAR) sont successivement arrêtées en mode *standby* (sans métrologie de contrôle), en mode *online*, et lancées en mouvement parallèle à la vitesse de 1mm/s.

Période (s)	LAR *standby* (μm)	LAR *online* (μm)	LAR lancées à 1mm/s (μm)
1	0,34	0,34	0,33
10	0,98	0,98	0,88
60	2,50	2,69	1,78

Les écart-type observés sont identiques en mode *standby* et *online*, et légèrement plus faibles sur la séquence où les LAR sont en mouvement, probablement du fait d'un changement des conditions thermiques au moment de la dernière mesure. On peut conclure de ces valeurs que la boucle de contrôle de la métrologie a une influence indétectable sur la stabilité de la différence de marche dans le tunnel, qui est complètement dominée par les effets de piston interne (eux-même négligeables devant le piston atmosphérique, voir la Section 6.2.2 pour plus de détails).

6.3. Comportement des sidérostats

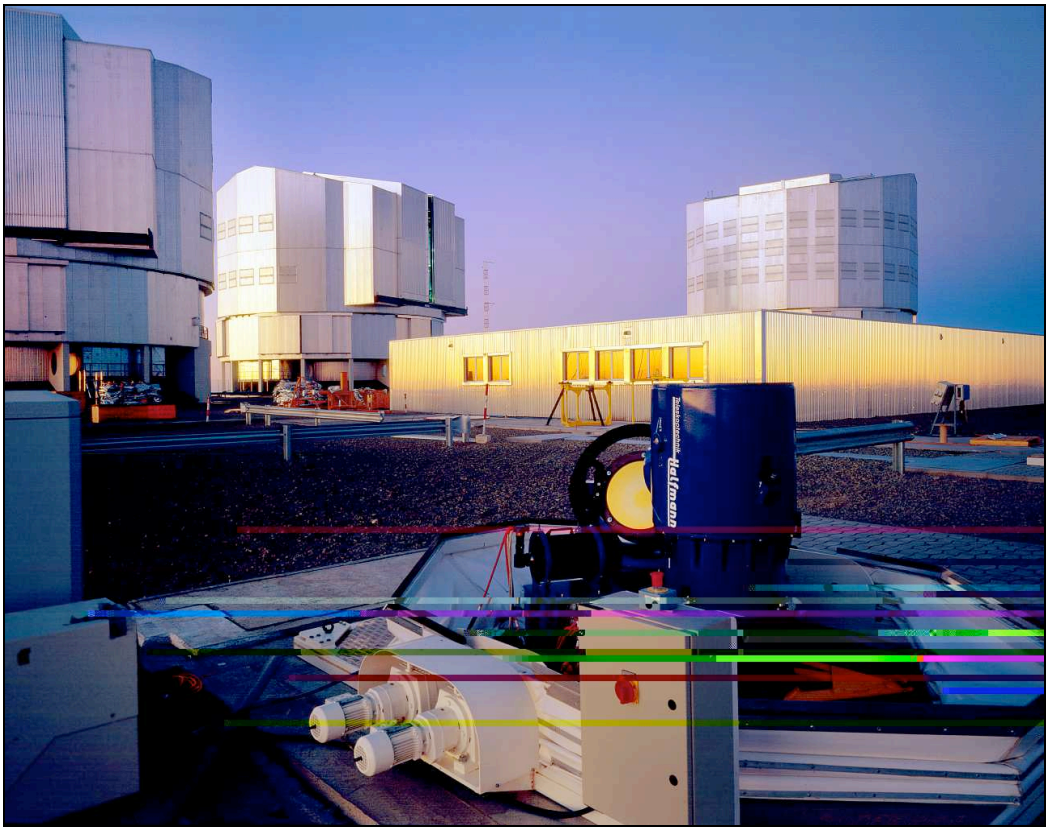


Figure 110. Un des sidérostats de test du VLTI, devant le bâtiment interférométrique illuminé par le Soleil couchant et les télescopes Kueyen, Melipal et Yepun.

6.3.1. Guidage

Les collecteurs de lumière sont un élément très important de l'interféromètre. Dans le cas du VLTI, les télescopes de 8 mètres (UT) ont été conçus dès le départ pour une utilisation interférométrique. Ainsi, leur structure mécanique a été calculée de manière à minimiser les vibrations, sources de perte de contraste des franges. De même, la structure des télescopes auxiliaires (AT) est particulièrement rigide, et le suivi des étoiles est spécifié de manière à être très régulier et précis.

Les sidérostats de test ont été spécifiés pour être les plus économiques possibles, au prix de performances moins bonnes que les autres collecteurs de lumière. Une règle énoncée par Steve Ridgway et bien souvent vérifiée dit à peu près: "*it's always the telescope*", en parlant de la raison des problèmes rencontrés.

Sur le VLTI, on a pu observer dès les premières franges une instabilité importante du suivi des sidérostats (Figure 110). Après un travail d'optimisation de la boucle de contrôle, les résultats se sont améliorés, mais ne sont pas encore complètement satisfaisants. Une mise à jour en profondeur est prévue pour le début de l'année 2002.

La Figure 111 montre les fluctuations de rapport signal sur bruit dues aux erreurs cycliques des encodeurs de position des axes d'altitude et d'azimuth du sidérostat n°2.

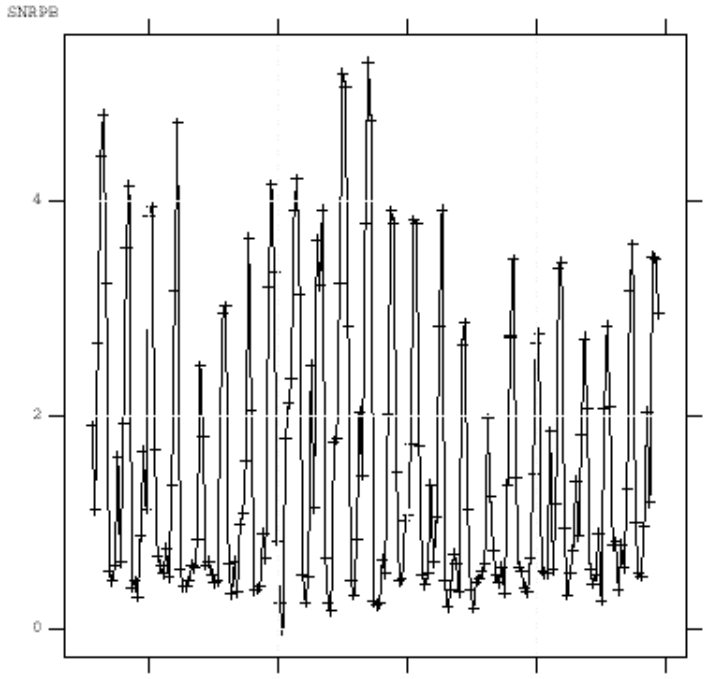


Figure 111. Fluctuations semi-périodiques du flux (axe vertical, en unités de bruit de lecture du détecteur) sur la voie photométrique PB (sidérostat 2), observées le 10 août 2001. L'axe horizontal représente le temps, une graduation correspondant à une minute. Le RSB est défini comme le rapport du flux moyen durant le scan au niveau de bruit de lecture du détecteur.

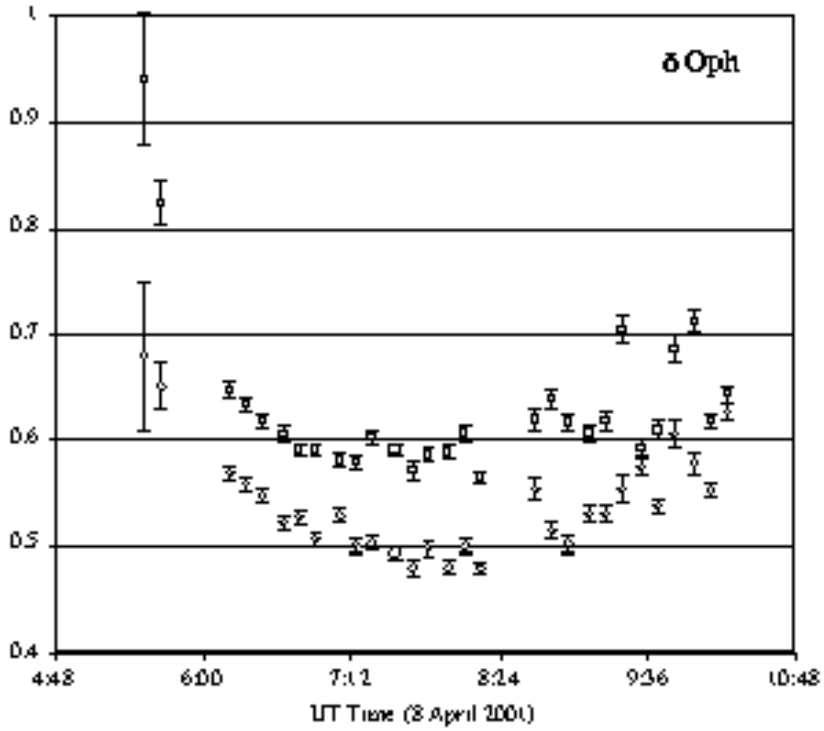


Figure 112. Variations des μ^2 bruts au cours d'une série d'observations de δ Oph le 8 avril 2001. La voie 1 est représentée avec des losanges, la voie 2 avec des carrés.

Sur la Figure 112, on peut voir les effets des instabilités de guidage sur le facteur de cohérence carré. La chute initiale est parfaitement normale et provient de l'allongement de la base projetée à l'approche du passage de l'étoile au méridien local. Dans cette partie de la courbe, la stabilité du guidage des sidérostats était satisfaisante, et les barres d'erreur calculées par le système de réduction des données sont raisonnables. Après le passage au méridien, des oscillations importantes sont apparues dans les boucles de guidage des deux sidérostats. Elles ont déstabilisé la réduction des données et ont conduit à des barres d'erreur ne reflétant pas la réalité. De telles instabilités sont en principe corrigées par la calibration photométrique des interférogrammes, mais dans la pratique les fortes variations de la contribution du bruit de photons dégradent la précision résultante sur la mesure de la visibilité.

Des solutions pour remédier à ce problème important sont à l'étude, tant au niveau des sidérostats eux-mêmes qu'au niveau des algorithmes de réduction des données VINCI.

6.3.2. Différence de marche

L'instabilité du suivi provoque également un effet plus pernicieux qui est la variation de la différence de marche. Les mouvements différentiels des deux miroirs primaires des sidérostats se retrouvent sur la position des franges d'interférence, et aussi, selon leur fréquence, sur la position du pic frange dans le spectre (effet de piston). Des mesures effectuées avec un accéléromètre de précision par Samuel Lévêque (ESO) ont démontré la présence d'un pic de vibration longitudinale à la fréquence de 96 Hz (voir la Figure 113).

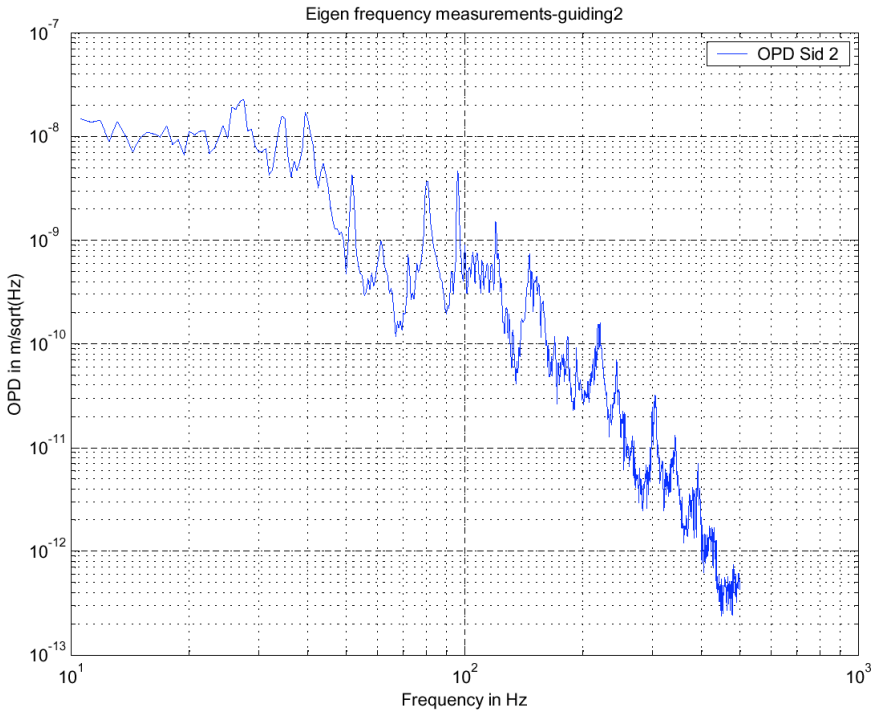


Figure 113. Spectre d'amplitude des mouvements longitudinaux du miroir primaire du sidérostat 1 (en mode de guidage sur une étoile). L'accéléromètre était placé à environ 10 cm du centre du miroir, sur la cellule le supportant.

On retrouve ce pic à 96 Hz sous la forme de fluctuations photométriques sur les mesures VINCI (Figure 114 à gauche), avec un autre pic parasite à 25 Hz. Le pic principal des franges stellaires est visible à la fréquence de 300 Hz. On observe également sur ces données de larges pics secondaires dans le spectre d'amplitude. Ils caractérisent la présence d'une vibration longitudinale de type sinusoïdale, qui produit deux "fantômes" du pic principal des franges stellaires. La fréquence de la vibration longitudinale, donnée par l'écart en fréquence entre le pic principal et les fantômes, est

exactement la même que celle du pic de fluctuations photométriques. Ceci les relie à la même cause probable: la vibration en *tip/tilt* du miroir primaire du sidérostat 1.

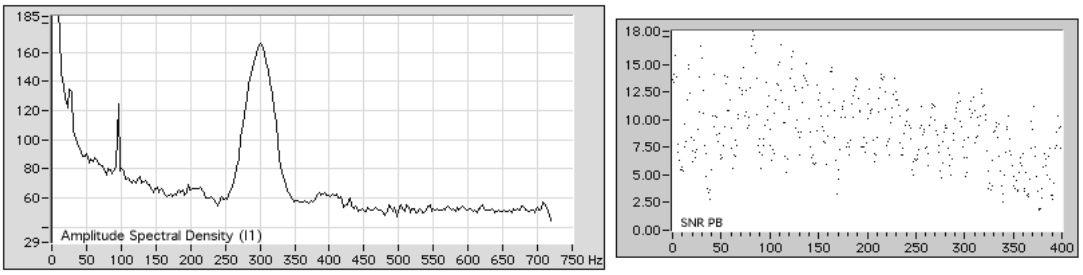


Figure 114. Effets de vibrations du sidérostat 1 (voie PB) sur la densité spectrale d'amplitude de la voie interférométrique I1 (à gauche) et sur le rapport signal à bruit de la voie photométrique PB (en abscisse le numéro du scan dans la série). Données acquises le 8 avril 2001, sur l'étoile Alphard.

On peut connaître l'amplitude de la vibration grâce à la hauteur relative des pics fantômes par rapport au pic principal. Ici, l'amplitude observée est d'environ 200 nm. De manière plus générale, on observe une instabilité de la photométrie correspondant au sidérostat incriminé sur la partie droite de la Figure 114, qui confirme la présence d'un problème de guidage. Le vent, particulièrement soutenu durant cette mesure, pourrait en être la cause.

Pour les premières franges, l'absence de compresseurs de faisceaux a conduit à utiliser des masques pupilaires de 10 cm d'ouverture, *décentrés* pour éviter l'obstruction centrale du sidérostat. Dans cette configuration, un mouvement en *tip/tilt* d'un des miroirs se traduit en plus par un mouvement longitudinal des franges (piston). Les compresseurs de faisceau installés en juin 2001 ont permis de réduire la sensibilité de l'interféromètre à ce problème, par l'utilisation de l'ensemble de la pupille. La rigidité des UT et des AT sera bien meilleure que celles des sidérostats, ce qui devrait les rendre insensibles à ce type de perturbations.

6.4. Performances de VINCI sur le ciel

6.4.1. Précision statistique

En mode Autotest, on a pu établir que l'erreur minimale sur la mesure de visibilité que l'on peut atteindre avec VINCI en Autotest est de 0,05 % en 100 interférogrammes (voir la Section 4.2.5). Cette précision représente le cas idéal où aucun effet atmosphérique ne vient perturber les mesures. Lors des mesures sur le ciel, le mouvement des franges du fait du piston atmosphérique déforme les interférogrammes. Cela tend à disperser les mesures de facteur de cohérence, du fait de l'addition ou de la soustraction aléatoire d'énergie qui en résulte dans le spectre de puissance des franges.

La Figure 115 présente l'erreur relative sur la mesure du facteur de cohérence carré μ^2 en fonction de la magnitude corrélée de l'objet observé (définie ci-dessous). L'erreur statistique est ramenée à une observation standard de 100 interférogrammes. Seules les données présentant un χ^2 réduit entre les deux voies inférieur ou égal à 3 sont utilisées (il s'agit du test statistique standard utilisé pour les données de FLUOR). Les observations affectées par l'instabilité de guidage des sidérostats (voir la Section 6.3) ont été rejetées.

21 observations effectuées sur 7 étoiles individuelles ont été reportées sur ce diagramme. Pour couvrir sur ce diagramme une gamme de magnitudes assez large, deux fréquences d'acquisition ont été utilisées: 160 et 287 Hz (fréquence de frange). On ne constate pas de différence significative de dispersion des mesures entre les deux fréquences. L'ensemble des données représente au total 5808 interférogrammes réduits.

Le calcul du facteur de cohérence utilisant un estimateur quadratique, la magnitude corrélée m_c est définie en fonction de la magnitude apparente m et du facteur de cohérence carré μ^2 de la source selon la formule (voir la Section 2 pour plus de détails):

$$m_c = -2{,}5 \cdot \mathrm{Log}\left(\mu^2 . 10^{-\frac{m}{2{,}5}} \right)$$

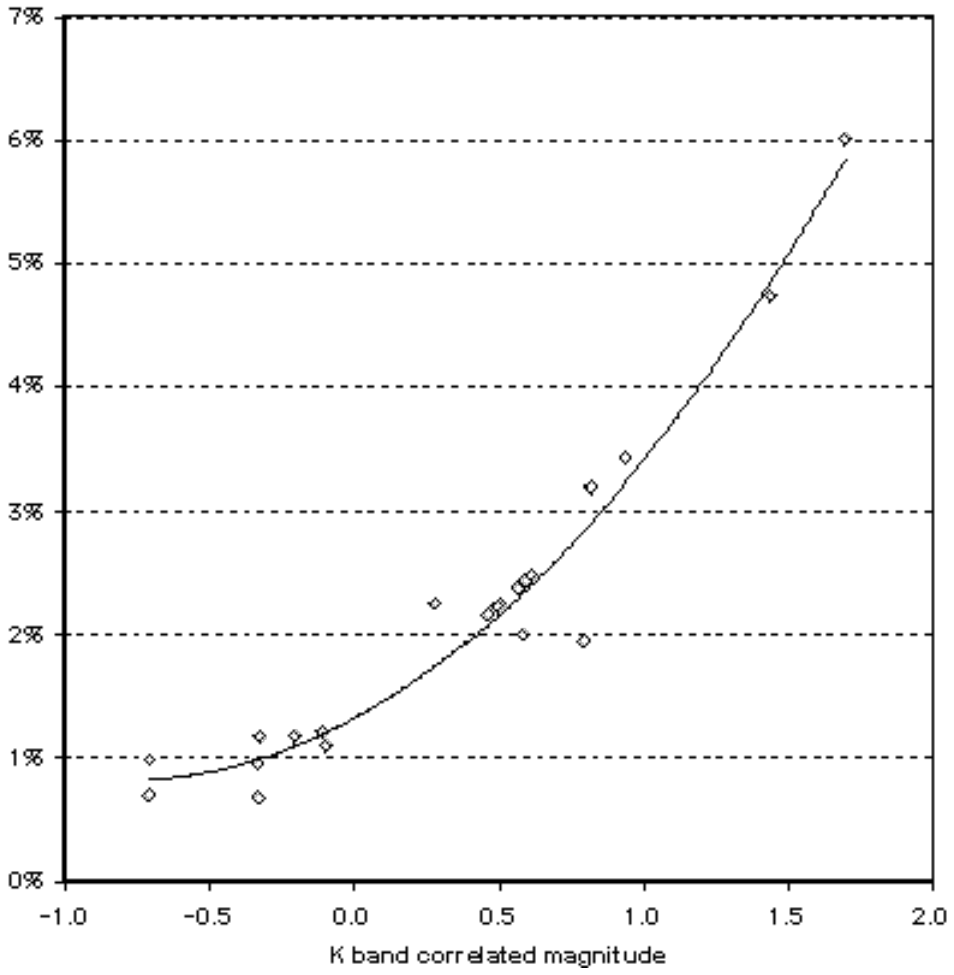


Figure 115. Erreur statistique relative des mesures de facteur de cohérence carré obtenues avec VINCI (en ordonnée, exprimée en %) en fonction de la magnitude corrélée en bande K (en abscisse), pour une ouverture de 10 cm et la base de 16 mètres, sur la période mars-avril 2001. L'erreur statistique est rapportée à une observation de 100 interférogrammes. La courbe en trait plein est un modèle polynomial de degré deux.

Pour les sources brillantes, la barre d'erreur statistique moyenne obtenue est généralement de **1 à 3% pour 100 interférogrammes.** L'acquisition d'une telle série nécessite environ une minute d'observation continue de l'étoile.

On peut estimer l'erreur de mesure sur le facteur μ^2 pour les autres collecteurs de lumière du VLTI à partir de la courbe de la Figure 115, corrigée par les facteurs donnés dans la Table 19. Il suffit d'appliquer une translation de la courbe de la valeur indiquée vers la droite pour obtenir l'erreur statistique de VINCI pour le type de collecteur considéré. La précision de ces estimations ne doit cependant pas être surestimée, et est *au mieux* de ±1 magnitude.

Table 19. Facteurs correctifs pour la Figure 115 selon le type de collecteur.Le facteur mentionné pour les sidérostats avec compresseurs de faisceaux (BC) est une mesure, les autres sont des estimations.

Collecteur	Facteur (magnitudes)
Sidérostats sans BC	0
Sidérostats avec BC	+1,5 à +2
AT	+5 à +7
UT sans optique adaptative	+5 à +7
UT avec optique adaptative	+10 à +12

6.4.2. Efficacité interférométrique

Les observations de calibrateurs stellaires sont nécessaires pour étalonner les observations scientifiques. Elles permettent en effet de quantifier l'efficacité interférométrique du VLTI dans son ensemble, en incluant VINCI.

La Figure 116 montre l'évolution de l'efficacité interférométrique du VLTI à une échelle de temps d'une semaine. L'écart-type des mesures sur cette période est de seulement σ_1 = 2,8% pour la voie I_1 et de σ_2 = 2,4% pour la voie I_2. La stabilité observée est donc satisfaisante à cette échelle de temps.

La variation plus importante observée le 27 mars est due au fait que la vitesse de balayage lors de la mesure n'était pas assez élevée (350 μm/s) pour le temps de cohérence mesuré cette nuit-là (τ_0 = 12 ms en bande K).

On constate cependant une baisse importante de l'efficacité interférométrique T^2 mesurée sur le ciel au cours de la période 22 mars-4 juin 2001 (Figure 117). Elle correspond à l'apparition d'un problème de polarisation dans les fibres d'entrée du coupleur triple MONA (voir la Section 4.2.5).

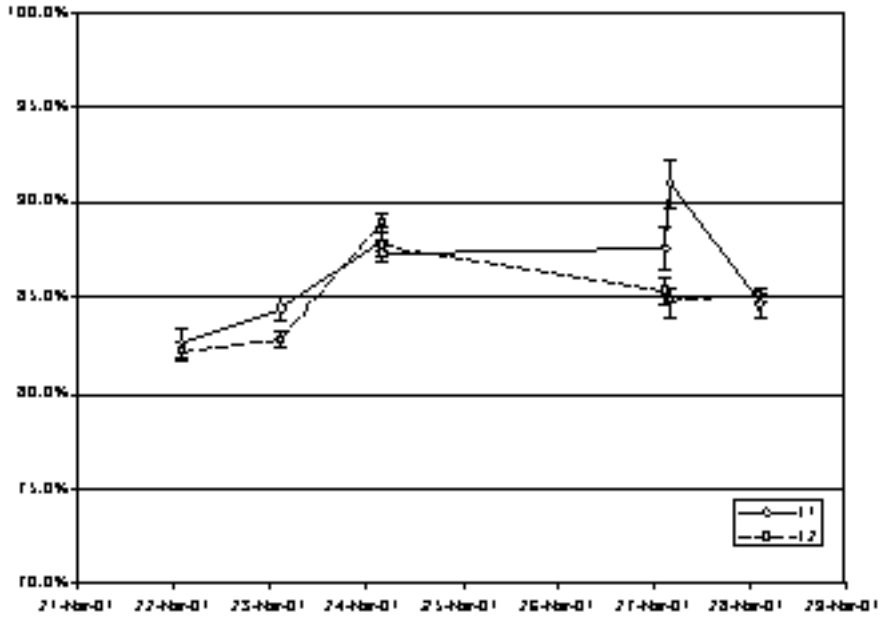


Figure 116. Efficacité interférométrique *T* mesurée sur l'étoile Sirius peu après les premières franges, sur une période d'une semaine.

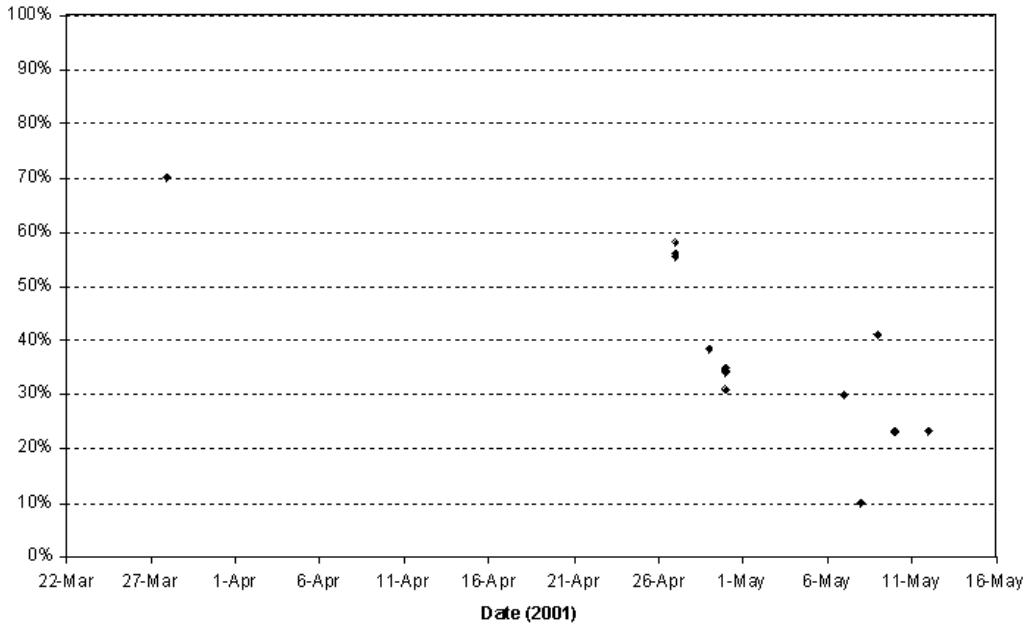


Figure 117. Evolution de l'efficacité interférométrique carrée T^2 observé sur le ciel pour des étoiles de référence "TROB" (fréquence d'acquisition 310 Hz sur la caméra LISA). L'évolution sur l'autre voie interférométrique est similaire.

6.4.3. Productivité, fiabilité

VINCI et le VLTI ont été conçus pour éviter autant que possible les périodes de maintenance technique et maximiser la productivité scientifique. Sur les premiers mois du fonctionnement de l'instrument (du 15 février au 1er juin), VINCI a été utilisé pendant 95% des jours (Autotest, Autocollimation) et 70% des nuits utilisables. Les problèmes de maintenance (incluant ceux du coupleur triple à la mi-2001) ont causé la perte de 30% du temps total utilisable.

Au total, 723 observations d'étoiles ont été réalisées avec VINCI à la date du 4 juin 2001, soit sur une durée globale d'environ 50 nuits utilisables depuis les premières franges. 220 000 interférogrammes ont passé les tests de qualité avec succès et ont été réduits, sur un total de plus de 350 000 interférogrammes archivés.

6.5. Evolutions possibles

6.5.1. Suivi des franges à haute fréquence

Le miroir piezoélectrique de VINCI permet d'effectuer des scans courts (20 à 30 μm environ) à une fréquence maximale de 100 Hz (soit une fréquence de 50Hz pour l'onde complète de contrôle du piezo). Dans la version actuellement en fonctionnement, la fréquence de scan maximale est limitée par logiciel à 40 Hz.

En pratique, des interférogrammes ont pu être obtenus sur le ciel peu après les premières franges à une fréquence de scan de 37Hz, démontrant la faisabilité du suivi à haute fréquence. Les mesures d'OPD acquises à cette occasion montrent les évolutions de l'OPD atmosphérique, ainsi que toutes les variations d'OPD instrumentales. Ce dernier point est très important, car il offre la possibilité de diagnostiquer des erreurs périodiques introduites par exemple par un roulement défecteux. Pour un exemple de mesures d'OPD atmosphérique effectuées dans le visible sur l'interféromètre Mark III, voir Colavita et al. (1987), d'autres mesures sur SUSI se trouvent dans Davis et al (1995).

Deux points techniques limitent l'utilisation de VINCI à haute fréquence: la fréquence maximale de la caméra LISA et la précision de l'algorithme de centrage des franges ("Quicklook"). Le premier point peut être facilement contourné en ne lisant que les deux sorties interférométriques de LISA, réduisant ainsi le temps d'adressage et de réinitialisation du détecteur. On pourra aisément atteindre par ce moyen la fréquence de trame nécessaire (de l'ordre de 5 à 10 kHz). Concernant l'algorithme de localisation des franges, il est possible d'améliorer la précision actuelle (environ 2 microns) par l'analyse de la phase de l'interférogramme (position de la frange centrale), et non plus seulement du signal de cohérençage (position du paquet dans son ensemble). Différents algorithmes permettent de mesurer la phase d'un interférogramme (voir Colavita et al. 1999, Perrin 1997) et peuvent être aisément intégrés dans le logiciel VINCI. En pratique, la cohabitation des deux algorithmes est nécessaire pour suivre à la fois le groupe de franges et la phase.

6.5.2. Dispersion spectrale

L'obtention de mesures de visibilité dans différents canaux spectraux donne accès à une information beaucoup plus riche qu'en bande large sur les propriétés astrophysiques de l'objet observé, mais permet également de réduire les erreurs de mesure liées à la longueur d'onde. Par exemple, l'observation d'une planète extrasolaire en mode dispersé permet de remonter au spectre de la planète, et de détecter éventuellement la présence de raies d'absorption (CO, CH_4,...). En physique stellaire, on peut contraindre de manière très efficace l'assombrissement centre-bord des étoiles grâce à des mesures à différentes longueurs d'onde simultanément. On peut considérer que les observations en mode dispersé permettent d'accéder simultanément à plusieurs fréquences spatiales, le pouvoir de résolution de l'interféromètre étant inversement proportionnel à la longueur d'onde.

VINCI a été conçu comme un instrument opérant avec des filtres (bande large ou étroite) placés dans la caméra elle-même. Cependant, la possibilité d'insérer un élément dispersif dans le chemin optique devant la caméra LISA a été prévue lors de la conception. La modification instrumentale est donc minime. Sur le plan du logiciel, le système de contrôle de LISA permet d'ores et déjà la lecture de spectres au lieu de points sur la caméra LISA, et le système de réduction de données possède les réserves nécessaires pour être mis à jour.

6.5.3. Mise à jour du détecteur

Le bruit de lecture intervient de manière dominante sur la précision des mesures de visiblité des sources les plus faibles. Le détecteur HAWAII actuellement utilisé dans la caméra LISA est un modèle d'ingénierie ne présentant pas des caractéristiques très favorables en terme de bruit de lecture.

Des améliorations permettront certainement de faire descendre le bruit de lecture actuel (18 e^-) à des valeurs plus basses (voir la Section 4.3.8), mais la meilleure solution serait de changer le détecteur lui-même pour un modèle plus performant. Les nouveaux modèles *AOMux* produits par Rockwell sont particulièrement intéressants, avec un bruit de lecture estimé à 1 e^- seulement. Les détecteurs supraconducteurs à effet tunnel (STJ) sont aussi très prometteurs, bien que leur utilisation dans l'infrarouge reste à démontrer.

6.5.4. Bandes spectrales H et L

Le pouvoir de résolution spatiale d'un interféromètre est inversement proportionnel à la longueur d'onde observée. Il est donc particulièrement intéressant pour les programmes les plus exigeants, comme l'étude des Céphéides (Section 8), de privilégier les longueurs d'onde plus courtes. La bande H (centrée sur 1,65 μm) offre un gain relatif sur la fréquence spatiale échantillonnée de plus de 30% par rapport à la bande K (2,20 μm). Le coupleur triple MONA n'est pas monomode en bande H, et ses performances en terme de précision sont donc notablement réduites. On peut envisager la réalisation d'un coupleur triple monomode spécifique pour cette bande. L'avantage de la bande H par rapport aux longueurs d'onde encore plus courtes est que la turbulence n'y est pas encore trop importante, et on peut raisonnablement se passer d'optique adaptative avec les AT. Le détecteur

HAWAII de LISA, ou même les futurs AOMux sont sensibles en bande H, ce qui rend le changement de détecteur inutile. Un problème à considérer est que la bande H est déjà utilisée par le suiveur de franges FINITO, et le futur FSU de PRIMA. Un partage de la lumière entre les deux instruments est envisageable au prix d'une diminution de la magnitude limite.

La bande L (centrée sur 3,4 μm, largeur 0,55 μm) est potentiellement la plus intéressante pour l'étude de l'atmosphère des planètes extrasolaires géantes. Dans sa thèse, Goukenleuque (1999, voir aussi Goukenleuque et al. 2000), a déterminé que la signature spectrale du méthane CH_4 la plus facilement observable se situe vers 3,3 μm, soit précisément en bande L. Pour le monoxyde de carbone CO, la longueur d'onde optimale se situe à 4,7 μm, (bande M), mais l'atmosphère y est assez absorbante. Dans les deux cas, le rapport du flux planétaire au flux venant de l'étoile se situe probablement aux alentours de quelques 10^{-4}, ce qui rend la détection particulièrement exigeante pour l'instrument. Pourtant, c'est certainement dans la bande L que les chances d'obtenir un spectre de planète extrasolaire sont les plus importantes. Pour adapter VINCI en bande L, il est nécessaire de prévoir un changement de caméra et un changement de coupleur triple. En effet, la transmission des fibres en verre fluoré de MONA est beaucoup trop faible en bande L, et la sensibilité du détecteur HAWAII s'arrête à 2,5 μm.

6.5.5. Interférométrie double champ

VINCI permet dans son état actuel de combiner la lumière provenant d'un seul objet céleste, et d'en mesurer le facteur de cohérence. La reconstruction d'une image interférométrique nécessite toutefois de connaître en plus la phase des franges, c'est-à-dire leur position relativement à la DDM nulle.

Il est nécessaire pour cela d'observer simultanément une référence de phase, c'est-à-dire une étoile non résolue présentant des franges parfaitement centrées sur la DDM nulle. Connaissant *a priori* avec précision la distance angulaire entre l'étoile de référence et l'astre imagé, on peut en déduire la phase résiduelle des franges de ce dernier. C'est le principe de l'équipement PRIMA, dans son mode imagerie (voir l'article à la Section 13.4). Inversement, on peut supposer par avance que la phase des franges est nulle, et utiliser la différence de chemin optique mesurée par métrologie pour retrouver la distance angulaire entre les deux objets. On parle alors d'astrométrie différentielle.

Dans les deux cas, la mesure de la phase nécessite deux systèmes de recombinaison de la lumière. Dans la version finale du VLTI, l'un d'entre eux sera un suiveur de frange (le FSU), et l'autre sera choisi parmi les instruments scientifiques VINCI, MIDI ou AMBER.

La conception à base de fibres optiques de VINCI permet d'envisager d'ajouter un second coupleur triple au système existant. Ceci permettrait d'utiliser VINCI à la fois comme système de recombinaison sur l'étoile de référence et sur l'étoile mesurée. La modification de l'instrument se limiterait à l'ajout de deux ensembles d'injection (éventuellement sur la table existante), et à la modification de l'étage de sortie vers LISA pour accepter deux torons de fibres. Cette modification pourrait être envisagée en même temps que l'extension de VINCI à des longueurs d'onde différentes de la bande K actuellement disponible.

6.5.6. Extension à quatre faisceaux

L'utilisation de VINCI avec quatre télescopes a un intérêt particulièrement important pour le VLTI du fait de la présence des quatre télescopes de 8 m, et probablement de quatre télescopes auxiliaires de 1,8 m de diamètre (trois sont déjà en construction).

La recombinaison simultanée de quatre faisceaux permettra en effet d'observer six lignes de base simultanément, et donc de reconstruire une image à haute résolution angulaire en un temps d'observation très court. Il est nécessaire de mesurer pour cela les phases des franges d'interférence. La référence de phase permise par le mode double champ du VLTI (PRIMA) permettra une telle mesure, en observant simultanément deux étoiles et en mesurant le déphasage relatif de leurs deux

systèmes de frange (voir l'article de la Section 13.4 pour plus d'informations).

On peut également utiliser la technique de fermeture de phase, mise en oeuvre avec succès sur l'interféromètre NPOI (Armstrong et al. 1998). Elle consiste à mesurer non pas la phase de chacun des interférogrammes, mais leur somme sur trois bases formant un triangle (par exemple pour les télescopes 1-2, 2-3 et 3-1). Cette quantité présente la caractéristique précieuse d'être pratiquement insensible au piston atmosphérique (Jennison 1958). Pour un interféromètre à quatre télescopes, on peut mesurer trois fermetures de phase indépendantes sur trois triangles simultanément (1-2-3, 1-2-4, 2-3-4). Ceci forme un système de trois équations à six inconnues (la phase de chacun des interférogramme), et ne permet donc pas de retrouver toute l'information de phase, mais seulement la moitié.

Pour créer les interférences, il est nécessaire de recombiner par paires les faisceaux dans six coupleurs interférométriques, produisant chacun deux sorties interférométriques. En adoptant le même principe que celui utilisé avec VINCI actuellement, il faut également prévoir quatre signaux photométriques de calibration, ce qui donne un total de 16 sorties. Un exemple de construction possible d'un instrument à fibres pour la recombinaison de quatre télescopes par paires dans le plan pupille avec modulation temporelle de la différence de marche est présenté sur la Figure 118.

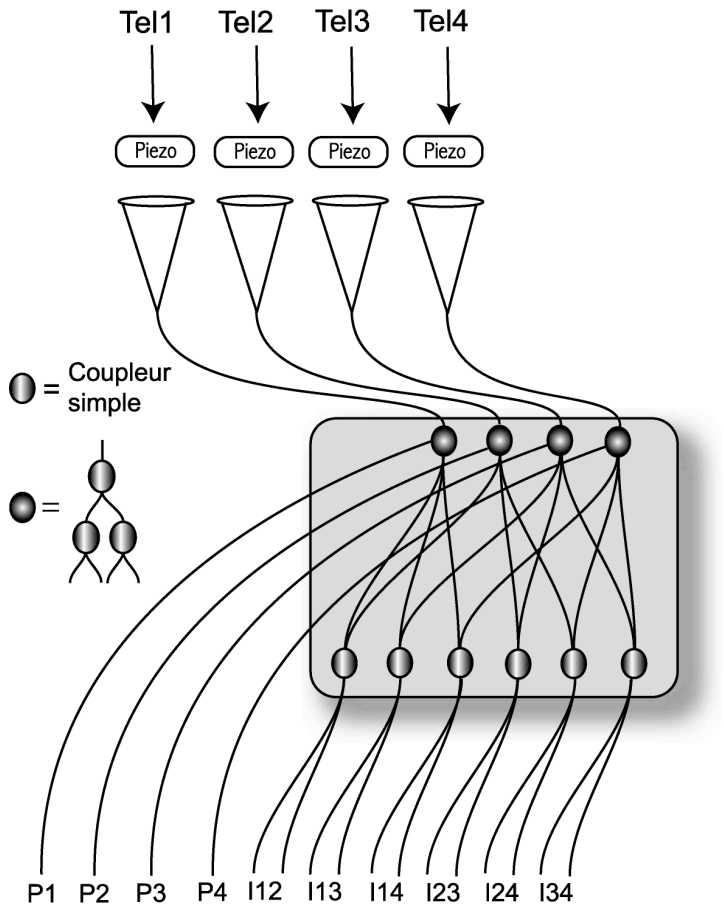
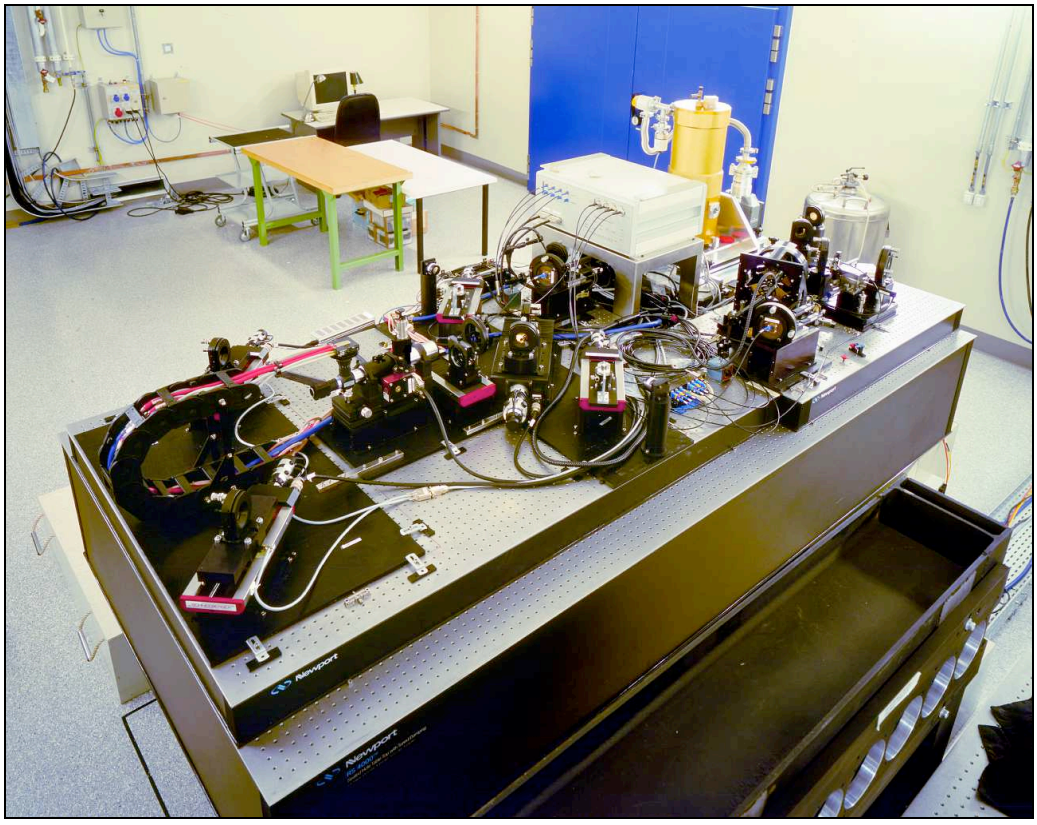


Figure 118. Principe d'un système de recombinaison par fibres optiques à quatre faisceaux. Les franges d'interférence sont produites dans le plan pupille avec une modulation temporelle de la différence de marche (miroirs piezo).

Cependant, la technologie du coupleur triple MONA n'est pas très adaptée à ce type de construction, du fait de la difficulté d'égaliser la dispersion entre les différentes fibres avant les coupleurs interférométriques. Pour cette raison, les composants en optique intégrée (Haguenauer et al. 2000) apparaissent plus prometteurs. Le schéma de la Figure 118 pourrait être transposé en

utilisant cette technologie.

D'autre principes sont envisageables, comme la recombinaison multiaxiale dans un plan image, après filtrage spatial par fibres monomodes. L'avantage de ce principe est qu'il réduit la difficulté de construction des coupleurs. Pour dériver facilement les signaux photométriques tout en filtrant spatialement les faisceaux, on peut utiliser quatre coupleurs simples monomodes placés immédiatement après l'injection des quatre faisceaux en provenance des télescopes. La recombinaison est ensuite effectuée dans le plan image, avec formation des franges directement sur le détecteur lui-même. Dans ce cas, il n'est plus nécessaire de moduler temporellement le signal avec des miroirs montés sur translateurs piezoélectriques, mais la conception des optiques non fibrées du système est plus délicate.



VINCI dans le laboratoire interférométrique de Paranal

7. Paramètres atmosphériques de Paranal mesurés par VINCI

Dès le départ, la mesure des paramètres atmosphériques à Paranal a été incluse dans les objectifs de l'instrument VINCI. Cette capacité a permis durant la période des premières franges d'évaluer les effets de la scintillation, de calculer une valeur du paramètre de Fried, et surtout de constater observationnellement la grande importance du temps de cohérence dans la précision des mesures avec VINCI.

7.1. Scintillation

7.1.1. Définition et configuration instrumentale

La scintillation *S* est définie comme la variance relative des variations de l'intensité totale *I* de la lumière reçue de l'étoile:

$$S = \frac{\sigma^2(I)}{I^2}$$

Ce paramètre dépend de la longueur d'onde de mesure: *S* est plus élevée aux longueurs d'onde visibles que dans l'infrarouge. De plus, la taille de la pupille utilisée pour collecter la lumière intervient également: plus la pupille est petite, plus S est importante. Dans notre cas, la pupille effective était seulement de 10 cm de diamètre, du fait de l'absence des compresseurs de faisceaux au moment des premières franges.

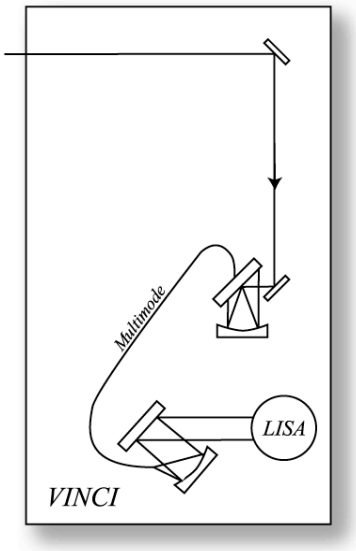


Figure 119. Montage de la fibre multimode sur la voie B de VINCI pour les mesures de scintillation.

Pour observer l'intensité totale de la lumière stellaire, il est nécessaire de remplacer une des fibres monomodes des injections de VINCI par une fibre multimode dont le diamètre de coeur est de 125 µm (Figure 119). Cette grande taille permet d'intégrer l'intensité lumineuse sur toute l'image de l'étoile formée par le VLTI. L'imagerie de la sortie de fibre est réalisée de la même manière que pour le toron habituel, à ceci près que le diamètre de l'image de la sortie de fibre est plus important (Figure 120).



Figure 120. Image de la fibre multimode éclairée par l'étoile σ Lib sur la caméra LISA.

7.1.2. Mesures avec VINCI et l'ASM

Le système de surveillance météorologique automatisé de l'Observatoire de Paranal (ASM) fournit en permanence une valeur de *S* mesurée dans le visible (à la fréquence d'une mesure par minute). L'objectif principal de la mesure avec VINCI est de vérifier que la qualité du guidage des sidérostats est suffisante pour ne pas introduire de fluctuations de l'intensité lumineuse arrivant sur VINCI, du fait par exemple d'un éventuel vignettage du faisceau lors de son transport dans le train optique du VLTI.

L'étoile choisie pour les mesures de scintillation est σ Lib (voir aussi la Section 5.2.11), qui a été observée avec VINCI équipé de la fibre multimode de 6h23 à 7h00 TU dans la nuit du 31 mars 2001.

La valeur de *S* fournie par l'ASM a été surveillée en parallèle des mesures effectuées par VINCI, de manière à pouvoir mettre en évidence un éventuel désaccord entre les deux estimations après correction de la différence de longueur d'onde (l'ASM fonctionne dans le visible alors que VINCI mesure la scintillation en bande K). La mesure de l'intensité lumineuse par l'ASM est effectuée à une fréquence de 50 Hz, contre 18,5 Hz pour la mesure effectuée avec VINCI, mais le temps d'intégration effectif de chaque exposition VINCI est de 0,035s, ce qui donne une "fréquence équivalente" de 28,5 Hz.

La valeur de l'indice de scintillation *S* mesurée par l'ASM au moment des mesures VINCI était de S = 1,6% (6h32 TU), à 0,5 μm, soit $\boldsymbol{S = 5\%}$ en bande K et pour une pupille équivalente de diamètre D = 10 cm (dépendance en $D^{-7/3}$ et $\lambda^{-7/6}$, voir Sarazin 1992 pour plus de détails).

L'intensité sur le détecteur de LISA a été enregistrée à 6h31 avec la fibre multimode. La mesure a été effectuée à la fréquence de lecture maximale du mode 64x64 pixels, soit 18,5 Hz. Le flux a été intégré sur chacune des images obtenues et corrigé du niveau de fond. La Figure 121 montre les fluctuations de signal photométrique enregistrées. Le spectre de puissance du signal photométrique est présenté sur la Figure 122.

La valeur de l'indice de scintillation calculée à partir des données VINCI est de $\boldsymbol{S = 4\%}$.

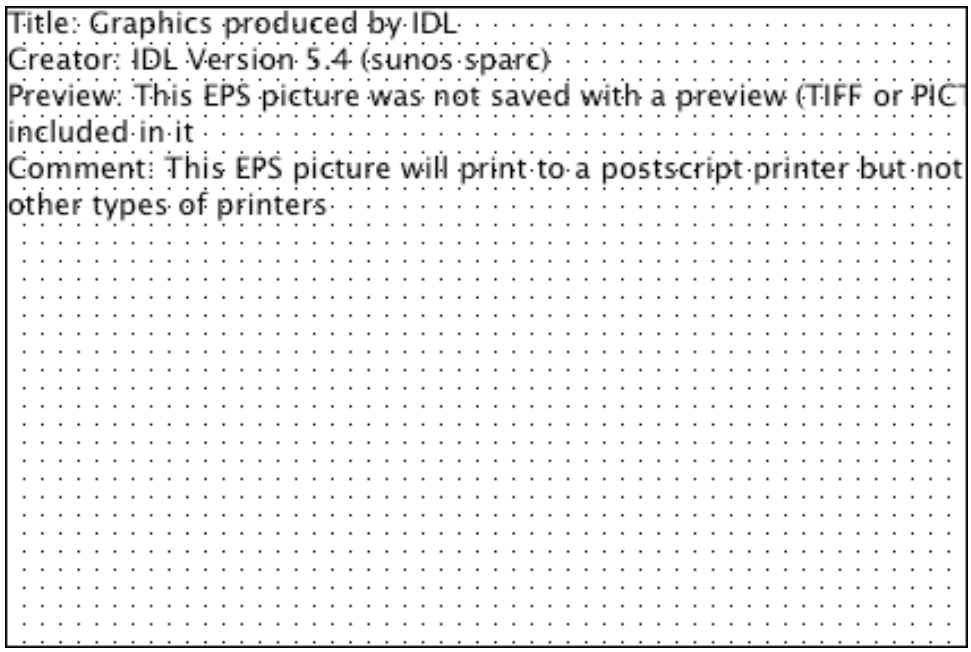


Figure 121. Fluctuations photométriques observées avec la fibre multimode (nuit du 31 mars 2001).

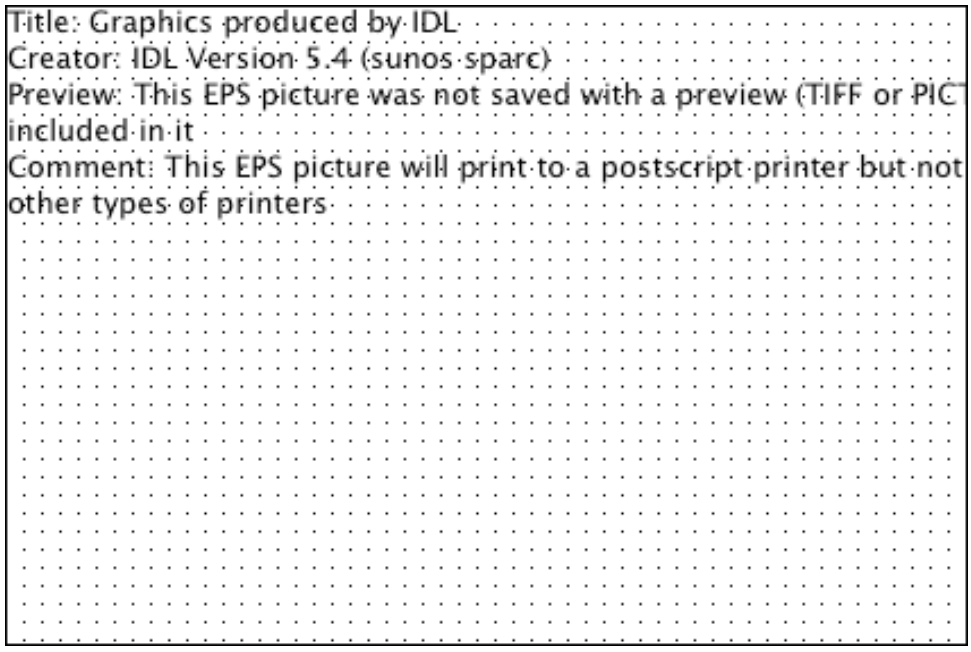


Figure 122. Densité spectrale de puissance de la Figure 121.

7.1.3. Discussion

L'accord entre les deux mesures de scintillation de l'ASM et de VINCI est satisfaisant. La valeur légèrement plus faible obtenue avec VINCI provient probablement de la différence de temps d'intégration qui tend à réduire la contribution des fluctuations à haute fréquence par rapport au signal de l'ASM, échantillonné à une fréquence deux fois plus élevée. De plus, la mesure de l'ASM étant effectuée en visible, la conversion en terme de valeur en infrarouge n'est qu'une approximation.

7.2. Rapport de Strehl

Les mesures effectuées sur l'étoile σ Lib (Section 7.1) le 31 mars 2001, avec la fibre multimode et la fibre monomode permettent de calculer directement le rapport de Strehl global de l'atmosphère et du VLTI, avec une pupille effective de 10 cm de diamètre.

En effet, la fibre monomode intègre seulement la lumière de l'étoile sur la partie centrale du disque d'Airy. Le mode de la fibre est une gaussienne approchant la forme de l'image de l'étoile (voir Ruilier 1999, Figure II.1.2, pour plus de détails). Avec la fibre multimode, on intègre la totalité du disque d'Airy de l'étoile (diamètre de coeur 125 μm, soit environ 20 fois la taille du disque d'Airy). Le rapport des deux mesures de flux donne donc la quantité d'énergie contenue dans le pic central, tel que projeté sur le mode de la fibre monomode, en prenant en compte l'efficacité théorique d'injection η dans la fibre monomode.

$$S = \frac{1}{\eta} . \frac{I_{monomode}}{I_{multimode}}$$

Les mesures effectuées avec la fibre multimode (voie B de VINCI) donnent un flux de $7{,}48.10^5$ ADU/s (mesure effectuée à une fréquence de lecture de 28,6 Hz).

Avec la fibre monomode, on obtient à la même fréquence de lecture un flux de $1{,}81.10^5$ ADU/s sur la voie photométrique correspondante (PB). Pour obtenir le flux total en entrée, il faut prendre en compte le fait que la fibre monomode n'a pas une efficacité parfaite à l'injection, mais seulement de η = 78% au maximum (Shaklan & Roddier 1988).

En fait, la présence d'une obstruction centrale dégrade encore l'efficacité de quelques pourcents (voir Ruilier 1999 pour un étude détaillée).

En considérant de plus les coefficients de partage photométriques de MONA valables au moment de la mesure (voir Section 4.2.4), qui impliquent que 53% de l'énergie arrivant dans le bras B est restituée sur la voie PB, on obtient un flux total en entrée de la fibre monomode de $3{,}42.10^5$ ADU/s.

La comparaison des deux valeurs de flux donne un rapport de Strehl de ***S* = 46 %**.

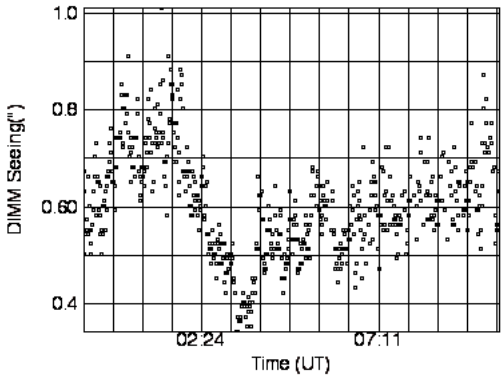


Figure 123. *Seeing* mesuré à Paranal dans la nuit du 31 mars 2001.

Le seeing mesuré dans le visible (à λ = 0,5 μm) par l'ASM en même temps que les mesures VINCI (de 6h23 à 6h31 TU, voir la Figure 123) est en moyenne de $\Delta\theta$ = 0,60", ce qui se traduit par $\Delta\theta$ = 0,45" en bande K, compte tenu de la dépendance du seeing en fonction de la longueur d'onde (voir Léna 1996 pour plus de détails):

$$\Delta\theta \propto \lambda^{-1/5}$$

Au moment des observations VINCI, on a donc le paramètre de Fried suivant:

$$r_0 = \frac{\lambda}{\Delta\theta} \approx 1\text{m, avec } \Delta\theta \text{ en radians et } \lambda \text{ en mètres}$$

Compte tenu de la faible taille de la pupille d'entrée (10 cm), le rapport de Strehl devrait être plus élevé avec une telle valeur de r_0. L'origine de cette différence n'est pas clairement établie, mais pourrait provenir d'une optimisation imparfaite de l'injection dans la fibre monomode de VINCI au moment de la mesure, du fait d'erreurs de guidage du sidérostat ou de la turbulence interne dans le tunnel des lignes à retard.

7.3. Piston et temps de cohérence

7.3.1. Définition du temps de cohérence

Le temps de cohérence est la durée moyenne pendant laquelle la phase du front d'onde ne change pas de plus d'un radian. Il est défini par Roddier et al. (1982) comme étant:

$$\tau_0 = 0{,}31 \frac{r_0}{V}$$

avec r_0 le paramètre de Fried et V la vitesse horizontale équivalente de la couche perturbante. Pratiquement, r_0 est lié à la taille des cellules perturbantes défilant devant les pupilles collectrices, et V à la vitesse horizontale de la couche turbulente.

On trouve différentes définitions du temps de cohérence dans la littérature (Colavita 1999). Celle donnée plus haut est utilisée principalement pour l'optique adaptative, mais sera conservée ici pour des raisons de commodité de comparaison avec l'ASM.

En interférométrie, on peut aussi définir le temps de cohérence comme la durée moyenne pendant laquelle les *franges d'interférence* ne se déplacent pas de plus d'un radian. Comme celles-ci résultent de l'addition de deux parties disjointes du front d'onde, ce temps de cohérence est plus *court* que celui de l'optique adaptative. Le facteur 0,31 de l'expression ci-dessus est changé en 0,21, c'est-à-dire divisé par un facteur $\sqrt{2}$.

7.3.2. Temps de cohérence mesuré par l'ASM

La Figure 124 montre l'évolution du temps de cohérence au cours d'une nuit d'observation particulièrement favorable (la nuit des premières franges!), et la Figure 125 une nuit typique, où τ_0 est resté en dessous de 5 ms durant toute la nuit. Il est intéressant de remarquer l'évolution importante de τ_0 depuis 2 ms jusqu'à 14 ms sur la Figure 124. Bien sûr, plus le temps de cohérence est long, plus les conditions sont favorables pour l'interférométrie. L'histogramme des valeurs observées à Paranal en l'an 2000 est présenté sur la Figure 126.

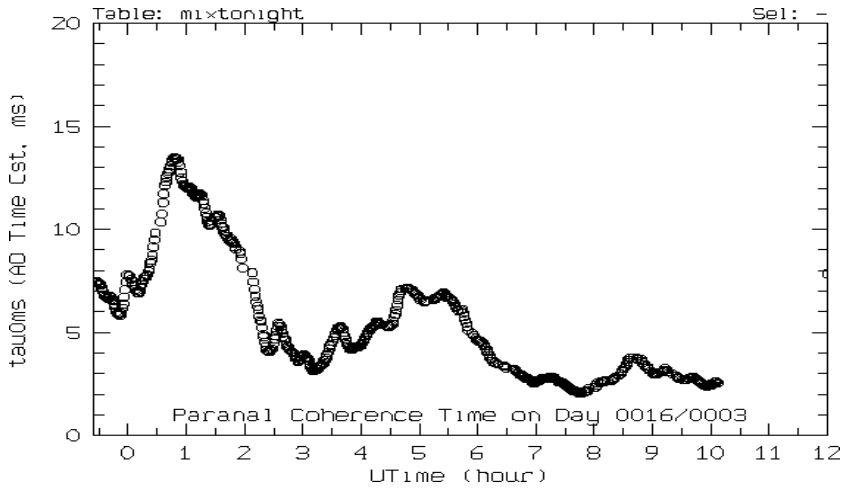


Figure 124. Temps de cohérence durant la nuit des premières franges, le 16 mars 2001, à λ = 0,5 μm. La nuit était particulièrement favorable (document ASM/ESO).

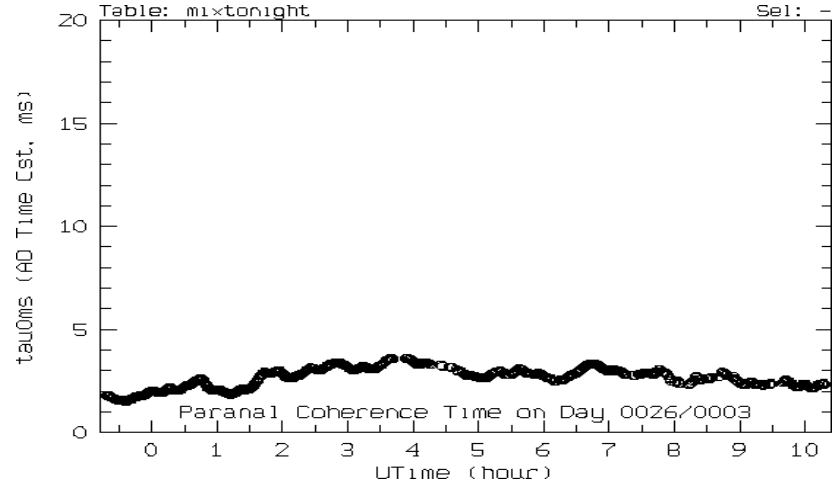


Figure 125. Temps de cohérence à λ = 0,5 μm durant une nuit moyenne.

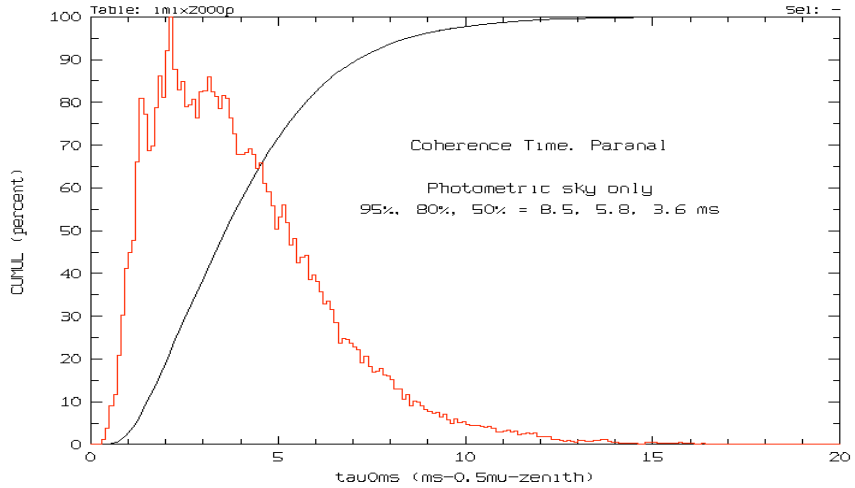


Figure 126. Distribution des temps de cohérence observés à Paranal au cours de l'année 2000, à λ = 0,5 μm (document ESO/M. Sarazin).

7.3.3. Données obtenues avec VINCI

Dans le but de déterminer le spectre de puissance du piston tel que vu par VINCI, des données ont été acquises à la fréquence de scan maximale permise par le piezo de balayage, les nuits du 21 au 23 mars 2001, sur Sirius, γ Cru et α Hya. Les différentes séries qui ont été enregistrées sont données dans la Table 20.

Table 20. Données obtenues à haute fréquence de scan avec VINCI

Date	Heure (TU)	Etoile	Fréquence des franges (Hz)	Fréquence de scan (Hz)	Nombre de scans sur la source
22/03/01	0:31	Sirius	160,6	8,8	2000
	0:45		160,6	8,8	2000
	0:54		160,6	8,8	2000
	3:45	α Hya	160,6	8,8	2000
	8:47	γ Cru	366,6	19,6	2000
23/03/01	1:28	Sirius	160,6	8,8	2000
	1:33		160,6	8,8	2000
24/03/01	2:35	Sirius	160,6	8,8	2000
	2:42		160,6	8,8	2900
	2:48		448,9	37,0	2000
	2:50		309,8	27,8	2000
	2:52		309,8	27,8	2000
	2:54		448,9	37,0	2900
	2:57		448,9	37,0	2900
28/03/01	6:29	γ Cru	366,6	19,6	2900

Pendant ces observations, le paquet de franges a été suivi efficacement par l'algorithme de *Quicklook* décrit dans la Section 4.2.7, bien qu'à l'origine (sur FLUOR) il n'ait pas été conçu pour fonctionner à des fréquences aussi élevées. Un exemple de la courbe de variation de la différence de marche (DDM) obtenue est donné sur la Figure 127.

La composante linéaire de la dérive de DDM observée provient d'une erreur sur la connaissance de la ligne de base, ces données ayant été acquises seulement une semaine après les premières franges alors que le modèle de différence de marche n'était pas encore calculé avec la précision actuelle.

7.3.4. Spectre de puissance

A partir de ces données, on peut tracer le spectre de puissance du piston observé par VINCI au niveau du laboratoire. Celui-ci est présenté sur la Figure 128 pour la séquence de la Figure 127.

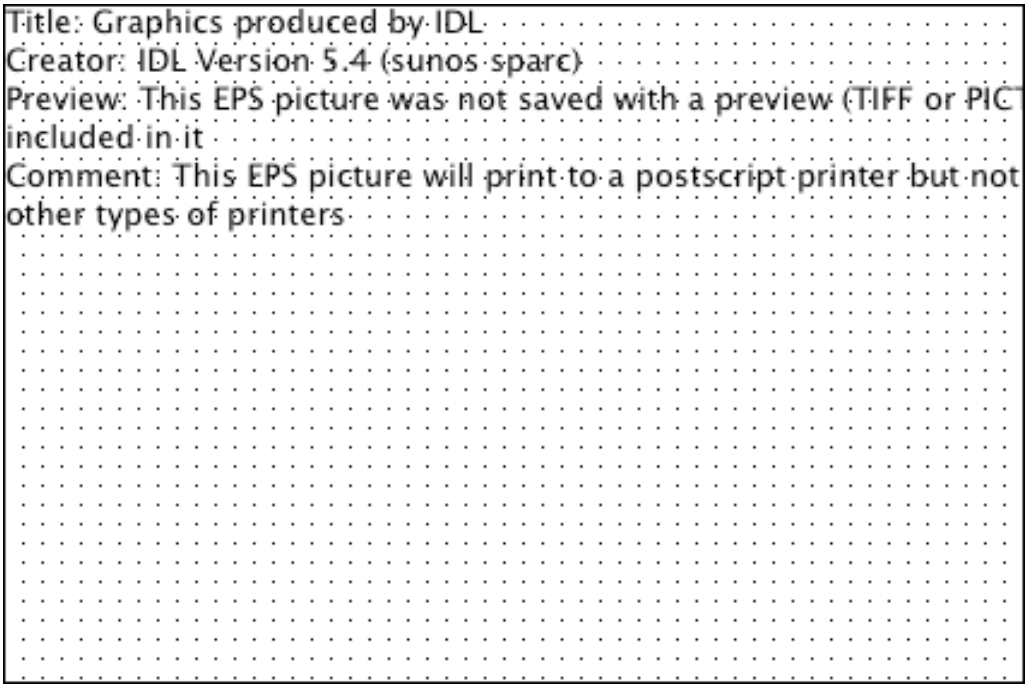


Figure 127. Suivi des franges par VINCI sur Sirius, le 24 mars 2001 à 2:50 (TU).

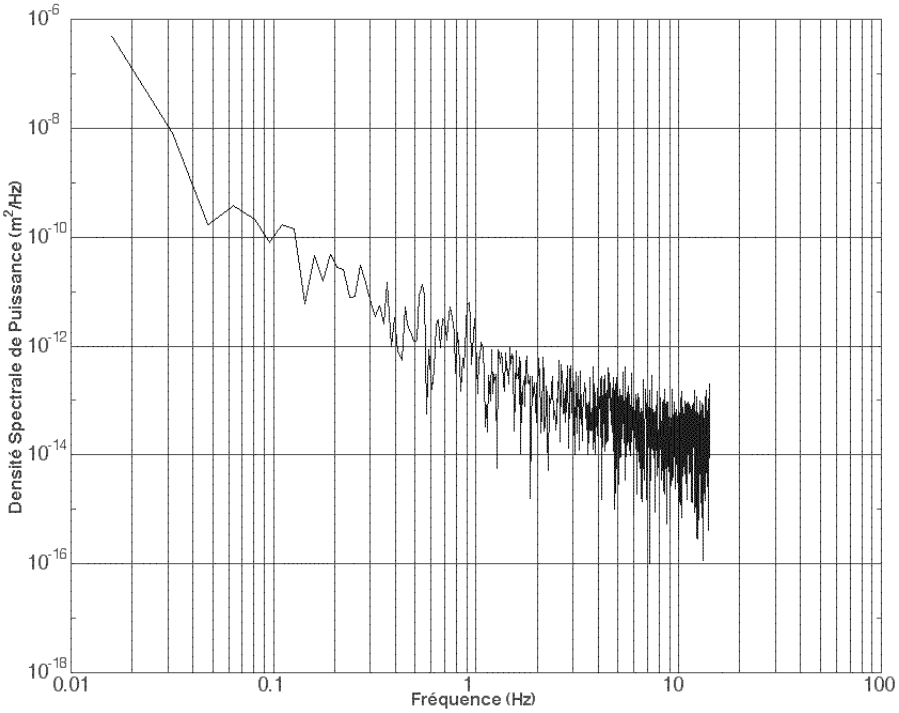


Figure 128. Densité spectrale de puissance du signal de la Figure 127.

7.3.5. Analyse

On remarque sur la Figure 128 deux sections linéaires pour *f* inférieure à environ 1,5 Hz (Régime I), puis *f* supérieure à cette valeur et inférieure à 10 Hz (Régime II), et enfin un domaine *f* >

10 Hz où le spectre sature du fait des erreurs du *Quicklook* et des limitations en fréquence de boucle (Régime III).

En calculant une régression linéaire (en échelle log-log) sur les deux premiers domaines, on obtient deux types de dépendance en fonction de la gamme de fréquence considérée.

Spectre de puissance aux fréquences inférieures à 1,5 Hz

[m^2/Hz] pour f < 1,5 Hz (Régime I, voir la Figure 129).

Spectre de puissance aux fréquences entre 1,5 et 10 Hz

[m^2/Hz] pour f > 1,5 Hz (Régime II, voir la Figure 130).

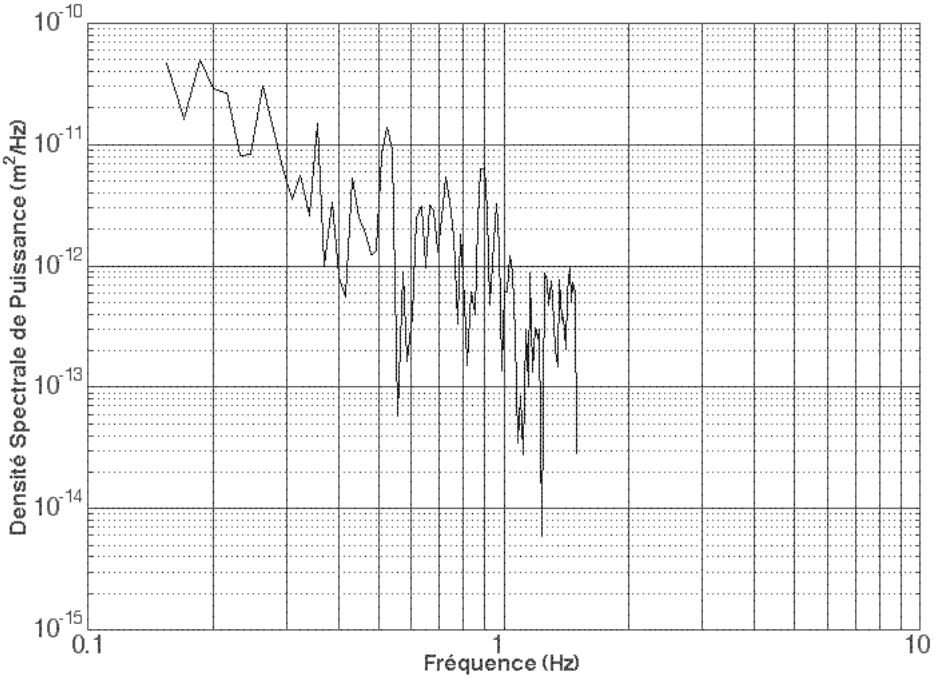


Figure 129. Spectre de puissance de la DDM pour les basses fréquences, f < 1,5 Hz.

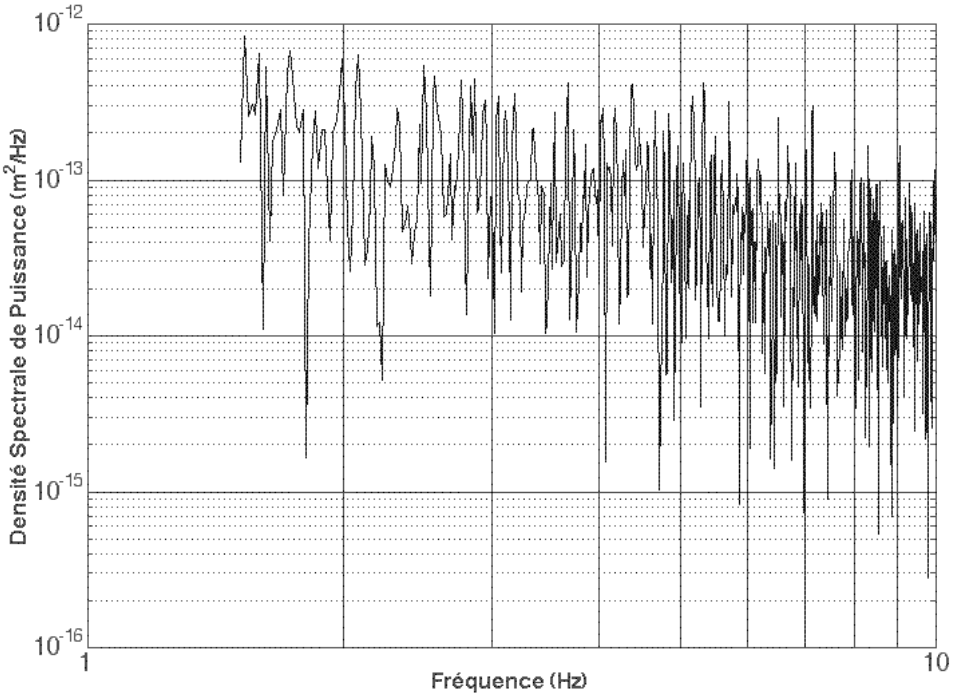


Figure 130. Spectre de puissance de la DDM pour la gamme de fréquence de fluctuations allant de 1,5 à 10 Hz.

Dans le Régime II, on obtient une décroissance plus lente que pour le Régime I. La valeur de 0,5398 μm²/Hz déterminée pour l'amplitude du piston dans le Régime I peut être comparée au modèle de turbulence de Kolmogorov pour le piston qui est, pour les fréquences considérées, de la forme:

$$DSP(DDM) = 0{,}0039 \left(\frac{V}{r_0}\right)^{5/3} \lambda^2 f^{-8/3} \text{ [m}^2\text{/Hz] (Glindemann 1998)}$$

avec V la vitesse du vent (en m/s), r_0 le paramètre de Fried (en m), λ la longueur d'onde (en m), et f la fréquence.

La différence de dépendance en fréquence de cette expression par rapport à la mesure VINCI pourrait être due au fait que le turbulence ne suit pas le modèle de Kolmogorov, par exemple du fait de turbulences non complètement développées au voisinage du sol (les sidérostats sont positionnés très bas sur la plate-forme de l'observatoire).

7.3.6. Valeur de τ_0

En applicant le modèle de Kolmogorov aux mesures VINCI pour la fréquence f, on obtient:

$$5,398.10^{-13} f^{-2,13} = 0,0039 \left(\frac{V}{r_0}\right)^{5/3} \lambda^2 f^{-8/3}$$

VINCI mesurant en bande K, cette expression donne, pour une fréquence moyenne de piston fixée à $f = 1$ Hz:

$\frac{V}{r_0} = 7{,}5$ Hz

Or, on a par ailleurs l'expression suivante du temps de cohérence τ_0 :

$\tau_0 = 0{,}31 \frac{r_0}{V}$ (Roddier et al., 1982)

d'où l'on tire enfin τ_0**(VINCI) = 41 ms** au moment de l'observation.

On peut comparer cette valeur à celle calculée par l'ASM, sur la base des prévisions de vent dans la couche atmosphérique à 200 mbar et du *seeing* au sol, qui était de $\tau_0 = 5$ ms au moment de l'observation, à la longueur d'onde de 0,5 μm. On obtient à 2,2 μm une valeur de τ_0**(ASM) = 30 ms**. Considérant que les deux mesures n'ont pas été effectuées précisément en même temps, les deux valeurs VINCI et ASM sont en accord satisfaisant.

La valeur médiane du temps de cohérence à Paranal à 2,2 μm est τ_0**(Paranal) = 21,2 ms**. Cette valeur est calculée à partir du temps de cohérence médian en visible $\tau_0(\lambda = 0{,}5\ \mu m) = 3{,}6$ ms, mesuré par l'ASM sur l'ensemble de l'année 2000.

On peut comparer cette valeur aux mesures de Linfield et al (2001) obtenues au Mont Palomar avec l'interféromètre PTI qui donnent $T_{0,2} = 100$ ms. La définition du temps de cohérence $T_{0,2}$ adoptée par ces auteurs est basée sur la variance de la phase différentielle entre les deux télescopes (mouvement des franges). Converti dans la définition de τ_0 utilisée ici, ce temps de cohérence correspond à τ_0**(PTI) = 38,5 ms** (voir Colavita et al. 1999 pour les formules) en bande K.

On peut également calculer le temps de cohérence τ_0 pour le Mont Wilson à partir des données de l'interféromètre Mark III (Colavita et al. 1987). On trouve τ_0**(Mark III) = 22,7 ms**

7.4. Vitesse du piston

7.4.1. Rapport avec le temps de cohérence

Intuitivement, la vitesse du piston est liée directement à la taille et à la vitesse de défilement des cellules perturbantes atmosphériques devant les pupilles des deux télescopes (Figure 131).

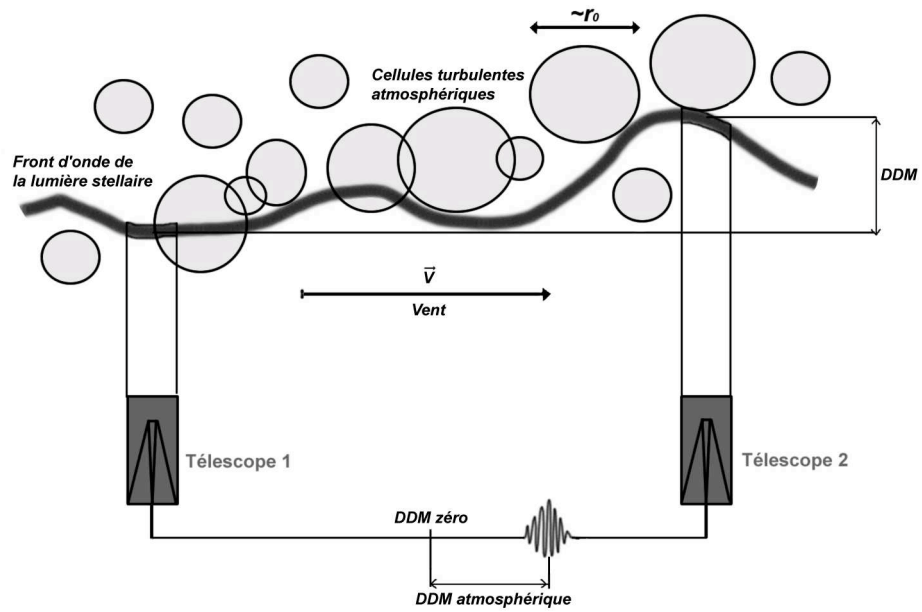


Figure 131. Principe de l'introduction de différence de marche optique par la turbulence atmosphérique.

On peut donc raisonnablement espérer une corrélation entre la vitesse du piston et le temps de cohérence τ_0. Pour la mettre en évidence, on peut comparer les mesures de VINCI avec le temps de cohérence tel que fourni par l'ASM de Paranal (Lopez & Sarazin 1993). τ_0 est estimé par ce système à partir de la mesure en temps réel de la valeur du paramètre de Fried r_0 et des *prévisions* météorologiques de la vitesse du vent durant la nuit dans la couche atmosphérique à la pression P = 200 mBar. Cette couche correspond au *Jet Stream*. La valeur de τ_0 fournie par l'ASM est donc partiellement le résultat d'une modélisation, et non d'une mesure directe. Cependant, la valeur obtenue est en général très proche de la réalité, car les conditions d'écoulement du *Jet Stream* changent lentement, et les prévisions sont en général très précises.

7.4.2. Mesures avec VINCI

On peut mesurer l'effet de la vitesse du piston atmosphérique avec VINCI par la déformation qu'il introduit sur le paquet de franges. Lorsque le piston déplace le système de franges d'interférence lors du balayage effectué par le piezo de VINCI, il se produit un changement de la fréquence des franges. Celui-ci se traduit sur le spectre par un déplacement du pic des franges en fréquence (Figure 132). Ceci a pour double effet de changer la longueur d'onde effective de la mesure et de biaiser l'intégrale de la puissance, qui est utilisée pour calculer le facteur de cohérence carré. Ces deux effets tendent à dégrader la précision de mesure. Cette figure est intéressante à comparer à la Figure 74, obtenue sur Sirius, pour laquelle le temps de cohérence était beaucoup plus long.

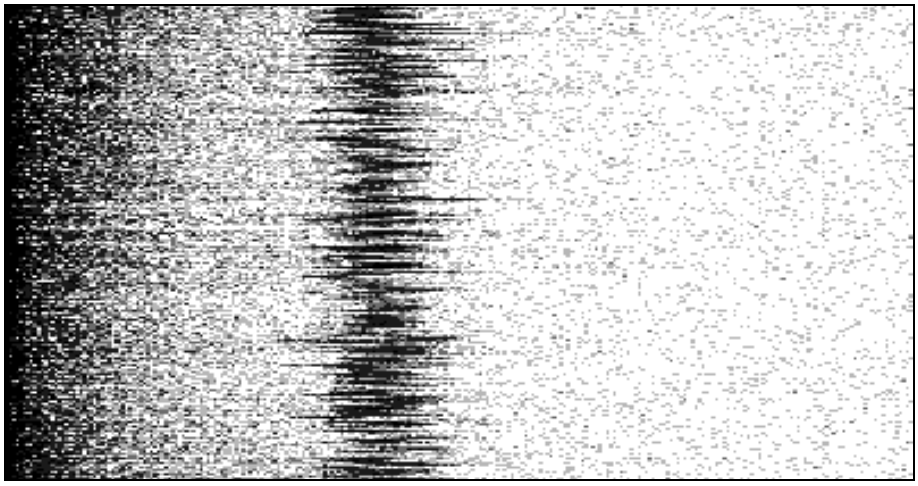


Figure 132. Effet du piston sur la position du pic fréquentiel correspondant aux franges sur δ Oph dans la densité spectrale de puissance. En abscisse est représentée la fréquence, avec le pic frange positionné à 160 Hz (échelle 1,5 Hz/pixel), et la colonne de gauche correspondant à la composante continue du signal. En ordonnée le rang du scan dans la série acquise. Ces données correspondent à une nuit où le temps de cohérence était particulièrement court, le 22 mars 2001.

On peut analyser ce déplacement par corrélation croisée du spectre moyen obtenu au cours de la mesure sur l'étoile avec le spectre pour chacun des interférogrammes. Le résultat est une différence de fréquence Δf, qui peut être convertie en différence de vitesse, connaissant la vitesse de défilement des franges. Ceci nous donne donc la vitesse du piston atmosphérique au temps moyen du balayage du paquet de franges par le piezo de VINCI.

7.4.3. Corrélation entre les mesures VINCI et ASM

Il reste à relier les valeurs de temps de cohérence de l'ASM à la vitesse du piston atmosphérique telle que mesurée par VINCI. La Figure 133 montre la corrélation entre ces deux grandeurs pour les étoiles observées jusqu'au 23 mars 2001 (période des premières franges). La valeur du temps de cohérence mesurée par l'ASM n'a pas été corrigée de la différence de longueur d'onde des mesures, de manière à rendre la conversion plus directe entre les mesures ASM et le piston vu par VINCI. Pour obtenir le temps de cohérence en bande K, il suffit de multiplier τ_0 en visible par 5,9 car la dépendance de τ_0 avec la longueur d'onde suit une loi en $\lambda^{-6/5}$.

On constate une relation empirique de la forme :

$$V_{piston} \approx A\frac{1}{\tau_0^{0,6}} \text{ avec } A = 26\ \mu\text{m.s}^{-0,4}.$$

Cette relation est encore très grossière, mais les valeurs de temps de cohérence fournies par l'ASM sont maintenant archivées avec les fichiers VINCI. Il devrait être beaucoup plus facile à l'avenir de comparer les valeurs pour chaque étoile, et ainsi d'établir directement la correspondance entre temps de cohérence et piston réellement observé sur les interférogrammes.

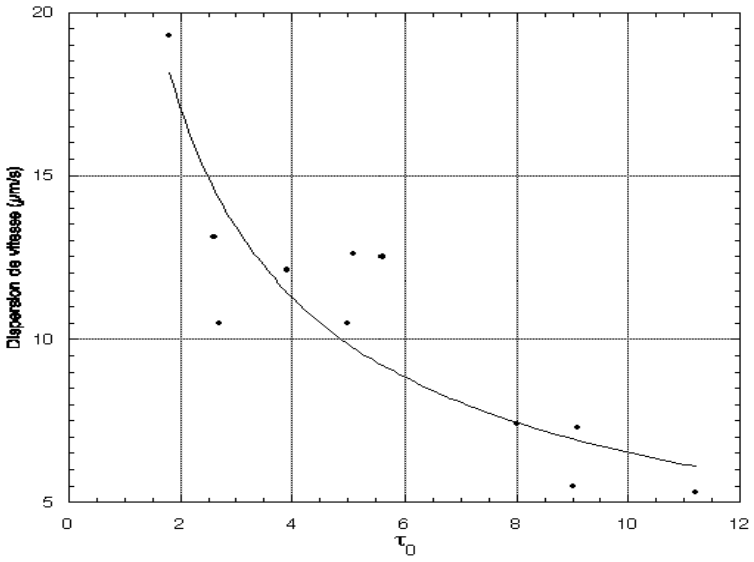


Figure 133. Dispersion de vitesse observée sur les interférogrammes VINCI en fonction du temps de cohérence (en millisecondes, aux longueurs d'onde visibles) tel que fourni par l'ASM de Paranal. La courbe en trait continu est un modèle en $A.\tau_0^{-3/5}$.

7.4.4. Importance pour les observations futures

La valeur du temps de cohérence détermine le temps maximum de balayage du paquet de franges. De manière à éviter une contamination de la mesure de visibilité par effet de piston, on peut poser comme condition nécessaire que le temps de balayage du paquet de franges soit inférieur au temps de cohérence atmosphérique au moment de l'observation.

Sachant que la valeur de τ_0 varie rapidement sur des périodes de temps relativement courtes (voir l'exemple de la nuit des premières franges sur la Figure 124), il est important de mesurer sa valeur au cours de la nuit d'observation. Depuis juillet 2001, le temps de cohérence calculé par l'ASM est disponible en temps réel, une fois par minute, et permet ainsi d'adapter la vitesse de balayage de VINCI à l'état de la turbulence atmosphérique.

8. Programme d'observations de Céphéides avec le VLTI

8.1. Objets accessibles

8.1.1. Céphéides résolvables par le VLTI

Du fait de leur rareté, les Céphéides sont, dans la plupart des cas, très éloignées de la Terre. De ce fait, et bien que ces étoiles soient des étoiles supergéantes, leurs dimensions angulaires sont généralement très faibles. Grâce aux longues lignes de base du VLTI (jusqu'à 202 mètres), il est possible de résoudre, en bande K, 31 Céphéides à un niveau raisonnable de moins de 96% de visibilité. Pour une erreur de mesure de 0,5% sur la visibilité on obtient alors une estimation de diamètre avec une précision relative de 10% par point de mesure.

Table 21. Liste des Céphéides les plus accessibles avec le VLTI, les sidérostats et la ligne de base B4-M0 (141.76 mètres de longueur au sol).

A.D.	Déc.	Nom	MagV	MagK	Période	Distance	θ_{DU}	Visibilité	Cal1	Visib	Cal2	Visib	Saison
J2000.0	J2000.0	GCVS	Max	Moy.	jours	pc	mas	Méridien	HD	Cal1	HD	Cal2	
09 45 14,9	-62 30 28	L Car	3,28	1,78	35,53584	594	2,49	48,1%	65662	64%	92682	61%	Déc-Mai
19 52 28,3	+01 00 20	eta Aql	3,48	1,98	7,176641	268	1,85	65,9%	187660	66%	188310	73%	Avr-Oct
05 33 37,5	-62 29 24	bet Dor	3,46	1,96	9,8426	317	1,95	65,2%	28413	66%	27442	65%	Sep-Mar
07 04 06,5	+20 34 13	zet Gem	3,62	2,12	10,15073	347	1,82	70,4%	61603	67%	52976	65%	Nov-Fév
17 47 33,7	-27 49 50	X Sgr	4,2	2,52	7,01283	369	1,33	80,3%	181109	60%	187150	62%	Mar-Sep
18 05 01,2	-29 34 48	W Sgr	4,29	2,96	7,59503	402	1,29	81,4%	181109	60%	179886	62%	Mar-Sep
18 56 57,1	-67 14 01	kap Pav	3,91	2,90	9,09423	373	1,57	77,2%	184996	65%	156277	63%	Avr-Oct
18 21 23,0	-18 51 36	Y Sgr	5,25	3,75	5,77335	538	0,80	92,5%	181109	60%	187660	66%	Avr-Sep
06 25 13,0	+07 05 09	T Mon	5,58	4,08	27,024649	1471	0,83	92,6%	49293	64%	49968	68%	Oct-Mar

La Table 21 donne les neuf Céphéides les plus accessibles au VLTI en termes de magnitude et de dimension angulaire. Les visibilités estimées sont calculées lors du passage au méridien en utilisant les lois période-luminosité et période-rayon, publiées respectivement dans Gieren et al. (1998) et Gieren et al. (1999).

La saison d'observabilité est définie comme la période de l'année durant laquelle l'étoile est visible depuis Paranal pour plus de trois heures consécutives avec sec(z) < 2,0 (outil utilisé: *Skycalc*, cf. références). La Table 22 donne la liste des étoiles visibles en fonction de la saison.

Table 22. Céphéides observables en fonction de la période de l'année.

Mois	Céphéides observables
Juillet	η Aql, X Sgr, W Sgr, κ Pav, Y Sgr
Septembre	η Aql, β Dor, κ Pav
Novembre	β Dor, ζ Gem, T Mon
Janvier	L Car, β Dor, ζ Gem, T Mon
Mars	L Car, β Dor, X Sgr, W Sgr, T Mon
Mai	L Car, η Aql, X Sgr, W Sgr, κ Pav, Y Sgr

8.1.2. Sélection de la ligne de base

Sept lignes de base ont été évaluées pour l'étude des Céphéides. Ce programme ne présente pas de contraintes particulières en terme de supersynthèse ou d'orientation, car les variations de diamètre des Céphéides sont à symétrie essentiellement sphérique (Gautschy & Saio 1996).

Les lignes de base B1-G1 (68m) et B4-J6 (195m) sont intéressantes car elles correspondent respectivement à la plus longue ligne de base disponible d'un côté de la montagne et à la seconde plus longue base du VLTI (la plus longue étant de 202 mètres). La longueur projetée de la base est toujours plus courte que la longueur sur le sol (sauf pour une base orientée est-ouest ou une étoile passant exactement au zénith de l'interféromètre). Cela est particulièrement vrai pour la base de 195m, qui est orientée pratiquement Nord-Sud. La correction géométrique nécessaire est prise en compte dans les estimations de visibilité, qui sont faites au passage au méridien.

On constate qu'excepté pour la Céphéide la plus étendue angulairement, L Carinae, la base la plus longue est toujours la plus appropriée pour mesurer les Céphéides. Le nombre d'étoiles résolvables est détaillé pour chaque base dans la Table 23.

Table 23. Influence de la ligne de base sur le nombre de Céphéides résolues accessibles depuis Paranal.

Ligne de base	Longueur (m)	Azimuth (Nord=0 degré)	Nombre de Céphéides avec V≤96%	Magnitude K maximum dans l'échantillon	Nombre de Céphéides avec V≤90%
B3-E0	51,23	31,79	**3**	2	**0**
C1-G1	67,88	-64,55	**7**	2,4	**1**
E0-M0	96,00	70,45	**7**	2,4	**5**
C1-M0	129,00	63,32	**16**	3,8	**7**
B4-M0	141,76	54,06	**17**	5	**7**
C1-J6	171,21	17,86	**22**	5	**8**
B4-J6	195,31	15,44	**31**	5,1	**9**

8.2. Sélection des calibrateurs

8.2.1. Stabilité

Dans la mesure où l'on souhaite mesurer des fluctuations de visibilité dues à la pulsation de l'étoile, il faut prendre garde à ne pas introduire une telle modulation par une calibration elle-même variable. La difficulté est donc de trouver des étoiles dont la stabilité est suffisamment avérée pour pouvoir s'y fier comme référence stable de visibilité. On pourrait penser qu'il est aisé de choisir des étoiles stables, mais en fait le choix est restreint par le nombre important d'étoiles binaires et variables.

Une aide précieuse est apportée ici par le catalogue des étoiles de référence publié par Cohen et al. (1999), qui donne une liste d'étoiles dont la stabilité a été vérifiée soigneusement, et dont le diamètre angulaire est estimé avec précision par des méthodes spectro-photométriques.

8.2.2. Taille angulaire

La taille angulaire du calibrateur ne doit pas être trop importante au regard de celle de l'étoile scientifique. Ceci est nécessaire pour ne pas introduire d'incertitude trop importante sur la visibilité intrinsèque du calibrateur. La courbe de la fonction de visibilité en fonction du diamètre angulaire de la source est en effet non linéaire, et, à incertitude égale sur le diamètre intrinsèque d'une étoile, on introduit une erreur beaucoup plus grande sur sa visibilité lorsqu'elle est très résolue.

Sur ce point, le catalogue de calibrateurs de Cohen et al. (1999) propose des étoiles dont la taille angulaire (de l'ordre de 2 mas) est un peu élevée pour les très longues bases du VLTI. En effet, pour 141 mètres de base, 2 mas correspondent à une visibilité de seulement ~60%. Cette valeur est un peu faible et peut introduire une erreur trop importante sur la calibration de la visibilité. Une discussion sur ce sujet se trouve à la Section 8.3.

8.2.3. Type spectral

La valeur de visibilité découlant de l'observation d'une étoile dépend de la longueur d'onde effective de la mesure, c'est-à-dire de la valeur moyenne des longueurs d'ondes, pondérée par le flux reçu de l'étoile et la transmission du filtre employé. De ce fait, et pour ne pas changer la longueur d'onde effective entre la source scientifique et le calibrateur, il est préférable de choisir des calibrateurs de types spectraux proches de la source scientifique.

On peut calibrer cette différence dans une certaine mesure, grâce à la connaissance des types spectraux de la source et du calibrateur, mais la présence de raies spectrales notamment peut causer des erreurs relativement importantes. Il est donc plus sûr de choisir des calibrateurs de types spectraux proches des sources scientifiques.

Les étoiles du catalogue de Cohen et al. (1999) présentent l'intérêt d'être de types spectraux pratiquement identiques, principalement K5III à M0III, et relativement proches de ceux des Céphéides (F-G). De ce fait, la calibration est simplifiée par rapport à des calibrateurs choisis aléatoirement.

8.2.4. Magnitude

Avec un interféromètre parfait, il serait toujours plus favorable d'observer un calibrateur le plus brillant possible, de manière à réduire le bruit de piston par des intégrations plus courtes. Cependant, il est en pratique meilleur de choisir une étoile de calibration de magnitude proche de la source scientifique. Cela permet de s'affranchir des éventuels problèmes de bruit de photons différentiel qui pourrait contaminer la mesure de la densité spectrale de puissance des franges. Les éventuels problèmes de linéarité du détecteur, quoique improbables, sont également éliminés.

De plus, pour le programme particulier d'observations de Céphéides, il est pratiquement impossible de trouver des étoiles très brillantes et suffisamment proches de la source à calibrer, compte tenu de la très faible taille angulaire requise. On est donc par nécessité limité à des étoiles de magnitudes relativement élevées.

8.2.5. Proximité

Le temps de dépointage d'une étoile à son calibrateur doit être minimisé pour éviter que la fonction de transfert interférométrique n'évolue trop entre les mesures. De plus, il est plus sûr de rester approximativement à la même valeur de la masse d'air, ceci limitant les effets de la réfraction atmosphérique différentielle de la lumière de l'étoile qui peut affecter la longueur d'onde effective de la mesure.

8.3. Stabilité élevée ou grande visibilité des étoiles de référence?

Considérons tout d'abord le cas d'une étoile du catalogue de Cohen et al. (1999), HD 49968, utilisée comme calibrateur de la Céphéide ζ Gem dans l'étude menée sur FLUOR. Ses caractéristiques sont données dans la Table 24.

Table 24. Caractéristiques de l'étoile HD 49968 (selon Cohen et al. 1999)

Diamètre de disque assombri θ_{DA}	1,93 ± 0,02 mas
Rapport θ_{DA}/θ_{DU}	1,030
Diamètre de disque uniforme θ_{DU}	1,87 ± 0,02 mas

L'erreur mentionnée de 0,02 mas, soit environ 1% du diamètre seulement, peut paraître faible, mais en réalité, pour les très longues bases du VLTI, elle domine largement l'erreur sur la visibilité calibrée de la source scientifique par rapport à l'erreur statistique. Par comparaison, on peut définir

par exemple une étoile de 0,5 mas de diamètre ±0,05 mas, ce qui est le niveau typique d'incertitude des modèles statistiques utilisés.

La Figure 134 montre la contribution de l'incertitude sur le calibrateur à l'erreur sur la fonction de transfert interférométrique. On constate que les deux types de calibrateurs sont pratiquement équivalents. Toutefois, il est préférable, dans le cas du programme des Céphéides, d'utiliser des calibrateurs dont la stabilité est très bien avérée (par exemple de la liste de Cohen et al. 1999). Ceci évite les problèmes de contamination. De plus, et pour conserver une certaine proximité entre les types spectraux des sources et des calibrateurs, il est plus adapté de se concentrer sur des géantes relativement froides (de type F à K), plutôt que sur des étoiles bleues plus petites.

En conclusion, il est plus efficace d'utiliser pour les observations de Céphéides des calibrateurs connus avec précision, même si leur taille est relativement importante.

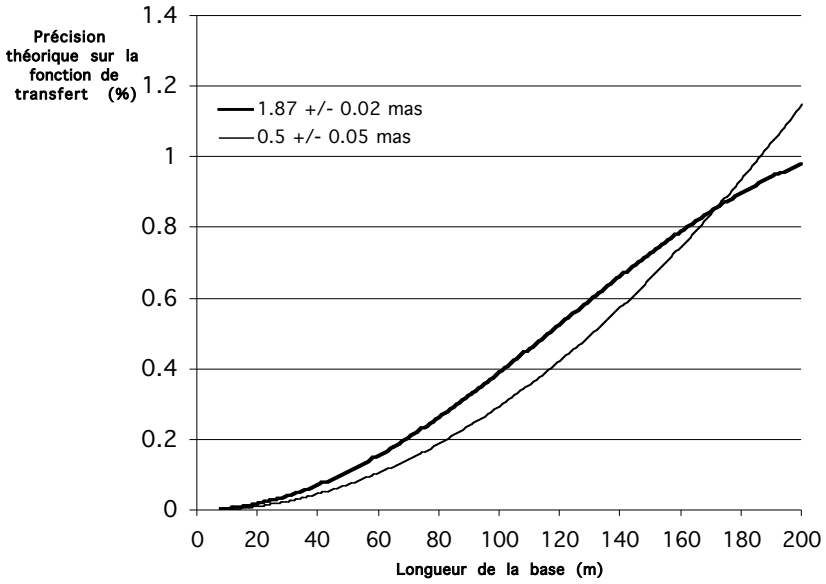


Figure 134. Précision maximale théorique sur l'estimation de la fonction de transfert interférométrique pour deux types de calibrateurs: relativement gros mais connus précisément (θ_{DU} = 1,87 ± 0,02 mas) ou bien plus petits mais connus avec une moins bonne précision (θ_{DU} = 0,50 ± 0,05 mas).

8.4. Calibration tertiaire

Du fait des contraintes particulières quant à la stabilité des calibrateurs des Céphéides, seules des étoiles stables du catalogue Cohen et al (1999) ont été sélectionnées. Comme énoncé à la Section 8.3, ces étoiles, quoique partiellement résolues avec les plus longues bases du VLTI, sont le meilleur choix pour les observations de Céphéides. Cependant, la précision obtenue sur la calibration de la fonction de transfert n'est pas encore suffisante pour être comparable à la précision statistique obtenue avec VINCI.

Pour réduire les barres d'erreur sur les diamètres, actuellement de l'ordre de 1%, il est nécessaire d'utiliser des calibrateurs tertiaires, très peu résolus, qui donneront une mesure à grande précision de la fonction de transfert.

Table 25. Précisions atteintes sur la calibration des étoiles de référence primaires des Céphéides, en considérant un calibrateur tertiaire de 0,3 et 0,5 mas de dimension angulaire. L'erreur a priori sur leur diamètre est fixée à 10%. La base considérée est celle de 141,76 m de longueur.

Nom HD	DA mas	Erreur mas	Visibilité	e(Visib)	e(visib) cal. 0,5 mas	e(visib) cal. 0,3 mas
65662	1,97	0,053	64%	1,68%	0,55%	0,20%
187660	1,83	0,020	66%	0,65%	0,59%	0,21%
28413	1,92	0,050	66%	1,56%	0,54%	0,20%
61603	1,96	0,053	67%	1,58%	0,51%	0,18%
184996	1,97	0,051	65%	1,57%	0,52%	0,19%
181109	1,97	0,022	60%	0,75%	0,61%	0,22%
49293	1,91	0,023	64%	0,75%	0,58%	0,21%

Il est seulement nécessaire de calibrer les étoiles de référence primaires, car les étoiles secondaires (voir la liste dans la Table 21) seront naturellement calibrées par les références primaires. De plus, les références secondaires sont utilisées seulement pour vérifier la stabilité des primaires, et leur taille n'importe donc pas beaucoup.

8.5. Observations auxiliaires

8.5.1. Magnitude apparente en bande K

Avec la distance, la magnitude apparente est le second paramètre nécessaire pour la calibration de la relation P-L. Actuellement, la connaissance des magnitudes K des objets brillants $K < 7$ est insuffisante. En effet, les catalogues stellaires les plus récents (DENIS, 2MASS) sont consacrés aux objets faibles, et les objets brillants n'y sont pas listés. Il est donc nécessaire de prévoir des observations spécifiques des Céphéides du programme pour obtenir une courbe photométrique précise, au moins en bande K. Pour étudier la variation de température effective de ces étoiles au cours de la pulsation, il serait aussi souhaitable d'obtenir des mesures dans d'autres bandes photométriques.

Les mesures de distance des Céphéides pourront à l'avenir être réalisées avec une précision de typiquement ±1% par interférométrie (voir Section 8.6). Cela signifie que pour ne pas agrandir artificiellement la barre d'erreur sur la magnitude absolue, il faut connaître la magnitude apparente *moyenne* en bande K avec une précision de ±0,01 magnitude (possible avec le télescope TIRGO par exemple).

8.5.2. Vitesse radiale

La connaissance de la courbe de vitesse radiale des Céphéides est nécessaire pour appliquer la méthode de la parallaxe de la pulsation. Pour un bon nombre de Céphéides brillantes, ces courbes sont connues avec une bonne précision pour les longueurs d'onde visibles. Il est cependant nécessaire de compléter ces mesures pour les autres étoiles du programme. La précision des mesures individuelles de vitesse radiale doit être de typiquement 100 m/s (voir la Section 8.6 pour la détermination de cette valeur).

Comme les mesures de diamètre angulaire seront effectuées avec VINCI en bande K, il est également souhaitable d'obtenir, au moins pour les étoiles les plus brillantes, une courbe de vitesse radiale à $\lambda = 2{,}2$ μm. Cela permettrait de déterminer s'il existe une différence notable entre les vitesses radiales des photosphères visible et infrarouge de ces étoiles, comme suggéré par Sasselov & Lester (1990) et Butler et al. (1997). La précision n'a pas à être aussi bonne que dans le visible, puisqu'on est intéressé seulement à détecter une différence de mouvement de type homothétique

(voir la Section 8.9.4 pour une discussion plus développée).

8.6. Précision espérée sur la calibration de la relation P-L

8.6.1. Cas particulier de ζ Gem

Grâce aux observations effectuées avec FLUOR sur ζ Gem, on peut extrapoler la précision que l'on pourrait obtenir sur la distance en utilisant les longues bases du VLTI.

La visibilité moyenne de cette étoile sur la base de 195 mètres est d'environ 70% au passage au méridien local. L'amplitude de sa pulsation a été mesurée à 0,2 mas, ce qui donne une modulation de visibilité sur cette base de 7%.

Or, la précision de VINCI est typiquement de ±0,5% par observation individuelle (400 scans, voir la Section 6.4.1). Cela correspond à une incertitude statistique sur le diamètre angulaire de seulement ±15 microarcsecondes (excluant les problèmes de calibration). Un point de mesure est typiquement constitué de dix observations individuelles acquises en série. En considérant 20 points de mesure répartis par exemple sur deux périodes, on obtient une incertitude finale sur l'amplitude de la pulsation de ±1 microarcseconde, ce qui correspond à une précision relative de ±0,5%.

La précision relative des mesures de vitesse radiale n'est en général pas limitante dans la mesure où l'on intègre le signal mesuré. Il est donc possible d'obtenir une très bonne précision sur la variation de diamètre effectif. On peut toutefois calculer la précision absolue requise pour obtenir une erreur finale plus faible que celle de la mesure interférométrique.

L'amplitude réelle de la pulsation de ζ Gem est de 5.10^9 m (voir l'article reproduit à la Section 3.2.2 pour ce calcul), et sa période est de 10,15 jours. En considérant 20 points de mesure de vitesse radiale, on obtient une précision relative sur l'amplitude de ±0,5%, soit 3.10^7 m, pour une précision effective par mesure de 100 m/s. Cette valeur fixe donc la précision requise pour les mesures de vélocimétrie radiale. Il s'agit d'une précision très raisonnable considérant les progrès effectués dans ce domaine pour les recherches exo-planétaires.

De ces deux mesures, l'amplitude angulaire et l'amplitude linéaire de la pulsation, toutes deux connues avec une précision de ±0,5%, on peut déduire la distance à l'étoile avec une précision de ±1%.

8.6.2. Extension aux autres Céphéides observables

On peut espérer obtenir la même précision pour les neuf Céphéides mentionnées dans la Table 21, et une précision moyenne de 5% pour 22 autres étoiles. La précision finale de la calibration de la relation P-L sera donc de 0,3%, ou encore 0,003 mag.

Dans ce raisonnement, la dispersion intrinsèque de la relation P-L est supposée nulle, ce qui n'est bien sûr pas le cas en réalité. En pratique, cette dispersion est d'environ 0,06 magnitude en bande K (voir [Modèles V]), et elle limitera la précision à **0,01 mag**, en considérant les 31 étoiles Céphéides observables avec VINCI. Cette précision est à comparer à l'incertitude actuelle qui est au mieux de 0,1 mag.

Le gain en précision devrait donc être de l'ordre d'un facteur 10 en magnitude par rapport à notre connaissance actuelle du point zéro de la relation P-L. Cela se traduira directement par une diminution de l'incertitude sur les distances à toutes les Céphéides, y compris extragalactiques, de plus de 10% à seulement 1%.

Il est important de souligner que la méthode interférométrique est une méthode *directe et empirique*, au même titre que la mesure de la parallaxe. Grâce à cette caractéristique essentielle, on

pourra s'affranchir des biais potentiels dus à la modélisation du flux de l'étoile nécessaire aux autres méthodes.

8.6.3. Prise en compte de la couleur

Sandage & Tammann (1968) ont démontré que la couleur (c'est-à-dire la température effective) des Céphéides intervient de manière importante dans la relation de la période d'une Céphéide individuelle à sa luminosité. Il est donc important de prévoir au-delà de la relation P-L proposée ici, une calibration complète de la relation P-L-C. Considérant le nombre limité d'étoiles qui sont résolvables par interférométrie, il est important d'éviter le plus possible les biais dus à une couverture limitée de la distribution de périodes et de couleurs. En d'autres termes, notre échantillon est trop étroit pour devenir indépendant de la couleur des Céphéides.

Cette question est liée directement à la largeur de la bande d'instabilité classique des Céphéides dans le diagramme H-R. Cette bande couvre en effet un domaine de températures effectives relativement large, pour lesquelles le processus de pulsation est notablement différent. Les modèles détaillés présentés dans la remarquable série d'articles théoriques [Modèles I à VII] montrent clairement les variations de la forme de la pulsation en fonction de la température moyenne de l'étoile.

Cette extension ne change pas la procédure des observations interférométriques, et n'est donc pas décrite ici.

8.7. Temps nécessaire à l'exécution des observations

La calibration de la relation P-L à la précision décrite au paragraphe 8.6.2 nécessite l'observation extensive de 31 Céphéides. Dans un premier temps, avec les sidérostats et VINCI, la liste de Céphéides à observer sera réduite aux 9 étoiles les plus résolues (liste présentée dans la Section 8.1.1).

Les observations interférométriques des Céphéides sont relativement plus exigeantes que les autres programmes en terme de temps d'observation, car il est nécessaire de disposer d'une bonne couverture de la période de l'étoile. Une série de 20 points de visibilité répartis sur la période est suffisante. Un point de visibilité demande deux séries de 400 scans, obtenues avec deux réglages différents, pour être insensible aux changements rapides de temps de cohérence. En plus, deux fois deux séries de même longueur doivent être acquises sur le premier calibrateur, et une enfin sur le calibrateur secondaire. Au total, il est donc nécessaire d'acquérir 5 séries de 800 scans par point de mesure.

La productivité du VLTI/VINCI dans l'état actuel est d'environ 5 étoiles par heure. Elle devrait atteindre dans les mois qui viennent un régime de plus 20 étoiles par heure. Considérant seulement la productivité actuelle, chaque étoile mesurée 20 fois réclame donc 20 heures d'observations, avec une marge de sécurité de 5 heures. Au total, les neuf étoiles de notre liste réclament donc **225 heures** de temps de télescope effectif. L'allocation de temps devrait être faite de manière à assurer une bonne couverture des périodes de pulsation. Il serait souhaitable d'observer les Céphéides à courtes périodes lors d'une séquence de plusieurs demi-nuits consécutives. Cela permettrait d'éviter d'éventuelles dérives instrumentales, toujours difficiles à retirer des mesures.

8.8. L'assombrissement centre-bord de L Carinae

L Carinae est la Céphéide présentant le plus grand diamètre apparent. A ce titre, c'est l'étoile idéale pour mesurer l'assombrissement au bord de son disque. L'importance de cette mesure dans le cadre du programme de calibration du point zéro de la relation P-L est décrite dans la Section 8.9.3,

mais elle est aussi très utile pour connaître les paramètres physiques de l'atmosphère de l'étoile. Actuellement, peu de coefficients d'assombrissement ont pu être mesurés directement par interférométrie (Hajian et al. 1998).

Le coefficient d'assombrissement linéaire *u* est particulièrement difficile à mesurer, car il se manifeste comme une très faible modulation de la visibilité avec la fréquence spatiale (Figure 135), sur une courbe de visibilité elle-même variable du fait de la pulsation de l'étoile. Fort heureusement, la période de pulsation de l'étoile est extrêmement stable et bien connue (35,53584 jours), ce qui permet de mettre en phase les mesures. De plus, l'assombrissement centre-bord est lui-même variable au cours de la pulsation, du fait de la variation de température effective de l'étoile. On peut cependant négliger ce dernier effet dans un premier temps, et considérer que le coefficient *u* est constant.

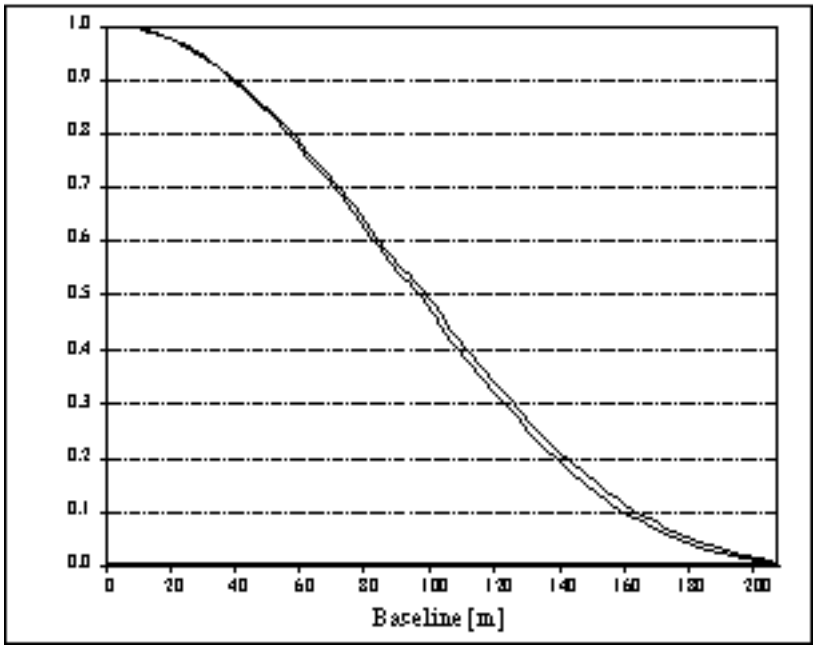


Figure 135. Courbes de visibilité comparées entre un modèle de disque uniforme (courbe du bas) et un modèle de disque assombri avec un coefficient *u* d'assombrissement de 0,28 (courbe du haut) pour la Céphéide L Carinae (θ_{UD} = 2,49 mas). La différence de visibilité entre les deux courbes est de 1 à 2%.

Cela conduit à ajuster un modèle sur la courbe de diamètre angulaire de l'étoile non plus seulement pour deux paramètres, l'amplitude de la pulsation et le diamètre moyen (voir l'article présenté dans la Section 3.2.2 pour les détails), mais en ajoutant le coefficient d'assombrissement *u*. Les observations effectuées à toutes les lignes de base et à toutes les phases pouvant être utilisées, ce programme de mesure est très flexible et ne réclame que quelques observations à chaque nouvelle base explorée.

La précision nécessaire pour séparer les courbes de visibilité du modèle de disque uniforme et le modèle de disque assombri, environ 0,1%, est accessible grâce à une dizaine de mesures de l'instrument VINCI obtenues sur différentes lignes de base. On peut donc espérer que le coefficient d'assombrissement centre-bord de L Carinae pourra être déterminé rapidement. Il est intéressant de noter que les bases courtes et intermédiaires (50-120 mètres) ont une grande importance dans la séparation des deux courbes.

8.9. Facteurs limitant la précision

8.9.1. Défauts de l'instrument VINCI et du VLTI

Deux facteurs observationnels interviennent de manière décisive dans le processus des observations de Céphéides: la précision statistique des mesures et la stabilité de l'instrument entre les mesures des calibrateurs et de l'objet étudié.

Précision statistique interne de VINCI

Dans un environnement parfaitement stable, et avec un niveau de rapport signal/bruit pratiquement infini, VINCI (dans son état actuel et avec un programme de réduction des données identique à FLUOR) a démontré sa capacité à réaliser des mesures de μ^2 avec une précision relative de ±1%. La précision relative correspondante sur la visibilité V est donc de **±0,05%** pour 100 interférogrammes. Ceci fixe la limite pratique de précision que l'on peut espérer sur les étoiles. On peut en conclure que dans des conditions d'observations réelles, la précision finale n'est pas limitée par l'instrument lui-même, mais par les autres sources de bruit (photons, piston, photométrie). Une description détaillée des différentes sources de bruit et de leurs contributions se trouve dans le document [VINCI Precision], reproduit dans le *Volume II* du présent mémoire.

Stabilité interne de VINCI

Les mesures effectuées en mode Autotest permettent de quantifier la stabilité interne de VINCI à l'échelle de plusieurs jours. Les résultats des mesures montrent que la visibilité instrumentale de la source LEO est mesurée de manière répétable à mieux que 2% en valeur relative d'un jour à l'autre (voir la Section 6.1).

Sachant que les observations des calibrateurs se déroulent toujours dans un segment temporel de quelques heures au maximum autour de l'étoile scientifique, cette valeur représente une limite supérieure très généreuse à l'erreur introduite par l'instabilité interne de VINCI. A l'échelle de quelques heures, l'écart-type relatif des facteurs μ^2 produits par VINCI a pu être mesurée à moins de 1%.

Stabilité du VLTI hors VINCI

La stabilité de l'efficacité interférométrique (EI) du VLTI est le facteur le plus important à surveiller pour éviter de créer des biais sur les mesures de visibilité. On ne peut estimer l'efficacité interférométrique que par l'observation d'étoiles de référence dont le diamètre est connu *a priori*. Cependant, il est dans ce cas impossible de séparer la perte de contraste due au piston atmosphérique (temporellement variable) et celle due au VLTI lui-même. Les premières observations sur le ciel ont montré que la stabilité de l'EI est très satisfaisante, avec une valeur de 87% observée dès la première nuit d'observation, et retrouvée ensuite d'une nuit sur l'autre avec une stabilité meilleure que ±3% (Section 6.4).

8.9.2. Turbulence atmosphérique

La source la plus importante d'erreurs dans les mesures interférométriques (comme dans toutes les mesures astronomiques depuis le sol) est l'atmosphère. Dans le cas de VINCI, le filtrage spatial par fibres monomodes permet de s'affranchir totalement des effets dévastateurs de la turbulence sur la cohérence spatiale de la lumière stellaire. Cependant, il reste sur les données deux effets problématiques: les fluctuations photométriques et l'effet de piston.

Les fluctuations photométriques introduites par le filtrage spatial dégradent la qualité de la calibration photométrique qui est appliquée aux interférométriques de VINCI. Il arrive en effet que le signal photométrique chute brutalement durant un scan, pour atteindre des valeurs faibles. Etant

donné que l'on divise les signaux interférométriques par les signaux photométriques combinés (voir Coudé du Foresto et al. 1997 pour les détails de la méthode employée), on se retrouve avec une division de deux quantités très petites et bruitées de surcroît. La statistique de Cauchy s'applique au signal résultant, ce qui conduit à des erreurs aléatoires sur le signal calibré. Ce problème est partiellement résolu par la sélection des interférogrammes lors de leur réduction, pour ne conserver que ceux qui ne présentent pas de passage de la photométrie à zéro. On évite de ce fait les erreurs les plus importantes.

L'effet de piston est différent du précédent, car il s'attaque directement au contraste des franges, et ce de manière aléatoire. Le temps de cohérence de l'atmosphère se traduit sur les scans de VINCI par une longueur en OPD sur laquelle la phase de l'interférogramme n'est pas affectée. Si l'information de phase est totalement perdue lors la mesure du paquet de franges (qui s'étend sur une vingtaine de microns avec ses deux lobes secondaires, puisque $\lambda/\Delta\lambda \sim 5$ pour VINCI), les franges présentent un "flou de bougé" et le contraste est affecté. Il est donc nécessaire de mesurer le paquet de franges dans un temps de cohérence, qui peut être très court à Paranal (voir la Section 7.3.2). Dans la pratique, il n'est jamais possible de s'affranchir totalement de l'effet de piston. Il affecte la position et la forme du pic frange dans le spectre de puissance de l'interférogramme, et donc incidemment, la mesure du facteur de cohérence. Sa dépendance très forte avec le temps de cohérence, lui-même très variable, rend difficile une estimation fiable de l'impact sur la mesure de visibilité. La solution au problème du piston passe par l'utilisation d'un suiveur de frange (FSU), d'ores et déjà prévu sur le VLTI.

8.9.3. Assombrissement centre-bord

Jusqu'à présent (voir l'article dans la Section 3.2.2), le coefficient d'assombrissement centre-bord est le seul paramètre issu d'un modèle qui soit utilisé dans la méthode interférométrie/vélocimétrie de détermination de la distance. Avec la méthode décrite plus haut sur L Carinae (Section 8.8), ce dernier paramètre pourra être mesuré à son tour et quantifié empiriquement.

Intégration de la vitesse radiale

Le coefficient linéaire d'assombrissement u intervient de manière importante dans la détermination de l'amplitude linéaire de la pulsation (nécessaire pour l'application de la méthode décrite au paragraphe 0) à travers le facteur de projection p. La nécessité d'une correction est due au fait que lors des mesures spectroscopiques, on observe la vitesse radiale intégrée sur le disque. Une pondération p intervient donc, du fait:

1) de la géométrie sphérique de l'étoile. La projection géométrique de la vitesse de pulsation de la photosphère sur la ligne de visée varie selon la position du point considéré sur le disque,

2) de l'assombrissement des bords du disque, l'opacité variant avec la profondeur dans l'atmosphère de l'étoile.

En faisant l'hypothèse que l'étoile est une sphère solide de rayon R variable, c'est-à-dire en excluant le point 2 mentionné précédemment, on observe en vélocimétrie radiale la vitesse (Figure 136):

$$V_{observée} = \frac{1}{\pi R^2}\int_0^R V_{max}.\frac{\rho}{R}.2\pi\rho.d\rho = \frac{2}{3}.V_{max}$$

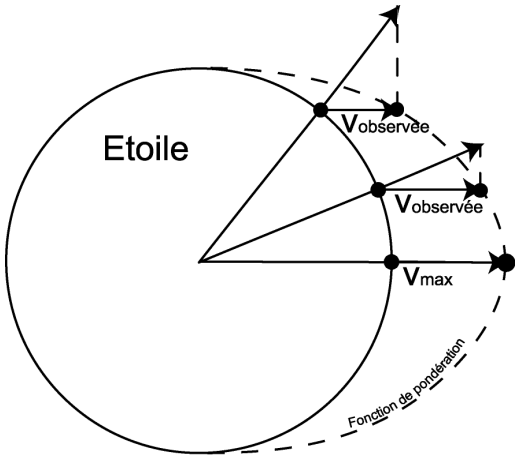


Figure 136. Projection géométrique de la vitesse d'expansion de l'étoile sur la ligne de visée. Sur ce schéma, l'observateur est situé à l'infini, à droite de la figure. Dans le cas idéal sans assombrissement centre-bord, la vitesse radiale observée est donnée par la multiplication de la vitesse réelle par la fonction de pondération (en pointillés).

La valeur que l'on recherche est la vitesse radiale effective de la photosphère, c'est-à-dire la valeur *maximum* de la vitesse radiale sur le disque. On a donc, dans cette hypothèse purement géométrique V_{max}= 3/2 $V_{observée}$, et donc p = 1,5.

En réalité, l'assombrissement centre-bord joue un rôle important, et la valeur la plus communément admise pour le facteur de projection des Céphéides est de p=1,36 aux longueurs d'onde visibles (Sabbey et al. 1995) avec une incertitude formelle de ±1% (Krockenberger 1997). Intuitivement, il est naturel que l'on trouve une valeur plus faible que la valeur géométrique de 1,5 du fait que les régions externes du disque contribuent moins à la vitesse observée. On observe donc une vitesse moyenne plus influencée par la partie centrale du disque, se déplaçant plus rapidement, et donc p se rapproche de 1 (cas imaginaire où l'étoile est un point).

Le résultat est que l'on ne peut pas connaître la vitesse radiale réelle, et donc la variation réelle de rayon de l'étoile, avec une précision meilleure que celle sur p, soit 1% seulement. De plus, le calcul de p repose pour l'instant sur la modélisation de l'atmosphère de l'étoile, et est donc contradictoire avec la vocation empirique de la méthode décrite au paragraphe 0.

En conclusion, il est important de mesurer l'assombrissement centre-bord d'une Céphéide pour s'affranchir de cette incertitude de 1% sur l'intégration de la vitesse radiale. Elle se traduit en effet directement sur la précision de la calibration de la relation P-L des Céphéides. Il faut cependant souligner que la dispersion intrinsèque de la relation P-L limite elle-même l'incertitude sur le point zéro de la relation P-L (voir la Section 8.9.5).

Modèle de visibilité interférométrique

Sasselov & Karovska (1994) ont montré l'importance du modèle de répartition de lumière sur le disque stellaire pour effectuer la détermination du diamètre angulaire par interférométrie. En particulier, le profil de disque uniforme, qui est largement employé actuellement en interférométrie, n'est pas assez précis pour estimer de manière réaliste l'amplitude de la pulsation.

Cela nous ramène à l'importance de l'étude de l'assombrissement centre-bord des Céphéides, et en particulier au cas de L Car (Section 8.8). Toutefois, les modèles d'atmosphères de Céphéides récents (Kurucz 1993, Sasselov & Karovska 1994), ainsi que les coefficients d'assombrissement pour les atmosphères stellaires normales (Claret et al. 1995) sont suffisamment précis pour nous permettre de modéliser correctement les variations de diamètre angulaire telles qu'observées par interférométrie. Comme il s'agit de mesures différentielles, la sensibilité à l'assombrissement centre-

bord est seulement du second ordre pour l'interférométrie, comparée à l'impact très important sur l'intégration de la vitesse radiale.

8.9.4. Mesures de vitesse radiale dans le visible

Problématique

La méthode de détermination de la distance par la parallaxe de la pulsation repose sur la comparaison entre l'amplitude réelle de la variation de diamètre (telle que déduite de l'intégration de la vitesse radiale) et de la variation de diamètre angulaire mesurée par interférométrie. Cette comparaison n'est valable que dans l'hypothèse où l'on observe la même partie de l'étoile à la fois en vélocimétrie radiale et par interférométrie.

Les mesures de vitesse radiale reposent sur l'analyse de l'effet Doppler spectroscopique, donc sur la mesure du déplacement de raies spectrales en absorption produites dans les régions plus froides de l'atmosphère de l'étoile, au dessus de la photosphère. Ces mesures sont effectuées aux longueurs d'onde visibles dans la majorité des cas.

D'autre part, les interféromètres actuels (PTI, VINCI, FLUOR/IOTA, Keck, CHARA) mesurent les visibilités essentiellement dans les bandes infrarouges H (1,6 μm) et K (2,2 μm).

Cela conduit à une situation où l'on doit comparer des observations de vélocimétrie radiale et d'interférométrie effectuées à des longueurs d'onde différentes. Il est donc nécessaire de se pencher sur les grandeurs physiques effectivement mesurées par ces deux techniques pour vérifier la cohérence des deux observations.

Couche observée par interférométrie

Les observations interférométriques mesurent la cohérence des photons provenant de la "surface" de l'étoile, c'est-à-dire de la photosphère. Si les photons arrivent sur l'interféromètre suivant des directions différentes, alors la cohérence de la lumière est diminuée et l'étoile est partiellement ou totalement résolue. La photosphère est la couche de l'atmosphère de l'étoile d'où les photons que nous recevons de l'étoile se sont échappés en ligne droite vers l'observateur. En d'autres termes, c'est la couche d'altitude S de l'atmosphère d'une étoile pour laquelle la profondeur optique τ_λ devient égale à 2/3 (approximation d'Eddington), avec

$$\tau_\lambda = \int_0^S \kappa_\lambda \rho \, ds$$

où κ_λ est l'opacité à la longueur d'onde λ et ρ la densité à la hauteur s.

L'altitude de la photosphère varie en principe faiblement avec la longueur d'onde entre les domaines visible et infrarouge. Cela est dû au fait que l'opacité κ_λ décroît rapidement au voisinage de la photosphère, et ce pour toutes les longueurs d'onde. L'intégrale qui forme la profondeur optique τ_λ ne varie donc que très peu en fonction de λ.

Les observations interférométriques donnent une pondération maximale à la partie médiane de la photosphère, où $\tau_\lambda = 2/3$, sans effet différentiel particulier entre les photosphères en visible et en infrarouge.

Couche observée par vélocimétrie radiale

Les raies spectrales en absorption utilisées pour la vélocimétrie radiale se forment dans les parties froides et moins denses, entre le haut de la photosphère et la basse chromosphère de l'étoile. Elles sont créées à des altitudes variables en fonction de l'élément et de la raie considérés. D'une manière générale, les ailes des raies spectrales sont formées plus profondément que leur partie centrale.

Lors de la détermination de la vitesse radiale, un grand nombre de raies spectrales est utilisé pour déterminer l'effet Doppler moyen par corrélation croisée avec un spectre de référence, généralement synthétique. La pondération d'une raie spectrale est donc maximale dans la partie centrale de la raie, la plus absorbante.

Sachant que cette partie de la raie se forme dans la partie la plus haute (plus froide et moins dense) de la photosphère, le mouvement de la partie supérieure de la photosphère est donc favorisé lors des mesures de vitesse radiale.

Dans le cas général, le mouvement de la photosphère d'une Céphéide s'effectue selon un cycle régulier et homothétique en fonction de l'altitude. Pour les Céphéides de grande amplitude et de longue période, on soupçonne cependant la formation d'ondes de choc (Butler et al. 1996) qui peuvent décorréler la position de la zone où sont produites les raies spectrales de celle où est produit le continuum. D'autre part, les variations du champ de gravité à la surface lors de la pulsation changent la densité locale, et donc l'épaisseur de la photosphère, mais cet effet, de faible amplitude, est négligé ici.

Conclusion

Les zones de l'atmosphère de l'étoile observées par vélocimétrie radiale et par interférométrie se situent dans les deux cas dans la photosphère de l'étoile. Cependant, les observations interférométriques concernent la partie médiane, où $\tau_\lambda = 2/3$, tandis que la vélocimétrie radiale concerne la partie supérieure, où $\tau_\lambda < 2/3$.

Les Céphéides sont des étoiles dont la densité est très faible comparée à celle du Soleil ($\rho_\odot$=1.41 g/cm^3). Par exemple, la Céphéide ζ Gem, pour un rayon d'environ 100 $R_\odot$ et une masse estimée de 10 $M_\odot$, présente une densité *moyenne* de seulement 10^{-5} $\rho_\odot$, soit seulement un centième de la densité de l'atmosphère terrestre. On pouvait donc craindre que la photosphère soit proportionnellement plus épaisse que pour le Soleil.

Cependant, malgré cette faible densité, l'épaisseur typique de la photosphère d'une Céphéide est faible en comparaison de la taille de l'étoile, avec seulement quelques pourcents de l'*amplitude de la pulsation* (qui est elle-même de l'ordre de 10% du diamètre de l'étoile, voir [Modèles I] pour plus de détails).

On peut donc négliger les effets différentiels liés à l'épaisseur de cette couche *pour les Céphéides ne présentant pas d'ondes de choc atmosphériques*, notre objectif étant une précision de 1% (limite imposée par le facteur de projection, voir la Section 8.9.3) sur la différence des amplitudes de pulsation mesurées par interférométrie et par vélocimétrie radiale. Dans le cas des Céphéides de longues périodes, Butler et al. (1997) ont détecté des différences importantes entre les vitesses radiales mesurées sur des raies d'absorption dans le visible et dans l'infrarouge proche.

8.9.5. Dispersion de la loi P-L des Céphéides

Métallicité

La dispersion de la relation P-L due à la métallicité est beaucoup moins importante en bande K que dans le visible. Cela est dû au fait que les raies spectrales en absorption des éléments lourds sont beaucoup plus rares et moins fortes aux longueurs d'onde infrarouges. De ce fait, on gagne beaucoup en terme de dispersion des luminosités, et donc également sur la calibration du point zéro de la relation P-L. La dispersion de la relation P-L prévue par les modèles en bande K est typiquement de 0,06 magnitude ([Modèles V]), et tend à décroître légèrement lorsque la métallicité augmente.

D'autre part, la position du point zéro de la relation P-L varie en fonction de la métallicité, car la pente elle-même change. Cet effet est beaucoup moins important en bande K qu'en visible, mais il existe tout de même à l'échelle de quelques 0,01 magnitude.

Position dans le diagramme Hertzsprung-Russell

La bande d'instabilité classique des Céphéides possède une largeur horizontale non nulle, et on observe une dispersion des propriétés de ces étoiles en fonction de la température. Il est important de prendre en compte la température de l'étoile (ou bien sa couleur), en l'intégrant dans une relation Période-Luminosité-Couleur au-delà de la simple relation P-L. Moyennant cette précaution, la dispersion intrinsèque de la relation P-L-C est réduite à 0,03 magnitude ([Modèles V]), particulièrement dans l'infrarouge au-delà de 1,6 μm (bandes H et K).

Type de pulsation

Les Céphéides se répartissent en deux grands groupes: celles pulsant sur le mode fondamental, et celles pulsant sur le premier mode d'ordre supérieur ("first overtone" en anglais). Les étoiles de ces deux types se différencient par leurs diamètres qui sont notablement différents pour une période de pulsation donnée. Récemment, des observations effectuées par l'interféromètre NPOI ont permis d'identifier que α UMi (Polaris) est une Céphéide pulsant sur le premier mode d'ordre supérieur (Nordgren 2000). La discrimination est en principe aisée et ne posera pas de problème particulier.

Multiplicité

Les Céphéides présentent un taux de multiplicité comparable à celui des autres étoiles. Deux exemples de Céphéides doubles sont η Aql (Mariska et al 1980, 1) et T Mon (Mariska et al 1980, 2). Etant donnée la grande luminosité intrinsèque des Céphéides, la contribution de leur compagnon est en général tout à fait négligeable. Il est toutefois important de se méfier des fluctuations de visibilité qui peuvent apparaître à une période différente de celle de la Céphéide sur les observations interférométriques.

8.9.6. Vers de plus grandes fréquences spatiales ?

Deux facteurs sont à considérer pour juger de la faisabilité de l'observation d'une Céphéide: la magnitude de l'objet et sa visibilité pour la base considérée. Ce second facteur est celui qui limite le plus le nombre de Céphéides observables (voir la Table 23).

Grâce aux télescopes auxiliaires (AT) de grand diamètre (1,80 m) du VLTI, on peut en effet observer des étoiles jusqu'à une magnitude corrélée de K=8. Cela permet en principe de mesurer au moins 225 Céphéides et étoiles apparentées (RR Lyrae, W Virginis). Cependant, la dimension angulaire des Céphéides devient rapidement très faible, et il est impossible, avec 202 mètres de base, de résoudre des étoiles Céphéides plus faibles que la magnitude V~6 (soit K~4.5).

Pour utiliser au maximum les possibilités des AT, et mesurer des Céphéides jusqu'à la magnitude K=8, il faut pouvoir résoudre des étoiles de 0,1 mas de diamiètre angulaire. En bande K, pour obtenir une visibilité inférieure à 95%, cela implique une base de 800 à 900 mètres. En observant dans le visible, on gagne en pouvoir de résolution proportionnellement à la longueur d'onde, et en travaillant à 0,6 μm par exemple, on pourrait se contenter de la base de 202 mètres existante actuellement.

Deux possibilités existent donc pour étendre le projet d'observations de Céphéides: créer une base très longue au-delà de la plate-forme du VLT proprement dite, ou bien créer un instrument de recombinaison fonctionnant aux longueurs d'onde visibles. La première de ces possibilités demande probablement trop de travaux pour être réalisable, mais la seconde pourrait tirer très efficacement partie des nouveaux composants en optique intégrée pour l'astronomie (Haguenauer et al., 2000).

9. Température effective des étoiles de la séquence principale

9.1. Intérêt scientifique

La mesure du diamètre angulaire d'un échantillon suffisant d'étoiles naines proches de la séquence principale est importante, car elle permettra de compléter le diagramme Hertzsprung-Russell par des diamètres intrinsèques précis. Les parallaxes Hipparcos complètent très élégamment les mesures de diamètre angulaire du VLTI. Le "produit final" de ces observations sera un étalonnage de la température effective de ces étoiles avec une excellente précision. Ces valeurs pourront être utilisées pour améliorer les modèles stellaires, particulièrement pour les étoiles les plus froides.

Une large gamme de types spectraux est accessible avec VINCI et les sidérostats, depuis O8V jusqu'à M5.5V. Des observations vers les types plus tardifs ou les étoiles plus chaudes seront possibles avec les télescopes auxiliaires et les télescopes de 8 mètres.

Un produit secondaire de ces observations sera l'identification et la mesure d'excellents calibrateurs pour l'usage général du VLTI, car ces étoiles sont généralement stables et de petite taille angulaire.

9.2. Etoiles B à K

La Table 26 donne une liste d'étoiles de la séquence principale qu'il est possible de résoudre avec VINCI.

Table 26. Etoiles naines de types spectraux B à K avec *V*<90% sur la base de 195m.

AD h	AD m	AD s	DEC d	DEC m	DEC s	HIP	magV	Variable	Parallaxe (mas)	Distance (pc)	B-V	Type Spectral	Diamètre (Dsoleil)	Diamètre DU (mas)	Visiblité base de 195m	Visibilité base de 141.8m
14	39	35,08	-60	50	13,80	71681	1,35		742,12	1,35	0,900	K1V	*0,9*	6,22	2,03%	12,95%
14	39	36,50	-60	50	2,30	71683	-0,01		742,12	1,35	0,710	G2V	*1*	6,91	3,86%	12,50%
22	57	39,05	-29	37	20,10	113368	1,17		130,08	7,69	0,145	A3V	*2,5*	3,03	4,53%	23,99%
12	29	51,86	-16	30	55,60	60965	2,94		37,11	26,95	-0,012	B9,5V	*7,5*	2,59	8,85%	39,20%
1	44	4,08	-15	56	14,90	8102	3,49		274,17	3,65	0,727	G8V	*1*	2,55	10,49%	40,77%
3	32	55,84	-9	27	29,70	16537	3,72	*	310,75	3,22	0,881	K2V	*0,9*	2,60	10,72%	40,98%
10	8	22,31	11	58	1,90	49669	1,36		42,09	23,76	-0,087	B7V	*7,5*	2,94	14,88%	44,77%
19	6	14,94	-4	52	57,20	93805	3,43		26,05	38,39	-0,096	B9Vn	*7,5*	1,82	46,72%	68,77%
9	14	21,86	2	18	51,40	45336	3,89		25,34	39,46	-0,060	B9,5V	*7,5*	1,77	52,48%	72,53%
4	15	16,32	-7	39	10,30	19849	4,43	*	198,24	5,04	0,820	K1V	*0,9*	1,66	52,57%	72,59%
18	5	27,29	2	30	0,40	88601	4,03	*	196,62	5,09	0,860	K0VSB	*0,9*	1,65	57,74%	75,86%
23	42	43,34	-14	32	41,70	116971	4,49		21,16	47,26	-0,032	B9V	*7,5*	1,48	58,96%	76,62%
3	19	55,65	-43	4	11,20	15510	4,26		165,02	6,06	0,711	G8V	*1*	1,54	59,08%	76,70%
17	15	20,98	-26	36	10,20	84405	4,33		167,08	5,99	0,855	K2V	*0,9*	1,40	61,59%	78,25%
15	17	0,41	-9	22	58,50	74785	2,61		20,38	49,07	-0,071	B8V	*7,5*	1,42	62,74%	78,95%
5	44	27,79	-22	26	54,20	27072	3,59		111,49	8,97	0,481	F7V	*1,3*	1,35	63,94%	79,68%
1	37	42,85	-57	14	12,30	7588	0,45	*	22,68	44,09	-0,158	B3Vp	*7,5*	1,58	64,88%	80,25%
11	49	3,58	14	34	19,40	57632	2,14		90,16	11,09	0,090	A3Vvar	2	1,68	65,12%	80,39%
4	49	50,41	6	57	40,60	22449	3,19		124,60	8,03	0,484	F6V	*1,3*	1,51	65,89%	80,86%
0	31	32,67	-62	57	29,60	2484	4,36		23,35	42,83	-0,064	B9V	*7,5*	1,63	66,85%	81,43%
13	20	35,82	-36	42	44,30	65109	2,75		55,64	17,97	0,068	A2V	*2,5*	1,29	67,67%	81,92%
0	20	4,26	-64	52	29,20	1599	4,23		116,38	8,59	0,576	F9V	*1,3*	1,41	75,74%	86,65%
5	47	17,09	-51	3	59,50	27321	3,85		51,87	19,28	0,171	A3V	*2,5*	1,21	75,88%	86,72%
11	50	41,72	1	45	53,00	57757	3,59		91,74	10,90	0,518	F8V	*1,3*	1,11	78,66%	88,31%
21	26	26,61	-65	21	58,30	105858	4,21		108,50	9,22	0,494	F6V	*1,3*	1,31	79,25%	88,65%
13	34	41,59	0	35	45,00	66249	3,38		44,55	22,45	0,114	A3V	*2,5*	1,04	80,92%	89,60%
11	14	6,50	20	31	25,40	54872	2,56		56,52	17,69	0,128	A4V	*2,5*	1,31	80,96%	89,62%
12	41	39,64	-1	26	57,70	61941	2,74		84,53	11,83	0,368	F0V+...	*1,3*	1,02	81,13%	89,71%
0	26	12,20	-43	40	47,40	2072	3,93	*	42,51	23,52	0,175	A7V	*2,5*	0,99	81,36%	89,84%
1	54	38,41	20	48	28,90	8903	2,64		54,74	18,27	0,165	A5V...	*2,5*	1,27	82,06%	90,24%
11	24	52,92	-17	41	2,40	55705	4,06		38,90	25,71	0,216	A9V	*2,5*	0,91	82,71%	90,60%
2	49	59,03	27	15	37,80	13209	3,61		20,45	48,90	-0,100	B8Vn	*7,5*	1,43	82,71%	90,60%
17	10	22,69	-15	43	29,70	84012	2,43		38,77	25,79	0,059	A2,5Va	*2,5*	0,90	82,98%	90,75%
3	2	23,50	-23	37	28,10	14146	4,08		37,85	26,42	0,163	A4V	*2,5*	0,88	83,35%	90,96%
2	45	6,19	-18	34	21,20	12843	4,47		71,56	13,97	0,481	F5/F6V	*1,3*	0,87	84,04%	91,34%
3	12	4,53	-28	59	15,40	14879	3,80		70,86	14,11	0,543	F8V	*1,3*	0,86	84,24%	91,46%
5	46	57,34	-14	49	19,00	27288	3,55		46,47	21,52	0,104	A2Vann	*2*	0,86	84,36%	91,52%
15	56	27,18	15	39	41,80	78072	3,85		89,92	11,12	0,478	F6V	*1,3*	1,09	84,58%	91,65%
2	43	18,04	3	14	8,90	12706	3,47		39,78	25,14	0,093	A3V	*2,5*	0,93	85,29%	92,04%
20	46	5,73	-25	16	15,20	102485	4,13		68,16	14,67	0,426	F5V	*1,3*	0,82	85,30%	92,04%
8	44	42,23	-54	42	31,80	42913	1,93		40,90	24,45	0,043	A1V	*2,5*	0,95	85,31%	92,05%
3	36	52,38	0	24	6,00	16852	4,29		72,89	13,72	0,575	F9V	*1,3*	0,88	85,93%	92,39%
5	56	24,29	-14	10	3,70	28103	3,71		66,47	15,04	0,337	F1V	*1,3*	0,80	86,38%	92,64%
5	54	22,98	20	16	34,20	27913	4,39	*	115,43	8,66	0,594	G0V	*1*	1,07	87,00%	92,99%
23	39	57,04	5	37	34,60	116771	4,13		72,51	13,79	0,507	F7V	*1,3*	0,88	87,18%	93,08%
19	5	24,61	13	51	48,50	93747	2,99		39,18	25,52	0,014	A0Vn	*2,5*	0,91	88,40%	93,76%
17	47	53,56	2	42	26,20	87108	3,75		34,42	29,05	0,043	A0V	*2,5*	0,80	88,66%	93,90%
10	14	44,16	-42	7	19,00	50191	3,85		31,72	31,53	0,051	A2V	*2,5*	0,74	89,19%	94,19%
17	21	0,37	-21	6	46,60	84893	4,39		57,48	17,40	0,394	F2/F3V	*1,3*	0,70	89,41%	94,31%
21	19	51,99	-53	26	57,90	105319	4,39		33,58	29,78	0,191	A5V	*2,5*	0,78	89,74%	94,49%
23	42	2,81	1	46	48,10	116928	4,49		32,38	30,88	0,200	A7V	*2,5*	0,75	89,75%	94,50%
22	10	11,99	6	11	52,30	109427	3,52		33,77	29,61	0,086	A2V	*2,5*	0,79	89,82%	94,53%
15	46	26,61	7	21	11,10	77257	4,42	*	85,08	11,75	0,604	G0Vvar	*1*	0,79	89,87%	94,56%
22	7	0,67	25	20	42,40	109176	3,77		85,06	11,76	0,435	F5V	*1,3*	1,03	89,97%	94,62%
3	46	50,89	-23	14	59,00	17651	4,22		55,79	17,92	0,434	F3/F5V	*1,3*	0,67	89,98%	94,62%

9.3. Etoiles froides

Les naines de types spectraux tardifs M0V à M5.5V et plus sont plus difficiles à observer en raison de leur très petite taille et de leur faible luminosité intrinsèque. Cependant, elles sont très intéressantes du fait de l'incertitude actuelle sur leur échelle de température effective. Quelques

étoiles naines rouges sont résolvables par le VLTI dans le voisinage solaire. Elles sont listées dans la Table 27 par ordre croissant de visibilité. Pour le calcul de la visibilité attendue sur ces étoiles, les diamètres intrinsèques donnés dans la Table 28 ont été considérés (dérivés de Allen 1973).

Table 27. Naines rouges de type M résolvables par le VLTI avec V<95%sur la base de 141,8 m (B4-M0), classées par ordre croissant de visibilité des franges au passage au méridien.

AD			Dec			HIP	Nom	mag V	mag K	Parallaxe mas	B-V	MagV Abs	sous-type M	R/R$_\odot$	DU (mas)	Vis. Merid.
h	m	s	d	m	s											
14	29	42.95	-62	40	46.14	70890	Proxima	11.01	4.4	772.33	1.807	15.4	*5.5*	0.32	2.27	54.8%
23	5	52.04	-35	51	11.06	114046	HD 217987	7.35	3.36	303.9	1.483	9.8	*0.5*	0.63	1.78	66.6%
17	57	48.5	4	41	36.2	87937	Etoile de Barnard	9.54	4.5	549.01	1.57	13.2	*5*	0.32	1.62	73.6%
5	11	40.58	-45	1	6.29	24186	Etoile de Kapteyn	8.86	5.05	255.26	1.543	10.9	*0*	0.63	1.50	76.3%
18	49	49.36	-23	50	10.44	92403	V1216 Sgr	10.37	5.32	336.48	1.51	13.0	*3.5*	0.45	1.40	78.2%
0	5	24.43	-37	21	26.5	439	HD 225213	8.56	4.51	229.33	1.462	10.4	*1.5*	0.56	1.20	83.9%
11	47	44.4	0	48	16.43	57548	FI Vir	11.12	5.6	299.58	1.746	13.5	*4*	0.40	1.11	86.6%
7	27	24.5	5	13	32.83	36208	Etoile de Luyten	9.84	4.85	263.26	1.573	11.9	*3.5*	0.45	1.09	87.3%
21	33	33.98	-49	0	32.42	106440	HD 204961	8.66	4.47	202.53	1.521	10.2	*1.5*	0.56	1.06	87.8%
17	28	39.95	-46	53	42.68	85523	GJ 674	9.38	4.86	220.43	1.553	11.1	*2.5*	0.50	1.03	88.4%
16	30	18.06	-12	39	45.34	80824	V2306 Oph	10.1	5.06	234.51	1.604	12.0	*3.5*	0.45	0.97	89.1%
6	10	34.62	-21	51	52.72	29295	HD 42581	8.15	4.2	173.19	1.487	9.3	*1*	0.56	0.91	90.4%
5	31	27.4	-3	40	38.02	25878	HD 36395	7.97	3.9	175.72	1.474	9.2	*1.5*	0.56	0.92	90.6%
23	49	12.53	2	24	4.4	117473	BR Psc	8.98	5.05	167.51	1.46	10.1	*1*	0.56	0.88	91.6%
22	53	16.73	-14	15	49.32	113020	IL Aqr	10.16	5.1	212.69	1.597	11.8	*4*	0.40	0.79	92.8%
15	32	12.93	-41	16	32.11	76074	NSV 7119	9.31		168.52	1.524	10.4	*2.5*	0.50	0.79	92.9%
19	16	55.26	5	10	8.05	94761	V1428 Aql	9.12	4.65	170.26	1.464	10.3	*2.5*	0.50	0.79	93.2%
16	55	28.76	-8	20	10.84	82817	V1054 Oph	9.02	4.46	174.23	1.553	10.2	*3*	0.45	0.72	94.0%
22	56	34.81	16	33	12.36	113296	HD 216899	8.68	4.55	145.27	1.507	9.5	*1.5*	0.56	0.76	94.1%

Table 28. Tailles typiques des naines rouges de la séquence principale.

Sous-type M	R/R$_\odot$
0	0.63
1	0.56
2	0.50
3	0.45
4	0.40
5	0.32
6	0.25

Au total, 18 naines rouges sont résolvables au niveau de V<95% avec la base B4-M0 (141.8 m de longueur), avec des types spectraux répartis entre M0V et M5.5V. Ces étoiles sont proches de la magnitude limite de VINCI avec les sidérostats. Cela signifie que le temps nécessaire pour obtenir la précision maximale sur leur diamètre angulaire est allongé par rapport aux étoiles plus brillantes. D'autre part, beaucoup de ces étoiles sont classées comme variables, et la qualité des mesures pourrait en être affectée.

9.4. Etoiles très chaudes

Les étoiles très chaudes (types spectraux O, T_{eff} ~ 30000 K) sont rares, et leur émission spectrale est très déplacée vers l'ultraviolet. De plus, ces étoiles émettent beaucoup plus de lumière par unité

de surface de photosphère que les étoiles plus froides. Les étoiles naines très chaudes seront donc, pour une magnitude apparente comparable, beaucoup plus petites angulairement.

Les six étoiles naines de types spectraux O et B0 plus brillantes que m_V=5 sont données dans la Table 29. Quatre seulement font plus de 0,4 mas de diamètre angulaire, et sont résolvables à un niveau suffisant avec les plus longues bases du VLTI, du fait de leur relative proximité à la Terre. Les diamètres angulaires de disque uniforme ont été estimés à partir des tables publiées par Allen (1973).

Table 29. Etoiles chaudes de la séquence principale accessibles avec VINCI et les sidérostats.

Nom	AD (h, m, s)			Dec (d, m, s)			magB	magV	Spectre	π (mas)	e(π)	magK	Diam ($D_\odot$)	DU mas
ζ Oph	16	37	9,54	-10	34	1,5	2,595	2,57	O9V	7,12	0,71	2,63	9	0,60
θ Car	10	42	57,4	-64	23	40	2,54	2,78	B0Vp	7,43	0,5		7	0,51
τ Sco	16	35	52,95	-28	12	57,7	2,613	2,81	B0V	7,59	0,78		7	0,52
CCDM J05387-0236AB	5	38	44,77	-2	36	0,2	3,56	3,8	O9,5V	2,84	0,91	4,5	8	0,21
υ Ori	5	31	55,86	-7	18	5,5	4,36	4,62	B0V	2,11	0,74	5,53	7	0,15
CCDM J06410+0953AB	6	40	58,66	9	53	44,7	4,41	4,66	O7Ve	3,19	0,73	5,32	14	0,42

9.5. Premiers résultats sur Alpha Centauri A et B

α Centauri est une étoile triple très proche du Soleil. Ses deux composantes principales sont des étoiles naines de types spectraux G2V et K1V (voir la Section 5.2.6 pour plus de détails).

9.5.1. Températures effectives

Les diamètres angulaires obtenus par ajustement d'un modèle de disque uniforme donnent les diamètres θ_{DU}(α Cen A)= 9,38 ± 0,62 mas et θ_{DU}(α Cen B)= 6,78 ± 0,52 mas (Section 5.2.6).

Pour obtenir la température effective, il est nécessaire de prendre en compte l'assombrissement centre-bord de ces étoiles. Le coefficient d'assombrissement de α Cen A peut être directement considéré identique au Soleil. Cependant, pour des raisons d'homogénéité, les valeurs du coefficient *u* d'assombrissement linéaire des tables de Claret et al. (1995) ont été retenues pour les deux étoiles α Cen A et B. Elles sont rapportées dans la Table 30. Les valeurs de T_{eff} (5800 ± 20 K pour α Cen A et 5325 ± 50 K pour α Cen B) et Log(*g*) (4,31 ± 0,02 pour α Cen A et 4,58 ± 0,02 pour α Cen B) de Chmielewski et al (1992) ont été utilisées pour la lecture des tables de valeurs du coefficient *u* de Claret et al. (1995). Il est légitime d'utiliser ces valeurs pour notre calcul car la variation de *u* est faible pour une gamme assez large de températures et de gravité effective. La conversion entre diamètre de disque uniforme et diamètre de disque assombri s'effectue ensuite selon la relation (Hanbury-Brown et al. 1974):

$$\frac{\theta_{LD}}{\theta_{DU}} = \sqrt{\frac{1-u/3}{1-7u/15}}$$

De manière à estimer le flux bolométrique de α Cen A et B, on considère les mesures photométriques listées dans Chmielewski et al (1992) et sur le serveur SIMBAD, rapportées dans la Table 30.

Table 30. Diamètres de α Cen A et α Cen B. Les valeurs en gras proviennent des mesures effectuées avec VINCI.

	α Cen A	**α Cen B**
Type spectral	G2V	K1V
θ_{DU} (mas)	**9,38 ± 0,62**	**6,78 ± 0,52**
u (Claret et al. 1995)	0,268	0,294
θ_{DA}/θ_{DU}	1,020	1,022
θ_{DA} (mas)	**9,57 ± 0,63**	**6,93 ± 0,53**
Parallaxe Hipparcos (mas)	742,24 ± 1,4	742,22 ± 1,4
Distance (pc)	1,347 ± 0,003	1,347 ± 0,003
Diamètre (D_{Soleil})	**1,3 ± 0,05**	**1,0 ± 0,10**

Table 31. Spectrophotométrie de α Cen A et α Cen B (SIMBAD et Chmielewski et al. 1992) en magnitudes.

	U	**B**	**V**	**I**	**K**
α Cen A	0,91	0,69	0,00	-0,88	-1,52
α Cen B	2,86	2,23	1,33	0,64	-0,60

Table 32. Caractéristiques des bandes photométriques utilisées (Léna 1996).

	λ_0 (μm)	**$\Delta\lambda_0$ (μm)**	**e_0 (W.m^{-2}.μm^{-1})**
U	0,36	0,068	$4{,}35.10^{-8}$
B	0,44	0,098	$7{,}20.10^{-8}$
V	0,55	0,089	$3{,}92.10^{-8}$
I	0,90	0,24	$8{,}30.10^{-9}$
K	2,20	0,40	$3{,}90.10^{-10}$

Grâce à la relation $e(\lambda) = e_0\ 10^{-\frac{m_\lambda}{2.5}}$ on peut construire la Table 33.

Table 33. Flux de α Cen A et α Cen B, en W.m^{-2}.μm^{-1}.

λ (μm)	**0,36**	**0,44**	**0,55**	**0,90**	**2,20**
α Cen A	$1{,}88.10^{-8}$	$3{,}81.10^{-8}$	$3{,}92.10^{-8}$	$1{,}87.10^{-8}$	$1{,}58.10^{-9}$
α Cen B	$3{,}12.10^{-9}$	$9{,}23.10^{-9}$	$1{,}15.10^{-8}$	$4{,}60.10^{-9}$	$6{,}78.10^{-10}$

On peut alors interpoler le flux de ces étoiles entre 0,36 et 2,20 μm, et compléter aux longueurs d'onde inférieures (jusqu'à 0,15 μm) et supérieures (jusqu'à 100 μm) par les flux de corps noirs aux températures déterminées par Chmielewski et al (1992), 5800 K pour α Cen A et 5325 K pour α Cen B avec raccord aux observations pour 0,36 et 2,20 μm.

Le flux bolométrique est alors donné par l'intégrale:

$$F_{bol} = \int_0^\infty e(\lambda)\, d\lambda$$

qui donne

F_{bol}(α Cen A) = $3{,}76.10^{-8}$ W.m^{-2} et F_{bol}(α Cen B) = $1{,}39.10^{-8}$ W.m^{-2}.

La relation donnant la température effective d'un corps noir en fonction de la luminosité totale est la loi de Stefan-Boltzmann:

$T_{eff}^4 = \frac{L}{4\pi R^2 \sigma}$ avec $\sigma = 5{,}671.10^{-8}$ W.m^{-2}.K^{-4} la constante de Stefan-Boltzmann.

Une formulation équivalente plus pratique par rapport aux unités utilisées ici se trouve dans Perrin et al. (1998):

$$T_{eff} = 7400 \left(\frac{F_{bol}}{10^{-9}\ W.m^{-2}} \right)^{1/4} \left(\frac{1\ mas}{\theta_{DA}} \right)^{1/2} \quad [K]$$

Par application de cette relation aux valeurs numériques déterminées ci-dessus, on obtient:

T_{eff}(α Cen A) = 5980 ± 190 K et **T_{eff}(α Cen B) = 5430 ± 210 K.**

Seules les erreurs sur la détermination du diamètre angulaire ont été prises en compte ici. Elles sont pour le moment dominantes sur les erreurs provenant de l'intégration du flux bolométrique. Des mesures plus précises sur de plus longues bases du VLTI devraient prochainement améliorer ces résultats.

La Table 34 compare les températures effectives obtenues ici à quelques unes des déterminations précédentes. On constate un accord satisfaisant, bien que les barres d'erreur des mesures VINCI soient encore importantes.

Table 34. Températures effectives de α Cen dans la littérature (en Kelvin).

Référence	**T_{eff}(α Cen A)**	**T_{eff}(α Cen B)**
Ce travail	**5980 ± 190**	**5430 ± 210**
Chmielewski et al (1992)	5800 ± 20	5325 ± 50
England (1980)	5747 ± 60	5280 ± 70
Soderblom (1986)	5770 ± 20	5350 ± 50
Furenlid & Meylan (1990)	5710 ± 25	-
Smith et al. (1986)	5820 ± 50	5280 ± 100
Guenther & Demarque (2000)	5770 ± 50	5300 ± 50
Neuforge-Verheecke & Magain (1997)	5830 ± 30	5255 ± 50

Lorsque les longues bases du VLTI seront disponibles, l'erreur sur la mesure du diamètre angulaire devrait descendre à environ 0,05 mas, principalement du fait d'erreurs sur les étoiles de calibration. Cette précision permettra de réduire l'incertitude sur les températures effectives à moins de 20 K.

9.5.2. Magnitudes absolues bolométriques

Les magnitudes apparentes bolométriques des deux composantes de α Cen sont calculées grâce aux flux bolométriques selon la relation (Léna 1996):

$m_{bol} = -2{,}5 \log\left(\frac{F_{bol}}{e_{bol}} \right)$ avec $e_{bol} = 2{,}52\ 10^{-8}$ W.m^{-2}

qui donne

m_{bol}(α Cen A) = -0,434 et m_{bol}(α Cen B) = 0,644.

On peut calculer la magnitude absolue bolométrique grâce aux parallaxes Hipparcos données

dans la Table 30:

$$M_{bol} = m_{bol} + 5 - 5\,Log(D[pc]).$$

On obtient:

M_{bol}(α Cen A) = 3,92 et **M_{bol}(α Cen B) = 5,00**

L'absorption interstellaire est négligée du fait de la proximité de ces deux étoiles.

9.5.3. Positions dans le diagramme HR

Grâce aux températures effectives déterminées à la Section 9.5.1, on peut positionner les deux étoiles du couple α Cen dans le diagramme Hertzsprung-Russell en magnitudes absolues en bande photométrique V ou en échelle bolométrique (grâce aux valeurs déterminées à la Section 9.5.2). Pour la bande V, on peut calculer, de la même manière qu'à la Section 9.5.2, les magnitudes absolues grâce aux magnitudes apparentes données dans Chmielewski et al (1992):

m_V(α Cen A) = -0,00 et m_V(α Cen B) = 1,33

M_V(α Cen A) = 4,35 et **M_V(α Cen B) = 5,69**.

Les types spectraux correspondant aux températures effectives déterminées à la Section 9.5.1 sont **G1V pour α Cen A** et **G8V pour α Cen B** (d'après la correspondance établie par Johnson, 1966). La position de ces deux étoiles dans le diagramme HR (M_v, Type Spectral) est tracée sur la Figure 137.

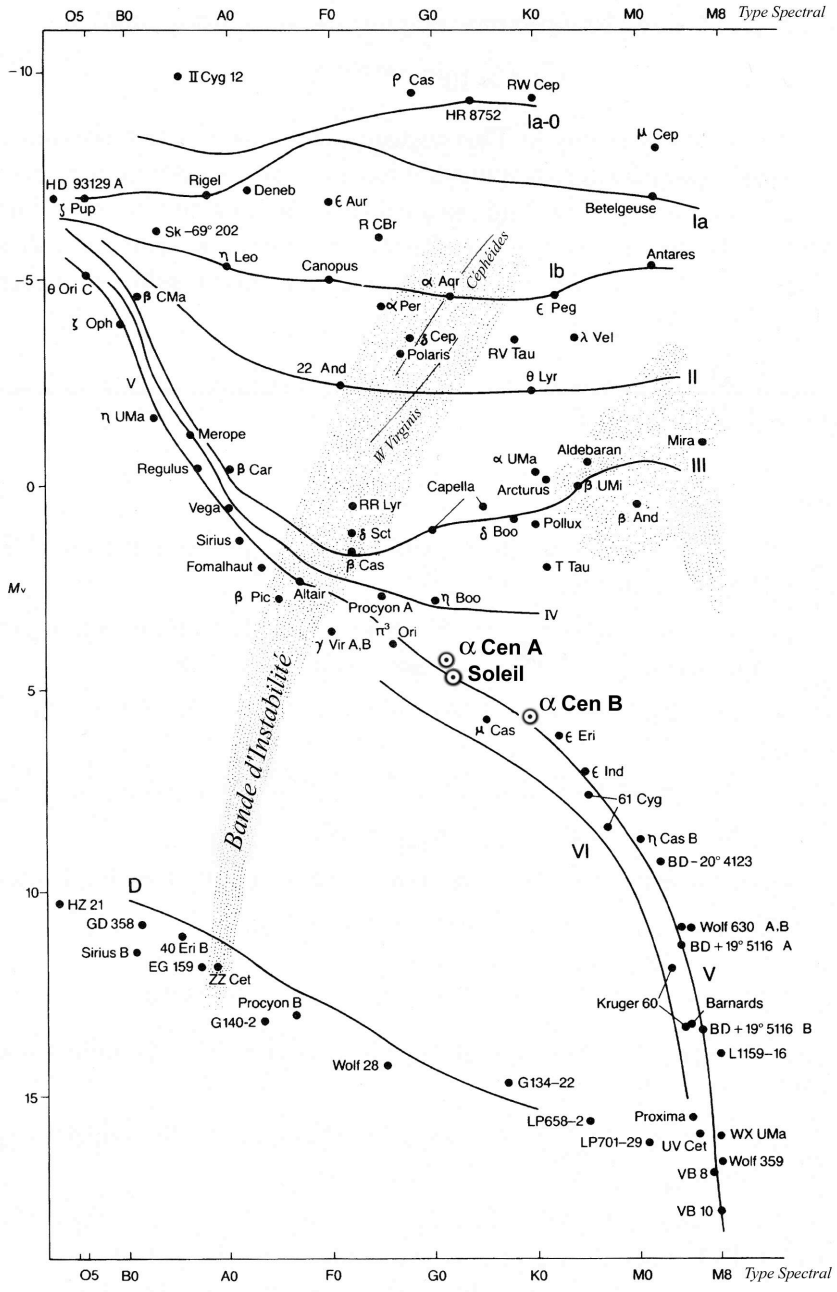


Figure 137. Diagramme Hertzsprung-Russell montrant la position des deux composantes d'Alpha Centauri, telle que déterminée grâce aux mesures interférométriques de VINCI (fond du diagramme extrait de Kaler 1989).

10. Quelques objets importants à observer avec VINCI

Les objets mentionnés ici présentent un grand intérêt pour les premières observations scientifiques avec VINCI. Ils sont en général des représentants accessibles d'une classe d'objets scientifiquement importants. La liste n'est en aucun cas exhaustive!

L'observabilité ainsi que la facilité d'interprétation des données VINCI sont évaluées pour chacun des objets.

10.1. Epsilon Eridani

10.1.1. Intérêt scientifique

L'étoile ε Eridani est une des étoiles les plus proches du Soleil. Il s'agit d'une étoile naine de la séquence principale, de type spectral K2V et d'âge estimé 330 millions d'années (Habing et al 2001). Elle est entourée d'un disque de débris ou d'un anneau (Greaves et al. 1998) peut-être lié à la formation de planètes. Située à seulement 3 parsecs, elle est une cible de choix pour la caractérisation d'un disque circumstellaire. Des études récentes (Hatzes et al. 2000) indiquent de manière convaincante la présence d'un compagnon de faible masse sur une orbite à longue période.

Cette étoile est également intéressante pour la recherche de structures photosphériques (apparition et disparition de taches,...), car elle est classée comme variable de type BY Draconis.

10.1.2. Faisabilité des observations

Cette étoile a été observée sans problème particulier avec FLUOR en novembre-décembre 1999, mais sans pouvoir être résolue sur la base utilisée (38 mètres de longueur au sol). Sa magnitude en bande K (m_K = 1,65) en fait une cible facile pour VINCI. Comme indiqué dans la Table 35, les observations effectuées sur la plus longue base du VLTI devraient résoudre totalement ε Eri jusqu'à la première annulation de sa fonction de visibilité. Des observations sur plusieurs lignes de base seraient particulièrement efficaces sur cette étoile.

Table 35. ε Eridani et le VLTI

	m_V	m_K	θ_{DU} estimé (mas)	Distance (pc)	Visibilité B=68 m	Visibilité B=202 m
ε Eri	3,73	1,65	2,9	3	80%	<1%

Il sera notamment possible de mesurer avec précision la taille réelle de l'étoile (avec la parallaxe Hipparcos). Celle-ci a été déjà mesurée par l'interféromètre NPOI (Armstrong et al. 1998, Germain et al. 1999), qui a déterminé un excès de diamètre dans le visible de 16% comparé à une étoile normale de ce type spectral située sur la séquence principale. La mesure du diamètre dans l'infrarouge avec VINCI permettra de vérifier ces résultats et de sonder l'environnement de l'étoile.

Le disque autour de ε Eri est présumé très faible, avec un contraste de moins de 10^{-4} par rapport à l'étoile centrale. Il semble que le disque soit vu pratiquement de face (Greaves et al. 1998), ce qui tend à le rendre plus difficilement détectable. Cependant, les propriétés du disque très près de l'étoile peuvent être très différentes de ces prévisions, qui sont basées sur des observations à plus faible résolution angulaire, et le disque pourrait en fait être détectable avec VINCI. Un profil de luminosité radiale pourra être calculé à partir d'observations réalisées sur différentes lignes de base. La détection du disque reste incertaine, mais ces observations devraient de toute manière apporter des informations importantes sur la surface et l'environnement proche de ε Eri.

10.1.3. Méthodes d'analyse des données

Le résultat des observations avec VINCI sera une série de points sur la courbe de visibilité de l'étoile, pour différents azimuths. On peut réaliser à partir de ces données un ajustement classique de modèle de disque stellaire (disque uniforme ou assombri) pour mesurer la taille de l'étoile (en supposant une distribution de lumière centro-symétrique). Cela serait déjà un résultat utile pour compléter les mesures existantes dans le visible.

Trois méthodes sont proposées pour diagnostiquer la présence d'un disque:

1) Ajustement direct d'un modèle de l'étoile centrale et du profil d'intensité du disque. Avec l'hypothèse que le disque est vu de face pour réduire le nombre de paramètres à déterminer, il ne devrait pas y avoir de difficulté particulière pour contraindre le modèle choisi, même avec un nombre limité d'observations. Le nombre de paramètres à ajuster est estimé entre quatre et six selon le type de modèle.

2) Déconvolution de la fonction de visibilité obtenue avec VINCI en utilisant un modèle de l'étoile centrale seule. Cette approche bénéficierait du fait que ε Eri est une étoile par ailleurs très bien étudiée par spectroscopie, et donc pour laquelle les modèles stellaires sont très bien contraints (Soderblom & Dappen 1989). Cette méthode est équivalente à fixer certains paramètres du modèle utilisé dans la méthode 1 décrite ci-dessus.

3) Combiner les données NPOI et VLTI obtenues dans le visible et l'infrarouge respectivement, pour montrer un possible excès de diamètre aux grandes longueurs d'onde. Cela serait un symptôme de la présence de matière au voisinage de l'étoile. La détection est plus difficile par cette méthode (la différence de taille prévisible est très faible), mais présente l'avantage d'être moins dépendante du type de modèle choisi.

Du fait de sa difficulté et de son exigeance vis-a-vis de la stabilité de l'instrument, ce programme d'étude de ε Eri est un test intéressant en préparation de l'observation directe des planètes extrasolaires.

10.2. Eta Carinae

Les étoiles variables du stype S Doradus comme η Carinae sont des étoiles éruptives de très grande luminosité intrinsèque, et de types spectraux B à F particuliers. Elles présentent de très importantes variations irrégulières de luminosité (parfois cycliques). L'amplitude des variations est classiquement de 1 à 7 magnitudes en visible. Ces étoiles appartiennent aux étoiles bleues les plus brillantes de leurs galaxies parentes. En général, ces étoiles sont enveloppées dans des nébuleuses diffuses et entourées d'enveloppes en expansion (P Cyg).

La seule étoile suffisamment brillante pour être observée avec les sidérostats du VLTI est η Car. Cette étoile très particulière est si fortement variable (Sterken et al. 1999) que des changements dans son environnement proche pourraient être détectables par VINCI sur des échelles de temps très courtes (moins d'un mois ?). Le taille considérée pour les calculs de visibilité présentés dans la Table 36 est de 100 diamètres solaires. Cette valeur est à considérer avec précaution car elle n'est qu'une indication grossière d'échelle de taille de l'environnement proche de l'étoile.

Toutes les bases du VLTI (8 à 202 mètres) sont adaptées à l'étude de η Car. Il s'agit en effet d'une étoile très lointaine, située à 2 kpc environ (Cahn 1977). Cependant, la photosphère de l'étoile est masquée par la matière située à proximité. Il est donc intéressant d'utiliser la gamme la plus large de longueur de ligne de base. La sélection de la région explorée par le VLTI peut être effectuée précisément en utilisant le détecteur TCCD de VINCI (fonctionne dans le visible). Il est possible de cette manière d'isoler par exemple une partie de l'enveloppe de η Car de manière à résoudre sa structure fine (avec les UT).

Table 36. L'étoile η Carinae et le VLTI

	m_V	m_K	θ_{DU} estimé (mas)	Distance (pc)	Visibilité B=102.5 m
η Car	0,80	?	0,465	~2000	~20%

Du fait de la complexité de l'environnement de η Car, l'analyse des données par ajustement d'un modèle est particulièrement ardue. La variabilité de l'étoile sur une échelle de temps courte peut être étudiée plus facilement par l'étude des *variations* de visibilité et un modèle simple de l'éjection de matière (par exemple un globule supposé ponctuel éjecté par l'objet central). La qualité du modèle utilisé est ici primordiale.

Les premières observations avec les UT (voir la Section 5.3) ont montré que la visibilité de η Car pour une longueur de base de 100 mètres est environ de 20%. Cette faible valeur confirme que la partie centrale de cet objet est résolue par le VLTI à l'échelle de quelques millisecondes d'angle.

10.3. Détection des exoplanètes

10.3.1. Introduction

L'étude des exoplanètes est une des motivations majeures de la construction des interféromètres géants Keck et VLTI. Il s'agit également du programme d'observations le plus difficile à réaliser. La raison est simple: l'étoile autour de laquelle orbite la planète est au mois 10 000 fois plus brillante que celle-ci. Une partie des 58 exoplanètes connues seraient observables avec les grands télescopes monolithiques si elles ne se trouvaient pas dans le halo lumineux de leurs étoiles. Toutes les planètes découvertes l'ont été par des méthodes *indirectes*, principalement par vélocimétrie radiale. Cela signifie qu'*aucun photon* provenant de la surface de ces planètes n'a jamais été observé en tant que tel.

L'interférométrie permet d'envisager d'étudier directement les planètes, par l'observation de l'effet de leur faible contribution lumineuse sur la cohérence de la lumière provenant du couple. L'application d'une telle méthode avec VINCI à un couple étoile-planète de type 51 Peg est discuté à la Section suivante.

Plusieurs autres méthodes ont été proposées (annulation de la lumière stellaire, astrométrie, phase différentielle,...), mais ne sont pas développées ici (voir Coudé du Foresto 2000).

10.3.2. Précision nécessaire et capacités de VINCI

Gouckenleuque (2000) a montré que le contraste entre une étoile et une exoplanète de type 51 Peg (souvent appelé "jupiter chaud") est, en bande K, de l'ordre de:

$$\frac{I_{\text{planète}}}{I_{\text{étoile}}} \approx 10^{-4}$$

En utilisant simultanément les données de vitesse radiale et les mesures de visibilité du couple étoile-planète, il est possible de détecter de manière synchrone les variations de la visibilité dues à la planète (Coudé du Foresto 2000), de la même manière que pour les pulsations des étoiles Céphéides (Kervella et al. 2001). On utilise pour cela notre connaissance de la période orbitale de la planète, déterminée avec une grande précision par les mesures de vélocimétrie radiale.

Les paramètres à extraire des observations interférométriques et qui sont inaccessibles par vélocimétrie radiale sont:

le rapport des luminosités α de l'étoile et de la planète

l'orientation de l'orbite sur le ciel Ω

l'inclinaison i de l'orbite.

La signature de la planète sur la visibilité des franges est une modulation d'amplitude 2α. Elle constitue le signal à mesurer, duquel on va extraire les trois valeurs définies ci-dessus.

Comme démontré lors des premières franges avec les sidérostats, le bruit de mesure de VINCI sur le facteur de cohérence carré s'établit avec les télescopes auxiliaires à 2% en 100 interférogrammes. On considère ici une étoile comme 51 Peg A de magnitude K = 4 (voir la Figure 115 pour la précision de VINCI en fonction de la magnitude corrélée). Sur la visibilité, cela correspond à un bruit de mesure de 1%.

En 100000 interférogrammes, on peut donc atteindre une précision relative de 10^{-4} sur la visibilité et donc un rapport signal à bruit de 2 sur la modulation de visibilité créée par la planète. En considérant un rapport de luminosités entre l'étoile et la planète plus défavorable de 10^{-5} en bande K, une détection significative (3 σ) serait atteinte pour un million d'interférogrammes, soit une vingtaine de nuits d'observation avec VINCI. En tout état de cause, il est nécessaire d'observer plusieurs cycles complets de l'orbite pour obtenir une détection, ce qui fixe le temps d'observation à environ deux à trois semaines (la période de 51 Peg B est de 4,23 jours).

La détection *directe* d'une planète du type 51 Peg B apparaît donc à la portée d'un instrument comme VINCI avec les télescopes auxiliaires, même sans suiveur de frange, et pour une durée d'observation raisonnable de quelques heures par nuit sur deux à trois semaines.

Avec un suiveur de frange, on peut raisonnablement espérer approcher, pour les étoiles brillantes, la précision de 0,05% en 100 interférogrammes mesurée en Autotest (voir la Figure 27). Grâce à la stabilisation des franges, et si l'on installe un élément dispersif sur VINCI (voir la Section 6.5.2), l'étude *spectrale* des exoplanètes deviendra alors possible.

D'autre cibles que 51 Peg B sont observables avec VINCI. Le lecteur intéressé est invité à se rendre sur le site internet http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html qui donne une liste complète et à jour des exoplanètes connues et de leurs caractéristiques.

11. Conclusion

L'interférométrie astronomique aux longueurs d'onde optique et infrarouge entre, avec le VLTI, et son concurrent Américain le Keck, dans une nouvelle ère. La taille des télescopes et la richesse fonctionnelle des instruments ne sont pourtant pas la principale raison à cela, bien que le gain par rapport aux interféromètres précédents soit spectaculaire. Le progrès le plus fondamental se trouve plutôt dans l'amélioration de la productivité et la qualité des données. Les instruments existants sont capables de fournir des mesures d'excellente qualité (comme le font couramment FLUOR, PTI, NPOI ou le GI2T notamment), mais leurs contraintes opérationnelles et leur taux d'indisponibilité sont encore nettement plus élevés que ceux des télescopes monolithiques. Le VLTI est conçu sur la base de l'expérience du VLT, c'est-à-dire qu'il a été conçu depuis le début comme un projet industriel et non comme un prototype. Il sera capable de réaliser des observations d'une qualité excellente, constante et surtout de manière fiable et répétable.

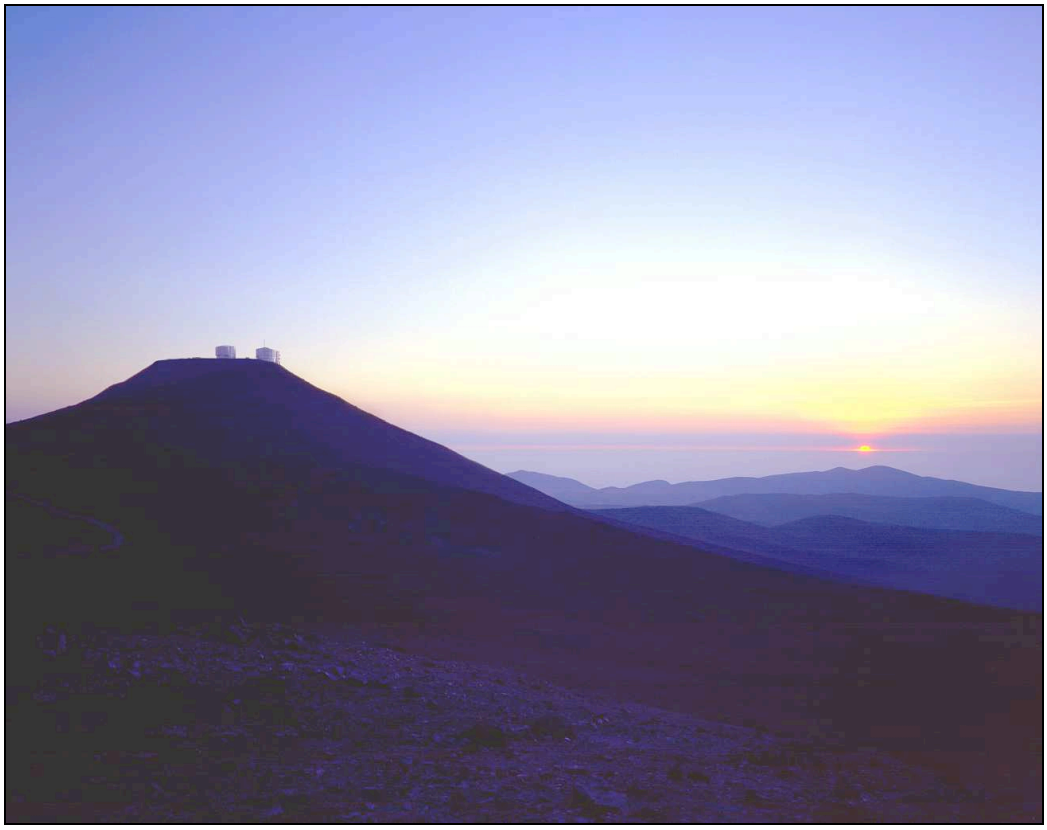
Beaucoup d'astronomes, notamment spécialistes de physique stellaire, hésitent encore à utiliser les interféromètres pour leur recherches. Cela est dû jusqu'à présent à la faible sensibilité des installations, mais aussi à leur complexité d'opération. L'interprétation des données interférométriques est parfois aussi un problème: les logiciels sont complexes et la modélisation est peu intuitive. J'espère avoir montré que ces obstacles sont en passe d'être levés avec le VLTI. Dans quelques mois, tout astronome pourra soumettre une demande d'observation en *service observing* sur le VLTI, c'est-à-dire qu'elle sera effectuée par un opérateur et non par lui-même. Les données obtenues, de qualité contrôlée, lui seront transmises en même temps que les outils de réduction et d'analyse, de manière exactement comparable à une observation spectroscopique par exemple. Cette gestion globale du flux de données, permise par l'approche de type industrielle de l'ESO, est une première en interférométrie. La création de centres d'expertise en France (Centre Jean-Marie Mariotti) et aux Pays-Bas (NEVEC) contribuera aussi beaucoup à la "visibilité" de l'interférométrie en Europe.

Les Céphéides sont des cibles de première importance pour le VLTI. J'ai démontré à la Section 8 que l'étalonnage de la relation période-luminosité par interférométrie sera d'une qualité inégalée. Et les premières observations sur le ciel avec VINCI (Section 5) montrent que tous les espoirs sont permis. L'importance de ces observations pour notre connaissance de l'Univers va bien au-delà du domaine traditionnel d'application de l'interférométrie qu'est la physique stellaire.

Ce programme n'est pourtant qu'un exemple, parmi les plus simples, des nombreux problèmes astrophysiques où l'utilisation de l'interférométrie optique apportera un regard neuf. Pour être objectif, *on ne sait pas ce que l'on va trouver* aux résolutions spatiales offertes par le VLTI. De tels "sauts quantiques" en résolution sont rares: on peut citer la première utilisation astronomique de la lunette par Gallilée et l'introduction de l'optique adaptative sur les grands télescopes. Les quelques objets cités à la Section 10 montrent que les possibilités sont d'ores et déjà très larges, mais il y a fort à parier que les spécialistes de l'étude des galaxies et des amas stellaires par exemple seront bientôt des utilisateurs assidus de l'interférométrie optique. L'étude directe des planètes extrasolaires, certainement *le* sujet de recherche de ce siècle, n'est pour l'instant envisageable techniquement *que* par interférométrie. Les premières observations réalisées par VINCI ont montré sa capacité à détecter les “jupiter chauds” les plus proches de nous.

En étant optimiste, on peut espérer que dans une dizaine d’années, les futures missions d'interférométrie dans l’espace DARWIN et TPF découvriront les premières planètes extrasolaires *de type terrestre*. Et qui sait, peut-être la vie sur ces planètes ? Et même s'il faut dix ans de plus, quel privilège pour notre génération que de découvrir cette nouvelle *terra incognita*!

Garching, le 28 Août 2001.



Coucher de Soleil sur le Cerro Paranal, peu avant les premières franges du VLTI (mars 2001).

12. Conduite du projet de recherche

12.1. Contexte de la thèse

12.1.1. Le projet VLTI

L'Interféromètre du VLT constitue la dernière phase de la construction de l'Observatoire du Cerro Paranal. Il s'agit d'un très grand projet (plus de 500 millions d'Euro) conduit par l'Observatoire Européen Austral, qui regroupe neuf pays européens. Une étape importante a été franchie en 2001 avec la mise en service du dernier des quatre télescopes de 8 mètres et l'obtention des premières franges du VLTI.

12.1.2. La formation des jeunes chercheurs à l'ESO

Le programme de bourses pour étudiants de l'ESO prévoit la présence de six étudiants en permanence à l'ESO, qui sont présents pour une période allant de 6 mois à un an. Le renouvellement s'effectue annuellement en Juin (consulter l'adresse internet http://www.hq.eso.org/gen-fac/adm/pers/vacant/ pour les postes disponibles).

12.1.3. Financement

Le financement de ma thèse a été assuré par une bourse pour étudiant de l'Observatoire Européen Austral. En plus du salaire de base d'environ 1450 Euro par mois, elle comprend un budget dédié aux observations, voyages et conférences de 2500 Euro par an. Ce type de financement n'est renouvelable en principe que deux années, c'est pourquoi ma dernière année de thèse a été financée grâce à un contrat de type "*Unpaid Associate*". Contrairement à ce que cette dénomination semble indiquer, le montant du financement accordé a été identique aux autres années. Mes contrats de travail avec l'ESO ont couvert la période du 1er septembre 1998 au 30 novembre 2001, pour un total de 38 mois.

12.1.4. Encadrement

L'encadrement de mon travail a été assuré depuis l'Observatoire de Paris-Meudon par Vincent Coudé du Foresto, et à l'ESO par Andreas Glindemann. Mon poste étant basé à Garching, le suivi de l'avancement de mon travail depuis Paris aurait pu poser problème, mais dans la pratique, le développement de VINCI m'a conduit à de fréquents déplacements à Paris. D'autre part, de nombreux séjours d'observations sur FLUOR et VINCI en commun avec Vincent Coudé du Foresto ont permis d'orienter mon travail.

12.1.5. Moyens et supports techniques

J'ai trouvé à l'ESO Garching un environnement de travail très favorable, avec un poste de travail informatique performant et l'accès aux bibliothèques de publications astronomiques papier et en ligne. Pour les expériences instrumentales, j'ai bénéficié du support technique d'ingénieurs et de chercheurs spécialisés (cryogénie, détecteurs, électronique,...). Une partie de mon travail ayant porté sur la spécification et le développement du logiciel de VINCI, j'ai beaucoup aprécié la collaboration avec les ingénieurs de l'ESO.

12.2. Observations et participations aux congrès scientifiques

12.2.1. Séjour au JPL et observations sur PTI

Suivant la proposition faite par Jean-Marie Mariotti avant le début de ma thèse, j'ai effectué aux mois d'octobre et novembre 1998 un séjour aux Etats-Unis pour me familiariser avec l'utilisation pratique des interféromètres FLUOR/IOTA et PTI. La Table 37 présente le travail que j'ai pu réaliser à cette occasion. Je veux souligner que j'ai été très bien reçu par les membres de l'équipe d'interférométrie du *Jet Propulsion Laboratory*, qui ont réalisé et utilisent les interféromètres PTI et Keck. Les discussions que j'ai pu avoir avec eux ont été très utiles dans la suite de mon travail sur VINCI, notamment pour définir les modes opératoires de l'instrument.

Table 37. Séjour au JPL (Pasadena) et sur le PTI (Palomar) en 1998

Période	Lieu	Programme
28 octobre - 1er novembre	Palomar	Prise de contact avec l'instrument PTI
2 - 5 novembre	Pasadena	Entretiens avec les membres de l'équipe de l'Interféromètre du Keck (1)
5 - 8 novembre	Palomar	Formation à la métrologie laser et observations diverses
9 - 13 novembre	Pasadena	Entretiens avec l'équipe Keck Interf. (2)
13 - 20 novembre	Palomar	Observations Céphéides et FU Ori
23 - 25 novembre	Pasadena	Entretiens avec l'équipe Keck Interf. (3)

12.2.2. Observations avec FLUOR/IOTA

FLUOR/IOTA est traditionnellement un interféromètre où la formation tient une place très importante. Le nombre de thésitifs, aujourd'hui chercheurs, ayant travaillé sur cet instrument prouve largement l'efficacité de "l'Ecole FLUOR" dans la formation des étudiants interférométristes.

Pour mon travail sur la Céphéide ζ Gem et sur quelques autres étoiles, j'ai été amené à effectuer plusieurs séjours de relativement longue durée sur IOTA. Ceci a permis d'obtenir la quantité de données nécessaires pour obtenir une précision satisfaisante sur la mesure de cette étoile particulièrement difficile pour la base courte d'IOTA. La Table 38 donne la liste des séjours que j'ai effectués au sommet du Mont Hopkins durant ma thèse.

Table 38. Séjours sur IOTA

Période	Durée (nuits)	Programme
octobre 1998	9	Formation à l'instrument
mars 1999	21	Mise à jour du système FLUOR
novembre-décembre 1999	22	Observations Céphéides et Miras
février 2000	15	Observations Céphéides et ε Eri
Total	**66**	

12.2.3. Conférences, écoles et congrès scientifiques

Durant mes trois années de thèse, j'ai pu participer à plusieurs rassemblements scientifiques touchant à l'interférométrie et à d'autres domaines scientifiques (Table 39).

Table 39. Participation aux rassemblements scientifiques.

Titre	Date
ESO/OHP Summer School in Astrophysical Observations Observatoire de Haute-Provence, France	15-25 juillet 1998
Optical/IR Interferometry Workshop Flagstaff, AZ, Etats-Unis	4-9 octobre 1998
Working on the Fringe Dana Point, CA, Etats-Unis	24-27 mai 1999
Darwin and Astronomy Stockholm, Suède	17-19 novembre 1999
Disks, Planetesimals and Planets Tenerife, Espagne	24-28 janvier 2000
Astronomical Telescopes and Instrumentation Conférence SPIE, Munich, Allemagne	27-31 mars 2000
IRAM Millimeter Interferometry Summer School Grenoble, France	12-16 juin 2000
Frontiers of Life Rencontres de Blois, France	25 Juin-1er juillet 2000

12.2.4. Observations avec VINCI

Durant la période initiale des opérations de VINCI à Paranal, j'ai pu effectuer deux séjours à l'Observatoire de Paranal, durant lesquels la majorité des observations rapportées dans ce document a été réalisée. Au moment où j'écris ces lignes (début septembre 2001), d'autres séjours sont programmés, notamment pour les premières franges avec les UT.

Table 40. Séjours à Paranal

Période	Durée (jours)	Programme
27 janvier-23 février 2001	29	Installation de VINCI et tests
11 mars-4 avril 2001	23	Premières franges avec les sidérostats
16-25 juillet 2001	9	Mise à jour VINCI, réparation MONA
24 octobre-5 novembre 2001	12	Premières franges avec les UT
Total	**73**	

12.3. L'instrument VINCI

12.3.1. Programmatique

Le calendrier fixé pour l'instrument VINCI était très serré dès la conception de l'instrument, du fait de son intégration dans l'ensemble de la réalisation du VLTI. Il était en effet important de ne pas perdre de temps lorsque les lignes à retard et les sidérostats entraient en service. Le contrat a été rempli et VINCI est arrivé comme prévu sur Paranal. Le coup d'envoi de la conception de VINCI ayant été donné à la fin de l'année 1998, et jusqu'au premières franges en mars 2001, la construction complète de l'instrument a été réalisée en un peu plus de deux ans, ce qui est particulièrement court pour un instrument ESO.

12.3.2. Management et collaborations

Le projet VINCI s'est réparti entre trois instituts de recherche différents: l'ESO (pour la gestion du projet et le logiciel autre que la partie ICS), l'Observatoire de Paris-Meudon (Département de Recherches Spatiales associé à l'Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse, pour VINCI et le logiciel ICS), et le Max-Planck-Institüt für Extraterrestrische Physik de Garching (LISA).

Une partie importante de mon travail à l'ESO a été de suivre la réalisation de VINCI et de la caméra LISA, tout en assurant le support des équipes par la spécification précise de l'instrument et du logiciel. Cela m'a permis de collaborer de manière étroite avec les équipes en charge du développement du logiciel et de la caméra infrarouge en particulier. Bien que VINCI soit par nature un instrument de test, j'ai joué le rôle de "PI" (Primary Investigator) au sein de l'équipe de l'ESO. Le travail rapporté dans ce document ainsi que dans le Volume II sont le reflet de ma contribution personnelle au projet VINCI. J'ai en effet pris le parti de ne pas rapporter dans ma thèse le travail de l'équipe dans son ensemble (qui est repris dans d'autres publications, comme par exemple l'article Kervella et al 2000), mais plutôt les parties auxquelles j'ai pu contribuer majoritairement.

Sur le plan scientifique, j'ai pu développer des collaborations avec les astronomes de l'équipe VLTI de l'ESO et au DESPA (équipe FLUOR). Cela m'a conduit à la publication de l'article sur la Céphéide ζ Gem inséré à la fin de ce document (Section 13.1), ainsi que différents travaux de définition des objectifs scientifiques du VLTI avec VINCI. Enfin, j'ai participé activement, au sein de l'équipe de *commissioning* du VLTI, à l'analyse et à la compréhension des données produites par VINCI.

12.3.3. Aspects financiers

La réalisation d'un instrument pour le VLT est un projet important dont le coût est élevé. Dans le cas de VINCI, il a atteint environ 700 kEuro, hors main d'oeuvre, en comprenant la caméra LISA. Les différents postes financiers de ma thèse sont présentés dans la Table 41.

Table 41. Budget détaillé du travail de thèse

Poste	**Montant (kEuro)**
Salaire (net)	58
Séjour USA 1998	5
Conférences, écoles, congrès scientifiques	7
Observations IOTA	5
Suivi du projet VINCI	4
Installation de VINCI	3
Matériel informatique	2
Encadrement Meudon (10% temps plein)	12
Encadrement ESO (5% temps plein)	10
Divers	2
Total	**108**

12.3.4. Résultats

L'expérience d'observateur que j'ai pu acquerir dès la première partie de ma thèse m'a permis d'apporter une contribution utile pour faire de VINCI un instrument fonctionnel et performant, remplissant les trois exigences qui ont présidé à sa conception: simplicité, fiabilité et flexibilité.

Lors des premières franges avec les sidérostats, VINCI a fonctionné de manière continue pendant plusieurs mois, sans rencontrer de problème majeur, assurant la vérification des performances du VLTI dans son ensemble. Les problèmes techniques rencontrés plus tard sur le coupleur triple ont contraint à effectuer une maintenance de l'instrument, mais le pourcentage de temps perdu du fait de la non-fonctionnalité de VINCI est resté faible.

L'exploitation scientifique de VINCI reste encore à réaliser, mais les premières mesures sont très prometteuses et de bon augure pour la suite de la réalisation du VLTI.

13. Articles



Nuit d'observation à Paranal.

13.1. The angular diameter and distance of the Cepheid ζ Gem

Article paru dans la revue *Astronomy & Astrophysics* volume **367**, page 876 (2001).



Le ciel de Paranal.

13.2. VLTI: a unique instrument for high-resolution Astronomy

Article paru dans les compte-rendus de la conférence *SPIE* 4006, édités par P. Léna & A. Quirrenbach (2000).



Un des deux foyers Nasmyth du télescope Kueyen (UT2).

13.3. VINCI: the VLT Interferometer Commissioning Instrument

Article paru dans les compte-rendus de la conférence *SPIE* 4006, édités par P. Léna & A. Quirrenbach (2000).



Les télescopes Kueyen et Melipal, avec le bâtiment interférométrique.

13.4. Phase-referenced imaging and astrometry with the VLTI

Article paru dans les compte-rendus de la conférence *SPIE* 4006, édités par P. Léna & A. Quirrenbach (2000).



Vue sur le camp de base de l'ESO, depuis le sommet du Cerro Paranal.

14. Annexes

14.1. Liste de publications

14.1.1. Publications externes à l'ESO

The Angular Diameter and Distance of the Cepheid ζ Gem
Kervella P., Coudé du Foresto V., Perrin G., Schöller M., Traub W. A., Lacasse M. G.
Astronomy & Astrophysics **367**, 876 (2001)

Light at the End of the Tunnel - First Fringes with the VLTI
Glindemann A., Bauvir B., Delplancke F., Derie F., Di Folco E., Gennai A., Gitton P., Housen N., Huxley A., Kervella P., Koehler B., Lévêque S., Longinotti A., Ménardi S., Morel S., Paresce F., Phan Duc T., Richichi A., Schöller M., Tarenghi M., Wallander A., Wittkowski M., Wilhelm R.
ESO Messenger, **104**, 2 (2001)

Ground Interferometric Searches
Glindemann A., Delplancke F., Kervella P., Paresce F., Richichi A., Schöller M.
IAU. Symposium no. 202, "Planetary Systems in the Universe: Observation, Formation and Evolution", *ASP Conf. Series*, Vol. XXX, 26, A. J. Penny, P. Artymowicz, A.-M. Lagrange, S. S. Russell, eds. (2001)

The VINCI Instrument Software in the VLT environment
Longinotti A., Bickert K., Cautain R., Dupin J.-P., Kervella P., Kiekebush M., Phan Duc T., Tilloles P., Valentin H., *Conf. Proc. "12th IEEE Real-Time NPSS", SPIE (2001)*

Interferometric evidence for warm molecular envelopes around O-rich Miras and M giants
Mennesson B., Perrin G., Chagnon G., Coudé du Foresto V., Ridgway S., Mérand A., Morel S., Kervella P., Bordé P., d'Arcio L., Traub W. A., Carleton N., Lacasse M.
Soumis à A&A (2001)

VINCI: the VLT Interferometer Commissioning Instrument
Kervella P., Coudé du Foresto V., Glindemann A., Hofmann R.
Conf. Proc. "Interferometry in Optical Astronomy" (SPIE), P. J. Léna and A. Quirrenbach, eds. (2000)

Phase-Referenced Imaging and Micro-Arcsecond Astrometry with the VLTI
Delplancke F., Leveque S, Glindemann A., Kervella P., d'Arcio L.
Conf. Proc. "Interferometry in Optical Astronomy" (SPIE), P. J. Léna & A. Quirrenbach, eds. (2000)

Cepheid Observations by long-baseline Interferometry with FLUOR/IOTA
Kervella P., Coudé du Foresto V., Traub W. A., Lacasse M. G.
Conf. Proc. "Interferometry in Optical Astronomy" (SPIE), P. J. Léna & A. Quirrenbach, eds. (2000)

VLT Interferometer: a unique Instrument for high-resolution Astronomy
Glindemann A., Abuter R., Carbognani F., Delplancke F., Derie F., Gennai A., Gitton Ph., Kervella P., Koehler B., Lévêque S., Menardi S., Michel A., Paresce F., Phan Duc T., Richichi A., Schöller M., Tarenghi M., Wallander A., Wilhelm R.
Conf. Proc. "Interferometry in Optical Astronomy" (SPIE), P. Léna & A. Quirrenbach, eds. (2000)

Interferometric Observations of the Cepheid ζ Geminorum with FLUOR / IOTA
Kervella P., Coudé du Foresto V., Traub W. A., Lacasse M. G
Conf. Proc. "Working on the Fringe", Dana Point May 22-25 1999*, ASP Conference Series* **194**, 22 (1999)

The VLTI – The Observatory of the 21st Century
Glindemann A., Abuter R., Carbognani F., Delplancke F., Derie F., Gennai A., Gitton P., Kervella P., Koehler B., Lévêque S., De Marchi G., Menardi S., Michel A., Paresce F., Phan Duc T., Schöller M., Tarenghi M., Wilhelm R., *ESO Messenger* **98**, 2 (1999)

14.1.2. Publications internes ESO

The MONA Beam combiner: overview of problems
Mémo, 23/08/2001

Photometry checking parameters and Quicklook photometric calibration on VINCI
Mémo, 13/07/2001

Problem with MONA box at Paranal
Mémo, 30/05/2001

Programs for the VLTI science verification period with VINCI
VIF-01/059, 08/05/2001

LdV Assembly in Paranal
VLT-PLA-ESO-15810-xxxx, v. 1.0, 01/02/2001

Bias due to interferometric signal sampling in the VINCI measurements
Mémo, 18/01/2001

LdV Test Plan for Garching and Paranal
VLT-PLA-ESO-15810-2411, v. 1.0, 18/01/2001

Thermal Light Sources for MIDI - Change Request
VLT-CRE-ESO-15810-1966, v. 1.0, 14/01/2001

VINCI Automated Injection Optimization and Template Procedures descriptions
Mémo, 06/12/2000

MONA Beam Combiner behavior on VINCI
Mémo, 26/11/2000

LISA Test Report
VLT-TRE-ESO-15810-2330, v. 1.0, 04/10/2000

LdV Observation Preparation Requirements
VLT-SPE-ESO-15810-xxxx, v. 1.0, 26/07/2000

LdV Data Pipeline Requirements
VLT-SPE-ESO-15810-xxxx, v. 1.0, 25/07/2000

LdV Precision and Sensitivity
VLT-TRE-ESO-15810-2177, v. 1.0, 12/07/2000

LdV Data Processing Algorithms
VLT-SPE-ESO-15810-2112, v. 1.0, 12/07/2000

PRIMA - Aspects of Interferometric Imaging and Mosaicing
VLT-TRE-ESO-xxxxx-xxxx, v. 1.0, 22/06/2000

VLTI Pupil Alignment with LdV
VIF 00/75, 21/06/2000

LdV Assembly in Garching
VLT-PLA-ESO-15810-2170, v. 1.0, 09/06/2000

Feasibility of the installation of an Adaptive Optics system in the VLTI Laboratory
VIF-00/0051, 14/04/2000

LdV On-sky Integration and Commissioning of the VLTI
VLT-TRE-ESO-15810-xxxx, v. 1.0, 21/01/2000

Science projects for the imaging mode of PRIMA

Mémo, 13/01/2000

First fringes with the VLTI: siderostats, delay lines and adaptive optics systems
VIF-99/0061, 07/10/1999

LdV Fringe Coherencing Algorithm
Mémo, 17/09/1999

LdV Software User Requirements
VLT-SPE-ESO-15810-1852, v. 1.11, 16/09/1999

LISA Technical Specifications
VLT-SPE-ESO-15810-1xxx, v. 1.0, 31/08/1999

Status of the Large Ground Interferometers LBT, Keck and CHARA
Mémo, 02/08/1999

VINCI Dual Beam Recombiner : Summary of Requirements
Mémo, 17/03/1999

VINCI : A possible dual-star recombiner for PRIMA ?
Mémo, 01/03/1999

First fringes with the VLTI… short or long baselines ?
Mémo, 22/01/1999

Multiplexing Stellar Light - Prospective for the VLT Interferometer
Mémo, 11/01/1999

FLUOR Software System - Structure and Functional Description
Mémo, 16/12/1998

PTI Software and Graphical User Interface - Description and Functional Overview
Mémo, 15/12/1998

14.2. Acronymes et abréviations utilisés

Les abréviations utilisées pour le VLTI sont en majorité relatives à des termes en langue anglaise. Ils sont donc rappelés ici, avec leur signification en français.

ADU	*Analog Digital Unit*; unité analogique-numérique
AIT	*Assembly, Integration, Test*; Assemblage, Intégration, Tests.
AIV	*Assembly, Integration, Verifications*; Assemblage, Intégration, Vérifications
ALIU	*Alignment Unit*; Unité d'alignement
ASM	*Astronomical Site Monitor*; Système de surveillance météo automatisé de Paranal
AT	*Auxiliary Telescope*; Télescope Auxiliaire
BW	Méthode *Baade-Wesselink*
DA	Disque assombri (aussi LD ou *Limb-Darkened*)
DCS	*Detector Control Software*; Logiciel de contrôle du détecteur
DDM	Différence de marche optique
DL	*Delay Line*; Ligne à retard
DLCS	*Delay Line Control System*; Logiciel de contrôle des lignes à retard
DP	*Data Pipeline*; Système automatisé de réduction des données
DSP	Densité Spectrale de Puissance (voir aussi PSD)
DU	Disque uniforme (aussi UD ou *Uniform Disk*)
EI	Efficacité Interférométrique
FDR	*Final Design Review*; Revue Finale de Conception
FLUOR	*Fiber Linked Unit for Optical Recombination*
FSU	*Fringe Sensor Unit*; Suiveur de franges

GUI	*Graphical User Interface*; Interface graphique d'utilisation
GEI	*Graphical Engineering Interface*; Interface graphique d'ingénierie
GNM	Grand Nuage de Magellan
HR	*Hertzprung-Russell*, diagramme luminosité-température des étoiles
HW	*Hardware*; Matériel
ICS	*Instrument Control Software*; Logiciel de contrôle de bas niveau
IOTA	*Infrared-Optical Telescope Array*
IWS	*Instrument Workstation*; Station de contrôle de l'instrument
LCU	*Local Control Unit*; Ordinateur de contrôle de bas niveau
LdV	LEONARDO da VINCI l'instrument au complet
LEONARDO	Source de lumière artificielle, aussi abrégée en LEO
LISA	Caméra infrarouge de VINCI
LISA WS	*LISA workstation*; Station de contrôle de LISA
LMC	*Large Magellanic Cloud*; Grand Nuage de Magellan
mag	magnitude
mas	milliseconde d'angle, aussi abusivement milliseconde d'arc ou milliarcseconde
MONA	Corrélateur optique à fibres optiques de VINCI
N.A.	Non applicable
NPOI	*Navy Prototype Optical Interferometer*
OA	Optique Adaptative
OPD	*Optical Path Difference*; Différence de marche optique (voir aussi DDM)
OS	*Observation Software*; Logiciel d'observation (haut niveau)
P-L	Relation Période-Luminosité des Céphéides
PTI	*Palomar Testbed Interferometer*
PSD	*Power Spectral Density*; Densité Spectrale de Puissance (voir aussi DSP)
RSB	Rapport signal sur bruit, voir aussi SNR
scan	balayage des franges, désigne un interférogramme de VINCI
SNIa	Supernova de type Ia
SNR	*Signal to Noise Ratio*; Rapport signal sur bruit
STJ	*Superconductive Tunnel Junction*; diodes supraconductrices à effet tunnel
SW	*Software*; Logiciel
SUSI	*Sydney University Stellar Interferometer*
TBC	*To Be Confirmed*; A confirmer
TBD	*To Be Defined*; A définir
TCCD	*Technical CCD*; Système CCD pour l'ingénierie
TCS	*Telescope Control Software*; Logiciel de contrôle du télescope
TROB	*Technical Reference Observation Block*; Observation technique de référence
VCM	*Variable Curvature Mirror*; Miroir à courbure variable
VINCI	*VLT Interferometer Commissioning Instrument*; Instrument de test du VLTI désigne aussi la table principale de l'instrument LdV
VLT	*Very Large Telescope*
WS	*Workstation*; Station de travail
WWW	*World Wide Web*, le réseau Internet basé sur le langage HTML

14.3. Participants au projet VINCI

Observatoire de Paris-Meudon:
Fabrice Balsamo
Pascal Bordé
Cristine Dupont-Victor
Vincent Coudé du Foresto
Hélène Gnaoguei
Isabelle Guinouard
Roger Hulin
Jean-Michel Reess
Alain Roussel
Cyril Ruilier
Denis Ziegler

Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse:
Raphael Cautain
Jean-Pierre Dupin
Pierre Tilloles
Hervé Valentin

Max-Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Garching:
Klaus Bickert
Reiner Hofmann
Claudia Röhrle

Le Verre Fluoré, Bruz:
Vincent Cardin
Franck Joulain
Gwénaël Mazé

European Southern Observatory:
Pascal Ballester
Emmanuel Di Folco
Gert Finger
Philippe Gitton
Andreas Glindemann
Pierre Kervella
Mario Kiekebush
Jean-Louis Lizon
Antonio Longinotti
Thanh Phan Duc
Markus Schöller
Armin Silber
Anders Wallander
Rainer Wilhelm

15. Références

ADS, http://cdsads.u-strasbg.fr/abstract_service.html

Allen C.W., *Astrophysical Quantities*, 3ème éd., Athlone Press, Londres (1973)

Armstrong J.T., Mozurkewich D., Rickard L.J., et al., *ApJ* **496**, 550 (1998)

Armstrong J.T., Nordgren T.R., Germain M.E., et al., *AJ* **121**, 476 (2001)

Baraffe I., Alibert Y., *A&A* **371**, 592 (2001)

Bedding T.R., Robertson J.G., Marson R.G., *A&A* **290**, 340 (1994)

Benson J.A., Dyck H.M., Ridgway S.T., et al., *AJ* **102**, 2091 (1991)

Bester M., Danchi W.C., Hale D. et al., *ApJ* **463**, 336 (1996)

Born M., Wolf W., *Principles of Optics*, 6ème éd., Cambridge University Press

Bouchy F., Carrier F., "*P-mode observations on Alpha Cen A*", accepté par A&A (2001)

Branch D., Tammann G.A., *Ann. Rev. A&A* **30**, 359 (1992)

Burns D., Baldwin J.E., Boysen R.C., et al., *MNRAS*, **297**, 462 (1998)

Butler R.P., Bell R.A., Hindsley R.B., *ApJ* **461**, 362 (1996)

Cahn J. H., *A&A* **58**, 443 (1977)

Carleton N.P., Traub W.A., Lacasse M.G., et al., *SPIE* **2200**, 152 (1994)

Chmielewski Y., Friel A., Cayrel de Strobel G., Bentolila C., *A&A* **263**, 219 (1992)

Claret A., Diaz-Cordovez J., Gimenez A., *A&AS* **114**, 247 (1995)

Cohen M., Witteborn F.C., Walker R.G., *AJ* **110**, 275 (1995)

Cohen M., Walker R.G., Carter B., et al., *AJ* **117**, 1864 (1999)

Colavita M.M., Shao M., Staelin D. H., *Applied Optics* **26** (19), 4106 (1987)

Colavita M.M., Wallace J.K., Hines B.E., et al., *ApJ* **510**, 505 (1999)

Coudé du Foresto V., *Thèse de Doctorat*, Université Paris 7 (1994)

Coudé du Foresto V., *ASP Conf. Series* **219**, 635 (2000)

Coudé du Foresto V., Perrin G., Boccas M., *A&A* **293**, 278 (1995)

Coudé du Foresto V., Perrin G., Ruilier C., et al., *SPIE* **3350**, 856 (1998)

Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., Mariotti J.-M., *A&AS* **121**, 379 (1997)

Danchi W.C., Bester M., Degiacomi C.G., et al., *AJ* **107**, 1469 (1994)

Davis J., Lawson P.R., Booth A.J., et al., *MNRAS* **273**, 53 (1995)

De Marco O., Schmutz W., *A&A* **345**, 163 (1999)

De Marco O., Schmutz W., Crowther P.A., et al, *A&A* **358**, 187 (2000)

Dierickx P., *Journal of Modern Optics* **39** (3), 569 (1992)

Douglass G.G., Mason B.D., Germain M.E., Worley C.E., *AJ* **118**, 1395 (1999)

England M.N., *MNRAS* **191**, 23 (1980)

Ferrarese L. et al., *ApJ* **464**, 568 (1996)

Furenlid I., Meylan T., *ApJ* **350**, 827 (1990)

Gautschy A., Saio H., *Ann. Rev. A&A* **34**, 585 (1996)

Germain M.E., Nordgren T.E., Armstrong J.T., *ASP Conf. Series* **194**, 208 (1999)

Gieren W.P., Fouqué P., Gòmez M., *ApJ* **496**, 17 (1998)

Gieren W.P., Matthews J.M., Moffett T.J., et al., *AJ* **98**, 1672 (1989)

Gieren W.P., Moffett T.J, Barnes T.G., *ApJ* **512**, 553 (1999)

Glindemann A., *Specifications for PRIMA*, VLT-SPE-ESO-15800-1652 (1998)

Goodman J.W., *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill (1968)

Goukenleuque C., *Thèse de Doctorat*, Université Paris 6 (1999)

Goukenleuque C., Bezard B., Joguet B., Lellouch L., *Icarus* **143**, 308 (2000)

Greaves J.S., Holland W.S., Moriarty-Schieven G., et al., *ApJ* **506**, 133 (1998)

Groenewegen M.A.T., *A&A* **363**, 901 (2000)

Guenther D.B., Demarque P., *ApJ* **531**, 503 (2000)

Habing H.J., Dominik C., Jourdain de Muizon M., et al., *A&A* **365**, 545 (2001)

Haguenauer P., Berger J.-P., Rousselet-Perraut K.,et al., *Applied Optics* **39**, 2130 (2000)

Hajian A.R., Armstrong J.T., Hummel C.A., et al., *ApJ* **496**, 484 (1998)

Hatzes A.P., Cochran W.D., McArthur B., et al., *ApJ* **544**, 145 (2000)

Hecht E., *Optics*, 3ème éd., Addison-Wesley (1998)

[ICD] Jander G. et al., *Interface Control Document*, VLT-ICD-ESO-15000-1826 (2000)

Jennison R. C., *MNRAS*, **118**, 276 (1958)

Johnson H., *Ann. Rev. A&A* **4**, 193 (1966)

Kaler J.B., *Stars and Their Spectra, Cambridge University Press* (1989)

Kervella P., Coudé du Foresto V., Perrin G., et al., *A&A* **367**, 876 (2001)

Koehler B., *VLTI Error Budget*, VLT-TRE-ESO-15000-0693

Kovàcs G., *A&A* **363**, 1 (2000)

Krockenberger M., *Ph.D. Thesis*, Harvard University (1997)

Krockenberger M., Sasselov D.D., Noyes R.W., *ApJ* **479**, 875 (1997)

Kurucz R., *Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars*, *Springer* (1993)

Lane B.F., Kuchner M.J., Boden A.F., et al., *Nature* **407**, 485 (2000)

Lanoix P., Paturel G., Garnier R., *MNRAS* **308**, 969 (1999)

Léna P., *Astrophysique - Méthodes Physiques de l'Observation*, Interéditions/CNRS (1996)

Linfield R.P., Colavita M.M., Lane B.F., *ApJ* **554**, 505 (2001)

Longinotti A., Kervella P., et al., *Proc. of the 12th IEEE NPSS Conference*, SPIE (2001)

Lopez B., Sarazin M., *A&A* **276**, 320 (1993)

Mariska J.T.,Doschek G.A.,Feldman U., *ApJ Letters* **238**, 87 (1980, 1)

Mariska J.T.,Doschek G.A.,Feldman U., *ApJ* **242**, 1083 (1980, 2)

Marriotti J.-M., *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, 3 , *Kluwer* (1989)

Martin F., Conan R., Tokovinin A., et al., *A&A* **144**, 39 (2000)

Millan-Gabet, R., Schloerb, F.P., Traub, W. A., Carleton, N.P., *PASP* **111**, 238 (1999)

Mennesson B., Mariotti J.-M., Coudé du Foresto V., et al., *A&A* **346**, 181 (1999)

[Modèles I] Bono G., Marconi M., Stellingwerf R.F., *ApJ Suppl. Ser.* **122**, 167 (1999)

[Modèles II] Bono G., Caputo F., Castellani V., Marconi M., *ApJ* **512**, 711 (1999)

[Modèles III] Bono G., Castellani V., Marconi M., *ApJ* **529**, 263 (2000)

[Modèles IV] Caputo F. , Marconi M., Ripepi V., *ApJ* **525**, 784 (1999)

[Modèles V] Caputo F., Marconi M., Musella I., *A&A* **354**, 610 (2000)

[Modèles VI] Bono G., Marconi M., Stellingwerf R.F., *A&A* **360**, 245 (2000)

[Modèles VII] Caputo F., Marconi M., Musella I., et al., *A&A* **359**, 1059 (2000)

Morel P., Provost J., Lebreton Y., et al., *A&A* **363**, 675 (2000)

Mourard D., Bonneau D., Koechlin L., et al., *A&A* **317**, 789 (1997)

Neuforge-Verheecke C., Magain P., *A&A* **328**, 261 (1997)

Nordgren T., *AAS* **196**, 4606 (2000)

Perrin G., *Thèse de Doctorat*, Université Paris 7 (1996)

Perrin G., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **121**, 553 (1996)

Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., *A&A* **331**, 619 (1998)

Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., *A&A* **345**, 221 (1999)

Perryman M.A.C. et al., *The Hipparcos Catalogue*, *A&A* **331**, 619 (1997)

Pickering E., 1912, Harvard Circulars 173

Richichi A., Lisi F., *A&A* **230**, 355 (1990)

Roddier F., et al., *J. Opt. Paris* **13**, 263 (1982)

Ruilier C., *Thèse de Doctorat*, Université Paris 7 (1999)

Sabbey C.N., Sasselov D.D., Fieldus M.S., et al., *ApJ* **446**, 250 (1995)

Sandage A., Tammann G.A., *ApJ* **151**, 531 (1968)

Sarazin M., *Thèse de Doctorat*, Université d'Aix-Marseille III (1992)

Sasselov D.D., Karovska M, *ApJ* **432**, 367 (1994)

Sasselov D.D., Lester J.B., *ApJ* **362**, 333 (1990)

Schmidtke P.C., *5th Cambridge Workshop on Cool Stars*, SEE-N88-13092 04-89 (1987)

Shaklan S., Roddier F., *Appl. Opt.*, **27** (11), 2234 (1988)

SIMBAD, http://simbad.u-strasbg.fr/sim-fid.pl

Skycalc, http://www.eso.org/observing/bin/skycalcw/observability

Smith G., Edvardsson B., Frisk U., *A&A* **165**, 126 (1986)

Soderblom D.R., *A&A* **158**, 273 (1986)

Soderblom D.R., Dappen W., *ApJ* **342**, 945 (1989)

Sterken C. et al, *A&A* **346**, 33 (1999)

Traub W.A., *SPIE* **3350**, 848 (1998)

[VINCI Precision] Kervella P., VINCI Precision and Sensitivity, VLT-TRE-ESO-15810-2177, v.1.0 (2000), reproduit *Volume II*

[VINCI SW UR] Kervella P., VINCI Software User Requirements, VLT-SPE-ESO-15810-1852, v.1.11 (1999), reproduit *Volume II*

Avoir un pied dans le futur
Vivre les rêves qui sont les nôtres
Et obéir à sa nature
Puisque rien ne dure vraiment Michel Berger (*Les Princes des Villes*)