



**HAL**  
open science

# Imagerie par synthèse d'ouverture optique, application aux étoiles chimiquement particulières

Jean-Baptiste Le Bouquin

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Le Bouquin. Imagerie par synthèse d'ouverture optique, application aux étoiles chimiquement particulières. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00011472

**HAL Id: tel-00011472**

**<https://theses.hal.science/tel-00011472>**

Submitted on 6 Feb 2006

**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.

# THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I  
SPÉCIALITÉ : ASTRONOMIE & ASTROPHYSIQUE

par

**Jean-Baptiste LEBOUQUIN**

Imagerie par synthèse d'ouverture optique,  
application aux étoiles chimiquement particulières



Soutenue le 15 Novembre 2005 devant le Jury composé de :

Mr.	Markus SCHÖLLER	Rapporteur
Mr.	Philippe STEE	Rapporteur
Mr.	Jean-François DONATI	Examineur
Mr.	Guy PERRIN	Examineur
M <sup>me</sup>	Karine ROUSSELET-PERRAUT	Directrice de thèse
M <sup>me</sup>	Claudine KAHANE	Directrice de thèse
Mr.	Thierry LANZ	Invité

Préparée au sein du Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble  
UJF/CNRS, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9



## Résumé

L'avènement des techniques de haute résolution angulaire révolutionne notre connaissance des objets stellaires. En particulier, les diagnostics de polarisation couplés à l'interférométrie ouvrent de nouvelles perspectives, en résolvant les structures polarisées généralement moyennées sur la surface et donc perdues en spectro-polarimétrie classique. Après avoir rappelé les enjeux de l'observation des étoiles chimiquement particulières ( $Ap$ ), je développe un outil de simulation numérique, avec lequel je montre que l'introduction des mesures interférométriques marginalement résolues améliore la reconstruction des cartes d'abondance et de topologie magnétique. Des observations au GI2T valident ce mode spectro-polarimétrique sur un interféromètre. Néanmoins, des problèmes techniques m'ont empêché d'obtenir des données de qualité suffisante pour une exploitation sur les étoiles  $Ap$ . L'imagerie par synthèse d'ouverture est le prolongement naturel de ces méthodes différentielles. Cependant son application aux étoiles  $Ap$  nécessite simultanément une forte couverture du plan  $(u,v)$ , une haute résolution spectrale et éventuellement une analyse de la polarisation. Dans ce contexte d'un interféromètre spectro-imageur à grand nombre de télescopes (proposition VITRUV), je confirme l'intérêt de l'optique planaire par des observations au VLTI. J'étudie différents concepts de recombinaison et compare leurs performances. Enfin, j'ébauche l'analyse de la polarisation instrumentale et en déduit les spécifications pour un mode polarimétrique au VLTI.

## Abstract

The on-going revolution due to high angular resolution observations promises to unlock tightly-kept secrets of stellar astrophysics. Complementary polarization diagnostics at high angular resolution will open new opportunities by resolving local polarized features always averaged, and thus lost, in classical spectro-polarimetry. After describing the issue of chemically peculiar stars ( $Ap$ ) observations, I develop a numerical tool with which I show how interferometric measurements improve the reconstruction of the abundance map and magnetic topology. Observations at GI2T validate this spectro-polarimetric mode on an interferometer. Nevertheless, a first attempt to obtain data on  $Ap$  stars failed due to technical and meteorological reasons. Aperture synthesis imaging is the natural extension of this differential methods. Yet, its application to  $Ap$  stars requires simultaneously high  $(u,v)$  coverage, high spectral resolution and eventually polarisation analysis. In the context of a spectro-imaging interferometer with a large number of telescopes (VITRUV proposition for the VLTI), I confirm the interest of planar optics by mean of VLTI observations. I study different combination concepts and compare there performances. Finally, I start the study of instrumental polarisation and asses the specifications for a polarimetric mode at VLTI.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Étoiles Chimiquement Particulières : État de l'art</b>	<b>3</b>
1.1 Intérêt des étoiles Chimiquement Particulières . . . . .	4
1.1.1 Modèles actuels . . . . .	4
1.1.2 Questions ouvertes . . . . .	6
1.1.3 Synthèse de l'intérêt des $Ap$ . . . . .	8
1.2 Fondement des techniques d'observation . . . . .	8
1.2.1 Profil de raie et abondance intégrée . . . . .	9
1.2.2 Observer le champ magnétique par polarimétrie . . . . .	10
1.2.3 L'effet Doppler comme facteur de résolution spatiale . . . . .	13
1.3 Méthodes d'observation et d'analyse actuelles . . . . .	13
1.3.1 Les différents types d'observations polarimétriques . . . . .	14
1.3.2 Le rôle des moments magnétiques et la déconvolution $L.S.D$ . . . . .	15
1.3.3 L'imagerie par effet Doppler . . . . .	15
1.4 L'apport de la Haute Résolution Angulaire . . . . .	17
1.4.1 Imagerie Doppler et moments spatiaux de la carte d'intensité . . . . .	17
1.4.2 Mesurer les moments spatiaux par interférométrie différentielle . . . . .	19
1.4.3 Imagerie par synthèse d'ouverture optique . . . . .	24
1.5 Conclusions . . . . .	26
<b>I Étoiles magnétiques et spectropolarimétrie-interférométrie</b>	<b>27</b>
<b>2 Technique de spectropolarimétrie Interférométrie</b>	<b>29</b>
2.1 Introduction et objectifs astrophysiques . . . . .	30
2.1.1 Besoin d'un outil de simulation numérique dédié au $Ap$ . . . . .	31
2.1.2 Collaborations et contributions personnelles . . . . .	31
2.2 Modélisation de la surface stellaire . . . . .	32
2.2.1 Géométrie du problème . . . . .	32
2.2.2 Description des paramètres physiques de la surface . . . . .	33
2.2.3 Le transfert de rayonnement . . . . .	34
2.2.4 Validation du transfert radiatif . . . . .	38

2.2.5	Cas particulier des raies de l'hydrogène . . . . .	39
2.3	De la carte d'intensité aux observables . . . . .	40
2.3.1	Carte d'intensité observée et spectre intégré . . . . .	40
2.3.2	Calcul des observables interférométriques . . . . .	40
2.3.3	Quantification de la précision sur les grandeurs interférométriques . . . . .	42
2.4	Conclusions . . . . .	44
2.5	<i>Article : « Observing stellar activity with optical interferometers »</i> . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Faisabilité des observations</b>	<b>51</b>
3.1	Introduction et contexte instrumental . . . . .	52
3.1.1	Instrumentation à haute résolution angulaire . . . . .	52
3.1.2	Les spectrographes utilisés . . . . .	56
3.2	Sélection des cibles et des raies . . . . .	58
3.2.1	Contraintes instrumentales sur le choix des cibles . . . . .	58
3.2.2	Cibles choisies et travail bibliographique . . . . .	59
3.2.3	Selection des transitions atomiques . . . . .	60
3.3	Simulation du signal SPIN sur les cibles choisies . . . . .	61
3.3.1	Le prototype $\alpha^2\text{CVn}$ . . . . .	61
3.3.2	Le rotateur « rapide » $\epsilon\text{UMa}$ . . . . .	63
3.3.3	L'étoile magnétique $\beta\text{CrB}$ . . . . .	67
3.3.4	Le pulsateur $\alpha\text{Cir}$ . . . . .	71
3.3.5	HD187474 . . . . .	72
3.4	Observations au GI2T . . . . .	72
3.4.1	Caractérisation du mode polarimétrique . . . . .	72
3.4.2	Observations d'étoiles $A_p$ . . . . .	75
3.5	Conclusions et perspectives . . . . .	75
3.5.1	Perspectives pour une instrumentation interférométrique visible . . . . .	76
3.5.2	Perspectives vers la synthèse d'ouverture dans l'infrarouge . . . . .	76
3.6	<i>Article : « Stellar activity studied by optical interferometry »</i> . . . . .	77
3.7	<i>Article : « Validation of a polarimetric interferometer »</i> . . . . .	89
<b>II</b>	<b>Un spectro-polarimètre imageur au VLTI</b>	<b>99</b>
<b>4</b>	<b>Validation de l'optique intégrée au VLTI</b>	<b>101</b>
4.1	Introduction . . . . .	101
4.1.1	L'optique intégrée et la collaboration IONIC . . . . .	102
4.1.2	Contexte de l'étude : l'instrument VINCI . . . . .	102
4.2	Composants d'optique intégrée livrés au VLTI . . . . .	104
4.2.1	Description des composants . . . . .	104
4.2.2	Test des composants au LAOG . . . . .	106
4.2.3	Installation et alignements à Paranal . . . . .	107
4.2.4	Journal des observations au VLTI . . . . .	108

4.3	Mon implication dans le traitement des données . . . . .	109
4.3.1	Traitement des données « à la FLUOR » : notions de base . . . . .	110
4.3.2	Optimisation de la calibration photométrique . . . . .	112
4.3.3	Analyse spectrale par FTS . . . . .	116
4.3.4	Synopsis du nouvel algorithme . . . . .	117
4.4	Analyse des résultats : qualification de l'optique intégrée au VLTI . . . . .	118
4.4.1	Calibration photométrique . . . . .	118
4.4.2	Transmission chromatique analysée en mode FTS . . . . .	120
4.4.3	Contraste instrumental . . . . .	123
4.4.4	Étude de la polarisation . . . . .	125
4.4.5	Sensibilité . . . . .	126
4.5	Conclusions et perspectives . . . . .	128
4.6	<i>Article : « An H-band IONIC combiner at the VLTI »</i> . . . . .	130
4.7	<i>Article : « Coupling the light of the VLTI in K band »</i> . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Vers le multi-télescopes !</b> . . . . .	<b>147</b>
5.1	Introduction . . . . .	147
5.1.1	Le projet VITRUV . . . . .	147
5.1.2	Mon implication . . . . .	148
5.2	Comparaison des recombineurs monomodes . . . . .	149
5.2.1	Classification des concepts . . . . .	150
5.2.2	Approche théorique . . . . .	154
5.2.3	Confrontation à la pratique . . . . .	155
5.2.4	Résultats et recommandations pour VITRUV . . . . .	162
5.3	Comparaison des estimateurs de réduction de données . . . . .	163
5.3.1	Choix de la configuration instrumentale et des estimateurs . . . . .	164
5.3.2	Dérivation des expressions de rapport signal-à-bruit . . . . .	167
5.3.3	Comparaison des performances . . . . .	169
5.3.4	Conclusions . . . . .	173
5.4	Optimisation du recombineur tout-en-un spatial . . . . .	173
5.4.1	Pourquoi rapprocher les pupilles? . . . . .	174
5.4.2	Effet de cette compression... . . . . .	177
5.4.3	Propositions pour un instrument 6T et 8T . . . . .	178
5.5	Discussion et perspectives . . . . .	180
5.5.1	VITRUV-4T et/est l'instrument PRIMA-référence de phase . . . . .	180
5.5.2	Du mode 4T au mode 6-8T . . . . .	180
5.6	<i>Article : « IO concepts for imaging interferometers »</i> . . . . .	181
5.7	<i>Article : « Comparison of estimators in single mode interferometry »</i> . . . . .	191
5.8	<i>Article : « Pupil plane optimization »</i> . . . . .	201

<b>6</b>	<b>VITRUV et la polarisation</b>	<b>209</b>
6.1	Introduction . . . . .	210
6.2	Un nouveau formalisme de la polarisation . . . . .	210
6.2.1	Formalisme de Jones et matrice de cohérence . . . . .	211
6.2.2	Un formalisme conservant la symétrie polarisation - cohérence . . . . .	212
6.2.3	Propriétés intéressantes . . . . .	214
6.3	VITRUVsim, un simulateur numérique de VITRUV . . . . .	215
6.3.1	Résultats de laboratoire . . . . .	216
6.3.2	Simulation « End-to-End » . . . . .	219
6.4	Étude des biais introduits par la polarisation instrumentale . . . . .	222
6.4.1	La polarisation du VLTI . . . . .	222
6.4.2	Effet des fibres optiques . . . . .	224
6.4.3	Application à VITRUV . . . . .	227
6.5	Modes d'observations . . . . .	229
6.5.1	Observations d'objets non polarisés . . . . .	229
6.5.2	Observations de la polarisation linéaire astrophysique . . . . .	230
6.5.3	Observations de la polarisation circulaire astrophysique . . . . .	231
6.6	Conclusions et perspectives . . . . .	232
6.7	Article : « <i>A numerical simulator for VITRUV</i> » . . . . .	233
	<b>Conclusion générale</b>	<b>237</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>239</b>
	<b>Index</b>	<b>257</b>
<b>III</b>	<b>Annexes</b>	<b>261</b>
<b>A</b>	<b>Test Report of the 2TH</b>	<b>263</b>
<b>B</b>	<b>Test Report of the 2TK</b>	<b>269</b>
<b>C</b>	<b>VIT-SYS-002</b>	<b>273</b>
<b>D</b>	<b>Profil de raie du multiplet Zeeman</b>	<b>277</b>
D.1	Profil de raie polarisés . . . . .	277
D.2	Profil de raie et matrice d'absorption . . . . .	278
<b>E</b>	<b>Paramètres atomiques</b>	<b>279</b>
E.1	Paramètres classiques . . . . .	279
E.2	Paramètres magnétiques . . . . .	279
E.3	Données utilisées pour la validation du code de transfert . . . . .	280

---

<b>F Observations</b>	<b>281</b>
F.1 Liste des observations spectroscopiques Elodie utilisées . . . . .	281
F.2 Historique des observations au GI2T . . . . .	281
F.3 Observations des calibrateurs polarimétriques . . . . .	283
<b>G Comparaison des concepts d'optique intégrée</b>	<b>285</b>
G.1 Formule générique du rapport signal-à-bruit . . . . .	285
G.2 Expression des paramètres en fonction du codage et du schéma . . . . .	286
G.3 Paramètres instrumentaux utilisés . . . . .	287
G.4 Résultats . . . . .	288
<b>H Effet des fluctuations de couplage</b>	<b>291</b>
H.1 Calcul de l'effet des variations de flux . . . . .	291
H.2 Besoin en terme de stabilité du faisceau . . . . .	293
H.3 Conclusions . . . . .	294
<b>I VITRUV et la polarisation</b>	<b>295</b>
I.1 Biais introduits par la biréfringence des fibres optiques . . . . .	295
I.1.1 Expression du champ électrique en sortie de fibre . . . . .	295
I.1.2 Liste des interférogrammes . . . . .	295
I.1.3 Détermination des biais dominants . . . . .	296
I.2 Biais introduits par le VLTI . . . . .	296
I.2.1 Modèle de réflexion métallique . . . . .	296
I.2.2 Application au train de miroirs du VLTI . . . . .	297
I.3 Calibration des différents modes d'observations . . . . .	298
I.4 Le cas de AMBER . . . . .	300



# Table des figures

1.1	Modèle du rotateur oblique . . . . .	6
1.2	Statut évolutif des $A\beta$ d'après Hubrig et al. . . . .	7
1.3	Levée de la dégénérescence des niveaux atomiques par effet Zeeman . . . . .	10
1.4	Sensibilité des profils polarisés à l'orientation du champ magnétique . . . . .	12
1.5	Repère de l'effet Doppler . . . . .	13
1.6	Interet du photocentre pour l'imagerie Doppler . . . . .	18
1.7	Principe de l'interférométrie optique . . . . .	20
1.8	Photocentre et phase des franges . . . . .	21
1.9	Diamètre de l'objet et visibilité . . . . .	22
1.10	Perte de la phase due à la turbulence atmosphérique . . . . .	22
1.11	Principe de l'interférométrie couleur-différentielle . . . . .	23
1.12	Principe de l'interférométrie polar-différentielle . . . . .	24
2.1	Passage du référentiel de l'observateur au référentiel tournant . . . . .	33
2.2	Illustration de la discrétisation de la surface stellaire . . . . .	35
2.3	Géométrie utilisée pour le transfert de rayonnement . . . . .	36
2.4	Effet des différents éléments de la matrice d'opacité . . . . .	37
2.5	Effet des profils polarisés sur le spectre en lumière naturelle . . . . .	38
2.6	Comparaison du code de transfert avec les calculs de Wade et al. . . . .	39
2.7	Illustration de la projection sur le fond du ciel . . . . .	41
2.8	Validation du calcul des observables interférométriques . . . . .	43
2.9	Incertitude sur les observables interférométriques . . . . .	44
3.1	Photo et schéma de principe de l'instrument GI2T . . . . .	54
3.2	Schéma de principe de l'instrument AMBER . . . . .	55
3.3	Image sur le détecteur d'un interférogramme obtenu avec AMBER . . . . .	56
3.4	Illustration de la normalisation des spectres Elodie . . . . .	57
3.5	Couverture spectrale des observations spectroscopiques avec ISAAC . . . . .	58
3.6	Influence de la résolution spectrale sur le signal interférométrique . . . . .	59
3.7	Raie de l'hydrogène sur $\alpha^2\text{CVn}$ . . . . .	62
3.8	Comparaison entre spectres simulés par SPIN et spectres observés . . . . .	62
3.9	Raie du Chrome sur $\alpha^2\text{CVn}$ . . . . .	64
3.10	Ajustement des spectres de $\epsilon\text{UMa}$ obtenus avec Elodie . . . . .	65



3.11	Simulation de FeII $\lambda$ 5018 et CrII $\lambda$ 5334 sur $\epsilon$ UMa . . . . .	66
3.12	Topologie magnétique de $\beta$ CrB . . . . .	68
3.13	Raie du Fer Fe $\lambda$ 5018 sur $\beta$ CrB . . . . .	69
3.14	Signal SPIN sur $\beta$ CrB . . . . .	70
3.15	Visibilités polarisées obtenues sur les calibrateurs $\alpha$ Lyr et $\alpha$ Cep . . . . .	74
4.1	Photo et description fonctionnelle de l'expérience VINCI . . . . .	103
4.2	Schémas des recombineurs IONIC 2TH et 2TK . . . . .	105
4.3	Franges de laboratoire obtenues au LAOG sur le composant 2TK . . . . .	107
4.4	Photo des composants livrés au VLTI . . . . .	108
4.5	Schéma d'implantation des composants d'optique intégrée sur VINCI . . . . .	109
4.6	Photographie du composant 2TK placé devant la caméra de VINCI . . . . .	109
4.7	Influence des passage à zéro de la photométrie . . . . .	112
4.8	Utilisation de la Transformée de Gabor pour localiser les franges . . . . .	116
4.9	Correction de la phase sous le pic frange . . . . .	117
4.10	Synopsis du logiciel de réduction des données VINCI . . . . .	119
4.11	Stabilité de l'expérience VINCI + 2TH à l'échelle de la nuit. . . . .	119
4.12	Coefficients de partage photométriques du 2TK . . . . .	120
4.13	Transmission et phase chromatique des composants MONA, 2TH et 2TK . . . . .	121
4.14	Correction de la dispersion dans le composant 2TK . . . . .	122
4.15	Comparaison des estimateurs « direct » et « Fourier » avec VINCI . . . . .	122
4.16	Biais sur la visibilité carrée introduit par un décentrage du paquet de frange . . . . .	123
4.17	Stabilité du contraste instrumental sur le ciel avec VINCI + 2TH . . . . .	124
4.18	Stabilité du contraste instrumental sur le ciel avec VINCI + 2TK . . . . .	125
4.19	Atténuation du contraste par effet de polarisation . . . . .	126
4.20	Sensibilités obtenues avec VINCI + 2TH . . . . .	127
4.21	Couverture de A&A avec la photo du composant 2TH . . . . .	130
4.22	Premières franges avec deux télescopes auxiliaires! . . . . .	139
5.1	Illustration de la recombinaison temporelle - interne et temporelle - externe . . . . .	151
5.2	Remplissage des fréquences dans une recombinaison tout-en-un . . . . .	151
5.3	Illustration de la modulation spatiale . . . . .	152
5.4	Illustration de la modulation temporelle en mode franges dispersées . . . . .	153
5.5	Illustration de la modulation temporelle en mode bande large (VINCI) . . . . .	154
5.6	Arbre de décision pour le codage temporel . . . . .	156
5.7	Arbre de décision pour le codage temporel en mode bande large . . . . .	156
5.8	Arbre de décision pour le codage spatial . . . . .	157
5.9	Arbre de décision pour le codage matriciel . . . . .	157
5.10	Schéma des différents concepts de recombinaison monomode . . . . .	158
5.11	Codage des franges dans un composant d'optique intégrée tout-en-un spatial . . . . .	159
5.12	Photo d'un composant 4T par-paire à modulation temporelle . . . . .	160
5.13	Photo d'un composant 4T par-paire à modulation matricielle . . . . .	161

5.14	Schéma de principe du recombineur monomode à codage spatial . . . . .	165
5.15	Interférogramme obtenu avec un schéma tout-en-un à codage spatial . . . . .	165
5.16	Validation des expressions formelles du SNR de la P2VM . . . . .	168
5.17	Validation des expressions formelles de SNR pour les différents estimateurs . . . . .	169
5.18	Influence de la visibilité sur les performances relatives entre estimateurs . . . . .	170
5.19	Performances en fonction de la taille de la fenêtre lue sur le détecteur . . . . .	171
5.20	Voie interférométrique et estimation des photométries incidentes . . . . .	172
5.21	Codage « spectro-spatial » proposé pour VEGA-4T . . . . .	174
5.22	Superposition des pics franges dans les cas 3T et 4T . . . . .	176
5.23	Effet de la compression des pupilles sur les différents estimateurs . . . . .	177
5.24	Compression du plan pupille de Mozurkewitch pour 6T . . . . .	178
5.25	Plan pupille optimisée pour des instruments 6T et 8T avec et sans compression . . . . .	179
6.1	Photos et schéma du banc interférométrique simulant l'instrument VITRUV . . . . .	217
6.2	Degrés de liberté de la simulation du banc interférométrique de VITRUV . . . . .	218
6.3	Validation de VITRUVsim avec des données du LAOG . . . . .	219
6.4	Observations synthétiques réalisées avec VITRUVsim . . . . .	221
6.5	Séparations de polarisations avant et après la recombinaison . . . . .	225
6.6	Effet des biais dus aux fibres en mode bande large et franges dispersées . . . . .	226
6.7	Polarisation sur le ciel vu par VITRUV à travers le VLTI . . . . .	228
6.8	Contraste instrumental en fonction de $\lambda$ estimé avec VITRUVsim . . . . .	229
G.1	Nombre de mesures nécessaires en fonction du concept . . . . .	288
G.2	<i>SNR</i> en fonction du concept et du nombre de télescopes . . . . .	289
H.1	Biais introduits par les fluctuations de couplage pendant le temps de pose . . . . .	292
H.2	Biais introduit par les fluctuation de couplage après MACAO . . . . .	294
I.1	Couplage des polarisations introduits par le VLTI . . . . .	298
I.2	Carte des couplages introduits par le VLTI . . . . .	299
I.3	Effet de la rotation du polariseur d'AMBER . . . . .	301



# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des interféromètres utilisés . . . . .	53
3.2	Spécifications instrumentales de AMBER en fonction des objectif astrophysiques . .	56
3.3	Références bibliographiques des étoiles sélectionnées . . . . .	60
3.4	Paramètres stellaires des étoiles sélectionnées . . . . .	60
3.5	Liste des principales raies retenues . . . . .	61
3.6	Anneaux d'abondances de HD187474 . . . . .	72
4.1	Caractéristiques des recombineurs disponibles sur VINCI . . . . .	106
4.2	Transmission des composants 2TK et 2TH, avant et après connectique . . . . .	107
4.3	Observations utilisées pour la qualification du composant 2TK . . . . .	110
4.4	Coefficient de calibration du facteur de cohérence carré avec VINCI . . . . .	121
4.5	Contrastes obtenus avec VINCI sur la lampe interne . . . . .	124
4.6	Flux sur le ciel mesurés à Paranal avec MONA et le 2TK . . . . .	127
6.1	Analyse polarisée du train de miroir du VLTI . . . . .	223
F.1	Listes des observations spectroscopiques Elodie utilisées . . . . .	281
F.2	Journal des observations GI2T . . . . .	282
F.3	Journal des observations des calibrateurs polarimétriques au GI2T . . . . .	283
G.1	Nombre de fréquence ( $f_{max}$ ) en fonction du type de recombinaison . . . . .	286
G.2	Paramètres dépendant du schéma considéré . . . . .	286
G.3	Paramètres dépendant de la modulation considérée (1) . . . . .	286
G.4	Paramètres dépendant de la modulation considérée (2) . . . . .	287
H.1	Performances de MACAO et estimation du biais induit sur la visibilité . . . . .	293
I.1	Liste des interférogrammes introduits par les fibres optiques . . . . .	296
I.2	Biais dominants en fonction du schéma de séparation . . . . .	297
I.3	Biais lors de l'observation d'un objet supposé non polarisé . . . . .	300
I.4	Biais lors de l'observation de la polarisation linéaire astrophysique . . . . .	301



# Introduction

PENDANT des millénaires, les étoiles ont guidé les voyageurs et compté le temps. A la différence du soleil, dont les fameuses taches sont connues de longue date, elles sont signes d'immuabilité. Pourtant, au siècle dernier, les premiers spectres stellaires montrent qu'il n'en est rien : les étoiles ne sont pas toutes semblables et changent parfois au cours du temps. Ejnar Hertzsprung découvre en 1905 qu'il existe une relation entre la luminosité et la température des étoiles. Le diagramme auquel il aboutit, perfectionné par Russel et appelé diagramme HR, permet à Eddington de prouver que les étoiles vivent, naissent et meurent.

Au cours du XX<sup>ème</sup> siècle, l'étude de l'activité stellaire s'est appuyée sur l'interprétation des spectres, aidée de l'analyse approfondie d'un cas particulier, le soleil. Cette démarche a payé et de nombreuses découvertes sont venues enrichir nos connaissances sur la physique des étoiles. Ainsi, en 1908, Hale détecte un champ magnétique à la surface du soleil ; et il faut attendre Babcock et 1947 pour la première mesure sur une étoile de type non solaire. Depuis, le champ magnétique a été observé à travers tout le diagramme HR et on a pu étudier son influence critique sur l'évolution et la structure stellaire.

L'étape suivante consiste à observer de nombreuses étoiles comme nous observons le soleil, c'est-à-dire à les résoudre spatialement afin de « voir » les détails de leur surface. A titre de comparaison, l'étendue angulaire typique d'une surface d'étoile (1mas) correspond, vue de la terre, à celle d'un homme sur la lune... soit 100 000 fois moins que la résolution naturelle de notre oeil ! Obtenir un tel pouvoir de résolution nécessite de très grandes ouvertures optiques (plusieurs dizaines de mètres à plusieurs centaines de mètres). Deux approches sont envisageables : l'utilisation de télescopes géants ou la mise en réseau interférométrique de petits télescopes fortement éloignés. Pour des raisons technologiques, les télescopes ne dépassent pas aujourd'hui les 10m de diamètre et l'interférométrie constitue l'unique solution. Son utilisation a commencé vers 1920 avec les travaux de Michelson et Pease, mais s'est longtemps limitée à la mesure du diamètre des cibles par des instruments utilisant deux télescopes. Petit à petit, nous avons appris à contraindre géométriquement de plus en plus de paramètres (assombrissement centre-bord, asymétrie, rotation...), en particulier grâce aux mesures différentielles qui permettent de sonder des échelles spatiales plus fines. A terme, l'ambition est évidemment d'imager complètement et sans a-priori la surface des étoiles, en utilisant des réseaux comprenant un grand nombre de télescopes. En effet, de telles configurations sont capables de reconstruire l'image qui serait observée par le télescope géant virtuel équivalent : c'est la synthèse d'ouverture.

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans cette démarche. L'objectif est l'étude de l'activité des étoiles magnétiques par interférométrie optique. Ces étoiles, intensivement étudiées par les

méthodes classiques de spectropolarimétrie, font encore l'objet de nombreuses questions auxquelles l'interférométrie différentielle et les futurs modes imageurs sont susceptibles de répondre (chapitre 1). Deux axes complémentaires ont été abordés et composent les deux parties de ce manuscrit.

### **I - Observations d'étoiles $A_p$ par une méthode différentielle novatrice : la spectropolarimétrie interférométrique**

Dans ce cadre, j'ai développé un outil de simulation numérique, appelé **SPIN**, permettant de prédire les observables en fonction des modèles actuels (chapitre 2). Après avoir présenté les interféromètres et spectrographes utilisés ou potentiellement utilisables, j'utilise l'outil **SPIN** pour définir une stratégie observationnelle sur des cibles et des domaines spectraux prioritaires (chapitre 3). Les observations menées valident le mode spectro-polarimétrique de l'interféromètre à deux télescopes GI2T.

### **II - Étude de concept d'un instrument imageur par synthèse d'ouverture optique**

En qualifiant des recombineurs à deux télescopes installés au foyer du Very Large Telescope Interferometer (VLTI), je montre que l'optique intégrée est une technologie « clef » pour l'interférométrie optique moderne, grâce à de bonnes performances couplées à une grande fiabilité (chapitre 4). J'ai ensuite analysé la problématique de la recombinaison dans un instrument réellement imageur, ce qui oblige à repenser certaines solutions techniques. Ce travail s'inscrit pleinement dans le cadre du projet VITRUV, une proposition d'instrument interférométrique spectro-imageur basé sur l'optique intégrée (chapitre 5). Finalement, je dégage les grandes lignes de l'étude de la polarisation dans le contexte de la synthèse d'ouverture optique au VLTI (chapitre 6).

# Chapitre 1

## Étoiles Chimiquement Particulières : État de l'art

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Intérêt des étoiles Chimiquement Particulières . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1	Modèles actuels . . . . .	4
1.1.2	Questions ouvertes . . . . .	6
1.1.3	Synthèse de l'intérêt des <i>Ap</i> . . . . .	8
<b>1.2</b>	<b>Fondement des techniques d'observation . . . . .</b>	<b>8</b>
1.2.1	Profil de raie et abondance intégrée . . . . .	9
1.2.2	Observer le champ magnétique par polarimétrie . . . . .	10
1.2.3	L'effet Doppler comme facteur de résolution spatiale . . . . .	13
<b>1.3</b>	<b>Méthodes d'observation et d'analyse actuelles . . . . .</b>	<b>13</b>
1.3.1	Les différents types d'observations polarimétriques . . . . .	14
1.3.2	Le rôle des moments magnétiques et la déconvolution <i>L.S.D</i> . . . . .	15
1.3.3	L'imagerie par effet Doppler . . . . .	15
<b>1.4</b>	<b>L'apport de la Haute Résolution Angulaire . . . . .</b>	<b>17</b>
1.4.1	Imagerie Doppler et moments spatiaux de la carte d'intensité . . . . .	17
1.4.2	Mesurer les moments spatiaux par interférométrie différentielle . . . . .	19
1.4.3	Imagerie par synthèse d'ouverture optique . . . . .	24
<b>1.5</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>26</b>

---



## 1.1 Intérêt des étoiles Chimiquement Particulières

Les étoiles Chimiquement Particulières (*CP*) composent 10 à 15% des étoiles de la séquence principale. Elles se concentrent entre les types spectraux B tardif et F précoce, couvrant une gamme de température importante (6500–20 000K). Les principales caractéristiques des étoiles *CP* sont une faible vitesse de rotation (comparé aux étoiles de même température) et des largeurs équivalentes anormales dans les raies de certains éléments chimiques. Pour des raisons historiques, elles ont été appelées *Ap* (A peculiar). La dénomination plus appropriée de *Chimiquement Particulière* vient des travaux de PRESTON (1974). En se basant sur les caractéristiques observationnelles, il décrit quatre classes d'étoiles *CP* :

- CP1 : étoiles à forte métallicité (*Am*), elles présentent des surabondances de terres rares et des sous-abondances de Calcium et Silicium.
- CP2 : étoiles magnétiques (*Ap*), avec des surabondances de terres rares, des éléments autour du Fer (Cr en particulier) et des sous-abondances de Carbone Azote et Oxygène.
- CP3 : étoiles HgMn, présentant des sous-abondances de Manganèse, Mercure et autres éléments lourds.
- CP4 : étoiles He-weak, avec une sous-abondance d'Hélium.

Dans la suite de ce travail, j'adopte les notations suivantes : *CP* pour désigner l'ensemble des étoiles des quatre groupes de Preston et *Ap* pour désigner les étoiles du groupe CP2 spécifiquement.

### *Les étoiles magnétiques Ap*

Les étoiles chimiquement particulières les plus célèbres sont sans aucun doute les étoiles dite magnétiques, aussi appelées *Ap*. Ces étoiles présentent des variations photométriques (flux), spectroscopiques (forme et intensité des raies) et magnétiques (forme et intensité des raies sensibles à l'effet Zeeman) de même période, allant de quelques jours à quelques années. La plupart présente une période de renversement du champ magnétique moyen en phase avec la rotation stellaire.

#### 1.1.1 Modèles actuels

L'objectif de la modélisation est évidemment de trouver une origine aux caractéristiques observationnelles, de comprendre pourquoi les étoiles *CP* ont développé des abondances anormales (surabondance ou appauvrissement). Pour le groupe *Ap*, il s'agit en plus d'expliquer l'origine des différentes variabilités.

#### Origines des sur/sous abondances des étoiles *CP*

Différentes théories ont tenté d'expliquer les anomalies d'abondances observées à la surface des étoiles *CP*, certaines basées sur la diffusion différentielle et d'autres sur la physique nucléaire. Dans ce cadre, plusieurs pistes ont été étudiées. La capture de neutrons rapides dans le coeur stellaire peut entraîner une variation des abondances dans toute l'étoile, donc dans l'atmosphère. D'éventuelles réactions nucléaires en surface peuvent modifier les abondances atmosphériques observées. Néanmoins, les observations faites sur un grand nombre d'étoiles *CP* ont montré que ces théories

ne parvenaient pas à reproduire correctement les anomalies d'abondance mesurées, c'est pourquoi elles sont aujourd'hui abandonnées.

### *Théories basées sur la diffusion*

Depuis les travaux pionniers de MICHAUD (1970), les anomalies d'abondance des *CP* sont usuellement connectées à la diffusion différentielle des éléments chimiques. La compétition entre accélération radiative et sédimentation gravitationnelle introduit un gradient vertical d'abondance. Comme ces effets dépendent fortement des largeurs équivalentes, du nombre de raies et de la masse de l'élément considéré, les différences de gradient obtenues peuvent aussi expliquer l'enrichissement ou l'appauvrissement apparent de certaines espèces. D'un autre côté, la présence d'un champ magnétique réduit la saturation des lignes sensibles à l'effet Zeeman (par levée de la dégénérescence des sous-niveaux) et peut ainsi modifier fortement l'accélération radiative. Des travaux quantitatifs ont été effectués pour différentes espèces chimiques (MICHAUD *et al.* 1981; MEGESSIER 1984; ALECIAN & STIFT 2002, 2004).

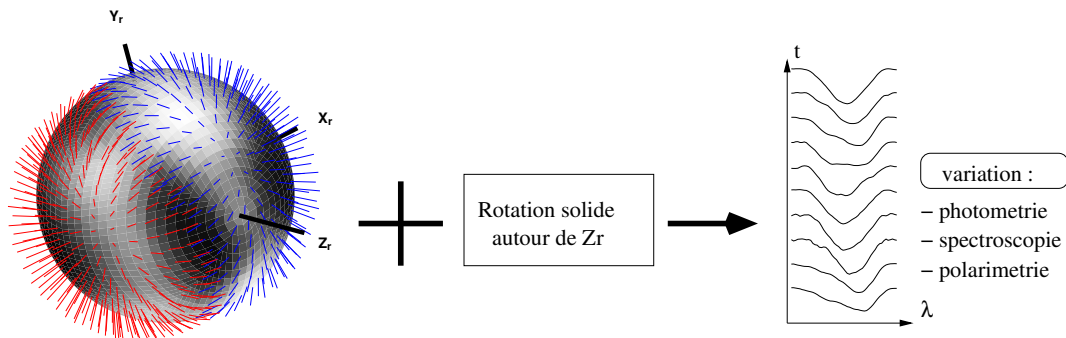
Pour que des anomalies importantes aient le temps de se mettre en place, la matière ne doit pas être continuellement mélangée. Les étoiles *CP* seraient donc un type particulier d'objet dans lequel tous les mécanismes de mélange seraient bloqués. En effet, dans la partie basse de la séquence principale, la partie convective de l'enveloppe s'étend jusqu'aux couches atmosphériques, brassant ainsi continuellement la matière sur de grandes échelles. À l'inverse, dans la partie haute de la séquence principale, le mélange introduit par la rotation rapide joue le même rôle. Dans ces deux types d'atmosphères, la stabilité n'est pas suffisante pour voir apparaître des effets de diffusion relative entre espèces chimiques. Tandis que dans les étoiles *CP*, la faible rotation parfois couplée à un champ magnétique intense (cas spécifique des *Ap*) permet de geler la matière sur des périodes supérieures aux temps typiques de diffusion.

### **Modèle du rotateur oblique**

En plus des anomalies d'abondances typiques des *CP*, les étoiles magnétiques *Ap* présentent des variations simultanées des différentes observables. STIBBS (1950) a proposé le premier modèle unifié. Cette description, appelée *rotateur oblique*, se compose des hypothèses suivantes :

- La rotation est plus lente (quelques km/s à 50 km/s) que dans les étoiles de même température effective. Les périodes photométriques, spectroscopiques et magnétiques observées sont toutes liées à la rotation. Il n'y a pas besoin de faire intervenir un autre mécanisme périodique (oscillations, cycles...).
- Au niveau de l'atmosphère, les éléments chimiques sont concentrés en taches de surabondance, laissant apparaître des zones d'appauvrissement.
- L'atmosphère est traversée par un champ magnétique intense (de 1 à 10kG), gelé et globalement organisé, avec l'image habituelle d'un dipôle et/ou d'un quadropôle non aligné avec l'axe de rotation (LANDSTREET 2001).

La rotation solide de l'étoile induit naturellement les variations observées et l'inversion de polarité du champ magnétique en corrélation avec la phase rotationnelle (Figure 1.1). L'organisation globale et la force du champ explique sa détection relativement facile. Cette description est aujourd'hui encore



**FIG. 1.1** – Modèle du rotateur oblique illustré avec un prototype de la classe  $A_p$ , l'étoile  $\alpha^2 CVn$  (gauche). Les surabondances de Chrome sont représentées en blanc. Le champ magnétique est représenté par les vecteurs (orientation et intensité). La rotation stellaire présente une période d'environ 5 jours autour de l'axe  $Z_r$ , qui entraîne une variation conjointe de l'ensemble des observables (droite). Les spectres du Chrome autour de la transition  $CrII\lambda 4824$  et la reconstruction de la surface stellaire sont tirés des travaux de KOCHUKHOV *et al.* (2002).

le « modèle standard ». Récemment, elle s'est affinée par la découverte de champs magnétiques plus complexes, mais néanmoins structurés à grande échelle.

### 1.1.2 Questions ouvertes

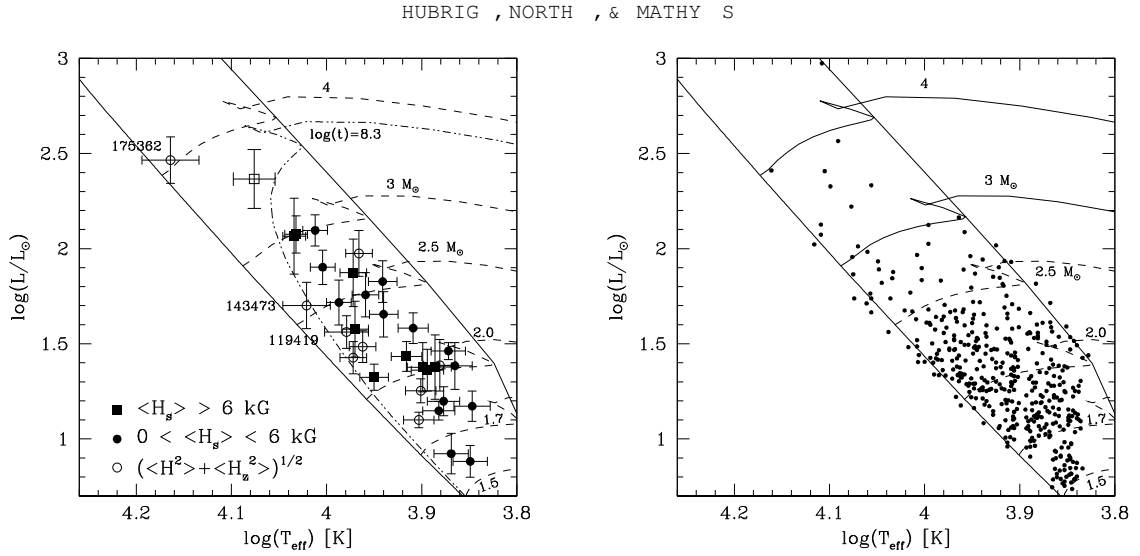
Le modèle du rotateur oblique a donné une vision d'ensemble consistante des étoiles  $A_p$ . Néanmoins, les questions fondamentales du statut évolutif et de l'apparition des taches d'abondance et du champ magnétique ne sont toujours pas résolues. De plus, les nombreuses campagnes d'observations dédiés aux  $A_p$  ont permis de découvrir de nouveaux phénomènes.

### Relations entre champ magnétique et taches d'abondance

Les phénomènes de diffusion simple dans les atmosphères stables expliquent les anomalies d'abondances, mais ne permettent pas d'expliquer seuls la présence d'une inhomogénéité spatiale à la surface des  $A_p$ . Les taches sont communément présentées comme la conséquence de la présence d'un champ magnétique organisé à grande échelle. En effet, la diffusion radiative en présence de champ magnétique introduit un faible transfert de quantité de mouvement horizontal, qui peut potentiellement avoir une grande influence sur certaines espèces chimiques. A la différence des ions, les espèces neutres ne « voient » pas le champ et peuvent s'homogénéiser horizontalement librement<sup>1</sup>.

Étudier les taches à la surface des  $A_p$  est une manière de contraindre les processus de diffusion en présence de champ magnétique. Pour cela, il est nécessaire de disposer de cartes simultanées de la topologie magnétique et des structures d'abondances.

<sup>1</sup>Au moins au premier ordre, puisque les espèces neutres peuvent tout de même être entraînés par les mouvements de matière dus à la migration des autres espèces.



**FIG. 1.2** – Position d'un échantillon d'étoiles de type A dans le diagramme Température - Magnitude d'après les travaux de HUBRIG *et al.* (2000) : étoiles possédant un champ magnétique détecté (à gauche) et ne possédant pas de champ magnétique détecté (à droite). Les auteurs concluent à la prédominance des objets magnétiques au centre de la séquence.

### Statut évolutif

Les étoiles  $Ap$  sont des objets de la séquence principale. Néanmoins leur distribution le long des isochrones (c'est-à-dire à travers la largeur de la séquence principale) fait encore débat. Le but est de déterminer si le phénomène  $Ap$  est un stade évolutif ou un type particulier d'étoiles A classiques (non magnétiques). Pour HUBRIG *et al.* (2000), les étoiles magnétiques semblent se concentrer dans la partie intérieure de la séquence principale (Figure 1.2). Le phénomène  $Ap$  représenterait alors une phase transitoire de la traversée de la séquence principale. En contradiction avec ces conclusions, BAGNULO *et al.* (2002, 2003) ont montré qu'un champ magnétique intense était présent dans plusieurs étoiles ayant accompli substantiellement moins de 30% de leur vie sur la séquence principale. En fait, il est possible qu'une fraction importante des étoiles au bord de la séquence possède déjà un champ magnétique mais qu'il soit moins souvent détecté; peut-être parce que ces objets n'auraient pas encore développé de particularités d'abondance, qui en feraient les candidats idéaux pour la recherche d'un champ magnétique.

D'un autre côté, beaucoup d'étoiles de type spectral A sont observées au même stade évolutif que les  $Ap$  mais ne présentent pas de particularités d'abondance ou magnétiques. Nous ne savons toujours pas pourquoi certaines A sont (ou deviennent)  $Ap$  et d'autres pas.

### Le phénomène $roAp$

En 1979, Kurtz découvre des oscillations photométriques rapides sur HD101065 (KURTZ & WEGNER 1979), qui devient le premier membre d'un nouveau sous-groupe des étoiles  $Ap$  nommé  $roAp$  (rapidly oscillating  $Ap$  stars). L'étude de ces pulsations a permis d'en déterminer les principales ca-

ractéristiques. Il s'agit d'une excitation non-radiale, d'ordre très élevé et axi-symétrique des modes acoustiques de la structure. Le processus d'excitation n'est pas encore parfaitement compris. Les périodes observées sont toutes courtes, de 5 à 20 minutes avec des demi-amplitudes typiques inférieures à 10 milli-magnitude en bande B et des variations en vitesse radiale allant de quelques m/s à 5km/s. Dans le modèle du *pulsateur oblique* (KURTZ 1982) l'axe de pulsation est supposé dans le plan formé par l'axe de rotation et l'axe de la structure magnétique (supposée dipolaire).

Ces oscillations ouvrent la possibilité d'appliquer les méthodes d'astéro-sismologie aux étoiles A et F, et ainsi d'apporter de nouvelles contraintes sur les intérieurs stellaires de type tardif. Actuellement une trentaine de roAp ont été répertoriées, principalement des étoiles froides (entre 7000 et 8500 K), magnétiques et possédant des particularités d'abondance. Une revue détaillée des résultats en photométrie a été faite par KURTZ & MARTINEZ (2000). Les résultats en haute résolution spectrale n'ont pas encore été résumés, le lecteur est invité à se reporter aux travaux de MKRTICHIAN & HATZES (2005), KURTZ *et al.* (2005) et KOCHUKHOV *et al.* (2004).

### 1.1.3 Synthèse de l'intérêt des Ap

Cette section a permis de dégager les trois intérêts spécifiques de l'étude des étoiles Ap :

1. Les Ap sont des laboratoires pour l'étude de la diffusion dans les plasmas dilués et en présence de champs magnétiques intenses. Des cartes simultanées de la topologie magnétique et des taches d'abondances sont nécessaires pour contraindre les processus et comprendre leurs liens.
2. Les Ap permettent de mieux comprendre le rôle du champ magnétique et de la rotation dans l'évolution stellaire. Cette problématique nécessite d'étudier la corrélation entre le champ et la rotation (direction et intensité) ainsi que de connaître précisément le statut évolutif individuel des étoiles.
3. Les roAp apportent de nouvelles contraintes sur la structure stellaire des étoiles de type tardif. Leurs particularités de surface entachent les mesures photométriques et biaisent l'estimation des paramètres fondamentaux, notamment de la température. Ces erreurs systématiques compromettent les conclusions d'astéro-sismologie. Mieux contraindre la surface des Ap et déterminer leurs paramètres fondamentaux des roAp de manière indépendante est nécessaire.

## 1.2 Fondement des techniques d'observation

Les connaissances actuelles et les méthodes envisagées pour répondre aux questions ouvertes s'appuient sur l'étude des *spectres stellaires*. Les abondances sont contraintes par la profondeur des raies en absorption. Le champ magnétique est détecté et quantifié grâce à l'effet Zeeman, observable dans la forme et la polarisation des raies. Comme les Ap ne sont pas du tout résolues par les télescopes monolithiques actuels, la tomographie Doppler est le seul moyen de caractériser les inhomogénéités spatiales de surface.

### 1.2.1 Profil de raie et abondance intégrée

Une description détaillée du lien entre abondance et spectre émergent d'une atmosphère stellaire peut être trouvée dans GRAY (1992). Je ne rappelle ici que les notions nécessaires à la compréhension de ce manuscrit. L'intensité du champ de rayonnement en chaque point d'une atmosphère stellaire est le résultat de la compétition entre émission et absorption de photon. En supposant la géométrie plan-parallèle, l'équation de transfert radiatif s'écrit :

$$\cos \theta \cdot \frac{dI}{dz} = -K \cdot I + J \quad (1.1)$$

où  $z$  est la profondeur dans la direction perpendiculaire à la surface,  $\theta$  l'angle avec la normale locale à la surface,  $I$  l'intensité spécifique,  $K$  le coefficient d'absorption et  $J$  le coefficient d'émission<sup>2</sup>. Si aucun effet ne redistribue l'énergie dans le spectre, l'Équation (1.1) est vérifiée indépendamment pour chaque longueur d'onde. La détermination de l'intensité spécifique émergente  $I(\lambda)$  se ramène alors au calcul de  $K(\lambda)$  et de  $J(\lambda)$  dans chaque couche d'atmosphère puis à une intégration le long de la ligne de visée.

#### Effet des transitions atomiques

Les transitions électroniques atomiques structurent fortement l'interaction matière - rayonnement. En effet, les photons dont l'énergie est égale à la différence entre deux niveaux atomiques « résonnent » avec l'oscillateur quantique que constitue l'électron lié. Cela se traduit par des variations fortes de l'absorption et de l'émission à la longueur d'onde  $\lambda_0$ . A l'équilibre thermodynamique local (ETL), ces quantités peuvent s'écrire :

$$K = K_c + k_l N \eta_I \quad (1.2)$$

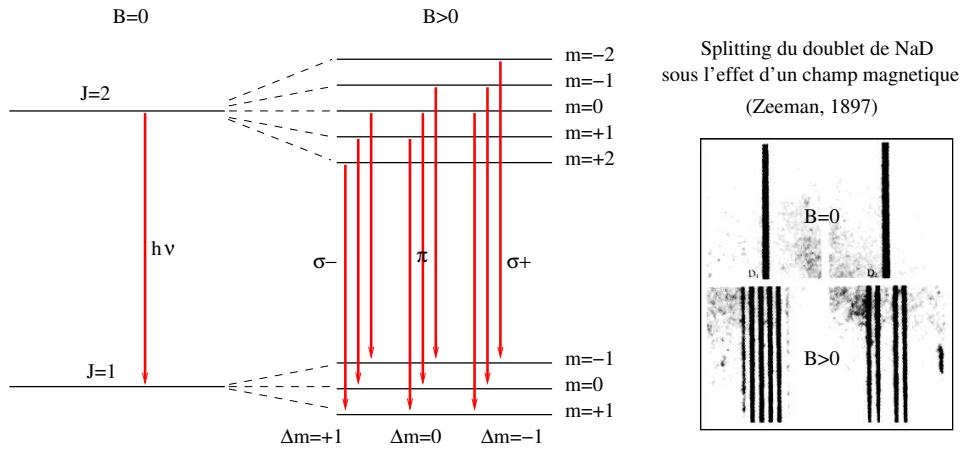
$$J = S_c K_c + S_l k_l N \eta_I \quad (1.3)$$

$K_c$  et  $S_c$  représentent le coefficient d'absorption et la fonction source du continu (c'est-à-dire en l'absence de transition), et dépendent des conditions physiques de l'atmosphère (température, densité, densité électronique...).  $S_l$  est la fonction source de la raie corrigée de l'émission stimulée.  $k_l$  est le coefficient d'absorption de la transition par unité d'oscillateur.  $N$  est le nombre d'oscillateurs par élément de volume. Cette quantité est directement liée à l'abondance de l'élément et aux conditions physiques de l'atmosphère (température et densité). Enfin, le *profil de raie*  $\eta_I$  est caractéristique de l'interaction matière - rayonnement.

Si on suppose connue la structure verticale de l'atmosphère, les paramètres atomiques et le profil de raie, la seule inconnue est  $N$ . La forme du spectre autour de la transition permet alors de remonter à l'*abondance intégrée* sur l'altitude de l'atmosphère<sup>3</sup>.

<sup>2</sup>Les coefficients d'absorption et d'émission sont définis ici par unité de volume. Ils sont parfois définis par unité de matière et l'Équation (1.1) fait apparaître explicitement la densité (GRAY 1992, page 106-107).

<sup>3</sup>Naturellement, la largeur équivalente (aire de la raie) croît avec l'augmentation de l'abondance de l'élément responsable de la transition. Pour les raies faibles, la largeur équivalente est proportionnelle à l'abondance. Lorsque la raie sature, la largeur équivalente tend vers une constante et il devient plus difficile de contraindre l'abondance. Puis, lorsque la profondeur optique des ailes de la raie devient comparable à celle du continu, la largeur équivalente recommence à croître avec l'abondance (approximativement comme la racine carrée de l'abondance).



**FIG. 1.3** – À gauche, illustration de la levée de dégénérescence des niveaux atomiques  $m$  en présence de champ magnétique. Les deux niveaux possèdent le même facteur de Landé, c'est-à-dire que l'écartement entre sous-niveaux haut et bas est identique. À droite, photographie historique du doublet de NaD mettant en évidence la démultiplication du nombre de raies en présence de champ magnétique, réalisée en 1897 par le Dr. Pieter Zeeman.

### 1.2.2 Observer le champ magnétique par polarimétrie

L'observation du champ magnétique se fait la plupart du temps de manière indirecte, à travers ses effets sur la nature du rayonnement électromagnétique. La manifestation la plus connue a été découverte en 1897 par le Dr. Pieter Zeeman et porte son nom.

#### L'effet Zeeman

Le couplage des orbitales électroniques avec le champ magnétique ambiant  $\vec{B}$  perturbe l'énergie des niveaux. En notant  $\vec{J}$  le moment cinétique complet d'une orbitale,  $J$  la quantification de sa norme et  $m \in [-J, J]$  la quantification de sa projection sur l'axe du champ, chaque orbitale est déplacée d'une quantité<sup>4</sup> :

$$\Delta E = -g \cdot \mu \cdot \vec{J} \cdot \vec{B} = -g \cdot \mu \cdot m \cdot B \quad (1.4)$$

où  $\mu$  est le magnéton de Bohr et  $g$  le facteur de Landé, qui décrit le couplage entre moment cinétique orbital et intrinsèque (spin). Ce couplage dépend du niveau considéré. Une transition entre deux niveaux ( $E_s^0 \rightarrow E_i^0$ ) fait alors intervenir les nouvelles différences d'énergies :

$$E_s - E_i = E_s^0 - E_i^0 + \mu \cdot B \cdot (g_i \cdot m_i - g_s \cdot m_s) \quad (1.5)$$

On remarque déjà que certaines transitions ne seront pas affectées (si  $g_i$  et  $g_s$  sont faibles ou si  $J_s = J_i = 0$ ). Les autres, dites magnétiquement sensibles, se décomposent en plusieurs sous-transitions (jusqu'à 7) dont l'écartement croît linéairement avec l'intensité du champ magnétique : c'est le *multiplet Zeeman* (Figure 1.3).

<sup>4</sup>Dans l'approximation des champs faibles, c'est-à-dire tant que l'énergie magnétique (écartement des sous-niveaux) est petite devant l'énergie de liaison de l'orbitale.

*Nouveaux profils de raies*

Les règles de sélection quantique favorisent très fortement les transitions  $\Delta m = -1, 0, +1$  (dipolaires électriques) auxquelles on va se limiter. Les composantes  $\Delta m = +1, -1$  sont appelées  $\sigma_p, \sigma_s$  et les composantes  $\Delta m = 0$  sont dites  $\pi$ . Du fait de la valeur de  $\Delta m$ , chaque type de composante va interagir avec un type de photon différent en terme d'orientation de spin, faisant apparaître la notion de polarisation des composantes (Annexe D). Une description plus complète de l'interaction lumière/matière en présence de champ magnétique peut être trouvée dans COLLETT (1992).

**Le formalisme de la polarisation**

La présence de profils de raie différents en fonction de la nature des photons entraîne une *polarisation* partielle de la lumière. Le formalisme habituellement utilisé a été décrit la première fois par George Gabriel Stokes en 1852. Toute oscillation du champ électromagnétique peut se décomposer en oscillations scalaires suivant deux axes orthogonaux, notés  $s$  et  $p$ . Chaque composante est un nombre complexe déterminant la norme et la phase du champ électrique :

$$e = \begin{pmatrix} e_s \\ e_p \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Une lumière complètement, partiellement ou non- polarisée est entièrement caractérisée par les *cohérences* entre directions de propagations ( $\langle \cdot \rangle$  dénote la moyenne temporelle sur un grand nombre de trains d'onde, BORN & WOLF 1980). Ces cohérences peuvent être réarrangées pour former un 4-vecteur réel noté  $S = (I, Q, U, V)$  et appelé *vecteur de Stokes*<sup>5</sup> :

$$\begin{aligned} I &= \langle e_s \cdot e_s \rangle + \langle e_p \cdot e_p \rangle & U &= \langle e_s \cdot e_p \rangle + \langle e_p \cdot e_s \rangle \\ Q &= \langle e_s \cdot e_s \rangle - \langle e_p \cdot e_p \rangle & V &= i \cdot (\langle e_s \cdot e_p \rangle - \langle e_p \cdot e_s \rangle) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Le terme  $I$  décrit l'intensité totale du rayonnement. Les termes  $Q$  et  $U$  quantifie la fraction lumineuse polarisée linéairement (en intensité et direction). Le terme  $V$  caractérise l'intensité polarisée circulairement. Le taux de polarisation est défini par le rapport entre flux polarisé et flux non polarisé. Il est unitaire dans le cas d'un rayonnement *complètement polarisé* et nul pour un rayonnement *non polarisé* :

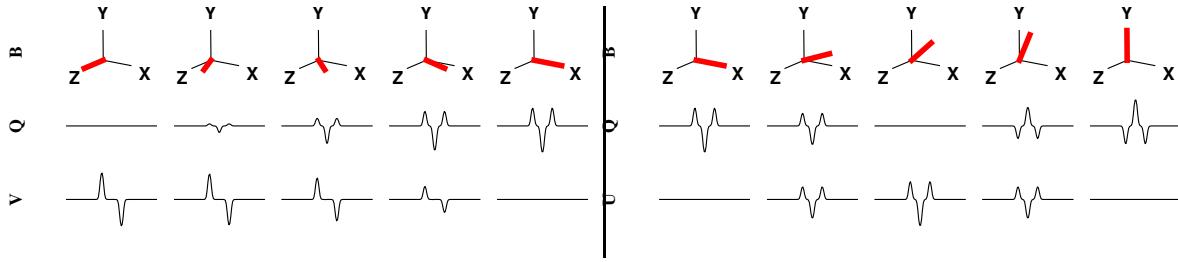
$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \leq 1 \quad (1.8)$$

Le formalisme de Stokes présente l'avantage d'être *linéaire en énergie* ; la polarisation résultant de la somme de deux rayonnements incohérents est donnée par la somme de leur vecteur de Stokes. De plus, il est facilement relié aux grandeurs réellement observées que sont les intensités dans les différentes directions de polarisation.

---

<sup>5</sup>On peut réellement parler d'un 4-vecteur au sens des espaces hyperboliques de Minkowski (LOPEZ ARISTE 1999). En faisant l'analogie avec la relativité restreinte,  $I$  joue le rôle du temps et  $Q, U$  et  $V$  celui des trois dimensions spatiales. On peut décrire un « cône de polarisation », car tout vecteur à sa surface représente une lumière complètement polarisée. Ce cône représente la frontière entre un domaine interdit  $Q^2 + U^2 + V^2 > I^2$  et un domaine autorisé  $Q^2 + U^2 + V^2 < I^2$ .





**FIG. 1.4** – Illustration de la sensibilité des profils polarisés à l'orientation du champ magnétique. Le multiplet Zeeman est un triplet pur, c'est-à-dire que les niveaux haut et bas possèdent même moment cinétique et même facteur de Landé. Le champ magnétique est suffisant pour séparer complètement les composantes. La direction de l'observateur est selon  $Z$ . Le repère de polarisation l'observateur est  $X, Y$ .

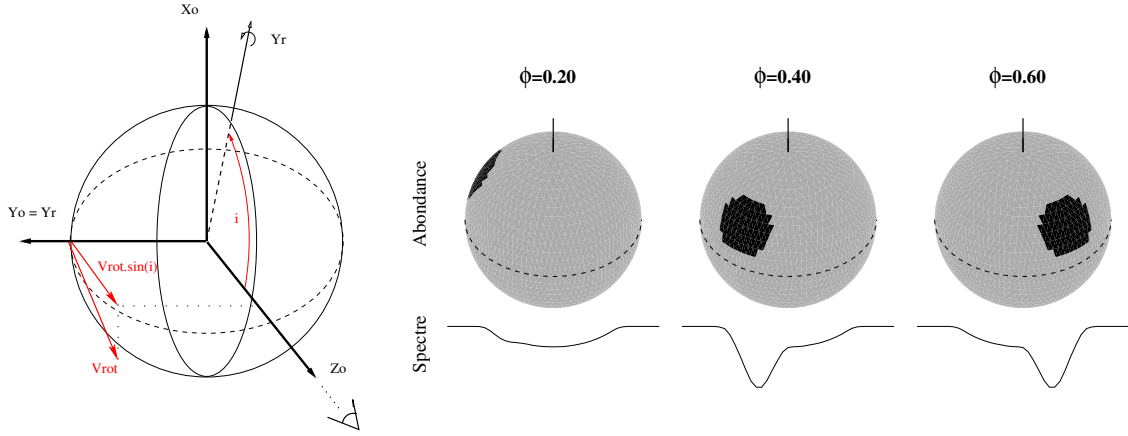
### Transfert radiatif en lumière polarisée et effet Zeeman

Si on s'intéresse aux contributions polarisées, l'équation du transfert radiatif (Équation (1.1)) est vectorielle : l'intensité spécifique et le coefficient d'émission deviennent des vecteurs de Stokes ; le coefficient d'absorption devient une matrice  $4 \times 4$  possédant des propriétés remarquables<sup>6</sup>. En supposant le continu non polarisé, on peut écrire ces grandeurs comme la somme d'une contribution provenant du continu et une autre provenant de la transition :

$$K = K_c + k_l N \cdot \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & -\rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & \rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

La partie diagonale  $\eta_I$  contient les mêmes profils que la résolution scalaire. Les autres éléments  $\eta$  décrivent les absorptions dépendantes de la polarisation. Les éléments  $\rho$  informent sur les échanges entre différents états de polarisation. La description de ces profils est dépendante du repère de polarisation choisi pour décrire le vecteur de Stokes. Si l'on s'intéresse à l'effet Zeeman, les éléments de la matrice d'absorption se construisent à partir des profils de raie polarisés décrits en Section 1.2.2. Ces profils doivent être convertis du repère atomique au repère de l'observateur puis convertis dans le formalisme de Stokes (Annexe D, COLLETT 1992; PISKUNOV 1998b).

Tous les éléments de la matrice dépendent de l'inclinaison du champ alors que seuls les paramètres de type  $U$  et  $Q$  font intervenir une dépendance avec l'azimut (Figure 1.4). Le taux de polarisation circulaire (paramètre  $V$ ) dépend de l'angle entre le champ magnétique et la direction d'observation. La polarisation linéaire permet de déterminer l'angle du champ sur le fond du ciel ( $Q$  et  $U$ ). La connaissance de l'ensemble des profils polarisés contraint donc l'intensité et l'orientation complète du vecteur magnétique.



**FIG. 1.5** – Illustration de l'effet Doppler appliqué à une étoile en rotation solide. Deux paramètres suffisent à décrire le problème : l'inclinaison de l'axe de rotation  $i$  et la vitesse apparente de rotation du limbe stellaire  $V_{rot} \cdot \sin i$ . Le décalage spectral de la raie émise par une tache évolue au cours de la rotation et donne accès à une « pseudo » résolution spatiale dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation.

### 1.2.3 L'effet Doppler comme facteur de résolution spatiale

La rotation stellaire décale le spectre émergent de chaque point de la surface par *effet Doppler*<sup>7</sup>. L'amplitude du décalage est fonction de la vitesse de l'élément rayonnant  $v$  projetée sur la direction d'observation. Au premier ordre en  $v/c$ , l'effet Doppler est très bien représenté par sa formulation classique :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{v}{c} \quad (1.10)$$

À l'exception des mouvements de pulsation des roAp, la rotation des étoiles Ap est solide et  $v$  est seulement fonction de  $Y_o$  (distance au plan contenant l'axe de rotation et l'observateur, Figure 1.5) et de la vitesse apparente du limbe stellaire  $V_{rot} \sin i$  :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -Y_o \frac{V_{rot} \cdot \sin i}{c} \quad (1.11)$$

Pour une transition de largeur intrinsèque infiniment fine, le flux dans le canal  $[\lambda, \lambda + d\lambda]$  correspond exactement au flux intégré le long d'une tranche d'étoile  $[Y_o, Y_o + dY_o]$ . La forme et l'évolution des raies donnent accès à une « pseudo » résolution spatiale dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation, et permet ainsi de localiser les taches à la surface de l'étoile.

## 1.3 Méthodes d'observation et d'analyse actuelles

Les phénomènes physiques décrits dans la section précédente ont permis le développement de différentes méthodes d'observations et d'analyses. Cette partie ne prétend pas être une description

<sup>6</sup>L'origine des symétries de la matrice d'absorption est illustrée dans la thèse de LOPEZ ARISTE (1999).

<sup>7</sup>Cet effet est décrit pour la première fois par Christian Doppler en 1842 dans l'article « Über das farbige Licht der Doppelsterne und einige andere Gestirne des Himmels », faux dans un premier temps et corrigé par l'auteur par la suite. L'expression complète de l'effet Doppler lumineux fait intervenir nécessairement un calcul relativiste.

détaillée et exhaustive de toutes ces méthodes. L'objectif est de montrer rapidement au lecteur comment le signal est effectivement mesuré et interprété en terme de contraintes astrophysiques.

### 1.3.1 Les différents types d'observations polarimétriques

Le champ magnétique est présent dans toute la séquence principale. Une grande variété de stratégies observationnelles a été développée selon les différents types d'étoiles. Les deux techniques principales, toutes deux spectro-polarimétriques par nature, sont la *spectro-polarimétrie dans les raies métalliques* et la *polarimétrie dans les raies élargies*.

#### Spectro-polarimétrie dans les raies métalliques

Les raies d'absorption dues aux éléments métalliques sont assez nombreuses dans les spectres optiques de type tardif. Comme chaque raie est une mesure indépendante de l'effet Zeeman, c'est potentiellement la source d'information concernant le champ magnétique (et l'abondance métallique) la plus intéressante. Il est effectivement possible d'avoir accès à ce signal en utilisant les spectrographes haute résolution équipés d'analyseur de polarisation. De tels instruments, comme MuSiCos (DONATI *et al.* 1999) ou ESPaDO nS (DONATI 2004) analysent la lumière incidente grâce à des éléments optiques retardateurs mobiles et des séparateurs de polarisations orthogonales. Les spectres polarisés sont enregistrés de manière indépendante et donne accès aux paramètres de Stokes  $I(\lambda)$ ,  $Q(\lambda)$ ,  $U(\lambda)$ ,  $V(\lambda)$ .

La spectro-polarimétrie dans les raies métalliques a l'avantage de fournir toutes les informations spectrales conventionnelles (i.e. profil de raie pour étudier l'abondance, la convection, l'atmosphère...) en complément des contraintes sur le champ magnétique. Cet outil est indispensable pour l'étude des connections entre la structure magnétique et les autres grandeurs stellaires.

La sensibilité de la spectro-polarimétrie métallique est dépendante de la température effective de l'étoile (qui influe sur la densité et la profondeur des raies) ainsi que de la vitesse de rotation (qui étale les raies sur plusieurs pixels). Cette technique est particulièrement adaptée aux étoiles froides avec une faible vitesse de rotation projetée. Ces observations sont à la base des récentes études sur les topologies magnétiques, comme les reconstructions *Zeeman Doppler Imaging* (KOCHUKHOV *et al.* 2004).

#### La polarimétrie dans les raies élargies

Dans le cas des étoiles dont le spectre est moins riche en raies métalliques et présentant une vitesse de rotation plus élevée, la polarisation Zeeman est fortement diluée en longueur d'onde et l'utilité des raies métalliques en est fortement diminuée. Une alternative est d'utiliser un faible nombre de raies sélectionnées parmi les plus profondes (c'est-à-dire principalement les raies Hydrogène et Hélium élargies par effet Stark). Comme ces raies sont intrinsèquement insensibles à la rotation, les contraintes sur la résolution spectrale sont fortement relâchées. Il est possible d'utiliser les spectrographes à moyenne et basse résolution. Des instruments capables de mesurer la polarisation sont actuellement en service (comme FORS1 sur le VLT, APPENZELLER *et al.* 1998). Les

instruments les plus récents obtiennent les spectres de plusieurs objets du champ simultanément (BAGNULO *et al.* 2002), ouvrant la voie à des relevés systématiques plus étendus.

### 1.3.2 Le rôle des moments magnétiques et la déconvolution *L.S.D*

Les profils de Stokes représentent la plus riche source d'information sur le champ magnétique stellaire. Néanmoins, leur interprétation directe est lourde en temps de calcul et nécessite la comparaison itérative avec les résultats issus de simulations numériques complexes. Historiquement, les profils ont été décrits en terme de *moments magnétiques* (MATHYS 1999). Sous certaines hypothèses (étoile sphérique, loi d'assombrissement centre-bord connue...), les différents moments du spectre autour d'une transition peuvent être reliés à une grandeur du champ magnétique intégrée sur l'hémisphère visible. La variation avec la phase stellaire de ces observables renseigne sur la structure magnétique d'une étoile individuelle, sous la contrainte d'une topologie simple (superposition de multipôles). Il est aussi possible de réaliser des inter-comparaisons statistiques entre les moments sur un échantillon d'un grand nombre d'étoiles.

#### *La déconvolution L.S.D*

Jusqu'aux années 1970, les principaux niveaux d'incertitudes associés aux mesures de champs magnétiques étaient d'environ 250 Gauss. Pratiquement, cela limitait l'étude des étoiles magnétiques aux objets possédant les champs les plus intenses, biaisant ainsi très probablement les études statistiques. Avec l'introduction de la méthode de *déconvolution par les moindres carrés*, (*L.S.D*, DONATI *et al.* 1997) il est devenu possible d'utiliser un grand nombre de raies simultanément et d'augmenter ainsi significativement la précision sur le champ magnétique longitudinal (WADE *et al.* 2000; SHORLIN *et al.* 2002). La méthode *L.S.D* est intrinsèquement une méthode de spectro-polarimétrie des raies métalliques. Le spectre est automatiquement modélisé en lumière naturelle et circulaire en supposant un effet Zeeman faible (pas de polarisation linéaire) et un modèle de convolution. Le couple de profils  $I$  et  $V$  qui reproduit le mieux l'intégralité des raies étudiées est utilisé pour déterminer le champ longitudinal moyen (moment magnétique le plus utilisé).

### 1.3.3 L'imagerie par effet Doppler

L'imagerie par effet Doppler a été introduite par GONCHARSKIJ *et al.* (1982). En se basant sur une série de spectres obtenus à différentes phases rotationnelles  $\phi$ , il devient possible de reconstruire la carte d'intensité par une inversion généralisée du type :

$$(\lambda, \phi) \rightarrow (\textit{latitude}, \textit{longitude}) \quad (1.12)$$

L'assombrissement centre-bord (pour l'observateur, l'intensité d'un point n'est pas constante au cours de la rotation) et la largeur naturelle des raies (brouillage de la relation  $\lambda \rightarrow Y_o$ ) compliquent l'inversion et la rendent fortement non-linéaire. Pratiquement, la carte reconstruite n'est pas une carte d'intensité mais directement une carte d'abondance ou de température.

## Historique et résultats récents

Cette technique a démontré sa capacité unique pour construire des cartes d'abondance de l'atmosphère stellaire. Elle a ensuite été étendue à la reconstruction de la topologie magnétique à partir de l'évolution temporelle des moments magnétiques. Bien que cette analyse se limitait souvent à contraindre une topologie paramétrique simple (superposition de multipôles, BAGNULO *et al.* 2000), elle a permis les premières études de la diffusion des espèces en présence de champ. Néanmoins, l'indépendance et la non simultanéité des deux reconstructions posent de nombreux problèmes. Ainsi la structure magnétique, en influençant le profil en  $I$ , peut « mimer » la présence d'une tache d'abondance ou de température.

Par la suite, l'évolution de la précision des mesures et des moyens de calculs ont permis la reconstruction conjointe du champ magnétique et de l'abondance. Ces techniques sont basées sur l'ajustement itératif de plusieurs paramètres de Stokes, c'est la *Zeeman Doppler Imaging* (ZDI, SEMEL 1989; DONATI *et al.* 1989). La sensibilité à l'orientation locale du champ magnétique est détaillée par DONATI & BROWN (1997). L'utilisation de l'ensemble des paramètres  $I, Q, U, V$  est à la base d'un autre algorithme (Magnétique Doppler Imaging, MDI, PISKUNOV 1998a; PISKUNOV & KOCHUKHOV 2002).

Depuis quelques années, ces méthodes sont utilisées de manière routinière et la plupart des prototypes de la classe  $A_p$  ont été reconstruits (KOCHUKHOV *et al.* 2004, 2002; LUEFTINGER *et al.* 2003). Des auteurs ont aussi montré la possibilité d'utiliser des méthodes similaires pour cartographier les oscillations des  $roA_p$  (KOCHUKHOV 2004).

## Limites de l'imagerie par effet Doppler

Les problèmes mal conditionnés peuvent être décomposés en deux catégories selon qu'ils possèdent *une* ou *plusieurs* solutions. Dans les deux cas, l'inversion nécessite de faire intervenir une régularisation mais son rôle est différent. Dans le premier cas, la régularisation prémunit simplement contre « l'oubli » de certaines régions de la surface à cause d'une couverture rotationnelle incomplète. Dans le second cas, la régularisation restreint les multiples solutions à une seule et il est alors important que la régularisation soit basée sur des arguments physiques (par exemple une décomposition multipolaire du champ). Il n'a jamais été prouvé que l'imagerie Doppler appartenait à la première catégorie (la moins dangereuse), mais de nombreuses simulations numériques ont montré que l'inversion convergeait systématiquement vers la bonne carte en augmentant la qualité des observables (PISKUNOV & KOCHUKHOV 2002). De plus, les algorithmes retrouvent la solution en partant de conditions initiales très différentes. Néanmoins, la présence de contraintes géométriques directes, c'est-à-dire non issues d'une reconstruction, est l'unique manière de conclure définitivement sur la véracité des cartes obtenues.

En plus des limitations qualitatives, l'imagerie Doppler possède des limitations intrinsèques. Ainsi certaines configurations sont complètement dégénérées, à cause des symétries du problème. Par exemple, il est impossible de reconstruire une étoile dont l'axe de rotation pointe vers l'observateur ou lui est perpendiculaire. En pratique, avec un rapport signal-à-bruit fini, les configurations proches des états dégénérés sont délicates à reconstruire. Enfin, la qualité de la carte obtenue n'est pas constante sur la surface. Les points passant aux limbes de l'hémisphère visible sont plus difficilement

contraints, car ils contribuent beaucoup moins au spectre intégré (JANKOV & FOING 1992; JANKOV *et al.* 2001).

## 1.4 L'apport de la Haute Résolution Angulaire

A la différence des méthodes spectrales présentées dans la section précédente, les techniques de Haute Résolution Angulaire (HRA) contraignent la *morphologie apparente* des sources observées. Parce que les surfaces stellaires sont des objets compacts au regard de la résolution spatiale des instruments, ces techniques ne peuvent mesurer que les moments de la distribution angulaire d'intensité (photocentre, diamètre...). Dans cette section, nous allons commencer par détailler la complémentarité du moment d'ordre 1 (photocentre) avec le moment d'ordre 0 (flux intégré, seul moment contraint par les observations non - HRA). Dans un second temps, nous décrirons les méthodes permettant de contraindre le photocentre à l'échelle spatiale des surfaces stellaires, en utilisant l'interférométrie optique longue base. Finalement, nous discuterons les avantages et les difficultés de l'imagerie directe des surfaces stellaires par synthèse d'ouverture optique.

### 1.4.1 Imagerie Doppler et moments spatiaux de la carte d'intensité

Le moment spatial d'ordre  $n$  de la distribution angulaire de flux  $I(\vec{\alpha})$  est donné par l'intégrale du flux pondéré  $n$  fois par la distance à l'origine :

$$\vec{M}_n \cdot \vec{u}_1 \cdots \vec{u}_n = \iint I(\vec{\alpha}) (\vec{\alpha} \cdot \vec{u}_1) \cdots (\vec{\alpha} \cdot \vec{u}_n) d^2\vec{\alpha} \quad (1.13)$$

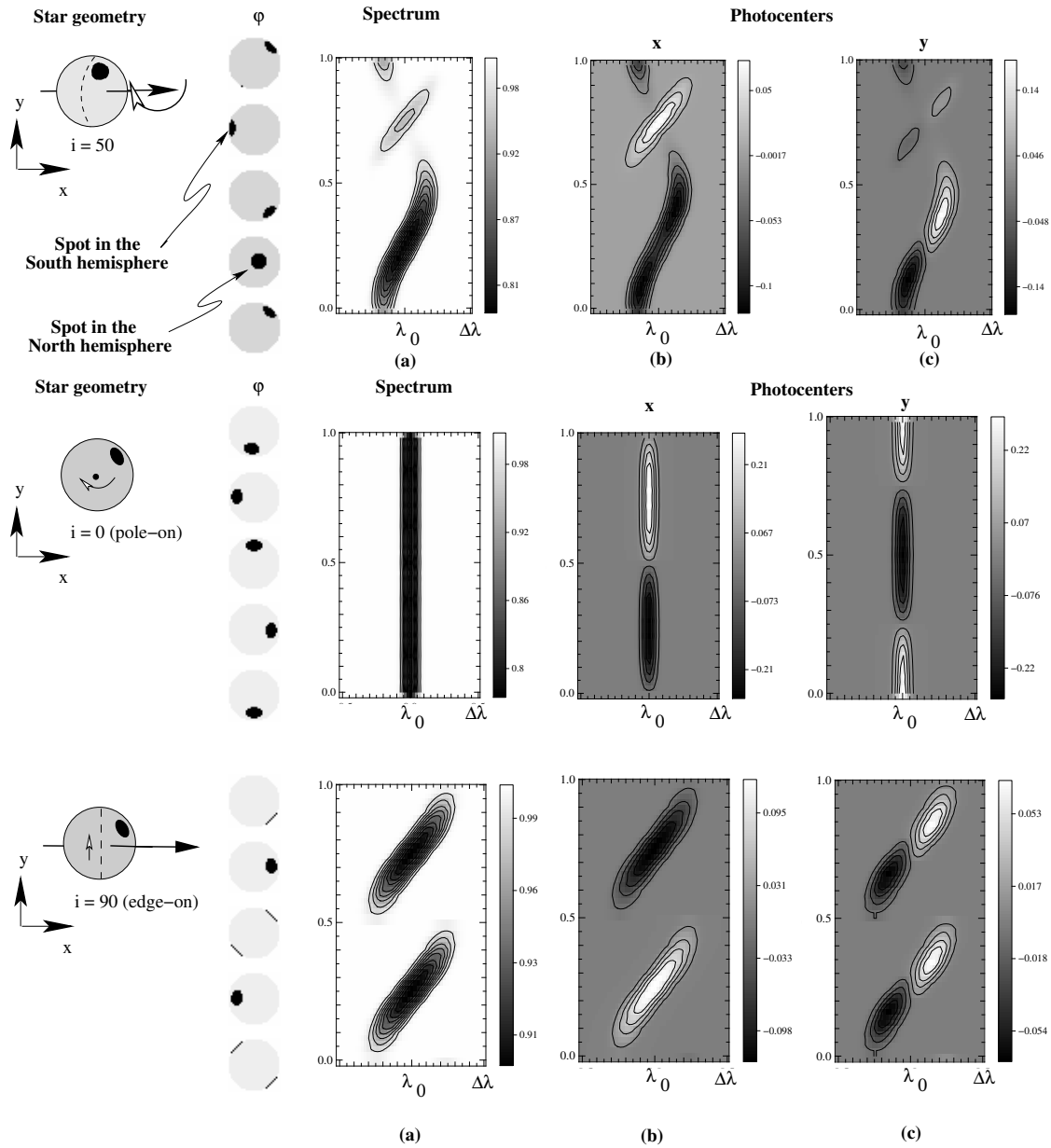
Les quatre premiers moments sont reliés à des quantités géométriques facilement identifiable, le flux intégré  $F$ , le photocentre  $\vec{p}$ , le diamètre  $\varnothing$  et le gauchissement  $S$  :

$$\vec{p} = \vec{M}_1 \quad \varnothing = \sqrt{\vec{M}_2 \cdot \vec{i} \cdot \vec{i}} \quad S = \vec{M}_3 \cdot \vec{i} \cdot \vec{i} / \varnothing^3 \quad (1.14)$$

Le flux intégré et le photocentre indiquent la *quantité totale* et la *position moyenne* de la distribution. Le diamètre décrit l'*extension spatiale* de l'objet et le gauchissement porte l'*asymétrie* (0 pour une distribution centrosymétrique). La connaissance de la totalité des moments ( $n \rightarrow \infty$ ) revient à connaître la géométrie complète de l'objet avec une résolution spatiale infinie. Le spectre de l'objet  $F(\lambda)$  est une mesure du moment d'ordre 0 de la distribution spatiale d'intensité à chaque longueur d'onde. Couplée à l'effet Doppler, cette information est à la base de l'imagerie Doppler classique.

#### Intérêt du moment d'ordre 1 : le photocentre

La Figure 1.6 présente la simulation d'une étoile de test dont chaque hémisphère est tachée d'une surabondance de chrome. Le spectre (scalaire) et le photocentre (vecteur) pour chaque longueur d'onde autour d'une transition atomique profonde et pour chaque phase stellaire sont calculés grâce au code présenté en Section 2.2. Dans le spectre intégré, la signature laissée par la tache située dans l'hémisphère Nord est beaucoup plus intense que celle de la tache Sud (Figure 1.6, haut). Pour cette dernière, l'effet de projection géométrique couplé à l'assombrissement centre-bord rendent sa contribution au flux total plus faible. Grâce au « bras de levier » induit par la pondération angulaire,



**FIG. 1.6** – Simulation d’une surface stellaire présentant des surabondances de chrome (en noir), une par hémisphère. Chaque tache laisse une empreinte caractéristique dans le spectre (a) et dans le photocentre (b, c) en fonction de la phase stellaire. Pour le spectre, l’échelle de couleur correspond à l’intensité normalisée ; pour le photocentre elle correspond au déplacement par rapport au centre de l’étoile (en fraction du diamètre). Les deux taches ont les mêmes caractéristiques : rayon de  $18^\circ$  ; variation d’abondance de 3 dex. La vitesse de rotation stellaire est de  $V \sin i = 15 \text{ km/s}$ . La longueur d’onde centrale de la transition est  $\lambda_0 = 4824.12 \text{ \AA}$  et le spectre s’étend sur  $\pm 0.47 \text{ \AA}$ . **Figure du Haut** : L’orientation est telle que la tache Sud passent aux limbes de la partie visible du disque stellaire. **Figure du Centre** : L’étoile est vue par le pôle (pole-on). **Figure du Bas** : L’étoile est vue par l’équateur (edge-on). Ces deux dernières situations sont dégénérées dans le spectre dynamique.

la tache Sud laisse une signature aussi profonde que la tache Nord dans le photocentre dynamique, augmentant ainsi fortement la possibilité de détection de structures sur les limbes.

A la différence du spectre (moment d'ordre 0 d'une distribution définie positive), le photocentre est une grandeur signée. Ce signe renseigne sur la position absolue des structures décalant le photocentre (Figure 1.6, centre et bas). Dans le premier cas (centre), une reconstruction de la surface par Imagerie Doppler en se contentant du moment d'ordre 0 est impossible car aucune variation n'est visible dans le spectre<sup>8</sup>. Les valeurs relatives, ou tout au moins les signes, des projections du photocentre sont le seul moyen de contraindre la surface. Dans le deuxième cas (bas), il existe une dégénérescence intrinsèque du spectre quant à la position des taches en latitude car les signatures sont identiques pour les deux hémisphères. Le signe du photocentre projeté sur l'axe de rotation (sans même parler de son amplitude) permet de lever cette ambiguïté.

### Premières expériences numériques d'inversion

Différentes expériences numériques d'inversion ont permis de mettre au point un formalisme généralisé de la reconstruction Doppler, basé sur l'analyse des moments spatiaux de l'objet (JANKOV *et al.* 2001, 2002). Ces travaux ont confirmé l'amélioration importante de la qualité de l'image reconstruite si la connaissance du photocentre est ajoutée à celle du flux total, aussi bien dans le cas des pulsations non radiales (dans lequel l'annulation des taches de température et vitesses de signe opposées introduit une difficulté supplémentaire) que dans le cas des taches d'abondance (que les auteurs considèrent comme une application plus simple du même problème numérique).

#### 1.4.2 Mesurer les moments spatiaux par interférométrie différentielle

Toutes les techniques de HRA donnent accès à la mesure des moments de la distribution d'intensité. Néanmoins, seule l'interférométrie optique longue base permet de sonder les échelles spatiales typiques des surfaces stellaires : quelques fractions de milliarcseconde à quelques milliarcsecondes. Pour un tour d'horizon exhaustif de l'interférométrie optique en astrophysique, je renvoie le lecteur à la revue de MONNIER (2003b). Je ne rappelle ici que les principes de base et les points nécessaires à la compréhension de ce manuscrit.

### Notions d'interférométrie

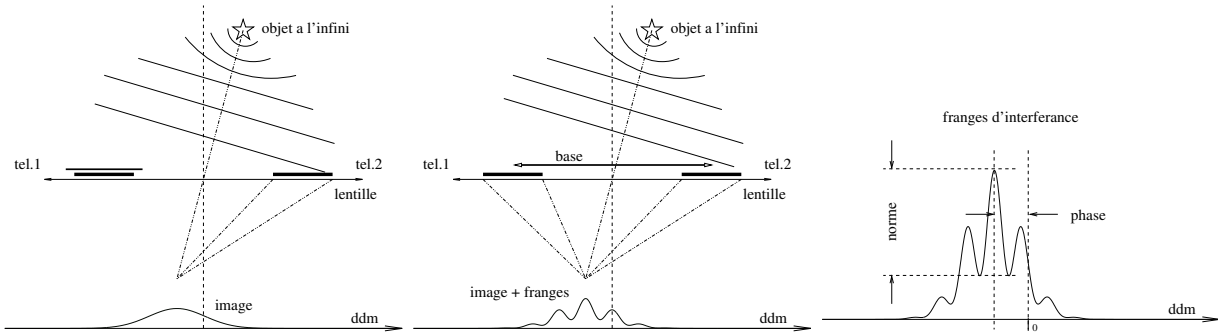
Un interféromètre optique superpose de manière cohérente la lumière provenant de plusieurs télescopes distincts (Figure 1.7). Depuis l'expérience de Young, nous savons qu'une telle configuration donne une image parcourue de *franges d'interférence*. Ces franges caractérisent *la cohérence* entre les deux ondes incidentes. Le théorème de Zernicke-van Cittert relie le degré de cohérence complexe  $\Gamma$  à la distribution spatiale d'intensité  $I(\vec{\alpha})$  de l'objet observé :

$$\Gamma(\vec{u}) = \iint I(\vec{\alpha}) \exp(-2\pi i \vec{u} \cdot \vec{\alpha}) d^2\vec{\alpha} \quad (1.15)$$

---

<sup>8</sup>Si l'étoile est fortement magnétique, la dégénérescence n'est pas totale dans le cas d'observations polarisées, mais le rapport signal-à-bruit sur les différents paramètres de Stokes est une limitation très restrictive.





**FIG. 1.7** – Principe de l’interférométrie optique longue base. A gauche, la lumière provenant d’une étoile à l’infini est collectée par une pupille, formant ainsi une image dans le plan focal. Au centre, on ajoute une deuxième pupille séparée de la base  $\vec{b}$  et on superpose la lumière de manière cohérente (ici grâce à une lentille). L’image formée est alors frangée dans la direction de la base (différence de marche, ddm). Les franges d’interférence sont caractérisés par deux grandeurs : la phase et la norme du facteur de cohérence complexe du champ électrique entre les deux ouvertures.

Dans cette équation,  $\vec{u}$  est appelé *fréquence spatiale* car il s’agit de la grandeur réciproque de la position angulaire sur le fond du ciel  $\vec{\alpha}$ . La fréquence spatiale d’une observation est égale à la base interférométrique (écartement des télescopes) projetée sur le fond du ciel  $\vec{b}$  et normalisée par la longueur d’onde  $\lambda$  :

$$\vec{u} = \frac{\vec{b}}{\lambda} \quad (1.16)$$

Les interféromètres optiques mesurent généralement la norme (appelée *visibilité*)  $\mu$  et la *phase*  $\phi$  du degré de cohérence complexe données par :

$$\Gamma = \mu e^{i\phi} \quad (1.17)$$

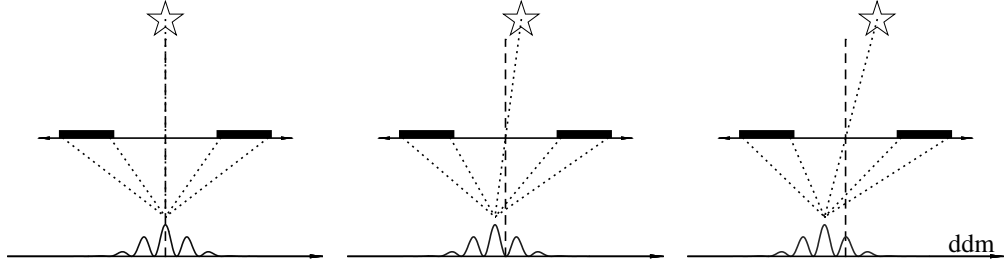
Les interféromètres ayant la possibilité de recombinaison de trois télescopes ont accès à la *clôture de phase*  $\bar{\phi}$ , définie comme la somme des phases suivant trois bases ( $\vec{u}_{12}$ ,  $\vec{u}_{23}$  et  $\vec{u}_{31}$ ) formant un triangle :

$$\bar{\phi} = \phi(\vec{u}_{12}) + \phi(\vec{u}_{23}) + \phi(\vec{u}_{31}). \quad (1.18)$$

#### *Pouvoir résolvant d’un interféromètre*

Le pouvoir résolvant d’un instrument est défini comme la plus grande fréquence spatiale d’observation accessible. Celle-ci peut être augmentée en éloignant les télescopes ou en travaillant à plus faible longueur d’onde. On distingue trois configurations d’observation définies par le rapport entre extension spatiale de la cible et pouvoir résolvant de l’instrument :

- un objet ponctuel n’est jamais résolu et sa visibilité est toujours proche de 1. Ces objets peuvent servir à calibrer la *fonction de transfert instrumentale*, aussi appelé visibilité instrumentale.
- un objet est dit complètement résolu si son extension angulaire est de l’ordre de  $\lambda/b$ . La visibilité dépend de la structure géométrique de l’objet par une relation de Fourier.
- entre ces deux cas extrêmes, l’objet est dit *partiellement résolu* ; sa taille est une fraction de  $\lambda/b$ . Ce cas est le plus courant pour les étoiles proches.



**FIG. 1.8** – Illustration de la correspondance entre phase des franges interférométriques et photocentre de la distribution spatiale d'intensité. Les franges se déplacent sur le détecteur d'une quantité proportionnelle au déplacement de l'objet, ou de la sur-brillance, sur le fond du ciel.

### Résolution partielle et moments de la distribution spatiale

Lorsque la taille de l'étoile est une fraction de  $\lambda/b$ , nous pouvons écrire le degré de cohérence complexe  $\Gamma$  par son développement limité (le flux est alors localisé dans la région angulaire définie par  $|\vec{u} \cdot \vec{\alpha}| \ll 1$ ). Il s'exprime alors en fonction des premiers moments spatiaux de la distribution d'intensité (LACHAUME 2003) :

$$\text{Re } \Gamma(u) = 1 - 2\pi^2 \vec{M}_2 \cdot \vec{u} \cdot \vec{u} \quad \text{Im } \Gamma(u) = 2\pi \vec{M}_1 \cdot \vec{u} - \frac{4}{3}\pi^3 \vec{M}_3 \cdot \vec{u} \cdot \vec{u} \cdot \vec{u}$$

En remplaçant les moments de la distribution par les grandeurs géométriques associées, on trouve les expressions suivantes :

$$\phi = -2\pi \vec{p} \cdot \vec{u} \quad (1.19)$$

$$\mu^2 = 1 - 4\pi^2 \varnothing^2 \cdot u^2 \quad (1.20)$$

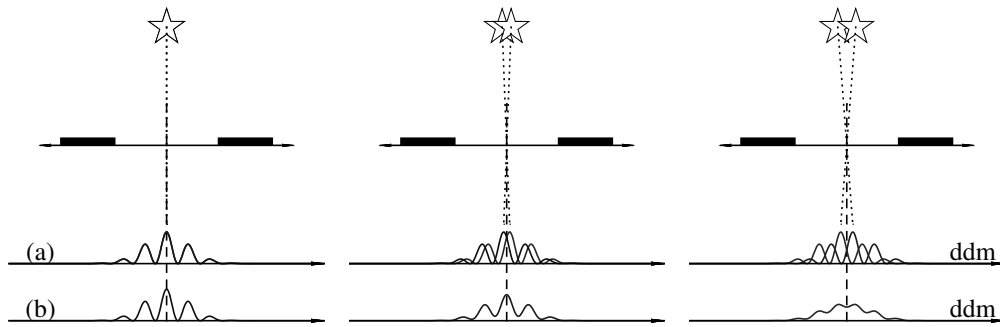
$$\bar{\phi} = \frac{4}{3}\pi^3 \mathbf{S} \cdot (\varnothing \cdot \vec{u})^3 \quad (1.21)$$

où  $\vec{u}$  est la fréquence spatiale,  $u$  sa norme et  $\bar{u}$  la moyenne géométrique des fréquences spatiales utilisées dans le cas d'instrument à clôture de phase. La phase donne accès au photocentre (Figure 1.8), la visibilité au diamètre (Figure 1.9) et la clôture au gauchissement de la distribution d'intensité. Chacune de ces observables est pondérée par la résolution spatiale de l'instrument. Plus la pondération est importante, plus le signal détecté ( $\phi, \mu, \bar{\phi}$ ) est faible et la précision sur le moment associé ( $\vec{p}, \varnothing, \mathbf{S}$ ) mauvaise. C'est pourquoi nous ne nous intéresserons pas à la clôture de phase dans la suite de cette étude.

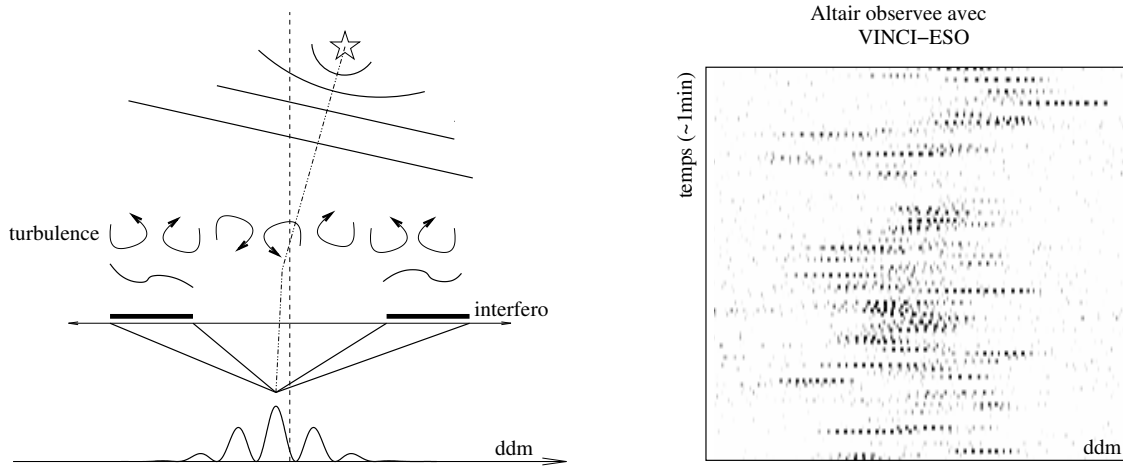
### Interférométrie différentielle

Actuellement, tous les interféromètres optiques sont situés au sol (par opposition aux observatoires spatiaux). Le passage devant les pupilles de cellules de turbulence à la vitesse du vent introduit un chemin optique aléatoire et indépendant sur chaque télescope<sup>9</sup>. Il en résulte un mouvement rapide et désordonné des franges au cours du temps (Figure 1.10). Au premier ordre, cet

<sup>9</sup>La statistique de la turbulence atmosphérique a été caractérisée par KOLMOGOROV (1941) et WEISS (1961); son impact sur l'observation de sources astrophysiques est résumé dans l'incontournable (RODDIER 1981). Cette



**FIG. 1.9** – Illustration de la correspondance entre visibilité des franges et moment d'ordre 2 de la distribution spatiale d'intensité. Dans cet exemple, la variation du moment d'ordre 2 est provoquée par une binaire de séparation variable. Les deux composantes (dont la lumière est incohérente) vont former deux systèmes d'interférence distincts (a), réduisant ainsi le contraste des franges mesurées (b).

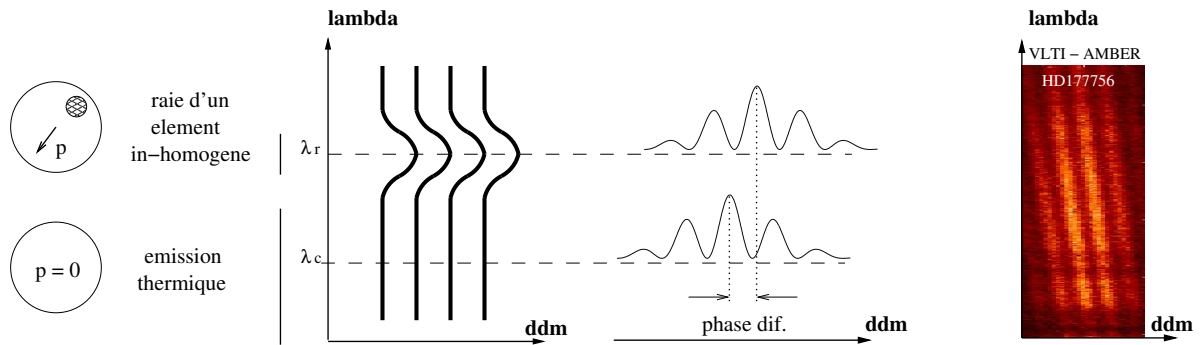


**FIG. 1.10** – Le passage rapide et aléatoire des cellules de turbulence devant les pupilles de l'interféromètre (gauche) introduit une agitation désordonnée des franges au cours du temps (droite). Cette séquence réelle a été obtenue avec l'instrument VINCI du VLTI. L'algorithme d'acquisition effectue un recentrage des franges sur la position obtenue au temps  $t - 1$ , ce qui élimine les dérives lentes. Restent donc ici les variations de la phase plus rapides que le temps d'exposition (300 ms). Les disparitions temporaires des franges sont dues aux fluctuations de flux entre les deux pupilles.

effet ne perturbe pas la mesure de la visibilité, mais détruit complètement l'information de phase. Il est pourtant possible de contraindre la géométrie sans connaître la phase absolue si l'on dispose d'une référence. La plupart du temps, il est possible d'utiliser une partie de la lumière provenant de l'objet pour calibrer l'autre partie. Cette auto-calibration de la source par elle-même est appelée *interférométrie différentielle*. Elle est parfois aussi utilisée dans l'analyse de la visibilité.

---

introduction est très succincte et je me contenterai de rappeler dans cette section les conclusions principales. En particulier, je ne détaillerai pas l'influence des perturbations de phase à l'échelle de la pupille d'une des ouvertures.



**FIG. 1.11** – Principe de l’interférométrie couleur-différentielle entre le continu  $\lambda_c$  et la raie d’un élément inhomogène  $\lambda_r$ . L’émission thermique dans le continu possède une symétrie qui permet d’utiliser la phase des franges correspondantes comme référence. La turbulence atmosphérique déplace de manière aléatoire l’ensemble de la figure d’interférence le long de la différence de marche (ddm) mais la mesure différentielle n’est pas affectée. A droite, exemple de franges dispersées obtenues avec l’instrument AMBER sur HD177756, aucune variation importante du photocentre en fonction de la longueur d’onde n’est observable.

#### Interférométrie couleur-différentielle

L’interférométrie *couleur-différentielle* a été proposée par Beckers en 1982 dans le cadre de l’interférométrie des tavelures (BECKERS & HEGE 1982; BECKERS 1982; CHELLI & PETROV 1995a). L’instrument doit être capable de séparer les différentes longueurs d’onde et de mesurer *indépendamment* la phase de franges dans chaque canal spectral. Si l’on suppose l’émission thermique de l’étoile sphérique, la phase des franges dans le continuum peut servir de référence car le photocentre associé est nul. La différence de phase continu–raie est une mesure du photocentre de la distribution spatiale de flux dans la raie. Comme la turbulence introduit une phase identique sur les domaines spectraux considérés<sup>10</sup>, cette mesure différentielle n’est pas perturbée (voir Figure 1.11). D’une manière générale, toute mesure de phase entre deux points distincts du spectre est auto-calibrée (continu–continu, continu–raie, aile bleue–aile rouge...).

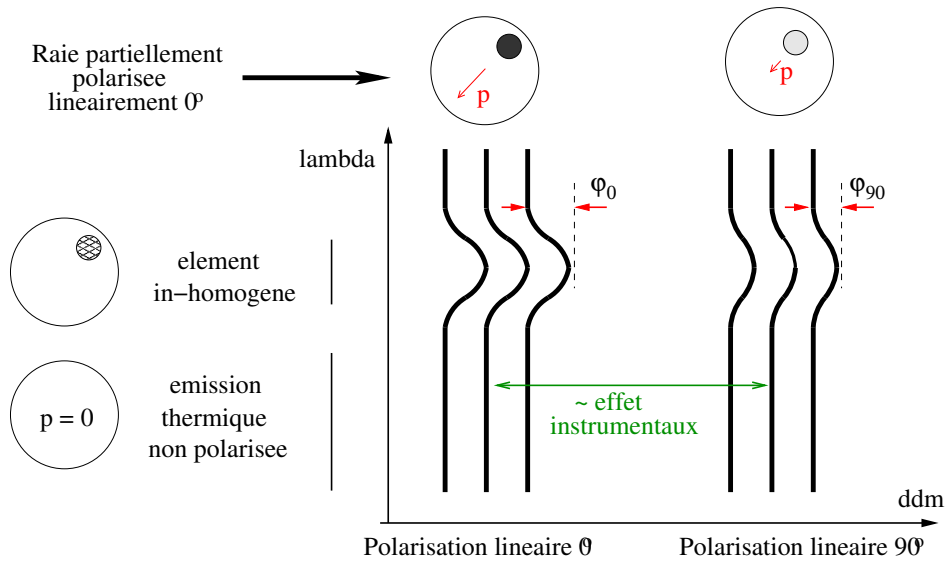
#### Interférométrie polar - différentielle

Si l’interféromètre utilisé est capable de séparer les différents états de polarisation, il est possible de mesurer les grandeurs polar-différentielles (CHESNEAU *et al.* 2001; VAKILI *et al.* 2001). La différence de phase entre deux polarisations mesure l’écart des photocentres associés, sans être perturbée par la turbulence. Néanmoins, les variations de phase instrumentale en fonction de la polarisation dépendent des réflexions sur le (les) miroir(s) de pointages et sont donc *variables*<sup>11</sup>.

Heureusement, ces contraintes sont fortement relâchées dans le cas d’observations réalisées conjointement en franges dispersées. La cohérence est alors enregistrée en fonction de la longueur

<sup>10</sup> Strictement parlant, la turbulence introduit une perturbation fortement chromatique. Néanmoins, comme la phase est quasi linéaire en longueur d’onde (différence de marche optique), il est possible de s’en affranchir par différentes méthodes (reconstruction a-posteriori du délai, haute résolution spectrale...).

<sup>11</sup> L’interférométrie couleur-différentielle est moins difficile car les variations de phase instrumentales en fonction de la longueur d’onde sont *quasiment statiques*.



**FIG. 1.12** – Principe de l’interférométrie polar-différentielle en franges dispersées. La turbulence atmosphérique déplace de manière aléatoire les figures d’interférences d’une quantité égale. Les effets instrumentaux font varier la séparation entre les deux états de polarisation. Mais la phase couleur-différentielle et la phase polar-différentielle (différence des deux phases couleur-différentielle) ne sont pas affectées.

d’onde *et* de l’état de polarisation. Si une partie du spectre présente la même distribution d’intensité dans les deux polarisations, elle permet de suivre les effets de polarisation instrumentale sans avoir à les quantifier. En pratique, on mesure une phase couleur-différentielle pour chaque état de polarisation (par exemple  $\phi_0$  et  $\phi_{90}$ , Figure 1.12). La différence de ces phases ( $\phi_0 - \phi_{90}$ ) est une *grandeur polar-différentielle* non biaisée par les phases instrumentale et atmosphérique. Le seul instrument interférométrique existant capable de séparer conjointement longueurs d’onde et polarisations est le GI2T (CHESNEAU *et al.* 2000; ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2001; MOURARD *et al.* 2003). La validation sur le ciel de ce mode fait l’objet d’une partie de cette thèse.

### 1.4.3 Imagerie par synthèse d’ouverture optique

Lorsque le nombre de mesures interférométriques devient important, il est *théoriquement* envisageable d’inverser la relation de Fourier les liant à la distribution spatiale d’intensité (Théorème de Zernicke-van Cittert, Équation (1.15)). L’image reconstruite est celle qui aurait été obtenue avec une résolution angulaire équivalente à la plus grande distance entre les télescopes utilisés, c’est pourquoi elle est appelée *synthèse d’ouverture*.

Historiquement, cette technique a d’abord révolutionné les observations dans le domaine radio. L’extrême différence entre la bonne sensibilité des antennes et leur très faible résolution angulaire, qui peut être de plusieurs degrés, a favorisé le développement de réseaux fortement dilués. L’imagerie par synthèse d’ouverture radio est maintenant un outil utilisé de manière parfaitement routinière et la dynamique des images reconstruites peut excéder  $10^5$ . Par la suite, l’imagerie optique s’est développée avec les premières expériences de masques de pupille sur des ouvertures monolithiques<sup>12</sup>.

<sup>12</sup>Cette technique utilise un masque à trous situé dans un plan pupille d’un télescope à large ouverture. La fi-

BALDWIN *et al.* (1986) et HANIFF *et al.* (1987) ont utilisé cette technique pour imager des étoiles doubles à partir de la clôture de phase des franges formées par le masque. Ce groupe a ensuite travaillé à la mise au point d'un instrument réellement dédié à la synthèse d'ouverture optique avec des grandes lignes de base : COAST, avec lequel il ont retrouvé l'orbite de l'étoile double Capela (BALDWIN *et al.* 1996). Cette réussite a entraîné un regain de motivation pour le développement de réseaux interférométriques infrarouge à longue base comme KI (BOOTH *et al.* 1999), CHARA (MCALISTER *et al.* 2004), le VLTI (GLINDEMANN *et al.* 2003) ou à plus long terme OHANA (PERRIN *et al.* 2004).

La première image d'une photosphère stellaire, réalisée avec l'interféromètre COAST, a montré la surface structurée de Betelgeuse (BURNS *et al.* 1997). En combinant ces informations avec des images obtenues par différentes techniques (COAST et masque de pupille), YOUNG *et al.* (2000) ont fourni l'explication la plus complète de la présence de taches chaudes sur les étoiles évoluées<sup>13</sup>. Plus récemment, WITTKOWSKI *et al.* (2002) ont proposé une liste de cibles potentielles pour le VLTI. Ils concluent qu'une tache froide réaliste est détectable pour les étoiles dont le diamètre apparent excède 2 milliarcseconde, en utilisant l'instrument AMBER du VLTI.

### Intérêt de la synthèse d'ouverture pour l'étude des étoiles *CP*

La synthèse d'ouverture est une méthode d'imagerie entièrement géométrique, ce qui lui confère des propriétés différentes des reconstructions basées sur l'ajustement des spectres :

- Elle ne fait aucun a-priori sur la morphologie de l'objet et la topologie de la photosphère. En particulier, les hypothèses d'étoile sphérique, de rotation solide, d'absence de matériel circumstellaire sont levées.
- Elle permet une étude locale de la photosphère. La méthode de transfert, le modèle d'atmosphère, la précision des paramètres atomiques n'interviennent pas dans le processus d'imagerie, mais éventuellement dans une analyse a-posteriori de chaque point de la surface.

La synthèse d'ouverture n'utilise pas l'effet de tomographie apportée par la rotation stellaire. Elle peut imager le continuum, les objets dont la vitesse de rotation est faible et les objets présentant peu de raies. L'image est obtenue « instantanément », sans avoir à couvrir l'intégralité de la période de rotation. Les objets dont la période est inférieure à un ou deux jours évoluent trop rapidement pour cette technique<sup>14</sup>. En terme de cibles potentielles (vitesse de rotation, période, température), l'imagerie par synthèse d'ouverture est donc *complémentaire* des reconstructions Doppler. Enfin, l'imagerie directe de quelques cibles déjà reconstruites en imagerie Doppler sera une confirmation définitive de la validité de la technique tomographique.

---

gure d'interférence ainsi formée donne accès à une partie de l'information à haute fréquence spatiale à l'échelle de l'ouverture.

<sup>13</sup>A proprement parler, le travail de Young *et al.* n'est pas réellement assimilable à une synthèse d'ouverture : ils paramétrisent un modèle de disque assombri perturbé par des taches dont la position, la taille et l'amplitude sont variables.

<sup>14</sup>Lorsque le nombre de télescopes utilisés est faible (inférieur à 10 par exemple), l'imagerie par synthèse d'ouverture utilise l'effet de super-synthèse due à la rotation diurne pour augmenter le nombre de mesures interférométriques indépendantes.

### Difficulté de la synthèse d'ouverture

Pour élégante que soit cette méthode, il a fallu attendre de nombreuses années avant qu'elle puisse être appliquée dans le domaine optique car trois conditions doivent être remplies. Premièrement, l'instrument utilisé doit mesurer la norme et la phase du facteur de cohérence, malgré les perturbations atmosphériques rapides (décrites en Section 1.4.2). Plusieurs techniques sont utilisées, qui ne s'excluent pas : les mesures de phases différentielles (VAKILI *et al.* 1998), les mesures de clôture de phases (BALDWIN *et al.* 1986; MONNIER 2003a) et la référence de phase (avec l'instrument séparateur d'étoile PRIMA par exemple, DELPLANCKE *et al.* 2003). Cette dernière est la seule qui permette de retrouver la totalité de l'information. Deuxièmement, l'objet doit être fortement résolu, c'est-à-dire que la base maximale utilisée doit vérifier  $\varnothing.B/\lambda > 1$ . Troisièmement, le nombre d'éléments de résolution dans l'image est donné par  $\varnothing.B/\lambda$  et la couverture de l'espace des fréquences spatiales doit être la plus complète possible<sup>15</sup>. Comme le nombre de télescope des réseaux optiques actuels est faible (entre 2 et 6), obtenir une telle couverture nécessite d'utiliser la rotation terrestre diurne (donc d'observer toute la nuit le même objet) et de reconfigurer le réseau (déplacement des différents télescopes).

A plus long terme, l'objectif est de disposer d'un nombre suffisant d'ouverture pour faire l'image de la source à haute résolution angulaire directement sur le détecteur (imagerie directe), c'est-à-dire sans passer par les mesures indépendantes des visibilité complexes. Cette technique possède l'avantage de s'affranchir des étapes de reconstructions numériques, néanmoins elle nécessite le control d'un nombre d'ouvertures important (au minimum 8 ou 10). Des techniques prometteuses, comme la densification de pupille, permettent d'étendre l'imagerie directe à des plus faibles nombres d'ouvertures (environ 4), au prix d'une réduction du champs de vue.

### *Polarisation et interférométrie optique*

La polarisation de la lumière a longtemps été négligée en interférométrie optique, en considérant les instruments insensibles à la polarisation et/ou les objets observés non polarisés. Le dernier chapitre de cette thèse est consacrée au problème de la polarisation dans le cadre d'un instrument interférométrique imageur par synthèse d'ouverture optique.

## 1.5 Conclusions

Ce chapitre nous a permis de décrire le contexte de notre étude, à la fois d'un point de vue astrophysique (intérêts des étoiles  $A_p$ , modèles actuels et questions ouvertes) et d'un point de vue instrumental (fondement des méthodes d'observations, intérêt de l'interférométrie optique). La suite de ce manuscrit détaille le travail effectué au cours des trois années de thèse. Deux axes complémentaires seront abordés : premièrement la préparation d'observations et l'observation d'étoiles  $A_p$  en spectropolarimétrie interférométrique ; deuxièmement l'étude de concepts pour un instrument interférométrique imageur par synthèse d'ouverture optique.

---

<sup>15</sup>Le plan des fréquences spatiales est communément appelé plan  $(u, v)$ . L'étude de l'influence de la couverture de ce plan sur la qualité des images reconstruites a été étudié par de nombreux auteurs, tant en interférométrie radio qu'en optique (BOONE 2001; SODIN & KOPILOVICH 2002).

Première partie

Étoiles magnétiques et  
spectropolarimétrie-interférométrie





## Chapitre 2

# Technique de spectropolarimétrie Interférométrie

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction et objectifs astrophysiques . . . . .</b>	<b>30</b>
2.1.1	Besoin d'un outil de simulation numérique dédié au <i>Ap</i> . . . . .	31
2.1.2	Collaborations et contributions personnelles . . . . .	31
<b>2.2</b>	<b>Modélisation de la surface stellaire . . . . .</b>	<b>32</b>
2.2.1	Géométrie du problème . . . . .	32
2.2.2	Description des paramètres physiques de la surface . . . . .	33
2.2.3	Le transfert de rayonnement . . . . .	34
2.2.4	Validation du transfert radiatif . . . . .	38
2.2.5	Cas particulier des raies de l'hydrogène . . . . .	39
<b>2.3</b>	<b>De la carte d'intensité aux observables . . . . .</b>	<b>40</b>
2.3.1	Carte d'intensité observée et spectre intégré . . . . .	40
2.3.2	Calcul des observables interférométriques . . . . .	40
2.3.3	Quantification de la précision sur les grandeurs interférométriques . . . . .	42
<b>2.4</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>2.5</b>	<b>Article : « <i>Observing stellar activity with optical interferometers</i> » . . . . .</b>	<b>45</b>

---

## 2.1 Introduction et objectifs astrophysiques

La spectropolarimétrie interférométrique optique est une technique différentielle récente. Elle a été principalement explorée par l'équipe du GI2T depuis une dizaine d'années (VAKILI 1981; ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 1997)<sup>1</sup>. Karine Perraut et Chantal Stehlé ont proposé d'utiliser cette méthode pour l'étude des étoiles magnétiques (ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2000). Par la suite, des études quantitatives ont été réalisées par CHESNEAU *et al.* (2003), grâce à des simulations numériques de situations où la diffusion joue un rôle important (enveloppe, vent...). La première détection d'un effet de polarisation astrophysique sur les grandeurs interférométriques optique a été obtenue récemment par IRELAND *et al.* (2005), mais en l'absence de résolution spectrale (les auteurs utilisent un filtre étroit autour de 900nm).

En faisant correspondre les questions ouvertes, les techniques d'analyses actuelles et les possibilités apportées par la spectropolarimétrie interférométrique détaillées dans le chapitre 1, nous pouvons définir une liste d'objectifs astrophysiques sur les *Ap*.

### Déterminer les paramètres fondamentaux

L'interférométrie classique offre la possibilité de mesurer le *diamètre apparent*. Associé à la connaissance de la parallaxe et de la luminosité, c'est une mesure géométrique de la brillance de surface. Plusieurs travaux ont montré la possibilité de contraindre précisément le statut évolutif des étoiles en combinant cette information aux techniques spectroscopiques classiques d'ajustement de la température effective, de la luminosité et de la métallicité (KERVELLA *et al.* 2003a; THÉVENIN *et al.* 2005). Cette technique est particulièrement bien adaptée aux étoiles pulsantes *roAp* pour lesquelles la température effective est mal contrainte par la spectroscopie.

### Affiner les modèles d'atmosphères

Pour les étoiles résolues, les mesures précises du *diamètre* permettent de déterminer la loi d'assombrissement centre-bord et ainsi de contraindre le modèle d'atmosphère (WITTKOWSKI *et al.* 2004). Ce modèle est nécessaire à l'analyse des spectres intégrés dans le but de déterminer l'abondance des éléments métalliques et le champ magnétique. De plus, la mesure de la variation du *diamètre* à travers les raies de l'hydrogène permet de tester la structure verticale de l'atmosphère.

### Contraindre l'orientation de l'axe de rotation

La mesure du *photocentre* à travers les raies intenses provenant d'un élément distribué de manière homogène (hydrogène, hélium) en fonction de l'angle de la base donne accès à la projection de l'axe de rotation sur le fond du ciel (PETROV & LAGARDE 1992; CHELLI & PETROV 1995b). D'un autre côté, sa projection sur la direction de l'observateur est très bien contrainte par l'élargissement Doppler des raies du spectres. Finalement, couplé à la parallaxe et à la période stellaire, la mesure du *diamètre apparent* par interférométrie permet de déterminer la valeur absolue de la vitesse de

---

<sup>1</sup>L'étude de la polarisation astrophysique à haute résolution angulaire grâce à un interféromètre stellaire a été initialement utilisée par BROWN *et al.* (1974).

rotation. Cette nouvelle connaissance de l'orientation complète de l'axe de rotation est un premier outil de diagnostique puissant de son lien avec la topologie magnétique.

### Étudier finement le lien entre abondance et champ magnétique

La mesure du *photocentre* dans les raies métalliques contraint la distribution d'intensité. Si la résolution spectrale est insuffisante pour résoudre l'élargissement Doppler, cette information géométrique permet de valider les reconstructions d'abondances existantes. Si la résolution spectrale est suffisante, il est possible de reconstruire de nouvelles cibles par imagerie Doppler Interférométrique (JANKOV *et al.* 2001). L'association de la résolution spectrale, de la résolution spatiale et de la polarisation (spectropolarimétrie interférométrique proprement dite) permet de mesurer les variations de *photocentre* dues au champ magnétique et ainsi de contraindre sa topologie et son lien avec les structures d'abondance (ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2004).

#### 2.1.1 Besoin d'un outil de simulation numérique dédié au $A_p$

Les trois premiers objectifs scientifiques n'engendrent pas de besoins réellement nouveaux. La mesure des diamètres en bande spectrale large ou en mode couleur-différentiel est bien connue des interférométristes. Il s'agit d'une utilisation routinière de l'instrumentation interférométrique déjà existante. Les précisions atteignables, les stratégies observationnelles et les cibles potentielles peuvent être déterminées facilement grâce aux outils existants<sup>2</sup>. Le quatrième objectif fait apparaître des besoins spécifiques car l'ordre de grandeur des observables et leurs dépendances avec les paramètres instrumentaux et stellaires ne sont pas connues. En effet, les travaux numériques de CHESNEAU *et al.* (2003) sont limités à la visibilité car les objets étudiés sont supposés symétriques, et aux états de polarisation linéaires car l'auteur s'intéresse à la diffusion. Or dans le cas des étoiles  $A_p$ , c'est la phase des franges qui permet de caractériser l'abondance ; et c'est la polarisation circulaire qui renseigne sur la topologie magnétique. L'objectif du travail présenté dans cette partie est de produire un outil de simulation numérique permettant d'évaluer la signature en spectropolarimétrie interférométrique de l'activité des étoiles  $A_p$ . Il s'agit donc d'une résolution du problème direct : du modèle de la source vers les observables.

#### 2.1.2 Collaborations et contributions personnelles

Ce travail a commencé en 2000 avec Karine Perraut, Martin Kilbinger et Thomas Boudoyen. Les observables étaient calculées sans prendre en compte la physique du transfert radiatif. Mes contributions principales ont été l'implantation d'une résolution physique du transfert polarisé, la mise au point d'une nouvelle méthode de pavage de la surface stellaire et la validation à différentes étapes de l'outil numérique. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec Chantal Stehlé (Observatoire de Paris Meudon) et Thierry Lanz (NASA) sur les aspects transfert de rayonnement, modèles d'atmosphères et paramètres atomiques.

---

<sup>2</sup>Par exemple, le logiciel ASPRO du JMMC permet de prédire le rapport signal-à-bruit d'une mesure de diamètre effectué au VLTI en fonction des paramètres d'observation et de l'instrument utilisé.

## 2.2 Modélisation de la surface stellaire

Le point de passage obligé de la résolution du problème direct est le calcul de la carte d'intensité observée. Cette intensité doit être décrite en fonction de la position sur le fond du ciel, de la longueur d'onde et de la polarisation. Comme la distribution spatiale d'abondance et la topologie magnétique ne comportent pas de symétries globales, le problème est intrinsèquement à deux dimensions (latitude et longitude). Il faut nécessairement déterminer le flux émergeant *de chaque point de la surface*.

### 2.2.1 Géométrie du problème

La vitesse angulaire des étoiles  $A_p$  est particulièrement faible. Comme l'énergie de rotation est faible devant l'énergie gravitationnelle, dans la suite de ce travail, l'étoile sera assimilée à une sphère<sup>3</sup>. D'autre part, tous les points de la surface ont la même vitesse angulaire, c'est l'hypothèse de « rotation solide ». En conséquence, la surface ne se déforme pas au cours du temps et il est possible de la décrire de manière statique dans un repère approprié. La rotation stellaire est donc complètement définie par les grandeurs suivantes :

$Z_o$  : direction de l'observateur. D'un point de vue géométrique, l'étoile est supposée à l'infini, et seulement un demi - hémisphère exactement est donc visible par l'observateur. D'un autre coté, l'objet n'est pas à l'infini puisqu'on le considère partiellement résolue par l'interféromètre! Cette approximation de *projection isométrique* est en fait très bien vérifiée, elle est d'ailleurs communément faite dans la plupart des modélisations astrophysiques sans même être mentionnée.

$Z_r$  : axe de rotation stellaire, défini de telle sorte que la vitesse de rotation soit positive. Deux angles permettent de le déterminer. L'inclinaison  $i$  est l'angle entre l'axe de rotation et la direction de l'observateur. Il est difficilement contraint en spectroscopie, mais apparaît comme un sous produit des reconstructions Doppler. L'azimut  $\vartheta$  est l'angle entre l'axe de rotation et le Nord céleste. Il ne peut pas être contraint par la spectroscopie, mais apparaît comme un sous-produit des reconstructions de type *Zeeman Doppler Imaging*.

$V_{rot}$  : vitesse de rotation en [km/s]. Cette valeur se déduit de l'élargissement Doppler des raies photosphériques et correspond à la vitesse maximum du limbe projetée sur l'axe de visée  $Z_o$ .

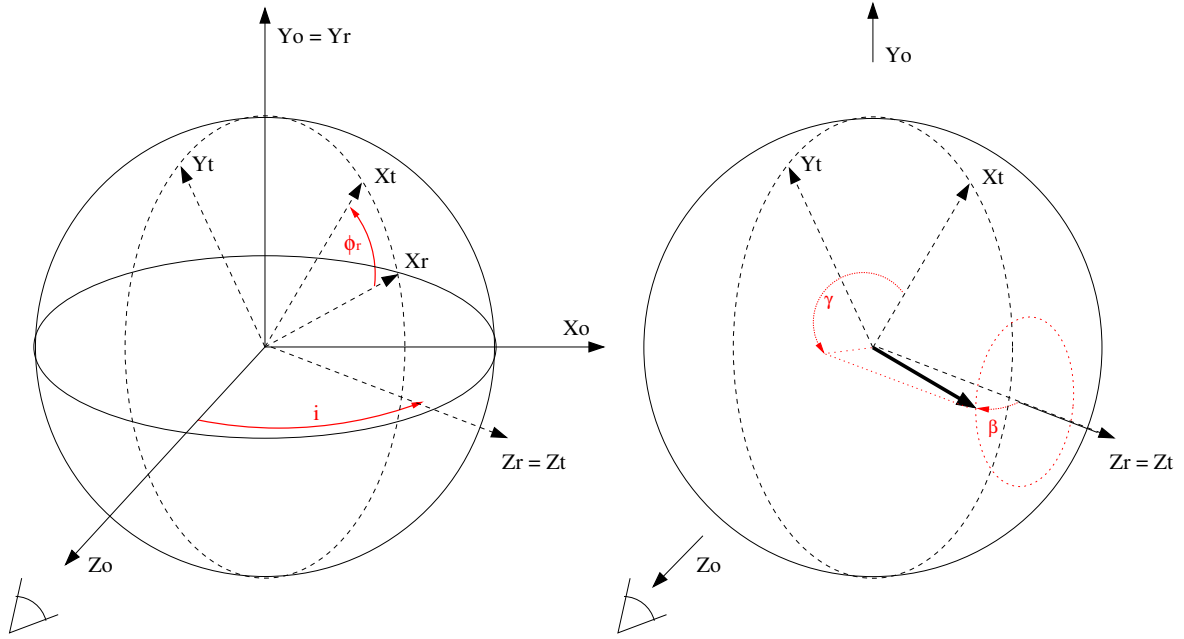
$\phi_r$  : phase de la rotation stellaire, entre 0 et  $2\pi$ . Cette phase est parfois donnée en jours (à rapporter à la période complète), ou en fraction de période (0 – 1). La phase d'origine  $\phi_r(t = 0)$  est définie par les éphémérides universelles et est arbitraire.

### Les différents repères stellaires

Dans le référentiel de l'observateur, noté  $R_o$ , le plan  $(X_o, Y_o)$  forme le fond du ciel.  $Z_o$  est la direction de l'observateur, aussi appelé ligne de visée.  $X_o$  est défini de telle façon que le plan

---

<sup>3</sup>Notons que cette approximation est communément faite dans la plupart des méthodes d'analyse classiques. En fait, rien n'empêcherait de complexifier la forme de l'étoile si l'on disposait d'un modèle de la surface et si la précision requise l'exigeait.



**FIG. 2.1** – A gauche, relation entre le référentiel de l’observateur  $(X_o, Y_o, Z_o)$ , le référentiel de rotation  $(X_r, Y_r, Z_r)$  et le référentiel tournant  $(X_t, Y_t, Z_t)$ . A droite, représentation du repère tournant seul avec la définition des coordonnées d’un pôle magnétique : latitude  $\beta$  et longitude  $\gamma$ .

$(X_o, Z_o)$  contienne toujours l’axe de rotation de l’étoile et  $Y_o$  tel que  $(X_o, Y_o, Z_o)$  soit orthonormé direct (Figure 2.1, à gauche). Le référentiel de rotation  $(R_r)$  est construit par rotation de  $R_o$  autour de  $Y_o$  de l’angle d’inclinaison  $i$ .  $Z_r$  est donc l’axe de rotation stellaire. Pour pouvoir travailler avec une expression statique de la surface, je définis le référentiel tournant  $(R_t)$  par rotation de  $R_r$  autour de  $Z_r$  d’un angle égal à la phase stellaire  $\phi_r(t)$ , donc dépendant du temps. Ce référentiel est le seul à ne pas être galiléen (en supposant le centre de gravité stellaire non accéléré) mais cela n’a en fait aucune implication tant que la surface est considérée comme « gelée » (pas de mouvement de matière).

### 2.2.2 Description des paramètres physiques de la surface

Toutes les grandeurs physiques liées à la surface sont décrites de manière statique dans le référentiel tournant  $(R_t)$ . La discrétisation de la surface est effectuée dans ce référentiel. Je choisis de la découper en environ 600 cellules de surface similaire, il est possible d’utiliser des cellules triangulaires, quadrilatérales ou une composition des deux. Il est judicieux de favoriser les triangles car trois points définissent toujours un plan dans l’espace, ce qui simplifie les calculs de projection. Les coordonnées et les dimensions de chacune de ces mailles peuvent être exprimées dans les autres repères par les rotations décrites en Section 2.2.1. Le spectre émergent n’est calculé que pour les mailles visibles par l’observateur, c’est-à-dire telles que le centre de la maille vérifie  $Z_o > 0$  (hypothèse de projection isométrique).

## Modèle atmosphérique

Le modèle d’atmosphère choisi est le résultat de plusieurs hypothèses. La taille des mailles étant faible devant le rayon stellaire, nous ferons l’approximation d’une atmosphère localement plan parallèle (Figure 2.2). La hauteur de l’atmosphère (c’est-à-dire suivant la direction  $\vec{n}$ ) est décomposée en 64 couches. La structure verticale de l’atmosphère est supposée constante sur l’étoile<sup>4</sup>. J’utilise les modèles générés par ATLAS.9 (KURUCZ 1996; SBORDONE *et al.* 2004), sans prendre en compte la turbulence et en utilisant une métallicité dix fois supérieure à celle du soleil.

## Abondance

L’abondance  $\epsilon$  est décrite par sa valeur moyennée dans chacune des mailles. Il est possible de construire n’importe quelle configuration jusqu’à la résolution du maillage, en deçà de laquelle toutes les grandeurs sont considérées comme homogènes. Bien que des travaux récents montrent que l’abondance n’est probablement pas homogène verticalement, cette dépendance n’est pas prise en compte (Figure 2.2).

## Champ magnétique

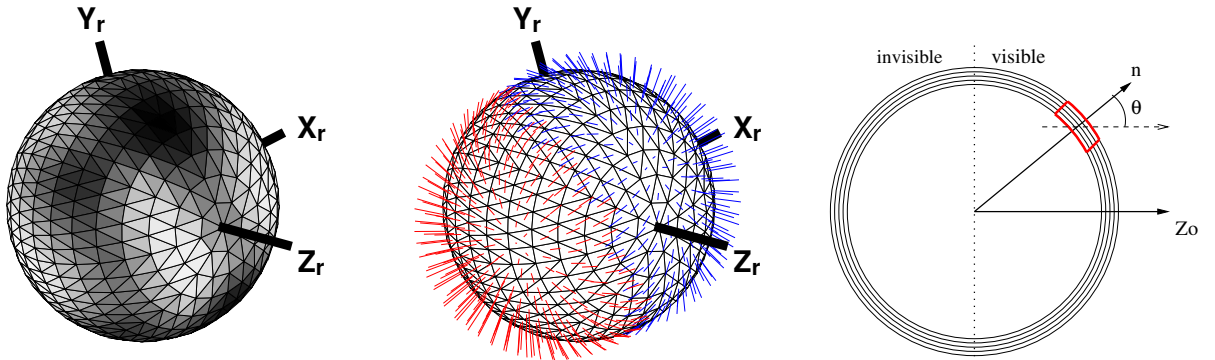
Le champ magnétique  $\vec{B}$  est supposé stationnaire et figé à l’échelle de résolution temporelle des observations. Il est donc décrit par un vecteur tridimensionnel en chaque point de surface (Figure 2.2). Le champ magnétique est supposé indépendant de l’altitude dans l’atmosphère. En considérant un maillage identique à celui de l’abondance, n’importe quelle configuration magnétique est donc pratiquement réalisable. J’ai ajouté la possibilité de paramétrer la topologie magnétique de manière analytique comme une superposition de multipôles d’ordre croissant (BAGNULO *et al.* 1996). La Figure 2.1 illustre les coordonnées d’un multipôle dans le repère tournant de notre modélisation. En pratique, la décomposition multipolaire est simplement convertie en valeur de champ au centre de chaque maille.

### 2.2.3 Le transfert de rayonnement

La résolution du transfert radiatif se fait dans un programme Fortran indépendant (**TransPol** ou **TransNat**) du logiciel de simulation SPIN. Dans chaque cellule, le flux émergent est calculé pour les différentes longueurs d’onde composant la raie d’un élément inhomogène et/ou sensible à l’effet Zeeman. Les paramètres d’entrée du transfert radiatif sont la structure atmosphérique, le champ magnétique et l’abondance. Les paramètres atomiques nécessaires sont décrits en Annexe E. Il est possible de spécifier une liste de plusieurs transitions (de plusieurs éléments) dans le cas où plusieurs raies contribuent au profil total.

---

<sup>4</sup>La structure de l’atmosphère est supposée insensible à la distribution d’éléments métalliques et la température effective est supposée homogène spatialement sur l’atmosphère (mais peut varier verticalement).



**FIG. 2.2** – Illustration de la discrétisation de la surface stellaire. À gauche et au centre, discrétisation horizontale d’une distribution d’abondance ( $\epsilon$ ) et de champ magnétique ( $\vec{B}$ ). La valeur de  $\epsilon$  et  $\vec{B}$  est donnée pour chaque maille et est considérée constante verticalement. À droite, discrétisation verticale avec l’hypothèse d’atmosphère localement plan - parallèle. Les propriétés atmosphériques (température, pression, densité électronique...) peuvent varier d’une couche à l’autre mais sont considérées constantes entre mailles.

## Hypothèses

Les hypothèses du transfert de rayonnement en lumière naturelle et polarisée proviennent des programmes initialement utilisés dans *SynSpec*. Ce sont donc les approximations classiquement faites en transfert de rayonnement dans les atmosphères des étoiles de type spectral A. Nous supposons l’Équilibre Thermodynamique Local. Les populations des niveaux haut et bas sont déterminées par la statistique de Boltzmann. La fonction source est égale à  $B(\lambda)$ , c’est-à-dire à celle d’un corps noir ; elle est identique pour la raie et le continu. Le continu n’est pas polarisé (pas de diffusion). Les fonctions de partition sont codées « en dur », sans possibilité d’en changer facilement. Les opacités des différentes raies se somment (pas d’effet de couplage résonnant et autres non linéarités...).

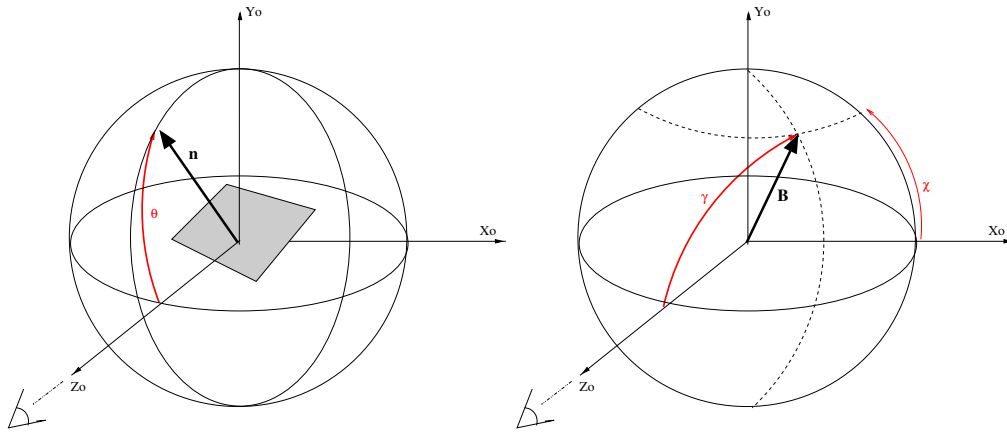
### *Multiplet Zeeman complet*

Le multiplet Zeeman est pris en compte entièrement, il est donc possible de voir apparaître jusqu’à sept raies si les nombres quantiques  $J$  et les facteurs de Landé des niveaux haut et bas sont différents. Si ces derniers ne sont pas donnés, ils sont estimés dans le cas d’un couplage  $\vec{L} \cdot \vec{S}$  parfait et s’expriment donc en fonction des nombres quantiques (qui sont généralement connus). Enfin, l’écartement en énergie des niveaux sera considéré comme faible devant l’énergie de la transition. Cette hypothèse est toujours très bien vérifiée, même avec les champs magnétiques stellaires les plus intenses. Elle a pour implication immédiate que l’on peut supposer les différents sous - niveaux également peuplés.

### *Profil de raie de Faraday-Voigt*

Le profil de raie est modélisé par les fonctions de Voigt et de Faraday-Voigt, issues de la convolution d’un profil intrinsèque Lorentzien généralisé avec un élargissement Gaussien. Cette hypothèse





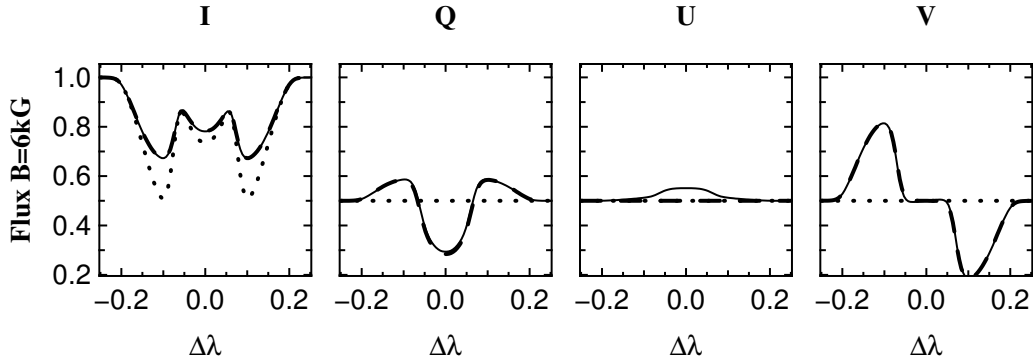
**FIG. 2.3** – Géométrie utilisée pour le transfert de rayonnement (calculé dans le référentiel de l’observateur).  $\theta$  est l’angle entre la normale à la cellule considérée et la ligne de visée.  $\gamma$  et  $\chi$  décrivent l’inclinaison et l’azimut du champ magnétique local dans le repère de l’observateur.

exclut donc les raies présentant des élargissements plus complexes (hydrogène, hélium...). L’élargissement Gaussien tient compte des effets Doppler Thermique, Doppler micro-turbulence, radiatif, Stark et Van der Waals. Pour ce dernier, l’élargissement est proportionnel à la densité d’atomes d’hydrogène et est donc surtout important pour les parties hautes de l’atmosphère dans le cas d’étoiles de température inférieure à 10000K.

### Intégrateur numérique utilisée : la méthode de Feautrier

La diffusion étant négligeable, il est possible de résoudre le transfert de manière indépendante entre les cellules. Le problème se résume à une intégration de l’équation de transfert sur la ligne de visée comme décrit dans la Section 1.2.1. Cette intégration est faite dans le repère de l’observateur car la lumière émise est ensuite analysée dans ce référentiel (Figure 2.3). Différentes solutions numériques pour intégrer l’équation du rayonnement ont été développées. La méthode de Feautrier est connue pour être rapide et stable dans le cas du transfert non polarisé. Elle a été étendue pour le transfert polarisé (AUER *et al.* 1977), les effets magnéto - optiques étant inclus dans la matrice d’opacité par les termes de couplage entre polarisations (profils  $\rho$ , Équation (1.9)). Une alternative est la méthode DELO, Diagonal Element Lambda Operator (REES *et al.* 1989), qui utilise une pseudo matrice d’opacité dans laquelle les termes diagonaux sont toujours dominants. La résolution est formelle et se fait couche par couche en supposant une variation linéaire de la fonction source. L’intégration sur l’atmosphère se fait donc en un seul passage. Cette méthode est plus rapide en temps de calcul que celle de Feautrier mais converge moins vite<sup>5</sup>. Dans les raies métalliques, la résolution du transfert polarisé appliqué à l’effet Zeeman est aujourd’hui bien maîtrisée. Différents codes, développés indépendamment, donnent des résultats identiques avec une précision de  $10^{-2}$  (WADE *et al.* 2001).

<sup>5</sup>La vitesse de convergence d’une méthode caractérise la précision atteinte en fonction du nombre de couches utilisé pour discrétiser l’atmosphère.



**FIG. 2.4** – Effet des différents éléments de la matrice d’opacité sur le spectre polarisé émergent. Cette simulation a été réalisée dans la raie FeII $\lambda$ 4923 avec une abondance de  $-4.6$  et une direction d’observation perpendiculaire à la surface  $\theta = 0^\circ$ . Le champ magnétique est égal à 6 kG. Son orientation est telle que les éléments  $\rho_U$  et  $\eta_U$  soient nuls, c’est-à-dire  $\gamma = 40^\circ$ ,  $\chi = 0^\circ$ . En trait continu, j’utilise la matrice d’opacité complète (**TransPol**). En tiret, je force les éléments dispersifs  $\eta$  à zéro (**TransPol modifié**). En pointillé, je force la matrice à être diagonale (**TransNat**).

### Choix de la méthode

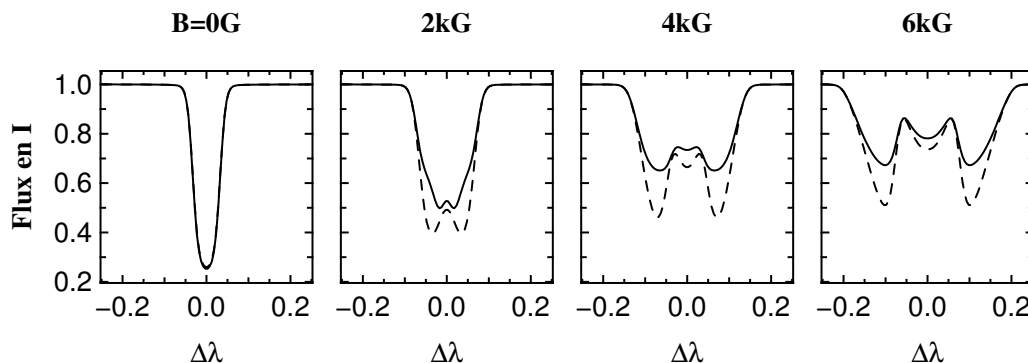
Notre code d’intégration est extrait de **SynSpec** développé par Hubeny et Lanz<sup>6</sup>. Il utilise une méthode de Feautrier dans laquelle l’atmosphère est traversée à deux reprises (sens montant puis descendant). Par la suite, j’ai vectorialisé le code de transfert en introduisant les profils polarisés de l’effet Zeeman. La méthode d’intégration vectorielle de Feautrier utilisée est décrite par REES & MURPHY (1987). Il est possible de résoudre le transfert de manière complète (routine **TransPol**) ou en lumière naturelle uniquement (routine **TransNat**).

### Importance d’une résolution complète du transfert polarisé

Sur la Figure 2.4, le vecteur de Stokes émergent est calculé avec différentes configurations de matrice d’opacité : transfert naturel (**TransNat**), transfert non-dispersif (**TransPol modifié**) et transfert polarisé complet (**TransPol**). L’introduction des éléments dispersifs génère une polarisation  $U$  alors même que  $\eta_U$  est nul du fait de l’orientation du champ. L’effet sur les autres profils est minime.

Sur cette même figure, les profils polarisés sont logiquement nuls (et donc faux) dans le cas d’une résolution naturelle. Le profil naturel ( $I$ ) n’est pas calculé de manière correct car il est notablement différent du profil calculé avec la matrice complète. Cette différence est due à la rétro - influence des profils polarisés sur le profil naturel. En effet, dans les premières couches de l’atmosphère, la lumière tend à se polariser par effet Zeeman... et dans les couches suivantes les profils polarisés modifient le profil naturel, via la première ligne de la matrice d’opacité. Il est nécessaire de quantifier cette influence pour déterminer dans quel cas un calcul naturel peut donner une bonne approximation de  $I$ . La Figure 2.5 compare les spectres naturels émergents en fonction de l’intensité du champ magnétique. Pour des champs magnétiques stellaires classiques d’étoiles  $A_p$  (jusqu’à 5kG), l’erreur est importante et il est nécessaire de résoudre systématiquement le transfert de manière complète.

<sup>6</sup>SynSpec : <http://tlusty.gsfc.nasa.gov/Synspec43/synspec.html>



**FIG. 2.5** – Spectre émergent en lumière naturelle ( $I$ ) pour différentes valeurs du champ magnétique. Les paramètres de la simulation sont strictement identiques à ceux de la Figure 2.4.

### 2.2.4 Validation du transfert radiatif

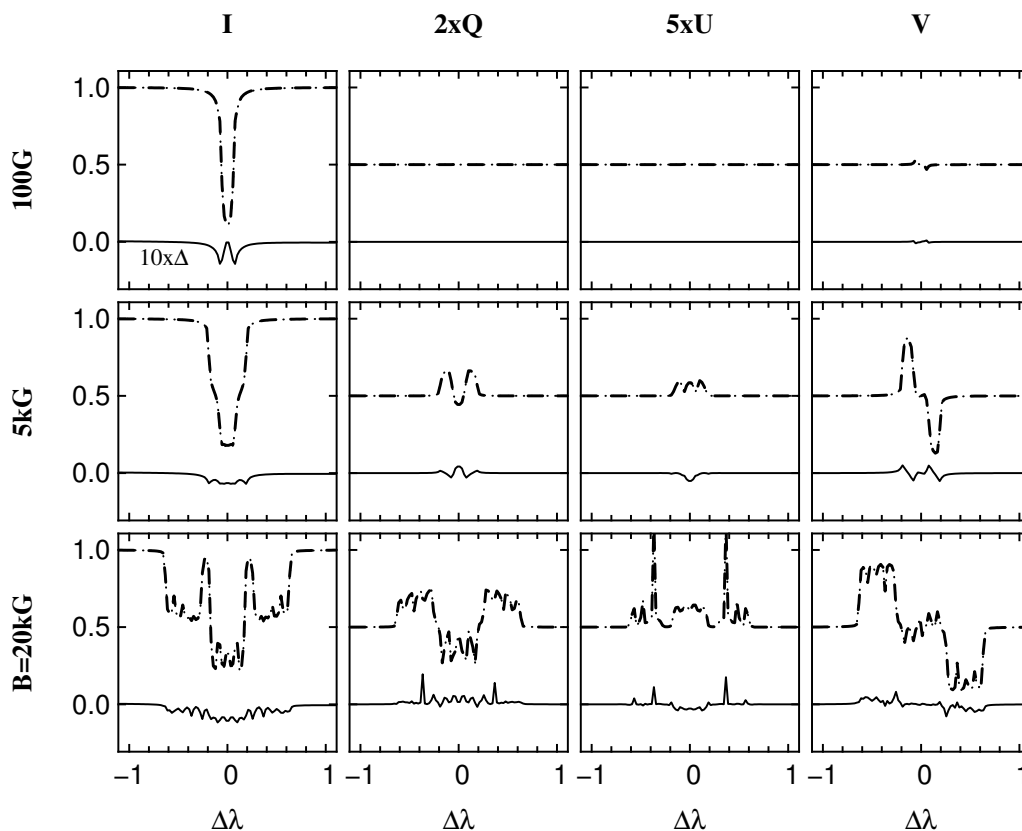
Il est difficile de valider un code de transfert car peu de problèmes radiatifs possèdent une solution analytique à laquelle comparer les résultats de l'intégration numérique. J'ai donc décidé de mettre en regard les résultats de notre intégrateur avec ceux d'autres codes déjà testés dans la littérature. Le travail de WADE *et al.* (2001) va nous servir de référence. Il s'agit d'une comparaison quantitative de quatre codes de transfert dédiés à l'étude des atmosphères stellaires en présence de champ magnétique.

#### Données utilisées pour la validation

Pour que les résultats soient réellement comparables, nous avons utilisé les données d'entrée de l'article de WADE *et al.* (2001), en particulier le même modèle atmosphérique et les mêmes paramètres atomiques. Les paramètres utilisés sont donnés en Annexe E.3. Les fonctions de partition utilisées sont les tables originales de notre code (codées en dur et donc différentes de celles de Greg Wade). Les taux d'occupation des niveaux de la transition sont donc différents, induisant une possible différence de profondeur et de saturation de raie. Les coefficients d'élargissement sont donc eux aussi différents (car pondérés par les taux d'occupation).

#### Comparaisons TransPo1 et COSSAM

La Figure 2.6 donne le spectre émergent calculé avec TransPo1 et avec COSSAM (WADE *et al.* 2001). D'une manière générale, les écarts sont au maximum de quelques centièmes, c'est-à-dire *deux fois* supérieurs aux écarts entre les codes présentés dans l'article. Ces différences proviennent probablement des fonctions de partition. Cette précision est suffisante pour notre problème. En effet, la résolution spectrale maximale envisagée ( $R=30000$ ) ne permet pas de résoudre les erreurs constatées. De plus, les incertitudes sur les paramètres stellaires (diamètre, rotation...) sont supérieures aux écarts relevés ici.



**FIG. 2.6** – Spectres polarisés émergent d’un point de la surface stellaire calculés avec TransPo1 (pointillé) et avec COSSAM (tirets). Le trait continu représente  $10\times$  la différence entre les deux simulations. Les paramètres de la simulation sont strictement identiques à ceux de la Figure 2.4.

### 2.2.5 Cas particulier des raies de l’hydrogène

J’ai introduit la possibilité de calculer les spectres des raies d’hydrogène, à la fois dans le visible et dans l’infrarouge (série de Lyman, Balmer, Paschen et Brackett). Les profils de l’hydrogène étant très différents des raies métalliques (élargissement supplémentaire), j’utilise des profils tabulés non polarisés. L’effet du champ magnétique n’est donc pas pris en compte. Le calcul est fait en lumière naturelle uniquement. Les profils polarisés de BRILLANT *et al.* (1998) pourraient être une prochaine étape. Notons toutefois qu’elle serait très gourmande en temps de calcul car l’interpolation se ferait dans un espace à 5 paramètres (abondance, longueur d’onde et vecteur magnétique). Les raies de l’hydrogène sont supposées insensibles à la distribution d’éléments métalliques<sup>7</sup>. Le disque stellaire apparent présente donc nécessairement une symétrie centrale (influence de l’assombrissement centre-bord uniquement). Malgré cette nouvelle symétrie, nous utilisons tout de même la discrétisation complète de la surface.

<sup>7</sup>Cette hypothèse est nécessaire car on suppose le modèle d’atmosphère constant sur le disque stellaire.

## 2.3 De la carte d'intensité aux observables

La section précédente présente la modélisation de la surface d'une étoile de type  $A_p$ . Nous disposons donc de l'intensité de rayonnement émergent de chaque point de la surface en fonction de la longueur d'onde, de la polarisation et de la phase de rotation. Ces cartes vont nous permettre de calculer les différentes grandeurs observées : le spectre, la visibilité et la phase interférométrique.

### 2.3.1 Carte d'intensité observée et spectre intégré

Après résolution du transfert radiatif, nous connaissons le flux par unité émergent de chaque cellule de l'étoile dans la direction de l'observateur. Il faut maintenant projeter chaque maille sur le fond du ciel pour déterminer la carte d'intensité observée par les instruments.

#### Projection sur le fond du ciel et effet Doppler

J'ai volontairement décidé de ne pas introduire l'effet Doppler rotationnel dans la résolution du transfert radiatif, mais au moment de la projection sur le fond du ciel. Il est ainsi possible de modéliser des étoiles similaires tournant à des vitesses différentes sans recalculer les spectres locaux (Figure 2.7). L'intensité émergent de chaque maille est représentée pour une longueur d'onde juste inférieure à la transition (aile bleue proche). La portion de disque se rapprochant de l'observateur ( $Y_o > 0$ ) est observée *dans la transition* et on remarque que les zones de faible intensité correspondent aux surabondances de l'élément (absorption augmentée). A l'inverse, dans la portion de disque s'éloignant de l'observateur ( $Y_o < 0$ ), le flux est indépendant de l'abondance car on observe *le continu*.

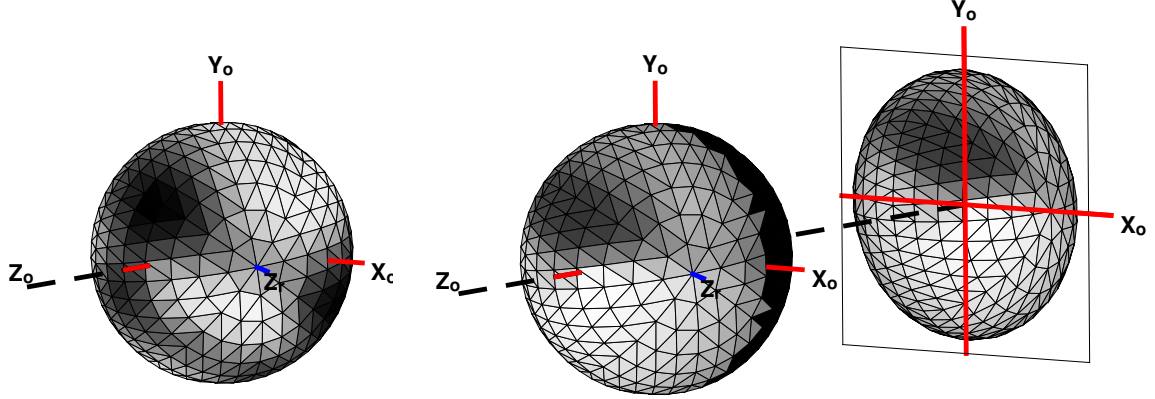
#### Reconstruction du spectre intégré

Pour obtenir le spectre observé par un instrument sans résolution spatiale, il suffit d'intégrer le flux obtenu pour chaque cellule en pondérant par la surface projetée (Figure 2.7). L'intégration est limitée aux cellules de l'hémisphère visible depuis l'observateur. Ce spectre peut ensuite être dégradé par la résolution spectrale de l'instrument.

### 2.3.2 Calcul des observables interférométriques

Les observables interférométriques se calculent à partir de la carte d'intensité et des paramètres instrumentaux (voir Section 1.4.2). En plus de la résolution spectrale, il faut spécifier la fréquence spatiale d'observation et l'angle de la base sur le fond du ciel. La fréquence spatiale est donnée en unité normalisée par rapport au diamètre stellaire apparent ( $\varnothing$ ) :

$$\vec{u}_n = \vec{u} \cdot \varnothing = \frac{\vec{b}}{\lambda} \cdot \varnothing \quad (2.1)$$



**FIG. 2.7** – Illustration de la projection de la surface stellaire sur le fond du ciel ; à gauche, carte d'abondance utilisée (surabondance en foncé) ; au centre, flux émergent à une longueur d'onde donnée dans l'aile bleue de la raie (faible intensité en foncé, les mailles complètement noircies sur le limbe droit sont invisibles pour l'observateur et ne sont donc pas calculées) ; à droite, projection du flux sur le fond du ciel,  $Z_o$  étant la direction de l'observateur.  $Z_r$  est l'axe de rotation de l'étoile. Par souci de clarté, le champ magnétique est nul en tout point.

### Transformée de Fourier Discrète

La surface stellaire étant discrète et ne possédant aucune symétrie, le passage de la carte d'intensité aux observables interférométriques se fait par une Décomposition en Série de Fourier<sup>8</sup>. Le degré complexe de cohérence s'écrit comme une somme d'exponentielles pondérées par le flux  $I_j$  et la surface apparente  $S_j$  de chaque cellule :

$$\Gamma_u = \frac{\sum I_j \cdot S_j \cdot \exp(-2i\pi \vec{x}_j \cdot \vec{u}_n)}{\sum I_j \cdot S_j} \quad (2.2)$$

où  $\vec{x}_j$  est la position de la maille  $j$  dans le repère de l'observateur  $R_o$ . La valeur numérique obtenue dépend nécessairement de l'échantillonnage choisi. Elle converge théoriquement vers la Transformée de Fourier quand le nombre de mailles devient infini. En pratique, il faut donc adapter la finesse du maillage à la précision recherchée (Section 2.3.3).

La somme discrète est effectuée pour chaque longueur d'onde et chaque état de polarisation. La phase couleur-différentielle est donnée par la différence de phase entre le degré de cohérence en deux points du spectre. La phase des franges en lumière polarisée est liée aux cartes d'intensité dans les paramètres de Stokes correspondants. Néanmoins, le passage des cartes d'intensité de Stokes aux

<sup>8</sup>Dans d'autres cas, la transformée de Fourier associée au Théorème de Zernicke-van Cittert est analytique ou peut être simplifiée en projetant le problème sur une famille de fonction particulière. Les familles couramment utilisées sont les fonctions de Bessel, les fonctions de Henkel ou les polynômes de Zernicke en fonction de la géométrie du problème.

observables interférométriques est un peu plus difficile que dans le cas de la spectro-polarimétrie classique. En effet, l'observable n'est pas la différence des degrés complexes de cohérence entre deux états de polarisation, mais la *différence de leur phase*.

### Phase de franges et lumière polarisée

Si l'on se place dans le cas marginalement résolu, on peut linéariser l'expression de la phase de la Transformée de Fourier de n'importe quelle carte d'intensité, et en particulier celle du paramètre de Stokes  $V$ , qui détermine le taux de polarisation circulaire ( $\alpha$  est la position angulaire sur le fond du ciel) :

$$\phi_V \sim \frac{\int V(\alpha).\alpha.d\alpha}{\int V(\alpha).d\alpha} \quad (2.3)$$

La question est de savoir si cette observable est réellement celle qui est mesurée. Si nous enregistrons les franges dans deux états de polarisation orthogonaux, par exemple droit  $\odot$  et gauche  $\ominus$  et si nous mesurons la différence des phases, l'observable est donnée par :

$$\phi_{\odot} - \phi_{\ominus} \sim \frac{\int F_{\odot}(\alpha).\alpha.d\alpha}{\int F_{\odot}(\alpha).d\alpha} - \frac{\int F_{\ominus}(\alpha).\alpha.d\alpha}{\int F_{\ominus}(\alpha).d\alpha} \quad (2.4)$$

Si on suppose le taux de polarisation intégrée faible, c'est-à-dire si les deux numérateurs sont proches, on peut ramener cette expression à la différence des moments d'ordre un :

$$\phi_{\odot} - \phi_{\ominus} \sim \frac{\int (F_{\odot}(\alpha) - F_{\ominus}(\alpha)).\alpha.d\alpha}{\int (F_{\odot}(\alpha) + F_{\ominus}(\alpha))/2.d\alpha} \quad (2.5)$$

Et on fait apparaître les cartes d'intensité dans les paramètres de Stokes  $I$  et  $V$  correspondant au flux total et à la polarisation circulaire :

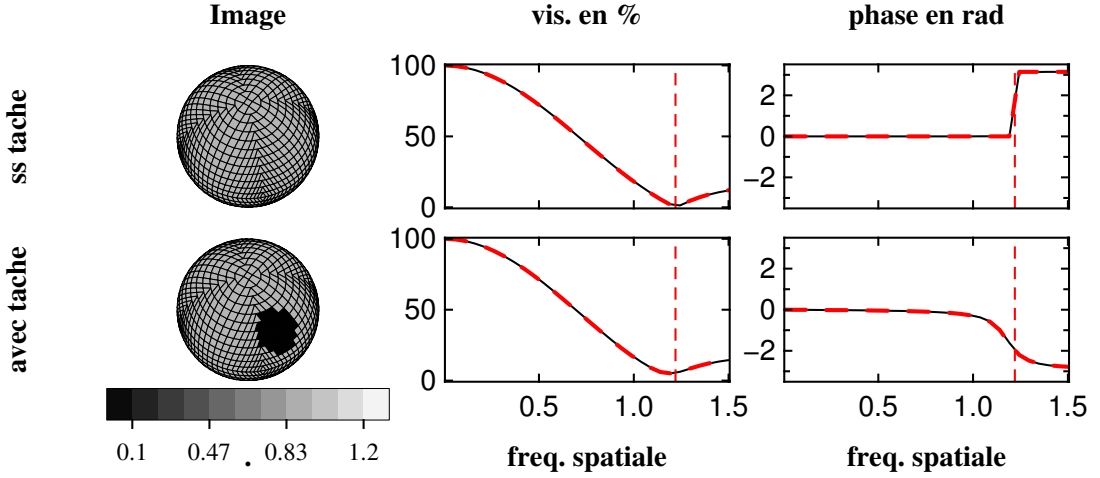
$$\phi_{\odot} - \phi_{\ominus} \sim \frac{\int V(\alpha).\alpha.d\alpha}{\int I(\alpha)/2.d\alpha} \quad (2.6)$$

Cette expression est fondamentalement différente de la phase de la simple Transformée de Fourier de la carte en  $V$  (Équation (2.3)). Pour déterminer correctement les observables polarisées, il nous faut donc convertir les cartes de Stokes en états de polarisation réellement mesurés *avant* de prendre la phase du degré complexe de cohérence.

### 2.3.3 Quantification de la précision sur les grandeurs interférométriques

Pour valider la méthode de calcul des observables interférométriques, nous avons comparé les visibilités et les phases obtenues dans le cas de problèmes possédant une solution analytique. Cette étude a été menée dans les différents paramètres de Stokes bien que je ne présente ici que des calculs en lumière naturelle, par souci de clarté. Pour ce test, j'ai choisi deux configurations complémentaires directement en lien avec les objets qui nous intéressent :

- un disque uniforme.
- un disque uniforme avec une tache uniforme située en  $\vec{p}$ , de profondeur relative  $F$ , et de rayon  $r$  (en unité de rayon stellaire).



**FIG. 2.8** – Comparaison des visibilitées et phases interférométriques obtenues par la simulation (tirets) et par un calcul analytique (traits continus), dans le cas d'un disque uniforme (haut) et dans le cas d'un disque uniforme taché d'une tache circulaire et uniforme (bas). Dans les deux cas la base interférométrique est alignée avec la verticale de la figure, direction qui ne correspond ni à la position de la tache ni à une symétrie du maillage. La surface est décomposée en 1200 éléments. Les tirets verticaux représentent la fréquence spatiale théorique à laquelle le degré complexe de cohérence d'un disque uniforme s'annule pour la première fois ( $\sim 1.22$ ).

Dans le premier cas, le degré complexe de cohérence est indépendant de l'angle de la base. Il s'exprime avec une fonction de Bessel de premier ordre :

$$\Gamma_u = 2 \cdot \frac{J_1(\pi u_n)}{\pi u_n} \quad (2.7)$$

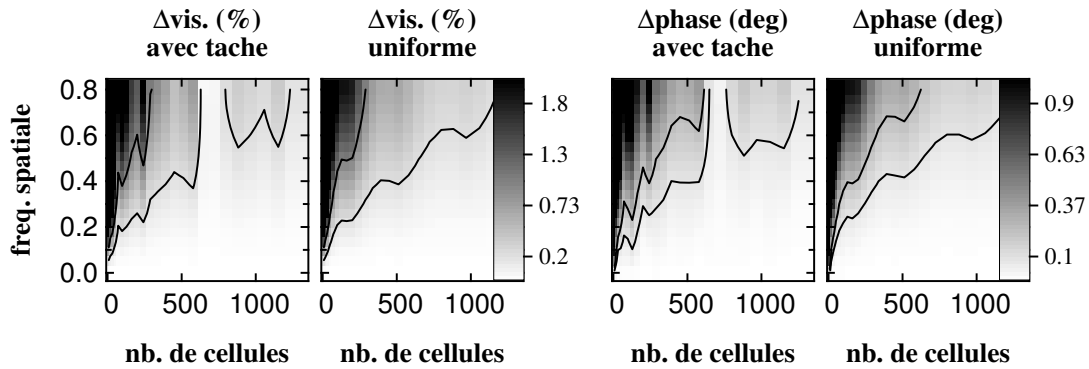
Dans le second cas, le degré de cohérence s'écrit comme la somme pondérée des deux disques uniformes. Un terme de phase supplémentaire décrit leur position relative :

$$\Gamma = \frac{\Gamma_u(u_n) + \Gamma_u(r \cdot u_n) \cdot F r^2 e^{-i\pi \vec{p} \cdot \vec{u}_n}}{1 + r^2} \quad (2.8)$$

Les paramètres choisis sont typiques d'une tache stellaire, c'est-à-dire un rayon  $r = 0.3R_*$ , une position  $\vec{p} = -(0.3, 0.4)R_*$ . La profondeur relative de la tache est égale à  $F = 0.3$ . Une telle déplétion en flux n'est jamais rencontrée en pratique et on pourra donc dire que l'erreur obtenue est une borne supérieure. La Figure 2.8 illustre la visibilité et la phase obtenues par la simulation discrète en comparaison des valeurs analytiques dans le cas d'un échantillonnage de la surface en 1200 cellules. La présence d'une tache vient sensiblement modifier les profils mais dans les deux cas les courbes sont en bon accord, même pour des résolutions spatiales importantes (second lobe).

Dans la pratique, nous ne nous intéresserons qu'aux configurations où la source est partiellement résolue ( $u_n < 0.6$ ). La simulation n'a pas besoin d'être robuste dans le second lobe et au-delà. Par contre dans le premier lobe, nous avons besoin d'une précision meilleure que la fraction de degré. La Figure 2.9 illustre la différence entre solutions analytiques et solutions numériques pour différentes valeurs de discrétisation et en se concentrant sur le premier lobe. Les configurations de tache sont identiques à celles du paragraphe précédent. On remarque que les précisions obtenues ont





**FIG. 2.9** – Différences absolues entre simulation et calcul analytique en fonction de la fréquence spatiale et de la précision du maillage. Les cartes avec et sans taches utilisées sont les mêmes que celles de la Figure 2.8. Les contours représentent 0.25% et 1% d'erreur en visibilité et 0.1° et 0.25° d'erreur sur la phase.

sensiblement les mêmes tendances avec ou sans tache. Un résidu inférieur à 0.1° est obtenu jusqu'à une fréquence spatiale normalisée de 0.6 pour un maillage d'environ 600 cellules.

## 2.4 Conclusions

Ce travail a permis de mettre au point et de valider un outil de résolution du problème direct dans le cas des étoiles magnétiques. Les données d'entrée de la simulation sont le modèle d'atmosphère, les paramètres de rotation stellaire (vitesse et inclinaison), une distribution d'abondance et de champ magnétique, les paramètres atomiques de la transition considérée et les paramètres de l'interféromètre utilisé (longueur de base, résolution spectrale). La carte d'intensité construite à partir des données du modèle permet de prédire de manière complète les observations spectroscopiques et interférométriques à haute résolution spectrale. Pour cela, une résolution complète du transfert polarisé s'est avérée nécessaire :

1. Dans un premier temps pour atteindre la précision requise dans le calcul de la carte d'intensité en lumière naturelle, à cause de la rétro-influence des profils polarisés.
2. Dans un second temps, pour déterminer les grandeurs interférométriques mesurées en lumière polarisée.

Ce travail spécifique a fait l'objet d'une présentation invitée à l'atelier "Transfert Radiatif VIS/IR/MM et Applications au VLTI/ALMA" (Avril 2004) du GRoupE Transfert en Astrophysique (GRETA)<sup>9</sup>.

Les différentes parties de cet outil ont été validées pas à pas. Bien qu'optimisée pour un pavage rapide et simple, la résolution du transfert polarisé est aussi précise que les autres codes actuels. Le calcul des observables spectroscopiques et interférométriques est environ un ordre de grandeur plus précis que la sensibilité des instruments actuels. Les premiers résultats de simulation ont été présentés à la SF2A et à la conférence « Magnetic Fields in O, B and A Stars » (Section 2.5, LEBOUQUIN *et al.* 2003b,a).

<sup>9</sup>GRETA : <http://www.obs-nice.fr/stee/transfert/transfert.html>

## 2.5 Article: « *Observing stellar activity with optical interferometers* »

Cet article fait suite à une intervention orale à la Semaine Française de l'Astrophysique (SF2A) en juin 2003 (LEBOUQUIN *et al.* 2003a). Une version très similaire a été publiée dans les résumés de la « International Conference on magnetic fields in O, B and A stars », suite à une intervention orale en décembre 2002 (LEBOUQUIN *et al.* 2003b). Il correspond à une partie du travail présenté dans les sections 2 et 3.

*SF2A 2003*

*F. Combes, D. Barret and T. Contini (eds)*

## OBSERVING STELLAR ACTIVITY WITH OPTICAL INTERFEROMETERS

LeBouquin, J.-B.<sup>1</sup>, Rousselet-Perraut, K.<sup>1</sup>, Stehle, C.<sup>2</sup>, Lanz, T.<sup>3</sup> and Jankov, S.<sup>4</sup>

**Abstract.** In few months, AMBER will be installed at the VLTI focus. It combines coherently 3 telescope beams in J,H,K bands with a spectral resolution up to 10000. Such an instrument will help to constrain stellar activity by providing powerful observables : closure phase and differential phases between different spectral channels. Its complementarity with the existing interferometers will be discussed. We shall illustrate this by selected simulations of interferometric signals for Chemically Peculiar (CP) stars.

### 1 Introduction

Studies of stellar activity and magnetism are mainly based on photometric and spectro-polarimetric observations, which can only provide values integrated over the stellar disk. This introduces much degeneracy in the inversion process. The VLTI-AMBER instrument will be installed at the end of the year and will give access to high angular information. In the first part, I explain the different observable of such instrument, and what sort of information it gives. Then, how we can use it for stellar physics understanding almost direct imaging of the stellar surface is not yet possible. We illustrate this with simulation of AMBER signal for patchy surface of CP stars  $\alpha^2$  CVn. And we conclude with the instrumental environment of AMBER and the complementarity with GI2T instrument for stellar magnetic field analysis.

### 2 the AMBER instrument

#### 2.1 Instrument abilities

AMBER should be install at Paranal during the end of 2003 and commissioned few month later. It is the first instrument which associate a great sensitivity

---

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, France

<sup>2</sup> LUTH / Observatoire de Paris-Meudon, France

<sup>3</sup> NASA Goddard Space Flight Center, USA

<sup>4</sup> Université de Nice Sophia-Antipolis, France

thanks to the diameter of telescopes (1.8m for ATs or 8m for UTs, the estimated limit magnitude with UTs is  $K=14$ ), a good precision due to the modal filtering, a high angular resolution of  $1mas$  obtain by 200m baselength, closure phase abilities because of the three beams combination and a spectral dispersion of 50, 2000 and 10000 which allow us to do differential interferometry in J,H and K band.

## 2.2 Observable of AMBER

An interferometer combines different telescope beams coherently. The Zernicke-Van Cittert theorem shows that the complex coherence factor,  $Ve^{-i\phi}$ , for the baseline  $\vec{b}$  is the Fourier Transform of the angular intensity distribution,  $O(\vec{\alpha})$ , at spatial frequency  $\vec{b}/\lambda$  :

$$Ve^{-i\phi} = TF\{O(\vec{\alpha})\}.$$

Random atmospheric perturbations corrupt the fringe phase. For standard turbulence, the variations are larger than  $2\pi$  and so the phase reference is lost. For AMBER, three observable are un-sensitive to piston : the modulus  $V$  of the coherence factor the differential phase  $\delta\phi$  between different spectral channels and the closure phase  $\bar{\phi}$  (sum of the three phases obtain in the three bases). If the object is marginally resolved ( $\vec{b}/\lambda < \Phi_{\text{object}}$ ), it is possible to express the complex coherence factor in function of the firsts moments of the flux distribution.  $V$  gives access to the equivalent diameter  $\Phi$  :

$$V = 1 - 4\pi^2 \Phi^2 . u^2$$

$\delta\phi$  gives access to the variation of photocenter between the different spectral channels  $\delta\vec{p}$  projected along the baseline :

$$\delta\phi = -2\pi \delta\vec{p} \cdot \vec{u}$$

and  $\bar{\phi}$  gives access to the skewness  $S$  (also call “asymmetry”) :

$$\bar{\phi} = \frac{4}{3}\pi^3 . S . \Phi^3 . \bar{u}$$

where  $\bar{u}$  is the geometric average of the three baselenghts.

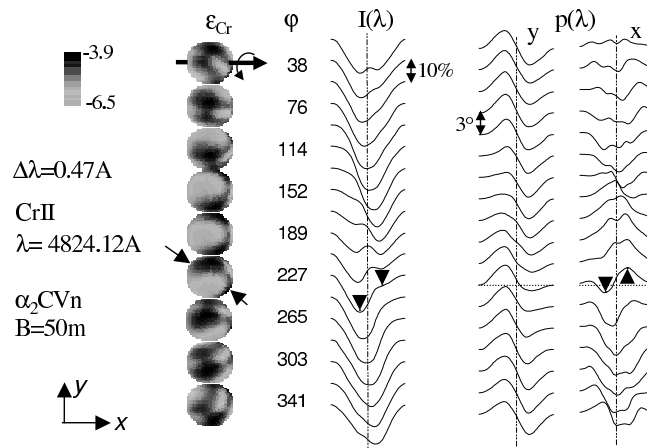
## 3 Application to the stellar physics

### 3.1 Summarize of the possible application

The knowledge of equivalent diameter, photocenter spectral variation and asymmetry can be very useful for understanding fast rotation and stellar structure [1], diameter variation [8], subtle structure in hot environment, oscillation in Be circumstellar disc [2], stellar wind and mass-loss, [3,4], temperature and abundance spot [5] and stellar magnetism [7].

### 3.2 Example of the spotted surface of the Ap star $\alpha^2$ CVn

We have computed a realistic patchy surface for  $\alpha^2$  CVn thanks to data provided by Kochukhov (Kochuchov et al, 2002). We have selected several metallic lines of various elements (Fe, Cr, Si) and have calculated the fringe phases for various stellar phases (Fig. 1). The  $x$  and  $y$  fringe phases allow us to locate the spots quite precisely. The marginally resolved interferometric signals clearly appear to be complementary to the “classical” Doppler signals. As an example, it allow us to disentangle north – south spot positions thanks to the sign of the  $x$  fringe phase. At rotational phase  $\phi = 227^\circ$ , we locate a large overabundance at the top left and a smaller one at the bottom right. Phase effects of several degrees can be observed across the spectral lines in the visible and near-infrared ranges, even for limited spectral resolution.

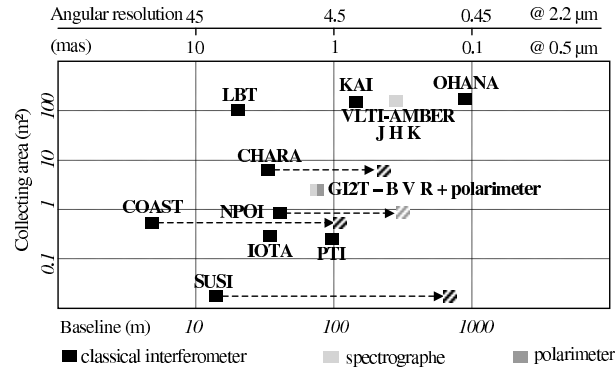


**Fig. 1.** Integrated spectra  $I(\lambda)$  (left) and photocenter  $p(\lambda)$  in the  $y$  (middle) and the  $x$  (right) directions of the Cr II  $\lambda 4824$  line for a 50-m baseline and infinite spectral resolution. The profiles extend over  $\pm 0.47\text{\AA}$  from the line center. Abundance maps at the left allow us to follow the different spots over the rotational phase (overabundances are shown as darker patches). This simulation was done with GI2T characteristic but the spatial resolution and so the predicted phase signal is equivalent as a 200m baselength at  $2\mu\text{m}$  (AMBER).

## 4 Instrumental context and perspectives

Different interferometers complement each other and provide interesting contexts for interferometric stellar studies (Fig. 2) :

- *the multiple-baselines and angles* of IOTA, CHARA or the planned VLTI imaging mode are important to determine rotational distortion or extend material around stars;



**Fig. 2.** Instrumental of interferometry for stellar application : collecting area as a function of angular resolution for existing and planned instruments. See The complementarity between GI2T with a spectro-polarimeter of  $R=3000$  in the visible and the AMBER instrument in the mid-IR.

- *the  $R=10\,000$  spectral resolution and high sensitivity* of AMBER on VLT for Interfero-doppler analysis (abundance, wind, rotation, structure in disc...);
- *the spectro-polarimetric mode* of the French interferometer GI2T for magnetic topologies and Thomson scattering.

**acknowledgements :** We thank Oleg Kochukhov and Nikolai Piskunov for the  $\alpha^2$ CVn abundance map and the very fruitful discussion during the conference. The author are grateful to French Programs PNPS and ATI-CNRS for funding the SPIN project. All the calculation and simulation of this work was done in Yorick.

## References

- Domiciano, A., 2003, A&A, 407, 47  
 Vakili, F., 1998, A&A, 335, 261  
 Vakili, F., 1996, A&A, 354, 595  
 Chesneau, O., 2003, SPIE, 4843, 484C  
 Jankov, S., 2001, A&A, 377, 721  
 Rousselet-Perraut, K., 2003, SPIE, 4838, 1396R  
 Rousselet-Perraut, K., 2000, A&A, 354, 595  
 Kervella, P., 2003, A&A, 404, 1087K



# Chapitre 3

## Faisabilité des observations avec les interféromètres existants

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction et contexte instrumental . . . . .</b>	<b>52</b>
3.1.1	Instrumentation à haute résolution angulaire . . . . .	52
3.1.2	Les spectrographes utilisés . . . . .	56
<b>3.2</b>	<b>Sélection des cibles et des raies . . . . .</b>	<b>58</b>
3.2.1	Contraintes instrumentales sur le choix des cibles . . . . .	58
3.2.2	Cibles choisies et travail bibliographique . . . . .	59
3.2.3	Selection des transitions atomiques . . . . .	60
<b>3.3</b>	<b>Simulation du signal SPIN sur les cibles choisies . . . . .</b>	<b>61</b>
3.3.1	Le prototype $\alpha^2\text{CVn}$ . . . . .	61
3.3.2	Le rotateur « rapide » $\epsilon\text{UMa}$ . . . . .	63
3.3.3	L'étoile magnétique $\beta\text{CrB}$ . . . . .	67
3.3.4	Le pulsateur $\alpha\text{Cir}$ . . . . .	71
3.3.5	HD187474 . . . . .	72
<b>3.4</b>	<b>Observations au GI2T . . . . .</b>	<b>72</b>
3.4.1	Caractérisation du mode polarimétrique . . . . .	72
3.4.2	Observations d'étoiles $A_p$ . . . . .	75
<b>3.5</b>	<b>Conclusions et perspectives . . . . .</b>	<b>75</b>
3.5.1	Perspectives pour une instrumentation interférométrique visible . . . . .	76
3.5.2	Perspectives vers la synthèse d'ouverture dans l'infrarouge . . . . .	76
<b>3.6</b>	<b>Article : « <i>Stellar activity studied by optical interferometry</i> » . . . . .</b>	<b>77</b>
<b>3.7</b>	<b>Article : « <i>Validation of a polarimetric interferometer</i> » . . . . .</b>	<b>89</b>

---



### 3.1 Introduction et contexte instrumental

L'objectif de ce travail est de déterminer la faisabilité des observations d'étoiles  $A_p$  avec les interféromètres existants. Pour ce faire, nous avons décidé d'aborder le problème selon trois axes complémentaires :

1. la sélection des cibles et des transitions afin de se concentrer sur les cas présentant un intérêt astrophysique majeur tout en étant les plus « faciles » possible,
2. la simulation du signal attendu sur ces objets grâce à l'outil de simulation numérique SPIN décrits dans le chapitre 2,
3. puis la préparation et la réalisation d'observations interférométriques. Ce dernier aspect contient l'étape de validation sur le ciel de l'unique mode de spectro-polarimétrie interférométrique (GI2T-REGAIN).

Avant de détailler ces trois axes, qui composent les sections 3.2, 3.3 et 3.4, je m'attache à décrire le contexte instrumental de l'étude. Nous avons utilisé deux types d'instruments : ceux qui intègrent la totalité du flux de l'étoile dans un seul spectre (spectrographes classiques) et ceux qui donnent accès à une information, même partielle, sur la distribution spatiale du flux (interféromètres).

#### 3.1.1 Instrumentation à haute résolution angulaire

Depuis une vingtaine d'années, de nombreux interféromètres optiques ont été construits. Peu sont équipés d'un élément dispersif permettant d'analyser le signal en fonction de la longueur d'onde... et encore moins avec une haute résolution spectrale. Parmi les instruments disponibles, nous nous sommes concentrés sur GI2T-REGAIN et VLTI-AMBER pour leur résolution spatiale et leurs caractéristiques complémentaires (Table 3.1). L'utilisation de ces deux instruments donne accès à toutes les gammes de longueurs d'onde du visible jusqu'au proche infrarouge, permettant ainsi de sonder des profondeurs atmosphériques différentes. La résolution spatiale ( $b/\lambda$ ) est similaire pour les deux instruments.

#### L'interféromètre visible GI2T

Le Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T) est un instrument optique travaillant dans le visible à moyenne et haute résolution spectrale allant jusqu'à 30000 (MOURARD *et al.* 1994a, 2003). Il permet de coupler deux télescopes de 1.5m le long d'une ligne de base Nord-Sud pouvant atteindre 65m. Implanté sur le site de Calern dans les Alpes Maritimes Françaises, il est le successeur de I2T qui a permis à Antoine Labeyrie de lancer l'interférométrie longue base en 1974. Depuis 1998, l'instrument s'est doté de la table de recombinaison REGAIN. L'étude de la polarisation dans le train optique a été réalisée par ROUSSELET-PERRAUT (1996). Un mode polarimétrique complet a été installé pour permettre des observations astrophysiques en spectropolarimétrie interférométrique (CHESNEAU *et al.* 2001; ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2001). Un prisme de Wollaston et une lame quart d'onde escamotable peuvent être introduits dans le chemin optique afin de séparer les états de polarisation orthogonaux. Les deux états de polarisations ( $\parallel, \perp$  ou  $\odot, \oslash$ ) sont enregistrés simultanément sur le détecteur, permettant ainsi des mesures différentielles.

	Nb. de télescopes	Base (m)	couverture spectrale	Résolution spectrale	Mode Polar.	Précision sur la phase
GI2T	2	65	Visible	jusqu'à 30 000	oui	3°
AMBER	3	200	J, H, K	jusqu'à 10 000	non	0.5°

**TAB. 3.1** – Caractéristiques des instruments GI2T-REGAIN implanté sur le site de Calern dans les Alpes Maritimes Françaises et AMBER, au foyer du VLTI (Chili). La précision sur la phase différentielle du GI2T a été reportée par VAKILI *et al.* (1998). La précision sur la phase d'AMBER est tirée des spécifications de l'instrument et n'a pas encore été validée.

### *Estimation du spectre, de la visibilité et de la phase*

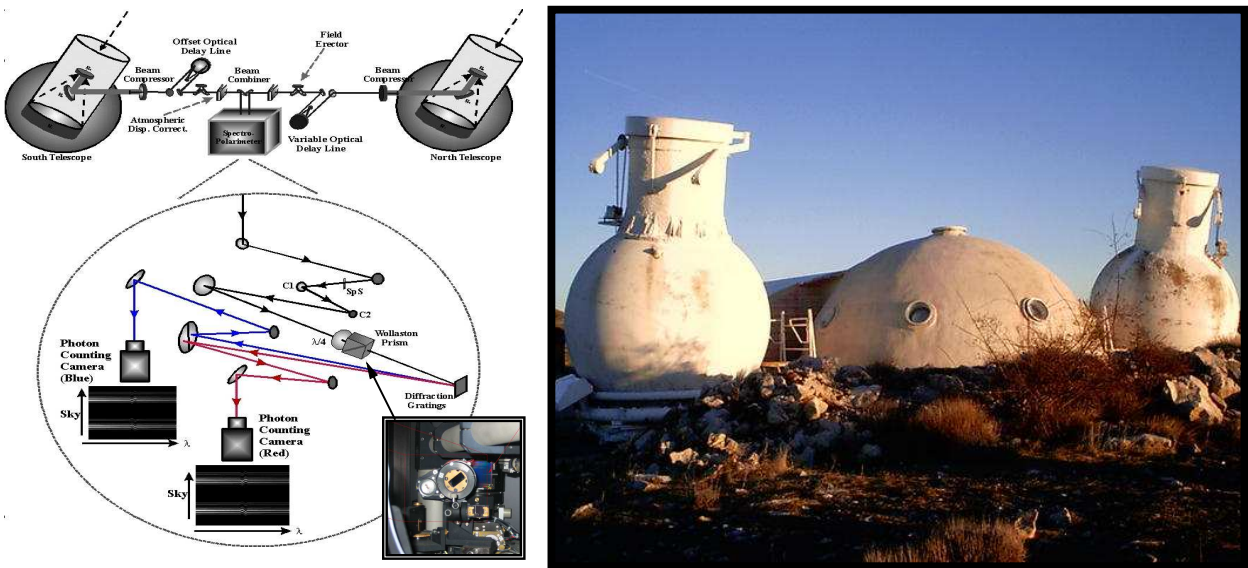
Le GI2T fonctionne sur le principe de l'interférométrie des tavelures en mode franges dispersées (MOURARD *et al.* 1994b). Les télescopes étant plus larges que le paramètre de Fried moyen<sup>1</sup>, l'image au foyer est composée d'un grand nombre de tavelures en mouvement rapide et désordonné. En superposant les images de chacune des deux voies (Nord et Sud), on observe des tavelures frangées dans la direction perpendiculaire à la séparation des deux pupilles. Cette image est envoyée sur la fente d'un spectrographe afin d'obtenir une image bidimensionnelle  $(x, \lambda)$ . Les franges dispersées sont enregistrées à une fréquence rapide (50Hz) en mode comptage de photon afin de « geler » la turbulence atmosphérique.

L'intégration des images selon la direction des franges donne le spectre de l'objet. Pour mesurer les grandeurs interférométriques (contraste et phase des franges), on somme les auto-corrélations des enregistrements<sup>2</sup>, ce qui recentre les images (la phase absolue étant déjà perdue à cause des perturbations atmosphériques). La Transformée de Fourier de cette somme comprend une partie basse fréquence (autour du centre) qui correspond à l'énergie sur chacune des deux pupilles, et une partie haute fréquence (deux pics symétriques loin du centre) qui correspond à l'énergie des franges. Le rapport entre ces deux énergies est la visibilité au carré ( $\mu^2$ ).

Si l'on s'intéresse aux grandeurs différentielles, il est nécessaire de sommer les intercorrélations entre deux régions distinctes. La Transformée de Fourier obtenue est alors une grandeur complexe. La phase de la partie haute fréquence (énergie des franges) représente alors la différence de phases interférométriques entre les deux régions. Il est possible de faire la même opération entre deux régions où l'on ne s'attend à aucun effet astrophysique (continu/continu par exemple) pour déterminer quelle est la proportion de phase instrumentale dans la différence mesurée (Section 1.4.2). La mesure de phase différentielle est indépendante des perturbations atmosphériques et seul son rapport signal à bruit dépend de la turbulence. Il est donc possible de ne pas observer de calibrateur.

<sup>1</sup>Typiquement, le paramètre de Fried  $r_0$  (FRIED 1966a,b) rend compte de l'aire de cohérence en présence de turbulence atmosphérique, i.e. de la zone dans laquelle le champ électrique reste corrélé spatialement. Du point de vue de la réponse impulsionnelle (instantannée) du système télescope+atmosphère, l'image n'est plus la fonction d'Airy résultant de l'autocorrélation de la pupille non perturbée, mais présente des tavelures (en anglais speckles) de taille caractéristique  $\lambda/D$  répartis aléatoirement dans une zone de diamètre  $\lambda/r_0$ . Le nombre moyen de speckles dans une image est  $(D/r_0)^2$ .

<sup>2</sup>La somme de tous les enregistrements (image long temps de pose) ne fait pas apparaître les franges (à cause de l'agitation des tavelures) mais permet de calibrer un certain nombre de paramètres instrumentaux comme la séparation des pupilles, leur taille, le flux relatif...



**FIG. 3.1** – Photo (à droite) et schéma de principe (à gauche) de l'instrument GI2T. La lumière est collectée par deux télescopes puis injectée sur la table REGAIN. Les deux faisceaux sont superposés (recombinaison) et les deux polarisations sont éventuellement séparées (prisme de Wollaston, photo en encart). Un réseau disperse les longueurs d'onde dans la direction perpendiculaire aux franges d'interférences (mode franges dispersées). Les deux images (voie rouge et voie bleue) sont enregistrées à une cadence rapide (50Hz) en mode comptage de photon.

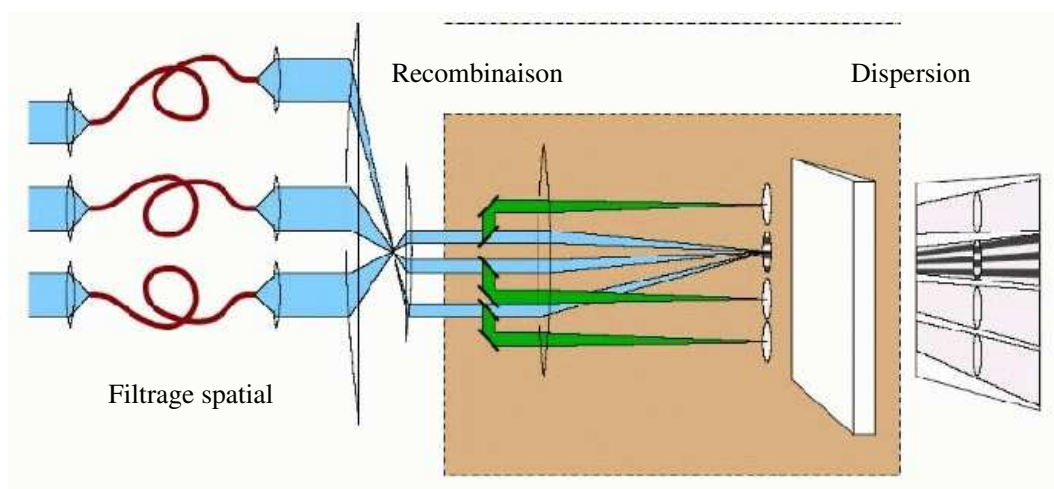
### Performances connues

La précision de l'instrument en phase différentielle est actuellement de quelques degrés pour une étoile brillante (VAKILI *et al.* 1998). La magnitude limite du GI2T est liée à la quantité de photons par canal spectral et par tavelure. En dessous d'un photon en moyenne par cellule de cohérence, le rapport signal à bruit se dégrade fortement car il n'est plus possible de calculer une corrélation. En condition normale de turbulence, la magnitude limite actuelle pour le suivie de frange se situe autour de 4 dans la bande V et en moyenne résolution (5000).

### L'instrument 3 télescopes infrarouge AMBER-VLTI

AMBER est le premier interféromètre à concilier haute résolution angulaire, grande sensibilité et résolution spectrale importante. Ces performances sont obtenues par la complémentarité entre les longues bases (200 mètres) et les grandes ouvertures (8 mètres) du VLTI. AMBER offre la possibilité de recombinaison simultanément jusqu'à trois télescopes et permet ainsi d'accéder à la clôture de phase. Couplé à une potentiellement forte couverture du plan ( $u, v$ ) grâce au repositionnement des télescopes, cet instrument ouvre l'ère de l'imagerie par synthèse d'ouverture optique dans de petits domaines spectraux. Une caractérisation complète de l'instrument peut être trouvée dans LAGARDE *et al.* (2001).

AMBER est un instrument monomode, les faisceaux provenant des télescopes sont préalablement injectés dans une fibre optique monomode avant d'être superposés. Ce *filtrage spatial* transforme



**FIG. 3.2** – Schéma de principe de l'instrument AMBER. Après un filtrage spatial effectué par les fibres, les faisceaux "compressés" sur une dimension sont recombinaison selon la technique multiaxiale, la photométrie sur chaque voie étant aussi prélevée grâce à l'apposition de lames séparatrices sur le parcours des faisceaux. Ces derniers sont alors dispersés et l'interférogramme bi-dimensionnel (pixels-longueurs d'onde) est enregistré sur le détecteur infrarouge. Image tirée du travail de TATULLI (2004).

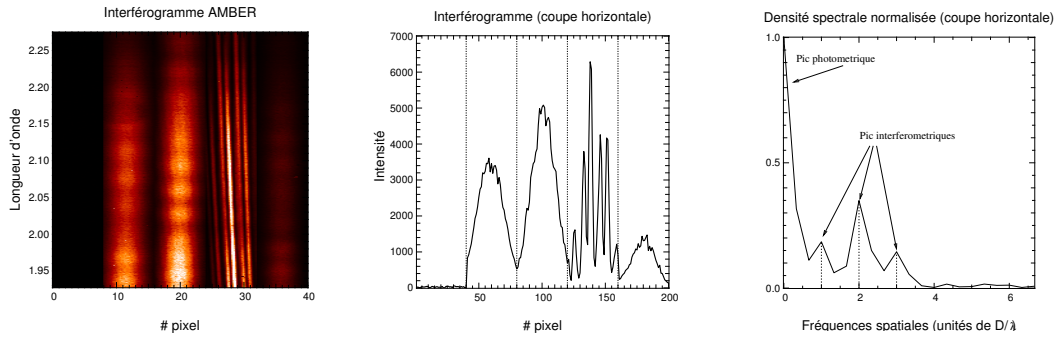
le front d'onde incident perturbé par l'atmosphère en un faisceau stable (non-turbulent), mais dont l'intensité varie rapidement. La fibre « convertit » les fluctuations de phase en fluctuations d'intensité. La photométrie des faisceaux filtrés est enregistrée en temps réel, ce qui permet de corriger ses effets sur la visibilité des franges. La recombinaison des faisceaux s'effectue ensuite selon le même schéma qu'au GI2T (recombinaison multiaxiale et franges dispersées, Figure 3.2). Un exemple d'image typique enregistrée sur le détecteur d'AMBER est donnée en Figure 3.3.

#### *Estimateur de visibilité et phase*

Dans le cas d'AMBER, les pupilles de sortie sont tellement rapprochées que les pics franges se superposent dans la Densité Spectrale de Puissance. Il n'est donc pas possible d'utiliser des procédures classiques de réduction des données dans le plan de Fourier. La procédure d'AMBER se base donc sur l'ajustement dans le plan image des franges observées par des franges de calibration (dites ondes porteuses). Ces dernières sont obtenues par une série d'acquisitions effectuées avec la lampe interne en éclairant alternativement chaque faisceau et chaque paire de faisceaux. Le lecteur intéressé peut se reporter aux travaux de MILLOUR *et al.* (2004) et TATULLI (2004) qui détaillent l'algorithme utilisé. Les grandeurs de sortie sont le spectre, la visibilité et la phase des franges en fonction de la base et des longueurs d'onde.

#### *Performances attendues*

Les performances réelles d'AMBER sont en cours de test grâce aux observations de qualification. Nous ne pouvons donc que nous appuyer sur les valeurs spécifiées lors du dessin de l'instrument,



**FIG. 3.3** – De gauche à droite : image bi-dimensionnelle obtenue sur le détecteur avec AMBER, coupe horizontale et densité spectrale de l’interférogramme. Image tirée du travail de TATULLI (2004).

résumées dans la Table 3.2 en fonction des objectifs astrophysiques. Dans notre cas, nous ne cherchons pas à atteindre une précision de  $10^{-4}$  mais plutôt entre  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$  (la mesure de la phase différentielle étant plus simple que la mesure de la chute de visibilité). La magnitude limite se situe donc plus probablement autour de 5-6 en bande  $K$ , sur les ATs et avec le suiveur de frange FINITO.

Source	Visibilité (précision)	Clôture de phase	Phase différentielle	Résolution spectrale	Magnitude en $K$
Étoiles jeunes	$10^{-3}$	Oui	-	1000-10000	4-7
Exoplanètes	$10^{-4}$	-	Oui ( $10^{-4}$ rad)	50	5
Noyaux actif de galaxies	$10^{-2}$	Oui	-	50	11 (UTs)
Surface stellaire	$10^{-4}$	Oui	Oui	10000	1

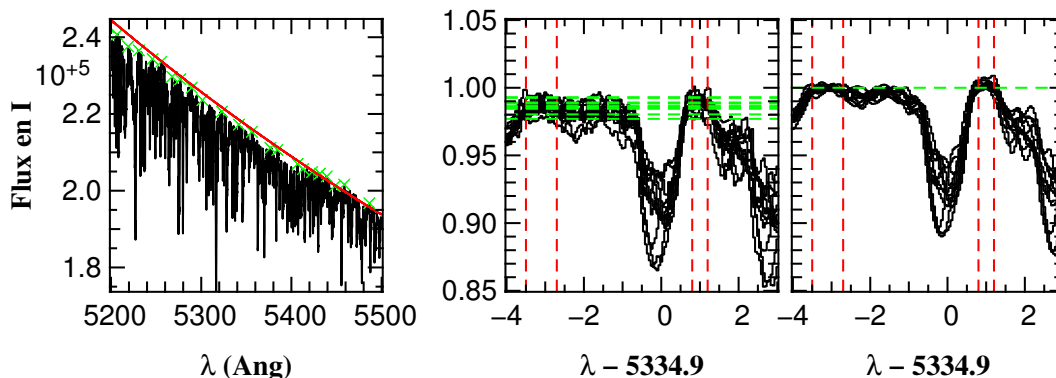
**TAB. 3.2** – Spécifications instrumentales minimales de AMBER en fonction des objectifs astrophysiques. Les cas scientifiques utilisant la haute résolution spectrale nécessite le suiveur de frange FINITO. Table tirée du travail de TATULLI (2004).

### 3.1.2 Les spectrographes utilisés

Dans le but de préparer les observations interférométrique avec les instruments décrits dans la section précédente, nous privilégions les spectrographes travaillant dans les mêmes domaines de longueur d’onde, et si possible avec une résolution spectrale similaire. Nous avons utilisé Elodie, qui possède des caractéristiques similaires à celle du GI2T ( $R > 30000$ , domaine visible et situé dans l’hémisphère Nord), et ISAAC, dont les caractéristiques sont similaires à celles d’AMBER ( $R \sim 10000$ , domaine infrarouge proche et situé dans l’hémisphère Sud).

#### Le spectrographe visible Elodie

Elodie est un spectromètre installé sur le télescope de 1,93 m à l’Observatoire de Haute Provence (OHP) depuis juin 1993. Il est illuminé par une paire de fibres optiques depuis le foyer Cassegrain.



**FIG. 3.4** – Illustration de la normalisation des spectres Elodie avec la transition  $\text{CrII}\lambda 5334$  sur l'étoile  $\epsilon\text{UMa}$ . Un ajustement des maximums locaux (gauche) permet de corriger de la forme globale du spectre, caractéristique de la température stellaire, de l'atmosphère et de l'instrument. La mesure du continuum local entre les raies (milieu) permet de corriger les écarts entre les différentes observations. Les spectres traités montrent bien la variation du profil de raie au cours de la période stellaire, due aux taches d'abondances (droite).

L'ouverture des fibres sur le ciel est de  $2''$ . Une des fibres est éclairée par l'étoile et l'autre, si on le désire, par le ciel. Les spectres couvrent un domaine d'environ  $3000 \text{ \AA}$  (entre  $3850$  et  $6800 \text{ \AA}$ ) avec une résolution de  $45000$ . *BARANNE et al.* (1996) décrit en détail l'instrument, le traitement des données et les performances obtenues. Les observations utilisées (Table F.1 de l'Annexe F.1) sont toutes issues de l'archive en ligne<sup>3</sup>. Le traitement appliqué pour obtenir des spectres normalisés est rudimentaire mais s'avère efficace (Figure 3.4). Une première estimation grossière du continu est obtenue par ajustement des maximums locaux sur une grande plage de longueurs d'onde, en excluant les raies de l'hydrogène. Les spectres sont alors une nouvelle fois normalisés par une estimation fine du continu. Cette valeur est mesurée dans des parties du spectre proches de la transition étudiée, et qui semble être vierges de toutes raies.

### Le spectrographe infrarouge ISAAC

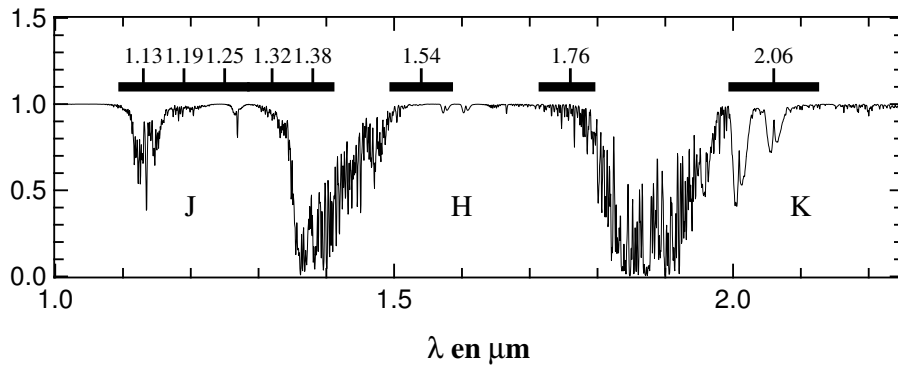
ISAAC est spectro-imageur infrarouge pour le domaine  $1$  à  $5$  microns, installé au foyer Nasmyth du VLT-UT1. Parmi les différentes résolutions spectrales disponibles, nous avons favorisé la plus importante ( $10000$ ). Des observations en « mode service » ont été obtenues pendant la période  $71$ <sup>4</sup> sur les étoiles HD128898, HD203006 et HD187474. Sur chaque cible, le domaine spectral observé couvre les bandes J et H essentiellement, ainsi que le début de la bande K (Figure 3.5). Cette couverture a été choisie afin d'éviter les raies de l'hydrogène chaque fois cela était possible.

Les données ont été réduites par Karine Perraut en collaboration avec Chantal Stehlé. L'identification des raies utilise une base de données issue de la compilation des transitions de R. Kurucz<sup>5</sup>

<sup>3</sup>Archives des données du spectrographe Elodie : <http://atlas.obs-hp.fr/elodie/>

<sup>4</sup>Proposals 71.D-0314(A) et 71.D-0314(B) : 1 Avril 2003 ; 7h sur ISAAC-Antu ; Rousselet-Perraut, Mathys, Stehlé, Le Bouquin, Lanz, Jankov. Le résumé de la proposition peut être trouvée à l'adresse : [http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/abstract/query?ID=7103140&progid=%2071.D-0314\(A\)](http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/abstract/query?ID=7103140&progid=%2071.D-0314(A))

<sup>5</sup><http://cfa-harvard.edu/amdata/ampdata/kurucz23/sekur.html>



**FIG. 3.5** – Transmission de l’atmosphère (courbe continue, bandes J, H et K), domaines des observations ISAAC réalisées avec une résolution spectrale de  $R = 10000$  (bande horizontale noire) et longueur d’onde centrale de chaque domaine (tirets verticaux).

et de P. Van Hoof (base ISO<sup>6</sup>). Un travail d’élimination des doublons et de conversion de l’ensemble des longueurs d’onde a été réalisé par V. Cabanne et C. Stehlé. Cette base contient essentiellement des raies d’éléments supérieurs à  $Z = 20$ .

## 3.2 Sélection des cibles et des raies

Notre objectif est de valider la méthode de spectro-polarimétrie interférométrique. Parmi les différentes cibles  $A_p$  présentant un intérêt astrophysique, nous allons privilégier les étoiles et les transitions atomiques susceptibles de fournir le signal de phase interférométrique le plus important possible.

### 3.2.1 Contraintes instrumentales sur le choix des cibles

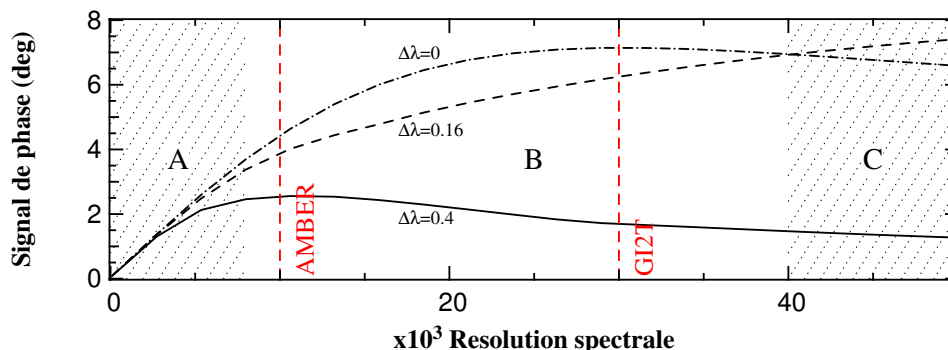
La dynamique de détection en interférométrie différentielle est donnée par le produit de la *fréquence spatiale d’observation* avec la *précision sur la phase*. Plus ce produit est élevé, plus il sera possible de détecter des structures de surface faiblement contrastées. Ainsi, la grande précision de l’instrument AMBER relâche partiellement les contraintes sur la résolution spatiale. C’est aussi pourquoi, nous privilégions systématiquement les cibles ayant *le plus grand diamètre apparent*.

### Résolution spectrale et vitesse de rotation

La résolution spectrale disponible impose une contrainte forte sur la vitesse de rotation stellaire. La convolution par une résolution spectrale  $R$  limitée dégrade la quantité d’information disponible (Figure 3.6). On peut définir trois domaines qui correspondent à trois stratégies d’observation en fonction de la valeur du nombre adimensionnel  $\tau = R \cdot V_{rot} \cdot \sin i / c$ , rapport entre l’élargissement Doppler et la taille d’un élément spectral :

- $\tau < 1$  (A) : La raie n’est pas résolue. La phase des franges permet d’avoir accès au photocentre total de la transition. Il est possible de valider/invalider la carte d’abondance utilisée

<sup>6</sup><http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic>



**FIG. 3.6** – Amplitude du signal de phase des franges interférométriques (degrés) en fonction de la résolution spectrale pour un canal spectral situé au centre de la transition (continu), dans l'aile bleue proche (tirets) et dans l'aile bleue lointaine (mixte). La transition étudiée est le CrII $\lambda$ 4824, les paramètres stellaires, la carte d'abondance et la topologie magnétique sont ceux de l'étoile  $\alpha^2$ CVn, comme décrit par KOCHUKHOV *et al.* (2002). Sa vitesse de rotation projetée est égale à  $V_{rot} \cdot \sin i = 15$  km/s. Le diamètre stellaire est fixé à 0.8 milliarcseconde. La base interférométrique est de 50m orientée perpendiculairement à l'axe de rotation.

comme entrée de la simulation sans être certain de l'unicité de la solution. Néanmoins, cette information peut suffire à lever la dégénérescence de certaines reconstructions Doppler.

- $\tau \sim 1$  (B) : Les ailes et le centre ont des phases différentes mais celles-ci continuent d'évoluer en fonction de  $R$ . La phase est mesurée dans l'aile bleue et dans l'aile rouge. La différence de phase entre les deux ailes en fonction de l'angle de la base projetée permet de contraindre l'axe de rotation stellaire. Cette information peut aussi être directement utilisée par l'imagerie Doppler-Interférométrique.
- $\tau > 1$  (C) : Les phases observées deviennent indépendantes de la résolution. La raie est parfaitement résolue. On peut alors distinguer les photocentres de plusieurs taches séparées par effet Doppler. La quantité d'information spatiale est très importante et il est possible d'inverser les observables interférométriques pour reconstruire la carte d'abondance et/ou la structure magnétique de la cible.

En pratique, en privilégiant les cibles avec *la plus grande vitesse de rotation apparente* (50km/s), AMBER atteindra le domaine B et GI2T la limite du domaine C.

### 3.2.2 Cibles choisies et travail bibliographique

Les cibles correspondant aux critères instrumentaux ne répondent pas toutes à nos objectifs. Pour pouvoir prédire convenablement les grandeurs interférométriques, il faut connaître les principaux paramètres stellaires, ainsi que les cartes d'abondances et les topologies magnétiques. Nous avons donc décidé de nous concentrer sur des étoiles déjà bien étudiées. Nous avons sélectionné deux objets prioritaires pour les observations GI2T :  $\epsilon$ UMa et  $\alpha^2$ CVn; et trois autres objets pour AMBER :  $\theta$ Mic, HD187474 et  $\alpha$ Cir. Notons que l'étoile magnétique  $\beta$ CrB est observable depuis ces deux observatoires. Les Tables 3.3 et 3.4 résument les principales caractéristiques stellaires ainsi que les références bibliographiques que nous utiliserons par la suite pour chacune de ces cibles.



Nom	Spectres	Structures d'abondances	Topologie magnétique
$\epsilon$ UMa	Elodie	Lueftinger, 2003	
$\beta$ CrB	Elodie	Ryabchikova, 1998	Bagnulo, 2000
$\alpha^2$ CVn	Elodie	Kochukhov, 2002	Kochukhov, 2002
$\alpha$ Cir	ISAAC	Kupka, 1996	
$\theta$ Mic	ISAAC		
HD187474	ISAAC	Strasser, 2001	Landstreet, 2000

**TAB. 3.3** – Références bibliographiques des étoiles sélectionnées. Les observations Elodie sont réalisées dans le visible et correspondent donc aux cibles GI2T tandis que les observations infrarouges ISAAC correspondent aux cibles AMBER.

Nom	HD	$T_{eff}$ (K)	$\log g$	$V \cdot \sin i$	$i$	$\varnothing$ (mas)	Période (d)	Vmag
$\epsilon$ UMa	112185	9000	3.6	35km/s	45°	1.5	5.09	1.77
$\beta$ CrB	137909	7500	4.3	15km/s	160°	1.0	18.5	3.7
$\alpha^2$ CVn	112413	11600	4.02	17km/s	49°	0.88	5.47	2.9
$\alpha$ Cir	128898	7750	4.2	15km/s	30°	~1.1	4.48d	?
$\theta$ Mic	203006	10200	?	50km/s	~90°	0.3	2.12d	?
HD187474	187474	10400	4.0	10km/s	87°	-	2245d	?

**TAB. 3.4** – Principaux paramètres stellaires des cibles choisies, extraits des références de la Table 3.3. Les diamètres angulaires apparents sont tirés du catalogue CHARM2.

### 3.2.3 Selection des transitions atomiques

Nous cherchons les raies susceptibles de fournir le signal de phase interférométrique le plus important possible. Nous privilégions les éléments les plus abondants et ceux dont la carte d'abondance est la plus contrastée. Le choix est ensuite déterminé par les critères suivants :

- Pour augmenter au maximum la résolution spatiale, nous privilégions les longueurs d'onde les plus courtes, c'est-à-dire la voie bleue sur GI2T et la bande J sur AMBER.
- Le déplacement du photocentre étant proportionnel à la profondeur de la raie, nous privilégions les transitions avec une force d'oscillateur intense.
- Pour éviter les effets de « brouillage », nous éliminons les raies multiples ou polluées par des transitions proches.
- Pour l'étude du champ magnétique, nous privilégions les transitions ayant un facteur de Landé élevé.

La sélection est faite à partir des spectres observés et des bases de données atomiques. Les raies sont identifiées en utilisant le code de synthèse spectrale `SynSpec`<sup>7</sup>. Les paramètres atomiques utilisés proviennent de différentes sources. Dans le visible, nous utilisons principalement les compilations réalisées par Kurucz et la base de données VALD<sup>8</sup>, qui fournit généralement aussi les facteurs de Landé. Dans l'infrarouge, nous utilisons les travaux récents de Valentine Cabanne et de Chantal

<sup>7</sup>SynSpec : <http://tlusty.gsfc.nasa.gov/Synspec43/synspec.html>

<sup>8</sup>VALD : <http://www.astro.univie.ac.at/~vald/>

Elem	$\lambda$ (Å)	$Log(g_f)$	$\bar{g}$	Elem	$\lambda$ (Å)	$Log(g_f)$	$\bar{g}$
FeII	4582.83	-3.1	1.1545	CrII	5502.07	-1.99	1.2165
CrII	4812.34	-1.8	1.295	SiI	5957.56	-0.301	1.3335
CrII	4824.13	-1.22	1.339	FeII	5961.71	0.699	1.2755
FeII	4923.93	-1.32	2.2	FeII	6600.02	0.298	1.5765
FeII	5018.44	-1.22	1.935	CrII	11610.5	-0.012	1.585
FeII	5316.61	-1.85	1.28	SiI	11991.6	-0.16	0
CrII	5334.87	-1.562	0.41	FeII	13703.5	-2.297	1.22

**TAB. 3.5** – Listes des principales transitions atomiques retenues dans notre étude.

Stehlé, qui compilent différentes sources. La Table 3.5 résume les transitions sélectionnées.

### 3.3 Simulation du signal SPIN sur les cibles choisies

Nous utilisons les observations spectroscopiques (archives Elodie et observations ISAAC) ainsi que les données de la littérature présentées dans la section précédente pour tester l’outil de simulation numérique SPIN et préparer les observations en interférométrie.

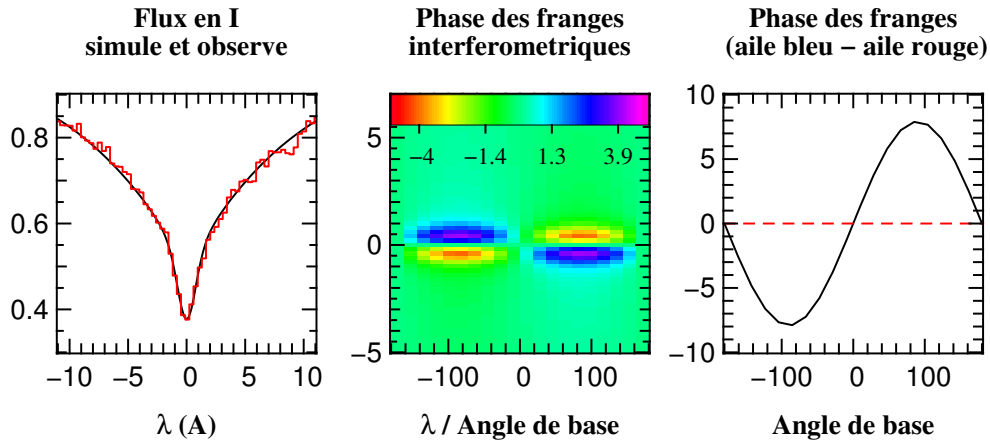
#### 3.3.1 Le prototype $\alpha^2$ CVn

$\alpha^2$  Canes Venatici (Cor Caroli, HD112413) a été la première étoile brillante A classifiée comme chimiquement particulière. Depuis le début du XX<sup>ème</sup> siècle, beaucoup d’efforts ont été accumulés pour décrire les variations de sa vitesse radiale, de l’intensité de ses raies et de son champ magnétique longitudinal. Les premières analyses détaillées de sa topologie magnétique et de ses inhomogénéités d’abondance ont été faites par PYPHER (1969) et KHOKHLOVA & PAVLOVA (1984). Ces travaux sont basés sur une reconstruction séparée et inconsistante du champ et de l’abondance. Ils présentent une estimation de la topologie magnétique ainsi que des cartes de variation de largeur équivalente des raies, mais pas de l’abondance absolue. En 2000, elle a été choisie comme première cible par l’équipe d’Uppsala et a été reconstruite par Imagerie Zeeman Doppler (KOCHUKHOV *et al.* 2002). Les auteurs proposent des cartes d’abondance dans différents éléments métalliques ainsi qu’une structure magnétique reconstruite de manière cohérente, basée sur l’inversion des spectres dans les paramètres de Stokes  $I$  et  $V$ , puis  $U$  et  $Q$ . Dans la suite, je me servirai des résultats de cette étude comme paramètres du modèle d’ $\alpha^2$ CVn.

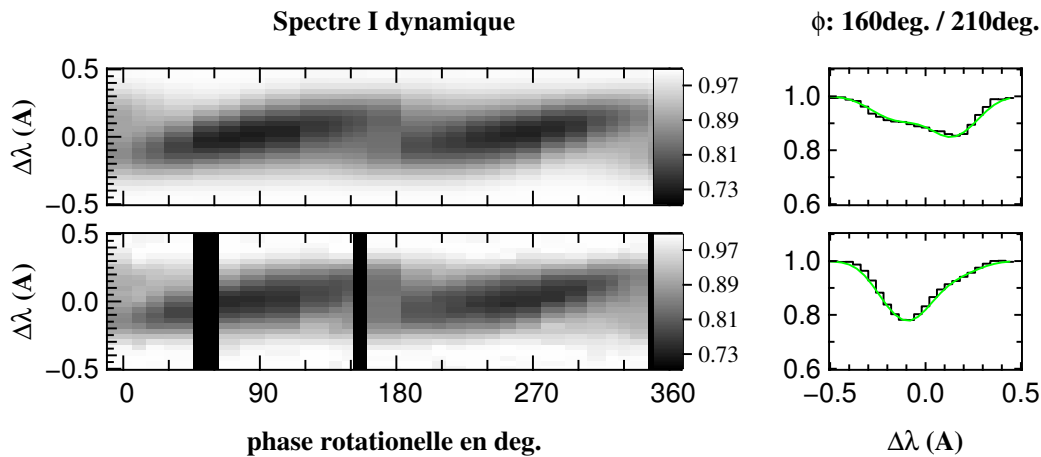
Pour cet objet de diamètre angulaire  $\varnothing = 0.88\text{mas}$ , les fréquences spatiales d’observation maximales au GI2T sont de  $|u_n| = 0.3$  vers  $6500\text{Å}$  et de  $0.4$  vers  $4800\text{Å}$ , en utilisant la base de  $50\text{m}$ . J’utiliserai ces valeurs dans les calculs de grandeurs interférométriques.

#### Raies de l’hydrogène et axe de rotation stellaire

Le spectre simulé avec SPIN autour de la transition  $H\alpha$  est en bon accord avec les observations sans résolution spatiale du GI2T (Figure 3.7), ainsi qu’avec les spectres visibles Elodie. L’amplitude de la phase prédite dans les ailes de la raie est supérieure à la sensibilité du GI2T. Il est possible



**FIG. 3.7** – Simulation de l’effet de phase interférométrique dans la raie  $H\alpha$  sur  $\alpha^2CVn$ . La base interférométrique vaut 50 m et la résolution spectrale est de 5000 (caractéristiques du GI2T). A gauche, comparaison entre le spectre **observé avec le GI2T** (histogramme) et **simulé par SPIN** (trait continu). Au centre, simulation de la phase interférométrique (en degrés) en fonction de la longueur d’onde et l’angle de la base par rapport à l’axe de rotation projeté. A droite, simulation de la phase différentielle aile rouge – aile bleue (en degrés) en fonction de ce même angle.



**FIG. 3.8** – Comparaison entre les spectres intégrés en  $I$  **simulés par SPIN** en haut et **observés** par KOCHUKHOV *et al.* (2002) en bas dans le cas de l’étoile prototype  $\alpha^2CVn$ , autour de la transition  $CrII\lambda 4824$ . Les barres noircies représentent les phases qui n’ont pas été observées par les auteurs. Les spectres de deux phases rotationnelles particulières sont données à gauche pour illustrer le degré de concordance entre simulation SPIN (trait continu) et observation (histogramme).

d’observer  $\alpha^2CVn$  pendant 3h autour du transit. La rotation de la base (environ  $45^\circ$ ) est suffisante pour contraindre la projection de l’axe de rotation sur le fond du ciel. C’est une première manière de tester géométriquement les résultats de KOCHUKHOV *et al.* (2002) obtenus par imagerie Zeeman Doppler.

### Les taches de Chrome

La Figure 3.8 compare les spectres issus de notre simulation avec les observations de KOCHUKHOV *et al.* (2002), autour de la transition CrII $\lambda$ 4824. Les paramètres stellaires, la carte d'abondance du Chrome et la topologie magnétique sont ceux proposés dans l'article. La surface stellaire est décomposée en 700 éléments environ, soit le même taux de discrétisation que celui utilisé dans l'inversion Doppler. L'équation du transfert est résolue de manière complète (lumière polarisée), bien que je ne représente ici que le paramètre  $I$ . Le spectre dynamique est dominé par le passage progressif des deux taches principales de surabondance, que l'on voit bien passer de l'aile bleue (se rapprochant de l'observateur) vers l'aile rouge (s'éloignant de l'observateur). La comparaison des spectres à deux phases stellaires particulières  $\phi_r = 160^\circ$  et  $\phi_r = 210^\circ$  illustre la précision de la modélisation. L'accord est de quelques centièmes, sauf dans les ailes lointaines où le spectre observé est probablement pollué par d'autres transitions. Cet accord valide la carte d'intensité simulée, et nous permet de passer aux calculs des grandeurs interférométriques.

#### *Observables interférométriques*

J'ai calculé la phase des franges interférométriques en fonction de la longueur d'onde et de la phase stellaire dans la même transition que précédemment, en utilisant les paramètres instrumentaux du GI2T et pour une base interférométrique orientée suivant l'axe de rotation ( $X_o$ ) et perpendiculairement à celui-ci ( $Y_o$ , Figure 3.9). La phase suivant  $Y_o$  est dominée par le profil en S caractéristique d'une étoile en rotation. Cette courbe est pondérée par le passage progressif des taches de surabondances sur le disque apparent. La phase suivant  $X_o$  est plus complexe mais correspond bien au déplacement des photocentres suivant  $X_o$  produit par les taches, comme illustré par exemple à la phase stellaire  $\phi_r = 0.57$ . L'aile bleue de la raie est caractérisée par une phase positive en  $Y_o$  et négative en  $X_o$ . Sur la carte d'abondance, on observe bien une tache noire (surabondance) à gauche ( $Y_o > 0$ ) et légèrement en bas en ( $X_o < 0$ )<sup>9</sup>. Si l'on parcourt les longueurs d'onde de l'aile bleue vers l'aile rouge, on suit la structure d'abondance de la gauche vers la droite (la phase en  $Y_o$ , d'abord positive, devient négative), et du bas vers le haut (la phase en  $X_o$  d'abord négative, devient positive).

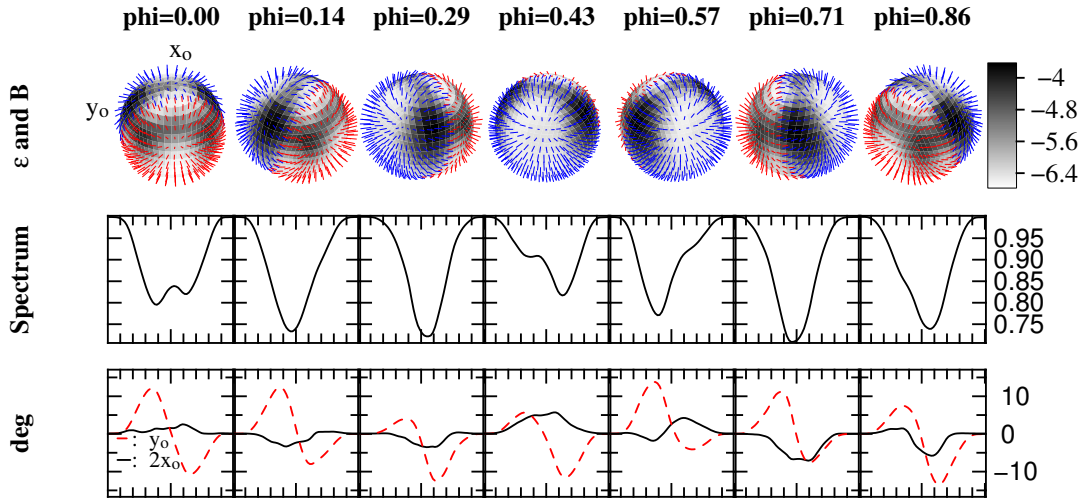
#### *Conclusions sur les taches de Chrome*

Le signal de phase en  $Y_o$  est supérieur à la limite de détection du GI2T, spécialement si l'on s'intéresse à la différence entre l'aile bleue et l'aile rouge de la raie. Par contre, la variation de cette phase lors de la rotation stellaire, ainsi que la phase suivant  $X_o$  sont à la limite des possibilités instrumentales.

### 3.3.2 Le rotateur « rapide » $\epsilon$ UMa

$\epsilon$  Ursa Major (HD112185) est l'étoile chimiquement particulière la plus brillante ( $V_{\text{mag}}=1.77$ ). Elle a été étudiée intensivement durant le siècle dernier. La controverse porte sur son faible champ

<sup>9</sup>La phase est opposée au photocentre, et celui-ci est opposé à la tache qui le déplace (raie en absorption). On s'attend donc bien à trouver une tache à la position  $Y_o < 0$  et  $X_o > 0$ .

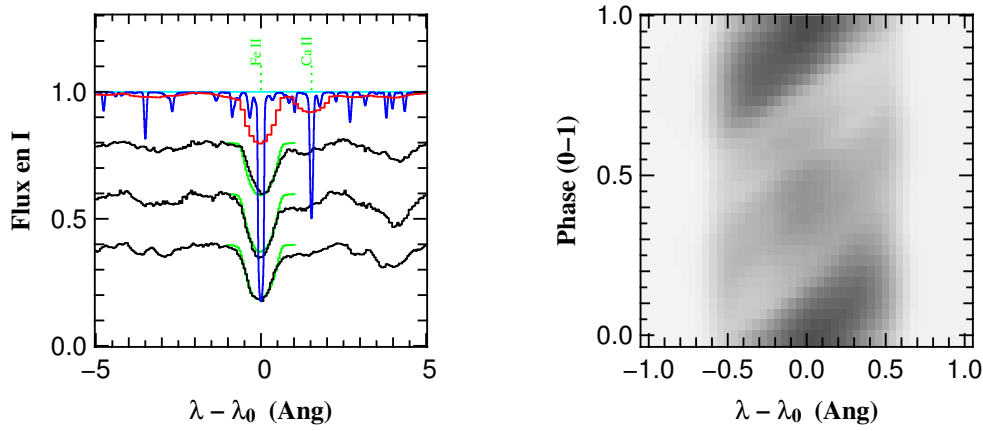


**FIG. 3.9** – Simulation de l’effet de phase interférométrique dans la raie CrII $\lambda$ 4824 sur  $\alpha^2$ CVn. La base interférométrique vaut 50 m et la résolution spectrale est de 30000 (caractéristiques du GI2T). Toutes les grandeurs de surface (atmosphère, carte d’abondance et topologie magnétique) sont tirées de KOCHUKHOV *et al.* (2002). La carte d’abondance et la topologie du champ sont représentées en haut (surabondance en noir, champ pointant vers la surface en bleu). Le spectre intégré (milieu) est représenté en fonction de la longueur d’onde pour différents points de la période stellaire. Les phases interférométriques (en degré) obtenues pour une base orientée selon  $Y_o$  (pointillés) et  $X_o$  (trait continu) sont représentées en bas.

magnétique malgré ses remarquables particularités d’abondance. LANDSTREET *et al.* (1975) n’ont pas détecté de champ supérieur à quelques centaines de Gauss en utilisant les raies de Balmer. HUBRIG (1988) a appliqué la technique de Babcock et a mesuré un champ variant de  $-1100\text{G}$  à  $+700\text{G}$ . Les résultats de DONATI *et al.* (1990) convergent vers un champ faible variant sinusoïdalement de  $-64\text{G}$  à  $+128\text{G}$  et dominé par un dipôle décentré. Ils ont montré que le pôle magnétique passait dans le plan défini par l’axe de rotation et la ligne de visée pour des phases rotationnelles de  $\gamma = 339^\circ$  et  $159^\circ$  (correspondant donc à l’azimut du champ). Il est possible de combiner les différentes valeurs de champ magnétique trouvées dans la littérature (extrema et composante dipolaire) pour déterminer l’inclinaison de la structure magnétique. Celle-ci est probablement comprise entre  $45^\circ < \beta < 90^\circ$  et vaut  $\sim 63^\circ$  si on suppose que les anneaux d’oxygène et de Calcium trouvés par RICE *et al.* (1997) tracent l’équateur magnétique. Dans la littérature, on trouve différentes valeurs de vitesse de rotation allant de  $35 \pm 0.5\text{km/s}$  (HATZES 1991) à  $38\text{km/s}$  (RICE & WEHLAU 1991). Nous adopterons  $35\text{km/s}$  pour nous aligner sur LUEFTINGER *et al.* (2003), qui présentent une reconstruction par Imagerie Doppler des abondances dans les éléments Cr, Fe, Mn, Sr, Ti, Mg et Ca. Par la suite, je me baserai sur les données de cet article. Avec un rayon apparent de  $1.5\text{mas}$ , les fréquences spatiales maximales obtenues avec la base de 50 m au GI2T sont de  $|u_n| = 0.5$  vers  $6500\text{Å}$  et de  $|u_n| = 0.7$  vers  $4800\text{Å}$ .

### Raies de l’hydrogène et axe de rotation

$\epsilon$ UMa est une étoile dont la vitesse de rotation est résolue spectralement au GI2T. Il est même possible de séparer l’aile bleue de l’aile rouge du cœur des raies de l’hydrogène dès la moyenne



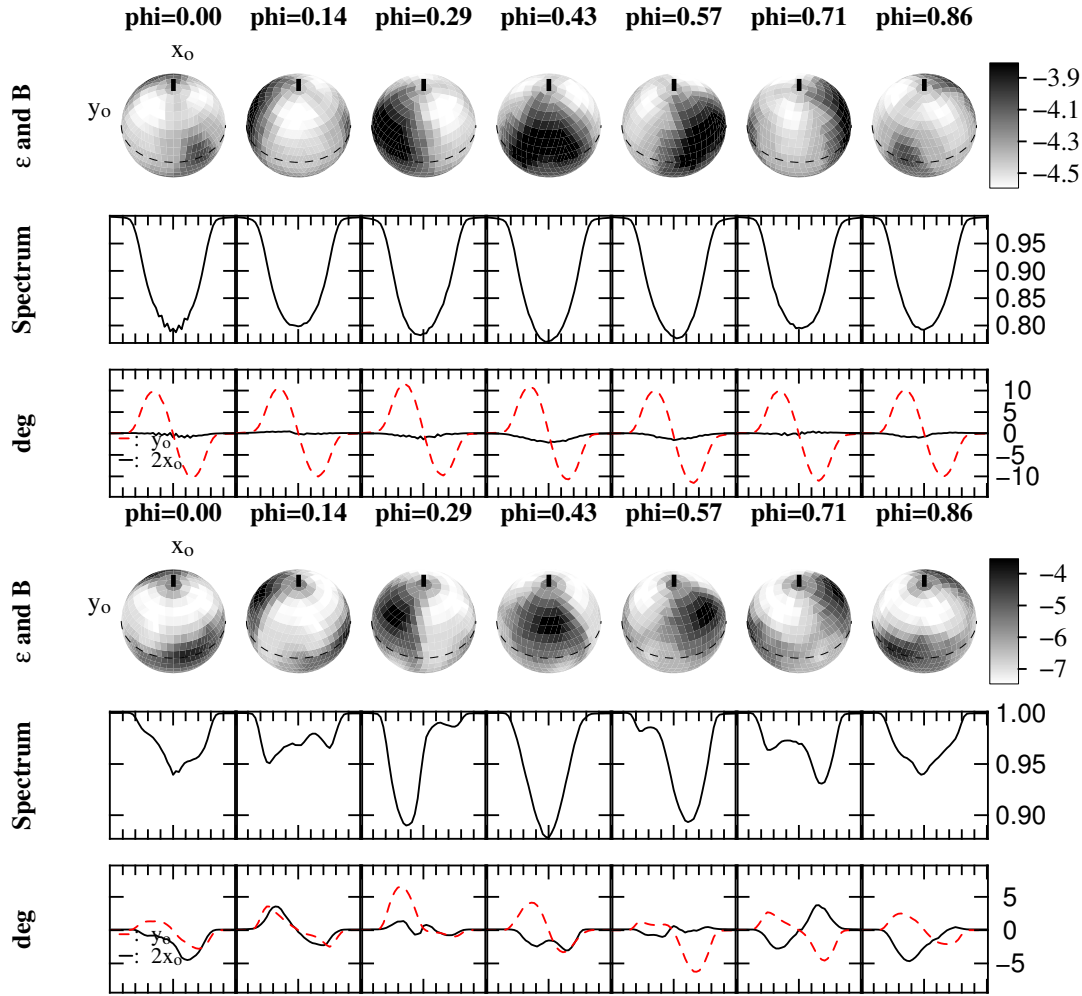
**FIG. 3.10** – À gauche : Ajustement des spectres en lumière naturelle de  $\epsilon$ UMa obtenus avec Elodie autour de la transition  $\text{FeII}\lambda 5018$ . Le spectre observé est en noir, le spectre simulé par SPIN est en vert et le spectre simulé avec SynSpec est en bleu (sans convolution) et en rouge (convolution avec l'élargissement Doppler). Pour une question de clarté, je n'ai représenté ici que trois phases stellaires sur un total de 12 observations Elodie. À droite : Illustration du spectre dynamique simulé avec SPIN autour de la  $\text{CrII}\lambda 5334$ , qui fait bien apparaître la structure de surabondance de Chrome reconstruite par LUEFTINGER *et al.* (2003).

résolution spectrale ( $R=5000$ ). Après avoir validé le profil d'intensité dans la raie sur les observations Elodie, j'ai simulé l'effet de phase interférométrique. La différence de phase attendue entre les deux ailes présente exactement les mêmes caractéristiques que celle d' $\alpha^2\text{CVn}$  (profil en S pondéré par le cosinus de l'angle de la base). On trouve une amplitude maximale (quand la base est orthogonale à l'axe de rotation) d'environ  $15^\circ$ , ce qui est supérieur au seuil de détection du GI2T. Cet objet est donc notre cible prioritaire pour la détection d'un effet de phase due à la rotation.

### Raies métalliques

La première étude porte sur la raie du  $\text{FeII}$  à  $5018\text{\AA}$  car elle est particulièrement profonde. En se basant sur les cartes de LUEFTINGER *et al.* (2003), SPIN reproduit bien les spectres Elodie, sauf dans l'aile rouge lointaine à cause d'un recouvrement partiel avec une transition du Chrome (Figure 3.10, gauche). Les grandeurs interférométriques correspondant aux caractéristiques du GI2T sont données en Figure 3.11. L'effet de phase suivant  $Y_o$  est dominé par un profil en S, car l'élargissement Doppler dû à la rotation est bien résolu spectralement. D'un autre côté, l'effet de phase suivant  $X_o$  est particulièrement faible ( $2^\circ$  au maximum). En effet, la carte d'abondance du Fer présente surtout des taches qui occupent toute la « largeur » du disque stellaire apparent et ne déplacent donc pas le photocentre dans cette direction. De plus, les structures ne sont pas très contrastées ( $\Delta\epsilon = 0.7$  dex), ce qui explique aussi pourquoi le signal de phase suivant  $Y_o$  est quasiment constant au cours de la période stellaire. En fait, on peut presque utiliser cette transition comme celle provenant d'un élément réparti de manière homogène et contraindre l'orientation de l'axe de rotation.

Pour essayer de mettre en évidence un effet de tache d'abondance sur cette étoile, je me suis intéressé à un élément dont la carte présente des disparités plus importantes que celle du Fer, le Chrome ( $\Delta\epsilon \sim 4$  dex). J'ai sélectionné une raie intense et isolée,  $\text{CrII}\lambda 5334$  (Figure 3.10). Les



**FIG. 3.11** – Simulation de l'effet de phase interférométrique dans la raie FeII $\lambda$ 5018 (haut) et CrII $\lambda$ 5334 (bas) sur  $\epsilon$ Uma. La base interférométrique vaut  $|u_n| = 0.5$  et la résolution spectrale est de 30000 (caractéristiques du GI2T). Toutes les grandeurs de surface (atmosphère, carte d'abondance et topologie magnétique) sont tirées de l'article LUEFTINGER *et al.* (2003). La carte d'abondance est représentée en haut (surabondance en noir). Le spectre intégré (milieu) est représenté pour différents points de la période stellaire. Les phases interférométriques (en degré) obtenues pour une base orientée selon  $Y_o$  (pointillés) et  $X_o$  (trait continu) sont représentées en bas.

grandeurs interférométriques sont représentées Figure 3.11. Le signal de phase varie tout au long de la période stellaire, à la fois en  $X_o$  et en  $Y_o$ . Comme dans le cas d' $\alpha^2$ CVn, il est possible de retrouver le passage des principales taches de surabondances en faisant correspondre phase de franges et position moyenne des structures de surabondances (en noir). Néanmoins, le Chrome étant notablement moins abondant que le Fer, le déplacement du photocentre est faible. L'amplitude du signal de phase est à la limite du seuil de détection du GI2T.

### *Conclusions sur les raies métalliques*

La transition FeII $\lambda$ 5018 observée avec le GI2T permet de contraindre l'axe de rotation stellaire, mais pas la distribution d'abondance car celle-ci est trop homogène. La transition CrII $\lambda$ 5334, bien que plus contrasté, n'en est pas plus facilement observable car cet élément est nettement moins abondant.

### 3.3.3 L'étoile magnétique $\beta$ CrB

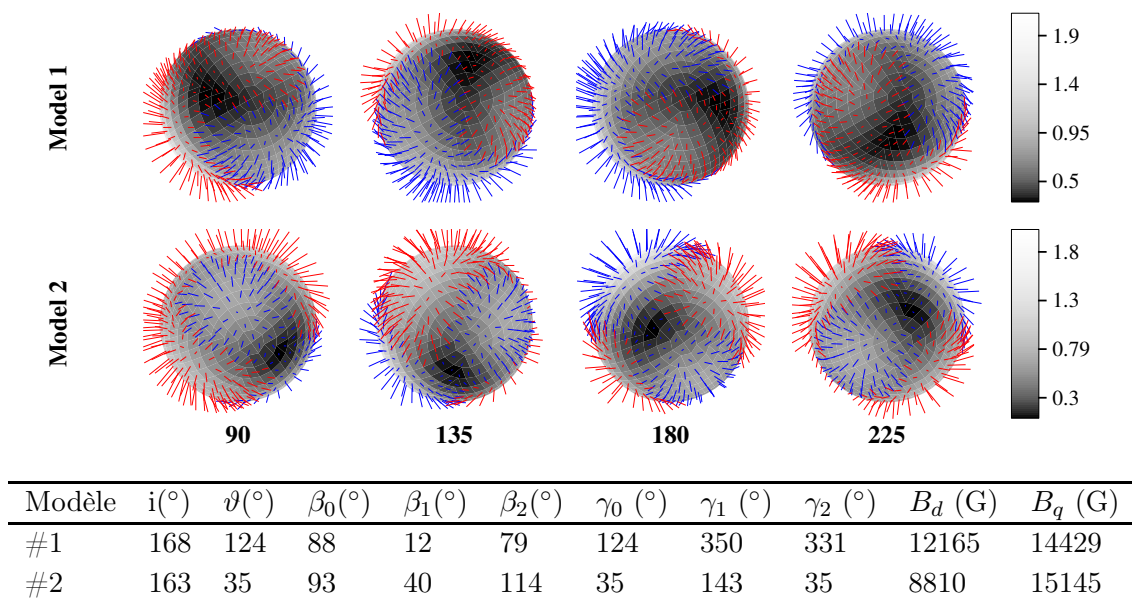
$\beta$  Coma Berenices (HD137909) est une des étoiles Ap les plus observées. Avec une température effective de 7500K, son spectre présente un grand nombre de raies (WADE *et al.* 2000). Les abondances de la majorité des éléments métalliques ont été dérivées par RYABCHIKOVA *et al.* (1998) et CASTELLI (1998). Différents moments du champ magnétique ont été mesurés pour différentes phases stellaires, ce qui a permis à BAGNULO *et al.* (2000) de construire un modèle par inversion des données spectro-polarimétriques. Cette reconstruction basée sur une décomposition multipolaire (dipôle et quadrupôle) n'est pas unique. Les deux configurations conduisent à des valeurs de résidu ( $\chi^2$ ) élevé, ce qui tend à montrer que la structure du champ est plus complexe. Cette supposition s'est confirmée par la suite, lorsque BAGNULO *et al.* (2001) ont tenté de reproduire les profils polarisés complets, et non plus simplement les moments magnétiques. Il apparaît clairement qu'aucun des deux modèles initialement proposés n'est à même d'expliquer les observations. La structure magnétique de  $\beta$ CrB, bien que très intense, reste donc énigmatique. D'un autre côté, les observations en polarisation large bande sont difficilement reproduites et laissent suspecter la présence de taches d'abondance, bien que les raies métalliques ne montrent pas de fortes variations (MATHYS 1991). Les inhomogénéités d'abondance sont très mal connues à cause de la configuration géométrique défavorable ( $i \sim 160^\circ$ , étoile vue quasiment par le pôle). Néanmoins, les anomalies d'abondance ne sont évoquées que rarement pour expliquer les écarts au modèle magnétique dipolaire. Les paramètres que nous allons utiliser par la suite sont résumés dans la Figure 3.12. Le diamètre stellaire apparent proche de 1 mas correspond à une fréquence spatiale d'observation d'environ  $|Un| = 0.5$  dans le visible avec la base de 50 m du GI2T. La même résolution peut être obtenue dans le proche infrarouge avec AMBER grâce aux bases plus longues.

### Étude en lumière naturelle

La très faible vitesse de rotation de cette étoile (3.5km/s) est la principale limitation des observations Doppler interférométriques. Les raies étant très peu élargies, il est impossible de résoudre spectralement la rotation avec les résolutions actuelles des interféromètres. Il est donc inutile de rechercher si des effets de phases sont observables dans les raies de l'hydrogène, ou tout autre raie dont l'élément est homogène.

Bien que l'absence de variation des raies métalliques en lumière naturelle semble indiquer l'absence de tache d'abondance à la surface de cette étoile, il n'est pas évident que cela soit vrai. En effet, la reconstruction du champ magnétique par Bagnulo pointe sur une configuration de rotation quasiment parfaitement vue par le pôle. Des éventuelles taches sont alors toujours visibles et ne peuvent modifier la forme des raies intégrées au cours de la période stellaire. Par contre, le photocentre





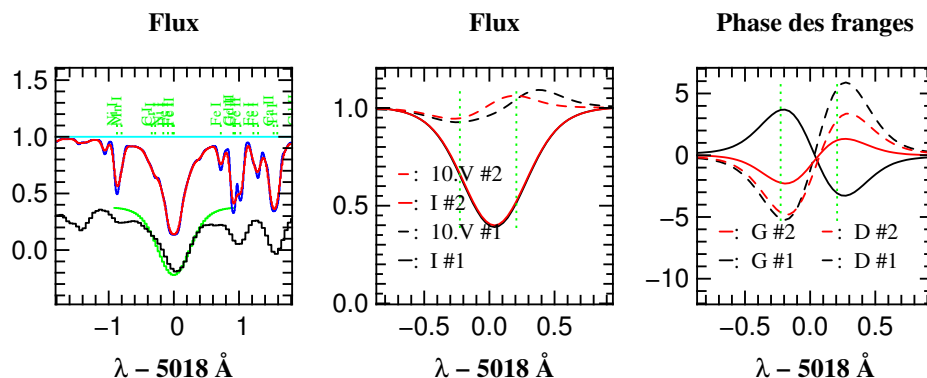
**FIG. 3.12** – Topologie magnétique de  $\beta\text{CrB}$  reconstruite par BAGNULO *et al.* (2000) à partir de données spectro-polarimétriques. Le premier modèle est globalement dominé par le terme dipolaire alors que le second se rapproche fortement d'un quadrupôle. L'intensité locale du champ est représentée en nuance de gris (kG) et son orientation est donnée par le vecteur; en bleu les vecteurs pointant vers la surface et en rouge les vecteurs pointant vers l'extérieur. Notons que les deux modèles présentent une inclinaison de l'axe de rotation proche ( $i$ , vue par le pôle sud), tandis que les azimuts ( $\vartheta$ ) sont notablement différents.

associé va décrire un cercle autour de l'axe de rotation... et induire une phase interférométrique non nulle et dont l'amplitude décrit une sinusoïde à la fois en fonction du temps et de l'angle de la base (projection du photocentre sur la base de l'interféromètre).

### Étude du champ magnétique

L'intérêt principal de  $\beta\text{CrB}$  réside dans son important champ magnétique, de plusieurs kG (Figure 3.12). Pour étudier l'influence du champ sur le profil de phase interférométrique, j'ai choisi une raie profonde dont le facteur de Landé est important ( $\bar{g} \sim 1.5$ ), il s'agit de la transition du FerII à 5018Å. Cette raie est bien visible dans les spectres Elodie (Figure 3.13, gauche). Il est nécessaire de prendre en compte le champ magnétique si l'on veut reproduire correctement la largeur observée, ce qui confirme la forte sensibilité magnétique. Les ailes lointaines sont très mal reproduites à cause du recouvrement des transitions voisines. Les abondances utilisées (RYABCHIKOVA *et al.* 1998; CASTELLI 1998) ne reproduisent pas particulièrement bien les profondeurs observées pour les transitions voisines.

La polarisation dominante dans cette raie est évidemment circulaire (paramètre de Stokes  $V$ ). Les deux modèles proposés par BAGNULO *et al.* (2000) donnent des moments magnétiques en  $V$  similaires, et c'est pourquoi il n'a pas été possible à l'auteur de les départager avant d'utiliser les profils complets (BAGNULO *et al.* 2001). Dans cette étude, nous avons tout de même considéré ces deux modèles, parce qu'ils illustrent bien l'intérêt des grandeurs interférométriques pour lever ce



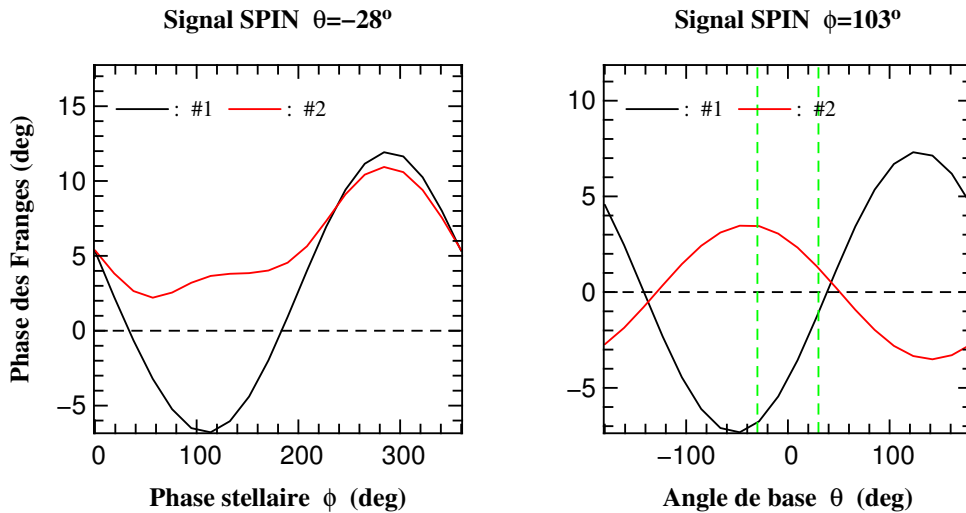
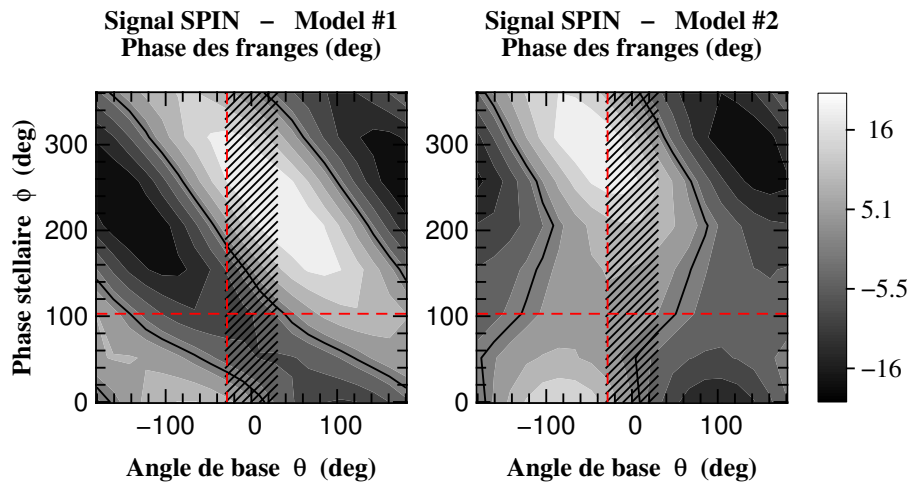
**FIG. 3.13** – A gauche, ajustement des spectres de  $\beta\text{CrB}$  autour de la transition  $\text{Fe}\lambda 5018$ , **observé** avec Elodie en lumière naturelle (noir) et **simulé avec SPIN** (vert). A titre de comparaison le spectre calculé avec SynSpec est représenté en rouge, il ne prend pas en compte le champ magnétique. Au centre, simulation des spectres en  $I$  et en  $V$  pour les deux modèles de champ de BAGNULO *et al.* (2000) (SPIN, modèles #1 et #2). A droite, phase des franges polarisées dans les directions de polarisation droite (D) et gauche (G) correspondant à ces deux modèles. Les paramètres instrumentaux utilisés (longueur de base, résolution spectrale) sont ceux du GI2T. La phase stellaire et l’orientation de base sont arbitraires.

type d’ambiguïtés.

Nous avons calculé l’effet de phase interférométrique attendu pour les deux modèles de champ, en fonction de la longueur d’onde, de la polarisation, de la phase stellaire et de l’angle de la base interférométrique. Le résultat en fonction de la longueur d’onde et à une phase stellaire fixée est illustré en Figure 3.13, à droite. La phase stellaire et l’orientation de la base interférométrique sont arbitraires mais la discussion peut être aisément généralisée. Le profil de phase dans la raie est assez complexe. Dans le cas d’une structure magnétique simple pour une étoile sans rotation, la carte d’intensité observée dans l’aile bleue de la raie dans la polarisation D (droite) est identique à celle observée dans l’autre aile dans la polarisation G (gauche), à cause de la symétrie du paramètre de Stokes  $V$  autour de la longueur d’onde centrale. De plus, si la structure magnétique est globalement symétrique (dipolaire vu par la tranche), cet effet est aussi antisymétrique entre les polarisations. C’est ce que l’on observe qualitativement pour le modèle #1 mais pas du tout pour le modèle #2, celui-ci ayant une structure plus éloignée d’un dipôle.

Après cette première étude, nous avons recherché quels signaux différentiels de phase pourraient lever de manière certaine la dégénérescence entre les deux modèles. La différence de phase entre les deux ailes en polarisation gauche est la plus importante. De plus, c’est celle qui sépare le mieux les deux modèles. Dans la suite de l’étude, cette mesure différentielle sera appelée *signal SPIN*.

L’amplitude du *signal SPIN* en fonction de la phase stellaire et de l’orientation de base interférométrique est représentée dans la Figure 3.14. Pour le modèle #1, l’espace des paramètres est approximativement une sinusoïde orientée suivant la première bissectrice. Le modèle #2, dominé par un quadrupôle, présente une variation plus complexe. Tout cet espace n’est pas accessible par le GI2T. L’orientation de la base est fixée (Nord - Sud,  $\vartheta = 0^\circ$ ) et les objets ne peuvent être observés que quelques heures autour du transit (2h, soit  $\pm 30^\circ$ ). D’un autre côté, du fait de la période de 18 jours de  $\beta\text{CrB}$ , il est possible de l’observer à n’importe quelle phase stellaire. Néanmoins, la



**FIG. 3.14** – Évolution du *signal SPIN* sur  $\beta$ CrB en fonction de la phase stellaire et de l'orientation de base interférométrique, pour les deux modèles magnétiques de BAGNULO *et al.* (2000). (Figure 3.12). Le signal *SPIN* est défini comme la différence de phase entre les deux ailes des franges polarisés circulairement gauche. Les tirets correspondent aux coupes détaillées dans les sous-figures du bas. La zone hachurée est la portion d'orientation accessible au GI2T. La base est orientée Nord - Sud, et l'étoile peut être observée pendant environ 2h autour du transit. Cette même portion est délimitée par les tirets verticaux dans la sous-figure du bas à gauche.

partie de la période stellaire comprise entre  $45^\circ < \phi_r < 180^\circ$  est la plus intéressante. A ce moment là, le *signal SPIN* de chacun des deux modèles présente un signe différent et une amplitude assez importante, pour toutes les orientations de bases accessibles au GI2T. La simple mesure du *signe du signal SPIN* lève de manière certaine et géométrique la dégénérescence entre les deux modèles.

### *Discussion*

Pour des raisons de rapport signal-à-bruit, cette étude se focalise sur la grandeur différentielle présentant les variations les plus importantes (la différence de phase entre les ailes de la raie polarisée gauche). Néanmoins, l'information portée par les franges interférométriques est beaucoup plus riche. Ainsi la mesure du profil de phase à travers la raie et pour chaque polarisation permettra à coup sûr de contraindre efficacement la structure magnétique apparente pour chaque phase stellaire. La reconstruction de la topologie magnétique complète en sera fortement améliorée. A titre de comparaison, l'étude présentée ici s'assimile plus à une analyse en terme de "moments magnétiques" qu'en terme de "profils complets". Le fait de parvenir à lever la dégénérescence entre les modèles grâce à cette simple analyse en moment laisse entrevoir les possibilités d'une analyse complète.

#### 3.3.4 Le pulsateur $\alpha$ Cir

$\alpha$  Circini (HD128898) est le plus brillant oscillateur rapide (roAp). De type A9p, elle est engagée dans une relation binaire avec un compagnon K5 faible (8.47 Vmag) et lointain, au moins au sens interférométrique du terme (séparation de 15,7"). KURTZ *et al.* (1994) ont déterminé la période de rotation (4,4790 jours) grâce au dédoublement rotationnel de la fréquence principale d'oscillation (6.83 minutes). Les abondances principales ont été déterminées par KUPKA *et al.* (1996). Comme la majorité des roAp,  $\alpha$ Cir présente des raies intenses de terres rares doublement ionisées (RYABCHIKOVA *et al.* 2001). KOCHUKHOV & RYABCHIKOVA (2001) ont détecté des variations de profil de raies métalliques probablement induites par les pulsations. Aucune topologie magnétique ni carte d'abondance ne sont disponibles dans la littérature pour cette étoile. Elle présente en effet une vitesse de rotation faible car son axe est presque aligné avec la ligne de visée ( $i = 30^\circ$ ). Cette orientation est particulièrement mal adaptée aux reconstructions Doppler.

L'étude du signal de spectro-interférométrie sur cette cible est en cours. Nous cherchons si d'éventuelles structures d'abondances pourraient être détectées par des mesures interférométriques. La configuration particulière d' $\alpha$ Cir est un cas intéressant. Aucune information n'étant apportée par l'effet Doppler, nous nous intéressons à l'effet de phase *intégré* sur l'intégralité du profil. Cette étude pourra donc être généralisée à un grand nombre de cibles dont la vitesse de rotation apparente est faible.

### *Contraindre la température effective*

$\alpha$ Cir est le candidat parfait pour tester les problèmes d'erreur systématique de température effective des étoiles roAp (Margarida Cunha, communication privée) car sa parallaxe est connue précisément et elle a été étudiée intensivement par les méthodes classiques. La différence entre prédiction théorique et contraintes observationnelles est une des plus importantes parmi les roAp. La mesure précise de son diamètre apparent serait un test simple sur la présence ou l'absence de biais de température et aurait des implications importantes sur les études astéro-sismologiques.

$\text{Log}(n_A/n_H)$	Si	Cr	Fe
0 - 60°(pôle négatif)	-3.02	-4.43	-3.17
60 - 120°(équateur magnétique)	-6.50	-4.37	-4.12
120 - 180°(pôle positif)	-2.69	-3.74	-3.22

**TAB. 3.6** – Anneaux d’abondances de HD187474 dérivés par STRASSER *et al.* (2001) en considérant un modèle de trois anneaux dont les axes sont alignés avec l’axe magnétique. L’inclinaison de la structure magnétique est de  $\beta = 45^\circ$  et celle de l’axe de rotation est de  $i = 87^\circ$ .

### 3.3.5 HD187474

HD187474 est une étoile *CP* de type A0EuCrSr appartenant au groupe des rotateurs les plus lents. Sa période de rotation est de 2245 jours pour une vitesse de rotation projetée de  $V_{rot} \cdot \sin i = 10 \text{ km/s}$ . Sa température effective élevée  $T_{eff} = 10400 \text{ K}$  limite le nombre de raies dans le spectre qui est moins riche que celui d’étoiles plus froides. HD187474 présente de fortes variations des raies de Chrome, de Manganèse, de Fer, de Silicium, de Néodyme et de Praséodyme, pouvant aller jusqu’à un facteur deux en largeur équivalente. Des distributions d’abondances ont été dérivées par STRASSER *et al.* (2001) en considérant un modèle de trois anneaux dont les axes sont alignés avec l’axe magnétique. Le champ magnétique a été caractérisé par LANDSTREET & MATHYS (2000) comme une superposition de dipôle, quadrupôle et octopôle alignés ( $\beta = 45^\circ$ ). Ce même travail a permis de dériver une valeur pour l’inclinaison de l’axe de rotation de  $i = 87^\circ$ . Cette configuration, qui permet de bien « voir » le pôle magnétique, est peu répandue. Avec ces paramètres, les profils de raies simulés dans le visible avec SPIN sont tout à fait compatibles avec ceux observés par STRASSER *et al.* (2001). Les raies possèdent la même largeur équivalente et leurs variations sont bien reproduites. Cette adéquation confirme le modèle d’atmosphère utilisé.

Néanmoins, HD187474 n’est pas observable au GI2T mais seulement dans l’infrarouge avec AMBER. Malheureusement, les spectres obtenus avec ISAAC autour de  $1.2 \mu\text{m}$  sont encore moins riches qu’à plus courte longueur d’onde. Nous n’avons pas pu identifier de raies profondes. L’étude des structure d’abondance en spectro-polarimétrie ne semble donc pas possible à moyen terme, et il faudra se limiter à des objectifs moins ambitieux (par exemple, son diamètre apparent n’a pas encore été mesuré).

## 3.4 Observations au GI2T

J’ai réalisé un total d’environ 5 semaines d’observations sur le site de Calern. L’Annexe F résume les dates, les objectifs de chaque campagne ainsi que les observations réellement effectuées sur cet instrument au cours de la thèse. Les deux grandes lignes sont la caractérisation du mode polarimétrique et l’observation d’étoiles magnétiques.

### 3.4.1 Caractérisation du mode polarimétrique

Le GI2T a été décrit en Section 3.1.1 et je ne détaille ici que les points nécessaires à la caractérisation de son mode polarimétrique. De par son dessin, l’instrument présente un train Coudé

dissymétrique avec :

- un nombre de réflexions métalliques faibles (environ 10),
- des incidences importantes sur les miroirs tertiaires allant de  $25^\circ$  à  $65^\circ$  en fonction de la déclinaison de la cible et de l'angle horaire,
- une différence de rotation du champ de vue entre la voie Nord et la voie Sud.

La différence d'incidence sur les tertiaires et la rotation différentielle des champs de vue entre les voies Nord et Sud introduisent une perte de visibilité importante (ROUSSELET-PERRAUT 1996) qui peut atteindre 50% pour des observations à  $\pm 2$ h du transit pour les déclinaisons maximales ( $70^\circ$ ). Un dérotateur de champ a été introduit (ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 1998) afin de limiter cette chute de contraste. En considérant un modèle complet du GI2T, la perte de visibilité devrait être limitée à 9% pour les déclinaisons comprises entre  $20^\circ$  et  $70^\circ$  à  $\pm 4$ h autour du transit (cette perte de visibilité provient des résidus de polarisation dûs aux incidences différentes sur les dérotateurs Nord et Sud).

### Caractérisation sur le simulateur interne

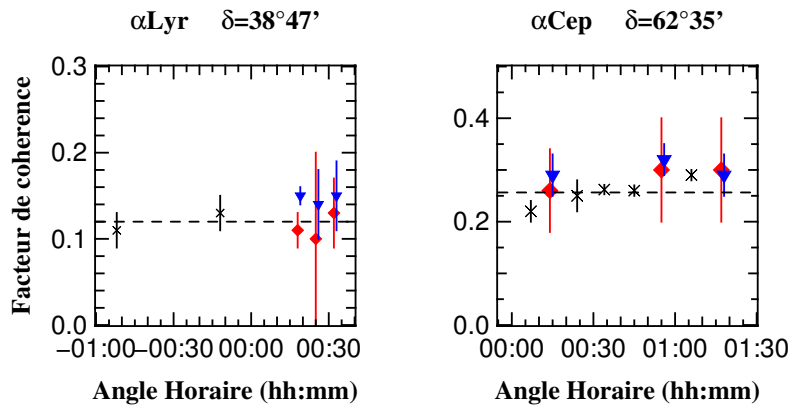
En 2002, nous avons réalisé des franges polarisées grâce au simulateur d'étoile du GI2T. A la place d'une figure de tavelure étendue observée sur le ciel ( $\sim \lambda/r0$ ), cette source interne produit une unique tache de diffraction ( $\sim \lambda/D$ ), ce qui rend le facteur de cohérence mesuré beaucoup plus sensible aux dérives instrumentales et aux erreurs d'alignement. Malgré cette apparente limitation, nous avons obtenu les résultats suivants :

1. Quand la lame quart d'onde est introduite, la position de l'interférogramme sur le détecteur reste inchangée à  $\pm 1$ pixel ( $\sim 1/14$  de la tache de diffraction). En retournant le prisme de Wollaston ( $0^\circ \rightarrow 180^\circ$ ), l'espacement des deux interférogrammes polarisés est inchangé mais leur position absolue varie d'environ 1.7 tache de diffraction. C'est pourquoi nous n'utiliserons par la suite que la position  $0^\circ$ .
2. Aucune modification de la calibration spectrale n'a été observée, quel que soit le mode d'observation (avec ou sans prisme, avec ou sans lame quart d'onde).
3. Un effet de vignettage réduit le flux d'un facteur 1.5 dans l'interférogramme situé en bas sur le détecteur. Aucun couplage entre les deux directions de polarisations n'a été détecté. Cette estimation est limitée par la dynamique du détecteur ( $4.10^{-3}$ ).
4. Les facteurs de cohérence mesurés dans les deux états de polarisations sont toujours égaux à  $\pm 5\%$ . Cette dispersion est aussi observée dans une même polarisation entre différentes acquisitions, elle est donc probablement due aux dérives du simulateur d'étoile. Aucune amélioration du facteur de cohérence n'est observée en insérant un film polarisant à l'entrée du recombineur.

### Observations de calibrateurs stellaires

Pendant l'été 2004, nous avons observé deux calibrateurs de polarisation<sup>10</sup> avec la base la plus courte du GI2T (11m). Ces calibrateurs ont été choisis pour couvrir la gamme de déclinaison du

<sup>10</sup>Dans notre cas, les calibrateurs de polarisation sont des étoiles présentant un minimum de polarisation intégrée et dont le disque est le moins résolu possible par l'interféromètre afin de ne pas « voir » d'éventuelles structures polarisées.



**FIG. 3.15** – Facteurs de cohérence en fonction de l’angle horaire obtenus avec la base de 11m du GI2T sur  $\alpha\text{Lyr}$  (à gauche) et  $\alpha\text{Cep}$  (à droite) pour la polarisation enregistrée en bas (losanges rouges) et en haut (triangles bleus) sur le détecteur. Les tirets représentent la moyenne des observations en lumière naturelle (croix noires).

GI2T, être faiblement résolu et être brillants :

$\alpha\text{Lyr}$  : (HD172167) est une étoile A0V bien connue. Son diamètre a été mesuré très tôt en interférométrie par HANBURY BROWN *et al.* (1974) ( $\varnothing = 3.08 \pm 0.07\text{mas}$ ). Elle est très brillante ( $m_V = 0$ ) et partiellement résolue par la base de 11m ( $\mu = 0.92$  à  $0.65\mu\text{m}$ ). Elle constitue un bon calibrateur pour les déclinaison intermédiaires ( $\delta = 38^\circ 47'$ ).

$\alpha\text{Cep}$  : (HD203280) est un rotateur rapide ( $V_{rot} \sin i \sim 200\text{km/s}$ ) de type A7IV-V. Elle est suffisamment brillante dans le visible ( $m_V = 2.4$ ) et possède un petit diamètre angulaire ( $\varnothing \sim 1.5\text{mas}$ ), ce qui en fait un calibrateur idéal des fortes déclinaisons ( $\delta = 62^\circ 35'$ ). Elle a été observée avec une base de 20m.

Tous deux ont été observés autour de la raie  $H\alpha$  avec une résolution spectrale moyenne ( $R \sim 5000$ ). Le journal des observations est donné dans l’Annexe F.3. Dans la mesure du possible, nous avons essayé d’intercaler les observations polarisées avec des observations en lumière naturelle. 8 fichiers sur  $\alpha\text{Lyr}$  et 15 fichiers sur  $\alpha\text{Cep}$  ont été obtenus la nuit du 29 Juillet 2004.

Le traitement complet des données, en particulier la procédure de sélection des acquisitions, est résumé dans l’article qui sera soumis à *Astron. & Astrophys.* en septembre. (Section 3.7, ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2006). La couverture en angle horaire n’est pas parfaite car nous avons supprimé, entre autres, les fichiers dans lesquels les franges n’étaient pas asservies. Les facteurs de cohérence obtenus en fonction de l’angle horaire (Figure 3.15) sont fortement limités par le bruit de photon, en particulier dans la polarisation enregistrée sur le bas du détecteur. Néanmoins, on ne remarque pas de chute de contraste systématique en fonction de l’angle horaire. Ces observations valident la modélisation polarimétrique de l’instrument ainsi que le dessin et la mise en place du dérotateur de champ. Le dispositif instrumental polarimétrique du GI2T est donc opérationnel.

### 3.4.2 Observations d'étoiles $A_p$

Nous nous sommes focalisés sur  $\epsilon$ UMa car c'est la cible la plus brillante. Cette étoile est observable au GI2T chaque année pendant les mois d'Avril et Mai. Une campagne d'observations a été réalisée systématiquement à cette période mais nous n'avons pas réussi à obtenir des données de qualité suffisante pour être exploitées. Nous avons été fortement gênés par des difficultés techniques et par les conditions météorologiques sur le plateau du Calern. En effet, au début de cette thèse en 2002, l'équipe du GI2T a bien obtenu une première qualification de la nouvelle table de recombinaison REGAIN compatible avec les performances de l'instrument mesurées en 2001. Hélas à partir de Mai 2003, il est devenu très difficile d'obtenir des franges de bonne qualité. Après plusieurs mois d'investigation sur la ligne à retard, le problème a été cerné autour de l'électronique d'asservissement. L'interféromètre a pu être remis en marche en Décembre, mais sous la menace de panne de différents sous-systèmes. Notons finalement que l'assistance aux observations s'est réduite à 2 personnes, Jean-Louis Chevassut et Denis Mourard.

#### Analyses personnelles

Malgré les difficultés techniques, j'aimerais attirer l'attention sur la qualité de la table REGAIN, qui constitue un recombineur visible 2T (et potentiellement 3T et 4T) unique au monde, permettant une analyse spectrale et polarisée du signal. L'instrumentation de la table est fiable et facile à opérer. Le recombineur multiaxial, l'analyseur de polarisation et le spectrographe ne nécessitent aucun réalignement.

## 3.5 Conclusions et perspectives

Ce travail a permis de dégager une liste d'étoiles  $A_p$  et de transitions atomiques accessibles de fournir un signal de phase interférométrique important. Pour chacune de ces cibles, le signal a été quantifié grâce à l'outil de simulation présenté dans le chapitre précédent. Les trois résultats principaux sont les suivants :

1. Dans les raies de l'hydrogène, le signal attendu est supérieur au seuil de sensibilité des instruments. La détermination géométrique de l'angle de rotation sur le fond du ciel est donc possible.
2. D'une manière générale, les signatures des structures d'abondances dans les raies métalliques sont aux limites des possibilités des instruments considérés (GI2T et AMBER). Néanmoins, sur des cas particuliers (étoile résolue, transition profonde et élément contrasté), le signal de phase est *certainement* supérieur aux seuils de sensibilité.
3. Le signal de frange polarisé n'a été intensivement étudié que sur  $\beta$ CrB, étoile présentant un champ magnétique intense. Les simulations montrent que la détermination du seul signe de la phase polar-différentielle permet de lever la dégénérescence entre les deux modèles magnétique actuels. En explorant l'espace des paramètres instrumentaux libres, j'ai dégagé la stratégie observationnelle optimale pour y parvenir.



Ces résultats ont été publiés dans l'article présentant la technique de spectro-polarimétrie interférométrique appliquée à l'activité des étoiles magnétiques (Section 3.6, ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2004). Les observations au GI2T ont permis de valider le mode d'observation en franges dispersées et l'analyse simultanée de la polarisation (article en préparation, Section 3.7, ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2006). Néanmoins, il a été impossible d'obtenir des franges de qualité suffisante pour l'exploitation astrophysique sur les étoiles magnétiques, du fait de problèmes techniques du GI2T-REGAIN (ligne à retard puis asservissement des télescopes).

### 3.5.1 Perspectives pour une instrumentation interférométrique visible

Notre travail montre clairement que le visible est plus approprié que l'infrarouge pour l'étude des surfaces d'étoiles magnétiques. Premièrement, la résolution spatiale est fortement accrue, ce qui augmente le nombre de cibles potentielles et la dynamique de détection (les taches de faible contraste sont plus facilement observables). Deuxièmement, le nombre de raies métalliques est plus important, ce qui permet d'envisager de multiplexer le signal de phase comme cela se fait en spectroscopie classique (méthode de déconvolution LSD, voir la section 1.3.2). Troisièmement, sur les étoiles de température supérieure à 10000K, il devient difficile de trouver des raies « profondes » ( $> 5\%$ ) en infrarouge et seul le visible permet de contraindre les cartes d'abondance.

Avec la fermeture programmée du GI2T, il n'existe plus d'interféromètre à haute résolution spectrale dans ce domaine de longueurs d'onde. La proposition de déplacement de la table de recombinaison REGAIN du GI2T vers un autre site est une réponse élégante à ce manque. Cette table a été dessinée dès sa conception pour permettre la recombinaison de 3 faisceaux dans le visible avec des ouvertures plus grandes que les cellules de turbulences (interférométries des tavelures). Elle est donc particulièrement bien adaptée aux réseaux interférométriques actuels tel le VLTI ou CHARA, qui couplent grandes ouvertures et absence d'optiques adaptatives visibles<sup>11</sup>.

Suite à cette réflexion, une proposition a été faite à l'ESO en Avril 2005 dans le cadre de la prospective pour l'instrumentation de seconde génération du VLTI (proposition VEGA, MOURARD *et al.* 2005). La voie visible ne faisant pas parti des priorités actuelles de cet observatoire, la proposition VEGA n'a pas été retenue. Dans ces derniers mois, des premiers contacts positifs ont été pris avec l'équipe de l'interféromètre CHARA.

### 3.5.2 Perspectives vers la synthèse d'ouverture dans l'infrarouge

L'avènement des interféromètres avec un grand nombre de télescopes (VLTI, KI, CHARA, OHANA) va permettre des observations simultanées sur une grande variété de lignes de bases. Cette avancée majeure ouvre l'ère de l'imagerie directe à haute résolution angulaire par synthèse d'ouverture. Parce qu'elle s'affranchit de la résolution spatiale apportée par l'effet Doppler, cette méthode élargit considérablement le champ d'investigation. Tant en terme de nombre d'objets, puisque des étoiles tournant très lentement sur elles mêmes deviennent observables ; qu'en terme de

<sup>11</sup>Rappelons ici encore que l'interférométrie des tavelures en mode frange dispersées ne nécessite pas de suiveur de frange. Dans le pire des cas, si l'objet est vraiment aux limites des performances et qu'un temps de pose long est nécessaire (de l'ordre d'une heure), un simple cohéreur (dans une autre bande, infrarouge par exemple) permet d'intégrer « en aveugle ».

quantité d'information mesurable, puisqu'il devient possible d'imager des taches de températures ou des structures étendues. Néanmoins, pour s'appliquer pleinement à l'étude de l'activité des étoiles magnétiques, cette haute résolution angulaire devra s'accompagner d'une haute résolution spectrale et, si possible, d'une analyse de la polarisation du signal. C'est avec ces idées en tête que, parallèlement au travail présenté dans cette partie, je me suis intéressé aux instruments imageurs par synthèse d'ouverture.

### 3.6 Article: « *Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry* »

Cet article présente la technique de spectropolarimétrie interférométrique. En utilisant l'outil de simulation numérique SPIN, nous démontrons la faisabilité des observations d'étoiles  $A_p$  avec le GI2T et AMBER. Il correspond à la première partie du travail présenté en Section 3. Il a été publié dans *Astron. & Astrophys.* (ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2004).

A&A 422, 193–203 (2004)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20040151  
 © ESO 2004

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry

K. Rousselet-Perraut<sup>1</sup>, C. Stehlé<sup>2</sup>, T. Lanz<sup>2,3,4</sup>, J. B. Le Bouquin<sup>1</sup>, T. Boudoyen<sup>1</sup>,  
 M. Kilbinger<sup>5</sup>, O. Kochukhov<sup>6</sup>, and S. Jankov<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>2</sup> Laboratoire de l'Univers et de ses THéories, UMR 8102, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

<sup>4</sup> NASA Goddard Space Flight Center, Code 681, Greenbelt, MD 20771, USA

<sup>5</sup> Institut für Astrophysik und Extraterrestrische Forschung, Universität Bonn, Auf dem Hügel 71, 53121 Bonn, Germany

<sup>6</sup> Uppsala Astronomical Observatory, Box 515, 751 20, Uppsala, Sweden

<sup>7</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Fresnel, CNRS UMR 6528, 06460 Saint Vallier de Thiey, France

Received 31 March 2003 / Accepted 23 March 2004

**Abstract.** By means of numerical simulations, we investigate the ability of optical interferometry, via the fringe phase observable, to address stellar activity and magnetism. To derive abundance maps and stellar rotation axes, we use color differential interferometry which couples high angular resolution to high spectral resolution. To constrain magnetic field topologies, we add to this spectro-interferometer a polarimetric mode. Two cases of well-known Chemically Peculiar (CP) stars ( $\beta$ CrB and  $\alpha^2$ CVn) are simulated to derive instrumental requirements to obtain 2D-maps of abundance inhomogeneities and magnetic fields. We conclude that the near-infrared instrument AMBER of the VLTI will allow us to locate abundance inhomogeneities of CP stars larger than a fraction of milliarcsecond whereas the polarimetric mode of the French GI2T/REGAIN interferometer would permit one to disentangle various magnetic field topologies on CP stars. We emphasize the crucial need for developing and validating inversion algorithms so that future instruments on optical aperture synthesis arrays can be optimally used.

**Key words.** techniques: interferometric – techniques: polarimetric – stars: chemically peculiar – stars: magnetic fields – stars: activity

### 1. Introduction

Stellar magnetism and activity have been most often studied with various spectro-polarimetric techniques, such as the analysis of the shape of line profiles in different Stokes parameters (the moment technique proposed by Mathys (1988)), the Broad Band Linear Polarization technique (Leroy et al. 1993), the Zeeman-Doppler (Semel 1989; Donati 1996) or the Magnetic-Doppler (Piskunov & Kochukhov 2002) Imaging techniques (so-called ZDI and MDI techniques respectively). Generally, however, the poor angular resolution drastically limits detection and/or diagnosis since the polarized signals are averaged over the stellar surface and thus cancel because of symmetry. This is why optical interferometry appears to be very attractive to address stellar activity by providing an high angular resolution (Wittkowski et al. (2002) and references herein). In this astrophysical context, spectrometric information is also of strong interest: the spectrograph of the GI2T/REGAIN Interferometer (Mourard et al. 2002) has allowed one to constrain the radiative wind of hot stars (Vakili et al. 1997; Bério et al. 1999) or oscillations in Be stars (Vakili et al. 1998), and the high spectral

mode of AMBER (Petrov et al. 2000) is required to constrain complex patchy stellar surfaces and/or environments. Finally polarimetric interferometry allows one to resolve local polarized stellar features and is thus a powerful tool for studying scattering phenomena, magnetism, etc.: the first attempts of interfero-polarimetric observations have been reported essentially for studies of scattering and mass-loss phenomena inside hot and extended environments (Hanbury Brown et al. 1974; Vakili 1981; Rousselet-Perraut et al. 1997).

Depending on the angular resolution achieved, optical interferometry can be a tool for studying various classes of objects. As an example, the 1 milli-arcsec (1 mas) obtained with the European VLTI array (Glindemann et al. 2003) is of strong interest within the context of stellar physics, e.g. to partially resolve Young Stellar Objects and thus provide new insights into stellar formation and star forming regions. Further in the future, the fiber network OHANA linking the Hawaiian telescopes on Mauna Kea (Perrin et al. 2003) will provide angular resolutions of a fraction of a mas in the near-infrared range, which will be of benefit to many fields of investigation of stellar physics (e.g. star forming regions, giant stars, main sequence stars, etc.).

Send offprint requests to: K. Rousselet-Perraut,  
 e-mail: karine.perraut@obs.ujf-grenoble.fr

In Chesneau et al. (2000) we proposed to investigate the ability of spectro-(polari)metric interferometry to constrain:

- abundance inhomogeneities and stellar rotation axes by spectro-interferometry (also called color differential interferometry);
- scattering and mass-loss phenomena by polarimetric interferometry;
- magnetism by spectro-polarimetric interferometry (also called SPIN).

The first step of our investigation is reported by Rousset-Perraut et al. (2000) and consists of a numerical experiment for studying magnetic field topology of Ap stars by neglecting the effects of radiative transfer, stellar rotation, etc. We concluded from this crude approach that SPIN could be a powerful tool for studying stellar activity and magnetism and that a more robust and detailed modelling was required in order to reliably prepare, and later interpret, future observations made with optical aperture synthesis arrays. The present paper deals with this detailed modelling and simulates two cases on two existing interferometers. We first describe the fringe phase observable (Sect. 2) and illustrate its usefulness to determine stellar rotation axes, to detect stellar spots or to study magnetic field topologies (Sect. 3). Spot detection and magnetic topology study applications are illustrated in detail for two well-known Chemically Peculiar (CP) stars,  $\beta$ CrB and  $\alpha^2$ CVn, assumed to be observed either with the GI2T/REGAIN interferometer or with AMBER on the VLTI (Sect. 4). The signal amplitudes and accuracies are discussed within the context of current and planned instruments.

## 2. The differential fringe phase

### 2.1. Observable

A two-telescope interferometer can sample the Fourier transform  $|\tilde{O}|e^{i\psi}$  of a stellar brightness distribution  $O(\alpha)$  at spatial frequency  $\mathbf{B}/\lambda$  where  $\mathbf{B}$  stands for the interferometric baseline vector projected on the sky and  $\lambda$  is the mean wavelength at which the interferometer operates.

Fringe phase information is provided by the position of the brightest fringe of the interferogram but, in practice, is corrupted by the Earth atmosphere. Several techniques such as phase referencing (Colavita 1992) or closure phase (Jennison 1958) allow one to retrieve phase information. It has been also demonstrated (Petrov 1988) that differential phases between two wavelengths,  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ , can be measured by color differential interferometry, provided that the object is partially resolved and a spectrometer is coupled to the interferometer. In this case, we record phase measurements for each spectral channel. The differential fringe phase between two spectral channels remains mostly unbiased by atmospheric contributions. Such a technique can be generalized to polarimetric measurements: differential phases between different spectral channels can be measured for the four Stokes parameters, provided that a spectro-polarimeter is coupled to the interferometer (Fig. 1).

### 2.2. Link to the stellar parameters

From the Van-Cittert Zernike theorem, the fringe phase is given by:

$$\psi \sim \frac{\int \sin(2\pi\alpha\mathbf{B}/\lambda).O(\alpha) d^2\alpha}{\int \cos(2\pi\alpha\mathbf{B}/\lambda).O(\alpha) d^2\alpha} \quad (1)$$

with  $O(\alpha)$ , the object intensity distribution.

If the object is unresolved or marginally resolved, then  $2\pi\alpha\mathbf{B}/\lambda \ll 1$  and the fringe phase expression becomes:

$$\psi \sim 2\pi \frac{\int \alpha.O(\alpha) d^2\alpha}{\int O(\alpha) d^2\alpha} \cdot \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \sim \mathbf{p} \cdot 2\pi \frac{\mathbf{B}}{\lambda} \quad (2)$$

with  $\mathbf{p}$ , the stellar photocenter:

$$\mathbf{p} = \frac{\int \alpha.O(\alpha) d^2\alpha}{\int O(\alpha) d^2\alpha}. \quad (3)$$

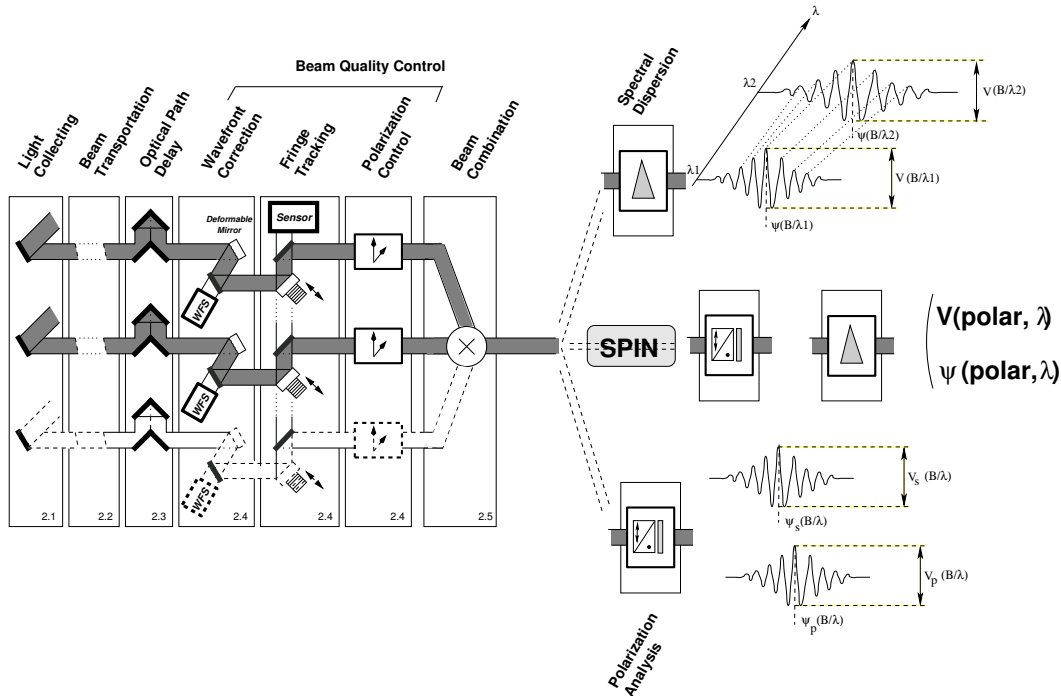
The fringe phase is thus proportional to the photocenter of the intensity distribution and is equivalent to the first moment of the intensity distribution (see Jankov et al. (2001) for the whole formalism).

### 2.3. Calibration

In practice, interferometric signals are affected by instrumental polarization due to the interferometer itself. The optics of one interferometric arm can introduce (Rousset-Perraut et al. 1996):

- an intensity attenuation which can differ for each polarization component (i.e. natural,  $s$  and  $p$  linearly polarized components, and *left* and *right* circularly polarized components);
- a phase shift between the reference polarization directions: a cross-talk effect appears between the different polarized components;
- a rotation of the reference system of the polarization directions.

All these effects are well known in (spectro-)polarimetry and spectro-polarimeters are designed to minimize them. In optical interferometry, the fringe phase is only affected by the differential phase shift, which introduces an offset in the fringe position. Such an instrumental effect can be easily subtracted, either by observing a calibrator of the same spectral type (such a calibrator can be an unpolarized as well as unresolved star), or by computing differential fringe phases between close spectral channels. For instance, if we measure phase signals in emission or absorption lines, the instrumental effect can be considered as achromatic in such a narrow spectral range. The differential fringe phase throughout the line profile is without bias. Within the context of polarimetric measurements, another calibration technique consists of intercorrelating the two polarized interferograms, *right* and *left* ones or  $s$  and  $p$  ones (Chesneau et al. 2001).



**Fig. 1.** An interferometer (*left*) combines two or more beams (a third beam is displayed at the bottom with dashed lines) and produces interference fringes whose visibility  $V$  and fringe phase  $\psi$  (i.e. position of the brightest fringe) are recorded. In “classical” interferometry, visibility and phase are recorded across a spectral band. If the interferometer is complemented with a spectrograph (*top*), one can record visibilities and fringe phases in various spectral channels. Similarly, if the interferometer is equipped with a polarimeter (*bottom*), one records visibilities and fringe phases in various polarization directions (as an example, we display the recording of visibility and phase for both linearly polarized directions  $s$  and  $p$ ). The Spectro-Polarimetric Interferometry technique (SPIN) couples an interferometer with a spectro-polarimeter (*middle*) and allows one to record visibilities and fringe phases in various polarization directions for each spectral channel.

### 3. Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry

In the following, we consider two kinds of fringe phase measurements in the partially resolved range:

- the fringe phase  $\psi_I$  in the  $I$ -Stokes parameter (i.e. in natural light) obtained with a spectro-interferometer. The differential phases are computed between the continuum and the spectral line under study;
- the fringe phase  $\psi_V$  in the  $V$ -Stokes parameter (i.e. in circularly polarized light) obtained with a spectro-polarimetric interferometer (which measures the fringe positions in the *right* and *left* polarization directions). The differential phases are computed between the continuum and the spectral line under study. These measurements concern the magnetism study via the Zeeman effect analysis.

In this section we only illustrate the fringe phase usefulness to probe stellar activity and magnetism. Detailed science cases and instrumental requirements are given in the following sections within the context of existing or planned interferometers.

- Rotation axis determination: during the stellar rotation, the interferometer “sees” across spectral Doppler profile iso-velocity strips of the star. The photocenter moves across

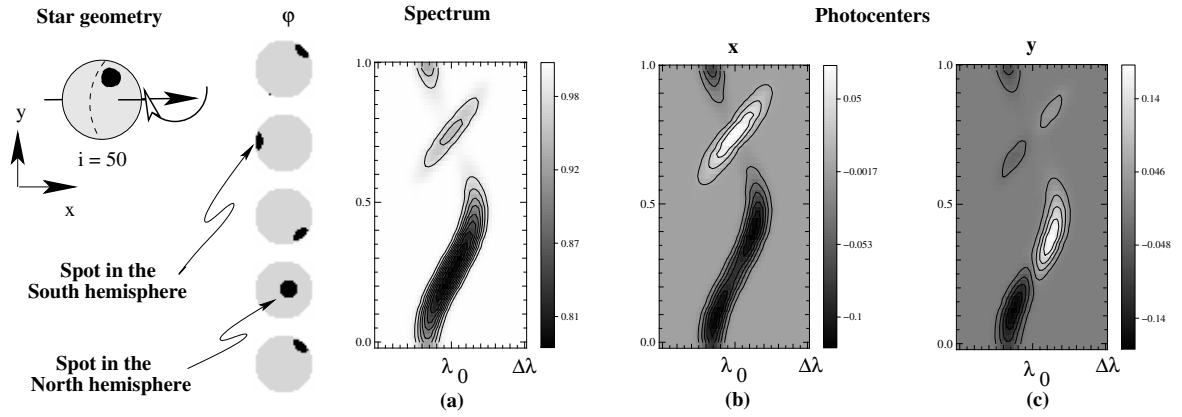
the spectral line. This displacement obviously varies with the rotational velocity and also depends on the interferometric baseline orientation with respect to the stellar rotation axis. Measuring fringe phases  $\psi_I$  across a Doppler profile during Earth-rotation synthesis is a means for determining the stellar rotator orientation on the sky (Lagarde et al. 1995). This orientation will significantly help existing (Zeeman-)Doppler Imaging inversion methods.

- Spot detection: differential fringe phase  $\psi_I$  can be used to locate spots on stellar surfaces (Jankov et al. 2003). Since it is equivalent to the first moment of the intensity distribution, this observable has a large sensitivity in the limb regions (Fig. 2): a spot at the stellar limb (which is the case of the Southern spot) has a weak spectral signature, even for a favorable line of sight inclined by  $50^\circ$  (a). On the other hand, such a spot generates a large photocenter (i.e. phase) signature during the stellar rotation, as illustrated by the photocenter signature in the  $Y$  direction (c) when the spot is at the top, or by the photocenter signature in the  $X$  direction (b) when the spot is on the right or on the left.

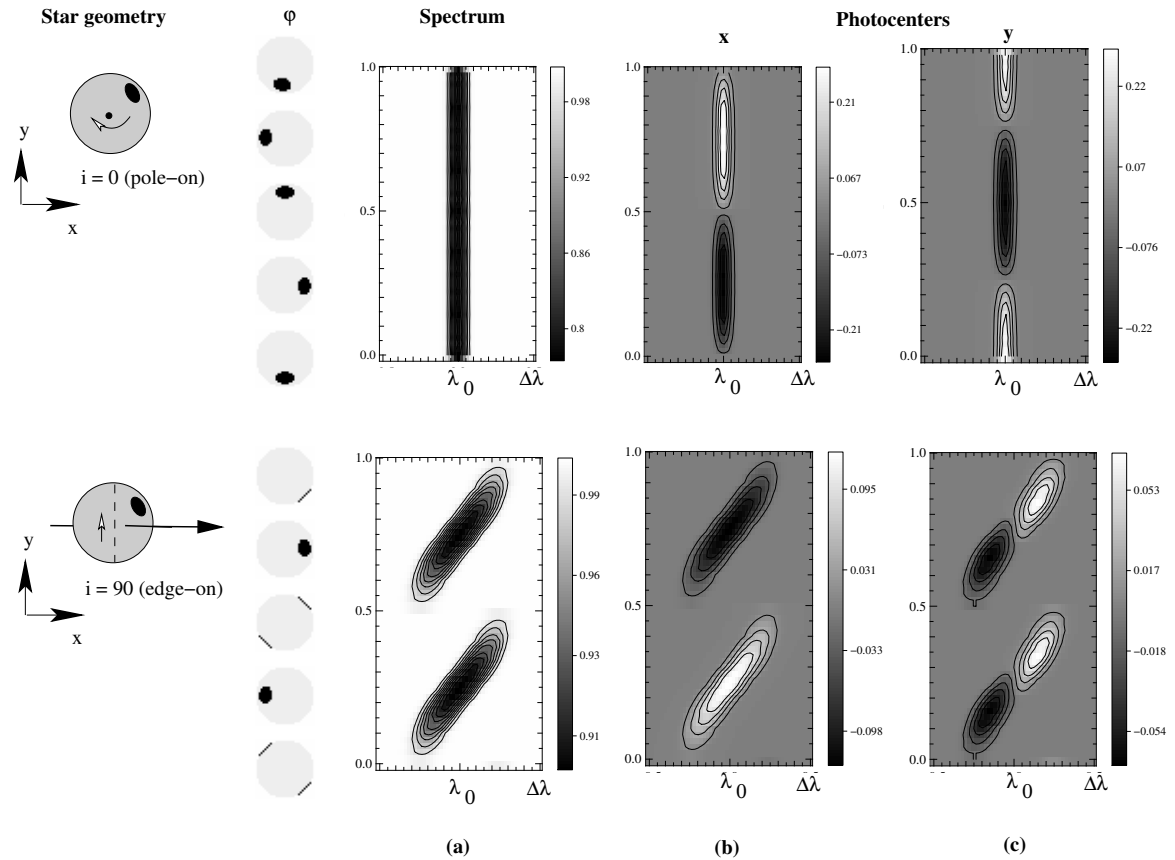
A further interesting property of the fringe phase is to provide access to absolute orientations via the phase sign, even for edge-on or pole-on geometries. While such stellar geometries cannot be reconstructed from spectral signatures due to the “mirror-effect” (Fig. 3a), the photocenter

196

K. Rousselet-Perraut et al.: Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry



**Fig. 2.** Simulation of a patchy surface seen with a line of sight inclined by  $50^\circ$  (left). Two chromium spots, one in each hemisphere, lead to a dynamical spectrum **a)** and to photocenter (i.e. fringe phase) signatures **(b), c)** throughout the stellar rotation. The scale to the right of each graph corresponds either to the intensity in the line **a)**, or to the fringe phase in radians **(b), c)**. The two spots have the same characteristics: the radius equals  $18^\circ$ ; the abundance variation between the stellar surface and the spot equals 3 dex. The stellar diameter equals 0.88 mas, the rotational speed is  $v \sin i = 15 \text{ km s}^{-1}$ , the effective temperature is  $T_{\text{eff}} = 11\,500 \text{ K}$ , and  $\log g = 4$ .  $\lambda_0 = 4824.12 \text{ \AA}$  and the spectra extend over  $\pm 0.47 \text{ \AA}$  from the line center. The interferometric baseline equals 50 m.



**Fig. 3.** Simulations of a pole-on rotator (top) and an edge-on rotator (bottom) with the same patchy surface and the same stellar and interferometric parameters as Fig. 2. Corresponding spectra **a)** and photocenter (i.e. fringe phase) signatures **(b), c)** throughout the stellar rotation.

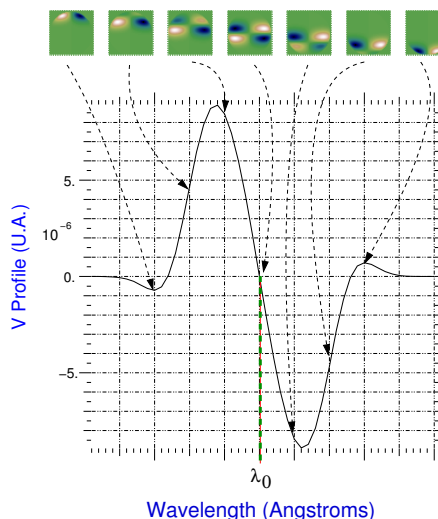
signatures (i.e. the amplitude and sign of the fringe phase) along the  $X$  and  $Y$  directions (b, c) allow the degeneracy to be lifted and therefore the spots can be located.

- Mass-loss: polarimetric interferometry is a powerful tool for constraining stellar wind parameters of hot stars, especially in the case of dense winds or extended atmospheres (Chesneau & Wolf 2003). This is therefore an attractive means for studying mass-loss phenomena.
- Magnetic field topology: a pedagogical example of a dipolar magnetic field seen from the equator illustrates the SPIN ability to study magnetic field topologies (various magnetic configurations are described and studied in Rousset-Perraut et al. 2000). The rotation axis as well as the dipole axis is horizontal. The  $V$ -Stokes spectral profile (i.e., in circularly polarized light) has an “S” shape (Fig. 4-bottom) well known in spectro-polarimetry and linked to the Zeeman splitting of the magnetically sensitive line. The stellar intensity maps in the  $V$ -Stokes parameter significantly vary across the spectral line (Fig. 4-top): these maps contain Doppler rotation information (we clearly show the iso-velocity strips) mixed with Zeeman splitting information (inversion of the magnetic field sign across the line). As a consequence, photocenter displacement can be observed throughout the line, which can be detected by spectro-polarimetric interferometry as a differential fringe phase  $\psi_V$  inversion.

#### 4. Simulations of chemically peculiar stars observed with the existing interferometers

##### 4.1. Sources

We focus on Chemically Peculiar A and B stars (CP stars) since they exhibit strong chemical abundance inhomogeneities of one or more chemical elements, such as helium, silicon, chromium, strontium, or europium, and a large-scale organization of their magnetic field that produces a typical signature in circularly-polarized spectra. CP stars represent a major class of the known magnetic stars in the solar neighborhood and constitute ideal targets for studying how magnetic fields affect other physical processes occurring in stellar atmospheres. A significant gain in angular resolution will allow one to map abundance distributions and magnetic fields, which is an important key in addressing the fundamental question of the origin of the magnetic field in CP stars: both the fossil and the core-dynamo theories have difficulty in explaining all the observed magnetic characteristics of CP stars (Moss 2001). Secondly, the magnetic field and the abundance inhomogeneities are so closely related that maps have to be obtained simultaneously to understand well the key role of magnetism in atmosphere structuration (Leblanc et al. 1994), in ion migration across the stellar surface (Michaud 1970), and in chemical stratification (Ryabchikova et al. 2002). However, very few abundance maps of CP stars are available today (e.g. Kochukhov et al. 2002 for  $\alpha^2$ CVn) and very few maps of magnetic fields have been reconstructed via Zeeman-Doppler Imaging (e.g. Kochukhov et al. 2002 for  $\alpha^2$ CVn) or by inversion of spectro-polarimetric data (Bagnulo et al. 2000 for  $\beta$ CrB). Moreover, such inversion



**Fig. 4.** Simulations in an iron line ( $\lambda_0 = 6000 \text{ \AA}$ ) of a dipolar magnetic field ( $gB_d = 4000 \text{ G}$  with  $g$  the Landé factor) seen from the equator with a rotational velocity of  $v \sin i$  of  $50 \text{ km s}^{-1}$  and a spectral resolution of 30 000. The spectra extend over  $\pm 0.2 \text{ \AA}$  from the line center. The rotation axis as well as the dipole axis is horizontal. The intensity maps in the  $V$ -Stokes parameter (*top*) are displayed across the classical S-shape spectral profile in the  $V$ -Stokes parameter (*bottom*).

methods often lead to several magnetic field models that cannot be disentangled by classical spectro-polarimetric techniques. In this context, the fringe phase observable is a very attractive way to derive 2D abundance and magnetic maps.

##### 4.2. Numerical codes

We have developed two numerical codes for CP stars to predict intensity maps at various stellar rotational phases and then derive fringe phases by Fourier Transformation at these rotational phases for various instrumental configurations.

- The first program, *modpol*, allows us to compute the fringe phase signals in the two Stokes components,  $I$  (natural light) and  $V$  (circularly polarized light). It assumes that the emergent local profile has a Gaussian shape with a thermal broadening corresponding to the effective temperature  $T_{\text{eff}}$ , and a microturbulent broadening (although we have in general assumed a zero microturbulence). The other parameters are the oscillator strength and the local density of absorbing atoms, which is proportional to the line equivalent width,  $W_\lambda$ , for weak lines.  $W_\lambda$  is calculated using the spectrum synthesis code *SYNSPEC* of Hubeny & Lanz (2000). The effect of the magnetic field is included by a triplet Zeeman pattern characterized by the effective Landé factor  $g_{\text{eff}}$ . The limb-darkening effect is included through a linear law in  $a_0(1 - \cos \theta)$ ,  $\theta$  being the angle between the normal to the surface and the observer’s line of sight. These parameters, the effective temperature, the Landé factor, the oscillator strength, the equivalent width, the local rotational velocity and also the magnetic field value allow the

computation of the local  $I$  and  $V$  profiles. Thus `modpol` is very fast and user-friendly, but does not solve the radiative transfer equation. In particular, `modpol` does not take into account the profile variations due to saturation or complex Zeeman patterns.

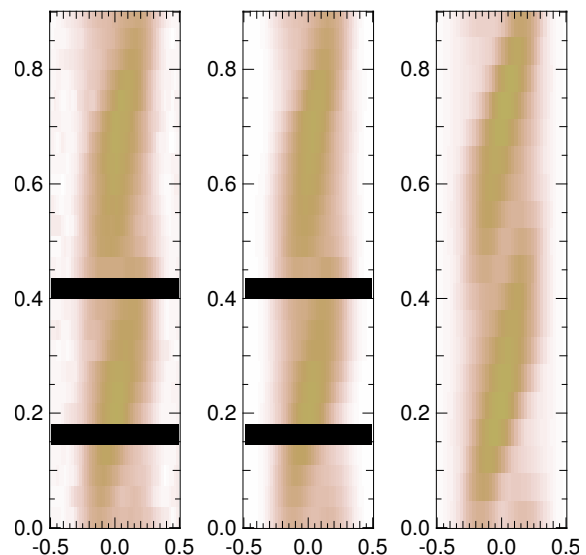
- The second code, `prloc`, produces local emergent profiles in the  $I$ -Stokes component only, solving the LTE radiative transfer equation. It assumes a LTE plane-parallel atmospheric structure, calculated with ATLAS9 (Kurucz 1993). `prloc` solves the radiative transfer equation using the Feautrier method, following the Rybicki & Hummer (1991) improved scheme. LTE populations and opacities (continuum opacities and line profiles) are computed following SYNSPEC (Hubeny & Lanz 2000). The relevant subroutines have been extracted from this code and are called by `prloc`. `prloc` generates emergent line profiles, taking into account the local chemical abundance and the Zeeman line splitting due to the local magnetic field. The anomalous Zeeman pattern is produced from Landé factors and quantum numbers of the upper and lower levels of the transition, assuming  $LS$ -rules. For each chemical species, the local abundance is parametrized and can be either derived from observations, or assumed by the user. From abundance and magnetic maps provided by Kochukhov et al. (2002), we have calculated integrated spectra of various metallic lines vs. the stellar rotational phase. We have then checked that the simulated spectra are in agreement with the observed ones (Fig. 5).

Such an unpolarized radiative transfer code is sufficient for the line computation of the spectrum in intensity (i.e. in the  $I$ -Stokes parameter). However, polarized radiative transfer has to be implemented to model observations in the  $V$ -Stokes parameter and to predict circularly polarized emergent line profiles for magnetic field detection. This upgrade is in progress.

Modelling of the hydrogen lines formed in a magnetic field is another interesting issue. We plan to derive 2D magnetic maps by measuring fringe phase in the  $V$ -Stokes parameter in the blue and red wings of hydrogen lines with a technique analogous to the Landstreet's approach in classical spectropolarimetry (Landstreet 1980). To this purpose, we can couple our current code with the code of polarized hydrogen lines applied to  $H\beta$  line by Brillant et al. (1998) and Mathys et al. (2000) and also to Lyman  $\alpha$  line by Stehlé et al. (2000). The latter code allows us to compute the various hydrogen lines in the different Stokes parameters. It has been successfully used to revisit the interpretation of photopolarimetric observations of Balmer lines in terms of mean longitudinal magnetic field. Another possibility would be to build our own database of polarized hydrogen profiles.

#### 4.3. Existing instruments

We consider two existing interferometric instruments: the GI2T/REGAIN Interferometer (under commissioning in Southern France after a change of its visible detectors) and AMBER (under installation on the VLTI). Their characteristics are very complementary (Table 1). The combination of the



**Fig. 5.** Dynamical spectra of the Cr II 4824.13 lines observed (*left*) and computed (*middle*) by Kochukhov et al. (2002) and computed with our `prloc` code (*right*). Spectra around the stellar phases 0.15 and 0.4 have not been observed and thus simulated by Kochukhov et al. (2002).

two instruments gives access to information from the visible to the near-infrared range, which is very useful to probe different atmospheric layers of line-forming regions. Moreover the polarimetric mode of the GI2T (Chesneau et al. 2000) allows a magnetism study via differential fringe phase measurements in the  $V$ -Stokes parameter. The access of the near-infrared range with AMBER allows one to plan to study magnetism via resolved Zeeman patterns. The Zeeman effect increases quadratically with wavelength, while other line broadening effects (most particularly the Doppler effect) have a linear wavelength dependence: the magnetic field detection threshold and relative measurement uncertainties are accordingly lowered at longer wavelengths. As an example, AMBER has a spectral resolution of 10 000, i.e.  $2 \text{ \AA}$  at  $\lambda = 2 \mu\text{m}$ , while a line with a Landé factor of 1 and a magnetic field of 20 kG has a Zeeman splitting of about  $4 \text{ \AA}$  at  $2 \mu\text{m}$ .

As regards to instrumental resolution, we emphasize that:

- the spatial resolution ( $\lambda/B$ ) is similar for the GI2T in the visible and for AMBER in the  $H$  band: improving the fringe phase signals proportional to  $B/\lambda$  (Eq. (2)) implies observing at the longest baseline and at the shortest wavelength (in the blue band for the GI2T and in the  $J$  band for AMBER);
- the instrumental spectral channel width ( $\Delta\lambda_{\text{instr}} = \lambda/\mathcal{R}$  where  $\mathcal{R}$  stands for the spectral resolution) of both instruments are similar;
- the intrinsic spectral resolution  $\mathcal{R}$  has also to be considered. The Doppler half width  $\Delta\lambda_{\text{Doppler}}$  is proportional to  $\lambda v \sin i/c$  where  $c$  denotes the speed of light and  $v \sin i$  the target rotational velocity. Thus the sampling of a Doppler profile is directly linked to the intrinsic spectral resolution  $\mathcal{R}$ : having  $\Delta\lambda_{\text{instr}} = 2\Delta\lambda_{\text{Doppler}}$  requires  $\mathcal{R} = c/2v \sin i$ . The line sampling is three times better with the GI2T.



**Table 1.** Characteristics of the GI2T/REGAIN Interferometer and the AMBER instrument of the VLTI.

Instruments	Combined telescopes	Maximum baseline (m)	Spectral range	Spectral resolution	Polarimetric mode	Differential phase accuracy
<b>GI2T</b>	2	65	Visible	up to 30 000	Yes	0.07 rd(*)
<b>AMBER</b>	3	200	<i>J, H, K</i>	up to 10 000	No	10 <sup>-3</sup> rd

(\*) Measured by Vakili et al. (1998).

Finally, in terms of accuracy, the GI2T has allowed differential fringe phase measurements within an error bar of 0.07 rd (Vakili et al. 1998) and an improvement of one magnitude seems to be achievable with the updated acquisition device. AMBER will ensure fringe phase measurements within a 10<sup>-3</sup> rd error bar and aims at reaching 10<sup>-5</sup> rd by means of dedicated calibration devices (Petrov et al. 2000).

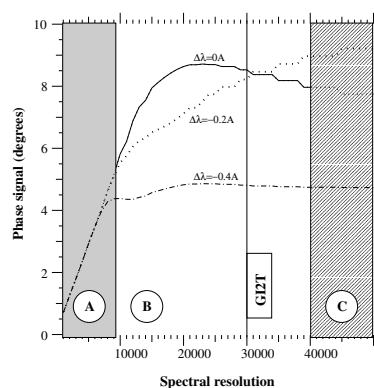
#### 4.4. Abundance maps of $\alpha^2 CVn$

We have studied the case of the CP star prototype,  $\alpha^2 CVn$ , for which some abundance maps already exist. We have assumed the magnetic field topology and abundance maps reconstructed by Kochukhov et al. (2002) from Magnetic Doppler Imaging. We have performed our simulation in the visible range ( $\lambda = 4824 \text{ \AA}$ ) with a baseline of 50 m for an angular diameter of 0.88 mas, a rotational speed  $v \sin i$  of 15 km s<sup>-1</sup> and a chromium abundance variation of 3 dex. We have calculated with the intensity code `prloc` (with  $T_{\text{eff}} = 11\,500 \text{ K}$  and  $\log g = 4$ ) the fringe phases of several selected lines of various species (Fe, Cr, Si) at a number of stellar rotational phases (see Fig. 7 for Cr II  $\lambda 4824$  line). The  $x$  and  $y$  fringe phases ( $\psi_I$ ) follow the stellar spot location: at stellar phase  $\phi = 227^\circ$ , we can locate a large overabundance at the top left and a smaller one at the bottom right. We obtain  $y$  fringe phase effects larger than 15° and  $x$  fringe phase effects of a few degrees for an infinite spectral resolution. In terms of signal amplitude, this is detectable with the existing instruments.

In practice, the spectral resolution is limited and the phase signals are averaged over a strip of the spectral line. If the spectral line is not resolved (for a spectral resolution lower than about 10 000 in the case of  $\alpha^2 CVn$ ), the phase signals are integrated throughout the whole line and a part of the close continuum and thus can decrease by a factor 2. Within this context (zone A in Fig. 6), the phase signal is proportional to the spectral resolution. From a spectral resolution of about 20 000, the stellar features through the spectral line are resolved (zone B in Fig. 6) and the phase signals are of the same order as with an infinite spectral resolution (zone C in Fig. 6). Given their respective accuracy and spectral resolution, AMBER and the GI2T appear as good candidates to detect such stellar spots.

#### 4.5. Magnetic field topology of $\beta CrB$

As a second test case, we have simulated the magnetic field topology of the well-known magnetic star,  $\beta CrB$ . We have adopted the two magnetic field configurations described by



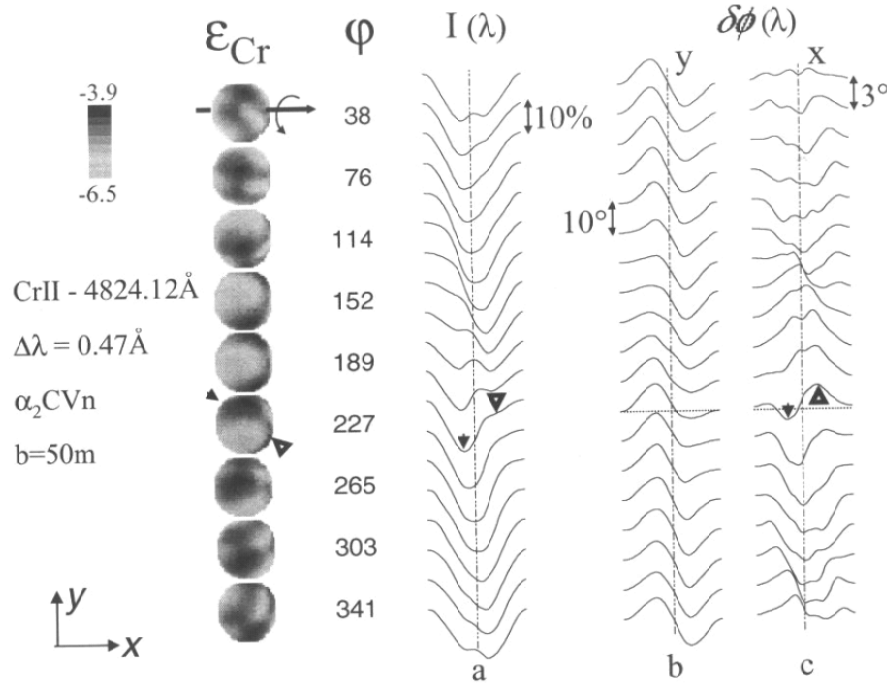
**Fig. 6.** Fringe phase signals (in degrees) vs. spectral resolution for a spectral channel centered at the central wavelength,  $\lambda_0 = 4824 \text{ \AA}$  (solid line), in the close blue wing (dotted line), and in the far blue wing (dash-dotted line). See text for comments about zones A, B and C.

Bagnulo et al. (2000), which are a superposition of a dipole and a non-linear quadrupole centered on the star. By inverting spectro-polarimetric data, they derived two possible models whose parameters are listed in Table 2 with the conventions of Fig. 8. We have also assumed a stellar angular diameter of 1 mas, a rotational velocity  $v \sin i = 3.5 \text{ km s}^{-1}$  and a Voigt profile for the modeled lines. We have used the polarized radiative model (`modpol`) to compute the fringe phases  $\psi_V$  of Fe I  $\lambda 6430.8$  for the two magnetic models. We have plotted them as a function of the interferometric baseline orientation and versus the stellar phase (Fig. 9).

The two models are different in terms of interferometric signatures: the whole variation amplitude reaches 4.6° for Model 1, while it reaches 2.6° for Model 2 for a baseline of 50 m (GI2T/REGAIN Interferometer). Moreover, the phase variations are in antiphase for the two models: at a given baseline orientation or at a given stellar phase, the photocenter is not in the same hemisphere for the two models, as clearly shown in the reconstructed field maps displayed in Fig. 9 (right). The two models could therefore be disentangled provided that we sample adequately the stellar period and measure fringe phases smaller than 1° with a 50-m baseline, which can be attempted with the polarimetric mode of the GI2T and an accurate data processing. These fringe phase effects would be twice as large with a 100-m baseline.

200

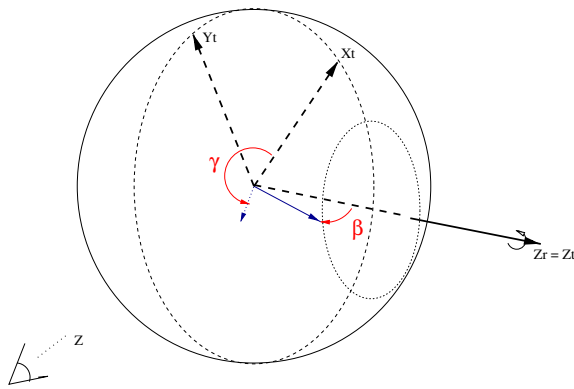
K. Rousselet-Perraut et al.: Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry



**Fig. 7.** Integrated spectra  $I(\lambda)$  **a**) and photocenter  $P(\lambda)$  in the  $y$  **b**) and the  $x$  **c**) directions of the Cr II  $\lambda 4824$  line for a 50-m baseline and an infinite spectral resolution. The profiles extend over  $\pm 0.47$  Å from the line center (dotted line). Spectra are vertically shifted by an amplitude factor of 0.2, the  $Y$  fringe phases are shifted by  $-10^\circ$  and the  $X$  fringe phases by  $-3^\circ$  for consecutive rotational phases. Abundance maps at the left allow to follow the different spots over the stellar phase (overabundances are in dark colors as it is shown on the abundance scale at the top left).

**Table 2.** Magnetic topology of the models of  $\beta$ CrB derived by Bagnulo et al. (2000) from spectro-polarimetric data.

Model	$i$ (°)	$\beta_0$ (°)	$\beta_1$ (°)	$\beta_2$ (°)	$\gamma_0$ (°)	$\gamma_1$ (°)	$\gamma_2$ (°)	$B_d$ (G)	$B_q$ (G)
#1	168	88	12	79	124	350	331	12165	14429
#2	163	93	40	114	35	143	35	8810	15145

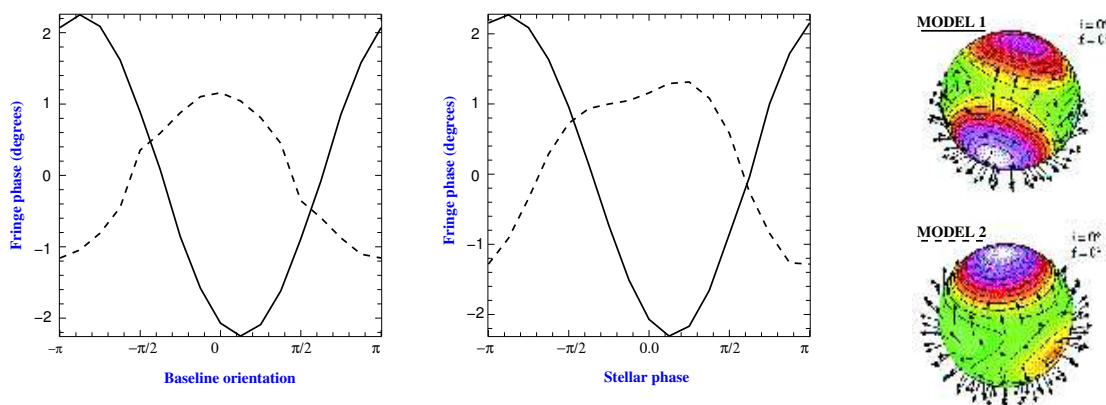


**Fig. 8.** Angle conventions for multipolar magnetic field topologies defined by Bagnulo et al. (2000). Each component of the magnetic field (dipolar and quadrupolar ones) are defined by two angles,  $\beta$  and  $\gamma$ .

## 5. Instrumental application

### 5.1. Instrumental and inversion requirements

- *Baseline length.* Both kinds of science cases (magnetic field topology and abundance maps) will clearly take advantage of the long baseline in terms of amplitudes of the fringe phase signals: the longer the baseline, the higher the fringe phase effects and the less demanding the measurement accuracy requirement. For a given measurement accuracy, the maximal baseline defines the smallest star that could be observed and thus the extent of the scientific program that can be proposed. Baselines of a few hundred meters and even of one kilometer with OHANA will give access to the third moment of the flux distribution and provide subtle information on the features of the stellar surfaces (Lachaume 2003). In this context, the fringe phase signals are no longer proportional to the baseline length.
- *Baseline orientation.* Both applications will obviously benefit from a large number of telescopes: three simultaneous



**Fig. 9.** Fringe phase in the  $V$ -Stokes parameter in the Fe I line ( $\lambda = 6430.844 \text{ \AA}$ ) versus the baseline orientation (*left*) and the stellar phase (*middle*) for the Model 1 (solid line) and the Model 2 (dashed line). The spectral resolution is 30 000 and the fringe phase is computed in the spectral channel for which the phase effect is maximal. The baseline length is 50 m. The two rightmost pictures (from Bagnulo et al. 2000) correspond to the field topology for Model 1 (*top*) and Model 2 (*bottom*) as seen from the North rotation pole ( $i = 0^\circ$ ). The modulus of the magnetic field is visualized by means of different colors, with contour lines 1 kG apart. The direction of the magnetic field is represented by unit vectors.

fringe phase measurements along different baseline orientations strongly constrain magnetic and abundance topologies. Moreover the more various the baseline orientations, the higher the probability to record a maximal fringe phase effects on one baseline since these effects are related to the angle between the star rotation axis on the sky and the baseline orientation. The first observations of CP stars with the three-beam AMBER instrument will be a promising step towards such imaging. These observations will also constitute new material to derive the imaging requirements within the field of CP stars of a future four-, six- or eight-telescope VLT mode (Kern et al. 2003).

- *Spectral Resolution.* The observational strategy clearly depends upon this instrumental specification: the higher the spectral resolution, the finer the resolved structures. Nevertheless the ability to detect a fringe phase effects is not simply proportional to the spectral resolution as illustrated in the first science case. In fact, the spectral resolution has to be suited to the stellar features' size (Fig. 6).
- *Measurement accuracy.* For both applications (magnetic field topology and abundance maps), accurate fringe phase measurements at the degree level are required, which will be achievable with the currently planned instruments such as AMBER. Obviously, the expected fringe phase signals strongly depend on stellar characteristics that are in our science cases the chemical abundances and the magnetic field strength.
- *Inversion algorithms.* Two-dimensional maps require an inversion of interferometric data similar to Zeeman or Magnetic Doppler Imaging techniques. Adding the first moment information (i.e. the interferometric fringe phase information) in an existing inversion algorithm dedicated to spectral data has been performed and used to reconstruct non-radial pulsations (Jankov et al. 2001). Another application on abundance map reconstruction is in progress and comparisons between simulated maps of  $\epsilon$ UMa and

those reconstructed by Doppler imaging by Rice & Wehlau (1990) show that abundance maps of higher quality can be obtained by considering the interferometric information provided by the existing interferometers and their current noises (see the detailed reconstruction of  $\epsilon$ UMa ( $\Phi = 1.3 \text{ mas}$ ) in Jankov et al. (2003) thanks to a regularized inversion by the Maximum Entropy method). The next step is the reconstruction of magnetic maps, which is obviously more difficult because of the vector nature of the magnetic field.

## 5.2. Observational strategies

The previous section clearly shows that all the requirements are inter-dependant and that various observational strategies have to be defined according to the observing program or the available instruments.

First, coupling visible and infrared observations would be very interesting since they will provide new insight into the variation of the physical properties of the photosphere in its third (vertical) dimension. This approach is particularly relevant as observational evidence has been accumulated in recent years supporting the view that chemical abundances are vertically stratified in CP star atmospheres (Babel & Lanz 1992) and that the pressure and temperature structure may depart considerably from standard models (Cowley et al. 2001).

Then, existing baselines and instruments already would allow us to constrain abundance maps of typical CP stars smaller than 1 mas. It is difficult to give the smallest stellar diameter our method will work with since the measured signals are strongly affected by the amplitude of abundance inhomogeneities and/or the magnetic field strength. Obviously longer baselines will allow us either to map smaller targets or to detect fringe phase effects on stars with fainter abundance inhomogeneities. Access to fainter abundance inhomogeneities is also possible via an improvement of the detection threshold of the interferometers.

202

K. Rousset-Perraut et al.: Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry

**Table 3.** Short-term observing program on the GI2T/REGAIN Interferometer and the AMBER instrument of the VLTI. For AMBER we mention the targets of our accepted guarantee time (GT) proposal.

Target	Sp. type	Magnitude	Period (days)	$v \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	Application	Instrument
$\epsilon$ UMa	A0p	$V = 1.8, J = 1.72$	5.09	35	Abundance/Magnetism	GI2T
$\alpha^2$ CVn	A0p	$V = 2.9, J = 3.04$	5.47	15	Abundance/Magnetism	GI2T
$\beta$ CrB	A9p	$V = 3.7, J = 3.4$	18.5	3.5	Magnetism	GI2T/AMBER
HD 128898	A0p	$V = J = 3.2$	4.48	15	Abundance	AMBER (GT)
HD 203006	A0p	$V = J = 4.7$	2.12	50	Abundance	AMBER (GT)

The full abilities of AMBER have to be investigated during the commissioning phase which will begin in 2004.

Finally, according to the target rotation velocity  $v \sin i$  or to the available spectral sampling (linked to the spectral resolution  $\mathcal{R}$  and to the pixel number in the line  $nb_{\text{pixel}}$ ), we can distinguish various strategies:

- $nb_{\text{pixel}} = 1$  (i.e.  $v \sin i \geq 7.5 \text{ km s}^{-1}$  with AMBER and  $v \sin i \geq 2.5 \text{ km s}^{-1}$  with the GI2T): we are only able to lift degeneracies of existing (Z)-DI maps by providing one point per stellar phase of differential fringe phase between a metallic line and the continuum;
- $nb_{\text{pixel}} = 2$  (i.e.  $v \sin i \geq 15 \text{ km s}^{-1}$  with AMBER and  $v \sin i \geq 5 \text{ km s}^{-1}$  with the GI2T): we record, for each stellar phase, differential fringe phases in the blue and red wings of the metallic line under study. These measurements allow us to resolve the non-uniqueness of the (Z)-DI solutions. Moreover the rotation axis determination of stellar rotators is a by-product of such interferometric measurements and is a very useful input for the (Z)DI data processing;
- $nb_{\text{pixel}}$  exceeds 7 or 8 (for  $v \sin i \geq 60 \text{ km s}^{-1}$  with AMBER and  $v \sin i \geq 20 \text{ km s}^{-1}$  with the GI2T): this provides various fringe phase measurements throughout the spectral line and allows us to refine reconstructed maps by providing an enhanced spatial information and by reinforcing the stellar limb areas. Within this instrumental context, an abundance map reconstruction of  $\epsilon$ UMa ( $v \sin i = 35 \text{ km s}^{-1}$ ) has been simulated by Jankov et al. (2003).

As a consequence, astrophysical application will take advantage of coupling the very high spectral resolution observations of (Z)DI with the high angular resolution of interferometry.

### 5.3. Short-term observing program

Our short-term observing program (Table 3) aims at probing the feasibility on the GI2T and then using the ultimate performances of the GI2T and AMBER to improve the quality of 2D abundance and magnetic maps. For the preliminary program of the GI2T, we first identify:

- two CP stars ( $\epsilon$ UMa,  $\alpha^2$ CVn) whose abundance maps are well known (e.g., Lueftinger et al. (2003) for  $\epsilon$ UMa and Kochukhov et al. (2002) for  $\alpha^2$ CVn). They constitute ideal test targets for our inversion algorithm. Despite their small angular diameters (photometric estimations give  $\Phi(\alpha^2\text{CVn}) = 0.8 \text{ mas}$  and  $\Phi(\epsilon\text{UMa}) = 1.4 \text{ mas}$ ) their strong

abundance inhomogeneities lead us to expect large phase effects;

- $\beta$ CrB for which two magnetic field topologies have been proposed by Bagnulo et al. (2000). It will allow us to test the performances of the polarimetric mode of the GI2T/REGAIN Interferometer in circularly polarized light. Note that  $\beta$ CrB could also be studied in infrared with AMBER.

Abundance observations with the GI2T/REGAIN are foreseen in 2004 as soon as the new visible detectors are commissioned whereas magnetic topology observations require the sky qualification (planned in 2004) of the polarimetric mode.

For the Guaranteed Time of AMBER two bright Ap stars have been selected, HD 128898 and HD 203006, whose periods of 4.48 d. and 2.12 d. respectively allow a correct sampling of the stellar phases. HD 128898 exhibits rotational modulation of line profiles (Kochukhov & Ryabchikova 2001) which appears to be low because this star is seen close to the rotational pole ( $i \sim 30^\circ$ ). Because of this inclination, abundance inhomogeneities cannot be studied efficiently with standard spectroscopic methods like Doppler imaging. Our method will be perfectly suited to analyse this target.

This Guaranteed Time will occur after the Assembly, Integration and Verification period and the commissioning runs of AMBER planned throughout 2004. Further observations of CP stars can be proposed in open time after having deeply analyzed the data of the first observations in Guaranteed Time.

## 6. Conclusion

This paper shows how spectro-(polari)metric interferometry is a powerful tool to study stellar magnetism and activity. Provided that stars are partially resolved, differential fringe phases can bring constraints at the sub milliarcsecond scale on stellar rotator orientations on the sky, mass-loss phenomena, abundance inhomogeneities and magnetic topologies. Such a differential technique is required to resolve features on small targets like CP stars. In this paper, we report results of numerical simulations and propose observing programs on CP stars for the GI2T/REGAIN currently under commissioning after change of the detectors, and for the AMBER instrument under installation at the focus of the VLTI. For our application of mapping abundance inhomogeneities and magnetic fields, we show that signals expected on typical CP stars are detectable in the visible and in the infrared with both instruments. We emphasize that such interferometric information will allow us

to significantly improve the quality of reconstructed images of stellar surfaces. We also emphasize that a detailed modelling of the observed objects is essential to correctly and fully interpret the future data to be provided by the optical aperture synthesis array and, even before that, to define the observational strategy and prepare the observations (selection of base-lines, wavelengths, spectral lines, etc). Inversion algorithms also must be developed for an optimal use of the planned imaging arrays. The additional information recorded in polarized light will open new avenues to answer key questions on the role of magnetic fields in stellar physics. That is why the question of equipping a kilometric array such as OHANA and/or a second generation instrument of the VLTI with a polarimetric mode (Vakili et al. 2001) has to be studied as well as the suitable spectral resolution.

*Acknowledgements.* The authors want to warmly thank D. Mourard, F. Vakili and G. Mathys for their scientific support and fruitful discussions as well as C. Van't Veer for the spectra of CP stars. They thank the referees for their constructive comments that improved the quality of the paper. The authors are grateful to French Programs PNPS, PNST and CNRS/ATI for funding the SPIN project, and T. Lanz acknowledges the support of the Observatoire de Paris.

## References

- Babel, J., & Lanz, T. 1992, *A&A*, 263, 232
- Bagnulo, S., Landolfi, M., Mathys, G., & Landi Degl'Innocenti, M. 2000, *A&A*, 358, 929
- Bério, P., Stee, Ph., Vakili, F., et al. 1999, *A&A*, 345, 203
- Brilliant, S., Lanz, T., Mathys, G., & Stehlé, C. 1998, *A&A*, 339, 286
- Cassinelli, J. P., & Hoffman, N. M. 1975, *MNRAS*, 173, 789
- Chesneau, O., Rousset-Perraut, K., Vakili, F., et al. 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*, SPIE Conf., ed. A. Quirrenbach, & P. Léna, Proc. SPIE, 4006, 531
- Chesneau, O., Vakili, F., Rousset-Perraut, K., & Stehlé, C. 2001, in *Magnetic fields across the Hertzsprung-Russell diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, ASP Conf., 248, 633
- Chesneau, O., Wolf, S., & Domiciano de Souza, A. 2003, *A&A*, 410, 375
- Colavita, M. 1992, in *High-Resolution Imaging by Interferometry II, Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths*, ed. J. M. Beckers, & F. Merkle, ESO Conf., 845
- Cowley, C., Hubrig, S., Ryabchikova, T. A., et al. 2001, *A&A*, 367, 939
- Donati, J. F. 1996, in *Stellar surface structure*, IAU Conf., ed. G. Strassmeier, & J. Linsky, 176, 53
- Glindemann, A., Algomedeo, J., Amestica, R., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, SPIE Conf., August 2002, Hawaii, 4838, 89
- Hanbury Brown, R., Davis, J., & Allen, L. R. 1974, *MNRAS*, 168, 93
- Hubeny, I., & Lanz, T. 2000, *Am. Astron. Soc. Meet.*, 197, #78.12
- Jankov, S., Vakili, F., Domiciano de Souza, A., & Janot-Pacheco, E. 2001, *A&A*, 377, 721
- Jankov, S., Domiciano de Souza, A., Stehlé, C., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, SPIE Conf., August 2002, Hawaii, 4838, 587
- Jennison, R. C. 1958, *MNRAS*, 118, 276
- Kern, P., Malbet, F., Berger, J. P., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, SPIE Conf., August 2002, Hawaii, 4838, 312
- Kochukhov, O., & Ryabchikova, T. 2001, *A&A*, 377, L22
- Kochukhov, O., Piskunov, N., Ilyin, I., et al. 2002, *A&A*, 389, 420
- Kurucz, R. L. 1993, *VizieR On-line Data Catalog: VI/39*
- Lachaume, R. 2003, *A&A*, 400, 795
- Lagarde, S., Sanchez, L., Petrov, R. 1995, in *Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, ed. G. Comte, & M. Marcellin, ASP Conf. Ser., 71, 360
- Landstreet, J. 1980, *AJ*, 85, 611
- Leblanc, F., Michaud, G., & Babel, J. 1994, *ApJ*, 431, 388
- Leroy, J. L., Landolfi, M., & Landi Degl'Innocenti, E. 1993, *A&A*, 270, 335
- Lueftinger, T., Kuschnig, R., Piskunov, N., & Weiss, W. 2003, *A&A*, 406, 1033
- Mathys, G. 1988, *A&A*, 189, 179
- Mathys, G., Stehlé, C., Brilliant, S., & Lanz, T. 2000, *A&A*, 358, 1151
- Michaud, G. 1970, *ApJ*, 160, 641
- Moss, D. 2001, in *Magnetic fields across the Hertzsprung-Russell diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, ASP Conf., 248, 305
- Mourard, D., Bonneau, D., Stee, P., et al. 2002, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, SPIE Conf., August, Hawaii, 4838, in press
- Perrin, G., Lai, O., Woillez, J., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, SPIE Conf., August 2002, Hawaii, 4838, 1290
- Petrov, R. 1988, in *High-Resolution Imaging by Interferometry*, ESO Conf., March, ed. F. Merkle, Garching, Germany, 235
- Petrov, R., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*, SPIE Conf., ed. A. Quirrenbach, & P. Léna, Proc. SPIE, 4006, 68
- Piskunov, N., & Kochukhov, O. 2002, *A&A*, 381, 736
- Rice, J. B., & Wehlau, W. H. 1990, *A&A*, 233, 503
- Rousset-Perraut, K., Vakili, F., & Mourard, D. 1996, *Opt. Eng.*, 35, 2943
- Rousset-Perraut, K., Vakili, F., Mourard, D., et al. 1997, *A&AS*, 123, 173
- Rousset-Perraut, K., Chesneau, O., Berio, P., & Vakili, F. 2000, *A&A*, 354, 595
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kochukhov, O., et al. 2002, *A&A*, 384, 545
- Rybicki, G. B., & Hummer, D. G. 1991, *A&A*, 245, 171
- Semel, M. 1989, *A&A*, 225, 456
- Stehlé, C., Brilliant, S., & Mathys, G. 2000, *Eur. Phys. J. D*, 11, 491
- Vakili, F. 1981, *A&A*, 101, 352
- Vakili, F., Mourard, D., Bonneau, D., et al. 1997, *A&A*, 323, 183
- Vakili, F., Mourard, D., Stee, Ph., et al. 1998, *A&A*, 335, 261
- Vakili, F., Chesneau, O., Delplancke, F., et al. 2001, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, ESO Workshop Proc., ed. G. Monnet, & J. Bergeron, June, Garching
- Wittkowski, M., Schöller, M., Hubrig, S., et al. 2002, *Astron. Nachr.*, 323, 241

### 3.7 Article: « *First sky validation of an optical polarimetric interferometer* »

Cet article présente la validation en laboratoire et sur le ciel du mode de polarimétrie de l'interféromètre GI2T-REGAIN et devrait être soumis en octobre à *Astron. & Astrophys.* (ROUSSELET-PERRAUT *et al.* 2006). Ce travail correspond à la Section 3.4.

## First sky validation of an optical polarimetric interferometer<sup>\*</sup>

K. Rousselet-Perraut<sup>1</sup>, J.B. Le Bouquin<sup>1</sup>, D. Mourard<sup>2</sup>, F. Vakili<sup>3</sup>, O. Chesneau<sup>2</sup>, D. Bonneau<sup>2</sup>, J.L. Chevassut<sup>2</sup>, A. Crochérie<sup>2</sup>, A. Glentzlin<sup>2</sup>, S. Jankov<sup>3</sup>, S. Ménardi<sup>4</sup>, R. Petrov<sup>3</sup>, C. Stehlé<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble cedex 9, France

<sup>2</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Département Gemini, Avenue Copernic, F-06130 Grasse, France

<sup>3</sup> Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice, UNSA - Faculté des Sciences, F-06108 Nice Cedex 02, France

<sup>4</sup> ESO, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748 Garching bei München, Germany

<sup>5</sup> Laboratoire de l'Univers et de ses THéories, UMR 8102, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

**Abstract.** We present the first lab and sky validation of a spectro-polarimetric equipment put at the combined focus of an optical long-baseline interferometer. We test the polarimetric mode designed for the visible GI2T Interferometer to offer spectropolarimetric diagnosis at the milliarcsecond scale. We first check the whole instrumental polarization in lab with a fringe simulator, and then we observe  $\alpha$ Cep and  $\alpha$ Lyr as stellar calibrators of different declinations to tabulate the polarization effects throughout the GI2T declination range. The difference between both linear polarizations is within the error bars and the visibilities recorded in natural light (i.e. without the polarimeter) for calibration purpose are of the same order as the polarized ones. We follow the  $\alpha$ Cep visibility throughout 2 hours after the transit and  $\alpha$ Lyr during 1.5 hour and we detect no decrease with hour angle due to the fringe pattern smearing by instrumental polarization. Differential celestial rotation due to the dissymmetric Coudé trains of the GI2T are well compensated by the field rotators and instrumental polarization effects are very light, if any. The GI2T/REGAIN polarimetric mode is thus fully operational for new astrophysical studies, especially of circumstellar environments. Such a polarimetric mode significantly enhances the potential of an optical array as well as its ability of accurate calibration.

**Key words.** Technique: interferometric; Instrumentation: interferometers

### 1. Introduction

Light polarization is a key to obtain information we need to understand the physics of many astrophysical phenomena occurring in Sun and peculiar A and B star magnetized plasmas, in disks surrounding young stellar objects, in hot stellar winds, in active galactic nuclei, in black holes, in interstellar medium, ... Spectropolarimetry offers a powerful diagnostic potential to address these issues even if the interpretation remains limited by the lack of spatial resolution. Coupling high angular resolution to spectropolarimetry is thus very attractive but also very challenging as illustrated by the first attempts to detect astrophysical polarization by optical long-baseline interferometry. Since the very beginning of interferometry, Hanbury Brown et al. (1974) tried to detect the diameter variation of  $\beta$ Orionis versus linear polarization. The same experi-

ment was carried out again on  $\alpha$ Lyr by Vakili (1981) and on  $\gamma$ Cas by Rousselet-Perraut et al. (1997). But all of these observations were strongly limited by poor signal-to-noise ratio whose limitations were clearly above the expected signals.

In parallel to these preliminary observing attempts, several theoretical studies, based on different formalisms, have been conducted (Rousselet-Perraut et al. (1996) ; Elias (2003) ; Tinbergen (2003)) to describe the effects of instrumental polarization on the interferometric observables. These works have clearly shown that, whatever the observing mode, we need for designing interferometers by taking care of polarization which can strongly degrade the interferometric performances.

Within this context of both instrumental polarization modelling for interferometers and detection of astrophysical polarization with a better spatial resolution, the GI2T/REGAIN has been designed with a minimal instrumental polarization and with a polarimetric mode inside its spectrograph (Mourard et al. 2003). As such it is the unique equipment providing spectro-polarimetry at the 1-milliarcsecond (mas) angular resolution that allows to in-

Send offprint requests to: K. Rousselet-Perraut

<sup>\*</sup> Based on observations collected at the Grand Interféromètre à 2 télescopes, Observatoire de la Côte d'Azur, France

Correspondence to: Karine.Perraut@obs.ujf-grenoble.fr

2

Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle

investigate mass-loss events of hot stars (Chesneau & Wolf 2003), inhomogeneous circumstellar materials (Vakili et al. 1997) or magnetic field topologies (Rousselet-Perraut et al. 2004).

In this paper we describe the lab qualification of this polarimetric mode after having detailed the GI2T/REGAIN concept (Sect. 2). We detail the data processing we used (Sect. 3) to analyze the first visibilities in polarized light obtained on two stellar calibrators (Sect. 4) and emphasize the requirements for future interferometric instrumentations in terms of polarimetric performances.

## 2. The polarimetric mode of the GI2T

### 2.1. The GI2T/REGAIN

The GI2T/REGAIN interferometer of the Observatoire de la Côte d'Azur in Southern France allows to combine two 1.5-m telescopes in the visible along a North-South baseline up to 65 m long. It is equipped with a spectrograph with three spectral resolutions reaching up to 30000. It is a multispeckle dispersed-fringe interferometer which records  $(x, \lambda)$  images in its photon-counting detectors and thus provides visibility and differential phase for different spectral channels. A polarimetric mode has been designed to allow astrophysical observations by spectropolarimetric interferometry (Chesneau et al. 2000). The instrument has been described in details in several papers (see Mourard et al. (2003) for instance) and we just focus hereafter on its main characteristics in terms of polarization.

Because of the telescope design, the instrument presents dissymmetric Coudé trains characterized by:

- a relatively small number of mirrors (13 from the primary mirror to the beam combiner),
- telescope tertiary mirrors with large incident angles ranging from  $25^\circ$  to  $65^\circ$  according to the telescope, the target declination and the hour angle,
- a differential celestial rotation between the North and South telescopes ( $\theta_n - \theta_s$ ) compensated by field rotators.

The large and different incident angles on the tertiary mirrors lead to phase shifts between the two linear polarization directions that differ from one telescope to another, hence a differential instrumental polarization between the two arms, to which the differential celestial rotation  $\theta_n - \theta_s$  is added. These combined effects induce visibility losses due to the smearing of the various polarized fringe patterns and thus strongly reduce the hour angle range of observations (Rousselet-Perraut et al. 1996). As an example, visibility losses of about 30% are observed  $\pm 4$  h around the transit for  $20^\circ$ -declination targets. These losses reaches 50% at  $\pm 2$  h around the transit for  $70^\circ$ -declination targets. To overcome this strong limitation, a field rotator composed of a three-mirror K-prism has been designed to compensate for both differential field rotation and instrumental polarization (Rousselet-Perraut et al. 1998).

After the polarization optimization by means of the rotator coatings, a residual effects remains due to the differential rotation of the polarization directions leading to visibility losses smaller than 9% throughout the  $[20^\circ ; 70^\circ]$  declination range and for observations carried out over  $\pm 4$  h around the transit. The larger losses are reached for small declinations (i.e. when the differential rotation between the two arms is larger).

### 2.2. The polarimeter

The polarimeter is mainly composed of a Wollaston prism to separate two orthogonal polarization states and of a movable quarter waveplate (Figure 2-left). When the latter is removed, the Wollaston prism provides two linearly polarized orthogonal states of polarization (hereafter called **parallel** and **perpendicular**). When the quarter waveplate is inserted before the Wollaston prism, the latter provides two output beams corresponding to the two incident circularly polarized states (commonly referred as **left** and **right**). To refer to classical polarimetric techniques, such a device gives access to three ( $I$ ,  $Q$  and  $V$ ) of the four Stokes parameters. The Stokes vector has four real components ( $I$ ,  $Q$ ,  $U$ ,  $V$ ) expressed in terms of intensity corresponding to the observables of the polarization ellipse:  $I$  describes the total intensity of the light,  $Q$  the amount of linear horizontal and vertical polarization,  $U$  the amount of linear  $+45^\circ$  and  $-45^\circ$  polarization, and  $V$  the amount of right and left circular polarization contained within the beam (Collett 1992).

The polarimeter is placed inside the GI2T spectrograph, just before the grating wheel (Figure 2-right). To avoid unbalanced transmissions of the **parallel** and **perpendicular** polarization states by the grating, a fixed quarter waveplate is assembled after the Wollaston prism in the same mechanical mount to transform the two linearly polarized output beams in two circularly polarized ones that are affected by the same throughput factor by the grating grooves. After being spectrally dispersed, the two beams carrying both the interference and the polarization information are focused on a photon-counting camera. The latter contains two  $(x, \lambda)$  images, one per polarization state referred as *High* and *Low* with respect to their position on the detector (Figure 3.2.1-a).

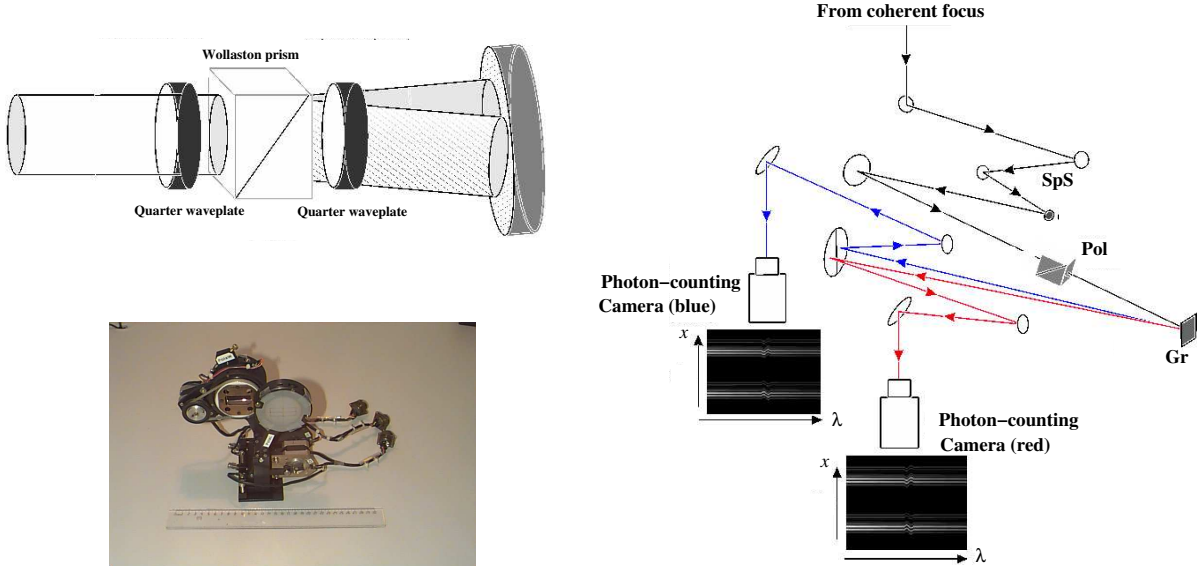
The Wollaston prism is made of calcite and provides a beam angular separation of  $0.37^\circ$  to avoid beam vigneting on the camera. Quarter waveplates are made of three thin glass plates to reduce as much as possible the chromatic effects: the phase shift of  $\lambda/4$  is given at  $\pm 3\%$  throughout the  $[0.4 \mu\text{m} ; 0.7 \mu\text{m}]$  spectral range.

The first waveplate is motorized to be added or removed according the measurement (circular or linear ones). The Wollaston prism can rotate from a  $0^\circ$ -position to a  $180^\circ$ -position so as to subtract the potential bias due to the detector : the same state of polarization can be imaged on two different detector sub-windows since a  $180^\circ$ -rotation of the Wollaston inverts the two output



Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle

3



**Fig. 1.** Sketch of the polarimetric mode (left) included in the GI2T/REGAIN spectrograph placed at the combined focus of the interferometer (right). After the spectrograph slit (SpS), light is collimated, goes eventually through the Wollaston prism and the quarter waveplates of the polarimeter, is dispersed by a diffraction grating (Gr) and detected on blue and red cameras. ( $x$ ,  $\lambda$ ) images including spatial ( $x$ ) and spectral ( $\lambda$ ) information are recorded.

beam positions on the detector. The whole device (the Wollaston prism and the two waveplates) can be removed for calibration purpose by means of measurement in natural light (a single interferogram at the detector center is observed in this case - Figure 3.2.1-a). All these movements are driven via the interferometer software but nothing is moving during a sequence of acquisitions on a stellar source.

### 2.3. Laboratory qualification

To correctly transform linearly polarized light into circularly polarized one, the neutral axes of a quarter waveplate have to be put at  $45^\circ$  with respect to the neutral axes of the Wollaston prism (i.e. the horizontal and vertical axes). These internal adjustments have been performed with a dedicated lab workbench which allows to select the polarization of the incident beam and to accurately balance the flux between the two beams at the output of the Wollaston prism. This balance is checked through various spectral filters (B, V and R ones) to refine the adjustment. Then the polarimeter is inserted in the spectrograph and its position is adjusted by autocollimation : a flat mirror is fixed at the polarimeter output and the slit image reflected by this collimation mirror is used to adjust the tip, the tilt and the slope of the polarimeter mount (since the spectrograph design induces a non horizontal optical axis).

A fringe simulator inside the REGAIN table allows 1/ to check the lab performances of the polarimeter and 2/

study the instrumental polarization of the whole instrument : a same laboratory white-light source is injected in each arm of the interferometer at the REGAIN table entrance and fringes are produced at the coherent focus. These fringes can be analyzed and recorded for different spectral channels and different polarization states. Moreover a linear sheet-film polarizer can be introduced at the spectrograph entrance to study the instrumental polarization of the Coudé trains. This internal simulator operates with an Airy Disk, which makes alignment much more stringent than in the case of sky observations and light injection in the spectrograph entrance slit critical. Any mechanical drift of the simulator induces large rms fluctuations of the polarized visibilities. Despite this limitation, the main characteristics of the polarimetric mode have been checked and/or studied during Summer 2002 with this workbench:

1. When the quarter waveplate is introduced, the interferogram positions on the detector remain the same within  $\pm 1$  pixel, i.e within a  $1/14$  fraction of the Airy disk.
2. When the Wollaston prism rotates from  $0^\circ$  to  $180^\circ$ , the interferogram spacing on the detector remains constant but their absolute positions vary of 22-25 pixels, which corresponds to 1.6-1.8 Airy disk. A light eccentricity occurs during the Wollaston rotation. Given this shift in the interferogram position, we only use the  $0^\circ$ -position of the Wollaston prism furthermore.
3. No spectral shift has been detected whatever the configuration (with or without the polarimeter, when the

4 Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle

Wollaston rotates, with or without the quarter waveplate). Note that accurate spectral calibration is also possible with the polarimetric mode and a spectral lamp as for classical observations.

4. When the linear sheet-film polarizer is inserted, one of the two interferograms observed after the Wollaston prism vanishes. The  $90^\circ$ -rotation of the linear sheet-film polarizer leads to vanishing the other interferogram. This cancelling is measured at the accuracy of the detector dynamic, i.e.  $4 \times 10^{-3}$ . **No cross-talk effects between the two orthogonal polarization directions larger than  $4 \times 10^{-3}$  are detected.**
5. The flux of the *High* interferogram is always larger than that of the *Low* interferogram. A flux ratio *High/Low* between 1.78 and 1.15 has been recorded around  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$  with and without the quarter waveplate. This shows that a vignetting effect occurs for the *Low* beam.
6. The *High* and *Low* visibilities are well balanced and the difference is smaller than our 5% rms fluctuations, whatever the polarization of the incident light and the analysis mode (Table 1).
7. Two orthogonal polarization directions are generally differently transmitted and phase-shifted by an interferometer. Moreover, inside a dissymmetric Coudé train, these instrumental effects differ from an interferometric arm to another. As a consequence, each polarization direction leads to fringe patterns that can be shifted by instrumental effects with respect to the fringe patterns coming from the other polarization direction. In a classical mode of observations, the fringe pattern resulting of the sum of all the patterns is recorded and its contrast is damaged by the superposition of the phase-shifted patterns. In this case, recording only one polarization direction generally allows to significantly improve the measured contrast. In our case, we test instrumental polarization by inserting a linear sheet-film polarizer at the spectrograph entrance. No significant improvement of the visibility is detected proving that **no drastic effect of the instrumental polarization is observed.**

### 3. Observations

#### 3.1. Journal of observations

We have observed two polarimetric calibrators (i.e. without known polarized features) with short baselines of the GI2T (Table 2):

- $\alpha\text{Lyr}$  (HD172167) is a well-known A0V star whose angular diameter has been first measured by interferometry by Hanbury Brown et al. (1974) ( $\Phi = 3.08 \pm 0.07$  mas). This star is very bright ( $m_V = 0$ ) and very slightly resolved at the shorter baseline of the GI2T: the expected visibility at a wavelength of  $0.65 \mu\text{m}$  equals  $0.878 \pm 0.005$  for a 14-m baseline. It constitutes an ideal calibrator for intermediate declinations ( $\delta = 38^\circ 47'$ ).

**Table 1.** *High* and *Low* polarized visibilities measured with the lab workbench and the polarimetric mode of the GI2T/REGAIN. The instrumental configuration is given by the presence of the quarter waveplate (col. 2), the presence and the orientation (H = horizontal, V = vertical) of the linear sheet-film polarizer (col. 3). We distinguish two modes (col. 1): one for analyzing the linear polarizations, and one for analyzing the circular ones. The central wavelength is 660 nm, the grating is a 300 gr/mm, and the Wollaston prism position is the  $0^\circ$  one. Our statistical study leads to a rms fluctuations of our measurements of 5%.

Mode	Quarter Waveplate	Sheet-film Polarizer	$V_{High}$	$V_{Low}$
Linear analysis	0	–	0.23	0.21
”	0	V	0.28	NA
”	0	H	NA	0.26
Circular analysis	1	–	0.25	0.23
”	1	V	0.26	0.26
”	1	H	0.21	0.22

- $\alpha\text{Cep}$  (HD203280) is a A7IV-V rapid rotator ( $v \sin i \sim 200$  km/s). It is a bright star in the visible ( $m_V = 2.4$ ) with a small angular diameter (the photometric estimation gives  $\Phi = 1.48 \pm 0.07$  mas), which makes it a good calibrator for large declinations ( $\delta = 62^\circ 35'$ ). A visibility of  $0.941 \pm 0.005$  is expected at  $0.65 \mu\text{m}$  for a 20-m baseline.

These calibrators were chosen to cover the declination range of the GI2T since the instrumental polarization effects theoretically change with declination. They were also chosen to be unresolved at the observation baseline : an unresolved target will lead to a visibility equal to 1, *whatever its intrinsic polarization*. Both targets were observed close to the  $\text{H}\alpha$  hydrogen line with the medium spectral resolution mode ( $R = 5460$ ). The dispersed fringes were recorded as series of data in natural light (when the polarimeter was removed) and in linearly polarized light (when the polarimeter was inserted). For calibration purpose, observation in polarized light (called *Pol*) and observation in natural light (called *Nat*) succeed one another. All the recorded data corresponded to 20 ms short exposures for freezing the atmospheric turbulence. During recording, a fringe tracker has servo-controlled the fringe position and furthermore we only consider the files for which the fringes are tracked. For the latter reason and also for weather conditions, the numbers of files vary from a target to another (Table 2). As a consequence, the hour angle coverage is segmented and the observation sequence *Nat/Pol/Nat* is not always achieved.

#### 3.2. Data processing

We have reduced the data following the spectral density method described in Mourard et al. (1994). We just recall

Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle

5

**Table 2.** Journal of observations of polarimetric calibrators with the GI2T/REGAIN at the 11-m baseline obtained the night 04/07/29. The columns give from left to right: the file number, the kind of observation either in natural light (Nat) or in linearly polarized light (Pol), the average Hour Angle with respect to the meridian transit, the projected baseline, the differential rotation between the North (n) and South (s) telescopes ( $\theta_n - \theta_s$ ), the resulting instrumental visibility squared ( $V_{inst}^2$ ) without field rotation correction, the comments on file quality from observation logs (files without photons or for which fringes are not fixed are flagged).

File number	Obs. type	Hour Angle	Projected baseline (m)	$\theta_n - \theta_s$	$V_{inst}^2$ (w/o field rotator)	Comments
$\alpha\text{Lyr } (\delta = 38^\circ 47')$						
1	Nat	-57'	13.611	22°	0.86	
2(a)	Nat	-52'	13.654	20°	0.88	
3	Pol	-38'	13.754	–	–	No photons
4	Pol	-31'	13.792	–	–	No photons
5	Nat	-12'	13.857	4.7°	0.99	
6	Pol	+18'	13.843	7.0°	0.98	
7(a)	Pol	+25'	13.819	9.8°	0.97	
8(a)	Pol	+32'	13.787	12°	0.95	
$\alpha\text{Cep } (\delta = 62^\circ 35')$						
1	Nat	+7'	20.110	–	–	No tracking
2	Nat	+14'	20.104	3.4°	1.0	
3	Pol	+24'	20.089	5.8°	0.99	
4	Nat	+34'	20.065	8.3°	0.98	
5	Pol	+45'	20.031	11°	0.96	
6	Nat	+55'	19.991	13°	0.95	
7	Pol	+1h06'	19.939	16°	0.92	
8	Nat	+1h17'	19.879	–	–	No tracking
9	Pol	+1h27'	19.817	21°	0.87	
10	Nat	+1h36'	19.756	–	–	No tracking
11	Nat	+1h39'	19.735	24°	0.84	
12	Pol	+1h47'	19.675	–	–	No tracking
13	Pol	+1h49'	19.660	26°	0.81	
14	Nat	+2h01'	19.563	29°	0.77	
15	Pol	+2h12'	19.469	31°	0.73	

(a) : a neutral density (ND) of 0.3 has been inserted.

hereafter the main steps and focus on specific steps of our processing.

### 3.2.1. Individual energies

- We first correct the  $(x, \lambda)$  image for geometrical distortions. This image is composed of either a natural dispersed fringe pattern centred on the detector, or of two polarized dispersed fringe patterns placed at the top and the bottom of the detector (Figure 2-a).
- We compute the average autocorrelation of a spectral and spatial window of the image. We define three identical geometrical windows for the *Nat*, *High* and *Low* measurements respectively (Figure 2-a). The choice of identical sizes for the three windows leads to relatively small windows with respect to the whole detector size and to different flux levels for the three kinds of measurements.
- We compute the spectral density by a 2D Fourier Transform of the autocorrelation (Figure 2-b) and we correct for the centroiding hole as well as for the photon bias as detailed in Bério et al. (1999). At this step, a bad centroiding hole correction leads to features in the background of the spectral density and thus to

a strong bias in the visibility estimation. Due to recent change of the REGAIN detectors this interpolation must be optimized for the new camera configuration and validated on various sets of data and various shapes of spectral and spatial windows. In our case, we have fixed the correction parameters by minimizing the residual features in the spectral density background in the two sets of data. An optimization of these parameters is difficult because of the use of reduced windows for data processing. This obliges us to define a visibility estimator less sensitive to this correction and to define quality criteria to check this estimation (see subsections below).

- We estimate the energy of the high frequency peak (or fringe peak),  $E_{HF}$ , the energy of the low frequency peak,  $E_{LF}$ , the energy of the speckle peak,  $E_{SP}$ . For each estimation we check that the background is properly subtracted and that the energies are unbiased. For the  $E_{HF}$  estimation, we use the following procedure (Figure 2-c):

1. we search the fringe peak across the spectral density by a maximum detection,

6

Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle

2. we determine the peak width which can be larger than 1 pixel due to peak distortion. Typically we obtain peak width of 3 pixels,
3. we fit the spectral density background with a polynomial of 3rd order over a large range around the fringe peak but excluding the latter,
4. we integrate the energy below the fringe peak,  $E_{HF}$ , after the background correction.

### 3.2.2. Statistical analysis

To check the consistence of a set of estimated energies, we plot  $E_{HF}$  and  $E_{SP}$  versus  $N_{ph}^2$  where  $N_{ph}$  stands for the photon number in the image. Bad fit of speckle peak (case of file #1 of  $\alpha$ Lyr) or of fringe peak (cases of files #5 and #7 of  $\alpha$ Cep and of file #1 of  $\alpha$ Lyr) can thus be detected and flagged. A normalization factor  $Cor$  can also be defined for the visibility computation by a polynomial fit of  $E_{SP}$  versus  $N_{ph}^2$ .

### 3.2.3. Visibility estimator

When the energies are correctly computed and checked, we define the visibility squared as:

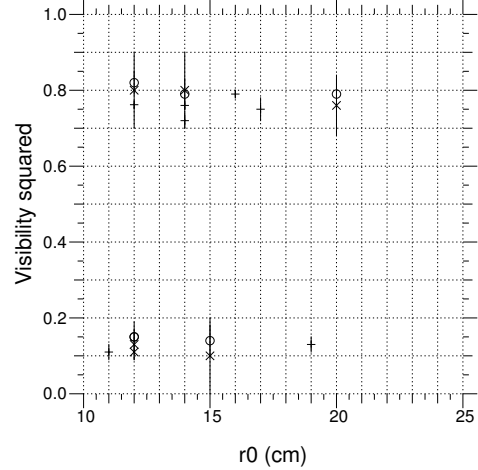
$$V^2 = \frac{2E_{HF}}{N_{ph}^2 \times Cor} \quad (1)$$

where  $Cor$  is the normalization factor.

No correction for differential photometry in the two arms of the interferometer is applied. If any, we finally correct the visibility for the lateral displacement of the pupils. In fact, during the observations of  $\alpha$ Cep, the pupil stabilization fails inducing a tilt of the fringes on the spectrograph slit and thus a visibility decrease.

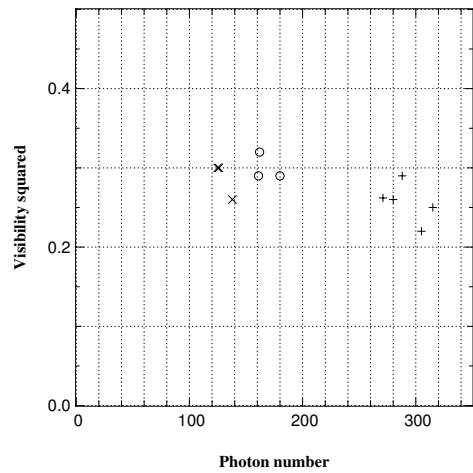
### Estimator bias

- Our visibility estimator depends upon the shape of the spectral and spatial window defined in the image for the autocorrelation computation. Since we take care for each target of using windows of identical sizes for the three kinds of observations (*Nat*, *High* and *Low* polarizations), visibilities of a given target can be compared between them. But since we use for  $\alpha$ Lyr windows larger than for  $\alpha$ Cep, we cannot compare the results of both targets.
- To tackle the problem of centroiding hole correction, we define an estimator that is not based on the energy of the low frequency peak,  $E_{LF}$ . This estimator is turbulent, which prevents us from comparing  $\alpha$ Cep data ( $\delta = 62^\circ 35'$ ) with  $\alpha$ Lyr ( $\delta = 38^\circ 47'$ ) ones and discussing the absolute values of  $V^2$ . Nevertheless the plot of the visibility squared versus the Fried parameter  $r_0$  measured during the observations shows no clear correlation (Figure 3).
- We check on the set of  $\alpha$ Cep data including 11 visibility points that our visibility estimator is not biased by



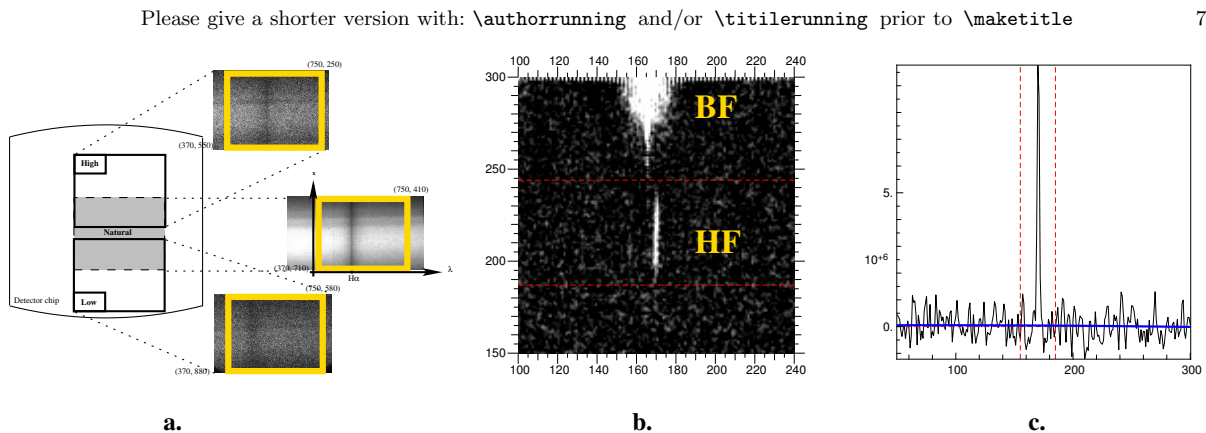
**Fig. 3.** Visibility squared versus Fried parameter  $r_0$  measured on  $\alpha$ Cep (top) and on  $\alpha$ Lyr (bottom) observations: *Natural* (+), *High* (o) and *Low* visibilities (x) derived with the spectral and spatial windows defined in Figure 2-a. For clarity the visibilities squared of  $\alpha$ Cep are shifted of 0.5.

the photon number (Figure 4). Nevertheless, the centroiding hole correction varies with the photon number and thus the background correction is different for both targets.



**Fig. 4.** Visibility squared versus photon number per images computed on  $\alpha$ Cep observations: *Natural* (+), *High* (o) and *Low* visibilities (x) derived with the spectral and spatial windows defined in Figure 2-a.

As a conclusion, our estimator allows us to compare all the observations (natural and polarized ones) of a given target but not to compare the absolute values of the visibility of one target with that of another.



**Fig. 2.** **a.** Long-exposure images of  $\alpha$ Lyr. Spectral and spatial windows used for computation of the average autocorrelation are displayed by large rectangles in thick lines. **b.** spectral density with the  $BF$  and  $HF$  contributions. **c.** estimation of the energy of the high frequency peak  $E_{HF}$  (see text for details).

**Error bars** Our estimator is affected by the accuracy of the high frequency energy estimation and by the fluctuations of the photon number. We compute the rms fluctuations of the spectral density background close to the fringe peak (Figure 2-c) that dominate the error bar on visibility.

## 4. Sky validation

### 4.1. Polarized visibilities for two declinations

We have considered all the files that are unflagged and for which the statistical analysis of estimated energies are fine and we have derived the visibilities squared  $V^2$  for the two polarimetric calibrators (Table 3). For both objects, the difference between both polarizations is within the error bar even if the *Low* visibilities generally remain slightly smaller than the *High* ones. The visibilities recorded in natural light (i.e. without the polarimeter) are of the same order as the polarized ones.

### 4.2. Polarized visibilities vs. hour angle

We have observed  $\alpha$ Cep up to 2 hours after the transit and  $\alpha$ Lyr during around an hour and a half so as to follow the visibility variations with respect to hour angle (Figure 5).

For  $\alpha$ Cep, the *Nat* visibility squared is constant throughout the 2h-long observations: the average on the 5 files gives a mean squared visibility squared of  $0.26 \pm 0.03$ . The contrast decrease of 27% from the transit up to 2 hours (Column 6 of Table 2 and dash curve in Figure 5) predicted by the modelling of the differential celestial rotation is not observed. This differential celestial rotation that generates instrumental polarization smearing the fringe patterns is thus well compensated by the field rotators. Polarized visibilities (*High* and *Low*) seem to not vary with hour angle: throughout the 2h-long observations, the mean visibility squared reaches  $0.29 \pm 0.02$  for the *Low* polarization and  $0.30 \pm 0.01$  for the *High* one, which is comparable with the *Nat* value.

**Table 3.** Visibilities squared  $V^2$  computed for the two polarimetric calibrators for all the unflagged files (see Table 2).

File number	<i>Low</i>	<i>Nat</i>	<i>High</i>
$\alpha$ Lyr ( $\delta = 38^\circ 47'$ )			
2		$0.11 \pm 0.02$	
5		$0.13 \pm 0.02$	
6	$0.11 \pm 0.02$		$0.15 \pm 0.01$
7	$0.1 \pm 0.1$		$0.14 \pm 0.04$
8	$0.13 \pm 0.04$		$0.15 \pm 0.04$
$\alpha$ Cep ( $\delta = 62^\circ 35'$ )			
2		$0.22 \pm 0.02$	
3	$0.26 \pm 0.08$		$0.29 \pm 0.04$
4		$0.25 \pm 0.03$	
6		$0.262 \pm 0.009$	
11		$0.26 \pm 0.01$	
13	$0.3 \pm 0.1$		$0.32 \pm 0.03$
14		$0.29 \pm 0.01$	
15	$0.3 \pm 0.1$		$0.29 \pm 0.04$

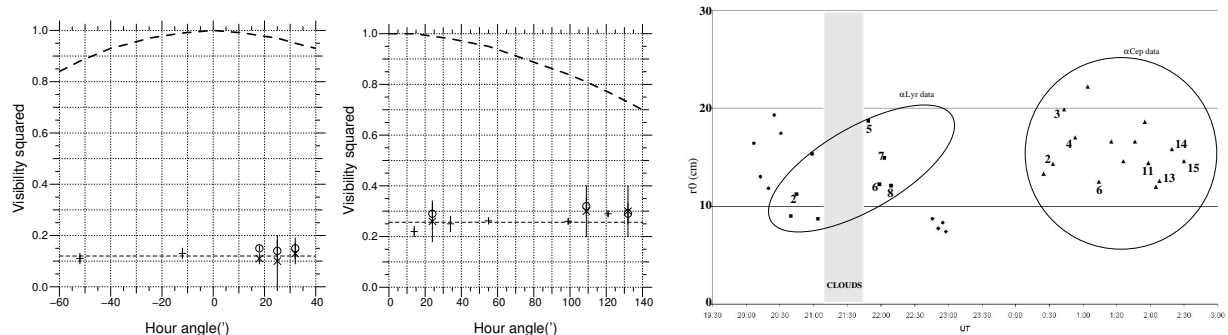
For  $\alpha$ Lyr, due to its lower declination, the differential celestial rotation between the North and South telescopes ( $\theta_n - \theta_s$ ) is large even 1 h before or after the transit (Column 6 of Table 2 and dash curve in Figure 5). Without instrumental polarization correction by field rotators, a contrast decrease of 14% is expected throughout the hour angle range of observations. Such a decay is not observed and observations present the same trend as those of  $\alpha$ Cep: there are no strong visibility variations with hour angle despite the lower declination. We conclude that **residual instrumental polarization effects are very light, if any.**

## 5. Conclusion

For the first time, we have reported interferometric observations in polarized light carried out with a polarimeter designed to be placed at the combined focus of an optical

8

Please give a shorter version with: \authorrunning and/or \titilerunning prior to \maketitle



**Fig. 5.** Visibility squared versus hour angle computed on  $\alpha$ Lyr (left) and on  $\alpha$ Cep (middle), and  $r_0$  (right) during the 04/07/29 observations: *Natural* (+), *High* (o) and *Low* visibilities (x) derived with the spectral and spatial windows defined in Figure 2-a. The dash line on the visibility curve gives the average of the Natural visibility squared. For the  $r_0$ , the number of files for which we compute the visibility is reported close to the measurement points.

interferometer. By lab validation and observations of stellar calibrators, we show that instrumental polarization effects of the polarimeter itself and of the whole instrument are very small and do not damage the interferometric performances by strong decrease at large hour angles. Even if refining the study and investigating more deeply the visibility difference between two orthogonal polarizations would require a better signal to noise ratio, these observations clearly validate our previous modelling of the instrumental polarization (Rousselet-Perraut et al. 1996) as well as our design for the field-rotator compensator (Rousselet-Perraut et al. 1998).

For next generation instrumentations, we emphasize that adding a polarimetric mode to an interferometric array enhances its ability for probing and studying circumstellar environments. This requires to take care of instrumental polarization at the concept study of the interferometric instrument, which is anyway mandatory for classical interferometry too to avoid a visibility decrease due to instrumental polarization cross-talk. Circular and linear polarization analysis are very useful and *simultaneous* recording of the two orthogonal polarizations is mandatory to cross-correlate them (Chesneau et al. 2001). Such a polarimetric equipment is also a powerful means for accurately calibrating any visibility measurement by allowing to disentangle the various sources of instrumental bias and, as such, is very attractive within the context of very high accuracy measurements.

*Acknowledgements.* The authors want to warmly thank C. Cazalé for the polarimeter manufacturing. They are also grateful to French Programs PNPS, PNST and CNRS/ATI for funding the project.

## References

Berio, P., Mourard, D., Bonneau, D., Chesneau, O., Stee, P., Thureau, N., Vakili, F., Borgnino, J. 1999, *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 16(4), 872-881

- Chesneau, O., Rousselet-Perraut, K., Vakili, F. et al. 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*, SPIE Conference, Quirrenbach, A., Léna, P. (eds.), Proceedings SPIE, Vol. 4006, pp. 531-540
- Chesneau, O., Vakili, F., Rousselet-Perraut, K., Stehlé, C. 2001, in *Magnetic fields across the Hertzsprung-Russell diagram*, eds. Mathys, G., Solanki, S.K., Wickramasinghe, D.T., ASP Conference, 248, 633
- Chesneau, O., Wolf, S., Domiciano de Souza, A. 2003, *A&A*, 410, 375
- Collett, E. 1992, *Polarized light - Fundamentals and applications*. Marcel Dekker, New York
- Elias, N. 2003, in *Polarimetry in Astronomy*, Fineschi, S. (ed), SPIE Conference, August 2002, Hawaii, Vol. 4843, pp. 137-145
- Hanbury Brown, R., Davis, J., Allen, L.R. 1974, *MNRAS*, 168, 93
- Mourard, D., Tallon-Bosc, I., Rigal, F., Vakili, F., Bonneau, D., Morand, F., Stee, P. 1994, *A&A*, 288, 675
- Mourard, D., Bonneau, D., Stee, P. et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*, Traub, W. (ed), SPIE Conference, August 2002, Hawaii, Vol. 4838, pp. 9-18
- Rousselet-Perraut, K., Vakili, F., Mourard, D. 1996, *Optical Engineering*, Vol. 35(10), 2943-2955
- Rousselet-Perraut, K., Vakili, F., Mourard, D. et al. 1997, *A&A. Suppl.*, 123, 173
- Rousselet-Perraut, K., Hill, L., Lasselin-Waultier, G., Boit, J.L., Rousset, G., Blanc, J.C., Moreaux, G., Corneloup, J. M., List, S., Voet, C. 1998, *Optical Engineering*, Vol. 37(02), 610-615
- Rousselet-Perraut, K., Stehlé, C., Lanz, T., Le Bouquin, J. B., Boudoyen, T., Kilbinger, M., Kochukhov, O., Jankov, S. 2004, *A&A.*, 422, 193
- Tinbergen, J. 2003, in *Polarimetry in Astronomy*, Fineschi, S. (ed), SPIE Conference, August 2002, Hawaii, Vol. 4843, pp. 122-136
- Vakili, F. 1981, *A&A*, 101, 352



Deuxième partie

Un spectro-polarimètre imageur au VLTI





## Chapitre 4

# Validation de l'optique intégrée au VLTI

### 4.1 Introduction

L'idée d'utiliser des fibres en interférométrie optique revient à FROEHLY (1981). Par la suite, l'équipe optique de l'IRCOM<sup>1</sup> s'attacha à démontrer en laboratoire la faisabilité de l'interférométrie monomode. Grâce aux progrès de ces travaux, entre autres au niveau de l'égalisation de la longueur des fibres (REYNAUD *et al.* 1992) et surtout du contrôle des effets de polarisation par l'utilisation de fibres hautement biréfringentes (DELAGE & REYNAUD 1997), l'équipe parvint à développer un démonstrateur d'interféromètre monomode complet. En 1992, l'instrument FLUOR<sup>2</sup> a permis la première recombinaison fibrée dans l'infrarouge de deux faisceaux d'un interféromètre stellaire sur le site de Kitt Peak, en Arizona (COUDÉ DU FORESTO *et al.* 1998). Cet instrument a ensuite été déplacé sur IOTA puis sur CHARA. L'utilisation des guides d'onde monomodes présente plusieurs avantages :

- Un filtrage spatial important comparé à un trou (MÈGE 2003). Le passage dans la fibre transforme un front d'onde incident quelconque en une onde à profil de champ gaussien et à phase plane (filtrage modal).
- Une souplesse d'utilisation une fois la lumière couplée dans la fibre. Les contraintes d'alignement et de réglage sont fortement relaxées et se concentrent sur les degrés de liberté à l'injection (SHAKLAN & RODDIER 1987).
- Une bonne transmission optique, principalement autour des longueurs d'onde utilisées en télécommunication (0.8, 1.3 et 1.5 $\mu\text{m}$ ).

Une description détaillée du couplage et du transport du champ électrique dans un guide d'onde monomode a été réalisée par MÈGE (2003). L'intérêt majeur de ce travail est d'être orienté vers les besoins et les contraintes de l'astronomie optique. Le lecteur intéressé par la théorie du filtrage et de la propagation de la cohérence partielle est invité à se reporter à cet ouvrage. Une comparaison formelle de l'influence du filtrage modal sur la qualité des grandeurs interférométriques peut être trouvée dans TATULLI *et al.* (2004a).

---

<sup>1</sup>IRCOM : Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes, Limoges

<sup>2</sup>FLUOR : [www.lesia.obspm.fr/astro/interfero/pages/fluor.html](http://www.lesia.obspm.fr/astro/interfero/pages/fluor.html)

### 4.1.1 L'optique intégrée et la collaboration IONIC

L'optique intégrée (IO, integrated optics) permet de réaliser des guides d'ondes sur un substrat solide et offre la possibilité de dessiner des circuits optiques complexes mais néanmoins stables et précises, à l'image des circuits intégrés en micro-électronique. L'utilisation de l'optique intégrée pour l'interférométrie astronomique infrarouge a été proposée par MALBET *et al.* (1999). Une collaboration entre trois laboratoires grenoblois (LAOG, IMEP<sup>3</sup> et LETI<sup>4</sup>) et des partenaires industriels tels que GeeO a permis de réaliser les premiers composants spécialement dessinés en vue d'applications astrophysiques (IONIC<sup>5</sup>). Les technologies<sup>6</sup> (échange d'ion et gravure) sont toutes issues de la recherche en télécommunication qui se concentrent autour de la bande H ( $1.55\mu\text{m}$ ). Des études en bande K ont été réalisées par LAURENT *et al.* (2002) et une partie des efforts en cours portent sur une extension vers les bande L et M (LABADIE 2005a,b).

La technique a été testée avec succès en laboratoire (HAGUENAUER *et al.* 2000a) puis sur le ciel (BERGER *et al.* 2001). Depuis, l'interféromètre IOTA est équipé d'un recombineur en optique intégrée à 3T qui lui a permis de produire des images par synthèse d'ouverture grâce à la mesure de la clôture de phase (BERGER *et al.* 2003; MONNIER *et al.* 2004b).

### 4.1.2 Contexte de l'étude : l'instrument VINCI

VINCI est le premier instrument du réseau interférométrique du VLTI, avec comme objectif de tester les fonctionnalités du VLTI avant l'arrivée des instruments « scientifiques » de première génération (MIDI et AMBER). L'instrument est donc simple et robuste. La qualité scientifique des données VINCI alliée à la fiabilité du VLTI en ont fait l'interféromètre le *plus productif de sa génération*. VINCI est capable de mesurer le facteur de cohérence carré de l'onde lumineuse échantillonnée à une fréquence spatiale (Équation (1.16)). La phase du degré complexe de cohérence est définitivement perdue. Malgré cette apparente limitation, VINCI a fourni de nombreux résultats scientifiques de premier plan (DOMICIANO DE SOUZA *et al.* 2003; SÉGRANSAN *et al.* 2003; PIJPER *et al.* 2003; KERVELLA *et al.* 2003b).

### Présentation technique rapide

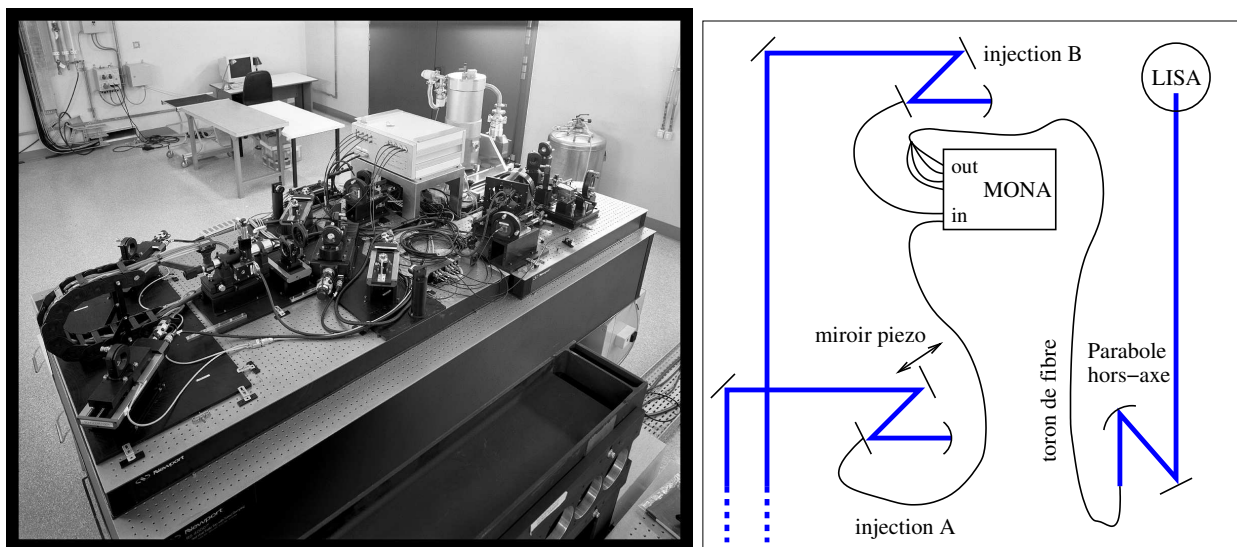
Une description complète de l'expérience peut être trouvée dans KERVELLA *et al.* (2003a), qui a participé à l'intégration et à l'exploitation scientifique. La lumière est collectée par deux des télescopes du réseau et acheminée à la table de recombinaison par les sous-systèmes du VLTI (lignes à retard, compresseurs de faisceaux...). Le coeur de VINCI est la boîte MONA, qui contient un ensemble de trois coupleurs à fibres, héritage direct de l'expérience FLUOR (Figure 4.1). Premièrement, le couplage dans les fibres monomodes filtre spatialement le signal. Puis deux coupleurs effectuent une extraction de la photométrie de chaque faisceau. Finalement, un dernier coupleur

<sup>3</sup>IMEP : Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique, [www.imep.enserg.fr](http://www.imep.enserg.fr)

<sup>4</sup>CEA-LETI : Laboratoire d'Électronique de Technologie de l'Information, [www-leti.cea.fr](http://www-leti.cea.fr)

<sup>5</sup>IONIC : Integrated Optic Near Infrared Combiner

<sup>6</sup>Le lecteur intéressé par les questions technologiques est invité à se reporter à la thèse de BERGER (1998).



**FIG. 4.1** – Photo (à gauche) et description fonctionnelle (à droite) de l’expérience VINCI équipée de la boîte de recombinaison fibrée MONA. VINCI est installé dans le laboratoire focal interférométrique du VLTI à Paranal (Chili).

permet d’obtenir deux sorties interférométriques en opposition de phase<sup>7</sup>. Les quatre fibres de sortie sont liées en carré dans un toron dont l’image est formée sur le détecteur. Les pixels à lire ne sont donc pas alignés. Les franges sont décrites temporellement en balayant la différence de chemin optique dans une des voies avant l’injection dans la boîte MONA. Une *acquisition* est composée de 100 à 500 *modulations* consécutives. Entre chacune d’elles, une estimation en temps réel de la position centrale du paquet permet de corriger des dérives instrumentales, mais pas des fluctuations rapides dues à la turbulence.

La longueur d’onde d’utilisation (bande K) est déterminée par la transmission et par le domaine de monomodécité (taille du coeur) des fibres en verre fluoré. Il est donc impossible de faire fonctionner convenablement la boîte MONA dans les autres bandes.

### Pourquoi l’optique intégrée sur VINCI ?

#### *Variation des coefficients de partage photométrique*

Dans un coupleur à fibre, la fraction de lumière échangée dépend de l’intégrale de recouvrement entre le mode fondamental de chaque coeur et les super-modes de la structure (BERGER 1998). Sur MONA, ces coefficients de partage photométrique sont contrôlés par la pression appliquée sur le substrat portant les fibres. Ils ont sensiblement évolués durant la période d’utilisation de VINCI (variation de 50%). Une méthode de réglage automatique de la pression a été installée qui consiste à chauffer le coupleur. Néanmoins, la puissance de chauffe requise ne faisant qu’augmenter, il est devenu nécessaire (et urgent) de trouver une solution de remplacement.

<sup>7</sup>Les sorties d’un coupleur directionnel sans perte sont nécessairement en opposition de phase pour des raisons de conservation de l’énergie lumineuse

*Instabilité du contraste instrumental*

L'expérience VINCI utilise la totalité de l'onde lumineuse (monomode) pour former les franges d'interférences (toutes les longueurs d'onde et tous les états de polarisation). Il est donc nécessaire de contrôler l'état de phase différentielle des deux polarisations orthogonales. Dans ce but, la boîte MONA contient deux contrôleurs de polarisation dont le rôle est de corriger la polarisation provenant du VLTI en modifiant la biréfringence des fibres (boucles de Lefebvre). Une méthode automatique de recherche du contraste instrumental maximal par exploration a été mise au point lors de l'installation de MONA à Paranal. La position du maximum est en principe stable aussi longtemps que l'état de polarisation des faisceaux n'est pas modifié. En pratique, cette position évolue avec la température, en lien avec la modification des coefficients de partage photométrique... ce qui pointe vers une variabilité de la biréfringence des fibres.

*Avantage de la bande H*

Pouvoir recombiner la lumière en bande H permet de tester l'ensemble du VLTI dans une longueur d'onde plus courte, et d'être ainsi plus sensible aux fluctuations de piston par exemple. De plus, cette extension offre la possibilité de diversifier les objectifs scientifiques, en élargissant la gamme de longueurs d'ondes étudiées et en divisant la résolution spatiale par un facteur 1.6.

## 4.2 Composants d'optique intégrée livrés au VLTI

En 2002, le LAOG a proposé au groupe interférométrique de l'ESO la fourniture d'un composant d'optique intégrée dédié à la bande H (appelé 2TH) et pouvant être rapidement installé comme un module de l'instrument existant VINCI. L'équipe du LAOG souhaitait obtenir des données sur le VLTI à des fins de validation. Cette proposition faisait suite à la réussite récente de l'implantation d'un composant 3T sur l'interféromètre IOTA (BERGER *et al.* 2003; MONNIER *et al.* 2004b). En 2004, motivé par la réussite et la facilité de l'implantation du composant 2TH, l'ESO a demandé au LAOG un composant d'optique intégrée en bande K (appelé 2TK), dans le but de remplacer définitivement le coupleur original MONA.

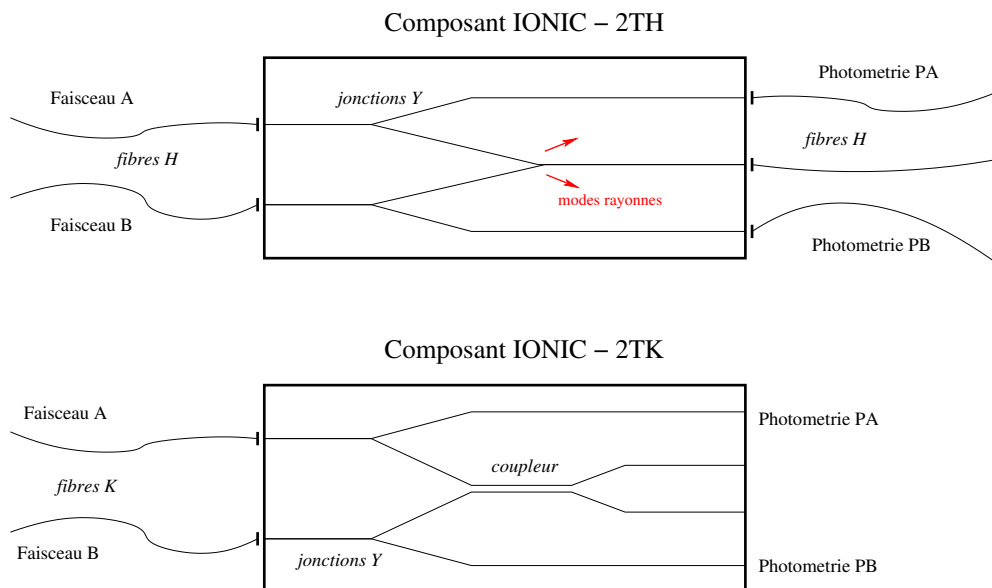
### 4.2.1 Description des composants

La Table 4.1 compare les caractéristiques instrumentales de chacun des trois coupleurs utilisés sur VINCI : MONA, 2TH et 2TK. Les schémas de principe des composants d'optique intégrée (2TH et 2TK) sont présentés à la Figure 4.2.

#### Le composant 2TH

Deux modes d'implantation du composant 2TH ont été proposés à l'ESO :

- L'un privilégiant une installation rapide. Les paraboles d'injections et l'opto-mécanique de sortie de la boîte MONA sont conservées. Le composant est fibré à ses deux interfaces par des connecteurs identiques à ceux de VINCI.



**FIG. 4.2** – Schémas comparatifs des recombineurs IONIC 2TH et 2TK livrés au VLTI.

- L'autre optimisant les performances attendues. La focale des optiques d'injection est adaptée à l'ouverture numérique des fibres H. La sortie du composant peut être imagée directement sur le détecteur sans repasser dans des fibres. Le logiciel d'acquisition est modifié pour accepter la lecture de plusieurs pixels en ligne.

La première proposition a été retenue pour des raisons de simplicité opto-mécanique et logicielle. Le composant 2TH est basé sur la technologie d'échange d'ions développée à l'IMEP (SCHANEN-DUPORT *et al.* 1997). Il est composé de deux jonctions Y réalisant l'extraction photométrique et d'une jonction Y inverse qui permet le couplage des champs électriques dans une sortie interférométrique unique (Figure 4.2). Cette dernière fonction rayonne nécessairement 50% du flux vers le substrat dans des modes non guidés<sup>8</sup>. La moitié du flux interférométrique est donc perdue.

### Le composant 2TK

A la différence du composant H, le choix a été fait de maximiser la transmission totale de l'expérience :

- les paraboles d'injection sont conservées et les ouvertures numériques des fibres liées au composant ont été adaptées ;
- les deux voies interférométriques sont enregistrées ;
- les sorties sont directement imagées sur le détecteur, sans repasser dans des fibres.

Une interface opto-mécanique a été réalisée par le LAOG pour que le composant puisse prendre la place du toron de fibre de sortie de la boîte MONA. Les modifications du logiciel nécessaires pour lire 4 pixels en lignes ont été faites par l'ESO. Le composant 2TK est basé sur la technologie de gravure de silice sur silicium développée au LETI (MOTTIER 1997). La recombinaison est réalisée

<sup>8</sup>Une mise en évidence expérimentale de ces modes peut être trouvée dans BERGER (1998).

Nom	MONA	2TH	2TK
1 <sup>ère</sup> franges sur le ciel	février 2001	juillet 2002	août 2004
sorties	fibrées	fibrées	imagées
bande atmosphérique	K	H	K
injection	optimisée		optimisée
nb de voies interférométriques	2	1	2
recombinaison	coupleur	jonction Y	coupleur
technologie	Le Verre Fluoré	IMEP	LETI

**TAB. 4.1** – Caractéristiques des composants disponibles sur VINCI pour recombinaison la lumière provenant de deux télescopes du VLTI. Le LAOG a fourni les deux composants d'optique intégrée 2TH et 2TK. La boîte de recombinaison fibrée MONA est un héritage de l'expérience FLUOR.

dans un coupleur directionnel achromatique<sup>9</sup>. Les deux sorties interférométriques en opposition de phase sont donc enregistrées simultanément et le composant possède 4 sorties (Figure 4.2).

#### 4.2.2 Test des composants au LAOG

La première étape de la réalisation d'un composant est le dessin d'un masque. Ce masque contient plusieurs recombineurs similaires mais dont les paramètres des fonctions optiques sont légèrement différents. Le masque est ensuite utilisé pour réaliser de nombreuses plaques. On obtient donc des dizaines de recombineurs qu'il faut caractériser et classer. Le choix du composant définitif ainsi que la caractérisation complète sont réalisés au LAOG. Un contraste instrumental élevé ( $\sim 90\%$ ) ainsi qu'une bonne égalisation des flux sur les différentes voies sont obtenus de manière systématique (Table 4.2). La transmission totale mesurée au LAOG atteint  $70\%$ <sup>10</sup> pour le composant 2TK ( $100\%$  théorique) et  $56\%$  pour le 2TH ( $75\%$  théorique). La stabilité des paramètres instrumentaux a été validée par des mesures sur plusieurs jours consécutifs. Les documents de caractérisation fournis à l'ESO sont donnés en Annexe A et B.

*Exemple : la qualification du composant 2TK*

Cette qualification a été réalisée par Fatemeh Zabihian au cours d'un stage de Master (sous tutelle de Laurent Jocou et Karine Perraut). Les voies  $I1$  et  $I2$  sont bien en opposition de phase et le contraste donne une idée de la qualité interférométrique du composant (Figure 4.3). La légère modulation dans les voies photométriques est très certainement due à un couplage du deuxième faisceau sur la voie photométrique dans un rapport de  $10^{-4}$  (contraste de  $1\%$  des franges parasites). Ces franges, susceptibles de biaiser l'estimation de la photométrie, sont toutefois rejetées par le logiciel de traitement standard des données VINCI.

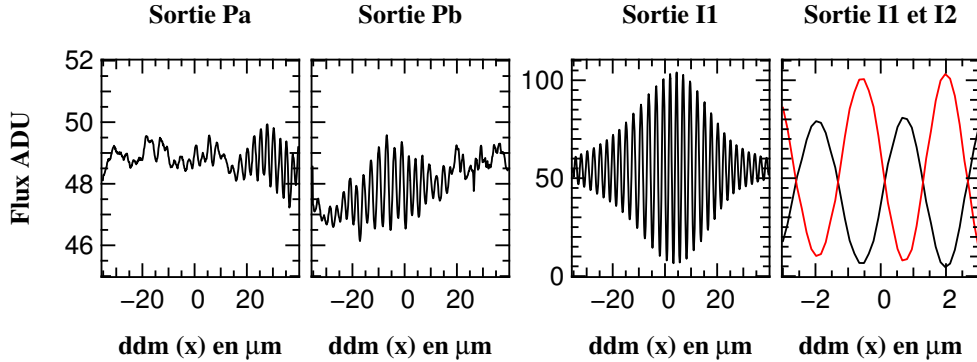
Après l'opération de collage des fibres (réalisée au LAOG), le contraste est tombé en dessous

<sup>9</sup>Le caractère achromatique est obtenu par une dissymétrie entre les deux voies du coupleur qui vient *compenser* le chromatisme naturel de la structure.

<sup>10</sup>C'est-à-dire que pour 100 photons injectés, 70 sont lus sur le détecteur en considérant les 4 sorties.

Injection sur	Avant connectique		Après connectique		Théorie	
	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>B</i>
<i>P<sub>a/b</sub></i>	39%	39%	36%	35%	50%	50%
<i>I</i>	17%	17%	-	-	25%	25%
2TH Total	56%	56%	-	-	75%	75%
<i>I/P<sub>a/b</sub></i>	0.44	0.44	-	-	0.5	0.5
<i>P<sub>a/b</sub></i>	37.2%	37.2%	36.4%	36.7%	50%	50%
<i>I1</i>	17%	17.3%	16.1%	16.3%	25%	25%
2TK <i>I2</i>	17.2%	17.5%	17%	17.5%	25%	25%
Total	71.4%	72.0%	69.5%	70.5%	100%	100%
<i>I1/P<sub>a/b</sub></i>	0.46	0.46	0.47	0.44	0.5	0.5
<i>I2/P<sub>a/b</sub></i>	0.46	0.46	0.44	0.47	0.5	0.5

**TAB. 4.2** – Transmission et rapport d'extraction photométrique des composants 2TH et 2TK, avant et après connectique. Les mesures ont été faites avec une lampe tungsten-halogen et en filtre K (2TK) et avec une source laser à  $1.55\mu\text{m}$  (2TH). '-' dénote des mesures qui n'ont pas été faites. Le banc de test ne permettait pas de mesurer la pollution de la sortie photométrique par le flux injecté sur l'entrée croisée ( $A \rightarrow P_b$  et  $B \rightarrow P_a$ ).



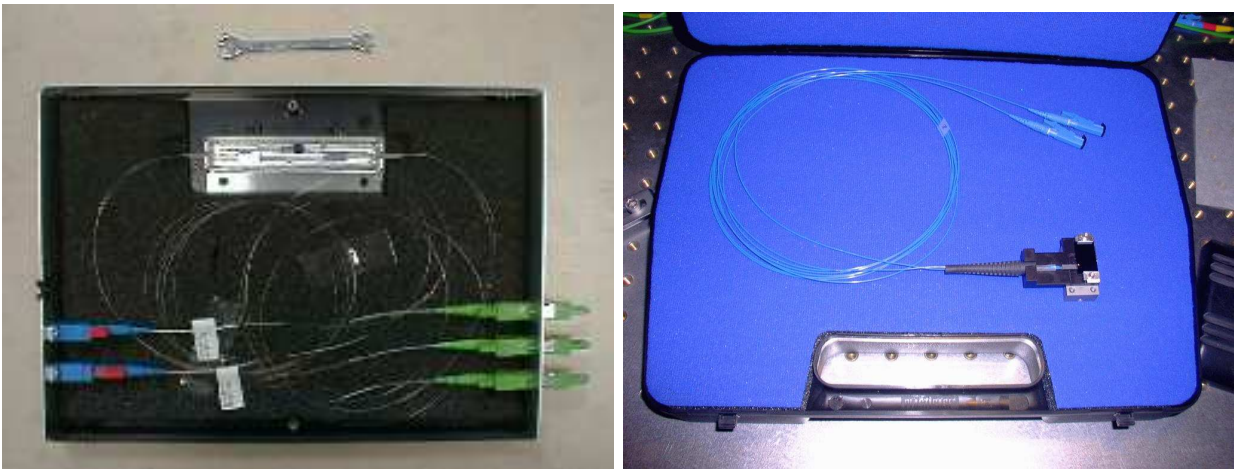
**FIG. 4.3** – Flux interférométriques et photométriques en fonction de la différence de chemin optique obtenus avec le composant 2TK installé sur le banc du LAOG. Le fond a été soustrait et le contraste des franges donne une idée de la qualité interférométrique du composant.

de 14%. Cette chute a rapidement été identifiée comme un effet de polarisation. La biréfringence due aux contraintes dans les fibres amenaient les deux polarisations presque en opposition de phase parfaite! Le problème a été résolu en libérant les fibres de leur gaine.

### 4.2.3 Installation et alignements à Paranal

La Figure 4.4 représente une photo des composants déjà fibrés, prêts à être installés. Le schéma d'implantation des composants sur la table VINCI est illustré par la Figure 4.5, la configuration originelle avec la boîte MONA est donnée en Figure 4.1. L'installation du 2TH est un simple remplacement de MONA par la boîte contenant l'optique intégrée. Bien qu'un peu plus complexe, l'installation du 2TK a aussi pris moins de dix minutes. Nous avons premièrement débranché les





**FIG. 4.4** – Photo des composants d’optique intégrée livrés au VLTI. **A gauche** : le composant 2TH est fibré en entrée et sortie. Les connecteurs de gauche sont reliés aux paraboles d’injection de VINCI. Les connecteurs de droite sont reliés au toron de fibre en remplacement des fibres de sortie de MONA. **A droite** : le composant 2TK est fibré en entrée seulement. Il est fixé à une interface opto-mécanique permettant de le positionner devant la caméra de VINCI.

fibres d’entrée de MONA des paraboles d’injection pour les remplacer par les fibres du composant. Nous avons ensuite enlevé le toron de fibres provenant de MONA. Nous l’avons remplacé par le composant (Figure 4.6). La seule difficulté est de positionner la face arrière du composant approximativement dans le même plan que les sorties de fibres, alors que celles-ci sont peu visibles dans le toron. Une superposition parfaite des 4 sorties sur 4 pixels est impossible, du fait du rapport de grandissement actuel des optiques.

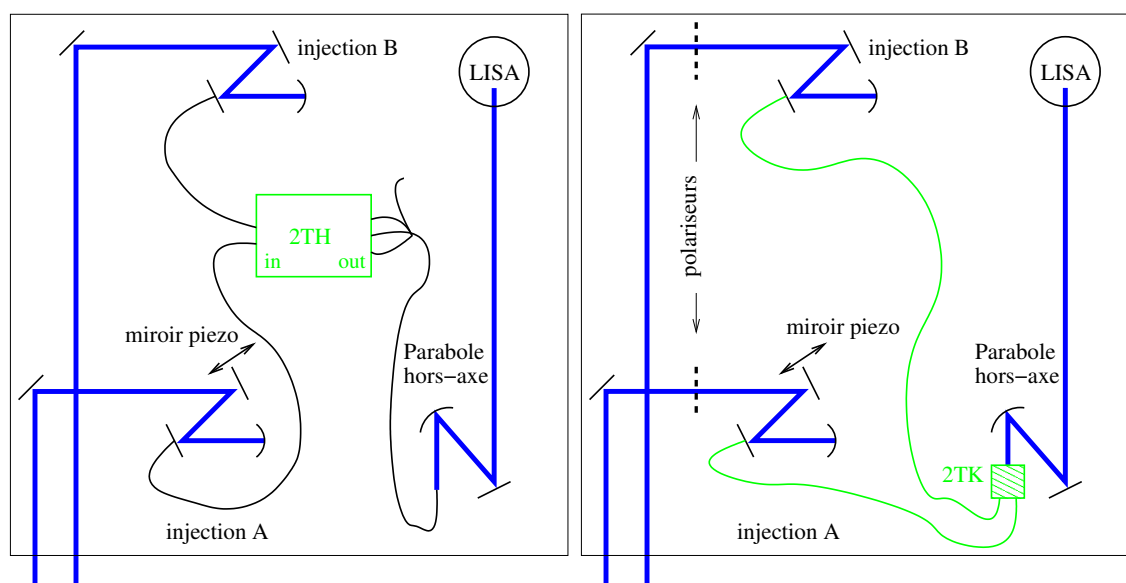
#### 4.2.4 Journal des observations au VLTI

##### *Bilan des observations de l’été 2002*

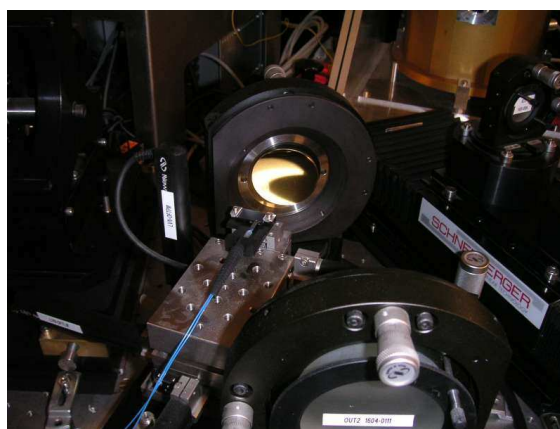
L’installation et la qualification du composant 2TH au VLTI ont été faites durant le mois de juillet 2002 par Pierre Kern, Eric Tatulli et Laurence Glück. Des franges ont été obtenues sur 18 étoiles ayant des magnitudes en H allant de 0.1 à 2.39 avec les sidérostats (35cm).  $\alpha$ Aql (Altaïr) a aussi été observé sur les UTs (KUEYEN et ANTU) pendant une nuit. Un récapitulatif complet des observations est donné dans l’article (Section 4.6, LEBOUQUIN *et al.* 2004b).

##### *Bilan des observations de l’été 2004*

Avec Pierre Labeye (LETI), j’ai réalisé l’installation et la qualification du recombineur 2TK au VLTI en août 2004. L’interprétation des résultats utilise aussi les données de tests obtenues au LAOG, des observations antérieures réalisées avec MONA et des observations postérieures réalisées par l’équipe du VLTI sur deux étoiles pendant plusieurs jours. L’ensemble des acquisitions ont été effectuées avec les sidérostats. La Table 4.3 résume les dates et les configurations instrumentales. Un récapitulatif plus complet peut être trouvé dans l’article en préparation LEBOUQUIN *et al.*



**FIG. 4.5** – Schéma d'implantation des composants d'optique intégrée 2TH (à gauche) et 2TK (à droite) sur VINCI. La configuration originelle avec la boîte MONA est donnée par la Figure 4.1. La sortie de la boîte du 2TH ne comprenant que 3 fibres, une des fibres du toron n'est pas utilisée.



**FIG. 4.6** – Photographie du composant 2TK installé sur le support opto-mécanique du toron de fibre de la boîte MONA, c'est-à-dire devant l'optique d'imagerie de VINCI.

(Section 4.7, 2006).

### 4.3 Mon implication dans le traitement des données

J'ai réduit et analysé les données obtenues avec les deux recombineurs en optique intégrée. Dans ce cadre, j'ai développé un logiciel de sélection, de traitement et d'analyse des franges interférométriques monomodes à codage temporel. Par la suite, ce logiciel a été étendu afin de servir au traitement des données provenant d'autres interféromètres (IOTA) ou du laboratoire (LAOG).

Date	Instrument	Type	Remarques
2004-07- 05/07/09/13	2TK - LAOG	labo	très bon contraste
2004-07- 19	MONA - VLTI	labo	
2004-08- 10/11/12	MONA - VLTI	8 étoiles	mêmes objets que 2TK
2004-08- 10...20	MONA - VLTI	labo	
2004-08- 18	2TK - VLTI	labo	tests avec polariseur
2004-08- 18	2TK - VLTI	εSco	<i>première lumière du 2TK</i>
2004-08- 19	2TK - VLTI	labo	tests avec polariseur
2004-08- 20	2TK - VLTI	8 étoiles	belles franges
2004-08- 28..30	2TK - VLTI	8 étoiles	
2004-10- 22..25	2TK - VLTI	αPsa 88Aqr	très bon contraste

**TAB. 4.3** – Observations utilisées pour la qualification du 2TK. L'ensemble des acquisitions ont été effectuées avec les sidérostats. Ces observations sont une compilation d'observations et de mesures réalisées par l'équipe IONIC au LAOG, par les personnes présentes aux observations de qualification du composant en août 2004 et par l'équipe du VLTI.

#### 4.3.1 Traitement des données « à la FLUOR » : notions de base

Le traitement classique utilisé en interférométrie monomode à codage temporel et en bande large (« à la FLUOR ») est très bien décrit dans l'incontournable article de COUDÉ DU FORESTO *et al.* (1997). Je ne résume ici que les points nécessaires à la compréhension des spécificités de mon travail. En définissant  $\kappa_i$  comme le rapport de flux entre les voies interférométriques et photométriques (coefficient de partage),  $x$  la différence de chemin optique et  $\sigma$  le nombre d'onde, la relation entre les différentes quantités d'un interférogramme monomode à codage temporel est :

$$I(x) = \kappa_a.P_a(x) + \kappa_b.P_b(x) + 2.\sqrt{\kappa_a.P_a(x).\kappa_b.P_b(x)}.\mu.I_c(x) \quad (4.1)$$

avec :

$I_c(x)$  : la partie réelle de la Transformée de Fourier de la réponse spectrale (en transmission et en phase) de l'instrument  $T(\sigma)$ . Cette réponse spectrale est normalisée en transmission,  $\int |T| d\sigma = 1$ .

$\mu$  : la moyenne du facteur de cohérence pondéré par la transmission spectrale de l'instrument.

L'objectif du traitement des données est de mesurer le facteur de cohérence  $\mu$ . Le passage des données brutes vers le facteur de cohérence nécessite de connaître les coefficients de partage photométrique  $\kappa$ .

#### Mesure des coefficients de partage photométrique

La mesure des coefficients de partage  $\kappa$  peut être faite de deux manières distinctes :

- en utilisant les fichiers de calibration spécifiques effectués avant chaque mesure interférométrique,

– en utilisant le fichier contenant les franges<sup>11</sup>.

J'ai étudié ces deux méthodes. Les précisions sont identiques et les mesures sont consistantes (LEBOUQUIN *et al.* 2004b). Ces résultats sont compatibles avec les conclusions de KERVILLA *et al.* (2004). J'ai décidé d'utiliser les fichiers de calibration.

### Mesure du facteur de cohérence

Le flux cohérent  $I_{HF}$ , la contribution photométrique  $C$  et l'interférogramme normalisé  $i(x)$  sont définis comme :

$$I_{HF}(x) = I(x) - \kappa_a \cdot P_a(x) + \kappa_b \cdot P_b(x) \quad (4.2)$$

$$C(x) = 2 \cdot \sqrt{\kappa_a \cdot P_a(x) \cdot \kappa_b \cdot P_b(x)} \quad (4.3)$$

$$i(x) = \mu \cdot I_c(x) = \frac{I_{HF}(x)}{C(x)} \quad (4.4)$$

L'opération de division par la moyenne géométrique des flux instantanés est appelée *calibration photométrique* (Équation (4.4)).

#### *Estimation quadratique du facteur de cohérence*

COUDÉ DU FORESTO *et al.* (1997) montre que l'énergie des franges dans l'espace de Fourier est une estimation quadratique de facteur de cohérence :

$$\overline{\mu^2} = \frac{\int |\hat{i}(\sigma)|^2 \cdot d\sigma}{Fb} \quad Fb = \int |T(\sigma)|^2 \cdot d\sigma \quad (4.5)$$

où  $\hat{i}(\sigma)$  est la transformée de Fourier de l'interférogramme normalisé. Le facteur de normalisation  $Fb$  apparaît du fait de l'intégration quadratique du pic frange. Il est indépendant du chromatisme de la phase (argument de  $T(\sigma)$ ) mais pas du chromatisme de la transmission (norme de  $T(\sigma)$ ) .

#### *Estimation linéaire du facteur de cohérence*

On peut définir un estimateur linéaire grâce au contraste des franges dans l'espace direct<sup>12</sup> :

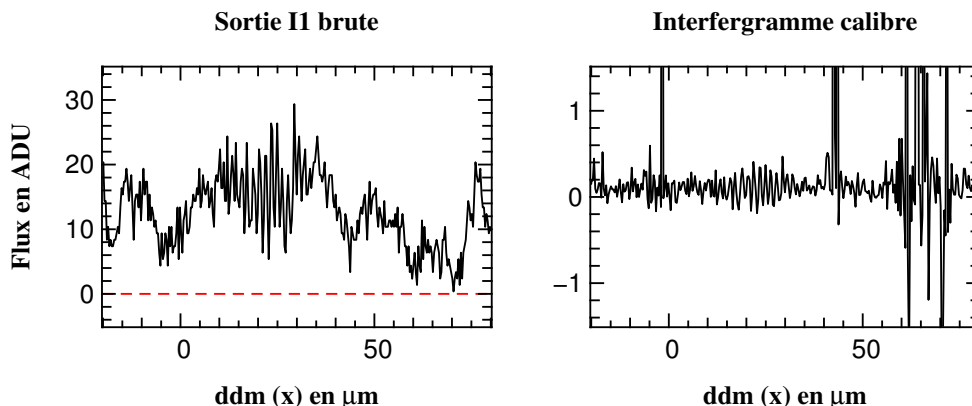
$$\bar{\mu} = i(0) = \mu \cdot I_c(0) \quad (4.6)$$

Sa description dans l'espace de Fourier fait apparaître une intégration linéaire du pic frange :

$$\bar{\mu} = \Re \left[ \int \hat{i}(\sigma) \cdot d\sigma \right] = \Re \left[ \mu \int T(\sigma) \cdot d\sigma \right] \quad (4.7)$$

<sup>11</sup>A tout instant, le flux interférométrique est une combinaison linéaire des deux flux photométriques pondérés par les coefficients de partage. Il est possible d'inverser le système et de déterminer ces coefficients. Notons toutefois que le système n'est inversible que si différentes conditions de déséquilibre sont enregistrées. En pratique, cette méthode n'est donc utilisable qu'en présence de fluctuations photométriques.

<sup>12</sup>Pour simplifier la notation et les concepts de cette présentation sommaire, je suppose que l'interférogramme est toujours centré, c'est-à-dire que la phase sous le pic frange ne contient pas de contribution linéaire en  $\sigma$ . La discussion peut être étendue avec les mêmes conclusions si l'interférogramme n'est pas centré.



**FIG. 4.7** – Influence des passages à zéro de la photométrie sur le rapport signal à bruit de l'interférogramme calibré lors d'une observation de  $\alpha$ Aql avec les UTs et le composant 2TH. La sortie interférométrique brute (gauche) est convertie en interférogramme normalisé (droite) par la formule de soustraction du continu et de calibration photométrique.

Si  $T(\sigma)$  est réel, cet estimateur est indépendant de la transmission spectrale, puisque celle-ci est normalisée :

$$I_c(0) = \int T d\sigma = \int |T| d\sigma = 1 \quad (4.8)$$

Si  $T(\sigma)$  est complexe, c'est-à-dire si l'instrument introduit une phase chromatique, la valeur de  $\bar{\mu}$  est toujours une sous-estimation du facteur de cohérence vrai :

$$I_c(0) = \Re\left[\int T d\sigma\right] < \int |T| d\sigma = 1 \quad (4.9)$$

### Limites de la méthode dans le cas des données VLTI

Deux limitations principales ont compliqué l'analyse des données :

1. Le mauvais guidage des sidérostats entraîne de nombreux passages à zéro de la photométrie. L'interférogramme normalisé (Équation (4.4)) présente des zones très bruitées dommageables à la mesure de  $\bar{\mu}$  et  $\bar{\mu}^2$  (Figure 4.7). Une discussion sur le problème de la calibration photométrique en régime de faible flux et des solutions concrètes sont proposées en Section 4.3.2.
2. L'estimation du contraste des franges  $\bar{\mu}$ , bien qu'indépendant de la transmission spectrale, est biaisé et son rapport signal à bruit est dégradé par la dispersion chromatique. La Section 4.3.3 propose une solution simple mais efficace pour éliminer le biais et retrouver le contraste moyen sur la bande spectrale.

### 4.3.2 Optimisation de la calibration photométrique

#### Comment se prémunir contre les extinctions du flux ?

Deux approches peuvent être envisagées pour réduire l'influence des passages à zéro de la photométrie :

1. Réduire l'amplitude de la modulation en se limitant aux différences de chemin optique  $x$  contenant effectivement les franges.
2. Dégrader la qualité de la calibration en ne calibrant plus de manière parfaitement simultanée.

*Première idée : Réduire l'amplitude de la modulation*

La distance parcourue par le miroir piézoélectrique ( $170\mu\text{m}$ ) a été optimisée pour récupérer la quasi-totalité de l'énergie cohérente, même si le paquet est décentré (KERVILLA 2001). Néanmoins l'auteur a montré que si le décalage du paquet est faible (une frange), alors une longueur de modulation de  $40\mu\text{m}$  est suffisante pour obtenir un biais inférieur à 1% ( $\sim$  précision statistique finale). Après avoir vérifié que ces résultats pouvaient être transposés à la bande H, j'ai décidé de réduire la taille de chaque modulation et de ne conserver que la portion de différence de marche  $x$  qui contient effectivement les franges. Cette approche nécessite de localiser parfaitement les franges et ne peut être appliquée qu'aux paquets de franges ayant un *rapport signal à bruit suffisant* pour être détectés de manière certaine.

*Deuxième idée : dégrader la calibration photométrique*

Pour augmenter le signal à bruit sur le dénominateur de la division photométrique, on peut moyennner  $C$  sur différentes échelles de temps : sur l'intégralité du fichier de franges (mesure du déséquilibre de flux instrumental), sur chaque modulation (ou portion de modulation contenant les franges) ou sur quelques pixels (moyenne glissante).

Avec les deux premières méthodes, la calibration photométrique se fait de manière statistique : lorsque les franges apparaissent au bon moment de la modulation (flux équilibrés et importants), le facteur de cohérence est sur-évalué ; lorsque les franges apparaissent à un mauvais moment (déséquilibre ou passage à zéro d'un des flux), le facteur de cohérence est sous-évalué. La dispersion des facteurs de cohérence mesurés au cours d'une acquisition complète (100 à 500 modulations) contient donc une contribution due aux fluctuations de couplage. A cause de ce « bruit de tavelure résiduel », ces approches possèdent plusieurs défauts :

- la précision sur le facteur de cohérence moyen de l'acquisition est dégradé,
- le contraste instrumental est plus fortement dépendant de la turbulence,
- il faut s'abstenir de sélectionner les modulations en fonction de la qualité des franges car l'on va systématiquement favoriser les franges « chanceuses » (flux équilibrés et importants). Les histogrammes deviennent *asymétriques* vers les hautes visibilités, preuve d'un biais dans le processus de sélection<sup>13</sup>.

Ce dernier défaut est incompatible avec le choix de réduire la modulation autour des franges, qui nécessite de se limiter aux paquets ayant un bon rapport signal-à-bruit. Une calibration photométrique la plus simultanée possible est donc nécessaire. En conséquence, j'ai décidé de n'effectuer qu'une moyenne mobile sur une petite fenêtre temporelle, opération formellement identique à un

---

<sup>13</sup>De plus, cette obligation de traiter de manière identique toutes les modulations (même celles où les franges sont absentes ou faibles) empêche de faire intervenir d'autres critères de qualité comme la forme et la position du pic frange ou la position du paquet dans la modulation.

filtrage dans l'espace de Fourier. La taille de fenêtre optimale<sup>14</sup> est obtenue en appliquant un filtre de Wiener (PRESS & FLANNERY 1988).

### Trouver les franges : la transformée de Gabor

Les choix de la section précédente (réduction de la taille de la modulation, sélection des interférogrammes) nécessitent de disposer d'un algorithme de détection et de localisation des franges ayant les deux propriétés suivantes :

1. L'algorithme doit être *performant* car le flux est parfois faible. Néanmoins, le facteur de cohérence n'est pas biaisé si certains interférogrammes ne sont pas détectés : il n'y a pas de contrainte de complétude.
2. L'algorithme ne doit réaliser *aucune fausse détection*. Chaque fausse détection entraîne la prise en compte d'une modulation sans frange et biaise le facteur de cohérence final.

La décomposition temps-fréquence de Gabor répond beaucoup mieux à ce problème que la méthode classique utilisée par le cohéreur de VINCI<sup>15</sup>.

#### Définition et propriétés de la Transformation de Gabor (TFD)

La transformation de Gabor  $TFD(\sigma, \tau)$  est une représentation temps - fréquence obtenue par Transformation de Fourier du signal  $I(x)$  apodisé par une fenêtre glissante  $S(x)$  :

$$TFD(\tau, \sigma) = TF_x \{ I(x) \cdot S(x - \tau) \} \quad (4.10)$$

Elle peut aussi se calculer à partir des Transformées de Fourier du signal et de la fenêtre :

$$TFD(\tau, \sigma) = TF_{\sigma_\tau}^{-1} \left\{ \hat{I}(\sigma_\tau - \sigma) \cdot \hat{S}(\sigma_\tau) \right\} \quad (4.11)$$

Les principales propriétés de la Transformée de Gabor sont les suivantes :

- Elle ne conserve pas l'énergie car il s'agit d'une décomposition sur une base de fonctions non-orthogonales.
- Il est possible de ne calculer qu'une ou plusieurs *bandes de fréquences* (Équation (4.11)) ou *bandes temporelles* (Équation (4.10)) , sans avoir à déterminer l'intégralité de l'image.
- La taille de la fonction d'apodisation  $S(x)$  peut être adaptée à la détection optimale d'un signal d'une étendue temporelle donnée.

La Transformée de Gabor est une grandeur complexe. Dans notre cas, la phase ne contient pas d'information. Par abus de langage, j'appellerai Transformée de Gabor la norme de la décomposition temps-fréquence.

<sup>14</sup>Un filtrage trop faible n'atténue pas le bruit et un filtrage trop fort lisse les composantes haute fréquence du signal. Le filtrage de Wiener est le compromis qui minimise l'erreur quadratique en supposant connue la distribution spectrale du bruit.

<sup>15</sup>Le cohéreur de VINCI filtre le signal à la fréquence des franges et recherche la position du paquet, sous condition de rapport signal à bruit sur le maximum.

*Application aux données VINCI*

Si la fréquence des franges est nettement séparée de la fréquence maximum des fluctuations photométriques, il est possible de rechercher la position du paquet de franges dans l'interférogramme brut  $I(x)$ . Comme ce n'est pas systématiquement le cas (spécialement sur les UTs), le paquet est recherché dans le flux cohérent  $I_{HF}(x)$  (interférogramme dont le continu a été soustrait). La fenêtre glissante utilisée pour la Transformée de Gabor est une fonction de Gauss de même largeur que l'interférogramme théorique. Le critère de détection utilisé par l'algorithme cohérenceur de VINCI ( $C_{vinci}$ ) correspond à une coupe horizontale de la décomposition à la fréquence attendue des franges ( $\sigma_0 = 0.6$ ) :

$$C_{vinci}(\tau) = TFD(\tau, \sigma_0) \quad (4.12)$$

L'image de Gabor permet de définir un autre critère ( $C_{gabor}$ ) : rapport entre le signal filtré à la fréquence des franges et la valeur instantanée du bruit moyenné sur les fréquences supérieures :

$$C_{gabor}(\tau) = \frac{TFD(\tau, \sigma_0)}{\int_{1.2\sigma_0}^{+\infty} TFD(\tau, \sigma).d\sigma} \quad (4.13)$$

La Figure 4.8 compare ces deux critères et illustre l'intérêt du deuxième pour éviter les fausses détections. Trois cas de figure différents sont représentés :

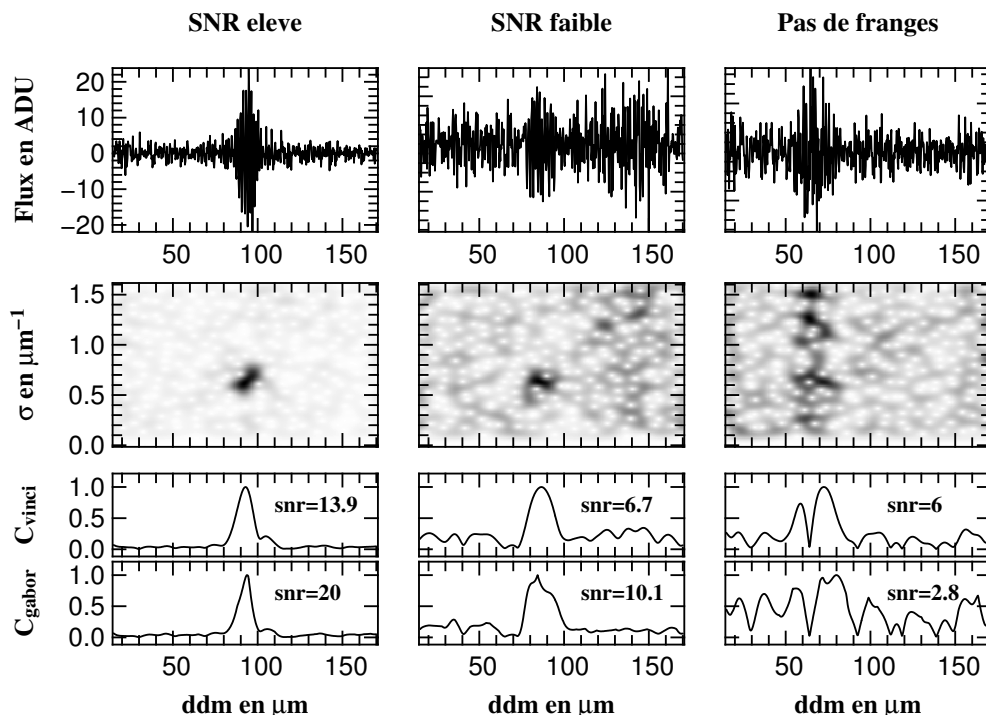
1. Le rapport signal-à-bruit est élevé et la photométrie ne passe jamais à zéro : les franges sont visibles dans les données brutes, les deux critères donnent une même valeur de la position du paquet sans risque d'erreur.
2. Le rapport signal-à-bruit est faible et la photométrie passe à zéro sans affecter les franges : les franges sont discernables dans les données brutes ( $x = 90\mu\text{m}$ ) et bien visibles dans la décomposition de Gabor. Le passage proche de zéro de la photométrie ( $120 < x < 160\mu\text{m}$ ) génère une zone de bruit blanc (à toutes les fréquences). Les deux critères trouvent le paquet à la bonne position, avec un léger désavantage de rapport signal-à-bruit pour  $C_{vinci}$  car le passage à zéro de la photométrie le fait remonter légèrement entre  $120 < x < 160\mu\text{m}$ .
3. Aucun paquet n'est présent dans la modulation<sup>16</sup> et la photométrie passe à zéro : Il s'agit de la configuration la plus difficile. Le passage à zéro momentané de la photométrie génère une « bouffée de bruit » dans les données brutes ( $55 < x < 80\mu\text{m}$ ), apparaissant nettement comme une traînée de bruit blanc dans la décomposition de Gabor. Le critère classique génère une fausse détection avec un signal-à-bruit quasiment équivalent à celui du cas précédent. Le nouveau critère ( $C_{gabor}$ ), donne un rapport signal-à-bruit plus de trois fois inférieur et non significatif<sup>17</sup>.

En normalisant par la valeur instantanée du bruit moyenné sur les hautes fréquences, le critère basé sur la décomposition de Gabor évite les fausses détections et augmente significativement le taux de détection des franges à faible flux.

<sup>16</sup>Les franges ont été perdues par le cohérenceur de VINCI au cours de l'acquisition

<sup>17</sup>D'une manière générale, une détection est admise pour un rapport signal-à-bruit supérieure à 5.





**FIG. 4.8** – Utilisation de la Transformée de Gabor pour améliorer la détection des franges et éviter les fausses détections. **En Haut** : interférogramme corrigé du continu mais non calibré de la photométrie  $I_{HF}(x)$ . **Au centre** : décomposition temps - fréquence de Gabor. **En bas** : critère de recherche des franges par simple filtrage à la fréquence des franges ( $C_{vinci}$ , Équation (4.12)) et critère utilisant la normalisation par la valeur instantanée du bruit à haute fréquence ( $C_{gabor}$ , Équation (4.13)). Le rapport signal-à-bruit de la détection (snr) est défini comme le rapport du maximum sur la variance du critère le long de la différence de marche.

### 4.3.3 Analyse spectrale par FTS

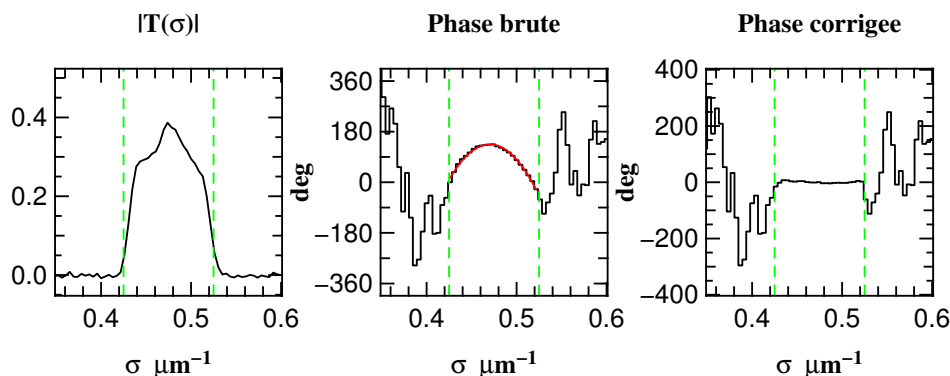
Grâce à la bonne linéarité du miroir de modulation de VINCI et en l'absence de turbulence, le nombre d'onde  $\sigma$  (variable conjuguée du chemin optique introduit  $x$ ) peut être assimilé au nombre d'onde de la lumière incidente. C'est la spectrométrie par transformée de Fourier (FTS). Sur la lampe interne, il est donc possible de faire une analyse spectrale de l'instrument avec deux objectifs :

1. calibrer le facteur de cohérence carré mesuré par intégrale de la densité spectrale d'énergie  $\overline{\mu^2}$ , c'est-à-dire déterminer la valeur de  $Fb$ .
2. vérifier la présence/absence d'une phase chromatique dans la transmission instrumentale, c'est-à-dire vérifier si  $T(\sigma)$  est réel ou complexe.

#### Calibration de la transmission spectrale

La courbe de transmission spectrale  $|T(\sigma)|$ , nécessaire au calcul de  $Fb$  peut être obtenue par les étapes suivantes :

- somme de toutes les Densités Spectrales de Puissance (DSP) obtenues sur une acquisition (500 modulations),



**FIG. 4.9** – Ajustement et correction de la phase sous le pic fringe pour des données obtenues avec le 2TK sur la lampe interne. **Gauche** : Norme de la transmission chromatique analysée en mode FTS. **Centre** : La phase chromatique (histogramme) et son ajustement sous le pic fringe par un polynôme d'ordre 2 (trait plein) sont presque confondus. **Droite** : Phase chromatique corrigée. Les pointillés verticaux encadrent les fréquences utilisées pour l'ajustement, ils sont déterminés par un seuil de 5% dans la transmission.

- conversion de la puissance en transmission en prenant la racine carrée de la DSP totale,
- détermination du fond (dû aux bruits de détecteur et de photon) par un ajustement au premier ordre de la transmission aux hautes et basses fréquences (à l'extérieur de la plage de transmission attendue),
- soustraction du fond,
- normalisation de la transmission intégrée à 1.

#### Ajustement de la phase sous le pic fringe

L'estimateur direct  $\bar{\mu}$  peut être amélioré en soustrayant une éventuelle phase sous le pic de Fourier avant la mesure du contraste. Si le rapport signal-à-bruit est assez important (principalement sur la lampe interne), la phase soustraite peut être déterminée par un ajustement de la phase mesurée. Les bornes en fréquence utilisées pour l'ajustement sont déterminées par un seuil de 5% dans la transmission. Si le signal à bruit est faible, la phase soustraite est arbitraire. Dans les deux cas, la correction de la phase est effectuée dans une gamme de fréquences plus large que celle du pic de transmission. La Figure 4.9 illustre un tel ajustement et sa soustraction avec des données obtenues sur le composant 2TK dont nous verrons qu'il présente un fort effet de dispersion.

#### 4.3.4 Synopsis du nouvel algorithme

Le synopsis du logiciel de réduction des données est illustré par la Figure 4.10. Une description détaillée, à l'exception de l'ajustement de la phase dispersive, peut être trouvée dans l'article LEBOUQUIN *et al.* (Section 4.6, 2004b) :

- 1 : la transmission relative entre les sorties de l'ensemble composant + détecteur est déterminée grâce aux fichiers de photométrie.
- 2 : calcul de la moyenne géométrique des deux photométries instantanées ( $C(x)$ ). Un filtrage de Wiener permet de diminuer l'amplification du bruit lors de la calibration pho-

tométrique.

- 3 : soustraction de la contribution du continu dans la sortie interférométrique. Il est important d'utiliser les voies photométriques *non filtrées* pour ne pas biaiser l'estimation de la densité spectrale de puissance du bruit.
- 4 : recherche de la position temps - fréquence des franges par analyse de Gabor autour de la fréquence attendue. Si le paquet de frange n'est pas détecté de manière certaine, ou si la position temps - fréquence est trop éloignée de celle qui est attendue ( $\Delta x > 40\mu\text{m}$  ou  $\Delta\sigma > 0.15\mu\text{m}^{-1}$ ), la modulation est rejetée.
- 5 : apodisation autour des franges et calibration photométrique dans la fenêtre.
- 6 : calcul de la densité spectrale de puissance. Une estimation de facteur de cohérence carré est obtenue par intégration du pic frange après soustraction du fond. Notons que cet estimateur doit être calibré de la transmission quadratique.
- 7a : éventuellement, soustraction de la phase sous le pic frange. La correction est soit calculée par un ajustement de la phase mesurée, soit déterminée de manière arbitraire.
- 7b : estimation du facteur de cohérence dans l'espace direct comme le maximum de l'enveloppe des franges. Cet estimateur est biaisé par le bruit de photon résiduel à la fréquence des franges mais ne dépend pas de la forme de la transmission.

La valeur finale du facteur de cohérence est obtenue par une moyenne pondérée de toutes les modulations ayant été traitées jusqu'au bout. Si l'histogramme des mesures est asymétrique ou si le nombre de modulations conservées est trop faible ( $< 20$ ), l'acquisition est rejetée.

## 4.4 Analyse des résultats : qualification de l'optique intégrée au VLTI

Les traitements mis au point dans la section précédente ont été appliqués à des observations effectuées avec les trois configurations instrumentales de VINCI : MONA, 2TH et 2TK. Dans la mesure du possible, je mets en regard les résultats obtenus avec les différents recombineurs sur les points suivants : qualité de la calibration photométrique, transmission chromatique, valeur et stabilité du contraste instrumental, effet de polarisation et finalement sensibilité.

### 4.4.1 Calibration photométrique

Pour que cette calibration soit efficace et non biaisée, le flux enregistré sur les voies photométriques doit être nécessairement *proportionnel* au flux arrivant dans les voies interférométriques ; et ce, quel que soit les conditions d'injection. Pour le vérifier, nous avons tracé le rapport de flux entre les sorties interférométriques et photométriques en fonction du flux photométrique, puisqu'il indique directement la présence ou l'absence d'une tavelure (speckle) sur la tête de fibre (voir Figure 3 de LEBOUQUIN *et al.* (Section 4.7, 2006)).

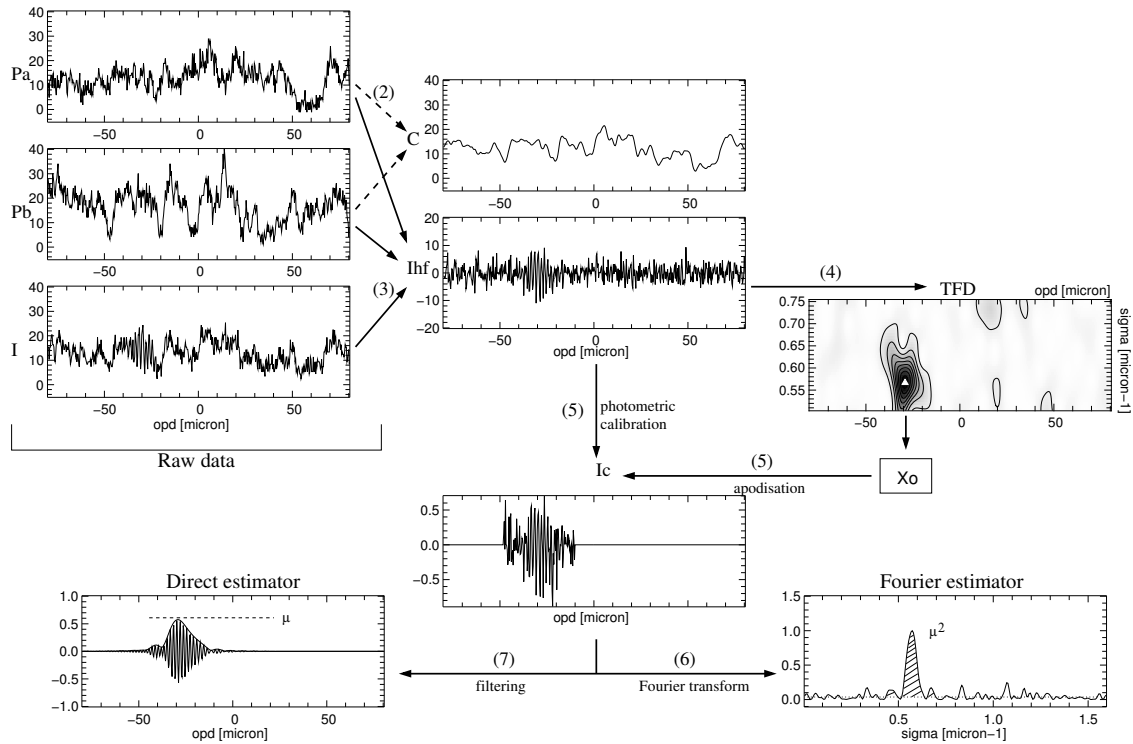


FIG. 4.10 – Synopsis du logiciel de réduction des données VINCI, détaillé à la Section 4.3.4 et dans l'article LEBOUQUIN *et al.* (Section 4.6 2004b).

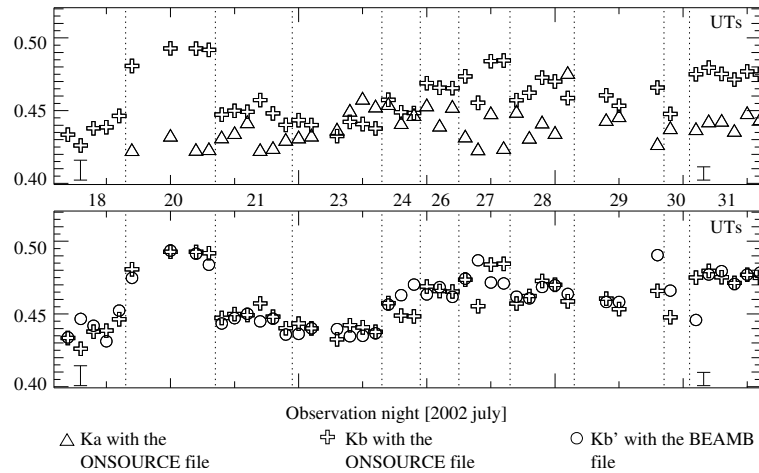
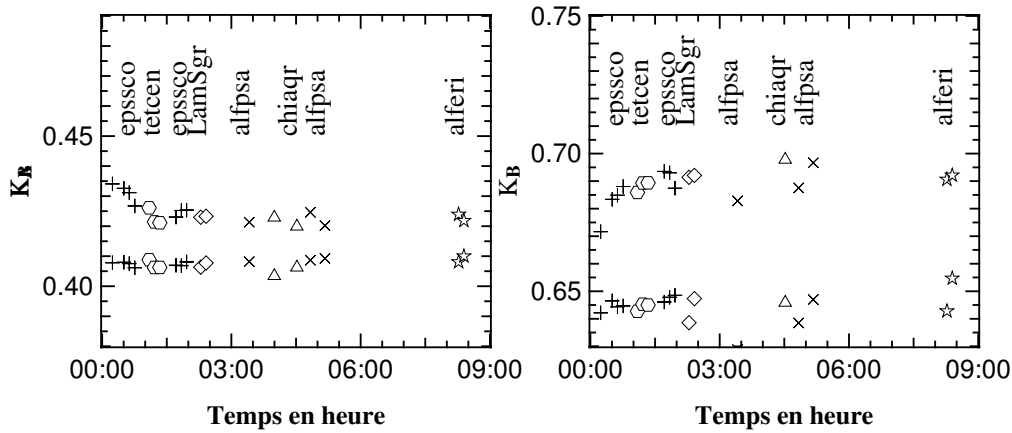


FIG. 4.11 – Fluctuations à l'échelle de la nuit des coefficients d'extraction photométrique du composant 2TH obtenus sur  $\alpha$ Aql. Chaque point représente une observation et les lignes verticales séparent les différentes nuits. Seule la dernière nuit a été effectuée sur les UTs. L'estimateur BEAM-B est le rapport entre le flux interférométrique et photométrique sur le fichier de calibration. Les estimateurs ON-SOURCE sont déterminés simultanément par ajustement linéaire du flux interférométrique par les deux photométries. Les barres d'erreurs estimées sont en bas à gauche (sidérostats) et droite (UTs). Pour une description complète, le lecteur est invité à se reporter à l'article LEBOUQUIN *et al.* (Section 4.6, 2004b).



**FIG. 4.12** – Coefficients de partage photométrique de la voie A et de la voie B de l'expérience VINCI+2TK mesurés sur le ciel la nuit du 22/08/2004. Les différents symboles représentent les étoiles observées.

#### *Stabilité des composants 2TH et 2TK*

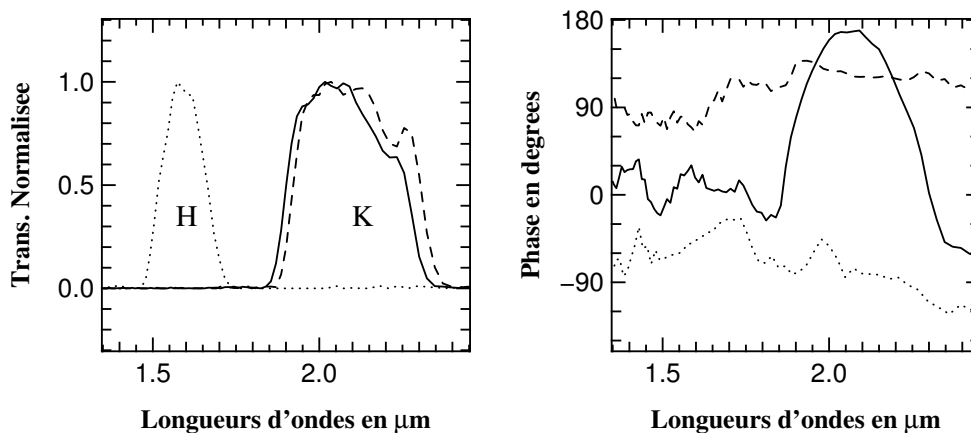
La stabilité intrinsèque des paramètres photométriques du composant n'est pas évidente à déterminer. Plusieurs effets se superposent pour donner la valeur finale du coefficient d'extraction photométrique ( $\kappa$ ) : la transmission du composant, l'alignement des optiques d'imagerie (focalisation/alignement sur la matrice de pixels), et la valeur des gains du détecteur. Les figures 4.11 et 4.12 illustrent la bonne stabilité des composants 2TH et 2TK au cours d'une nuit. Les caractéristiques instrumentales ne semblent pas montrer de corrélation avec le flux ou le type spectral de l'étoile. Les dispersions observées sont compatibles avec les barres d'erreur estimées. Les ré-alignements du toron de sortie (optimisation du flux chaque soir) expliquent largement les différences entre les nuits.

#### 4.4.2 Transmission chromatique analysée en mode FTS

La Figure 4.13 donne la réponse chromatique de VINCI analysée en mode FTS pour différentes configurations instrumentales. Les courbes dépendent de la transmission du recombineur mais aussi du spectre de la source et du filtre utilisé. On retrouve un pic de transmission autour de la bande H pour le 2TH et de la bande K pour MONA et le 2TK. Ces courbes permettent de déterminer le coefficient de calibration de la cohérence carrée calculée par la méthode d'intégrale du pic de Fourier ( $Fb$ , Équation (4.5)). Les résultats pour différentes configurations instrumentales sont résumés dans la Table 4.4; ils seront utilisés dans la suite de cette étude. La correspondance des résultats entre MONA et le 2TK confirme la bonne correspondance des deux courbes de transmission. Une différence de facteur de cohérence carré  $\overline{\mu^2}$  entre ces deux instruments ne pourra donc pas être attribuée à une mauvaise calibration du facteur  $Fb$  mais révélera une réelle différence d'efficacité interférométrique.

#### Amplitude et origine de la phase du composant 2TK

La phase de MONA et du composant 2TH est constante sur la bande transmise alors qu'il apparaît une phase non nulle sous le pic frange du composant K (Figure 4.13). L'origine de cette



**FIG. 4.13** – Transmission et phase de l'expérience VINCI en fonction de la longueur d'onde analysée en mode FTS. Les différentes courbes sont pour les recombinés MONA (tirets), 2TH (pointillés) et 2TK (trait continu).

2TH	MONA	2TK
$1.32 \cdot 10^{-5} \pm 1.10 \cdot 10^{-7}$	$1.07 \cdot 10^{-5} \pm 2.10 \cdot 10^{-7}$	$1.07 \cdot 10^{-5} \pm 1.10 \cdot 10^{-7}$

**TAB. 4.4** – Coefficient de calibration du facteur de cohérence carré avec VINCI pour différentes configurations instrumentales. Ces valeurs ont été calculées à partir de la courbe de transmission obtenue sur la lampe interne. Leur utilisation sur des cibles scientifiques n'est donc pas recommandée, sauf pour déterminer de manière approximative le facteur de cohérence absolu des observations.

phase n'est pas encore complètement précisée à ce jour. Néanmoins sa forme clairement parabolique fait penser à un effet de *dispersion* due à une inégalité de longueur des fibres. En utilisant la formule approchée classique de la phase dispersive<sup>18</sup>, et en prenant une dispersion typique pour ces fibres ( $D = 50 \text{ ps}/\mu\text{m}/\text{km}$ ), on trouve que cette phase est équivalente à une différence de longueur de fibres de  $\Delta L = 9 \text{ mm}$ ! Cette valeur est particulièrement importante et ne semble pas trouver son origine dans une pure déformation géométrique. Cette dispersion n'était pas présente au LAOG car un contraste de 90% aurait été impossible à atteindre (Figure 4.3). Il s'agit donc probablement d'un effet des contraintes sur les fibres dû à la différence de température entre le LAOG et Paranal.

#### *Correspondance avec la forme des franges*

Une telle dispersion dans l'espace des fréquences modifie la forme du paquet de frange. En particulier, la « frange blanche » n'existe plus et l'amplitude maximale des franges est atténuée. La Figure 4.14 montre qu'il est possible de reconstruire un interférogramme symétrique et à haut contraste, faisant clairement apparaître les seconds lobes, simplement par ajustement et soustraction de la phase sous le pic frange dans l'espace de Fourier. La forme des franges n'est donc pas due à la présence d'un autre interférogramme mais *uniquement* à la dispersion des longueurs d'ondes.

<sup>18</sup>Pour une description détaillée des effets de dispersion dans les fibres, le lecteur est invité à se reporter aux travaux de COUDÉ DU FORESTO *et al.* (1995). La phase en fonction de la longueur d'onde contient un terme quadratique donné par :  $\Delta\phi = -\pi c D \Delta L \cdot \sigma^2$ .

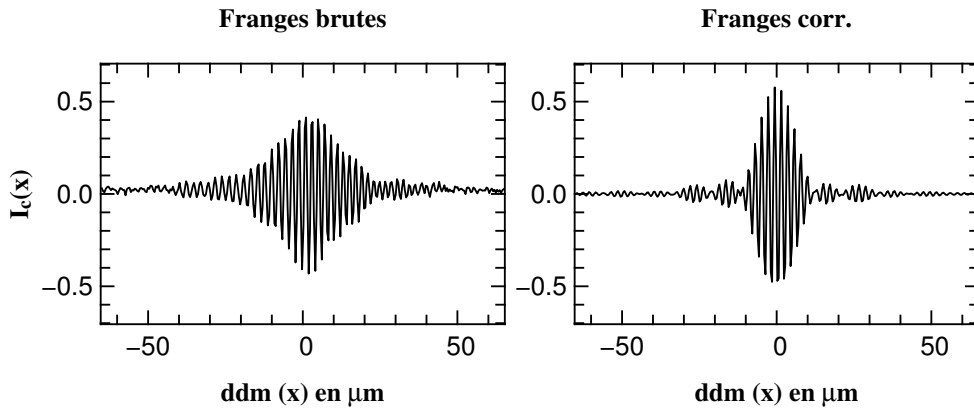


FIG. 4.14 – Interférogramme calibré ( $I_c$ ) obtenu sur la lampe interne avec le composant 2TK, sans correction de la phase (gauche) et avec soustraction de la phase par un polynôme d'ordre 2 (droite). On remarque l'apparition des lobes secondaires et l'amélioration du contraste des franges.

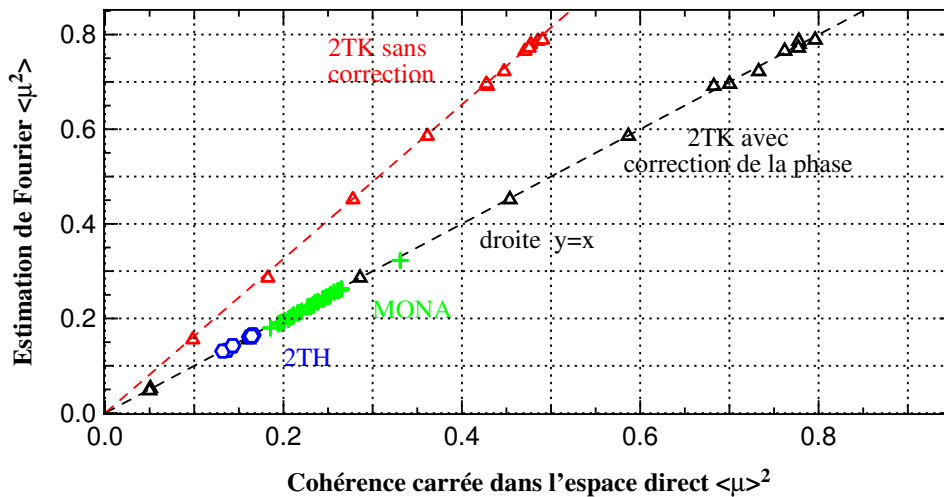


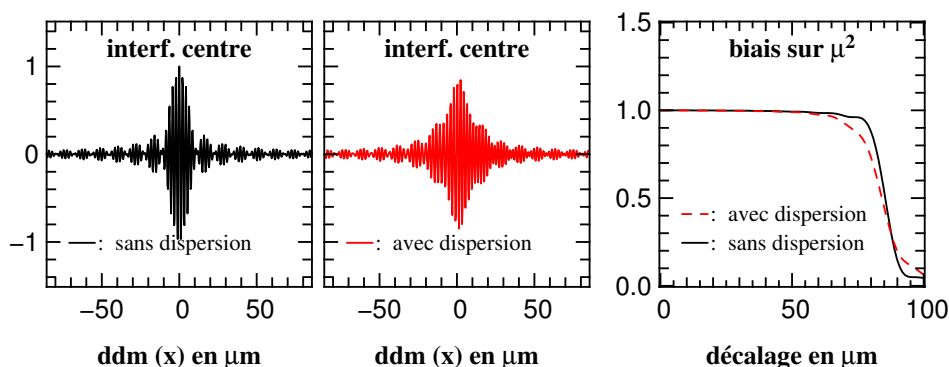
FIG. 4.15 – Comparaison des estimateurs « espace direct » et « Fourier » avec VINCI sur la lampe interne et les différents systèmes de recombinaison en optique guidée. Pour le 2TK, l'estimation directe est calculée avec et sans redressement de la phase parabolique sous le pic frange. La courbe pointillée rouge est un ajustement linéaire, la courbe pointillée noire est la première bissectrice ( $y=x$ ).

### Influence sur les performances de VINCI

La présence d'une phase dispersive sous le pic frange ne modifie pas la mesure du facteur de cohérence carré effectué par le logiciel standard de réduction des données de VINCI<sup>19</sup>. Ce point a été vérifié en utilisant des mesures effectuées avec le recombiner MONA. On retrouve la correspondance entre contraste des franges dans l'espace direct et intégrale de l'énergie de Fourier<sup>20</sup>. Cette relation

<sup>19</sup>L'intégrale de l'énergie du pic ne « voit » pas la phase, comme expliqué dans la Section 4.3.1.

<sup>20</sup>La correspondance entre intégrale de l'énergie et visibilité au carré fait intervenir le coefficient calculé dans la Table 4.4. La justification théorique de cette équivalence peut être trouvée dans COUDÉ DU FORESTO *et al.* (1997).



**FIG. 4.16** – Biais sur la visibilité carrée en fonction du décentrage du paquet de frange dans la bande K avec et sans phase chromatique sous le pic frange (dispersion). La longueur de modulation est de  $170\mu\text{m}$ .

est aussi parfaitement vérifiée avec le 2TK, seulement si l'on corrige la dispersion (Figure 4.15). L'estimateur de Fourier mesure donc bien le carré de la cohérence des franges, sans être affecté par la dispersion.

D'un autre côté, la dispersion du paquet de frange diminue l'efficacité de l'algorithme de cohérencement de VINCI, basé sur la recherche du maximum du paquet sous condition de rapport signal-à-bruit. En pratique, le recombineur 2TK est tout de même plus performant que MONA car le contraste des franges est plus important, comme nous le verrons dans la section suivante.

Finalement, l'étalement du paquet conduit à une plus grande perte d'énergie des franges lorsque le paquet n'est pas exactement centré. Cet effet est susceptible de biaiser la visibilité carrée estimée dans l'espace de Fourier lorsque les franges sont mal suivies. Grâce à des simulations de décentrage de l'interférogramme, j'ai évalué que cet effet pouvait être négligé sur VINCI où l'on utilise un balayage de  $170\mu\text{m}$  (Figure 4.16).

#### 4.4.3 Contraste instrumental

La Table 4.5 donne le meilleur contraste obtenu avec VINCI sur la lampe interne pour différentes configurations instrumentales. En bande K, le contraste obtenu avec le composant 2TK est notablement supérieur à celui de MONA. Dans la bande H, le contraste instrumental est sensiblement moins bon. Il doit néanmoins s'agir d'un effet de résolution ou de polarisation (de la source LEONARDO ou d'un composant du type dichroïque) puisque qu'un contraste supérieur à 85% est obtenu sur le ciel dans cette bande (LEBOUQUIN *et al.* 2004b), en bon accord avec les mesures réalisées au LAOG.

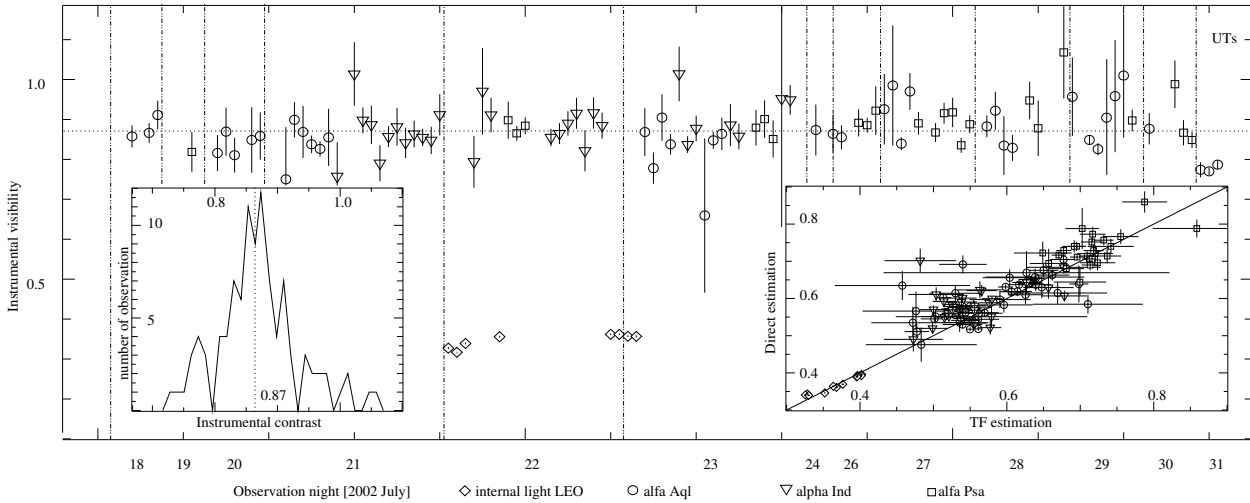
#### Stabilité sur plusieurs nuits du 2TH

La stabilité du contraste instrumental sur plusieurs nuits est illustrée par la Figure 4.17. Les barres d'erreurs représentées sont dominées par la dispersion statistique et non par l'incertitude sur les diamètres des calibrateurs. Dans l'insert de droite, la bonne corrélation entre estimation linéaire et quadratique du facteur de cohérence ( $\mu$  et  $\mu^2$ ) pour les différentes étoiles et sur la lampe interne



Coupleur		IONIC - 2TH	MONA	IONIC - 2TK
avec	$\sqrt{\mu^2}$	-	0.49	0.88
polar	$\mu$ corr.	-	0.51	0.89
	$\mu$ ss corr.	-	0.51	0.69
sans	$\sqrt{\mu^2}$	0.41	-	0.82
	$\mu$ corr.	0.41	-	0.82
	$\mu$ ss corr.	0.41	-	0.66

**TAB. 4.5** – Contraste obtenu sur la lampe interne avec VINCI pour différentes configurations instrumentales. La cohérence carrée  $\sqrt{\mu^2}$  est mesurée par l'intégrale du pic de Fourier calibrée par les facteurs présentés en Table 4.4 . La visibilité dans l'espace direct (maximum des franges) a été calculée avec ( $\mu$  corr.) et sans ( $\mu$  ss corr.) correction de la phase dispersive sous le pic frange.



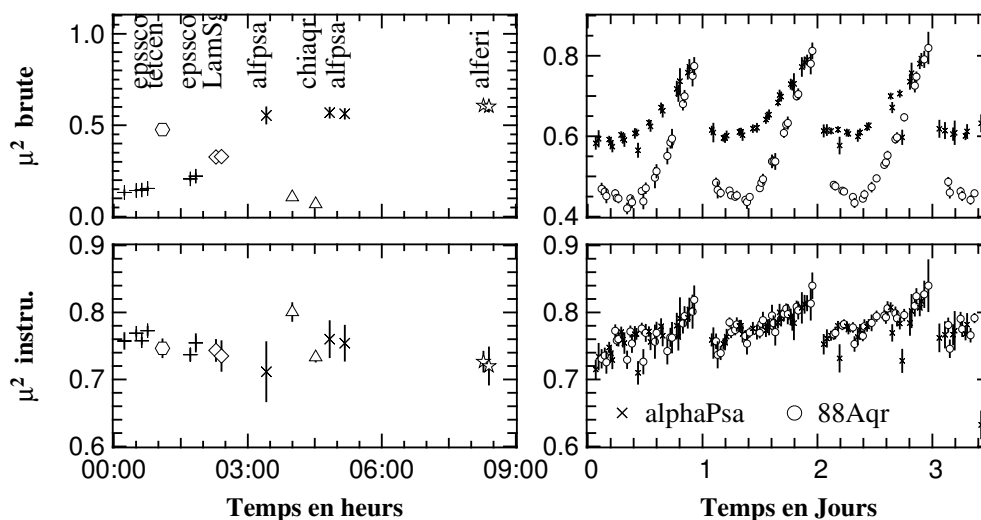
**FIG. 4.17** – Contraste instrumental sur plusieurs jours de Juillet 2002 obtenu avec le recombiner 2TH. Les différents symboles représentent les différentes étoiles observées. On remarque les incertitudes beaucoup plus faibles sur les UTs (dernière nuit) et le faible contraste sur la lampe interne LEONARDO. La bonne corrélation entre estimation linéaire et quadratique du facteur de cohérence illustre l'absence de biais dans l'algorithme de réduction (insert de droite).

illustre l'absence de biais dans l'algorithme de réduction<sup>21</sup>.

### Stabilité sur plusieurs nuits du 2TK

Le contraste instrumental sur le ciel au cours d'une nuit typique et sur plusieurs jours est illustré par la Figure 4.18. Le contraste instrumental est d'environ 75% durant la semaine de test en Août 2004 et dépasse 80% dans les données d'Octobre 2004. Entre ces deux périodes, le flux total et le déséquilibre des flux du VLTI ont fortement changé, pointant sur une évolution du contraste instrumental plus probablement due au train optique du VLTI qu'à l'instrument VINCI. Premièrement, il ne semble pas y avoir de dépendance avec le type spectral ou le flux de l'étoile

<sup>21</sup>Voir la Figure 4.10 pour une illustration de ces deux estimateurs dans le cas d'observation avec le 2TH



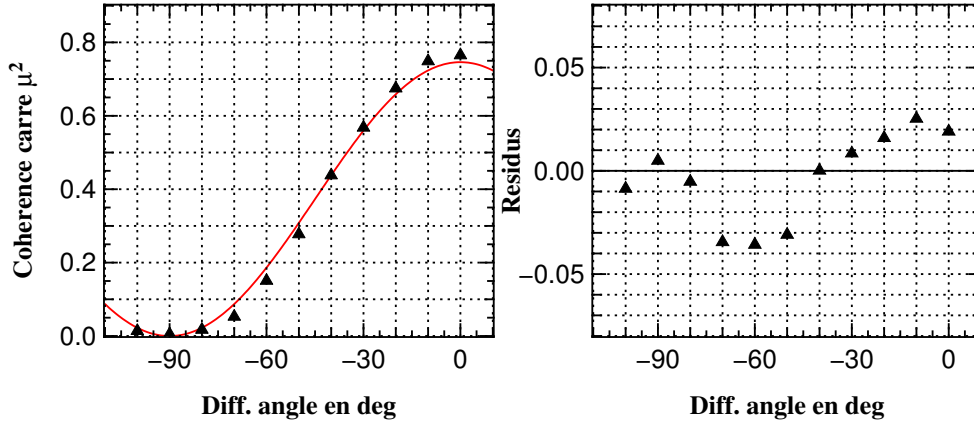
**FIG. 4.18** – Visibilités au carré brutes (haut) et visibilités instrumentales au carré (bas) avec VINCI et le recombiner 2TK sur différentes étoiles observées avec les sidérostats. Les données sur plusieurs jours consécutifs sur 88Aqr et  $\alpha$ Psa ont été obtenues en Octobre 2004 par l'équipe du VLTI.

observée. Deuxièmement, l'expérience est stable sur une grande échelle de temps comme l'illustrent les points effectués alternativement sur 88Aqr et  $\alpha$ Psa pendant plusieurs jours consécutifs. Cette stabilité est suffisante pour permettre l'utilisation d'une nouvelle méthode de calibration simultanée du contraste et du diamètre de l'objet observé, comme décrit dans l'article LEBOUQUIN *et al.* (Section 4.7, 2006).

#### 4.4.4 Étude de la polarisation

Ces études n'ont été faites qu'avec le composant 2TK. Nous avons réalisé des franges avec la lampe interne en insérant des polariseurs optimisés pour l'infrarouge thermique composés d'une couche mince sans substrat. Les polariseurs sont placés dans les faisceaux incidents avant l'injection dans les fibres (voir Figure 4.5 - droite).

Le polariseur du faisceau B est maintenu à  $225^\circ$ , angle pour lequel un maximum de flux est obtenu sur le voie photométrique PB. Le facteur de cohérence évolue en fonction de la différence d'angle entre les deux polariseurs (Figure 4.19). Le facteur de cohérence carré maximal est de  $\mu^2 = 0.76$ , ce qui correspond à une visibilité de  $\sqrt{\mu^2} = 0.88$ . Le facteur de cohérence carré minimal est de  $\mu^2 = 0.007$ . Si l'on suppose que le flux est parfaitement cohérent, ce contraste correspond à un couplage des polarisations orthogonales d'environ  $7 \cdot 10^{-3}$ . Cette valeur peut être expliquée par le mauvais filtrage polarimétrique des polariseurs en dessous de  $2\mu\text{m}$ . La chute de contraste en fonction de l'angle des polariseurs doit pouvoir être théoriquement ajustée par une fonction sinusoïdale. La courbe obtenue s'en éloigne significativement, et le résidu d'ajustement ne semble pas « aléatoire » (les barres d'erreurs sont inclus dans la tailles des symboles). L'axe optique du polariseur ayant été aligné grossièrement avec l'axe du faisceau, ces différences peuvent s'expliquer par un effet de « faux - rond ».



**FIG. 4.19** – Variations du facteur de cohérence carré en fonction de l'angle entre les polariseurs situés en entrée de 2TK sur VINCI. Le polariseur du faisceau B est maintenu à  $225^\circ$  pendant toute l'expérience. La courbe rouge représente le meilleur ajustement d'une fonction sinusoïdale au carré. Le facteur de cohérence carré minimal mesuré est de  $\mu^2 = 0.007$ .

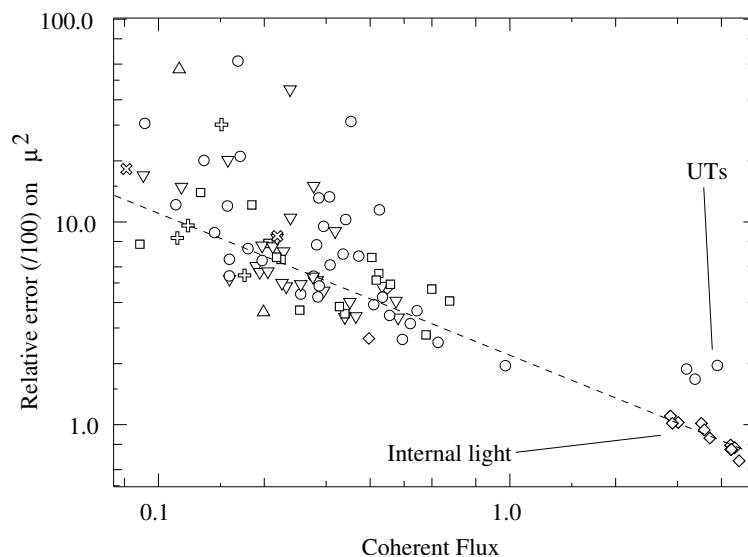
Le contraste maximum obtenu avec les polariseurs ( $\sqrt{\mu^2} = 0.88$ ) est sensiblement meilleur qu'en l'absence de sélection de la polarisation ( $\sqrt{\mu^2} = 0.82$ ). Les interférogrammes dans les directions de polarisations orthogonales doivent être légèrement déphasés. Néanmoins notre manipulation ne permet pas de dire si ce déphasage provient des optiques, des fibres ou du composant.

#### 4.4.5 Sensibilité

##### Magnitude limite en bande H

Les observations de l'été 2002 n'ont pas été effectuées dans le but de tester la sensibilité de l'expérience en bande H. En particulier, toutes les étoiles n'ont pas été observées dans les mêmes conditions de turbulence et de stabilité des sidérostats, ni avec les mêmes paramètres d'acquisition. Pour s'affranchir de ces différences, la précision obtenue sur le facteur de cohérence carré est mis en regard de la *quantité totale de flux cohérent récolté* au cours de l'acquisition (Figure 4.20). Le flux cohérent collecté est estimé en intégrant la densité spectrale de puissance de tous les interférogrammes de l'acquisition. Les précisions entre différentes étoiles sont compatibles avec les précisions sur une même étoile mais pour des conditions d'acquisition différentes. Une tendance logique se dégage : plus la quantité de flux cohérent collecté est importante, plus la précision sur la mesure du facteur de cohérence est importante. Les données sur la lampe interne se positionnent assez bien dans le prolongement des données sur les sidérostats. De manière contradictoire,  $\alpha$ Aql avec les UTs donne un flux identique à la lampe interne, mais une précision 2 à 3 fois moins bonne ( $\sim 2\%$ ). Il s'agit probablement de l'effet des perturbations atmosphériques résiduelles à l'échelle du temps de pose (piston), qui sont particulièrement importantes sur les télescopes de 8m.

Arbitrairement, je définis la magnitude limite comme la magnitude de l'étoile non résolue pour laquelle une précision de 10% est obtenue avec une acquisition de 500 modulations. On trouve une valeur de  $H = 2.8$ , en accord avec la magnitude de  $\kappa$ 2Scl, l'étoile la plus faible observée pendant la



**FIG. 4.20** – Erreur relative en % sur la visibilité carrée obtenue avec le 2TH en fonction du flux cohérent collecté durant l’observation (unité arbitraire). Le trait pointillé représente un ajustement linéaire. Les différents symboles représentent les différentes étoiles observées.

campagne de 2002.

#### Comparaison optique fibrée/intégrée en bande K

Objet	2TK		2TK antérieur		MONA antérieur	
	A	B	A	B	A	B
$\theta$ Cen	850	450	1250	367	460	269
$\epsilon$ Sco	1146	419	1288	376	569	218
$\alpha$ Ind	439	188	/	/	460	136
$\alpha$ Psa	334	160	340	105	281	101
$\beta$ Aqr	334	152	408	119	295	95
$\alpha$ Eri	275	163	328	137	325	115
$\eta$ Sgr	3467	1190	/	/	2168	790
$\lambda$ Sgr	576	251	705	184	476	179

**TAB. 4.6** – Flux maximum mesuré dans les faisceaux A et B sur le ciel avec le recombiner 2TK. Les valeurs obtenues avec MONA proviennent de nuits précédentes. Ces données sont une compilation de M. Vannier, Fredrik Rantakyro, J.-B. LeBouquin & P. Labeye.

La Table 4.6 donne le flux mesuré sur différentes étoiles avec les deux composants d’optique guidée dans la bande K (MONA et 2TK). La transmission du 2TK est systématiquement supérieure à celle du recombiner fibré d’un facteur allant de 1.1 à 2. La magnitude limite attendue est donc, au minimum du même ordre de grandeur<sup>22</sup>. Un déséquilibre de flux important entre les voies A

<sup>22</sup>Cette estimation est extrêmement conservatrice puisque la transmission totale de VINCI est augmentée, en même

et B est obtenu avec les deux recombineurs, ce qui pointe sur un déséquilibre propre au VLTI, probablement au niveau des sidérostats.

### Facteurs limitant la sensibilité

Un composant d'optique intégrée recombinaut 3 télescopes a obtenu des franges sur une étoile de magnitude 7 avec les sidérostats de IOTA (30cm)... performance identique à ce que l'on peut extrapoler avec les UTs (8m) et le 2TH. La sensibilité du VLTI n'est pas limitée par l'optique intégrée mais par les points suivants :

- En regardant les courbes d'injection obtenues avec les sidérostats, on peut estimer qu'un tiers du temps est réellement passé sur l'étoile. En supposant les fluctuations sur chaque télescopes décorréliées, 10% seulement du temps de pose est interférométrique. La sensibilité est dégradée de 2 magnitudes.
- Le temps de cohérence atmosphérique à Paranal est particulièrement rapide, ce qui oblige à réduire le temps de pose par modulation. La sensibilité en est réduite d'autant.
- Les pertes de flux régulières (mauvais guidage) rendent la poursuite des franges difficile. La modulation de la différence de chemin optique doit donc être assez longue pour éviter de perdre systématiquement le paquet. A titre de comparaison, l'interféromètre IOTA effectue une modulation quatre fois plus courte que celle de VINCI.

Dans le cas du composant 2TH, la sensibilité est aussi limitée par :

- l'interface entre le composant et VINCI qui n'est pas optimisée en transmission,
- le composant lui-même car la moitié du flux interférométrique est perdue dans une jonction Y inverse.

## 4.5 Conclusions et perspectives

Ce travail a permis de mettre au point un outil de réduction des données interférométriques monomodes à codage temporel. Des solutions ont été proposées pour améliorer les méthodes classiques, en particulier en présence d'un faible flux ou d'un mauvais guidage des télescopes. Cet outil a été appliqué aux données obtenues au VLTI avec deux composants d'optique intégrée. Les quatre conclusions principales sont les suivantes :

1. L'implantation des composants au VLTI est simple, fiable et rapide.
2. L'optique intégrée permet d'assurer une calibration photométrique stable et non biaisée.
3. Un contraste instrumental supérieur à 80% est obtenu systématiquement en laboratoire et lors des observations.
4. La transmission des composants atteint 70%. La sensibilité du VLTI n'est pas limitée par l'optique intégrée mais par la qualité du pointage des sidérostats et la vitesse de la turbulence atmosphérique.

---

temps que le suivi de frange et le rapport signal-à-bruit sur le facteur de cohérence sont améliorés par l'augmentation du contraste instrumental.

Les résultats concernant le 2TH ont été publiés (Section 4.6, LEBOUQUIN *et al.* 2004b). Un deuxième article plus spécifiquement dédié à la caractérisation du composant en bande K a été soumis récemment (Section 6.7, LEBOUQUIN *et al.* 2005), dans lequel nous proposons aussi une nouvelle méthode de calibration simultanée du contraste et du diamètre de l'objet observé.

### Premières franges avec les Télescopes Auxiliaires du VLTI !

Fin 2004, les capacités interférométriques du VLTI ont été démultipliées par l'arrivée sur la montagne du deuxième télescope auxiliaire (AT) de 1.8m de diamètre. Ces télescopes, dédiés à l'interférométrie, offrent la possibilité de couvrir une large gamme d'orientation et de longueur de base, clef de l'imagerie par synthèse d'ouverture. Pendant la nuit du 2 Février 2005, la lumière des ATs a été recombinaisonnée pour la première fois avec l'instrument VINCI équipé du composant d'optique intégrée 2TK. Cette réussite a fait l'objet d'un communiqué de presse de la part de l'ESO<sup>23</sup>.

### Perspectives pour l'optique intégrée

A la fin de ce travail, le nombre de composants sur le ciel est passé de 1 à 3. Ces résultats représentent un pas important dans le développement de l'optique intégrée pour l'interférométrie astronomique. Les travaux précédents ont tous été réalisés dans le but de valider une technologie ou de tester les performances dans le cadre de programmes à « risques partagés ». Pour la première fois, un composant a été dessiné, réalisé, testé et validé sur le ciel pour répondre à la demande d'un institut astronomique (ESO). L'optique intégrée est donc maintenant une technique mature.

Aujourd'hui, de nouvelles équipes s'intéressent à l'optique intégrée pour l'astronomie. Les collaborations du LAOG se sont ainsi étendues vers le Portugal (Paulo Garcia, CAUP) et le Danemark (SVALGAARD *et al.* 2005) ; avec comme objectif d'étudier des technologies novatrices (gravure laser, technique sol - gel). Aux USA, John Monnier (technologie de Niobate de lithium) et en Allemagne Andreas Tünnermann (TÜNNERMANN 2005) développent à leur tour une expertise dans ce domaine.

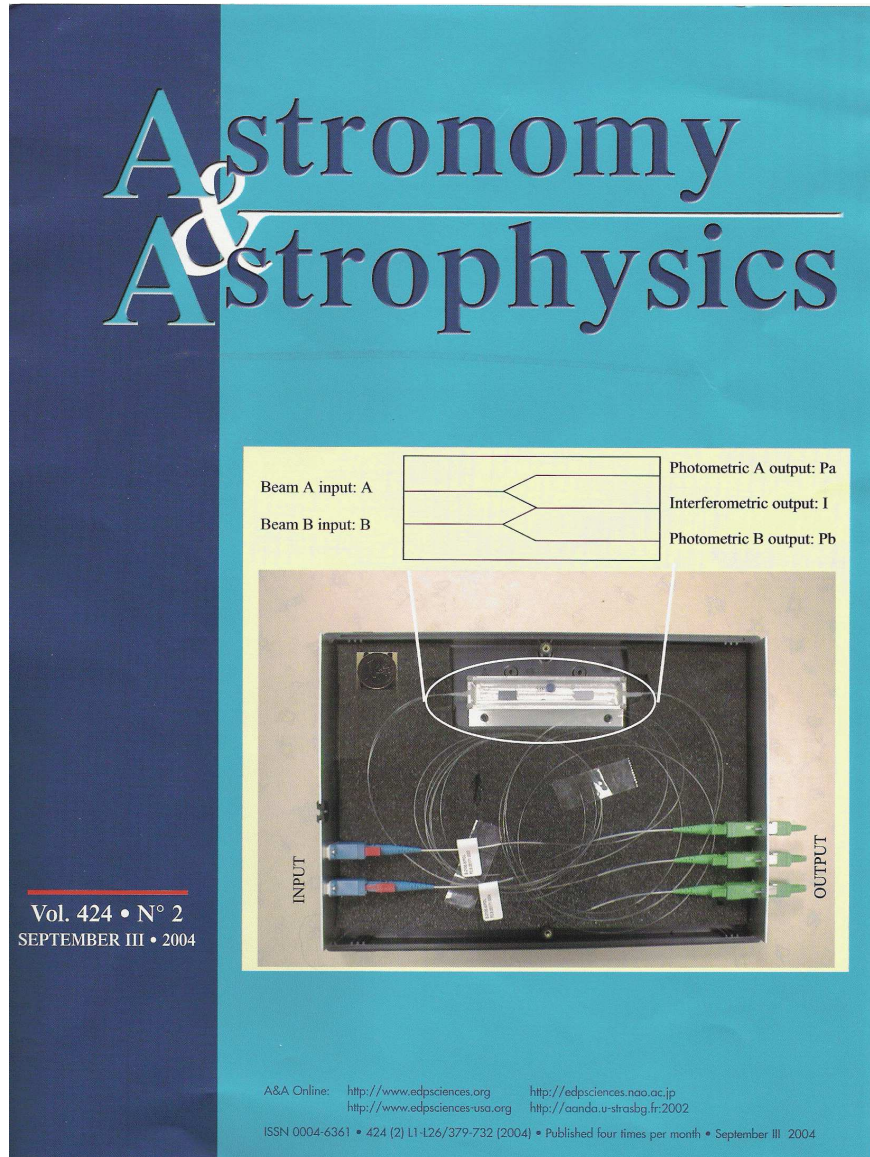
Dans le futur, l'objectif est de recombinaisonner de nombreux télescopes et de disperser la lumière afin de réaliser des cubes d'images à haute résolution angulaire et spectrale. L'optique intégrée est certainement une solution prometteuse car elle autorise la recombinaison de nombreux faisceaux dans une unique puce, réduisant ainsi drastiquement les instabilités et les contraintes d'alignement (KERN *et al.* 2003). Les stratégies observationnelles (nombre de bases, longueur d'onde, schéma de recombinaison) peuvent être adaptées à la source grâce à la flexibilité des composants. La sortie des composants peut être utilisées directement comme la fente d'entrée d'un spectrographe, sans avoir à utiliser d'optique d'anamorphose complexe. C'est pourquoi la proposition d'instrument VITRUV, un spectro-imageur par synthèse d'ouverture, s'appuie sur une recombinaison en optique intégrée, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

---

<sup>23</sup>Premières franges à 2 ATs : <http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2005/pr-06-05.html>

#### 4.6 Article: « *First observations with an H-band integrated optics beam combiner at the VLTI* »

Cet article présente la caractérisation du composant d'optique intégrée 2TH installé au VLTI pendant l'été 2002. Il correspond au travail présenté dans le chapitre 4. Il a été publié dans *Astron. & Astrophys.* (LEBOUQUIN *et al.* 2004b).



**FIG. 4.21** – Couverture du journal *Astron. & Astrophys.* avec une photo du composant 2TH livré à l'ESO concernant l'article (LEBOUQUIN *et al.* 2004b).

Astronomy & Astrophysics manuscript no. 0849lebo  
(DOI: will be inserted by hand later)

August 11, 2004

## First observations with an H-band integrated optics beam combiner at the VLTI <sup>\*</sup>

J.B. LeBouquin<sup>1</sup>, K. Rousselet-Perraut<sup>1</sup>, P. Kern<sup>1</sup>, F. Malbet<sup>1</sup>, P. Haguenaier<sup>1</sup>, P. Kervella<sup>2</sup>, I. Schanen<sup>3</sup>,  
J.P. Berger<sup>1</sup>, A. Delboulb <sup>1</sup>, B. Arezki<sup>1</sup>, and M. Sch <sup>2</sup>

<sup>1</sup> LAOG - Laboratoire d'Astrophysique UMR UJF-CNRS 5571, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>2</sup> ESO - European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>3</sup> IMEP - Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique, 38016 Grenoble Cedex 1, France

Received 5 January 2004 / Accepted 29 March 2004

**Abstract.** This paper reports results obtained with the Very Large Telescope Interferometer Commissioning Instrument (VLTI-VINCI) where the fiber interferometric coupler MONA was temporarily replaced by an integrated optics beam combiner (IONIC). The two-beam combiner operating in the H atmospheric band was tested at Paranal during two weeks in July 2002. Fringes were recorded on several stars with the siderostats and the Unit Telescopes (UT). We demonstrate that integrated optics allows beam combination with a high interferometric efficiency, stability and spatial filtering. The instrumental visibility of VLTI+IONIC is better than 85%, which is just 5% under the visibility of the IONIC device alone. During this run, the flux injection in the IONIC combiner was not optimized since we used the K-band MONA optics. However, we obtain fringes with the 35 cm siderostats on a star of magnitude  $m_H = 2.47$  ( $\kappa^2$  Scl). It allows us to extrapolate a magnitude around  $m_H \sim 6$  with 8 m telescopes without adaptive optics and in the same poor injection conditions.

**Key words.** Techniques:interferometric, Methods:data analysis, Instrumentation:interferometers

### 1. Introduction

The Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Glindemann et al. 2003) is a multi aperture optical array that provides high sensitivity. The first generation of instruments includes a two-beam combiner in the thermal infrared MIDI (Leinert et al. 2003) and a three-beam combiner in the J,H,K bands AMBER (Petrov et al. 2003). VINCI is the VLT Interferometer Commissioning Instrument, which combines two beams in the K band by means of a fluoride glass fiber coupler (Kervella et al. 2003a). The precise calibration due to single-mode fibers and photometric calibration has demonstrated its excellent capability (Domiciano de Souza et al. 2003; Ségransan et al. 2003; Pijpers et al. 2003; Kervella et al. 2003b). In the future, the goal is to recover the interferometric information of the entire array in order to have imaging ability with a spatial resolution of one milliarcsecond in the near infrared. The main problem will be the complexity of the focal combination scheme. For example, using classical bulk optics, it takes

$N(N - 1)/2$  beam-splitters to combine  $N$  beams in a coaxial pairwise scheme. Each optical element decreases the global transmission and efficiency of the instrument. The whole optical assembly of the beam combiner must maintain an internal stability crucial for closure phase measurement, which is the information necessary for image reconstruction.

Over the last years, the Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG), in collaboration with IMEP and LETI developed the integrated optics beam combiner (IONIC). The stability and compactness of these planar optical wave guides represent significant advantages of this technology. It has been successfully tested in the laboratory (Haguenaier et al. 2000) and on the sky for the two-beam (Berger et al. 2001) and three-beam combination (Berger et al. 2003).

A two-beam IONIC combiner was tested at the VLTI during two weeks in July 2002, and fringes were obtained on several stars. The first objective of this run was to give access to the H-band for the VLTI commissioning and scientific exploitation. The second was to test a integrated optics combiner in the VLTI environment to prepare future multi-telescope instrumentation or facilities (Kern et al. 2003). We discuss the stability of the beam

Send offprint requests to: J.B. LeBouquin

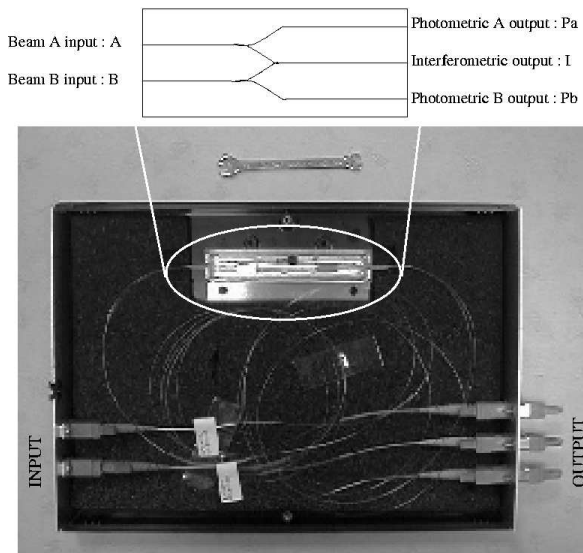
e-mail: jean-baptiste.lebouquin@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>\*</sup> Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile (public commissioning data)



2

J.B. LeBouquin et al.: An H-band IONIC combiner at the VLTI



**Fig. 1. Top :** Design of the integrated optics two-beam combiner. **Bottom :** The connected combiner in its box at ESO.

combiner, the modal filtering ability of integrated optics and the global interferometric efficiency of the instrument.

## 2. Instrumentation

### 2.1. Integrated Optics Beam combiner

The two-telescope beam combiner (Fig. 1) ensures the following functions:

- modal filtering throughout the H band due to single-mode waveguides whose cut-off wavelength is shorter than  $1.4\mu\text{m}$ ,
- combination of two input beams by means of a reverse Y junction similar to a beam-splitter (see Malbet et al. 1999 for a complete description of the existing integrated optics functions),
- photometric calibration due to Y junctions that split the input flux between the interferometric output ( $I$ ) and the photometric outputs ( $P_a$ ,  $P_b$ ).

The beam combiner was manufactured by the Geo<sup>1</sup> company (Grenoble, France) with a silver ion-exchange technology. It is connected via polarization-maintaining singlemode fibers at each end. All the fibers have E2000 connectors from the Diamond company to be compliant with the VINCI interface. For each output  $Y$ , throughput is defined as the ratio between the number of photons detected at the output and the number of photons injected in the input  $X$  :

$$\tau_{X \rightarrow Y} = \frac{Nb\gamma(Y)}{Nb\gamma(X)} \quad (1)$$

<sup>1</sup> www.geeo.com

The total throughput for each input corresponds to :

$$\begin{aligned} \tau_A &= \tau_{A \rightarrow P_a} + \tau_{A \rightarrow I} + \tau_{B \rightarrow P_b} \\ \tau_B &= \tau_{B \rightarrow P_a} + \tau_{B \rightarrow I} + \tau_{B \rightarrow P_b} \end{aligned} \quad (2)$$

Since the component is symmetric and because the reverse Y-junction introduces a loss of half of the flux, the theoretical throughputs are 50% for  $\tau_{A \rightarrow P_a}$  and  $\tau_{B \rightarrow P_b}$  and 25% for  $\tau_{A \rightarrow I}$  and  $\tau_{B \rightarrow I}$ . Throughputs of the component alone have been measured before connecting (Table 1, column 2). Light is injected and collected at the output by fibers whose transmission are calibrated and subtracted. Throughputs of the component+fibers are then measured after connecting (Table 1, column 3). The total throughputs ( $\tau_A$  and  $\tau_B$ ) exceed 50% and are equal at the percent level.

Contrasts have been measured with the LAOG testbench throughout the H band with the beam combiner connected at both ends. The contrasts equal about 90% and reach up to 97% with a linear polarizer at the combiner output. This difference of a few percent shows that there is no drastic instrumental polarization. The slight difference can be explained by a small mismatch of the neutral axes between the optics of the LAOG testbench. The accuracy of the alignment of the neutral axes (especially for the fibers) has not been determined.

### 2.2. Implementation in the VLTI environment

Today, the VINCI instrument recombines two beams in the K band with a fluoride glass fiber coupler (MONA). The IONIC beam-combiner has been designed to be able to switch from MONA to the IONIC combiner easily, and therefore from the K to the H band. The E2000 connectors of the IONIC beam combiner inputs are connected at the focus of the MONA input off-axis parabola and the connectors of the IONIC beam combiner outputs are connected to the VINCI fiber bundle. No opto-mechanical modifications are required and the switch takes a few minutes. As a consequence, the global throughput of the IONIC instrument is reduced by a factor of  $\sim 1.5$  since the MONA input off-axis parabola is not optimized for the numerical aperture of the IONIC fibers (0.13 compared to the numerical aperture of 0.23 of the K fluoride glass fibers). Minor software changes were required because of the single interferometric output of the IONIC combiner (MONA has two interferometric outputs in opposite phase).

## 3. Observations and data reduction

### 3.1. Dataset

A total of 13 nights of observations covering 20 different stars were performed during the observing run (Table 2). The faintest star observed is  $\kappa^2$  Scl, at  $m_H = 2.47$  (2002-07-28, with the siderostats). Only one night the Unit Telescopes were used (UT2 in Beam A and UT1 in Beam B). Fringes were obtained on  $\alpha$  Aql. Each VINCI observing block is made of four acquisitions :

J.B. LeBouquin et al.: An H-band IONIC combiner at the VLTI

3

**Table 1.** Throughput measured at  $1.55\mu\text{m}$  (laser source) for unpolarized light of the integrated optics combiner before and after connecting performed by the GeeO company. The '-' denotes that measurements have not been done.

Injection in input	Before connecting		After connecting		Theoretical	
	A	B	A	B	A	B
Throughput on $P_a$	39%	-	36%	-	50%	0%
Throughput on $P_b$	-	39%	-	35%	0%	50%
Throughput on $I$	17%	17%	-	-	25%	25%
Total throughput	56%	56%	-	-	75%	75%
Photometric ratio	0.44	0.44	-	-	0.5	0.5

**Table 2.** List of the targets observed at Paranal during July 2002 with IONIC and VINCI on the VLTI. The stellar angular diameters are extracted from the CHARM database (Richichi & Percheron 2002).

Target name	nb. of obs.	$mH$ [mag]	$mK$ [mag]	$\varnothing$ [mas]
24 Cap	3	0.72	0.52	$4.59 \pm 0.27$
58 Hya	4	1.20	1.11	$3.38 \pm 0.19$
$\alpha$ Aql	57	0.10	0.10	3.12
$\alpha^1$ Cen	3			$8.31 \pm 0.02$
$\alpha$ Eri	42	0.86	0.88	$1.91 \pm 0.15$
$\alpha$ Ind	81	0.77	0.69	$3.86 \pm 0.09$
$\alpha$ Psa	32	0.937	0.94	$2.39 \pm 0.45$
$\beta$ Ori	4	0.17	0.20	$2.77 \pm .03$
$\chi$ Phe	10	1.80	1.56	$3.69 \pm 0.03$
$\epsilon$ Eri	6	1.88	1.77	$2.15 \pm 0.06$
HR 6869	6	1.04	1.05	$2.98 \pm 0.03$
HR 74	2	1.09	1.03	
HR 7652	10	1.70	1.57	$2.69 \pm 0.06$
HR 8685	1	2.16	1.96	$2.10 \pm 0.11$
$\kappa^2$ Scl	3	2.47	2.39	$1.86 \pm 0.1$
$\lambda$ Sgr	1	0.43	0.33	$4.36 \pm 0.21$
$\lambda$ Car	2	1.18	1.04	
$\tau$ Aqr	1	0.42	0.31	$5.36 \pm 0.32$

OFF-SOURCE : a dark signal acquisition, without light injection into the IONIC beam combiner ; this dark signal was obtained by putting the shutters in front of the beams,

BEAM-A : a first calibration acquisition with light injection only in the  $A$  combiner input, in order to calibrate the flux ratio ( $\kappa_a$ ) between the interferometric output  $I$  and the photometric output  $P_a$  (see also Fig. 1 top),

BEAM-B : a second calibration acquisition with light injection only in the  $B$  combiner input, in order to calibrate the flux ratio ( $\kappa_b$ ) between the interferometric output  $I$  and the photometric output  $P_b$ ,

ON-SOURCE : a fringe acquisition, with injection in the two inputs  $A$  and  $B$ .

Each acquisition (individual file) is composed of 20, 100 or 500 scans of the optical path delay around the zero OPD.

### 3.2. Data processing

For a variable  $u$ , we define its estimators  $\hat{u}$  and its Wiener filtering estimators  $\hat{u}^w$ . In a first step, we calculate the

dark level in the OFF-SOURCE file.  $\hat{P}_a$ ,  $\hat{P}_b$  and  $\hat{I}$  are the values at the three component outputs corrected from the dark.

#### 3.2.1. Interferometric to photometric ratio

We define  $\kappa_i$  as the flux ratio between the photometric and the interferometric outputs for injection only in the associated beam. With an observation block,  $\kappa_a$  and  $\kappa_b$  could be determined in two different ways :

- with the ON-SOURCE file, by fitting the three light curves where  $x$  is the optical path delay :

$$\hat{I}^w(x) = \hat{\kappa}_a \cdot \hat{P}_a^w(x) + \hat{\kappa}_b \cdot \hat{P}_b^w(x) \quad (3)$$

- with the calibration files BEAM-A and BEAM-B by dividing the interferometric flux by the photometric one :

$$\hat{\kappa}'_i = \frac{\langle \hat{I} \rangle}{\langle \hat{P}_i \rangle} \quad (4)$$

Because the inverse Y junction combination introduces a loss of half of the flux in the interferometric waveguide, the theoretical value for  $\kappa_i$  is 0.5. In this paper, we analyze the  $\kappa_i$  values through three evolutionary times scales :

- The reading time of the sampling in the OPD scan ( $\sim 0.3\text{ms}$ ) which is faster than the turbulence fluctuation time ( $\sim 40\text{ms}$ ). It enables us to detect a possible correlation between the injection and the combiner properties.
- The time of an observation block ( $\sim 5\text{min}$ ). In this time-scale, the stability of the combiner is very important because the  $\kappa$  determined in the calibration acquisition is used in the next science acquisition.
- From night to night.

#### 3.2.2. Coherence factor

The data processing is illustrated with an example in Fig. 2. Let us define  $x$  as the optical path delay and  $\sigma$  the wavenumber. The relation between the different quantities for a single-mode interferogram is given by :

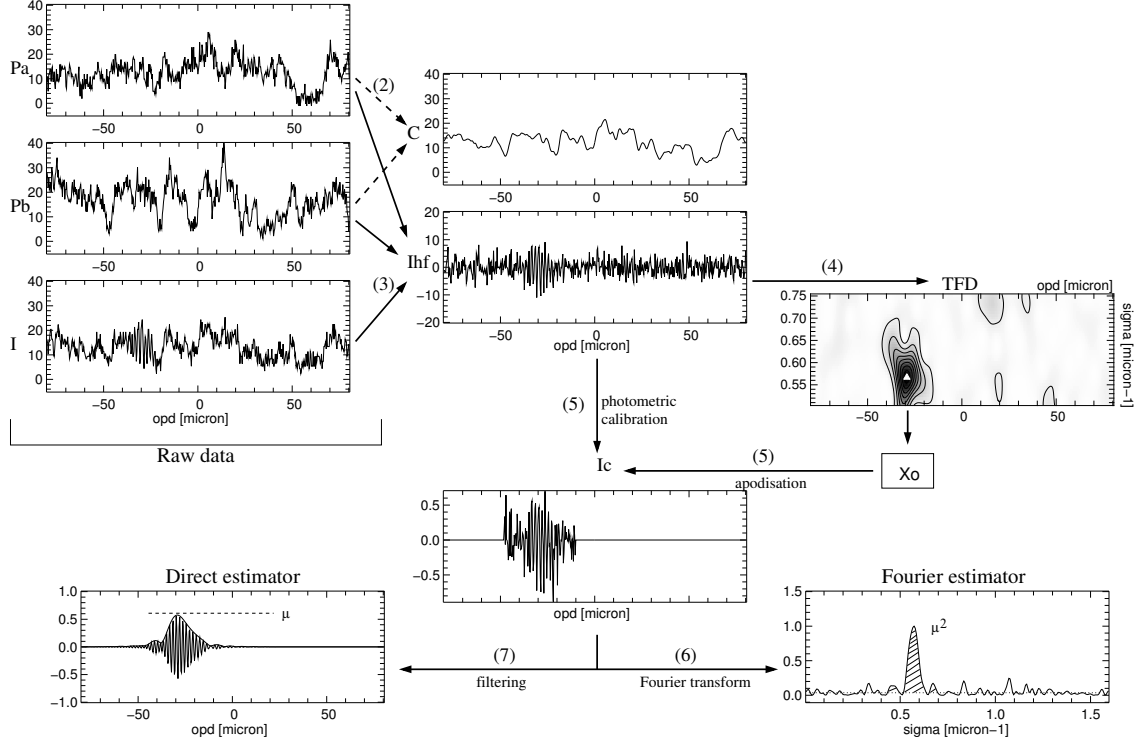
$$I(x) = \kappa_a \cdot P_a(x) + \kappa_b \cdot P_b(x) + I_{HF} \quad (5)$$

with :

$$I_{HF} = 2 \cdot \underbrace{\sqrt{\kappa_a \cdot P_a(x) \cdot \kappa_b \cdot P_b(x)}}_C \cdot \mu \cdot I_c(x) \quad (6)$$

4

J.B. LeBouquin et al.: An H-band IONIC combiner at the VLTI



**Fig. 2.** Diagram of the coherence factor data processing. The numbers in brackets refer to the steps detailed in the text (see Sec. 3.2.2).

where :

- $C$  is the coherent flux.
- $I_c(x)$  is the real part of the Fourier transform of the normalized spectral response of the interferometer  $T(\sigma)$  (product of H-band filter transmission by the star spectrum). Since the integral of  $T$  is normalized to one, we have  $I_c(0) = 1$ .
- $\mu$  is the average of the coherence factor through the spectral response of the interferometer.

To determine  $\mu$ , we use a data processing similar to the one described by Coude Du Foresto et al. (1997), as follows :

1. We determine the  $\hat{\kappa}_a$  and  $\hat{\kappa}_b$  ratios by Eq. 3.
2. We compute the geometric average of the photometric flux. We use Wiener filtered estimations to minimize the noise amplification in photometric calibration (division by  $C$ , see step 5) :

$$\hat{C}^w = 2 \cdot \sqrt{\hat{\kappa}_a \cdot \hat{P}_a^w \cdot \hat{\kappa}_b \cdot \hat{P}_b^w} \quad (7)$$

3. We calculate the highest frequency part of interferometric data. We do not use Wiener filtered estimations of  $P_a$  and  $P_b$  because these introduce a difference of noise power level between the photometric and other frequencies :

$$\hat{I}_{HF} = \hat{I} - (\hat{\kappa}_a \cdot \hat{P}_a + \hat{\kappa}_b \cdot \hat{P}_b) \quad (8)$$

4. Location of fringes : in order not to add noise that are located far from the interferogram in the OPD space, it is important to apodize  $I_{HF}$  around the fringe packet before performing the photometric calibration. We use a Time-Frequency Decomposition ( $TFD(\sigma, \tau)$ ) to find the location of the fringe packet with good accuracy.

$$TFD(\sigma, \tau) = TF_x \left\{ \hat{I}_{HF}(x) \cdot \exp\left(-\frac{(x - \tau)^2}{2 \cdot \Delta x^2}\right) \right\} \quad (9)$$

We use  $\Delta x = 10 \mu m$ . We call  $\sigma_0$  and  $x_0$  the coordinate of the maximum of  $|TFD(\sigma, \tau)|$ . This method is quite different from the wavelet transform because there is no energy conservation (Ségransan et al. 2003). Thus we cannot determine the coherence directly in this space but it enables us to find fringes that have moved in direct space (optical path delay due to the piston) and in the Fourier space (temporal derivative of the piston).

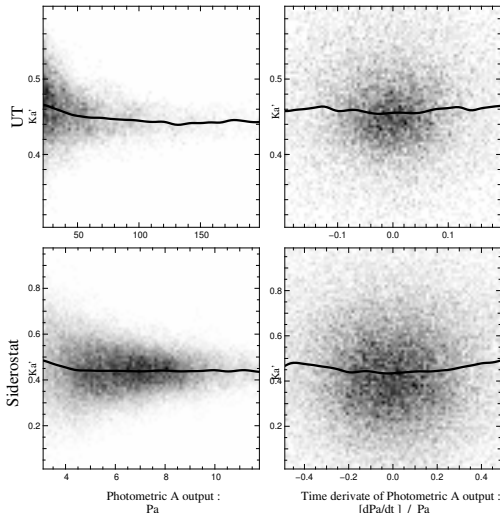
5. We apodize  $I_{HF}$  around  $x_0$  and we compute the clean interferogram  $\mu \cdot \hat{I}_c$  only in a small window. We use a  $\Delta x' = 40 \mu m$  window to be sure that the fringes are within the range :

$$\mu \cdot \hat{I}_c = \frac{\hat{I}_{HF}}{\hat{C}^w} \cdot \square_{\Delta x'}(x - x_0) \quad (10)$$

6. We calculate the Power Spectral Density  $\widehat{\mu \cdot \hat{I}_c}^2$  of  $\mu \cdot \hat{I}_c$ . After removing the noise power level, the integration of

J.B. LeBouquin et al.: An H-band IONIC combiner at the VLTI

5



**Fig. 3.** Cross-correlation of  $\kappa'_a$  with the estimator of injection : the flux (left) and normalized temporal derivative of the flux (right). The solid line is the vertical average of the diagram. Note the smaller dispersion of the data with the UTs (top) than with the siderostats (bottom) due to the smaller photon noise. Each figure corresponds to a BEAM A calibration file of 20 scans (10840 points) on  $\alpha$  Aql.

fringe energy gives access to  $\widehat{\mu}^2$  (see Coude Du Foresto et al. 1997 for a global explanation of the Fourier estimation). Note that this estimator should be calibrated by the square of the spectral shape of the global transmission.

$$\widehat{\mu}^2 = \frac{\int \widetilde{\mu \cdot I_c}^2 d\sigma}{\int T^2 d\sigma} \quad (11)$$

- The maximum of the fringe envelope gives access to a direct estimation of  $\mu$  without calibration by the spectral shape of the transmission. We calculate this envelope by filtering  $\widetilde{\mu \cdot I_c}$  around  $\sigma_0$  (which we call  $\{\widetilde{\mu \cdot I_c}\}_{\sigma_0}$ ) and taking the absolute value.

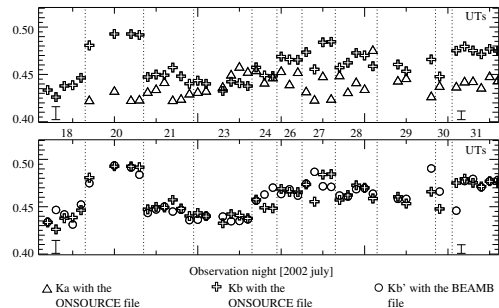
$$\widehat{\mu} = \max(|\{\widetilde{\mu \cdot I_c}\}_{\sigma_0}|) \quad (12)$$

- We use this process for all scans of each science acquisition. We call  $(\langle \widehat{\mu}^2 \rangle)^{0.5}$  the *Fourier Visibility Estimator* and  $\langle \widehat{\mu} \rangle$  the *Direct Visibility Estimator*, where  $\langle \rangle$  denotes an average on the scan. The error of the mean visibility is deduced from the dispersions between all scans divided by the square root of the number of accepted values.

## 4. Results and discussion

### 4.1. Modal filtering

The flux is a measurement of the injection conditions. The increase and decrease of the flux in one beam are due to the motion of a speckle at the fiber input, and a maximum is obtained when the speckle is centered on the fiber axis.



**Fig. 4.** Long time fluctuations of the  $\kappa$  ratio on  $\alpha$  Aql. Each point represents one observation and vertical lines separate the different nights. The last night was carried out on the Unit Telescopes UT1 and UT2. With the BEAM-B file,  $\kappa'_b$  is the average ratio of interferometric on photometric flux. With the ON-SOURCE file,  $\kappa_a$  and  $\kappa_b$  are estimated at the same time by a linear fit of the interferometric flux with the two photometric ones (see Sect. 3.2.1). The estimated error bars are plotted at the bottom left corner for the siderostats and at the bottom right for the UTs.

**Table 3.** Average flux ratio on  $\alpha$  Aql.  $\kappa$  is estimated with the ON-SOURCE acquisition (fluctuation fitting) and  $\kappa'$  with the BEAM-A / BEAM-B acquisitions. See Sect.3.2.1 for a global explanation of both methods and see Table 1 for laboratory data.

Value	average	rms
$x$	$\langle x \rangle$	$\sigma_x$
$\kappa_a$	0.44	0.03
$\kappa_b$	0.46	0.03
$\kappa'_a$	0.43	0.03
$\kappa'_b$	0.46	0.04
$\kappa'_a / \kappa_a$	1.03	0.09
$\kappa'_b / \kappa_b$	1.00	0.04

To test the modal filtering quality of our component, we use two estimators of the injection conditions :

- $P_a$  : the value of the flux, since high flux indicates a good injection and low flux indicates a tilted injection
- $[dP_a/dt]/P_a$  : the normalized temporal derivative of the flux that measures the speckle velocity.

We plot the  $\kappa'_a$  ratio versus both estimators of injection conditions (Fig. 3) and we compute the average  $\kappa'_a$  for each value of  $P_a$  and  $dP_a/dt$  (solid line). There is no evidence for a strong correlation. Since a Y junction is sensitive to the modal distribution in the input waveguide, the non-correlation between  $\kappa$  and injection condition allows us to claim that the wavefront is always single-mode before the Y junctions, and therefore that our fibered IO combiner ensures an unbiased modal filtering.

### 4.2. Stability - Long term fluctuations

For each observation block, we compute the Y junction flux ratio ( $\kappa$ ) with the interferometric acquisition ON-SOURCE and with the two calibration acquisitions

**Table 4.** Instrumental visibility with the IONIC component. We assume that stars are uniform disks and we take an effective wavelength of  $1.63\mu\text{m}$ . The angular diameters come from the CHARM database. This table summarizes the values of Fig. 5.

Target name	$\varnothing$ [mas]	Instrumental visibility
$\alpha$ Ind	3.86	$0.87 \pm 0.09$
$\alpha$ Aql	3.12	$0.86 \pm 0.09$
$\alpha$ Psa	2.39	$0.88 \pm 0.05$
LEONARDO	-	$0.33 \pm 0.06$

BEAM-A and BEAM-B. We summarize the values obtained on  $\alpha$  Aql in Fig. 4 and Table 3.

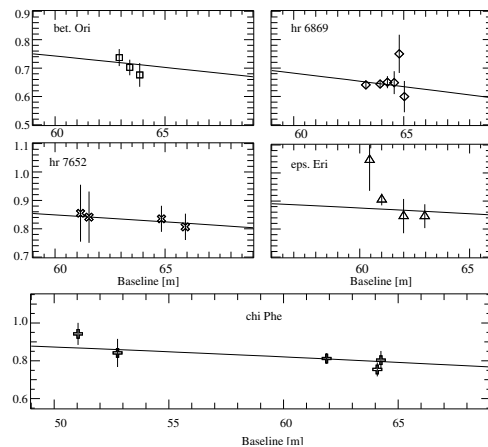
A single-mode excitation corresponds to a flux ratio of 0.5 in the first Y junction. But the reverse Y junction used for combination in the interferometric output introduces optical loss of about 5% maximum which therefore explains both the laboratory and the sky observed values of the  $\kappa$  ratio ( $\sim 0.45 \pm 0.02$ ). In Fig. 4 the variations higher than the error bars correspond to different nights, and so to different alignments. On the same night, the variations can be explained by difference of focus or sensitivity between the detector pixels since the detector support is slightly flexible and moves as a function of the nitrogen load. The two  $\kappa$  ratios should be calibrated from night to night.

The  $\kappa$  determinations in the interferometric file ON-SOURCE and in the calibration file BEAM-A and BEAM-B are very similar (at the level of  $\pm 1\%$ ). A systematic investigation of the different possibilities to recover the photometric channels directly from the interferometric one have been done by the VINCI team. This did not increase the accuracy of the  $\kappa$  measurement and this method will not work without turbulence (adaptive optics or internal source) because the fit in Eq. (3) is conditioned by the independent fluctuations of the flux in the two beams

#### 4.3. Instrumental visibility

The interferometric efficiency (so-called instrumental visibility or instrumental contrast) is defined as the ratio of the observed visibility and the theoretical visibility. We compute it with the different observations of  $\alpha$  Aql,  $\alpha$  Ind,  $\alpha$  Psa and with the internal light LEONARDO (Fig. 5). We assume an effective wavelength of  $1.63\mu\text{m}$  and the uniform disk angular diameters given in Table 4. The average instrumental visibility for each object is summarized in Table 4.

With the internal light LEONARDO, the instrumental visibility is very small ( $\sim 40\%$ ). The same visibility is observed with the MONA fiber combiner. This is due to polarization effects in the beam-splitter between LEONARDO and the combiner table. With the siderostats, the instrumental contrast is stable and reaches 87%, which is just 3% lower than the IONIC combiner test intrinsic visibility. The instrumental contrast with the UTs reaches 78%. A large dispersion in the data is observed



**Fig. 6.** Visibility obtained on different stars corrected for the instrumental visibility (87%) and fitted with the theoretical visibility derived from Table 5 (solid line).

**Table 5.** Angular diameters estimated from the IONIC measurements. We assume an instrumental visibility of 87% and an effective wavelength of  $1.63\mu\text{m}$ . The previous measurements are taken from the CHARM database. LBI is for *Long Baseline Interferometry* and SPE for *SPectroscopic Estimation*.

Target name	$\varnothing$ [mas]	previous measurement
HR 6869	$3.1 \pm 0.1$	$2.98 \pm 0.03$ (SPE)
$\beta$ Ori	$2.8 \pm 0.1$	$2.77 \pm 0.03$ (LBI)
$\chi$ Phe	$2.3 \pm 0.2$	$2.69 \pm 0.06$ (SPE)
HR 7652	$2.2 \pm 0.2$	$2.69 \pm 0.03$ (SPE)
$\epsilon$ Eri	$2.0 \pm 0.2$	$2.15 \pm 0.06$ (SPE)

in Fig. 5. It corresponds to the statistical dispersion of the visibility calculation, and can be explained by the low flux level for the siderostat data ( $\text{SNR} < 10$ ). On the contrary, the errors bars and the dispersion on UTs are much smaller ( $\sim 2\%$ ).

#### 4.4. Stellar diameters measurements

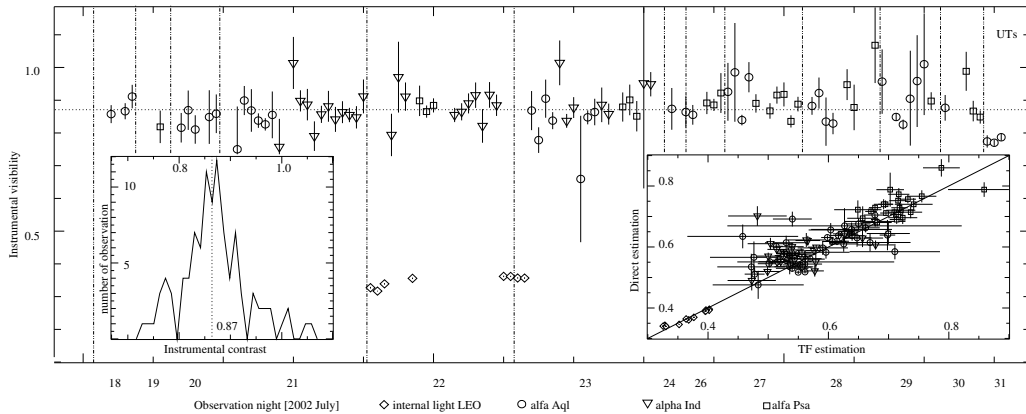
We compute the equivalent diameters for five stars observed with the IONIC combiner (Fig. 6 and Table 5). We assume an instrumental visibility of  $87 \pm 5\%$  and an effective wavelength of  $1.63\mu\text{m}$ . For HR 6869,  $\epsilon$  Eri and  $\beta$  Ori, we found the same diameter as previous measurements. For  $\chi$  Phe and HR 7652, we found quite different diameters than the spectroscopic estimations.

#### 4.5. Sensibility

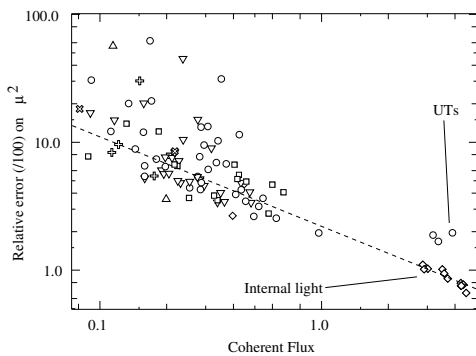
The accuracy of the mean visibility depends on the total coherent flux collected during the acquisition. Since the observation conditions were not similar for all files, we plot the relative error of the main visibility for each file versus the total coherent flux normalized to a reference file (100 scans on  $\alpha$  Aql with the siderostats,  $\mu = 0.7$ ). This file

J.B. LeBouquin et al.: An H-band IONIC combiner at the VLTI

7



**Fig. 5.** Instrumental visibility with the IONIC component during the different observation nights on 3 calibrators stars ( $\alpha$  Aql,  $\alpha$  Ind,  $\alpha$  Psa) and on the internal light LEONARDO. The last night (31) was carried out with the UTs. The dotted line is the average instrumental visibility on the sky with the siderostats. The histogram is plotted in the left sub-figure. The instrumental visibility is computed with the Fourier visibility estimator. The correlation between the *Direct* and *Fourier* estimator is plotted in the right sub-figure. We assume an effective wavelength of  $1.63\mu\text{m}$  and the uniform disk angular diameters of Table 4.



**Fig. 7.** Relative error in % of the mean visibility with the IONIC combiner versus the total coherent flux collected during the acquisition. X-axis units have normalized by the flux obtained on the best siderostat file (100 scans on  $\alpha$  Aql with a visibility of 0.7). The dash line represents a linear fit. The marker used are the same as for Fig.4.

corresponds to a correlated magnitude of  $mH_{Corr} = 0.8$ , which is the effective magnitude of the fringe part of the measured signal. This magnitude is defined as :

$$mH_{Corr} = -2.5 \text{Log}\left(10^{\frac{-mH}{2.5}} \cdot \mu^2\right) \quad (13)$$

In Fig.7, we see that the accuracy increases with the total coherent flux collected by the siderostats. The minimum relative error on the square visibility of the IONIC combiner on the sky is about 2%. Since the coherent flux is similar, the relative error on  $\alpha$  Aql with UTs is much larger than the one obtained on the internal light. This is due to the atmospheric optical path delay which damages the power spectral density. A relative accuracy of 10% was obtained for a coherent flux equivalent to 0.15 times the reference file. It corresponds to a correlated magnitude of  $mH_{Corr} = 2.8$ . In agreement with this, the faintest star

observed with the siderostats during the run was  $\kappa 2$  Scl ( $mH = 2.47$ ).

To determine the accuracy of IONIC with the UTs without adaptive optics (AO), we will use a comparison with the MONA fibered combiner. Because the 2 combiners are exactly in the same environment, we can expect that they have the same difference of efficiency between siderostats and UTs. With MONA, a relative accuracy of 10% with 100 scans is obtain for a  $mK_{Corr} = 4.3$  with the siderostats. On the other hand, the faintest star observed with the UTs without AO is HD112282 ( $mK = 7.7$ ,  $\mu^2 \sim 1$  and accuracy about 3% for 100 scans). It gives a difference of 3.4mag. Thus, fringes on an unresolved star with  $mH \sim 6$  could be record with the IONIC combiner and the UTs.

An optimization of the injection optics of VINCI to adapt them to the numerical aperture of the IONIC fiber could increase the sensitivity of the combiner by 50%. Note that this run was not performed to determine the limiting magnitude of IONIC.

## 5. Conclusions and perspectives

In this paper we present results obtained with the Very Large Telescope Interferometer Commissioning Instrument where the fiber interferometric coupler has been temporally replaced by an integrated optics beam combiner.

The VLTI has now access to the H-band for the commissioning and the scientific exploitation of a two-beam combination. The “plug and play” ability of IONIC allows one to switch easily between the K and the H band combiner without additional opto-mechanical changes. It is thus possible to do interferometric observations of the same object in the two bands at the VLTI site within a short time. The spatial resolution of the VLTI is increased by a factor of 1.38 by using the shorter wave-

length of the H band. The global intrinsic visibility of the total VLTI+IONIC optical train is better than 85%. The IONIC component ensures the combination with a good stability and unbiased photometric calibration which is necessary to determine the coherence factor with accuracy. The star diameter measurements are in agreement with previous ones. The best precision obtained on the visibility measurement is  $\sim 2\%$ . The accuracy is limited by the photon noise in the siderostats and by the atmospheric piston for the UTs. We extrapolate that a magnitude  $m_H \sim 6$  could be observed and processed with the UTs without adaptive optics. This allows us to measure visibility with a good accuracy, and so to detect features significantly smaller than the object angular extension.

Currently, the accuracy of the coherency measurement of IONIC is limited by the low flux in the instrument (a factor of 2mag between the VLTI throughput in H and K) and by the larger turbulence in H which reduces the efficiency of the photometric calibration. Some changes can strongly increase the performances of the actual two-beams IONIC combiner. First, an optimization of the injection optics of VINCI to adapt them to the numerical aperture of the IONIC fiber will increase the flux in the combiner by a factor of 1.5. Also, it is possible to directly image the output of the combiner on the detector. This solution avoids flux loss due to the output fibers and connections. Finally, the reverse Y-junction of the current IONIC combiner can be replaced by a coupler with two outputs in phase opposition. This will increase the coherent flux by a factor 2 (see Eq. 6) and simplify the fringe tracking and the continuum removal in the data processing.

It appears that integrated optics is a promising solution for the imaging mode of near-infrared interferometers (J to K bands) with a large number of baselines (Kern et al. 2003). The compactness of the planar optical component allows one to combine many beams in the same chip, which drastically reduces the instability and the required alignments. The observational strategies (number of baselines, wavelength, combination scheme...) can be adapted to the object thanks to the “plug and play” ability of IONIC combiners. Output beams of the planar component can act as the input slit of a spectrograph, avoiding complex anamorphic optics. Since integrated optics provides not only all the usual optical functions but also diffracting and dephasing ones, it is possible to produce a co-axial combination (like VINCI) as well as a multi-axial combination scheme (like AMBER). Thus, we propose this technique to combine the 8 telescopes of the entire VLTI array. The design of an IONIC chip to simultaneously combine four telescopes is already available.

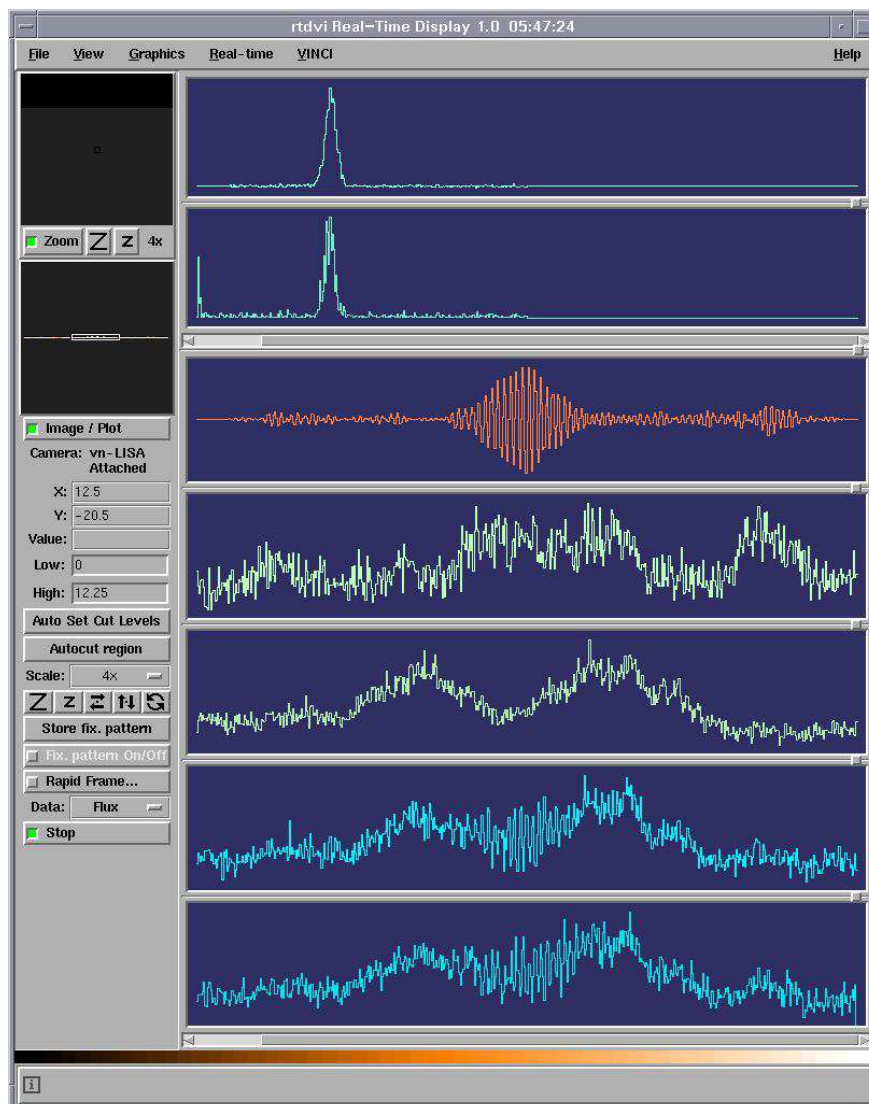
*Acknowledgements.* The authors want to thank Laurence Glück, Eric Tatulli and the ESO support for the observations. All the calculations and graphics were performed with the free software Yorick. This work is based on observations made with the European Southern Observatory telescopes obtained from the ESO/ST-ECF Science Archive Facility. This research has also made use of the SIMBAD database at CDS, Strasbourg (France).

## References

- Berger, J., Haguenaer, P., Kern, P. Y., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1099-1106 (2003)., 1099-1106
- Berger, J. P., Haguenaer, P., Kern, P., et al. 2001, *A&A*, 376, L31
- Coude Du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
- Glindemann, A., Algomedo, J., Amestica, R., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 89-100 (2003)., 89-100
- Haguenaer, P., Severi, M., Schanen-Duport, I., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4006*, p. 1107-1115, *Interferometry in Optical Astronomy*, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds., 1107-1115
- Kern, P. Y., Malbet, F., Berger, J., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 312-320 (2003)., 312-320
- Kervella, P., Gitton, P. B., Segransan, D., et al. 2003a, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 858-869 (2003)., 858-869
- Kervella, P., Thévenin, F., Morel, P., Bordé, P., & Di Folco, E. 2003b, *A&A*, 408, 681
- Leinert, C., Graser, U., Waters, L. B. F. M., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 893-904 (2003)., 893-904
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., et al. 1999, *A&AS*, 138, 135
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 924-933 (2003)., 924-933
- Pijpers, F. P., Teixeira, T. C., Garcia, P. J., et al. 2003, *A&A*, 406, L15
- Richichi, A. & Percheron, I. 2002, *A&A*, 386, 492
- Ségransan, D., Kervella, P., Forveille, T., & Queloz, D. 2003, *A&A*, 397, L5

## 4.7 Article: « Integrated optics for astronomical interferometry. VI. Coupling the light of the VLTI in K band »

Cet article présente la caractérisation du composant d'optique intégrée 2TK installé au VLTI pendant l'été 2004. Il correspond au travail présenté dans le chapitre 4. Il sera soumis en octobre à *Astron. & Astrophys.* (LEBOUQUIN *et al.* 2006).



First Fringes with AT1 and AT2

ESO PR Photo 07e/05 (14 March 2005)

© European Southern Observatory



**FIG. 4.22** – Premières franges sur les Télescopes Auxiliaire (ATs) du VLTI, obtenues avec le composant 2TK. On reconnaît la forme d'enveloppe particulière due à la dispersion. Une description complète de l'installation et des premières franges avec les ATs au VLTI peut être trouvé sur : <http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2005/pr-06-05.html>.



## Integrated optics for astronomical interferometry

### VI. Coupling the light of the VLTI in K band\*

J.B. LeBouquin<sup>1</sup>, P. Labeye<sup>2</sup>, L. Jocou<sup>1</sup>, F. Zabihian<sup>1</sup>, K. Rousselet-Perraut<sup>1</sup>, F. Malbet<sup>1</sup>, J.P. Berger<sup>1</sup>, P. Kern<sup>1</sup>,  
A. Delboulbé<sup>1</sup>, and A. Glindemann<sup>3</sup>

<sup>1</sup> LAOG - Laboratoire d'Astrophysique UMR UJF-CNRS 5571, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>2</sup> LETI, Laboratoire d'Electronique de Technologie et d'Information, CEA-Grenoble 17 rue des Martyrs, 38054 Cedex 9, France

<sup>3</sup> ESO - European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received / Accepted

**Abstract.** Integrated optics is not only a good concept for astronomical interferometry but also a working technique with high performances. We report the results obtained with the dedicated K-band integrated optics two-telescope beam combiner which now replaces the fiber coupler MONA in the VLTI/VINCI instrument. Using the commissioning data, we characterize the behaviour of this IO device and compare its properties to other single mode beam combiner like the previously used MONA fiber coupler. This combiner provides a high optical throughput, a contrast of 89% with a night-to-night stability of a few percent. Even if a dispersive phase is present, we show that it does not bias the measured Fourier visibility estimate. An upper limit of  $5 \times 10^{-3}$  for the cross-talk between linear polarization states has been measured. We take advantage of the intrinsic contrast stability to experiment a new astronomical procedure for calibrating diameters of simple stars by simultaneously fitting the instrumental contrast and the apparent stellar diameters. This method reaches an accuracy with diameter errors of the order of previous ones but without the need of an already known calibrator. These results are an important step of integrated optics, since they prove its maturity in a astronomical band where the technology have been specially developed for astronomical conveniences. It paves the road to incoming imaging interferometer projects.

**Key words.** Techniques:interferometric, Instrumentation:interferometers

#### 1. Introduction

Installed at the heart of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Glindemann et al. 2003), VINCI combines coherently the light coming from two telescopes in the infrared H and K bands. Among the most impressive astrophysical results is the measurements of very low mass stars diameters (Ségransan et al. 2003), the oblateness of the fast rotating star Archenar (Domiciano de Souza et al. 2003), the calibrations of the brightness-color relations of Cepheid (Kervella et al. 2004a) and its complementarity with asteroseismology to constrain the stellar structure (Pijpers et al. 2003). All of them benefit from high accuracy interferometric measurements, achieved in near-infrared by modal filtering of the corrugated wavefront and real time monitoring of the stellar flux injection (Coudé Du Foresto et al. 1997; Tatulli et al. 2004).

Malbet et al. (paper I: 1999) have suggested to combine beams with planar integrated optics (IO) components to take benefit of strong spatial filtering, stability and compactness. Afterwards, this technique has been successfully tested in laboratory (papers II and III: Haguenaer et al. 2000; Berger et al. 1999) and on the sky (paper IV: Berger et al. 2001).

In the framework of the IONIC activities, a collaboration was initiated in 2003 between LAOG and ESO interferometry group to implement an integrated optics beam combiner operating in the K band on the VLTI, sharing the VINCI optical interface. This proposal followed the study of the IO techniques towards the K band (paper V: Laurent et al. 2002) and a previous collaboration between the two institutes concerning an IO H band combiner (LeBouquin et al. 2004b).

In this paper, we report the validation of the new VINCI setup, equipped with a two-telescope IO coupler for the K band. In Sect. 2, we summarize the instrumental context, the observations and the data reduction techniques. Results are presented and discussed in Sect. 3. The intrinsic instrumental stability allows us to validate a new interferometric calibration technique, based on the simultaneous fit of the instrumental

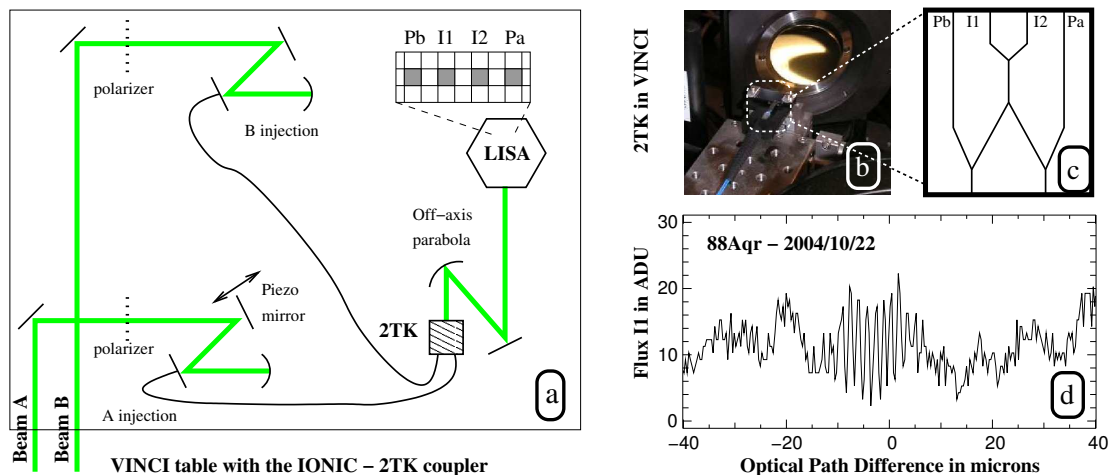
Send offprint requests to: J.B. LeBouquin

e-mail: jean-baptiste.lebouquin@obs.ujf-grenoble.fr

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, Paranal, Chile (public commissioning data)

2

J.B. LeBouquin et al.: Integrated optics for astronomical interferometry



**Fig. 1. a:** Layout of VINCI instrument where the MONA fibered coupler is replaced by the IONIC-2TK Integrated Optics coupler. The LISA detector array has been expanded to show the four pixels : Pa and Pb monitor the photometry and the fringes are recorded on I1 and I2. **b:** Picture of the IONIC-2TK coupler in front of the VINCI off-axis parabola. **c:** Sketch of the component with the two inputs (bottom) and the four outputs (top). **d:** Raw interferometric output I1 obtained in the K band on 88Aqr with the siderostats. Note the large fringe contrast even the photometry is not calibrated.

contrast and stellar apparent diameter as detailed in Sect. 4. Finally, perspectives of Integrated Optics in the framework of optical interferometry are discussed in Sect. 5.

## 2. Observational context

### 2.1. The VINCI + IONIC-2TK instrument

VINCI combines coherently the light coming from two telescopes of the VLTI array as detailed in Kervella et al. (2000). Figure 1 shows the sketch of VINCI: the two beams enter the instrument from the bottom of the figure. The light is injected into the fibers and then combined in a single mode coupler. The original device is a fibered coupler called MONA based on the same principle as the FLUOR instrument (Coudé Du Foresto et al. 1998). In 2003, an integrated optics combiner has been manufactured to allow operation in the H band (IONIC-2TH, LeBouquin et al. 2004b). The optical path difference (OPD) between the two beams is modulated to sweep through the interference fringes, that appear as temporal modulation. During the observations, a simple fringe packet centroiding algorithm is applied, removing the instrumental OPD drift.

The new integrated optics coupler (IONIC-2TK) has been manufactured by the LETI<sup>1</sup> with a silica on silicon technology. It is connected at the input by polarization-maintaining single mode fibers. Both the fibers and the component waveguide geometry are optimized for the K band, which is not the standard wavelength in telecoms. On the VINCI table, the chip replaces the bundle of fibers coming from the MONA box. Injection fibers of IONIC-2TK are fed by the off-axis parabolas and the component output is directly imaged on the LISA detector (see Fig. 1). The camera software has been modified to allow aligned pixel reading. Perfect superposition of the four spots

**Table 1.** List of VINCI with IONIC-2TK observations with the 30 cm siderostats. The diameters are extracted from the CHARM2 catalog (Richichi et al. 2005). \*LEO corresponds to the VLTI internal light called LEONARDO.

Date of obs.	Target name	Nb. of obs.	UD $\oslash$ [mas]
2004-08-19	LEO*	20	(with polarizers)
2004-08-22	$\lambda$ Sgr	2	$4.36 \pm 0.21$
-	$\theta$ Cen	1	$5.32 \pm 0.06$
-	$\alpha$ Eri	2	$1.91 \pm 0.15$
-	$\alpha$ Psa	2	$2.19 \pm 0.02$
-	$\chi$ Aqr	2	$6.70 \pm 0.15$
-	$\epsilon$ Sco	6	$5.83 \pm 0.06$
2004-10-08	88 Aqr	23	$3.24 \pm 0.20$
-	$\alpha$ Psa	23	
2004-10-09	88 Aqr	23	
-	$\alpha$ Psa	22	
2004-10-10	88 Aqr	21	
-	$\alpha$ Psa	19	
2004-10-11	88 Aqr	8	
-	$\alpha$ Psa	6	

into four pixels are impossible, due to an unsuitable magnification of the output optics. Since only the central pixel is read for each spot, a fraction of light is lost. Yet it has no drastic incidence on the VINCI operations.

### 2.2. Observations and data reduction

Table 1 summarizes the K band observations used to qualify VINCI with the IONIC-2TK coupler. During the commissioning (August, 2004), a strong flux unbalance appeared between the two siderostats. Therefore we observed only bright and well known stars, with many different apparent diameters. In

<sup>1</sup> CEA-LETI: <http://www-leti.cea.fr>

October 2004 the VLTI team observed 88Aqr and  $\alpha$  Psa consecutively for few days. Results presented in this paper also use previous observations done with MONA and IONIC-2TH couplers in the K and H band respectively. The assumed uniform disk diameters are extracted from the CHARM2 catalog (Richichi et al. 2005) except for  $\alpha$  Psa which has been measured by Di Folco et al. (2004) with a good accuracy.

We follow the data reduction procedure detailed in LeBouquin et al. (2004b), based on the Fourier technique introduced by Coudé Du Foresto et al. (1997). It gives access to the photometric extraction coefficients  $\kappa$ , the fringe contrast in the direct space  $\bar{\mu}$  and the fringe energy in the Fourier space  $\bar{\mu}^2$ .

### 3. Results

As far as an astronomer is concerned, the instrumental quantities of interest when dealing with a two-telescope interferometer are the optical throughput, the instrumental contrast, its stability and its chromatic and polarized response.

#### 3.1. Optical throughput and limiting magnitude

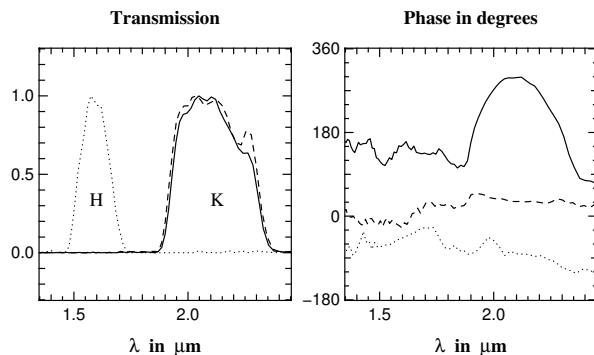
Including both coupling losses and component transmission, the total throughput of the IONIC-2TK combiner measured at the LAOG test bench reaches 70% (for 100 photons injected at the input, 70 are read on the detector). We also compare the recorded flux on each star with previous measurement obtained with the MONA coupler. The transmission of the VINCI + IONIC-2TK setup is at least equal to the VINCI + MONA one. The same un-balance between beam A and beam B is observed, which points out to a difference between the two arms before the focal instrument. The limiting magnitude of VINCI with the IONIC-2TK combiner is thus equal to the previous VINCI with MONA in the K band.

... Dear Andreas, could you confirm the limiting magnitude of  $K_{mag}=7.7$  with VINCI and the UTs without AO? The only information I have is the report of Pierre Kervella in August 2002 (VLT-TRE-ESO-15810-2867). ...

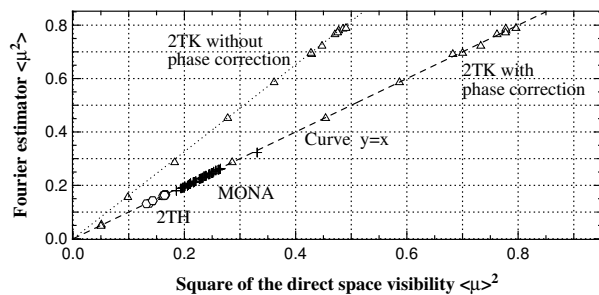
#### 3.2. Intrinsic contrast and stability

Testing the stability of the photometric extraction coefficients is not straightforward, since the obtained value takes into account the mixed contributions of the component, the opto-mechanic and the detector. Nevertheless, the measured coefficients are not correlated with the target, showing no chromatic dependence. The data dispersion during a typical night is within the error bars (about 1%) and the differences from night to night are explained by the optical re-alignments (LeBouquin et al. 2004b).

For each observation, the square instrumental contrast is estimated by dividing the measured square visibility (Fourier estimator) by the expected one on stars with known diameter. We take an effective wavelength of  $\lambda_0 = 2.178\mu\text{m}$  (Kervella et al. 2004b) and the uniform disk angular diameters of Table 1. Firstly, the instrumental contrast does not depend on the star at the precision level (Fig. 2, left). The dispersion is compatible



**Fig. 3.** Chromatic transmission (left) and phase (right) of VINCI analyzed in Fourier Transform Spectrometer mode. The couplers used are IONIC-2TH (dot, 2002/07/23), MONA (dash, 2004/07/19) and IONIC-2TK (solid, 2004/08/19). The transmission is normalized by its maximum in the considered band.



**Fig. 4.** Fourier estimator  $\bar{\mu}^2$  versus direct space estimator  $\bar{\mu}^2$  of the square visibility for different VINCI setups fed with the internal light. With the IONIC-2TK coupler, the direct space estimation is performed with and without dispersion correction (see Sect. 3.3). Error bars are within the symbol size. The dash curve is  $y = x$ .

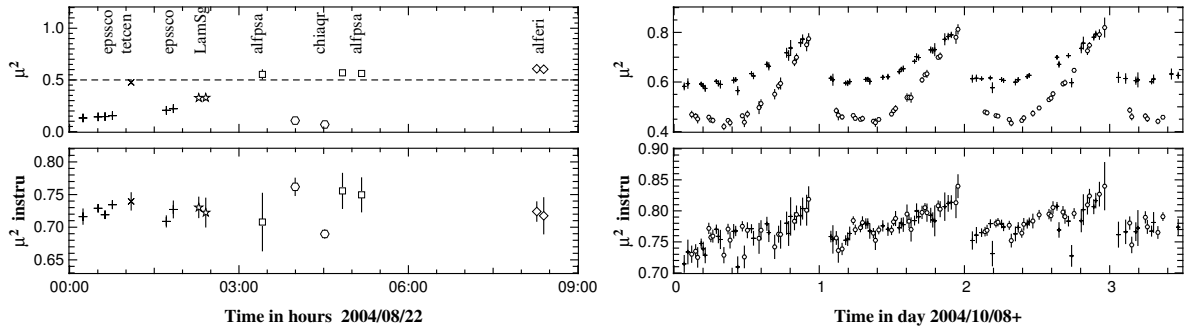
with the errors bars. Secondly, the instrument is stable from night to night (Fig. 2, right). The variations can be explained by different night qualities and are strongly correlated to the atmospheric coherence time recorded in real time at Paranal. The instrumental contrast during the commissioning week of August 2004 was 84% ( $\mu^2 = 0.7$ ) and reaches 89% ( $\mu^2 = 0.8$ ) in the October 2004 data, to be compared with the 95% measured in the LAOG laboratory. Between these two data set, the total flux and the beam balance have been strongly improved, pointing that the instrumental contrast evolution is most probably due to the VLTI than to the combiner.

#### 3.3. Chromatic transmission and phase

With the internal light, VINCI becomes a simple Michelson interferometer and can be used as a Fourier Transform Spectrometer to explore its own chromatic response. Spectra for different instrumental setups are displayed in Figure 3. These curves depend on the combiner and fiber transmissions, but also on the filter used and the spectral behavior of the internal light. Therefore, we focus on differences between the setups.

4

J.B. LeBouquin et al.: Integrated optics for astronomical interferometry



**Fig. 2.** Fourier estimator of the square visibilities ( $\overline{\mu^2}$ , top) and corresponding instrumental square visibilities (bottom) observed with VINCI + IONIC-2TK and the siderostats. The data of October 2004 on 88Aqr (circles) and  $\alpha$ Psa (crosses) for four consecutive nights show the effect of the earth rotation synthesis. We assume an effective wavelength of  $\lambda_0 = 2.178\mu\text{m}$  and the uniform disk angular diameters of Table 1. When not seen, errors bars are within the symbol sizes.

The transmitted spectral shape is similar for MONA and IONIC-2TK coupler (left panel). The phase of MONA and IONIC-2TK are really constant over the transmitted band while it is no longer true for the IONIC-2TK (right panel). The origin of this instrumental phase is not clear but its parabolic profile points out to dispersion in the fibers. Using the expression given by Coudé Du Foresto et al. (1995) and a standard dispersive coefficient of  $D = 50 \text{ ps/nm/km}$  for the silica, we find an optical length difference of  $\Delta L = 9 \text{ mm}$ . This particularly large value cannot only be explained by a geometrical deformation of the fibers and we should also incriminate a difference of the silica optical index, probably because the fibers are constrained.

Figure 4 shows that MONA and IONIC-2TK match a linear relation close to  $\overline{\mu^2} = \overline{\mu^2}$ . It is not yet true for IONIC-2TK. We re-compute the direct space visibilities with a *dispersion corrected* estimator. The phase under the Fourier peak at the fringe frequencies is removed by a second order polynomial fit, before taking the maximum of the packet envelope in the direct space. The Fourier square visibility  $\overline{\mu^2}$  is not modified by this operation. When correcting the dispersion, the IONIC-2TK combiner catches up the linear relation  $y = x$  (Figure 4).

The contrast is thus modified *only* by a dispersive phase, which does not affect the classical Fourier estimators. The standard data reduction software of VINCI is therefore not biased. Nevertheless, attention has to be paid on the wavelet algorithm (Kervella et al. 2004b), because some selection criteria use the spectro-temporel fringe shape, which is affected by the dispersion. The spread of the fringe packet in the OPD space may reduce the efficiency of the VINCI fringe tracking method. In practice, this is not true because the direct space contrast remains better with IONIC-2TK than with MONA. We checked that the spread of the fringe packet is not large enough to bias the Fourier estimation because of the finite OPD modulation.

### 3.4. Polarization

When rotating polarizers in Beam A, the integrated flux on  $5 \times 5$  pixels around the Pa output spot remains constant, even the flux on the central pixel changes by a factor 3. This behavior is repeatable and correlated to the input polarization angle. A

small difference of a fraction of pixel of spot position between the two polarization states could explain the variations. This effect is never seen on the other outputs or with the polarizer in Beam B. The classical photometric calibration removes its influence on the data.

Placing the two polarizers in the two input beams allows to explore the polarization properties of VINCI. The polarization angle on Beam B was always set to  $225^\circ$  (direction of source polarization). By rotating the polarizer in Beam A, the square visibility decreases to  $\overline{\mu^2} = 0.005$ . It corresponds to an equivalent polarization cross-talk that could be explained by the non-perfect extinction of the polarizers for wavelengths smaller than  $2\mu\text{m}$  and by neutral axis alignment.  $5 \times 10^{-3}$  is thus an upper limit accuracy of the VINCI + IONIC-2TK polarization cross-talk.

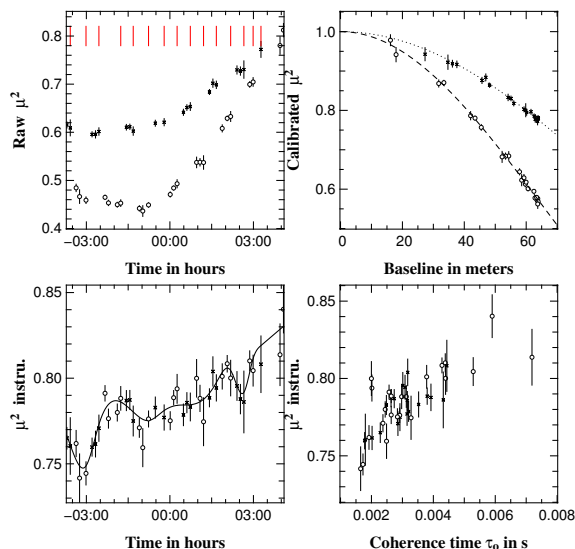
### 3.5. Behavior of the Integrated Optics coupler

A faint fringe packet has been observed in the two photometric outputs Pa and Pb of the 2TK coupler when modulating the OPD and when flux is injected in the two inputs. The packet is at the same position as the scientific fringes recorded in the interferometric outputs I1 and I2. Its contrast of approximately 1% points out to a flux cross-talk inside the component at the  $10^{-4}$  level. These fringes have no incidence on the VINCI results since they are removed by the Wiener filtering in the standard data reduction procedure described by Kervella et al. (2004b).

## 4. Self determination of stellar diameters

With the following assumptions, it becomes possible to recover simultaneously the system contrast *and* the stellar diameters without the need of external calibrators :

- Different objects should be observed and they should be well modeled with uniform disks.
- The visibilities should sample a large range of spatial frequencies.
- The instrumental contrast should remain identical, or at least strongly correlated, for visibilities taken successively



**Fig. 5.** Simultaneous fit of the system contrast (solid line) and the stellar diameters of 88 Aqr (circles, dash lines) and  $\alpha$  Psa (crosses, dot line). **Top-Left:** Raw square visibilities versus the time. The degrees of freedom of the spline function are represented by the verticals solid lines. **Bottom-Left:** Recovered instrumental square contrast and results of the fit versus the time. **Top-Right:** Recovered calibrated square visibilities and results of the fit versus the projected baseline. **Bottom-Right:** Recovered instrumental square contrast versus the coherence time  $\tau_0$ .

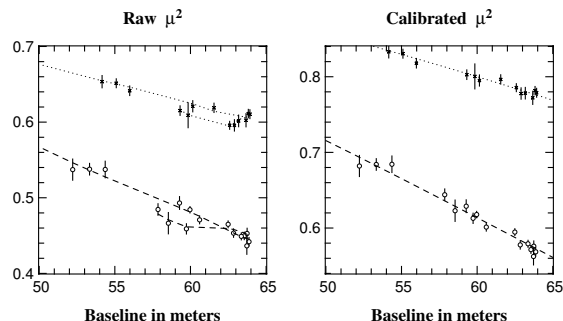
**Table 2.** Best simultaneous fit of the uniform disk diameters. The reduced  $\chi^2$  is defined as the square distance between measure and best fit divided by the difference between number of degrees of freedom and number of measures.

Model	$\alpha$ Psa	88 Aqr	$\chi^2$
Previous	$2.19 \pm 0.02$	$3.24 \pm 0.20$	
#1: Linear $\mu_{instru}^2$	$2.25 \pm 0.06$	$3.26 \pm 0.05$	1.1
#2: Spline $\mu_{instru}^2$	$2.23 \pm 0.07$	$3.26 \pm 0.06$	0.51

on the different objects. Therefore the instrumental contrast can be modeled with a few number of degrees of freedom.

Taking advantage of the high internal stability, we propose to test this technique on data obtained with the new VINCI setup during the 2004 October 9 night. We used two models of the atmospheric contrast : #1 a linear relation with time (two degrees of freedom) ; #2 a spline function with 14 degrees of freedom, about one per object switch. Like this the atmospheric contrast is constrained by the observation of the two stars.

We use the Fourier estimator of the visibilities, we assume an effective wavelength of  $\lambda_0 = 2.178\mu\text{m}$  and we start with unrealistic diameters of 3mas. The best fit parameters are summarized in Table 2 and results of model #2 are displayed in Figure 5. Errors bars contain both the statistic and systematic errors. The reduced  $\chi^2$  clearly decreases between model #1 and #2, showing that the instrumental contrast is better recovered with the spline function (Fig. 5, bottom-left). These variations can be explained by the evolution of the coherence



**Fig. 6.** Raw square visibilities (Left) and calibrated square visibilities (Right) versus the projected baseline in meter for 88Aqr (circles, dash lines) and  $\alpha$ Psa (crosses, dot line). The lines corresponds to the recovered uniform disk diameters (right) and the same divided by the recovered “real-time” square instrumental contrast (left).

time during the night (Fig. 5, bottom-right). When taking into account these variations, the visibilities of both objects versus the baseline catch up the slope of a uniform disk (Fig. 6). The best accuracy is achieved with model #1, but results are probably less biased with model #2. Complete theoretical study of the method is beyond the scope of this paper, and we focus on the astrophysical results. Stellar diameter of  $\alpha$  Psa is consistent with previous interferometric measurements (Di Folco et al. 2004). For 88 Aqr, we found an uniform disk diameter of  $3.26 \pm 0.05\text{mas}$ , in agreement with previous photometric estimations and with the  $3.22 \pm 0.04\text{mas}$  that we obtained with the classical calibration method (assuming a uniform disk diameter of  $2.19 \pm 0.02\text{mas}$  for  $\alpha$  Psa as calibrator).

The main interest of this technique is to provide a new estimation of the recovered quantities : instrumental contrast and stellar diameter does not depend on previously measured diameter. It can be applied only to close stars, partially resolved and with largest super-synthesis effect. A first application could be to check the diameters consistency of important interferometric calibrators. Because this method requires a strong intrinsic stability, the new VINCI + IONIC-2TK setup is a well suited instrument, as illustrated in this paper.

## 5. Conclusions and perspectives

We have characterized the new setup of the VINCI instrument, equipped with an Integrated Optics component for the K band. First, we show that VINCI keeps the same limiting magnitude. Coupled with a good stability and a high instrumental contrast, it makes VINCI an interesting instrument to perform observations on faint objects. Then, we have explored its chromatic response by Fourier Transform Spectrometry. A strong dispersive phase is present but does not bias the measured square visibility by the classical Fourier estimation. Nevertheless, careful attention has to be paid to the selection criteria of the Wavelet algorithm developed by Kervella et al. (2004b) because the spectro-temporal fringe shape is slightly spread over more frequencies and times. Finally, we find an upper limit of  $5 \times 10^{-3}$  for the cross-talk between linear polarization states.

The intrinsic stability of the whole instrumental chain VLTI + VINCI + IONIC-2TK allows us to try a new calibration technique, based on the simultaneous fit of the atmospheric contrast and stellar apparent diameter. We validate it with two well known stars. The recovered fit parameters are all consistent. We emphasize that this technique thus proves the interferometric quality and stability of VINCI.

These results are an important step for the development of Integrated Optics for astronomical interferometry. Previous works were all performed to validate the technologies or to test the performances in shared risk programs. For the first time, a component have been designed, manufactured and commissioned to answer an astrophysical institute request. Because of the lack of telecom or metrology application at  $2\mu\text{m}$ , the K band component used have been especially developed for astronomical convenience, proving the maturity of the technique.

In the future, the goal is to combine the entire VLTI array and to disperse the light in order to have spectro-imaging abilities. Integrated optics is certainly a promising solution (Kern et al. 2003). The compactness of the planar optical component allows one to combine many beams in the same chip, which drastically reduces the instability and the required alignments. The observational strategies (number of baselines, wavelength, combination scheme...) can be adapted to the object thanks to the “plug and play” ability of IO combiners. Output beams of the planar component can act as the input slit of a spectrograph, avoiding complex anamorphic optics.

In this context, we develop a IO chip which combines four beams with a very photon efficient concept : it allows to measure the six complex coherencies with only 24 pixels and without external OPD modulation (LeBouquin et al. 2004a). This component is already under promising tests at the LAOG optical bench and could be a key part for incoming imaging interferometer projects such as VITRUV (Malbet et al. 2004).

*Acknowledgements.* This work was partially funded by the French spatial agency CNES and by the CNRS/INSU. The authors want to thank the ESO support for the observations, especially Markus Schöller, Fredrik Rantakyro, Martin Vannier and Bertrand Bauvir. This work is based on observations made with the European Southern Observatory telescopes obtained from the ESO/ST-ECF Science Archive Facility. This research has also made use of the SIMBAD database at CDS, Strasbourg (France) and the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System (ADS). All the calculations and graphics were performed with the freeware Yorick<sup>2</sup>.

## References

- Berger, J. P., Haguenauser, P., Kern, P., et al. 2001, *A&A*, 376, L31
- Berger, J. P., Rousset-Perraut, K., Kern, P., et al. 1999, *A&AS*, 139, 173
- Coudé Du Foresto, V., Perrin, G., & Boccas, M. 1995, *A&A*, 293, 278
- Coudé Du Foresto, V., Perrin, G., Ruilier, C., et al. 1998, in *Proc. SPIE Vol. 3350*, p. 856-863, *Astronomical Interferometry*, Robert D. Reasenberg; Ed., 856–863
- Coudé Du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Di Folco, E., Thévenin, F., Kervella, P., et al. 2004, *A&A*, 426, 601
- Domiciano de Souza, A., Kervella, P., Jankov, S., et al. 2003, *A&A*, 407, L47
- Glindemann, A., Algomedo, J., Amestica, R., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4838, pp. 89-100 (2003), 89–100
- Haguenauser, P., Berger, J., Rousset-Perraut, K., et al. 2000, *Appl. Opt.*, 39, 2130
- Kern, P. Y., Malbet, F., Berger, J., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4838, pp. 312-320 (2003), 312–320
- Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., et al. 2004a, *A&A*, 428, 587
- Kervella, P., Coude du Foresto, V., Glindemann, A., & Hofmann, R. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4006*, p. 31-42, *Interferometry in Optical Astronomy*, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds., 31–42
- Kervella, P., Ségransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, *A&A*, 425, 1161
- Laurent, E., Rousset-Perraut, K., Benech, P., et al. 2002, *A&A*, 390, 1171
- LeBouquin, J.-B., Berger, J., Labeye, P., et al. 2004a, in *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub., 1362–+
- LeBouquin, J.-B., Rousset-Perraut, K., Kern, P., et al. 2004b, *A&A*, 424, 719
- Malbet, F., Berger, J., Kern, P. Y., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA: The International Society for Optical Engineering, 2004., p.439, 439–+
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., et al. 1999, *A&AS*, 138, 135
- Pijpers, F. P., Teixeira, T. C., Garcia, P. J., et al. 2003, *A&A*, 406, L15
- Richichi, A., Percheron, I., & Khristoforova, M. 2005, *A&A*, 431, 773
- Ségransan, D., Kervella, P., Forveille, T., & Queloz, D. 2003, *A&A*, 397, L5
- Tatulli, E., Mège, P., & Chelli, A. 2004, *A&A*, 418, 1179

<sup>2</sup> <ftp://ftp-icf.llnl.gov/pub/Yorick/doc/index.html>



# Chapitre 5

## Vers le multi-télescopes !

### 5.1 Introduction

En 2006, les premières observations routinières d'AMBER avec les 3 télescopes auxiliaires (ATs) rappellerons les conditions d'imagerie interférométrique du Plateau de Bure (PdBI) à ses débuts en 1988. Le VLTI et PdBI possèdent des longueurs de bases similaires ( $\sim 200\text{m}$ ) ; mais parce qu'il fonctionne dans des longueurs d'onde 1000 fois plus courtes, la résolution angulaire du VLTI sera 1000 fois plus perçante<sup>1</sup>. En 1988, chaque image du PdBI utilisait un total de 6 configurations différentes associées à la rotation diurne (effet de super-synthèse). Appliqué à l'optique, cela représente un minimum de 6 nuits d'observations. Imager des sources compactes avec AMBER est donc possible mais particulièrement « gourmand » en temps de télescopes (THIÉBAUT *et al.* 2003; TATULLI *et al.* 2004b), le déplacement des ATs représentant de plus un effort important. Par la suite, le nombre d'antennes du PdBI a été porté progressivement jusqu'à 6. Grâce à ce gain très important en terme de remplissage du plan (u,v), l'instrument est maintenant capable de fournir de manière routinière des images en moins d'une journée sans avoir à reconfigurer son réseau. C'est ce pas majeur que doit franchir l'imagerie par synthèse d'ouverture optique.

#### 5.1.1 Le projet VITRUV

Dans le cadre de la seconde génération d'instrument, le projet VITRUV propose de tirer profit au maximum des capacités d'imagerie du site de Paranal (MALBET *et al.* 2004). Les objectifs scientifiques se focalisent sur l'étude de la cinématique et la morphologie des sources astrophysiques compactes aux longueurs d'ondes optiques comme les environnements de noyaux actifs de galaxies (AGN), les régions de formation stellaire, les surfaces stellaires et les environnements circumstellaires. Comme produit final, l'instrument devrait délivrer aux observateurs des images à haute résolution angulaire obtenues par synthèse d'ouverture. Les spécifications scientifiques envisagées sont les suivantes :

---

<sup>1</sup>Le VLTI utilise le domaine de l'infrarouge proche entre 1 et  $10\mu\text{m}$ , ce qui lui confère une résolution angulaire proche de  $1\text{mas}$  tandis que le PdBI utilise le domaine millimétrique et possède une résolution angulaire de la seconde d'arc.



**Résolution temporelle :** VITRUV devrait fournir une image par nuit sans avoir à déplacer les télescopes auxiliaires. La qualité des images reconstruites dépendrait néanmoins de la déclinaison des cibles puisque l'effet de super-synthèse serait pleinement exploité.

**Résolution spectrale :** VITRUV pourrait être utilisé avec différentes résolutions spectrales. Les objectifs scientifiques semblent nécessiter un mode basse résolution pour l'imagerie dans le continu ( $R \sim 100$ ), un mode résolution moyenne pour l'imagerie des raies en émission ( $R \sim 1500$ ) et un mode haute résolution pour l'étude des surfaces stellaires, l'imagerie Doppler-interférométrique et l'analyse de la cinématique des raies ( $R > 10000$ ).

**Couverture spectrale :** La couverture spectrale se concentre sur les bandes de l'infrarouge proche J, H et K; avec une extension envisagée vers le visible (R et I) ainsi que vers la bande L. Le visible permet d'améliorer la résolution angulaire de l'instrument et donne accès à des raies d'intérêt astrophysique indéniable comme  $H\alpha$  et le triplet du Calcium. La bande L permet l'étude des cycles aromatiques hydro-carbonés (PAHs) et des nanodiamants.

### Étude système : prérequis et objectifs

Le Groupe Système VITRUV<sup>2</sup> a réalisé une première analyse fonctionnelle de l'instrument qui a permis de dégager la liste des sous-systèmes : transport des faisceaux, injection dans les fibres, recombinaison en optique intégrée, dispersion, éventuellement analyse de la polarisation, détection et logiciel de contrôle. Les outils de réduction des données en facteurs de cohérence puis de reconstruction d'images sont aussi inclus dans l'instrument. Le Groupe Système s'attelle maintenant à la spécification de chacun des sous-système avec comme objectifs de :

1. fournir à la communauté un spectro-imageur à haute résolution angulaire, à haute résolution spectrale et à haute dynamique ;
2. fournir à l'équipe du VLTI un instrument compact, stable, simple à maintenir et à utiliser ;
3. démontrer que VITRUV peut être le spectro-imageur de l'expérience PRIMA.

Dans ce contexte, nous avons commencé par définir une liste de prérequis : VITRUV est un instrument imageur indirect qui mesure la cohérence du champ électrique selon différentes lignes de base ; VITRUV doit être capable de recombinaison 4 à 8 faisceaux ; VITRUV est un instrument monomode dédié à l'interférométrie haute précision sur des sources non ou partiellement résolues ; VITRUV doit fonctionner de 1 à  $2.5\mu\text{m}$  et si possible de 0.5 à  $5\mu\text{m}$ . L'optique intégrée est la solution envisagée à ce jour pour répondre aux objectifs, tant astrophysiques que techniques.

#### 5.1.2 Mon implication

Le document joint VIT-SYS-001 (Annexe C) synthétise les questions qui ressortent de l'étude menée par le Groupe Système. Je suis intervenu à différents points de la réflexion. Dans cette partie, je me focalise plus particulièrement sur les questions liées à la recombinaison des faisceaux (notation du document) :

---

<sup>2</sup>Le Groupe Système se compose de : J.-P. Berger, J.-B. LeBouquin, E. Tatulli, K. Perraut, P. Labeye... L'état de l'art de l'étude peut être trouvé dans le document remis au JRA4 dans le cadre du « work package 1.1 » (JRA4-PLA-2530-0001) et présenté au colloque « VLTI-2sd generation » (Garching, avril 2005).

- **question 8.** : Quels sont les besoins en terme de calibration photométrique ? de calibration variable ? Comment cela évolue avec le nombre de télescopes ?
- **question 9.** : Quel est le meilleur schéma de recombinaison d'un point de vue rapport signal à bruit ? Comment cela évolue avec le nombre de télescopes ?

## 5.2 Comparaison des recombineurs monomodes

Lorsque l'on augmente le nombre d'ouvertures, les systèmes de transport et de mise en forme des faisceaux peuvent être répliqués : une solution adaptée à un interféromètre 2T peut être appliquée à un instrument imageur (télescopes, lignes à retard, compensateurs de dispersion...). A l'inverse, le recombineur interférométrique voit ses caractéristiques complètement changées : recombinaison de 6 télescopes ne se résume pas à juxtaposer trois instruments à 2 télescopes. Ce point a été abordé par SHAKLAN (1989) dans le cadre des recombineurs à fibres. L'auteur propose différents schémas et les compare en termes de difficulté technique et d'efficacité interférométrique. Notre objectif est d'étendre cette étude aux recombineurs en optique intégrée. A la différence de l'optique fibrée, l'optique intégrée permet de réaliser de nombreuses fonctions (jonctions Y, coupleurs, cavités multimodes, déphaseurs...) et autorise ainsi un grand nombre de concepts (BERGER *et al.* 2000). Les différentes étapes de notre travail seront donc les suivantes :

1. Établir une classification des différents concepts, définir les paramètres instrumentaux propres à chaque concept (Section 5.2.1).
2. Fournir les outils pour comparer quantitativement les différentes solutions (Section 5.2.2).
3. Déterminer les « valeurs typiques » des paramètres instrumentaux, en se basant sur l'étude des solutions techniques réalistes en optique intégrée (Section 5.2.3).
4. Conclure dans le cadre du projet VITRUV (Section 5.2.4).

### Hypothèses

Notre travail se limite aux recombineurs monomodes en optique intégrée, bien que de nombreux aspects soient plus général. Nous nous focalisons sur les recombineurs permettant de mesurer le facteur de cohérence complexe de toutes les bases car on cherche à réaliser un instrument imageur et à « rentabiliser » l'utilisation de l'infrastructure interférométrique<sup>3</sup>. La photométrie de chaque faisceau doit pouvoir être déterminée simultanément et indépendamment du flux cohérent de chaque base, afin d'atteindre des précisions de 1% (COUDÉ DU FORESTO 1997). Les franges sont supposées cophasées au moins sur le temps typique de lecture. L'étude doit nous permettre de quantifier cette durée, qui est principalement limité par la magnitude de la source et/ou le nombre de pixel à lire.

L'étude ne doit pas se limiter à ce qui est techniquement réalisable mais essayer d'explorer le maximum de concepts. La méthode d'analyse doit être assez souple/générale pour suivre l'avancement des travaux connexes (technologie d'optique intégrée, développement des sous-systèmes du

---

<sup>3</sup>L'utilisation des télescopes de 8m s'effectue au détriment du temps scientifique sur les instruments non interférométriques. Dans le cas des AT (dédiés à l'interférométrie), l'acquisition d'un télescope auxiliaire supplémentaire nécessite la réalisation de toute une chaîne de transport des faisceaux coûteuse (ligne à retard, tip-tilt...). La présence d'une ouverture supplémentaire doit donc être pleinement exploitée.

VLTI, choix des algorithmes de traitement...). En même temps, l'étude doit être assez détaillée pour conclure sur des recommandations précises au groupe système VITRUV.

### 5.2.1 Classification des concepts

La classification habituelle des différents concepts est directement héritée des recombineurs multimodes en optique de volume. Elle consiste à trier les solutions selon trois critères :

1. Le schéma de recombinaison, c'est-à-dire la stratégie mise en oeuvre pour mesurer indépendamment la cohérence des différentes bases.
2. Le plan optique dans lequel sont superposés les faisceaux : plan pupille ou plan image. Faire l'image d'un plan pupille recombinaison est différent de recombinaison les images.
3. La manière dont la modulation est introduite entre les faisceaux : temporelle (co-axial) ou spatiale (multiaxial).

Cette grille de lecture donne les types de recombinaison décrits par MARIOTTI (1992). Dans le cas des instruments monomodes, la structure spatiale du champ électrique ne contient pas d'information. La notion même de pupille et d'image n'est plus adaptée et il est préférable de parler d'un unique plan modal, propagé dans toute la structure optique (MÈGE 2003). Je propose donc de classer les concepts suivant deux critères : le schéma de recombinaison et le type de modulation.

#### Schéma de recombinaison

Pour les deux schémas de recombinaison possibles (par-paire et tout-en-un) nous allons déterminer  $\tau_{int}$ , la fraction de flux utilisée pour former les franges ;  $n_{cont}$ , le nombre de télescopes qui contribuent au continuum de l'interférogramme et  $f_{max}$ , le rapport entre la fréquence des franges la plus haute et la plus faible.

##### *Par-paire*

Les télescopes sont recombinaison base par base. Avec au moins 3 télescopes, il est possible de retrouver les photométries à partir des mesures de chaque sous-recombineur<sup>4</sup> sans avoir à ajouter de voies dédiées. Le flux utilisé pour former les franges est donc multiplié par  $\tau_{int} = 1/(n_{tel} - 1)$  et deux télescopes contribuent au fond continu de l'interférogramme :  $n_{cont} = 2$ .

Si la modulation est effectuée *après* la séparation des faisceaux, toutes les bases peuvent être modulées à la même fréquence :  $f_{max} = 1$  (Figure 5.1, à droite). Une telle modulation, ayant lieu dans l'optique monomode, sera dite interne. Si la modulation a lieu *avant* la séparation des faisceaux, le rapport entre la fréquence la plus haute et la plus basse est  $f_{max} = n_{tel} - 1$  (Figure 5.1, à gauche). Cette modulation, dite externe, peut être réalisée avant l'injection dans la partie monomode de l'instrument.

---

<sup>4</sup>Chaque sous-recombineur permet de mesurer la cohérence complexe (2 inconnues) et la somme de la photométrie des deux faisceaux incidents. A partir de trois bases (3 télescopes), les mesures des sommes permettent de retrouver la photométrie incidente par inversion matricielle.

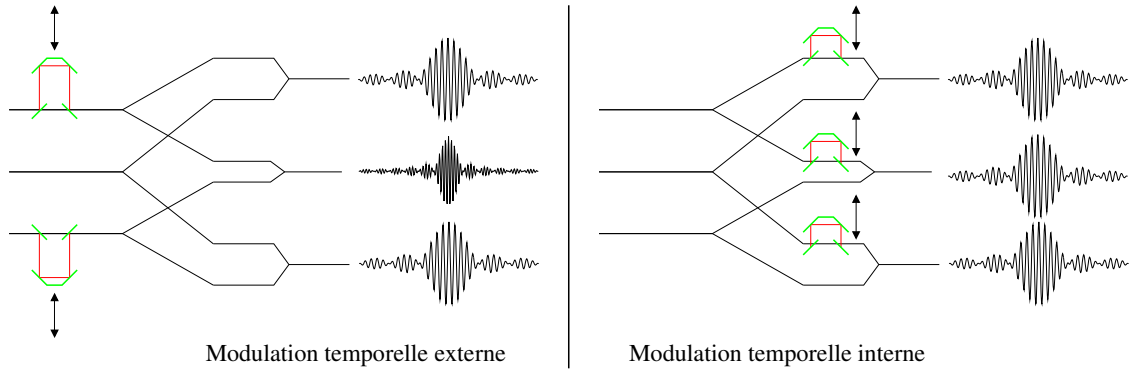


FIG. 5.1 – Illustration de la recombinaison avec schéma par-paire et modulation *temporelle - externe* (à gauche) ou *temporelle - interne* (à droite) dans le cas d'un interféromètre à trois télescopes.

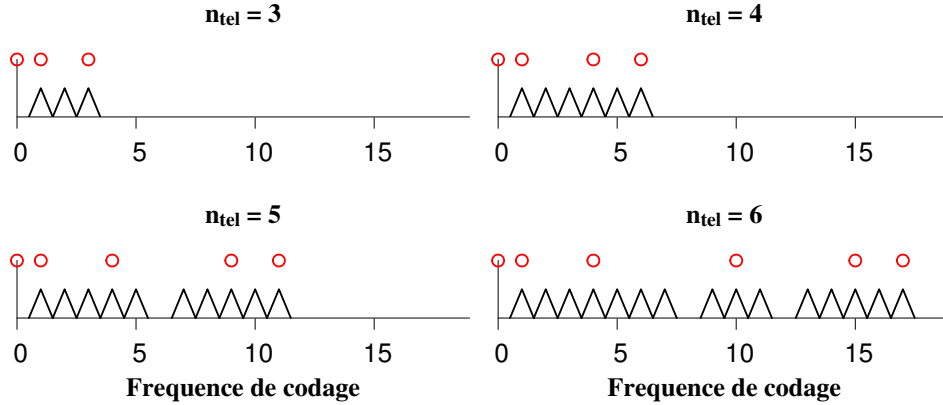


FIG. 5.2 – Illustration du mauvais remplissage de l'espace de Fourier dans une recombinaison tout-en-un, illustrée ici avec une modulation spatiale. Les fréquences de modulation (positions des pupilles de sortie) sont représentées par des cercles et le plan de Fourier contenant les pics de chaque base par les triangles.

### Tout-en-un

Les franges de toutes les bases sont formées dans un unique interférogramme. L'extraction photométrique sur des sorties indépendantes est impérative. Le flux utilisé pour former les franges est donc égal au flux incident moins la fraction prélevée dans la photométrie  $\tau_{int} = (1 - \rho)$  et tous les télescopes contribuent au fond continu de l'interférogramme :  $n_{cont} = n_{tel}$ .

Les franges de chaque base doivent être séparées dans l'espace de Fourier ; il est nécessaire de moduler les faisceaux incidents de manière non - redondante. Lorsque le nombre de télescopes dépasse 4, cette modulation laisse des « trous » dans l'espace de Fourier (Figure 5.2), et  $f_{max}$  croît alors plus vite que le nombre de bases à coder  $f_{max} = f_{unred}$  (Table G.1, Annexe G).

### Modulation des franges

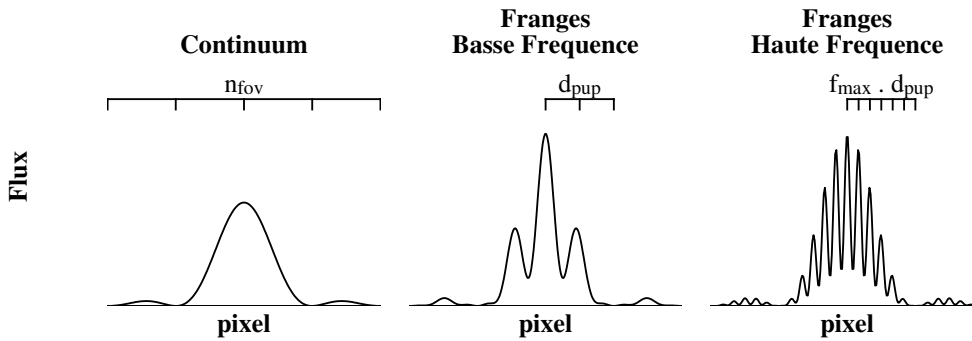
En plus des deux types de modulation décrits par MARIOTTI (1992), modulation temporelle et modulation spatiale, nous prendrons en compte la modulation matricielle introduite de manière formelle par ROOMS (2003).

#### Codage spatial

C'est la technique utilisée par les instruments AMBER et GI2T. Les franges sont formées sur le détecteur par superposition des champs électriques provenant de différentes directions. Le nombre de franges dans la tache de diffraction est donné par le positionnement relatif des faisceaux, donc par la géométrie interne du recombineur. Les différents paramètres du codage spatial sont illustrés par la Figure 5.3 :

- $d_{pup}$  : espacement entre les pupilles de sortie les plus proches, qui détermine aussi le nombre de franges par demi tache de diffraction sur le détecteur,
- $n_{pix}$  : nombre de pixels par frange à la fréquence la plus haute,
- $n_{fov}$  : portion d'interférogramme enregistré, en unité de demi tache de diffraction. Historiquement<sup>5</sup>, cette quantité correspond au champ de vue (Field Of View).

Le nombre de mesures nécessaires à l'enregistrement d'un interférogramme est égal à  $n_{mes} = n_{fov} \cdot d_{pup} \cdot f_{max} \cdot n_{pix}$

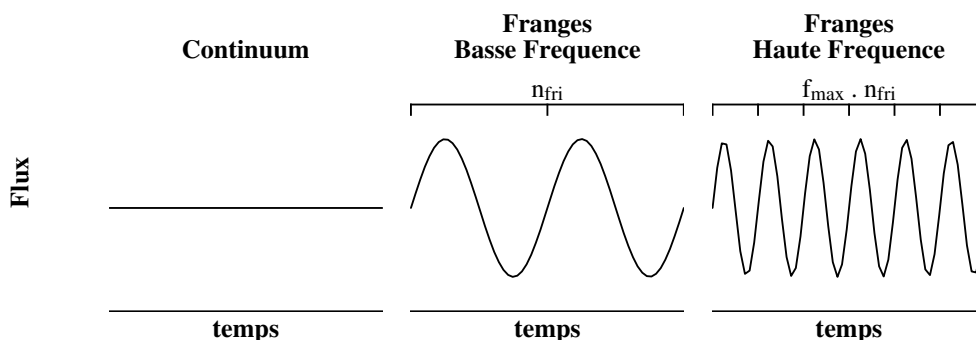


**FIG. 5.3** – Paramètres instrumentaux d'un interférogramme à 3 télescopes codé spatialement, par exemple comme sur l'instrument AMBER. On a représenté séparément le continuum (à gauche), l'interférogramme obtenu avec la fréquence la plus faible (au centre) et avec la fréquence la plus haute (à droite).

#### Codage temporel en mode franges dispersées

C'est la technique utilisée sur l'instrument MIDI. Le flux est enregistré en permanence sur le même pixel, qui est lu *plusieurs fois consécutivement*. Entre chaque lecture, une phase est introduite en amont de la recombinaison. La fréquence et le taux d'échantillonnage des franges sont déterminés

<sup>5</sup>Cette direction est l'étendue géométrique du champ de vue de chaque télescope de l'interféromètre. Dans le contexte de l'interférométrie monomode, cette identification est perdue car le front d'onde de chaque télescope est projeté sur le mode fondamental de la fibre filtrante.



**FIG. 5.4** – Paramètres instrumentaux d'un interférogramme à 3 télescopes codé temporellement, par exemple comme sur l'instrument MIDI. On a représenté séparément le continuum (à gauche), l'interférogramme obtenu avec la fréquence la plus faible (au centre) et avec la fréquence la plus haute (à droite).

par le temps de lecture et la vitesse de modulation. Le nombre de franges échantillonnées est changé en modifiant l'amplitude de l'excursion de phase. Pour des raisons de conservation de l'énergie, un recombineur temporel sans pertes théoriques possède au minimum autant de sorties que de faisceaux utilisés. Les différents paramètres du codage temporel en mode franges dispersées sont illustrés par la Figure 5.4 :

$n_{fri}$  : nombre de franges à la fréquence la plus faible,

$n_{pix}$  : nombre de pixels par frange à la fréquence la plus haute,

Le nombre de mesures nécessaires à l'enregistrement d'un interférogramme est égal à  $n_{mes} = n_{fri} \cdot f_{max} \cdot n_{pix}$

#### *Codage temporel à bande large*

Dans cette variante de la modulation précédente, on mesure la totalité de l'enveloppe de cohérence temporelle du paquet de franges. Entre autres, elle est utilisée sur IOTA et VINCI. Les différents paramètres sont illustrés par la Figure 5.5 :

$R$  : résolution spectrale de la bande atmosphérique utilisée,

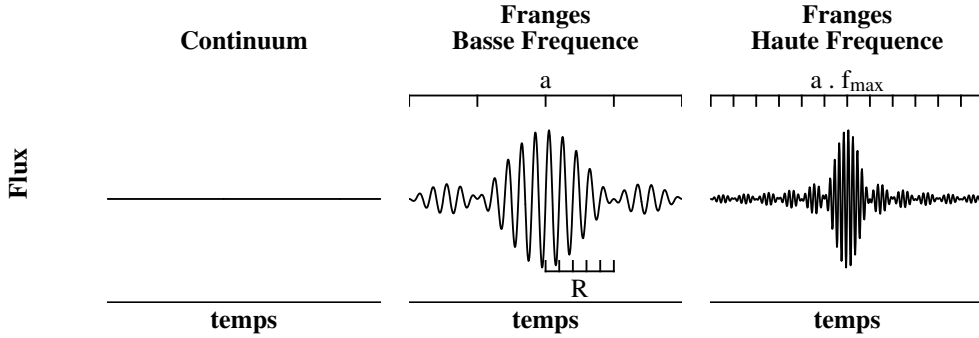
$n_{pix}$  : nombre de pixels par frange à la fréquence la plus haute,

$a$  : amplitude de la modulation, comptée en unité d'enveloppe des franges.

Le nombre de mesures nécessaires à l'enregistrement d'un interférogramme est égal à  $n_{mes} = R \cdot f_{max} \cdot a \cdot n_{pix}$

#### *Codage matriciel*

Un recombineur qui enregistre simultanément plusieurs états de phase sans former d'interférogramme représente un concept différent des codages spatial et temporel. L'échantillonnage complet de la cohérence est effectué dans le recombineur. ROOMS (2003) a élargi cette notion de recombinaison matricielle en introduisant le formalisme permettant de décrire la recombinaison matricielle tout-en-un. Le nombre de mesures nécessaires à l'enregistrement de la cohérence de deux télescopes



**FIG. 5.5** – Paramètres instrumentaux d'un interférogramme à 3 télescopes codé temporellement et dont l'intégralité de l'enveloppe de cohérence est enregistrée (interférence en bande large) par exemple comme sur l'instrument IOTA. On a représenté séparément le continuum (à gauche), l'interférogramme obtenu avec la fréquence la plus faible (au centre) et avec la fréquence la plus haute (à droite).

est  $n_{mes} = 4$  (schéma par-paire) et pour plus de deux télescopes  $n_{mes} = n_{tel}(n_{tel} - 1) + 1$  (schéma tout-en-un).

### 5.2.2 Approche théorique

L'objectif de cette section est de fournir les outils pour comparer quantitativement les différents concepts. Pour rester générale, cette étude est volontairement abordée de manière théorique, sans prendre en compte les contraintes techniques. Ces dernières seront introduites dans la section suivante. J'ai relevé trois quantités intéressantes, que l'on doit déterminer en fonction des paramètres instrumentaux :

$SNR$  : rapport signal-à-bruit,

$N_{mes}$  : nombre total de mesures nécessaires pour déterminer les visibilitées de toutes les bases et pour un canal spectral,

$R_{min}$  : résolution spectrale minimum.

#### Expression du $SNR$

En supposant que la photométrie est enregistrée avec un rapport signal-à-bruit élevé, le  $SNR$  sur le facteur de cohérence carré pour un interférogramme de forme quelconque a été calculé par PERRIN *et al.* (2005) :

$$SNR(\mu^2) = \frac{F_c^2}{\sqrt{\sigma_{det}^2 + \sigma_{pho}^2}} \cdot \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{n_c} \quad (5.1)$$

Le rapport entre le flux cohérent  $F_c$  et le bruit de détecteur  $\sigma_{det}$  détermine le régime à faible flux. Le rapport entre le flux cohérent et le bruit de photon  $\sigma_{pho}$  détermine le régime à fort flux. En pratique, l'énergie de l'interférogramme ( $F_c^2$ ) est intégrée en se limitant aux fréquences utiles et il faut prendre en compte ce facteur de dilution du bruit ( $\alpha$ ). Le  $SNR$  est éventuellement augmenté en moyennant  $n_c$  canaux spectroscopiques.

### Expression du nombre total de mesure $N_{mes}$

Le nombre total de mesure par canal spectral  $N_{mes}$  se calcule facilement en fonction du nombre de mesures par interférogramme ( $n_{mes}$ ), du nombre de sorties sur lesquelles cet interférogramme est enregistré ( $n_s$ ) et du schéma de recombinaison :

$$N_{mes} = n_{mes} \cdot n_s \quad (5.2)$$

$$N_{mes} = n_{mes} \cdot n_s \cdot n_{base} \quad (5.3)$$

pour un schéma tout-en-un (Équation (5.2)) et par-paire (Équation (5.3)). Ces expressions sont indépendantes du type de modulation.

### Expression de la résolution spectrale minimum $R_{min}$

Les modulations spatiale et temporelle supposent que la cohérence est constante sur l'ensemble de l'interférogramme enregistré. La résolution spectrale doit donc être supérieure au nombre de franges parcourues multiplié par un facteur (noté  $b$ ) dépendant du biais accepté. En fixant une limite de 1%, la résolution spectrale doit être au minimum de  $b = 5$  fois le nombre de franges parcourues. Si l'on suppose que la phase introduite est parfaitement achromatique, le codage matriciel n'introduit aucune contrainte sur la résolution spectrale.

La modulation temporelle à bande large nécessite d'enregistrer l'intégralité de l'enveloppe de cohérence. Le biais sur la cohérence mesurée dépend du facteur  $a$  (Figure 5.5). Une limite de 1% impose  $a > 4$ . Dans le cas du schéma tout-en-un, les pics franges doivent être séparés dans l'espace de Fourier. Or en modulation temporelle à bande large, la largeur d'un pic est proportionnelle à sa fréquence centrale (fréquence de codage). Pour conserver la séparation des pics, il est nécessaire d'imposer une résolution spectrale supérieure au nombre de fréquences utilisées :  $R > f_{max}$ .

### Application aux différents concepts : arbres de décision

Les différents schémas de recombinaison ne possèdent pas les mêmes variantes et n'induisent pas les mêmes contraintes en fonction du codage utilisé. C'est pourquoi il est difficile de synthétiser l'étude sous la forme d'un tableau à entrées multiples. J'ai décidé de résumer les concepts sous la forme d'*arbres de décision* (Figures 5.6, 5.8, 5.7 et 5.9). Cette méthode permet d'ajouter plus facilement d'autres concepts ou de détailler plusieurs versions d'un même concept. En suivant les branches, le lecteur peut retrouver les arguments qui contraignent les paramètres instrumentaux. La majorité de ces arguments a été présentée dans la section précédente (Section 5.2.1) ou dans le poster et l'article SPIE (Section 5.6, LEBOUQUIN *et al.* 2004a). Arrivé en bas des branches, on dispose normalement de toutes les entrées nécessaires aux calculs de  $N_{mes}$ , du  $SNR$  et de  $R_{min}$ . Le lecteur intéressé par le détail de chaque expression peut se reporter aux Tables G.2, G.3 et G.4 de l'Annexe G.

### 5.2.3 Confrontation à la pratique

Nous allons discuter les différentes solutions d'optique intégrée afin de déterminer des paramètres instrumentaux réalistes pour les différents concepts présentés. Dans cette section, les codages tem-



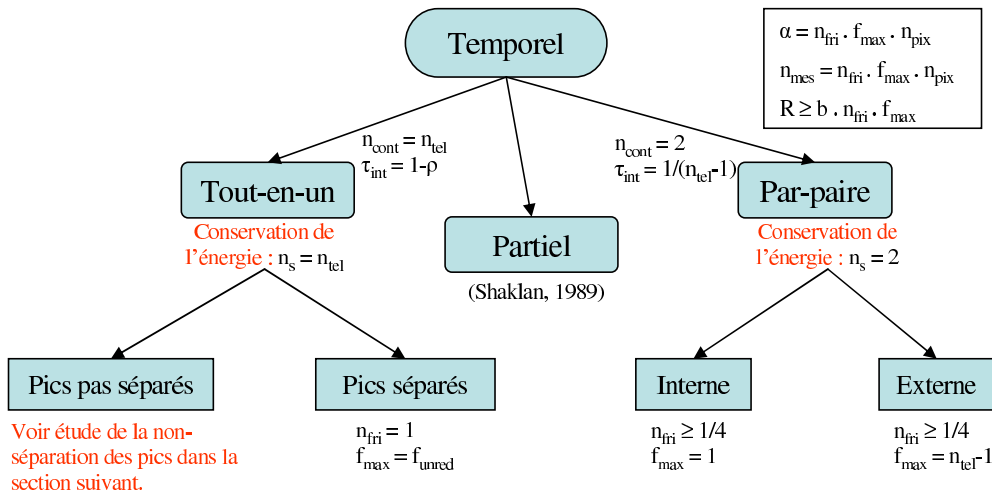


FIG. 5.6 – Arbre de décision du codage temporel (MIDI).

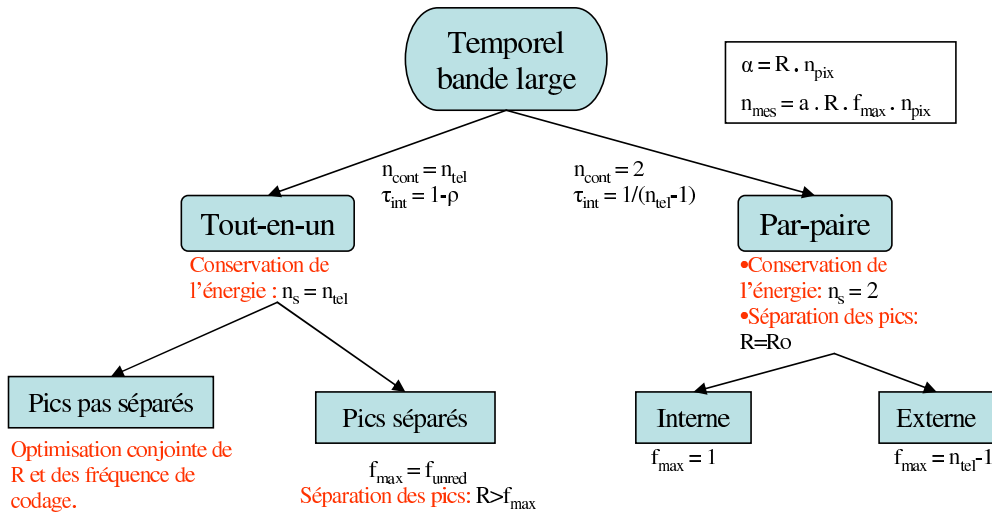


FIG. 5.7 – Arbre de décision du codage temporel en mode bande large (VINCI).

poriels en bande large (VINCI) et en franges dispersées (MIDI) sont considérés comme identiques puisqu'ils utilisent les mêmes schémas de recombinaison. La Figure 5.10 donne une illustration de chacun des concepts, tel qu'ils peuvent être réalisés en optique intégrée.

### Contraintes introduites par le dessin

#### Tout-en-un - Temporel

Deux solutions d'optique intégrée sont possibles.

- La première utilise une cascade de coupleur (Figure 5.10 en haut à droite). La modulation peut être effectuée avant le composant par des miroirs couplés à des piézoélectriques. Le dessin de ce composant est bien maîtrisé car les fonctions de bases sont simples. Ce concept a été testé

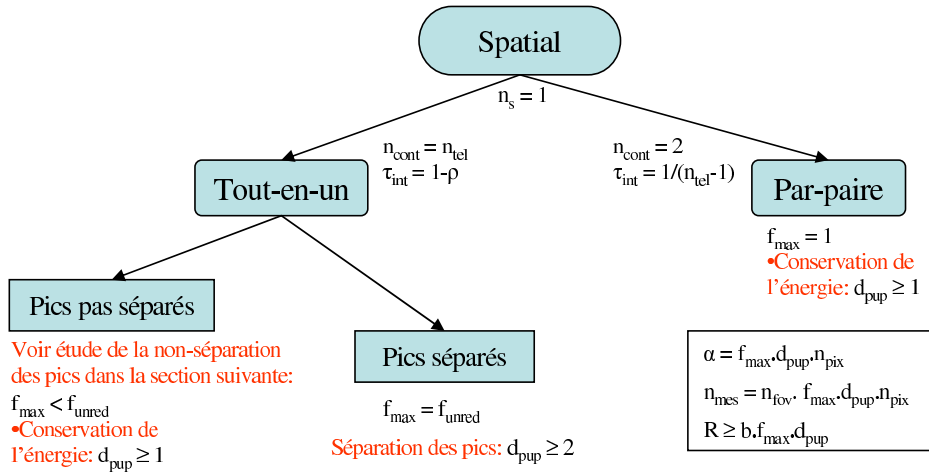


FIG. 5.8 – Arbre de décision du codage spatial (AMBER).

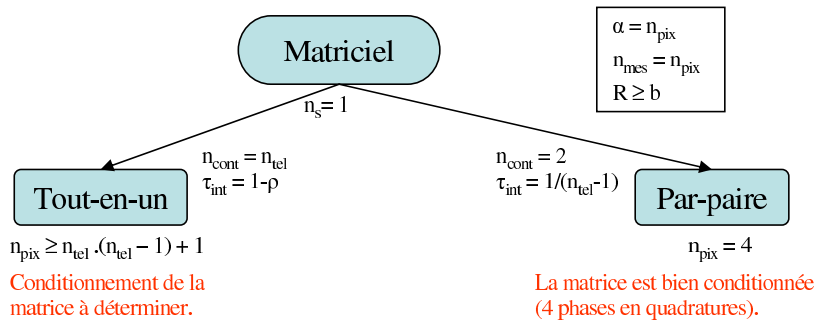


FIG. 5.9 – Arbre de décision du codage matriciel.

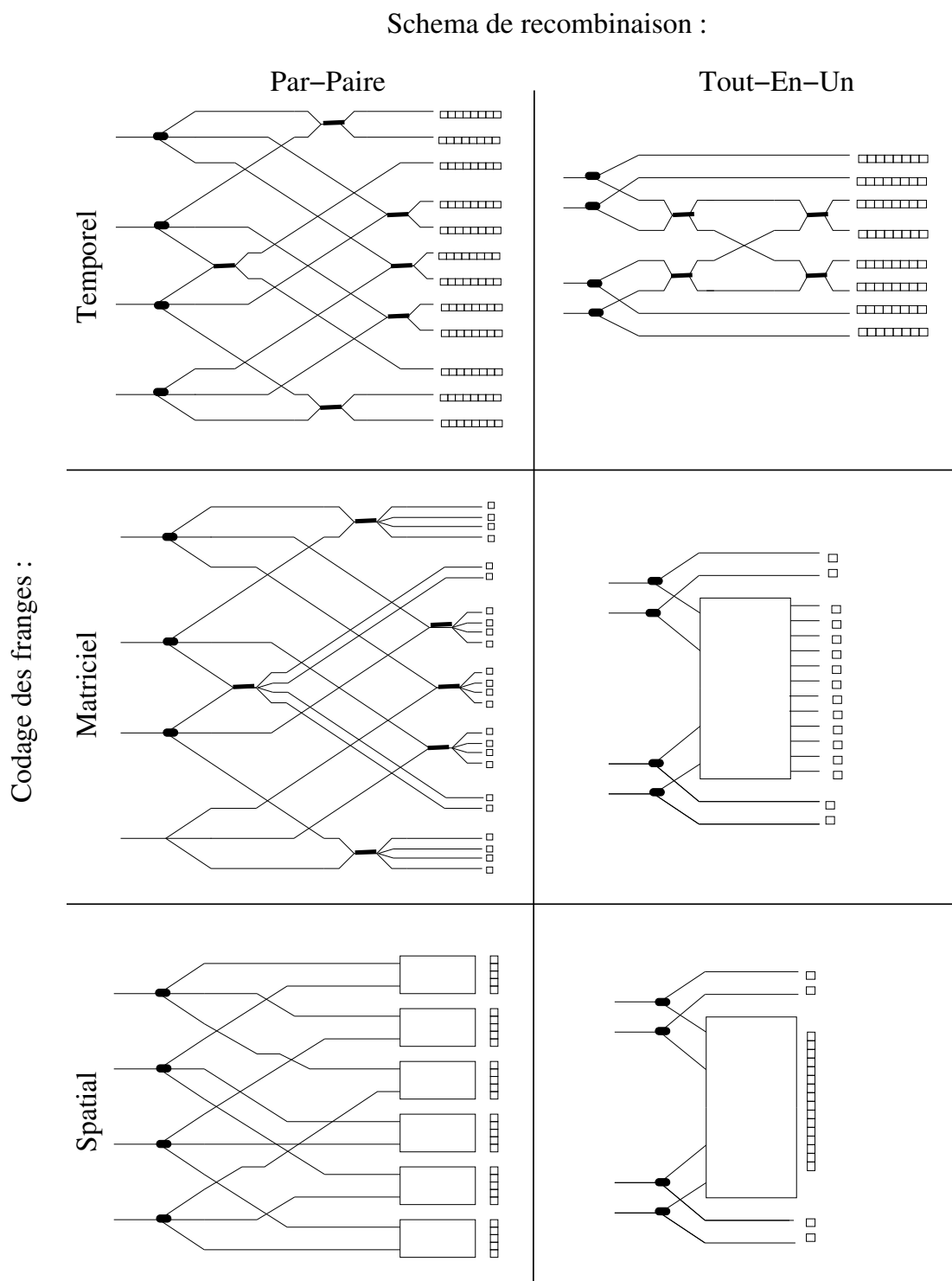
à 3T par HAGUENAUER *et al.* (2000b) mais en utilisant des jonctions Y. Les coupleurs ont été testés sur le ciel dans des instruments 2T (BERGER *et al.* 2001; LEBOUQUIN & TATULLI 2006) et 3T (BERGER *et al.* 2003).

- Une autre solution utilise les cavités multi-modes (MMI) avec plusieurs entrées et sorties comme proposé par ROOMS *et al.* (2003). La géométrie d'un tel recombineur n'est connue que pour 3 et 4 télescopes. Elle a été testée avec succès en laboratoire pour 3 télescopes.

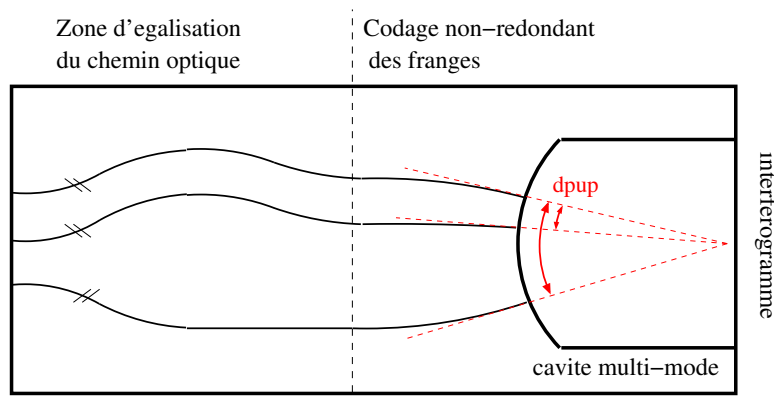
Dans tous les cas, il est impossible de réaliser un recombineur ayant un nombre de sorties inférieur au nombre de faisceaux incidents (principe de conservation de l'énergie). L'extraction photométrique est effectuée par des jonctions Y ou des coupleurs, comme dans toutes les solutions tout-en-un.

Notons que SHAKLAN (1989) propose des schémas intermédiaires entre tout-en-un et par-paire à modulation externe. Toutes les bases ne se retrouvent pas sur toutes les sorties. Ces idées permettent de réduire le nombre de fréquences nécessaires par rapport au schéma pleinement tout-en-un utilisé ici<sup>6</sup>. Par contre, certains faisceaux sont plus « dilués » que d'autres (ils se retrouvent dans plus de

<sup>6</sup> Il est possible de réduire le nombre de fréquences d'un facteur 3.7 pour 20T, 2.2 pour 16T et 1.25 pour 6T. Comme cette réduction n'est pas très importante en dessous de 8T (cas extrême de VITRUV) j'ai décidé de ne pas la prendre en compte.



**FIG. 5.10** – Schéma des différents concepts de recombinaison monomode en optique intégrée dans un cas à 4T. De haut en bas : codage temporel, spatial et matriciel. Schéma par-paire (à gauche) et schéma tout-en-un (à droite). Les pixels alignés horizontalement symbolisent plusieurs lectures successives du même pixel, les pixels alignés verticalement représentent des pixels physiquement différents sur le détecteur.



**FIG. 5.11** – Codage des franges dans un composant d’optique intégrée à 3 télescopes tout-en-un à modulation spatiale. L’angle entre les guides monomodes à l’entrée de la cavité multimode permet de construire un codage non - redondant. Une suite de guides courbes permet de compenser la différence de chemin optique interne et ainsi de réduire les effets différentiels (dispersion, biréfringence...).

sorties) ce qui tend à changer les performances attendues en fonction de la base utilisée.

#### *Tout-en-un - Matriciel*

ROOMS (2003) a proposé un concept de recombineur MMI à 3T avec 7 sorties interférométriques. L’étude théorique a montré la possibilité de retrouver de manière instantanée (sans autre modulation que les 7 sorties) les facteurs de cohérence complexe de toutes les bases. Le schéma peut être étendu à un nombre infini de faisceaux. Néanmoins, l’ordre des modes dans la cavité MMI devient très important, entraînant certainement un fort chromatisme. Nous considérerons ce concept comme actuellement non réaliste.

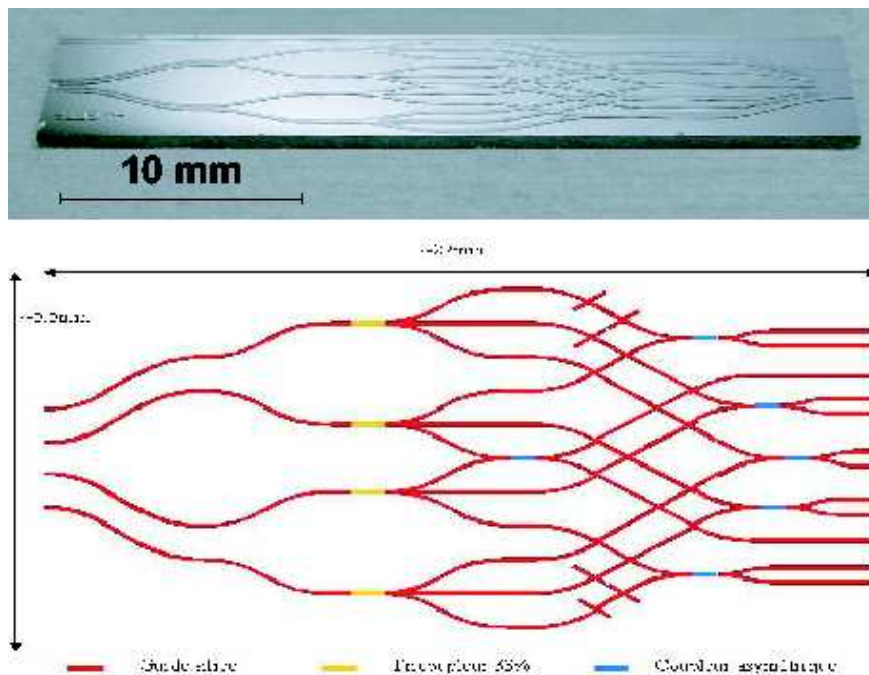
#### *Tout-en-un - Spatial*

La recombinaison est effectuée dans un guide planaire. Les fréquences de codages sont déterminées par les angles de sortie des guides d’onde monomodes. Comme les guides de sortie ne peuvent être trop proches au risque de générer des couplages entre les faisceaux, le paramètre  $d_{pup}$  est nécessairement supérieur à 3 ou 4. L’extension vers un plus grand nombre de télescopes (6-8T) est réaliste. La principale difficulté est l’égalisation des chemins optiques internes (Figure 5.11).

#### *Par-paire - Temporel*

Chaque sous-recombineur est un coupleur avec deux sorties interférométriques en opposition de phase. Toute la question est de savoir où a lieu la modulation temporelle :

- avant le recombineur (modulation temporelle - externe), grâce à de simples piézoélectriques. Ce type de composant est bien connu et est utilisé de manière routinière sur le ciel à 3T (BERGER *et al.* 2003). La photo d’un composant à 4T en cours de test au LAOG est représentée en Figure 5.12.



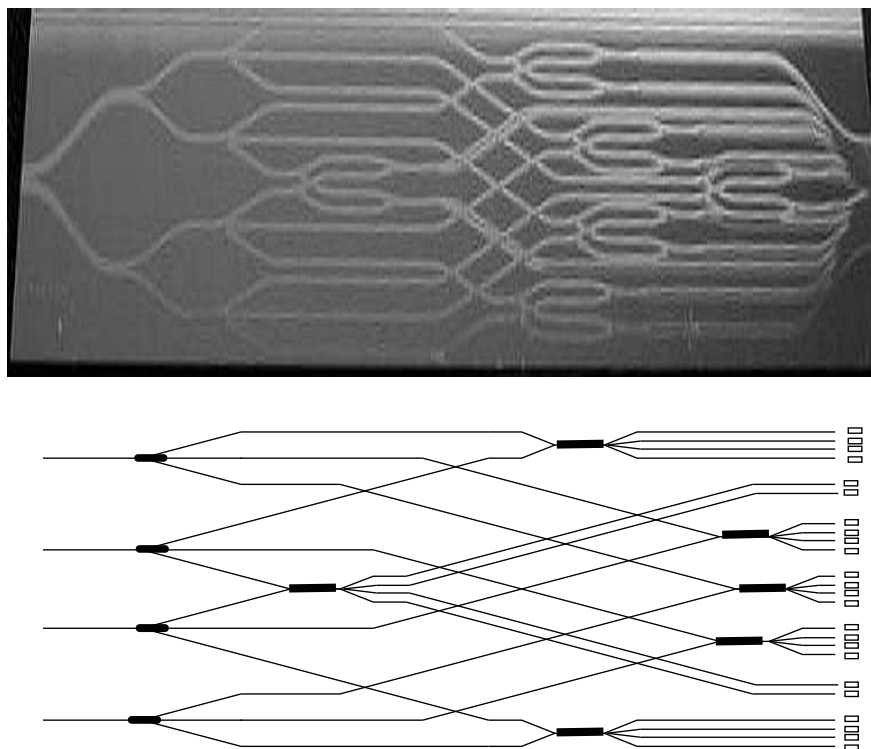
**FIG. 5.12** – Photographie et schéma de principe d'un composant 4T par-paire à modulation temporelle (entrées à gauche et sorties à droite).

- dans le recombineur (modulation temporelle - interne), après séparation des faisceaux et avant les coupleurs. L'équipe du LAOG commence à investiguer les fonctions intégrées actives en Niobate de Lithium permettant de réaliser cette modulation, mais aucune solution n'a été encore intensivement testée.

#### *Par-paire - Matriciel*

Les états de phase de la cohérence enregistrées en sortie sont complètement déterminées par le dessin du recombineur. La brique de base du concept est un recombineur  $2 \rightarrow 4$ . Les sorties A et C (en opposition de phase) sont en quadrature avec les sorties B et D (elle même en opposition). Ce recombineur est en cours de test au LAOG grâce à un composant réalisé par le LETI pouvant recombinaison jusqu'à 4 télescopes par-paire (Figure 5.13). L'extension de ce concept à 6 ou 8T est assez difficile car le nombre de fonctions devient très important, mais des solutions semblent envisageables. Ce travail est en cours d'étude entre le LETI et le LAOG. Un brevet étant en cours de dépôt, il est impossible de décrire ici de manière complète les solutions technologiques utilisées (Pierre Labeye, communication privée).

L'utilisation d'une petite cavité MMI au lieu du schéma LETI pourrait être une alternative intéressante. En particulier, la réalisation d'une cavité  $2 \rightarrow 3$  dont les sorties seraient déphasées de  $\pi/3$  permettrait de diminuer le nombre de croisements nécessaires.



**FIG. 5.13** – Photographie d'un composant 4T par-paire à modulation matricielle réalisé par le LETI (en haut) et schéma de principe (en bas). Pour chaque paire, les états de phase des 4 sorties sont complètement déterminées par le dessin du recombineur. Les sorties A et C (en opposition de phase) sont en quadrature avec les sorties B et D (elles mêmes en opposition).

### *Par-paire - Spatial*

Chaque sous-recombineur est un guide planaire. Ce concept a déjà été réalisé et testé partiellement dans une version 3T (BERGER *et al.* 2000). Au delà de 3T, ce composant ne peut pas être parfaitement symétrique par dessin car tous les sous-recombineurs doivent être placés vers la face de sortie de la puce (Figure 5.10, en bas à gauche). Néanmoins, des solutions existent qui permettent de conserver un chemin optique équivalent entre les bras avant chaque recombinaison. Pour les mêmes raisons que le Tout-en-un - Spatial, on a forcément  $d_{pup} > 3$ .

### **Effet de la turbulence résiduelle**

Les fluctuations de piston et de couplage à l'échelle du temps de pose entraîne une diminution systématique du facteur de cohérence mesurée. Les effets du piston ont été bien étudiés et quantifiés par différents auteurs (COLAVITA 1999; TATULLI 2004). L'étude des effets des fluctuations de couplage font l'objet de l'Annexe H.

Le tout-en-un temporel est le seul concept dans lequel les fluctuations de piston résiduel à l'échelle du temps de pose entraîne un mélange d'information entre les bases. Pour l'éviter, il est nécessaire d'isoler suffisamment les pics franges en augmentant le paramètre  $n_{fri}$ .

### 5.2.4 Résultats et recommandations pour VITRUV

Les différents paramètres instrumentaux utilisés sont résumés dans l'Annexe G.3. Le nombre de pixel nécessaire par canal spectral est donné dans l'Annexe G.4. Pour le calcul du  $SNR$ , j'ai défini deux modes :

**mode spectro-imageur** : On cherche à mesurer la cohérence d'une source astrophysique en fonction de la longueur d'onde et avec une résolution spectrale importante, ici  $R = 10000$ . On ne moyenne pas les canaux spectraux,  $n_c = 1$ . On ne considère pas le codage temporel à bande large (VINCI) puisqu'il ne donne pas accès à la haute résolution spectrale.

**mode objets faibles** : On cherche à mesurer la cohérence d'une source astrophysique faible. On utilise donc la résolution spectrale minimum de chaque concept  $R = R_{min}$  et on moyenne l'intégralité des canaux spectraux de la bande atmosphérique considérée  $n_c = R/R_o$  (avec  $R_o$  la résolution spectrale de la bande atmosphérique utilisée). Tous les concepts sont mis en compétition.

Les résultats sont résumés en Annexe G.4.

### Remarques générales

En terme de nombre de pixels à lire, on peut facilement classer les concepts : le codage temporel nécessite 2 fois plus de pixels que le codage spatial, qui nécessite environ 6 fois plus de pixels que le codage matriciel.

En terme de  $SNR$ , on peut faire les remarques générales suivantes :

- Lorsque le nombre de télescopes est faible (2 ou 3), tous les concepts sont sensiblement équivalents, ce qui explique la grande diversité des solutions instrumentales mises en jeu dans les instruments existants.
- Les concepts présentent une grande disparité lorsque le nombre de télescopes augmente, tant en termes de bruit de photon que de bruit de détecteur.
- Dès que le nombre de télescopes dépasse 3, les concepts temporels à bande large (VINCI, IOTA) présentent des performances complètement rédhitoires, même en mode objets faibles.

Ensuite, les conclusions diffèrent si l'on considère des objets très résolus ( $\mu < 0.1$ ) car le seuil  $SNR = 10$  correspond systématiquement à un régime de bruit de photons ; ou peu résolus ( $\mu \sim 1$ ) pour lesquels le seuil  $SNR = 10$  correspond à des régimes de bruit différents en fonction des concepts. De manière générale :

- Si le régime de bruit de photon est assuré, il est intéressant de sur-échantillonner les franges, et donc d'utiliser un schéma tout-en-un à codage spatial ou temporel. Dans ce régime, ils sont à peu près équivalents. Cette remarque est identique à la conclusion qualitative de MOZURKEWITCH (1999), mais démontrée ici de manière beaucoup plus complète.
- Dans le régime du bruit de détecteur, il est plus intéressant d'utiliser les concepts spatiaux ou matriciels que temporels. En particulier, le schéma tout-en-un à codage temporel est désastreux.

### Recommandations pour VITRUV

En croisant les remarques précédentes, je préconise de mettre en avant deux concepts : le *tout-en-un spatial* car il présente les meilleures performances ; et le *par-paire matriciel* car il ne nécessite que peu de pixels et permet d'avoir accès à la très faible résolution spectrale. Le *tout-en-un spatial* est globalement légèrement plus performant en mode objet faible en régime de bruit de détecteur.

4T : Le par-paire matriciel nécessite 24 pixels, le tout-en-un spatial nécessite 150 pixels et une résolution spectrale minimum de 100.

6T : Le par-paire matriciel nécessite 60 pixels, le tout-en-un spatial nécessite 370 pixels et une résolution spectrale minimum de 200.

8T : Le par-paire matriciel nécessite 112 pixels, le tout-en-un spatial nécessite 800 pixels et une résolution spectrale minimum de 500.

Notons finalement que le concept tout-en-un temporel à modulation interne possède des propriétés similaires au schéma par-paire matriciel. Je recommande de poursuivre l'étude des fonctions actives permettant de réaliser la modulation interne.

Ce travail a été présenté sous la forme d'un poster et d'un article (Section 5.6, LEBOUQUIN *et al.* 2004a) au colloque SPIE en Juin 2004. Il est résumé succinctement dans les documents de présentation de VITRUV fournis à l'ESO dans le cadre du JRA4. Ces conclusions sont de premier plan pour le Groupe Système VITRUV car elles orientent le développement et la réalisation des futurs composants. Dans ce cadre, Pierre Labeye (LETI-CEA) a commencé à travailler sur des schémas à 6 et 8T pour les deux concepts mis en avant.

### 5.3 Comparaison des estimateurs de réduction de données

Les premières expériences d'interférométrie monomode ont été réalisées avec des codages temporels et en l'absence de suiveur de franges (FLUOR, VINCI, 2TH, 2TK...). Le piston non figé pendant le temps de pose entraîne une redistribution de l'énergie sur plusieurs fréquences. Les estimateurs du second ordre dans l'espace de Fourier étaient alors particulièrement adaptés pour se prémunir contre cet effet en intégrant la totalité de l'énergie du pic, même sensiblement déplacé (COUDÉ DU FORESTO *et al.* 1997).

L'interférométrie monomode va maintenant devoir affronter d'autres défis. Avec le concept matriciel (Section 5.2.4), il devient impossible d'utiliser la transformation de Fourier et il nous faut étudier plus profondément les idées d'inversion dans l'espace direct. Avec le concept tout-en-un spatial, le nombre de fréquences utilisées peut atteindre 35, ce qui pose des problèmes d'isolation des pics franges les uns par rapport aux autres. De plus, ces deux solutions utilisent un codage intrinsèquement non-turbulent (à la différence du codage temporel). L'intégration du pic frange de la Densité Spectrale de Puissance n'a donc plus d'intérêt a-priori. Il devient envisageable de comparer estimations quadratiques et estimations linéaires. Finalement, la prochaine génération d'instruments sera nécessairement équipée de suiveurs de franges. Le temps de pose ne sera donc plus limité par le temps de cohérence atmosphérique mais par la dynamique du détecteur. Dans ce nouveau régime très riche en photons, il est possible que les estimateurs linéaires soient plus efficaces.



## Objectifs et hypothèses de travail

Nous allons étudier les performances de différents types d'estimateurs, en nous limitant au cas monomode. En amont de ce travail, le lecteur peut retrouver une comparaison entre multimode et monomode dans TATULLI *et al.* (2004a). En plus des hypothèses de la section précédente (instrument monomode, optique intégrée, mesures de toutes les bases...), nous allons supposer que le codage n'est pas turbulent, c'est-à-dire que l'on se place soit dans le cas d'un codage spatial ou matriciel, soit dans le cas temporel avec un suiveur de frange parfait. Nous supposons aussi que la résolution spectrale est suffisante pour négliger les biais dus à la cohérence temporelle limitée. Cet aspect est discuté de manière quantitative dans la Section 5.2.2.

La configuration instrumentale est choisie pour correspondre au cas de VITRUV (Section 5.3.1). Les différentes expressions du SNR sont dérivées de manière formelle et validées par la comparaison avec des simulations statistiques (Section 5.3.2). Ces formules sont ensuite utilisées pour comparer les performances des estimateurs en fonctions des principaux paramètres instrumentaux (Section 5.3.3).

### 5.3.1 Choix de la configuration instrumentale et des estimateurs

L'étude se focalise sur le schéma tout-en-un à codage spatial. Il s'agit d'un des concepts proposés pour VITRUV (Section 5.2.4). Ce recombineur est déjà la solution de l'instrument 3 télescopes existant AMBER (TATULLI 2004). C'est aussi la solution déjà choisie par le projet MIRC, qui devrait recombinaire 6 télescopes au foyer du réseau CHARA (MONNIER *et al.* 2004a).

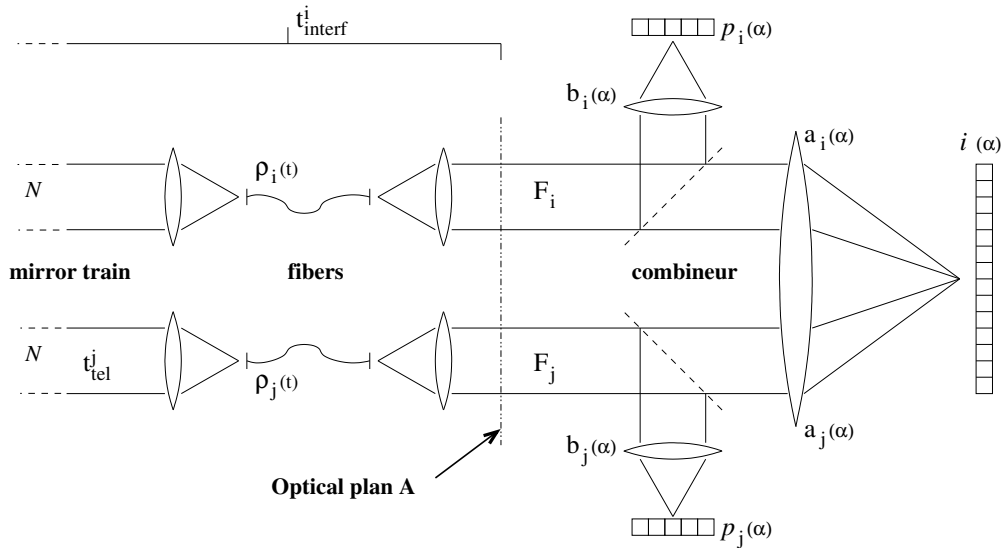
Le codage spatial est préférable au codage matriciel car il autorise l'utilisation des estimateurs classiques d'intégrale de Fourier et permet ainsi de les comparer aux estimateurs linéaires. Le codage spatial est préférable au codage temporel<sup>7</sup> car les franges sont intrinsèquement déterministes (non-turbulentes) sans même avoir à supposer un suiveur de frange parfait. Finalement, l'aspect tout-en-un a l'avantage de pouvoir être extrapolé aux schémas par-paire (en réduisant le nombre de faisceaux à 2) alors que le contraire n'est pas possible.

#### *Schéma de principe*

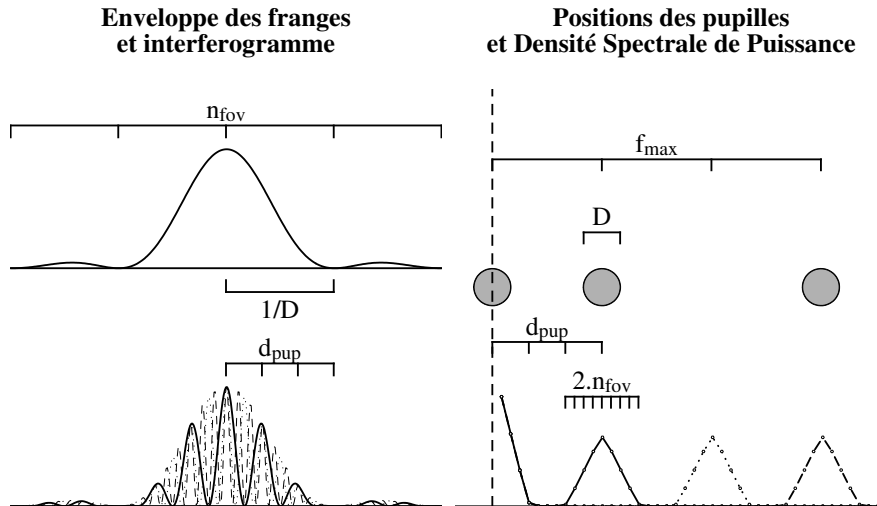
Le schéma de principe d'un instrument à codage spatial est donné en Figure 5.14. Il s'agit d'une illustration en optique de volume dont le filtrage spatial est assuré par des fibres optiques. Par souci de clarté, on a représenté un instrument 2T mais le schéma peut être aisément généralisé. Un composant d'optique intégrée permet de concentrer toutes les fonctions dans une puce mais ne modifie en rien le concept. Les franges obtenues sur le détecteur et leur paramétrisation en fonction de la forme et de la position des pupilles de sortie sont illustrés par la Figure 5.15, dans un cas d'un instrument 3T. Les différents paramètres instrumentaux déterminant la forme des franges ont été détaillés dans la Section 5.2.1.

---

<sup>7</sup>Le lecteur particulièrement intéressé au cas du codage temporel peut se reporter à l'article de PERRIN *et al.* (2005). Une comparaison entre estimateur quadratique et linéaire est effectuée dans l'optique d'observations d'objets faibles.



**FIG. 5.14** – Schéma de principe du recombiner monomode à modulation spatiale.  $t^i$  désigne la transmission statique (non-turbulente) du télescope jusqu’au plan focal A.  $\rho^i$  est le coefficient de couplage instantané dans la fibre.  $i(\alpha)$  désigne l’intensité des pixels de l’interférogramme tandis que  $p_i(\alpha)$  et  $p_j(\alpha)$  représentent l’intensité des pixels des voies photométriques. Le flux photométrique  $F_i$  est celui qui serait enregistré par un détecteur placé dans le faisceau au niveau du plan optique A. Le flux cohérent  $F^{ij}$  est le flux qui serait mesuré par un détecteur hétérodyne entre les faisceaux  $i$  et  $j$ .  $a_i(\alpha)$  et  $b_i(\alpha)$  sont les formes de faisceaux des voies interférométriques et photométriques respectivement. Ce sont donc les transmissions entre le plan optique A et les différents pixels du (ou des) détecteur(s).



**FIG. 5.15** – Interférogramme obtenu avec un schéma tout-en-un à codage spatial. L’enveloppe et les fréquences des franges sont complètement déterminées par la géométrie des pupilles de sortie. L’espace entre les pupilles les plus proches  $d_{pup}$ , en unité de la taille d’une pupille, détermine le nombre de franges dans une demi tache d’Airy, ainsi que la distance entre les pics franges, en unité de la taille des pics. Le nombre de points indépendants sous chaque pic frange est déterminé par la taille de la fenêtre de lecture sur le détecteur  $n_{fov}$ , en unité de demi tache d’Airy.

### Estimateurs étudiés

En se basant sur les grandeurs définies par la Figure 5.14, l'expression du facteur de cohérence carré peut se mettre sous la forme générique :

$$\widetilde{V}_{ij}^2 = \frac{\langle |F_{ij}|^2 \rangle}{\langle 4F_i F_j \rangle} \quad (5.4)$$

Tout le problème vient de l'estimation du flux cohérent (numérateur) et du flux photométrique (dénominateur).

#### Mesure du flux cohérent

Le flux cohérent  $F_{ij}$  peut être déterminé par une grande variété d'estimateurs. Dans le cadre de cette étude, je me limite aux estimateurs suivants :

**intégrale de l'énergie** des franges dans l'espace de Fourier. Il s'agit de l'estimateur classique utilisée en interférométrie multimode (GI2T, MOURARD *et al.* 1994b) et dans les expériences monomodes (FLUOR, VINCI, IOTA, COUDÉ DU FORESTO *et al.* 1997). Il suppose de connaître la taille et la fréquence du pic frange, c'est-à-dire en codage spatial, la taille et la séparation des pupilles de sortie.

**ajustement de la Densité Spectrale de Puissance (DSP)** autour de la fréquence des franges. Il suppose de connaître la forme et la position du pic frange, c'est-à-dire la forme et la séparation des pupilles de sortie.

**maximum de DSP** ou valeur de la DSP à la fréquence des franges. Ces deux versions sont formellement identiques car les franges sont déterministes. Il suppose de connaître la position du pic frange (séparation des pupilles).

**ajustement au premier ordre** des franges observées par des franges de référence. Il suppose de connaître le pic frange *complexe*, c'est-à-dire la forme, la séparation et la phase de chacune des pupilles de sortie. C'est l'estimateur utilisé sur AMBER (MILLOUR *et al.* 2004), qui utilise pleinement l'aspect non-turbulent de l'interférogramme. Cet estimateur peut se mettre sous une forme matricielle, appelée *Pixel To Visibility Matrix*, ou P2VM. Les séquences de calibration consistent à mesurer les termes de cette matrice.

La P2VM est le seul estimateur linéaire des quatre présentés ci-dessus. Comme je me place volontairement dans le cas  $d_{pup} > 2$  (Figure 5.15), le pic frange n'est pas contaminé par la photométrie. Il n'est donc pas nécessaire de soustraire le continuum de l'interférogramme pour pouvoir analyser l'énergie des franges.

#### Mesure des flux photométriques

La mesure de chaque contribution photométrique ( $F_i$  et  $F_j$ ) peut être faite :

1. par simple lecture des voies photométriques. La conversion est alors immédiate. C'est la méthode utilisée par défaut. L'estimation des flux photométriques et cohérents est donc parfaitement décorrélé car on utilise des *mesures indépendantes*.

2. en prenant en compte à la fois les voies photométriques et la voie interférométrique. En effet, le continuum de l'interférogramme contient aussi une information sur le flux incident. Dans le cas d'un estimateur quadratique, cette inversion n'est possible que si le flux photométrique est isolé en fréquence de la photométrie<sup>8</sup>. La mesure du flux cohérent et de la photométrie utilise en partie *les mêmes pixels*.

A cause de la généralité du formalisme, j'utiliserai la P2VM avec la deuxième méthode. Notons qu'il est aussi possible d'utiliser la P2VM en négligeant l'information contenue dans l'interférogramme. Cela revient à forcer des valeurs à zéro dans la description matricielle de la P2VM, ce qui annule la corrélation entre flux photométriques et interférométrique<sup>9</sup>.

### 5.3.2 Dérivation des expressions de rapport signal-à-bruit

Cette section présente les expressions des rapports signal-à-bruit (SNR) pour les différents estimateurs. Ces expressions sont validées par la comparaison avec des simulations statistiques. L'intégralité du travail de dérivation formelle des expressions de cette partie est une collaboration étroite avec Eric Tatulli. La majorité du travail de validation et d'analyse a aussi fortement profité de ses remarques constructives.

#### Formules de rapport signal à bruit

En limitant le développement de l'Équation (5.4) au second ordre, l'erreur relative sur la visibilité carrée  $\mathcal{E}(\mu^2)$ , inverse du rapport signal-à-bruit, est donnée par PAPOULIS (1984) :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2(\mu_{ij}^2) &= \frac{\sigma^2(|F_{ij}|^2)}{\langle |F_{ij}|^2 \rangle^2} + \frac{\sigma^2(F_i)}{\langle F_i \rangle^2} + \frac{\sigma^2(F_j)}{\langle F_j \rangle^2} \\ &+ 2 \frac{\text{Cov}(F_i, F_j)}{\langle F_i \rangle \langle F_j \rangle} - 2 \frac{\text{Cov}(|F_{ij}|^2, F_i F_j)}{\langle |F_{ij}|^2 \rangle \cdot \langle F_i \rangle \langle F_j \rangle} \end{aligned} \quad (5.5)$$

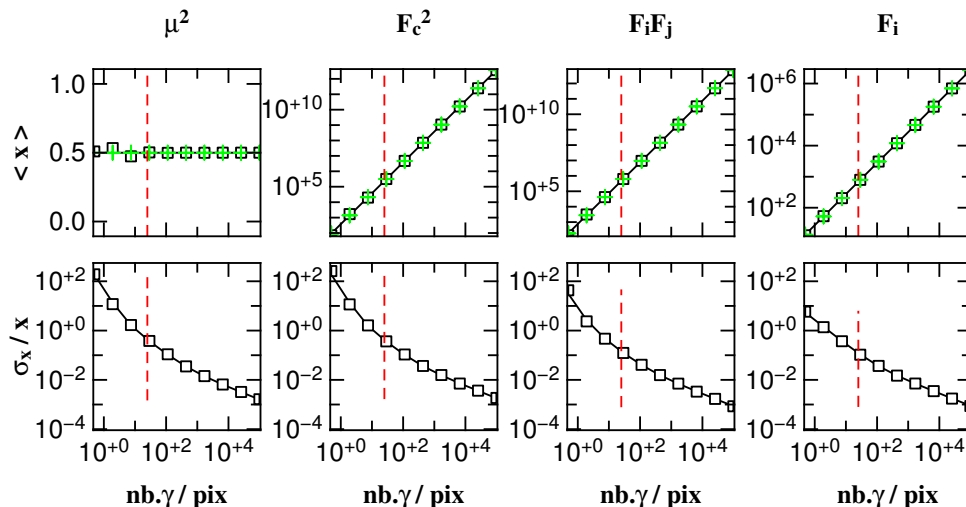
où  $F_i$ ,  $F_j$  sont les flux photométriques et  $F_{ij}$  est le flux cohérent. L'expression formelle des termes dépend de l'estimateur choisi. La différence principale est due au traitement de la photométrie. Dans le cas des estimateurs de Fourier, les pixels photométriques et interférométriques sont complètement indépendants et les termes de covariances sont nuls. Dans le cas de la P2VM, les différents flux photométriques et interférométriques sont déterminés de manière conjointe.

Nous avons dérivé les expressions formelles du rapport signal à bruit (SNR) pour les différents estimateurs décrits en Section 5.3.1 dans les conditions de bruit suivantes :

**bruit de photon :** le bruit de photon est pris en compte par une statistique de Poisson tant que le nombre de photons est inférieur à environ  $N < 60$ . On utilise ensuite une statistique gaussienne

<sup>8</sup>Cette procédure peut être étendue à tous les recombineurs, même sans voies photométriques. En particulier dans un schéma par-paire à modulation matricielle, il s'agit de la seule solution pour retrouver la photométrie.

<sup>9</sup>Sur AMBER, le choix a été fait de n'utiliser que les voies photométriques. Néanmoins, le pic fringe étant pollué par le pic photométrique, il est nécessaire de soustraire le continuum de l'interférogramme. Les flux photométriques et interférométrique ne sont donc pas complètement indépendants. Il s'agit d'une configuration intermédiaire. D'après les résultats de notre étude, AMBER pourrait utiliser la version générale de la P2VM. Le lecteur intéressé par l'estimation de visibilité sur AMBER peut se reporter aux travaux de TATULLI (2004) et MILLOUR *et al.* (2004).



**FIG. 5.16** – Validation des expressions formelles des moyennes et écart-types des différentes grandeurs intervenant dans le calcul du rapport signal à bruit sur la visibilité carrée. L’estimateur utilisé est la P2VM. Les lignes continues représentent le résultat des expressions formelles, les symboles noirs le résultat des estimations statistiques et les symboles verts les valeurs moyennes théoriques attendues. Les pointillés verticaux indiquent la valeur du bruit de détecteur utilisée.

d’écart type  $\sqrt{N}$  pour diminuer le temps de calcul. L’influence de cette approximation a été vérifiée et est complètement négligeable sur les résultats présentés.

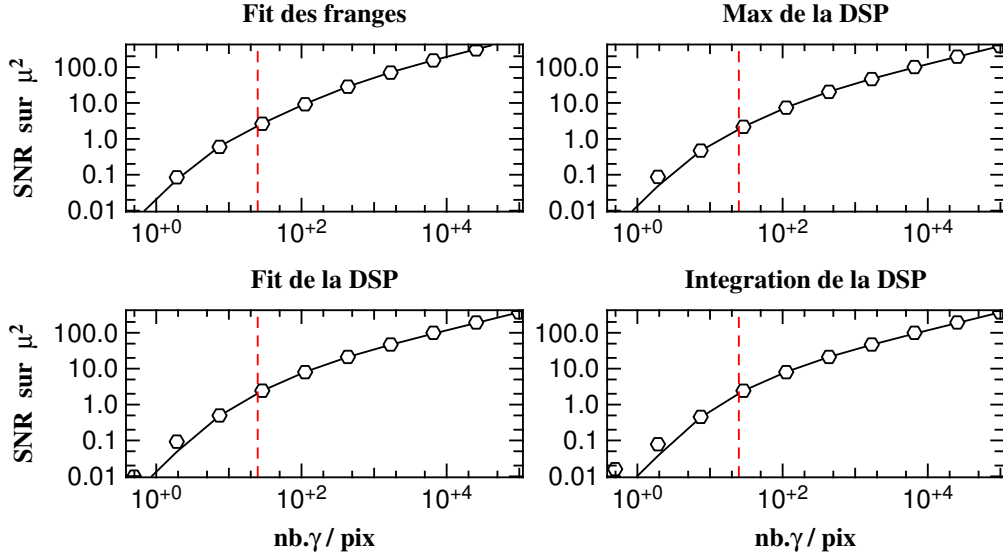
**bruit de lecture** : un bruit additif est ajouté, avec une statistique gaussienne indépendante du nombre de photons incidents. On prend typiquement  $\sigma_{e^-} \sim 15$ . Cette valeur est assez pessimiste en regard des performances des détecteurs récents, mais il s’agit d’un choix conservatif.

**bruit de tavelure (speckle)** : nous ne prenons en compte aucun des bruits provenant de la turbulence atmosphérique, car les franges sont supposées intrinsèquement non - turbulentes. Les deux effets résiduels (piston et couplage) sont supposés parfaitement corrigés à l’échelle du temps de pose. Mais surtout, au premier ordre, ils n’introduisent pas *un bruit* mais *un biais* (réduction du contraste). L’effet de la variation du piston pendant le temps de pose a déjà été bien étudié. L’influence des fluctuations de couplage est détaillée dans l’Annexe H.

Les expressions formelles de chacun des termes sont données dans les annexes de l’article soumis (TATULLI & LEBOUQUIN 2006). On remarque la nécessité de dériver jusqu’à l’ordre 4 les moments du vecteur de sortie de la matrice représentant la P2VM.

## Validations

Dans le but de valider les expressions de rapport signal à bruit, nous avons développé les estimateurs statistiques équivalents. Les mesures simulées (flux par pixel) sont dégradées statistiquement par les mêmes bruits que ceux pris en compte dans les expressions formelles (poissonnien et additif). Les termes de variance  $\sigma^2(X)$  et de covariance  $\text{Cov}(X, Y)$  sont ensuite directement estimés par les



**FIG. 5.17** – Validation des expressions formelles du rapport signal-à-bruit sur la cohérence carrée (lignes continues) par les expressions statistiques associées (symboles) en fonction du nombre de photons incidents et pour les différents estimateurs présentés en Section 5.3.1. Les pointillés verticaux indiquent la valeur du bruit de détecteur utilisée.

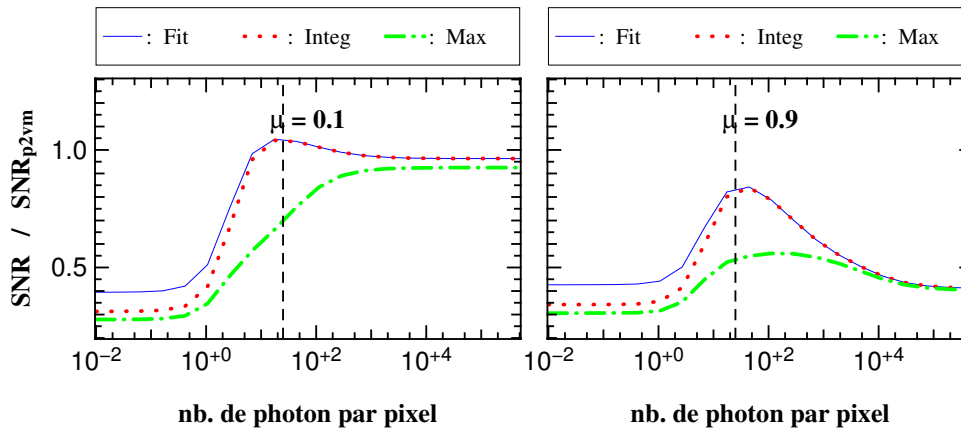
moments statistiques des grandeurs associées :

$$\begin{aligned}\sigma^2(X) &= \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2 \\ \text{Cov}(X, Y) &= \langle X.Y \rangle - \langle X \rangle . \langle Y \rangle\end{aligned}\quad (5.6)$$

Nous avons validé pas à pas les expressions formelles de variance et covariance des différentes grandeurs utilisées dans le processus d'inversion (Figure 5.16, dans le cas de l'estimateur P2VM). La valeur moyenne et l'écart-type de chacune des grandeurs est correctement calculée. Les covariances ne sont pas représentées par simple souci de clarté (représentation nécessairement matricielle). Pour tous les estimateurs étudiés, un très bon accord est obtenu entre calcul théorique et statistique (Figure 5.17). Les différences observées à très faible flux (0.01 photon par pixel) sont de l'ordre de grandeur de l'erreur sur les écart-types dans le cas statistique due au nombre de tirage limité à 1000. Avec tous les estimateurs, deux régimes sont clairement identifiables. La transition s'effectue au moment où le bruit de photon devient dominant devant le bruit de détecteur (Figures 5.16 et 5.17).

### 5.3.3 Comparaison des performances

Les expressions formelles dérivées et validées dans la partie précédente permettent d'étudier les performances relatives des différents estimateurs. En plus de la quantité de photons disponible, nous allons regarder l'influence de la visibilité des franges, du nombre de franges enregistrées et de la quantité de flux prélevé pour les voies photométriques. Cette dernière étude permet de comparer la version complètement matricielle de l'estimateur P2VM (utilisée dans la section précédente)



**FIG. 5.18** – Signal à bruit sur la visibilité carrée en fonction du nombre de photons par pixels avec les différents estimateurs basés sur l’analyse du pic fringe dans l’espace de Fourier et pour deux visibilités (0.1 à gauche et 0.9 à droite). Les résultats sont normalisés par le SNR obtenu avec la P2VM. Les pointillés verticaux indiquent la valeur du bruit de détecteur, à gauche le régime du bruit de détecteur et à droite le régime du bruit de photon.

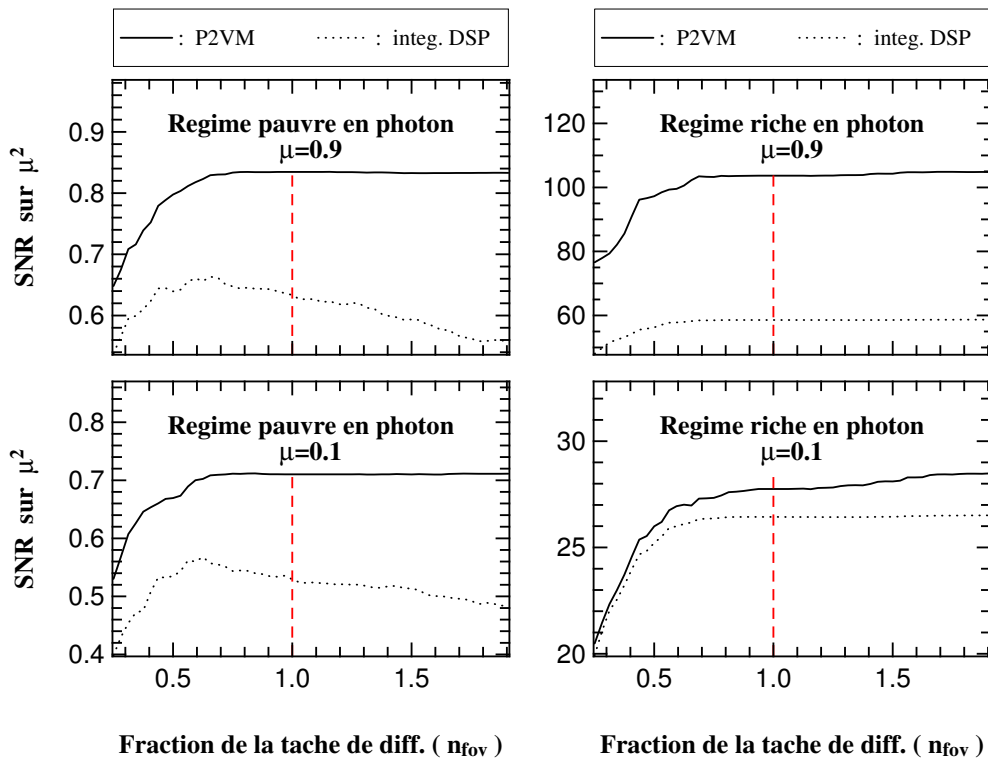
avec celle utilisée sur l’instrument AMBER, qui ne tire pas profit de l’information photométrique contenue dans l’interférogramme.

### Influence de la visibilité

D’une manière générale, les méthodes peuvent être facilement classées en terme de précision (Figure 5.18) : la P2VM est la plus précise, suivie de l’ajustement de la DSP, vient ensuite l’estimateur classique d’intégration de la DSP et finalement le maximum de la DSP. Ce classement correspond à la quantité d’a-priori qu’utilise le processus d’inversion. Plus on utilise la connaissance que l’on peut avoir du système (position, forme, phase des franges), plus la précision sur la visibilité est bonne. Si l’on veut analyser plus finement les performances respectives, trois régimes sont nettement identifiables :

- régime du bruit de détecteur : lorsque tous les pixels sont dominés par le bruit de détecteur, l’estimateur P2VM est plus efficace que les estimateurs quadratiques d’un facteur deux au moins, indépendamment de la visibilité mesurée. En pratique, ce régime n’est jamais utilisé puisqu’il correspond à de très faibles flux (inférieurs à un photon par pixel).
- régime de transition : lorsque le nombre de photons détectés est semblable au bruit de lecture, les estimateurs quadratiques se rapprochent ou atteignent les performances de la P2VM.
- bruit de photon : lorsque tous les pixels atteignent le bruit de photon, un régime stable s’établit. Le rapport entre P2VM et estimateurs quadratiques est fonction du contraste des franges : plus le contraste est important, plus la P2VM est intéressante.

Ces régimes s’expliquent par la différence de traitement des différents pixels par les estimateurs linéaires et quadratiques. Les estimations quadratiques utilisent tous les pixels *avec le même poids*, les pixels fortement bruités comme les autres. L’estimation linéaire utilise une inversion généralisée qui pondère différemment les pixels en fonction de *l’inverse de leur bruit individuel*.

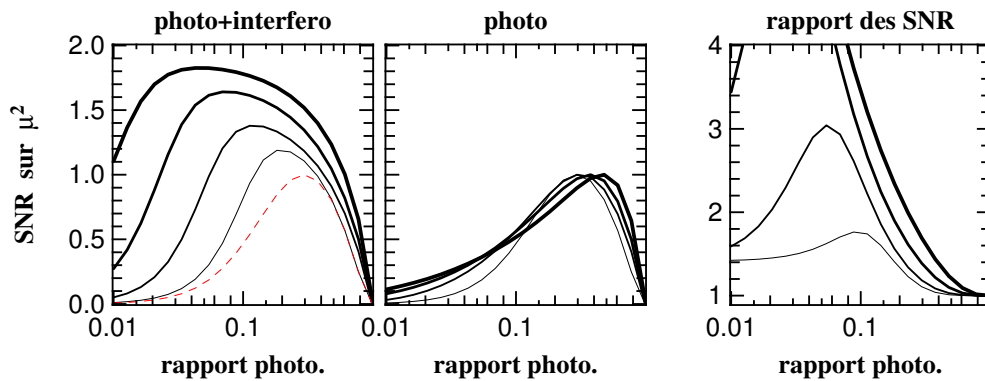


**FIG. 5.19** – Signal-à-bruit (SNR) sur la visibilité carrée avec l’estimateur P2VM (trait continu) et avec l’estimateur classique de l’intégrale de la DSP sous le pic frange (pointillés) ; en fonction de la taille de la fenêtre lue sur le détecteur en unité de tache de diffraction (voir Figure 5.15) ; pour deux régimes de bruit et deux valeurs de visibilité.

### Influence de la fenêtre sur le détecteur

En codage spatial, la taille de la fenêtre lue sur le détecteur ( $n_{fov}$ ) est un paramètre libre. Il est simplement nécessaire d’enregistrer une frange (au moins) de la base codée sur la fréquence la plus faible. Ensuite, plus le nombre de pixels lus est important, plus on enregistre de flux stellaire... mais plus on ajoute de bruit de lecture. La Figure 5.19 compare les performances de la P2VM et de l’estimateur classique (intégrale de la DSP sous le pic frange). Dans un premier temps, lorsque l’on augmente la taille de la fenêtre lue, les deux estimateurs améliorent leurs performances. Au delà d’une taille limite, la P2VM sature (le SNR n’augmente plus) tandis que l’estimateur quadratique commence à perdre en précision. La position de cette inflexion dépend du nombre de photons incidents car elle est située approximativement à la position où les pixels commencent à être dominés par le bruit de détecteur. Dans un régime très riche en photons, il est possible de rejeter cette limite au delà du second lobe de la tache de diffraction (Figure 5.19, droite). Dans un tel cas, on retrouve un rapport de performance entre P2VM et Intégrale du pic dépendant uniquement de la visibilité, comme décrit dans le paragraphe précédent.





**FIG. 5.20** – SNR sur la visibilité carrée calculé avec l’estimateur P2VM avec (à gauche) et sans (au centre) prendre en compte l’interférogramme dans l’estimation de la photométrie, pour un flux moyen par pixel équivalent à 1,5,20 et 100 fois le bruit de lecture (respectivement les lignes fines puis épaisses). Pour chaque niveau de flux, le SNR est normalisé par la meilleure valeur atteinte dans le cas où l’on n’utilise que les voies photométriques. Pour aider à la comparaison, la courbe « sans l’interférogramme » et à faible flux (1 fois le bruit de détecteur) est répliquée dans la sous-figure de gauche, en pointillé.

### Information photométrique contenue dans l’interférogramme

La voie interférométrique peut être utilisée pour aider à estimer les flux photométriques incidents. Pour étudier son influence, nous nous plaçons dans un cas 2T où la photométrie est enregistrée sur des voies dédiées composées d’un unique pixel. Bien que cette étude se limite à la P2VM (son formalisme matricielle permet de déterminer facilement les formules de SNR), elle peut être étendue aux estimateurs quadratiques si le continuum de l’interférogramme est isolé en fréquence du premier pic frange. La Figure 5.20 compare les performances obtenues sur la visibilité carrée avec et sans prise en compte de la voie interférométrique.

Si l’on se limite aux voies photométriques, le rapport photométrique optimal se déplace vers une plus grande transmission dans les voies photométriques quand le nombre de photons augmente<sup>10</sup>. En pratique, la fraction de flux prélevé ne peut pas être ajustée et l’on se place à la valeur optimale pour les faibles flux (dans notre cas  $\rho = 1/3$ ). Le SNR à fort flux est donc légèrement dégradé.

Si l’on utilise les voies photométriques et la voie interférométrique, le SNR optimal est légèrement augmenté à faible flux ( $\sim 10\%$ ). Il est obtenu pour un rapport photométrique plus faible ( $\rho = 0.17$ ). Lorsque le flux augmente, l’optimum se déplace vers les faibles extractions photométriques. Mais surtout la position du maximum est beaucoup moins « piquée » que dans le premier cas : même en conservant un rapport photométrique optimisé à faible flux ( $\rho = 0.17$ ), le gain en SNR atteint 50% à fort flux.

#### *Intérêt d’utiliser la voie interférométrique*

En plus d’augmenter les performances de 50% en fort flux, utiliser la voie interférométrique en complément des voies photométriques permet de diviser le prélèvement photométrique par deux

<sup>10</sup>La valeur de cet optimum dépend du nombre relatif de pixels dans les voies interférométriques et photométriques, ainsi que de la visibilité des franges.

sans perte de signal-à-bruit sur la visibilité. L'augmentation du flux cohérent se traduit par un gain en précision sur les grandeurs qui ne dépendent pas de la calibration photométrique : clôture de phase, phase et visibilité différentielle. L'augmentation du flux cohérent facilite aussi la détection des franges, particulièrement dans le régime à faible flux.

Un instrument dont toutes les poses sont dominées par le bruit de photon (par exemple  $20\times$  le bruit de détecteur) peut ainsi réduire l'extraction photométrique à moins de 5% et les gains décrits précédemment en sont encore augmentés. Les voies photométriques ne servent alors plus qu'à mesurer le déséquilibre des faisceaux.

### 5.3.4 Conclusions

Dans cette partie, nous avons montré que les nouvelles conditions d'utilisation des recombineurs optiques modifient les stratégies optimales de mesure du facteur de cohérence. En particulier, l'utilisation de codages non - turbulents permet d'envisager des estimations linéaires.

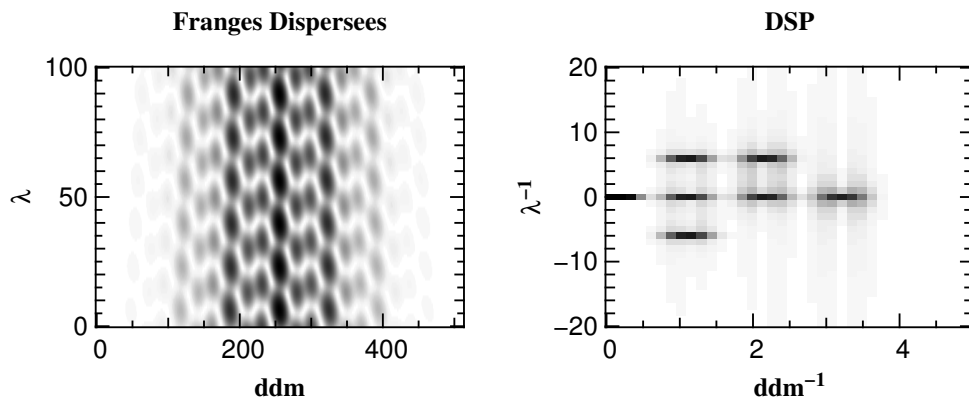
Dans un premier temps, en collaboration avec Éric Tatulli, nous avons dérivé et validé les formules de rapport signal-à-bruit de manière homogène pour différents types d'estimateurs dans le cas spécifique du codage spatial. Nous avons montré que les performances de la P2VM sont, dans tous les cas, au moins aussi bonnes que celles obtenues avec les estimateurs classiques. La description matricielle de la P2VM permet d'étendre les expressions formelles aux recombineurs à codage matriciel sans aucun effort supplémentaire. L'outil mathématique développé est donc capable de calculer les performances attendues pour tous les concepts de recombinaisons envisagés dans le cadre du projet VITRUV. Cet outil peut aussi être appliqués aux instruments AMBER et MIRC.

Dans un second temps, nous avons mis en évidence l'intérêt de l'information contenue dans l'interférogramme pour contraindre la photométrie individuelle des faisceaux. De manière peu intuitive, plus le nombre de photons collectés est important, plus la fraction de flux prélevée dans les voies photométriques peut être faible. Sur les instruments futurs disposant d'un suiveur de franges, il sera possible d'utiliser de très faibles extractions (5%). L'intérêt est double : la précision sur la visibilité est améliorée par la nouvelle information photométrique disponible, la précision sur la phase est fortement accrue grâce à l'augmentation du flux cohérent.

## 5.4 Optimisation du recombineur tout-en-un spatial

Les recombineurs tout-en-un à codage spatial pour 6 ou 8 télescopes (MIRC, VITRUV...) inaugurent une nouvelle génération d'instruments puisque qu'un tel nombre de faisceaux n'a encore jamais été utilisé. Aucune géométrie utilisée actuellement ne peut être facilement étendue car il est nécessaire d'assurer la séparation des pics franges dans l'espace de Fourier. A partir de simulations Monte-Carlo, RIBAK *et al.* (1988) ont dérivé des géométries permettant de recombinaison jusqu'à 30 faisceaux. Le nombre de fréquences nécessaires augmente extrêmement rapidement avec le nombre de faisceaux ( $f_{max} > 35$  à 8T).

Diminuer ce nombre de fréquences en utilisant des pupilles de sorties redondantes a été proposé initialement par VAKILI & KOEHLIN (1989). L'idée a ensuite été retrouvée de manière indépendante par Denis Mourard pour la proposition VEGA-4T (MOURARD *et al.* 2005). L'astuce de base consiste



**FIG. 5.21** – Codage « spectro-spatial » proposé pour VEGA-4T. Les pupilles de sortie sont alignées et équidistantes, un chemin optique est introduit sur la troisième pupille, qui permet d’incliner certains système de franges dans l’image des franges dispersées (à gauche) et de séparer les 6 pics franges correspondants dans la DSP (à droite). Le pic en 0,0 correspond aux basses fréquences de l’interférogramme.

à introduire une différence de chemin optique dans certains faisceaux (Figure 5.21). Dans l’image des franges dispersées, les systèmes ayant la même fréquence sont inclinés différemment, ce qui permet de séparer les informations. Néanmoins, nous avons montré que si l’on désire conserver la résolution spectrale, il devient nécessaire de sur-échantillonner le spectre : le nombre de pixels total est conservé mais une partie du codage spatial est convertie en codage « spectral » (LeBouquin et Mourard, communication privée). Cette idée peu connue n’a jamais été mise en pratique, mais pourrait constituer un moyen intéressant de recombinaison un grand nombre de télescopes.

Dans cette partie, nous allons plus spécifiquement nous intéresser à la redondance partielle des pupilles de sortie, sans utiliser l’idée de Vakili et Mourard. L’objectif est de trouver des configurations compactes, c’est-à-dire dont les pupilles de sortie sont proches, sans diminuer les performances de l’instrument. Une telle redondance est utilisée dans l’instrument AMBER (Section 3.1.1 et MILLOUR *et al.* 2004), mais aucune étude quantitative de son influence n’est disponible. Pour y parvenir, nous allons utiliser le formalisme de la Section 5.3.

#### 5.4.1 Pourquoi rapprocher les pupilles ?

La Figure 5.15 schématise la recombinaison tout-en-un à modulation spatiale dans un cas à 3T en optique de volume. Si l’on désire séparer les pics franges dans l’espace des fréquences, on peut exprimer la position  $x_i$  de la  $i^{eme}$  pupille (commençant à  $i = 0$ ) par :

$$x_i = P_i \cdot d_{pup} \cdot D \quad (5.7)$$

où  $P_i$  est une liste d’entiers non - redondants. Par exemple dans les cas 3T et 4T :

$$P_i = (0, 1, 3) \quad (5.8)$$

$$P_i = (0, 1, 4, 6) \quad (5.9)$$

Les pics franges sont régulièrement espacés dans l’espace de Fourier (voir Figure 5.22). Pour plus de 4T, il n’est plus possible de construire un recombineur satisfaisant cette condition. Ainsi à 8T,

la configuration la plus compacte  $P_i$  demande 35 fréquences, dont seulement 28 sont occupées par un pic frange. Comme séparer les pics franges nécessite un minimum de  $d_{pup} = 2$  (Figure 5.15), la distance maximale entre pupille est donc  $2 \times 35 = 70$  fois la taille d'une pupille! Cela donne aussi un ordre de grandeur de la taille de la lentille nécessaire pour effectuer la recombinaison. On peut facilement imaginer la complexité d'un tel montage en optique de volume. Bien que l'optique intégrée semble être une solution élégante, elle possède des contraintes similaires. Une gamme de 35 angles différents ne peut être obtenue qu'avec un schéma d'égalisation du chemin optique interne compliqué (Figure 5.11).

#### *Contrainte de l'échantillonnage des franges*

Les franges à la plus haute fréquence doivent être suffisamment échantillonnées pour éviter la dégradation du SNR causée par la convolution avec la taille physique des pixels du détecteur. Un échantillonnage à 4 pixels par période est souvent retenu. Dans le même temps, pour optimiser la quantité de flux collecté, on enregistre la totalité de la figure de diffraction sur le détecteur ( $n_{fov} \geq 2$ , voir Figure 5.15). Ainsi un recombineur 8T nécessite  $4 \times 2 \times 2 \times 35 = 560$  pixels par canal spectral, comme estimé dans la Section 5.2.

#### **Rapprocher les pupilles en réduisant le nombre de frange de toutes les bases...**

Réduire le nombre de franges par interférogramme  $d_{pup}$  correspond à une homothétie du plan pupille sans changer le diamètre ( $\sim$  densification). C'est donc une homothétie de l'espace de Fourier sans modification de la largeur des pics franges. Les pics commencent à se recouvrir quand  $d_{pup}$  devient inférieur à 2 et le taux de recouvrement est identique pour tous les pics. Finalement, il est impossible d'avoir  $d_{pup} < 1$  car les deux pupilles les plus proches se superposeraient spatialement<sup>11</sup>.

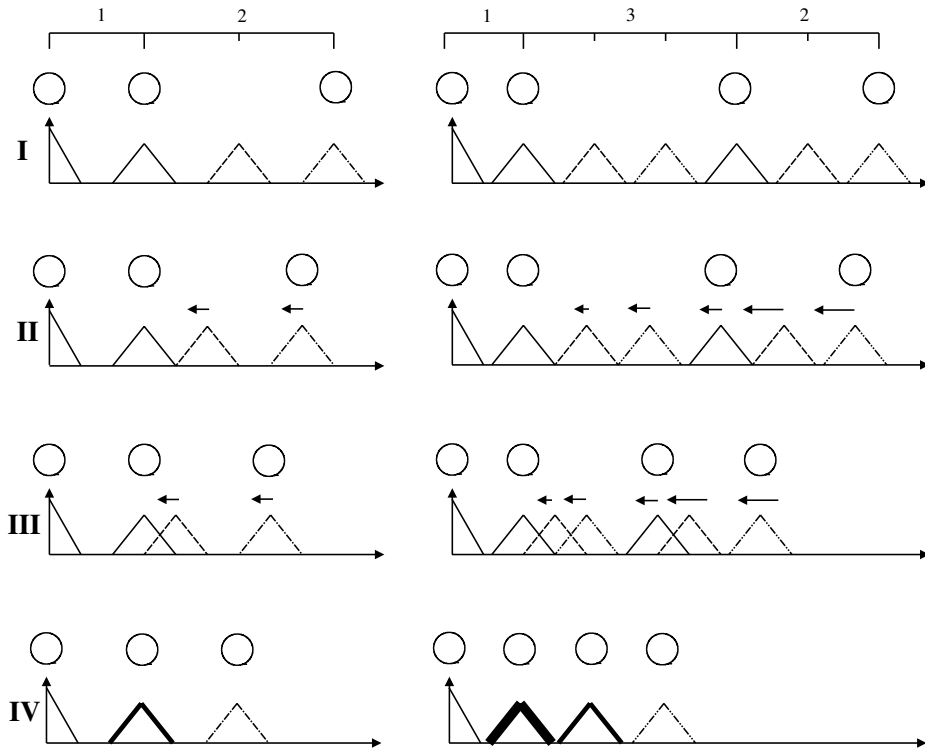
*... ou simplement des fréquences les plus hautes ?*

Il suffit simplement de ne déplacer que la troisième pupille et les suivantes (pour conserver une non-redondance partielle, je considère un mouvement homothétique). Cela permet soit d'augmenter la compression par rapport à la limite du paragraphe ci dessus, soit de compresser alors que des contraintes externes empêchent de trop rapprocher les pupilles. Cette transformation se décrit en ajoutant un nouveau paramètre  $\rho_{comp}$  appelé *facteur de compression*. Avec  $i = 0$  pour la première pupille, les nouvelles positions sont définies par :

$$x_i = (i + (P_i - i) \cdot \rho_{comp}) \cdot d_{pup} \cdot D \quad (5.10)$$

La fréquence la plus faible n'est pas déplacée (Figure 5.22). La transformation n'est plus parfaitement homothétique, puisque des « trous » sont créés à des positions particulières. La taille de ces trous est indépendante de  $\rho_{comp}$  et est toujours égale à  $d_{pup}$ , la distance minimum imposée entre les pupilles. Je définis différentes valeurs particulières (Figure 5.22) :

<sup>11</sup>Ce postula peut être retrouvé soit par des considérations de conservation de l'énergie dans l'interférogramme (le pic frange ne peut pas recouvrir la fréquence spatiale nulle); soit en montrant que lorsque l'on cherche à faire des angles entre ouvertures très faibles, les pupilles diffractent ce qui tend à augmenter la taille de l'enveloppe contenant les franges.



**FIG. 5.22** – Superposition des pics de Fourier due à un déplacement des pupilles dans le cas 3T avec  $d_{pup} = 3$  (gauche), et dans le cas 4T avec  $d_{pup} = 2.25$  (droite). Le facteur de compression est de  $\rho_{comp} = 1$  (I, pas de compression),  $2/d_{pup}$  (II),  $1/d_{pup}$  (III) et 0 (IV, configuration redondante). Entre II et III, les pics sont dits légèrement compressés; entre III et IV les pics sont dit fortement compressés.

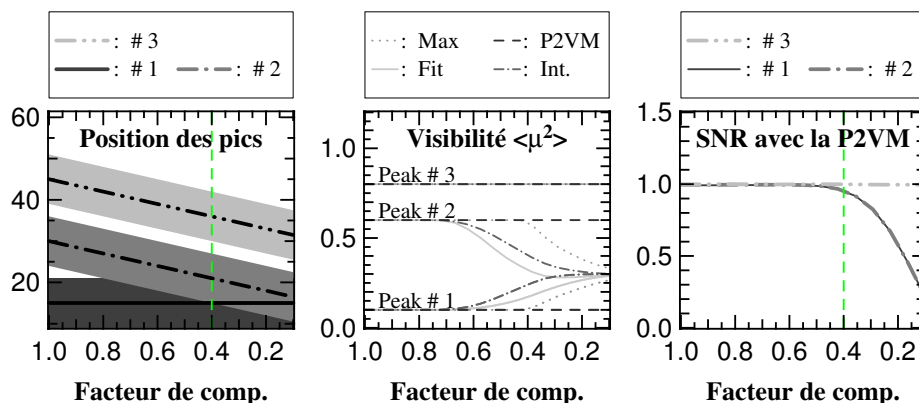
$\rho_{comp} = 1$  : (I) les pupilles et le plan de Fourier ne sont pas compressés. Les pics sont aux positions définies par l'Équation (5.7).

$\rho_{comp} = 2/d_{pup}$  : (II) la configuration commence à être partiellement redondante. Les pics se touchent. A partir de cette valeur, la configuration sera dite *faiblement compressée*.

$\rho_{comp} = 1/d_{pup}$  : (III) les limites des pics atteignent la fréquence centrale du (des) pic(s) voisin(s). A partir de cette valeur, la configuration sera dite *fortement compressée*.

$\rho_{comp} = 0$  : (IV) la distance inter-pupille est constante, la configuration est redondante. Dans le plan de Fourier, les pics sont totalement superposés par groupe, séparés de  $d_{pup}$ . Il faut alors impérativement utiliser la technique de VAKILI & KOEHLIN (1989).

Bien que la compression autorise de diminuer le nombre de pixels utilisé pour échantillonner les franges, je décide de le garder constant. Les franges sont donc légèrement sur-échantillonnées dans la configuration compressée, ce qui n'a évidemment aucun effet dommageable. D'un point de vue pratique, la compression consiste à déplacer les pupilles de sortie devant une optique d'imagerie fixe dont le grandissement ne change pas ( $\sim$  densification).



**FIG. 5.23** – **Gauche** : Position (ligne épaisse) et support (région grisée) des 3 pics franges dans le domaine fréquentiel en fonction du taux de compression allant de 1 (pas de compression) à 0.1. La distance minimum entre les pupilles est de  $d_{pup} = 2.5 \times$  la taille des pupilles. Les pics #1 et #2 sont faiblement superposés lorsque  $\rho_{comp}$  atteint 0.8 et fortement superposés lorsque  $\rho_{comp}$  atteint 0.4. **Centre** : Visibilité au carré obtenue avec les 4 estimateurs décrits dans la partie Section 5.3 : maximum du pic (Max), intégrale du pic (Integ), ajustement du pic (Fit) et P2VM. Les visibilités carrées des bases #1,#2,#3 sont égales à 0.1, 0.6, 0.8 respectivement. L’asymptote horizontale des estimateurs quadratiques à droite est égale à 0.29, moyenne géométrique des bases mélangées. **Droite** : Rapport signal-à-bruit (SNR) de l’estimateur P2VM pour chaque base en fonction du taux de compression, normalisé par celui obtenu sans compression. Le trait vertical représente la transition entre faible et forte compression pour les pics #1 et #2.

### 5.4.2 Effet de cette compression...

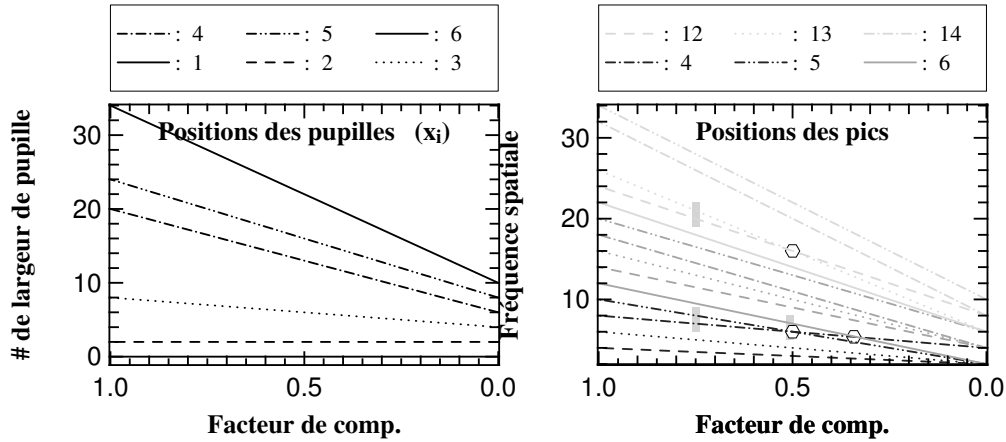
Il est possible de quantifier l’effet de la compression des pics de Fourier sur les différents estimateurs grâce aux formules de biais et de SNR dérivées en Section 5.3.2. La Figure 5.23 illustre une des simulations effectuées.

#### ...sur les estimateurs de la visibilité

Intuitivement, les estimateurs basés sur l’analyse de la densité spectrale de puissance (DSP), et d’une manière générale tous les estimateurs quadratiques, ne sont pas capables de retrouver la visibilité de chaque base lorsque les pics de Fourier associés se superposent. En effet, parce que la norme de la somme de deux cohérences complexes n’est pas pas la somme des normes, le passage en quantité quadratique « mélange » les informations de chaque base de manière irréversible. Par exemple, si deux pics en opposition de phase se superposent, les énergies mesurées seront nécessairement sous-évaluées. D’un autre côté, une estimation linéaire n’est pas affectée par la superposition des fréquences car les phases et les visibilités de chaque base sont reconstruites conjointement.

#### ...sur les performances de l’estimation linéaire

Cette étude a été réalisée dans les cas 3T et 4T car ces deux configurations ne font pas apparaître les mêmes phénomènes : les interactions « à 3 pics franges » ne sont pas observables à moins de 4T. Les deux conclusions principales sont les suivantes :



**FIG. 5.24** – Effet de la compression de la configuration de pupilles établie par Mozurkewitch (Équation (5.11)) dans un cas à 6T. Le facteur de compression est modulé entre 1 et 0. Bien que le déplacement de pupilles soit quasi-homothétique (gauche), le déplacement des pics franges dans l’espace de Fourier ne l’est pas (droite). Les superpositions néfastes sont marquées par un hexagone, les régions en grisé représentent le moment où les pics concernés commencent à se superposer fortement. Par souci de clarté, l’ensemble des 15 pics n’est pas représenté sur la légende.

1. le signal à bruit est insensible au déplacement en fréquence tant que les pics ne se superposent pas.
2. le signal à bruit d’une base décroît seulement à partir du moment où le pic concerné est *fortement superposé* à un de ses voisins, et ce, indépendamment du nombre de télescopes.

Il est donc possible de compresser le plan pupille d’un facteur  $\rho_{comp} = 1/d_{pup}$  sans affecter les performances de l’inversion par P2VM. Le lecteur intéressé par les détails de cette étude peut se rapporter à l’article en cours de soumission joint à ce travail (Section 5.8, LEBOUQUIN & TATULLI 2006).

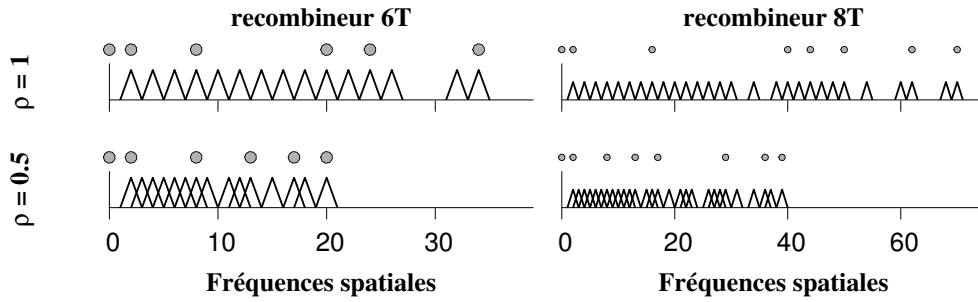
### 5.4.3 Propositions pour un instrument 6T et 8T

Les conclusions précédentes permettent d’optimiser les recombineurs à grand nombre de faisceaux. Je me focalise sur les recombineurs 6 et 8T car ils correspondent aux cas de VITRUV pour lesquels le codage spatial semble préconisé. Pour ces deux cas, je dérive un positionnement des pupilles optimal.

#### *Plan pupille optimisé sans compression*

Dans un schéma tout-en-un à plus de 4 faisceaux, il est impossible de déterminer théoriquement la configuration non-redondante  $P_i$  qui minimise le nombre de fréquences nécessaires : le problème est insoluble de manière analytique et ne peut être attaqué que par des méthodes de « force-brute ». Plusieurs auteurs ont déterminé des configurations optimales pour 6T (MOZURKEWITCH 1999) :

$$P_i = (0, 1, 4, 10, 12, 17) \quad (5.11)$$



**FIG. 5.25** – Exemple d’optimisation du plan pupille à 6T (gauche) et à 8T (droite). Les pupilles de sortie et le plan de Fourier sont représentés à la même échelle (relation d’autocorrélation). Les positions des pupilles sont calculées avec un taux de compression autorisé de  $\rho_{comp} = 1$  (haut, pas de compression) et  $\rho_{comp} = 0.5$  (bas, compression maximale sans perte de SNR). La sous-figure en haut à gauche correspond donc à la configuration de MOZURKEWITCH (1999) donnée par l’Équation (5.11). La distance minimum entre les pupilles est de deux fois la taille d’une pupille ( $d_{pup} = 2$ ). La distance inter-pupille maximale nécessaire (et donc la fréquence maximale utilisée) est réduite d’un facteur 0.58 et 0.55 dans les cas 6- et 8T respectivement.

qui demande 17 fréquences pour 15 bases. A 8T, j’ai trouvé une solution ne faisant intervenir « que » 35 fréquences (pour 26 bases) :

$$P_i = (0, 1, 8, 20, 22, 25, 31, 35) \quad (5.12)$$

Comme le maximum de  $P_i$  est plus grand que le nombre de bases, certaines fréquences ne sont pas occupées (Figure 5.25).

#### *Plan pupille optimisée avec compression*

La Figure 5.24 montre le résultat de la compression de l’Équation (5.10) sur la configuration à 6T de Mozurkewitch. A la différence des cas 3T et 4T, certains pics se rapprochent plus vite que d’autres. Des bases particulières deviennent ainsi complètement redondantes avant que la compression maximale ne soit atteinte. Ces positions sont marquées d’un hexagone sur la figure. Pour éviter de dégrader le SNR sur ces bases, il est nécessaire de stopper la compression à  $\rho_{comp} = 1/d_{pup} = 0.75$ . Avec une telle valeur, d’autres pics ne sont que faiblement compressés car la compression se « concentre » sur certaines bases, notamment #12-#13 et #4-#5. A partir de cette constatation, on peut supposer que d’autres configurations, moins avantageuses sans compression ( $P_i$  avec une fréquence maximale plus élevée), peuvent cependant être plus compressées.

Pour le tester, j’ai introduit le taux de compression maximum autorisé directement dans le calcul de l’optimisation du plan pupille par « force-brute ». La Figure 5.25 illustre le résultat de cette optimisation pour 6 et 8T. Les plans compressés et non-compressés ne sont pas reliés par une transformation évidente. D’une manière générale, les configurations compressées laissent plus de fréquences libres ( $P_i$  non-optimal) mais ces « trous » sont compensés par une plus forte superposition des pics. La fréquence maximale n’est pas réduite d’un facteur  $\rho_{comp_{min}} = 1/d_{pup} = 0.5$  comme dans le cas 3 ou 4T. Néanmoins, on atteint tout de même des taux de  $\sim 0.58$  à 6T et de  $\sim 0.55$  à 8T.



## 5.5 Discussion et perspectives

Dans un premier temps, nous avons déterminé quels concepts interférométriques semblent les plus pertinents pour un instrument imageur monomode au VLTI. En fonction des priorités mise en avant (nombre de pixels et/ou performances) ainsi que de l'évolution des études connexes (suiveurs de franges, détecteur), je préconise le schéma tout-en-un avec modulation spatiale ou le schéma par-paire avec modulation matricielle.

Dans un second temps, nous avons montré que les estimateurs quadratiques classiques ne présentaient plus d'intérêt a-priori. Ils peuvent être avantageusement remplacés par des estimations linéaires si d'autres contraintes le nécessitent (recouvrement des pics, codage matriciel...). Dans le cas du schéma tout-en-un, la fraction de flux affectée à la photométrie peut être fortement réduite grâce à la prise en compte de l'information contenue dans l'interférogramme.

Ces conclusions sont de premier plan pour le Groupe Système VITRUV car elles orientent le développement et la réalisation des futurs composants. A la suite de cette étude, un composant à 4T matriciel par-paire a été réalisé. Il est en cours de test sur le banc interférométrique du LAOG. Le dessin de composants à codage spatial est en cours d'étude (Pierre Labeye, communication privée). Dans leur version 8T, à l'étude aussi, ces composants pourront profiter des optimisations proposées dans la Section 5.4, afin de réduire le nombre de pixels nécessaires.

### 5.5.1 VITRUV-4T et/est l'instrument PRIMA-référence de phase

Le recombineur du projet VITRUV utilisera donc un concept de recombinaison choisis pour ses performances. Grâce à cette haute sensibilité, il pourrait être l'instrument du projet PRIMA-référence de phase. Coupler les deux projets possèdent plusieurs avantages. Premièrement et de manière pragmatique, cela permet d'économiser une place importante dans le laboratoire interférométrique. Ensuite, la version imageur classique pourra ainsi profiter des efforts prévus pour PRIMA, particulièrement au niveau détecteur. De son côté, PRIMA pourra profiter des avantages intrinsèques des technologies sur lesquelles se base VITRUV, ainsi que de tous les développements connexes (support, logiciel de reconstruction d'image...).

### 5.5.2 Du mode 4T au mode 6-8T

Paranal est sûrement le site interférométrique offrant le plus d'intérêt à moyen terme, de part la longueurs des bases, le nombre de stations et le diamètre des ouvertures dont il dispose. Une des forces du projet VITRUV est la possibilité à terme d'utiliser la pleine capacité du site (6 ou 8T) sans avoir à considérer un nouvel instrument. Les changements nécessaires sont limités et peuvent être quasiment éliminés si cet aspect est correctement pris en compte dès la conception de l'instrument 4T. Les modifications matérielles se résument à un changement de puce intégrée. Le concept d'injection envisagé sur VITRUV permet même d'installer le recombineur 6-8T directement dans la version 4T, sans effet sur le concept et l'exploitation astrophysique de celle-ci. Avec ce concept, le passage de 4T vers 6-8T ne sera pas irréversible et il sera possible de choisir la configuration en fonction du nombre de télescopes disponibles et des objectifs scientifiques, assurant ainsi une productivité maximale du VLTI.

---

5.6 *Article: « Comparison of integrated optics concepts for a near-infrared multi-telescope beam combiner »*

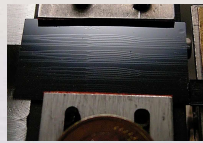
Ce poster et cet article présentés au congrès SPIE de 2004 à Glasgow comparent les différents concepts d'optique intégrée en vue d'un instrument spectro-imageur (LEBOUQUIN *et al.* 2004a). Ils correspondent au travail décrit dans la Section 5.2.

# Comparison of Integrated Optics concepts for a near infrared multi-telescope beam combiner

J-B LeBouquin, J-P Berger, P. Labeye, E. Tatulli, F. Malbet, K. Perraut, P. Kern

Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

**Abstract :** The VITRUV project is a proposition to achieve interferometric combination of the entire VLTI array, which will provide snap-shot imaging capability. Part of this challenging instrument, the 8-beam combiner is a key of the project. Thanks to our laboratory and sky experience, we propose to use single-mode planar optics (so-called integrated optics, IO). In this poster, we compare the different actual IO component for each possible concept. We show that the best solution may be different for a 4- and 8- telescope instrument.



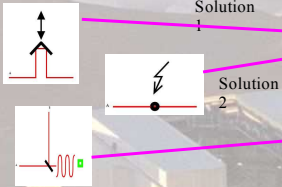
## IO technology :

It allow to design complicate optical single-mode wave-guide in very small silicium chip. Here we present a component with four 3-beams combiner compare to a coin (bottom). A similar component is currently use at the IOTA interferometer and provide scientific results.

## How to encode the fringes ?

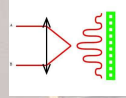
### Temporally :

The OPD is introduced with a piezo-mirror before the component (solution 1), or inside with an electro-active IO element (solution 2, currently under investigation). The combination is done with IO coupler, which can be compared to a beam-splitter. The differents OPD measure are recorded on the same detector pixel.



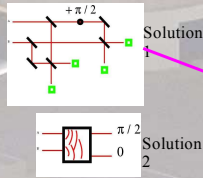
### Spatially :

The electric fields of the different beams are coupled into a planar-guide and a fringe pattern is recorded on the detector. Each OPD measurement is done on a different detector pixel at the same time. Note that the signal is not yet sampled at the output of the component.



### Matricially :

Phases states of the coherence are recorded on independant detector pixels without forming a fringe pattern. The first solution is to use IO junction, coupler and phase shifting devices (solution 1, more adapted for a pairwise scheme). The second solution is to use a multimode guide proposed by Rooms (solution 2, could be extended to N beams but never realized for more than 2 beams).

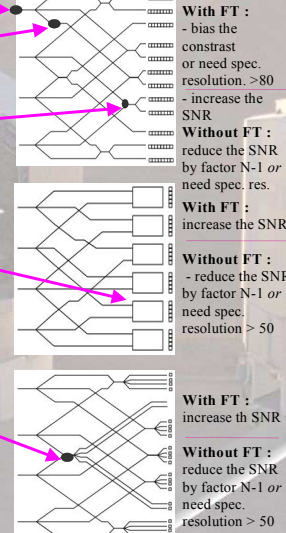


## How to combine all the baselines ?

### Pairwise :

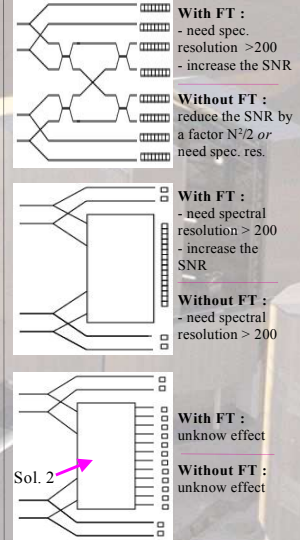
The baselines are combined on independent 2-beam sub-combiners.  
 ·Photometric extraction is **not required**  
 ·Need  $N.(N-1)/2$  sub-combiners  
 ·More IO functions required and so bader transmission.

We summarize the effect of a fringe tracker (FT), which locks the fringes within the temporal coherence envelop. The given spectral resolutions are for a 8-beam combiner.



### All In One :

Baselines are multiplexed on the same pixels but sepatared in the Fourier space.  
 ·Photometric extractions are **required**  
 ·More pixels since it leaves gap in the frequency space.



## Properties of the differents coding

	nb. of fringes given by :	sampling rate given by :	Linear estimator :	Quadratic estimator :	Effect of residual atmos. OPD :
<b>Temporal</b>	piezo speed	piezo speed	with fringe tracking	yes	spread energy in the Fourier Space
<b>Spatial</b>	combiner design	detector	yes	depend on combiner geometry	reduce contrast
<b>Matricial</b>	combiner design	combiner design	yes	no	reduce contrast

## Comparison for a 8-beams instrument

	Pairwise			All In One **		
	Temporal *	Spatial	Matricial	Temporal	Spatial	Matricial
max. freq. spat. Pix.	7 / 1	2	1	38	38	?
temp. pix.	56	224	112	8	156	56
total pix.	14 / 1	1	1	76	1	1
	784 / 112	224	112	608 + 8	56 + 8	156 + 8
IO constrains :	T / T.V	T	T.V	T	.	V
remarks :	component too large	will be tested soon	turbulence spread energy			very chromatic

The max. freq. used is the maximum number of fringes that should be recorded in one baseline, to unbiased the visibility this number should be much smaller than the spectral resolution. For the temporal coding, we considered 2 temporal pixels per fringe (since there are two outputs in phase opposition). For the spatial coding, we have taken 8 pixels for the smallest frequency and then 4 for all the others. For the matrix coding, we have taken 2 pixels per baselines. \*\* : the numbers added are the photometric pixels. \* : for solution 1 (left) and 2 (right). In the IO constrains line, we put a 'T' if the concept has a bad transmission (because of a large number of IO functions) and a 'V' if the concept need validation of some IO functions.

## Conclusions

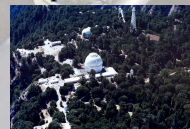
### 4-beams combiner conclusions :

Remember that the numbers given in this poster are for a 8-beam instrument. See the article for the value of a 4-beam combiner. The Pairwise-Spatial and the All in One-Matricial schemes have never been manufactured. For a large spectral band, the All In On-Spatial scheme biases the visibility. The All in One-Temporal introduce a SNR loss when the fringes are not locked. Finally, if the 2-beams Matrix Coupler are validated, Pairwise-Matrix can be prefered to Pairwise-Temporal (Solution-1) thanks to the smaller number of pixels.

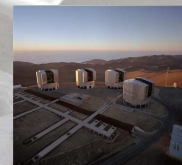
### 8-beams combiner conclusions :

The Pairwise schemes have too complicate design (IO constrains, bad transmission...). All In One-Matrix have not yet been experienced. Since the other All In One schemes introduce large biases at low spectral resolution (below ~200), only narrow band applications are realistic. Finally, the All In One-Spatial should be preferred in terms of SNR thanks to the much smaller number of pixels and the better transmission.

### Perspectives :



Collaborations with CHARA, VLTI ...



## Comparison of integrated optics concepts for a near infrared multi-telescope beam combiner

LeBouquin J.-B.<sup>a</sup>, Berger J.-P.<sup>a</sup>, Labeye P.<sup>b</sup>,  
Tatulli E.<sup>a</sup>, Malbet F.<sup>a</sup>, Perraut K.<sup>a</sup>  
and Kern P.<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier,  
BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France;

<sup>b</sup>LETI - Laboratoire d'Electronique de Technologie de l'Information,  
CEA-Grenoble 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

### ABSTRACT

Second generation VLTI instruments will be able to use of the array full imaging capability with up to 8 telescopes. Such an instrument will allow astronomers to measure 28 visibilities and 21 independent closure-phases at the same time, providing therefore rapidly imaging abilities with a spatial resolution of one milliarcsecond in the near infrared range.

The VITRUV project is a proposition to achieve the VLTI interferometric combination thanks to single-mode planar optics (the so-called integrated optics, IO). IO technologies allow to design integrated combiners with remarkable stability and self alignment properties. In addition, modal filtering associated with photometric calibration will lead to accurate visibility and closure-phase measurements. In this paper we present a detailed analysis of beam combination concepts that takes into account several constraints: throughput, signal to noise ratio, interferometric efficiency, integrated optics circuit design constrains and astrophysical requirements for imaging mode.

**Keywords:** Techniques:interferometric, Instrumentation:interferometers

### 1. INTRODUCTION

The Very Large Telescope Interferometer (VLTI<sup>1</sup>) is an optical array with a potential of eight apertures that provides high sensitivity and extended (u,v) coverage. Recovering the interferometric information of the entire array will allow an actual imaging capability with a spatial resolution of one milliarcsecond in the near infrared.

A first generation of instruments is currently (or soon-to-be) available to the community. The second generation of beam combiners, that will allow to use the full-array potential, is emerging from conceptual studies. The corresponding instrumental challenges are numerous. Among those, the requirement that the whole optical assembly of the beam combiner must maintain an internal stability crucial for closure phase measurement, which is the required information for image reconstruction.

Over the last years, the Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG), in collaboration with IMEP (Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique, [www.imep.enserg.fr](http://www.imep.enserg.fr)) and LETI has developed integrated optics beam combiners (IONIC). The possibility to integrate optical circuits on small volume chips with remarkable stability self-alignemnt properties are the decisive advantages of this technology.

The VITRUV project (see Malbet et al. these proceedings) provides the context of this study. It is a proposition for a VLTI second generation focal instrumentation based on IO technology solutions.

In this paper, we classify and compare different beam combination concepts relevant to IO technology. We present and compare the different ways to recover the coherence of all the baselines of a large array. We

---

Further author information: LeBouquin J.-B.  
E-mail: [jean-baptiste.lebouquin@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:jean-baptiste.lebouquin@obs.ujf-grenoble.fr)  
Telephone: +33 4 76 63 57 20

Coding type	nb. of fringes	sampling rate	coherency estimators	atmospheric effects	outputs fields
Temporal	piezo	piezo	FO* / SO	spread energy	single-mode
Spatial	combiner	detector	FO / SO	jitter	multi-mode
Matricial	combiner	combiner	FO	jitter	single-mode

**Table 1.** Summary of the properties of the different codings for a single-mode integrated optics combiner. FO and SO are for first and second order estimators, see Sec. 2.1 for details. \* : only if atmospheric optical path is totally negligible during the scan.

illustrate each concept by a realistic integrated component. It allows us to discuss the specific constraints due to IO technology. We show that the best solution may be different for a 4- and 8- telescope instrument.

## 2. COMBINATION OF SEVERAL TELESCOPES

### 2.1. How to code the fringes

The common classification is to separate the “pupil plane” from the “image plane” combination and to separate the “temporal” from the “spatial” modulation. It gives 4 combination types described by Mariotti et al.<sup>2</sup> For single-mode instruments, one can demonstrate that these two planes are meaningless. The electric field is projected into a unique “modal plane”.<sup>2,3</sup> On the other hand, it is possible to measure the coherence of two electric fields without forming a fringe pattern, this is what we call the Matricial coding. We propose to class the single-mode combiners in function of this coding only : temporal, spatial or matricial. In this section, we compare them in terms of sampling, possible coherency estimators, effect of a residual atmospheric path delay and properties of the outputs (see Table 1).

The visibility can be recovered with first order (FOE) or second order (SOE) estimators. Examples of FOE are ABCD,<sup>4</sup> fringe fitting or Pixel to visibility Matrix (see G. Duvert, these proceedings). Examples of SOE are autocorrelation fitting, Fourier energy integration (Foresto et al., 1997<sup>5</sup>) or Wavelet energy integration (Segransan et al., 2003<sup>6</sup>).

**Temporal coding** The flux is recorded on the same detector pixel for different optical path delays (OPD) at different times. The sampling rate is given by the number of temporal acquisitions in one scan, and therefore can change. The number of recorded fringes can change too. The atmospheric path delay should be frozen during the total time of one scan. The residual atmospheric delay modifies the sampling rate of the fringes, which removes the possibility to use an FOE without the help of an external fringe locker for faint objects. If the sampling is sufficient and if the baselines are separated in the frequency space, a Fourier estimator can be used. The outputs of the combiner are single-mode. They can be used as inputs in the case of a recursive scheme, or rearranged before the output of the component.

**Spatial coding** The fringe pattern is formed by superposition of the electric fields comin from different directions on the detector. The sampling is given by the detector pixel length compared to the fringe length. So, at the output of the combiner, the signal is not yet sampled. The number of recorded fringes is fixed by the chosen internal combiner geometry. Based on energy conservation considerations it is impossible to have less than  $\approx 2$  fringes in a diffraction pattern, a two-beam combiner will require at least  $\sim 8$  pixels. For more than two beams, the other baselines can provide patterns with 3, 4... fringes, and so require only  $\sim 4$  pixels per additional baseline. The sampling is not affected by the residual atmospheric delay. It does not spread the fringe energy in the frequency space (fringe peaks are unturbulent), but reduces the contrast of the fringe (jitter effect). If the Fourier peaks of each baseline are separated (thanks to an adapted combiner geometry), it is possible to perform a SOE. If the peaks are partially superposed, SOE introduces cross-talk between the baseline visibility and a FOE must be used.

**Matricial modulation** The flux is recorded on different pixels for different phase status at the same time. The difference with the other codings lies in the fact that the sampling is fixed by the combiner geometry only. It allows to peak precise phase states of the coherence. This atmospheric delay has to be frozen during one acquisition. The residual atmospheric delay has a jitter effect (reducing the visibility without changing the sampling). Since there is no real fringe pattern, it is impossible to perform Fourier transform or autocorrelation, and so only first order estimators can be used. As for a Temporal coding, the outputs are single-mode.

## 2.2. How to code all baselines of the array

Since we plan to design an imaging instrument, the combiner should code all the possible baselines of the array. To remove the flux fluctuations introduced by the spatial filtering, one has to calibrate the fringe contrast of each baseline by the input photometry. So the instrument should recover this input flux. The common classification proposed here has been nicely described by D. Mozurkewitch.<sup>7</sup> We summarize it and add the important elements for single-mode combination.

**All In One** All baselines are multiplexed on the same pixels. To separate information in the Fourier space, one has to modulate the input beams with a non-redundant configuration. For more than 4 beams, it leaves some gaps in the frequency space, and so the maximum frequency used is larger than the number of baselines. For a 6-beam combiner (15 baselines), the maximum frequency used is 17 times the minimum and for a 8-beam combiner (28 baselines), it is 38. As a consequence, the number of pixels does not increase linearly with the number of baseline. The photometric signal has to be determined by independent measurements. The complexity of the scheme before the combiner is small and does not change with the number of input beams. It only has to allow the photometric extraction and to rearranges the waveguide position and orientation.

**Partial** It is possible to combine the baselines per cluster (for example 5 sub-combiners of 3 baselines in the case of a 6-beam instrument). If you want to measure all baselines, some of them would appear in different sub-combiners, which decreases the total efficiency. We discard this solution from the present study because of this argument.

**Pairwise** All the baselines are combined on independent 2-beam sub-combiners. It is theoretically possible to code all baselines at the same sampling without problems of redundancy if the coding is done after the beam splitting. Each sub-combination gives access to the sum of the flux in the two corresponding beams. The input flux of each telescope can therefore be recovered by matrix inversion, and no photometric extraction is required. The scheme becomes more and more complicated with the number of input beams. On the other hand, the 2-beam sub-combiners used can be always the same and do not depend on the number of telescopes.

## 3. CONSTRAINTS DUE TO THE INTEGRATED OPTICS TECHNOLOGY

Many IO functions have been tested on laboratory for 2 and 3 beams. In all combiners, the contrast may reach 95%, and is always better than 70% \*. However, this value is strongly dependant on the instrumental environment quality. As an example, an IO combiner used in Alcatel Space nulling optical bench allowed to reach a contrast of about 99.999 % (see Barillot et al. in these proceedings).

The optical path in the component can be controlled with an accuracy of about a fraction of  $\lambda$ . Different IO technologies allow to create waveguides with small or high birefringence and small polarisation cross-talks.

See Table 2 for adequate references and dates. In complement, some components have been tested on the sky and have provided scientific results. Currently there is a 3-beam pairwise-temporal one with couplers at IOTA, a 2-beam one with Y-junctions in the H band at the VLTI and a 2-beam one with couplers in the K band soon-to-be installed at the VLTI. Thanks to this experience, we can discuss the state-of-the-art in terms of realistic IO solutions for each type of combiner presented in the previous section.

---

\* with a proper birefringence and dispersion effects control

nb. of tel.	IO functions	Laboratory validation	Sky validation
2T	Y-junctions	Haguenaer et al. 2000 <sup>8</sup>	Berger et al. 2001 <sup>9</sup>
	asymmetric Coupler	Haguenaer et al. 2001 <sup>10</sup>	Berger et al. 2000 <sup>11</sup>
	MMI	El-Sabban 2001	x
	Tri-coupler	P. Demolon 2003	x
3T	Tri-coupler Nulling	Contrat MAI ESA/DARWIN 2004	x
	pairwise Y-junc.	in progress (PhD thesis)	x
	all in one Y-junc.	Haguenaer 2000 <sup>8</sup>	x
	MMI	Rooms 2003 <sup>12</sup>	x
	pairwise Coupler	2002	Berger et al. 2002
	pairwise spatial	Lacolle 1999, Berger 2000 <sup>11</sup>	x
	Tri-coupler	P. Demolon 2003, P.Labeye (this proceeding)	x
Nulling Tri-coupler	Contrat MAI ESA/DARWIN 2004	x	

**Table 2:** Summary of the history and the bibliography of tested integrated optics functions.

**All In One - Temporal** Two realistic IO solutions are possible :

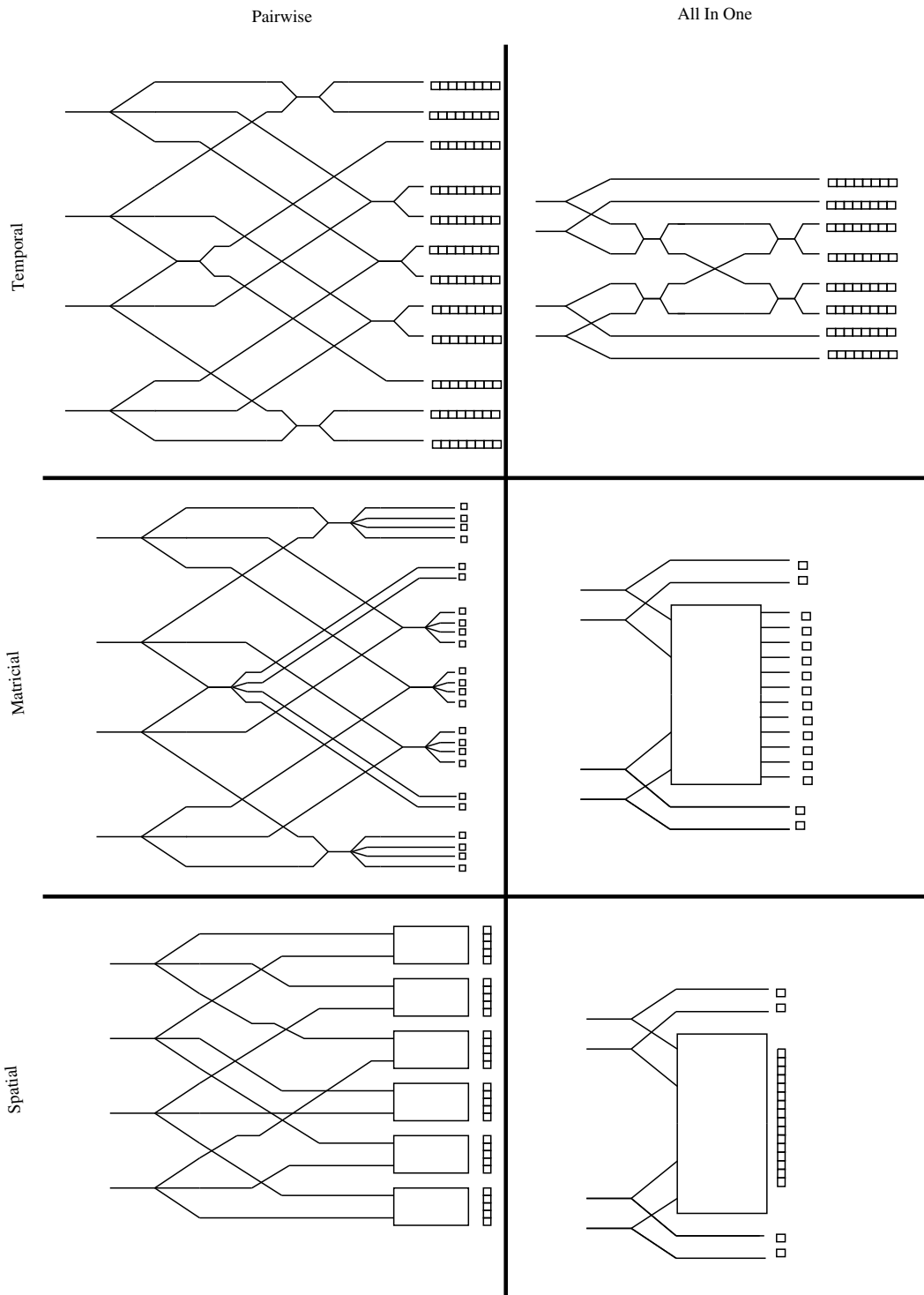
- The first one uses the same scheme as this used in bulk optics but replace the beam-splitters by couplers. The modulation can be done before the component by piezoelectric actuators on mirrors. This design is currently well known (see top-left panel of Fig. 1) but has never been tested on the sky. The difference with all the other All in One propositions is that the number of required IO functions does not increase linearly with the number of input beams (4 Couplers for 4 beams and 16 Couplers for 8 beams).
- Other IO solutions may be to use a planar multi-mode waveguide with the same number of single-mode outputs as the number of input beams. Such a Multi-Mode Interferometer (MMI) was studied by F. Rooms.<sup>12</sup> The geometry and the optical properties of the multi-mode waveguide are determined by an optimization algorithm. A concept has been proposed for 3 beams and promising results was obtained on laboratory. This concept could be extended to 4 and more beams.

**All in One - Matricial** In a MMI, it is possible to set a larger number of outputs than the number of variables (phase and module of each baseline). The relation between the complex coherency factor of each baseline and the measured flux at each output is a matrix determined by the chip geometry. F. Rooms proposed a concept for a 3-beam combiner with 7 interferometric outputs and 3 photometric outputs.<sup>12</sup> In middle-right of Fig. 1 we present a scheme for 4-beam combination but this component has never been manufactured. This optical combination scheme suffers from an intrinsic limitation of its bandpass due to its strong chromatic response.

**All in One - Spatial** The spatial modulation is done in a planar waveguide (see bottom-right panel of Fig. 1). The frequencies used are determined by the space and the angles between the single-mode waveguides put just before the planar element. In this combiner as in the others All In One, the photometric extraction is made with Y-junctions.

**Pairwise - Temporal** Each sub-combiner can be a coupler, with two outputs per sub-combiner. There are two possible concepts for the temporal modulation :

- The optical path modulation is done before the beam separation and therefore is propagated through each sub-combiner containing this modulated beam, which introduces a pseudo-redundancy : the 2 beams of one sub-combiner should never be modulated with the same velocity. As a consequence, all the baselines cannot be modulated at the same frequency. For a N-telescope combiner, the maximum frequency is N-1 times the smallest one. The minimum number of optical path modulating elements is N-1. This modulation could be done with piezoelectric actuators on mirrors before the combiner (external modulation). This



**Figure 1.** Examples of actually possible IO designs for each type of 4-telescope combiner presented in this paper. For a sake a clearness, we have not shown designs with equalized internal optical paths.



Scheme Modulation	Pairwise			All In One**			
	Temporal	Matricial	Spatial	Temporal	Matricial	Spatial	
4T	max. freq.	1 / 3*	1	2	6	?	7
	spat. pix.	12	24	48	4	12	28
	temp. pix.	2 / 6*	1	1	12	1	1
	total. pix.	24 / 72*	24	48	48 +4	12 +4	28 +4
8T	max. freq.	1 / 7*	1	2	38	?	39
	spat. pix.	56	112	224	8	56	156
	temp. pix.	2 / 14*	1	1	76	1	1
	total. pix.	112 / 784*	112	224	608 +8	56 +8	156 +8

**Table 3.** The maximum frequency used is the maximum number of fringes that should be recorded in one baseline. For the temporal coding, we have considered 2 temporal pixels per fringe (since there are two outputs in phase opposition). For the spatial coding, we have taken 8 pixels for the smallest frequency (since there is at least 2 fringes) and then 4 for all the others. For the matrix coding, we have taken 2 pixels per baseline. \* : for modulation inside (left) or before (right) the component (see Sec.3). \*\* : the numbers added are photometric pixels.

component is well known and has been validated for 3 telescopes on the sky with scientific results. We present the design for 4-beam combination in top-left panel of Fig. 1.

- The optical path modulation is introduced just before the sub-combiner and after the beam separation. It will allow to modulate all the baselines at the same frequency, and so to decrease the number of temporal pixels (see Table 3). The number of active elements is the number of baselines. We are currently investigating which IO technologies could allow to implement active optical path modulation inside the beam combiner.

**Pairwise - Matricial** The IO technology provides two nice solutions for 2-beam matricial sub-combiner. The first one is composed of 2 Y-junctions, 1 X-intersection, 2 asymmetric couplers and one phase shifting device. Today, this sub-combiner has not been tested yet but the design and the technology are known (see Severi, 1999<sup>13</sup>). The other one is a small MMI with 2 input and 4 output single-mode waveguides. Both solutions have 4 outputs per sub-combiner and the schemes require more X-intersections than the pairwise-temporal ones (see middle-left panel of Fig. 1).

**Pairwise - Spatial** The 2-beam sub-combiners are large planar waveguides. A pattern with at least 2 fringes is recorded at each output. This component is not symmetric because all planar guides should be aligned on the same plane to be imaged on the detector (see bottom-left panel of Fig. 1).

#### 4. THE 4- AND 8-TELESCOPE BEAM COMBINATION

**Number of pixels** We take into account the coding, the scheme and the IO constraints. The given numbers of Table 3 assume that the fringes are locked within the coherence envelop.

**Temporal coherence** The finite temporal coherence of the electric field introduces two effects. First, if the number of recorded fringes is not smaller than the number of fringes in the temporal shape (given by the spectral resolution), the measured visibility is biased. This effect is not relevant in matrix combiner. It is reported as a “bias” in Table 4. This effect can be removed in temporal coding when the whole coherence shape is recorded by performing a Fourier energy estimator, but this increases the number of pixels. To remove this bias, the spectral resolution should be about 10 times larger than the maximum number of recorded fringes (maximum frequency used, see Table 3).

Then, if the coherence shape is smaller than the atmospheric path delay and if the fringes are not locked, it is necessary to scan the optical path delay and to record the coherence. This additional modulation can be

Scheme Modulation		Pairwise			All In One		
		Temporal	Matricial	Spatial	Temporal	Matricial	Spatial
4T	1 fringe	bias			bias+	?	bias+
	fringe packet	snr/3	snr/3	snr/3	snr/6	?	bias+ snr/3
8T	1 fringe	bias++			strong	?	strong
	fringe packet	snr/7	snr/7	snr/7	snr/38	?	strong

**Table 4.** Description of the effects of small temporal coherence ( $R=20$ ). **First line (1 fringe)** : only one fringe recorded for the smallest frequency (if the fringes are locked for example, or if the spectral resolution is enough to consider an infinite temporal coherence). **Second line** : the whole fringe packet is recorded (for a large band when the fringes are moving due to atmosphere for example) **snr/x** : SNR difference of x between the baselines. **bias,bias+,bias++** : for a small, a medium and a large bias in the measured visibility. **strong** : hard to recover the visibility since the maximum number of recorded fringes is larger than the coherence shape.

done in the input beams with piezo-electric elements before the component. The maximum frequency used for a N-telescope combiner is N-1 in order to scan all the baselines. For temporal modulation, it is possible to use the same piezo-elements as for the fringe coding but the maximum frequency is also 6 for a 4-beam and 36 for a 8-beam instrument. Since the measured point are equidistant in time, the number of points into the coherence envelop is proportional to the inverse of the frequency. It introduces a difference of Signal to Noise Ratio between the baselines, proportional to the maximum frequency used. This effect is reported in Table 4 by a small “snr”. If the spectral resolution of the instrument allows a coherence width larger than the atmospheric OPD, then this effect is removed.

**4-beam combiner conclusions** For a 4-beam combiner, the Pairwise-Spatial and the All In One-Matricial schemes cannot be considered as actual realistic designs since they have not yet been experienced (see Fig 1 and Sec. 3). For a large spectral band, the All in One-Spatial scheme biases the visibility. The All in One-Temporal has smaller biases but introduces a SNR ratio of 6 between the baselines when the fringes are not locked (see Table 4). Finally Pairwise-Matrix should be preferred thanks to the smaller number of pixels (see Table 3). This requires to validate the 2-beam Matrix Coupler. The Pairwise-Temporal is a nice alternative solution since the design and the IO functions are currently well known. Both components can operate with or without fringe locker. The data reduction algorithms can be extended from the actual IOTA and/or VINCI ones. For an application limited to a narrow band (resolution much larger than 6), the All In One schemes could be proposed. The All in One-Spatial combiner should also be preferred to the Pairwise-Temporal (number of pixels), and perhaps to the Pairwise-Matrix too, since the throughput is probably better.

**8 beams combiner conclusions** For 8-telescope combination, the pairwise schemes cannot be considered as actual realistic designs (see Fig 1). As for 4 beams, we do not consider All in One-Matrix as a currently solution since they have not yet been experienced. Since the other All in One schemes introduce large biases at low spectral resolution (see Table 4), only narrow band applications are realistic (resolution much larger than 38). Finally, the All In One-Spatial should be preferred in terms of SNR thanks to the much smaller number of pixels (see Table 3). This component does not require the help of a fringe locker because the atmospheric path delay can be recovered from the spectral evolution of the fringe phases. The data reduction algorithm of the AMBER instrument can be extended to this combiner. For future developments, the Pairwise-Matricial combiner is a good large-band solution but needs to control the manufacturing of such a complicate scheme.

## 5. CONCLUSIONS

This study of realistic IO combiners allows us to conclude about the actual preferable solutions for 4- and 8-telescope combinations. A 4-beam instrument with large spectral band abilities can be made with Pairwise-Matrix or Pairwise-Temporal combiners.

As a conclusion of our work, a currently 8-telescope IO combiner requires a spectral resolution of about 200 to provide narrow band operation. In this case, the All In One-Spatial looks to be a nice solution. In the future, All In One-Matrical scheme will increase the SNR by a factor 3 (ratio of the number of pixels). The Pairwise-Matrical scheme will allow large spectral band abilities.

### REFERENCES

1. A. Glindemann, J. Algomedo, R. Amestica, P. Ballester, B. Bauvir, E. Bugueno, S. Correia, F. Delgado, F. Delplancke, F. Derie, P. Duhoux, E. di Folco, A. Gennai, B. Gilli, P. Giordano, P. B. Gitton, S. Guisard, N. Housen, A. Huxley, P. Kervella, M. Kiekebusch, B. Koehler, S. A. Leveque, A. Longinotti, S. Morel, F. Paresce, T. P. Duc, A. Richichi, M. Schoeller, M. Tarenghi, A. Wallander, M. Wittkowski, and R. Wilhelm, "The VLTI – A Status Report," in *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 89-100 (2003).*, pp. 89–100, Feb. 2003.
2. J.-M. Mariotti, "Coherent combined instrumentation for the VLTI," *Report for the ESO/VLTI Interferometer Panel*, Apr. 1992.
3. P. Mège, "Interférométrie avec des guides d'ondes optiques. théorie et applications," *Ph.D. Thesis*, 2003.
4. M. Shao and D. H. Staelin, "First fringe measurements with a phase-tracking stellar interferometer," *Appl. Opt.* **19**, pp. 1519–1522, May 1980.
5. V. Coude Du Foresto, S. Ridgway, and J.-M. Mariotti, "Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer," *A&AS* **121**, pp. 379–392, Feb. 1997.
6. D. Ségransan, P. Kervella, T. Forveille, and D. Queloz, "First radius measurements of very low mass stars with the VLTI," *A&A* **397**, pp. L5–L8, Jan. 2003.
7. D. Mozurkewitch, "Interferometer Design for synthesis imaging," in *Principles of long baseline stellar interferometry, Edited by Peter R. Lawson*, pp. 231–256, Aug. 1999.
8. P. Haguenaier, M. Severi, I. Schanen-Duport, K. Rousselet-Perraut, J. Berger, Y. Duchene, M. Lacolle, P. Y. Kern, F. Malbet, and P. Benech, "Planar optics three-telescope beam combiners for astronomical interferometry," in *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 1107-1115, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds.*, pp. 1107–1115, July 2000.
9. J. P. Berger, P. Haguenaier, P. Kern, K. Perraut, F. Malbet, I. Schanen, M. Severi, R. Millan-Gabet, and W. Traub, "Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars," *A&A* **376**, pp. L31–L34, Sept. 2001.
10. P. Haguenaier, "Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interferometrique base sur des composants d'optique planaire dedie a l'astronomie," *Ph.D. Thesis*, 2001.
11. J. Berger, P. Benech, I. Schanen-Duport, G. Maury, F. Malbet, and F. Reynaud, "Combining up to eight telescope beams in a single chip," in *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 986-995, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds.*, pp. 986–995, July 2000.
12. F. Rooms, A. Morand, I. Schanen-Duport, J. Broquin, P. Haguenaier, J. Berger, M. Martin, and T. Benyattou, "New concept for combining three telescopes with integrated optics: multi-mode interferences (MMI)," in *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1359-1369 (2003).*, pp. 1359–1369, Feb. 2003.
13. M. Severi, P. Pouteau, and P. Mottier, "An integrated double micro-interferometer for displacement and velocity measurements," in *ECIO'99, Torino, 1999*.

**5.7 Article: « Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multiaxial interferometry »**

Cet article compare différents estimateurs dans le cadre de l'interférométrie monomode à codage non turbulent. Il met en regard les performance de la P2VM avec les estimateurs classiques basés sur l'intégrale du pic frange. Il correspond au travail présenté dans la Section 5.3. Il a été soumis récemment à Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.(TATULLI & LEBOUQUIN 2006).

## Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multiaxial interferometry

E. Tatulli<sup>1\*</sup> and J.-B. LeBouquin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, 38041 Grenoble cedex France*

to be inserted later

### ABSTRACT

There are several solutions to code the signal arising from optical long baseline multi-aperture interferometers. In this paper, we focus on the non-homothetic Fizeau scheme (multiaxial) with the fringe pattern coded along one dimension on one detector (all-in-one). After describing the physical principles governing single mode interferometers using that sort of recombination scheme, we analyze two different existing methods that measure the source visibility. The first technique, so-called Fourier estimator, consists in integrating the high frequency peak of the spectral density of the interferogram. The second method, so-called model-based estimator, has been specifically developed for the AMBER instrument of the VLTI and deals with directly modelling the interferogram recorded on the detector. Performances of both estimators are computed in terms of Signal to Noise Ratio (SNR) of the visibility, assuming that the interferograms are perturbed by photon and detector noises. Theoretical expressions of the visibility SNR are provided, validated through numerical computations and then compared. We show that the model-based estimator offers up to 5 times better performances than the Fourier one.

**Key words:** Techniques:interferometric, Methods:data analysis, Instrumentation:interferometers

### 1 INTRODUCTION

The next challenge of long baseline optical interferometry is to commonly perform direct imaging of the observed source, the analogous way it is done in radio-interferometry (Högbom 1974) or in infrared aperture masking (Tuthill et al. 2000). After the first promising results obtained with NPOI (Hummel 1998), COAST (Young et al. 2000) and IOTA (Monnier et al. 2004a), such technique should soon move one step forward with the operating of the AMBER instrument (Petrov et al. 2000), the three beam recombiner of the VLTI. From the beginning of 2005, AMBER will indeed take full benefit of the unique combination of the great sensitivity of large aperture telescopes and the spatial frequency coverage provided by the VLTI, even though it will require long term observations of several nights to be able to restore consistent images (Thiébaud et al. 2003; Tatulli et al. 2004a). Then, in less than a decade, huge improvements are contemplated to be accomplished with second generation instruments of the VLTI that will enable snapshot imaging by using 4, 6 or even 8 telescopes simultaneously (Malbet et al. 2004).

One critical point in the design of future interferomet-

ric imaging instruments is the choice of the beam recombination scheme, which can become particularly complex, especially when dealing with multi apertures ( $N_{tel} \geq 3$ ) interferometers. Following the solution that has been chosen for the AMBER instrument, we investigate the properties of single mode non-homothetic Fizeau scheme (from now on "multiaxial") with all the fringes pattern in the same spatial dimension on the same detector (from now on "all-in-one"). In other words, interferograms are obtained by mixing all together the input beams arising from the different telescopes, thanks to output pupils arranged along one single dimension (see Fig. 1). We analyze the ways to estimate the source visibility from such interferograms.

Indeed, single mode multiaxial all-in-one recombination appears particularly well suited in the framework of interferometric imaging. First it is the simplest and most compact way to recover informations arising from all the baselines. Moreover it provides a better transmission than Michelson recombination schemes (i.e temporal coding) since it makes use of less mirrors and beam splitter for the same given number of input pupils. And the number of pixels required to code the signal is also smaller, which drives to higher limiting magnitudes (Lebouquin et al. 2004). Furthermore, the remarkable spatial filtering properties of single mode waveguides allow to change the phase corrugations of the incoming

\* E-mail: lastname@obs.ujf-grenoble.fr

2 *E. Tatulli and J.-B. LeBouquin*

turbulent wavefront into intensity fluctuations at the output of the fibers. In other words, only one fraction of the source flux, so-called coupling coefficient which depends on the Strehl ratio (Coudé du Foresto et al. 2000), remains in the interferogram. But the very advantageous counterpart is that the shape of the interferogram is entirely deterministic.

Before the advent of single mode interferometers and in order to overcome the problem of the turbulence, Roddier & Léna (1984) proposed to estimate the visibility in the Fourier plane from the integration of the high frequency peak of the long exposure spectral density of the interferogram. Then Coudé Du Foresto et al. (1997), in a natural way, used the same estimator to compute the visibility arising from the FLUOR experiment, the first interferometer making use of single mode waveguides. In multiaxial coding, we can furthermore take advantage of the deterministic nature of the interferogram shape. It was only recently, namely for the AMBER instrument, that this property was used to estimate the visibility, by fitting the fringe pattern in the detector plane (Millour et al. 2004).

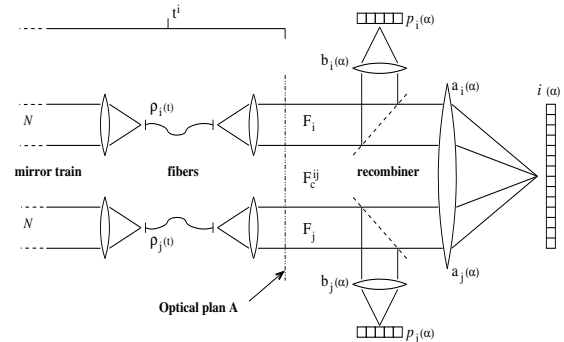
In this paper, we recall in Section 2 the general formalism of multiaxial all-in-one recombination, that is the equation governing the interferogram, as well as the two techniques currently used to estimate the visibility. As mentioned above, the first technique, so-called Fourier estimator, integrates the high frequency peak of the spectral density of the interferogram whereas the second one, so-called model-based estimator, directly models the interferogram in the detector plane. For both estimators, theoretical expressions of Signal to Noise Ratio (SNR) of the visibility are provided. In Section 3, those expressions are validated thanks to numerical simulations of noisy interferograms. Then in Section 4 both estimators are compared, from a formal point of view and in terms of relative performances. The influence of instrumental parameters is investigated as well, with a special emphasis regarding the choice of the width of the reading window of the detector.

This paper is the first part of our study on multiaxial all-in-one recombination. In a second paper (Lebouquin & Tatulli 2005), we analyze in which way such recombination scheme allows to optimize the visibility SNR thanks to specific geometric configuration of the output pupils.

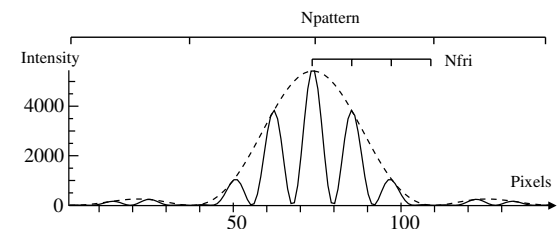
## 2 GENERAL FORMALISM

Figure 1 sketches the principle of multiaxial recombination in waveguided interferometers. The light arising from the  $i^{th}$  telescope is filtered by a single mode fiber to convert phase fluctuations of the corrugated wavefront into intensity fluctuations. The fraction of light  $\rho^i$  entering the fiber is called the coupling coefficient (Shaklan & Roddier 1988) and depends on the Strehl ratio (Coudé du Foresto et al. 2000). Making use of a beam splitter, one part of the light is selected to estimate the photometry, thanks to dedicated photometric channels. The remaining part of the light is recombined with the beam coming from the  $j^{th}$  telescope to form fringes. The coding frequency of the fringes  $f_{ij}$  is fixed by the separation of the output pupils, which are arranged along one dimension.

When the only  $i^{th}$  beam is lighted, the signal recorded on the interferometric channel is the photometric flux  $F_i$



**Figure 1.** Sketch of a multiaxial all-in-one single mode interferometer.  $t^i$  denotes the total "static" transmission from the  $i^{th}$  telescope aperture to the optical plane A (i.e. mirrors, delay line, transmission of the  $i^{th}$  fiber, ...), whereas  $\rho^i$  takes into account the "dynamical" transmission, that is the coupling coefficient of the  $i^{th}$  fiber.  $i(\alpha)$  is the interferogram.  $p_i(\alpha)$  and  $p_j(\alpha)$  are the photometric channels. The photometric fluxes  $F_i$ ,  $F_j$  and the coherent flux  $F_c^{ij}$  are defined in the optical plane A.  $a_i(\alpha)$  and  $b_i(\alpha)$  are respectively the detected beams in the interferometric and photometric channels. In other words,  $a_i(\alpha)$  and  $b_i(\alpha)$  are the transmission factor between the photometric flux and the interferometric and photometric channels, respectively. Note that the definition of  $a_i(\alpha)$  and  $b_i(\alpha)$  includes the transmission of the beam splitter.



**Figure 2.** Image of a typical interferogram at the output of multiaxial all-in-one recombination. Here is shown a 2-beam recombination with instrumental contrast set to 1. The fringes are weighted by the Airy pattern (dashed line).  $N_{fri}$  refers to the number of fringes in the first lobe of the Airy pattern. This term is fixed by the distance between the output pupils.  $N_{pattern}$  indicates the width of the detector reading window.

spread on the Airy pattern  $a^i(\alpha)$ , that is the diffraction pattern of the  $i^{th}$  output pupil weighted by the single mode of the fiber.  $\alpha$  is the angular variable in the image plane.  $F_i$  results in the source photon flux  $N$  attenuated by the total transmission of the instrument, i.e. the product of the "static" transmission  $t^i$  and the coupling coefficient  $\rho^i$  of the single mode fiber:

$$F_i = N t^i \rho^i \quad (1)$$

When beams  $i$  and  $j$  are lighted simultaneously, the coherent addition of both beams results in an interferometric component superimposed to the photometric continuum. The interferometric part, that is the fringes, arises from the amplitude modulation of the coherent flux  $F_c^{ij}$  at the coding frequency  $f_{ij}$ . The coherent flux is the geometrical product

*Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multi-axial interferometry* 3

of the photometric fluxes, weighted by the visibility:

$$F_c^{ij} = 2N\sqrt{t^i t^j} \sqrt{\rho^i \rho^j} V_{ij} e^{i(\Phi_{ij} + \phi_{ij}^p)} \quad (2)$$

where  $V_{ij} e^{i\Phi_{ij}}$  is the complex modal visibility (Mège et al. 2001) and  $\phi_{ij}^p$  takes into account a potential differential atmospheric piston. Note that strictly speaking the modal visibility is not the source visibility. However the study of the relation between the modal visibility and the source visibility is beyond the scope of this paper, and further informations can be found in Mège et al. (2001); Tatulli et al. (2004b). Here we consider our observable to be the modal visibility.

Such an analysis can be done for each pair of telescopes available in the interferometer. As a result, the interferogram recorded on the detector can be written in the general form:

$$i(\alpha) = \sum_i^{N_{tel}} a^i(\alpha) F^i + 2 \sum_{i < j}^{N_{tel}} \sqrt{a^i(\alpha) a^j(\alpha)} \text{Re} \left[ F_c^{ij} e^{i(2\pi\alpha f_{ij} + \phi_{ij}^s)} \right] \quad (3)$$

where  $\phi_{ij}^s$  is the instrumental phase taking into account possible misalignment and/or differential phase between the beams  $a^i(\alpha)$  and  $a^j(\alpha)$ . Fig. 2 gives an example of a multi-axial all-in-one interferogram in the two telescope case.

Thanks to the photometric channels, the number of photoevents  $p^i(\alpha)$  coming from each telescope can be estimated independently:

$$p^i(\alpha) = F^i b^i(\alpha) \quad (4)$$

where  $b^i(\alpha)$  is the detected beam in the  $i^{\text{th}}$  photometric channel.

We can notice from Eq.'s (1) and (2) that the estimator of the square modal visibility  $V_{ij}^2$  results in the ratio between the coherent flux and the photometric fluxes. Using the previous definitions, we can set a generic form of the estimator as following:

$$\widetilde{V}_{ij}^2 = \frac{\langle |F_c^{ij}|^2 \rangle}{\langle 4F_i F_j \rangle} \quad (5)$$

Note that  $\langle |F_c^{ij}|^2 \rangle$  is computed instead of  $\langle F_c^{ij} \rangle$  because in absence of fringe tracking the random atmospheric differential piston  $\phi_{ij}^p$  totally blur the coherent signal. It now remains to estimate  $F_i$  and  $F_c^{ij}$  from the interferogram.

### 2.1 Fourier estimator: integrating the spectral density

In the Fourier space, the interferogram defined by Eq. (3) takes the form of the sum of photometric and interferometric peaks. The photometric peaks are centered at the zero spatial frequency whereas the interferometric peaks  $M_{ij}(f)$  are located at their respective spatial coding frequency  $f_{ij}$ . Under the assumption that the high frequency peaks are not overlapping, the square coherent flux can be estimated by computing the integral of spectral density  $|\widehat{M}_{ij}(f)|^2$  (Roddier & Léna 1984; Conan 1994). From the definition of the coherent flux and using the Parseval equality, it comes:

$$\int |\widehat{M}_{ij}(f)|^2 df = |F_c^{ij}|^2 \frac{\int a^i(\alpha) a^j(\alpha) d\alpha}{4} \quad (6)$$

The photometric flux is easily computed from the photometric channel (see Eq. (4)):

$$\widehat{P}_i = F_i \int b^i(\alpha) d\alpha \quad (7)$$

Then the estimation of the fringe contrast  $C_{ij}$  writes:

$$\widetilde{C}_{ij}^2 = \frac{\langle \int |\widehat{M}_{ij}(f)|^2 df \rangle}{\langle \widehat{P}_i \widehat{P}_j \rangle} = \widetilde{V}_{ij}^2 \cdot C_r^2 \quad (8)$$

with

$$C_r^2 = \frac{\int a^i(\alpha) a^j(\alpha) d\alpha}{\int b^i(\alpha) d\alpha \int b^j(\alpha) d\alpha} \quad (9)$$

being the instrumental contrast of the recombiner that depends on the alignment of the beams  $a_i(\alpha)$  and  $a_j(\alpha)$ , and on the flux ratio between the interferometric and the photometric channels. Note that the spectral density of the interferogram has to be properly unbiased from photon and detector noise (Perrin 2003).

### 2.2 Model-based estimator: modelling the interferogram

The model-based estimator has been introduced for the first time in the data reduction process of the AMBER instrument (Millour et al. 2004). It consists in modelling the interferogram thanks to *a priori* knowledges of the instrument. The purpose of such a signal processing is twofold: (i) to develop optimized algorithms in terms of performances of the instrument, that is the SNR of the visibility; and (ii) on the contrary of the Fourier estimator, to authorize high frequency peak overlapping when dealing with multi-beam ( $N_{tel} > 3$ ) recombination, thus allowing to code the interferogram on less pixels. This second point is beyond the scope of this paper. Let just mention here that plainly choosing the different coding frequencies is crucial to design optimized multi-beam recombiner making use of integrated optics. This is especially true in the case of imaging instruments such as VITRUV (Lebouquin et al. 2004) that are recombining 4 beams or more, as it is shown in our second paper on the subject (Lebouquin & Tatulli 2005).

A full description of this estimator can be found in Millour et al. (2004). We only recall here the basics principles. To model the signal on the detector, Eq. (3) has to be rewritten in its sampled version, where  $k$  stands for the pixel number, between 1 and  $N_{pix}$ :

$$i_k = \sum_i^{N_{tel}} F_i a_k^i + \sum_{i < j}^{N_{tel}} c_k^{(i,j)} R_{ij} + d_k^{(i,j)} I_{ij} \quad (10)$$

with

$$c_k^{(i,j)} = \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \cos(2\pi\alpha_k f_{ij} + \phi_{ij}^s) \quad (11)$$

and

$$R_{ij} = \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \text{Re} \left[ F_c^{ij} \right] \quad (12)$$

$d_k^{(i,j)}$  and  $I_{ij}$  being the quadratic counterpart of  $c_k^{(i,j)}$  and  $R_{ij}$  respectively.  $c_k^{(i,j)}$  and  $d_k^{(i,j)}$  are called the carrying waves

4 *E. Tatulli and J.-B. LeBouquin*

of the signal at the coding frequency  $f_{ij}$ , since they "carry" (in terms of amplitude modulation)  $R_{ij}$  and  $I_{ij}$ , which are directly linked to the complex coherent flux. Furthermore, the photometric fluxes are still computed from the photometric channels (see Eq. (7)):

$$p^i = F_i \sum_k b_k^i \quad (13)$$

$F_i$  and  $F_c^{ij}$  are then jointly estimated from the photometry ( $p^i$ ) and the interferogram ( $i_k$ ) by resolving a set of ( $N_{pix} + N_{tel}$ ) linear equations with ( $2N_b + N_{tel}$ ) unknowns ( $N_b$  being the number of pairs of telescopes, i.e.  $N_b = N_{tel}(N_{tel}-1)/2$ ):

$$\begin{bmatrix} i \\ p \end{bmatrix} = [\mathbf{C}] \cdot \begin{bmatrix} R \\ I \\ F \end{bmatrix} \quad (14)$$

where the matrix  $\mathbf{C}$  takes the detailed form:

$$\begin{pmatrix} \overbrace{\begin{matrix} \dots & c_1^{(i,j)} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & c_{N_{pix}}^{(i,j)} & \dots \end{matrix}}^{N_b} & \overbrace{\begin{matrix} \dots & d_1^{(i,j)} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & d_{N_{pix}}^{(i,j)} & \dots \end{matrix}}^{N_b} & \overbrace{\begin{matrix} \dots & a_1^i & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & a_{N_{pix}}^i & \dots \end{matrix}}^{N_{tel}} \\ 0 & \dots & \sum b_k^1 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & 0 & \dots & \sum b_k^{N_{tel}} \end{pmatrix} \quad (15)$$

The matrix  $\mathbf{C}$  entirely characterizes the instrument. It depends on the shape of the detected beams  $a_k^i$ ,  $b_k^i$  and on the carrying waves  $c_k^{(i,j)}$ ,  $d_k^{(i,j)}$  that hold informations about the interferometric beam  $\sqrt{a_k^i a_k^j}$ , the coding frequencies  $f_{ij}$  and the instrumental differential phases  $\phi_{ij}^i$ . Such quantities can be calibrated in laboratory, hence they are assumed to be perfectly known. The calibration procedure is fully described by Millour et al. (2004).  $\mathbf{C}$  has to be inverted in order to solve the system. In the AMBER experiment, the generalized inverse of  $\mathbf{C}$  has been called the Pixel To Visibility Matrix (P2VM), since it enables to compute the visibility of the fringes from the measurements on the detector. The estimation of the contrast writes:

$$\widetilde{C}_{ij}^2 = \frac{\langle R_{ij}^2 \rangle + \langle I_{ij}^2 \rangle}{\langle p^i p^j \rangle} = \widetilde{V}_{ij}^2 \cdot C_r^2 \quad (16)$$

$C_r^2$  is still the square instrumental contrast, with the same definition as in Eq. (9):

$$C_r^2 = \frac{\sum_k a_k^i a_k^j}{\sum_k b_k^i \sum_k b_k^j} \quad (17)$$

Note that the quantity  $R_{ij}^2 + I_{ij}^2$  has to be properly unbiased, like the spectral density in the Fourier plane.

### 2.3 SNR of the modal visibility

Using second order expansion of Papoulis (1984), we derive from Eq. (5) the relative error (i.e. the inverse of the SNR) of the square visibility:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2(V_{ij}^2) &= \frac{\sigma^2(|F_c^{ij}|^2)}{|F_c^{ij}|^2} + \frac{\sigma^2(F_i)}{F_i^2} + \frac{\sigma^2(F_j)}{F_j^2} \\ &+ 2 \frac{\text{Cov}(F_i, F_j)}{F_i F_j} - 2 \frac{\text{Cov}(|F_c^{ij}|^2, F_i F_j)}{|F_c^{ij}|^2 F_i F_j} \end{aligned} \quad (18)$$

The main difference between both approaches lies in the following remark: in the case of the Fourier estimator, the coherent and photometric fluxes are directly estimated from the measurements, each *independently*, whereas in the case of the model-based estimator, the coherent and photometric fluxes are *jointly* reconstructed from the measurements by way of computation of the P2VM matrix, and are therefore correlated. As a result we have the following situations:

Fourier estimator	Model-based estimator
$\text{Cov}( F_c^{ij} ^2, F_i F_j) = 0$	$\text{Cov}( F_c^{ij} ^2, F_i F_j) \neq 0$
$\text{Cov}(F_i, F_j) = 0$	$\text{Cov}(F_i, F_j) \neq 0$

Detailed computation of Eq. (18) are given in Appendix A for both estimators, assuming that the interferogram is corrupted by photon and detector noise. Atmospheric noise is neglected here since it has been shown in Tatulli et al. (2004b) that in presence of fibers spatial filtering, speckle noise is rejected towards negative magnitudes and is therefore marginally relevant.

In next section, we propose to simulate the estimation of the modal visibility from multiaxial recombination and to validate our theoretical calculations. Then we compare the performances of both estimators.

## 3 VALIDATION OF THE THEORETICAL EXPRESSIONS

In order to validate our theoretical expressions derived in the previous section, we perform statistical simulations of noisy interferograms. For sake of simplicity we assume from now on a two telescope interferometer. Note however that the validity of our theoretical approach has been also checked for increasing number of telescopes. Moreover, a deep analysis of multi-beam ( $\geq 3$ ) recombination is proposed in our second paper on the subject (Lebouquin & Tatulli 2005).

Following the formalism of Section 2, the interferogram arising from multiaxial all-in-one recombination is entirely defined by the following parameters:

(i) The shape of  $a(\alpha)$ , which is assumed to be the same for each beam. It arises from the inverse Fourier Transform of the auto-correlation of the (one-dimensional) output pupil of diameter  $D$ . Neglecting the weighting of the single mode fiber for sake of simplicity,  $a(\alpha)$  writes:

$$a(\alpha) \propto |\text{sinc}(\pi \alpha D / \lambda)|^2 \quad (19)$$

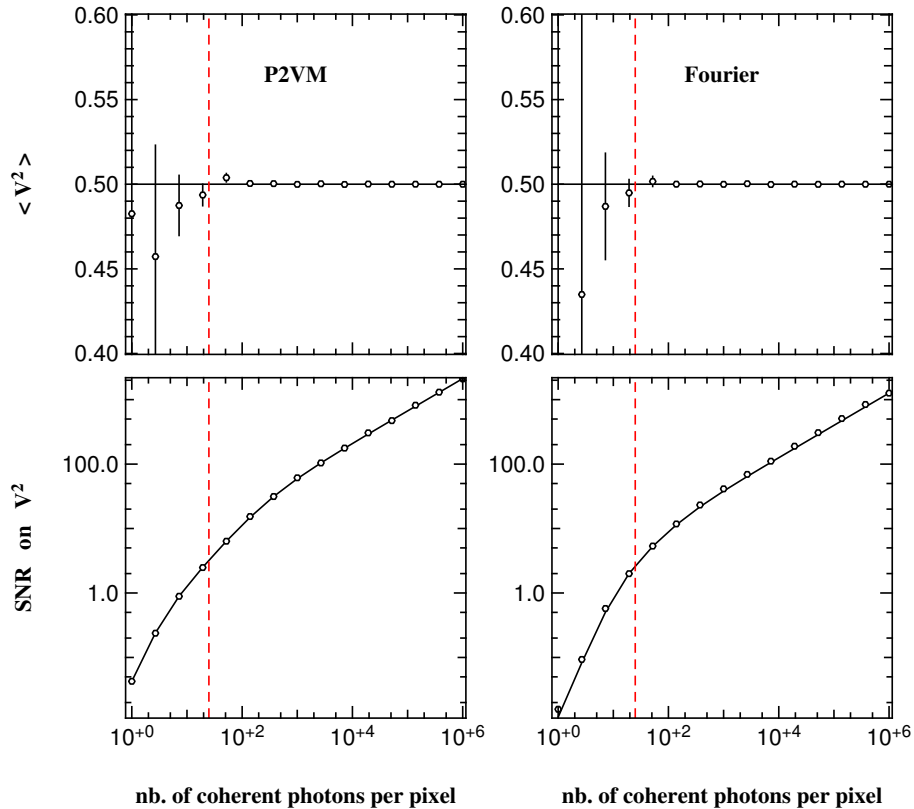
As a result, the low and high frequency peaks are triangle shaped with a base width of  $2D/\lambda$ . We consider that the photometry is recorded on one pixel.

(ii) The number of fringes  $N_{fri}$  in the interference pattern for the lowest coding frequency. It is defined as the distance between the closest output pupils in  $D/\lambda$  units (see Fig. 2). We choose here  $N_{fri} = 2$ .

(iii) The number of pixels per fringe  $N_{pf}$  to code the interferogram. It must be chosen such that it fulfills the Shannon criteria for the highest frequency coding  $f_{max}$  of the carrying waves. If it is written under the form  $f_{max} = \beta D/\lambda$ , then the number of pixels must verify:  $N_{pf} \geq 2\beta$ . For the two telescope case considered here, we arbitrarily set  $N_{pf} = 2.5$ .



## Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multi-axial interferometry 5



**Figure 3.** Theoretical (solid lines) and simulated (cross) values of the modal visibility mean value (top) and SNR (bottom), for the P2VM (left) and the Fourier (right) estimators. Plots are shown as a function of the number of photoevents per pixel in the interferogram. Detector noise has been set to  $\sigma = 15e^-/\text{pix}$ . The vertical dashed line shows the limit between the detector and the photon noise regime. For the estimation of the visibility arising from numerical simulations, we plot the statistical error bars due to limited number of samples (1000 data sets), that is the dispersion of the 1000 estimated modal visibility, divided by the square root of the number of samples.

(iv) The width of the detector reading window  $N_{pattern}$  which fixes the total number of fringes taken into account in the interferogram and hence the total number of pixels  $N_{pix}$  read on the detector. We impose in this section  $N_{pattern} = 2$ . This choice means that the detector reading window is 2 Airy disks wide, i.e. that we only consider the fringes in the first lobe of the diffraction pattern. Such choice seems reasonable at first thought since outside this lobe the interferogram is severely attenuated (as one can notice in Fig. 2). Nevertheless, a deeper analysis of this specific point shows that such a parameter is a key issue, as it will be discussed in Section 4.2.

(v) The fraction of flux going into the photometric channels (that is the transmission of the beam splitter). We assume here that the beam-splitter selects 30% of the flux for the photometry.

For a given source magnitude, the number of photoevents occurring on each pixel of the interferometric and the photometric channels are computed following Eq.'s (3) and (4) respectively, assuming photon noise and additive detector noise with  $\sigma = 15e^-/\text{pix}$ . Such a procedure is then repeated until we obtain a sample of 1000 data sets, which is large enough to perform statistics. For both estimators, we compute theoretical and statistical mean value and Signal to

Noise Ratio of the modal visibility  $\widetilde{V}_{ij}^2$ , thanks to Eq.'s (5) and (18). Fig. 3 shows the results of our computations, for both methods (formal and simulated) and for both estimators (P2VM and Fourier), setting the true value of the modal visibility to 0.5. Theoretical calculations and numerical simulations are in excellent agreement, both for the estimated visibility and the SNR. This study validates the theoretical expressions of both estimators as well as their respective theoretical SNR.

## 4 DISCUSSION

### 4.1 Estimator relative performances

Although both estimators arise from the same formal definition of Eq. (5), they exhibit fundamental conceptual differences. Obviously, both techniques present the same instrumental contrast (see Eq.'s (9) and (17) respectively), which is not surprising since the instrumental design is strictly the same, as well as the same estimation of the photometry (see Eq.'s (7) and (13) respectively). However the very difference lies in the computation of the coherent flux.

First, in the Fourier case, the coherent flux results in a second order (i.e. quadratic) estimation, that is  $|F_c^{ij}|^2$  is di-

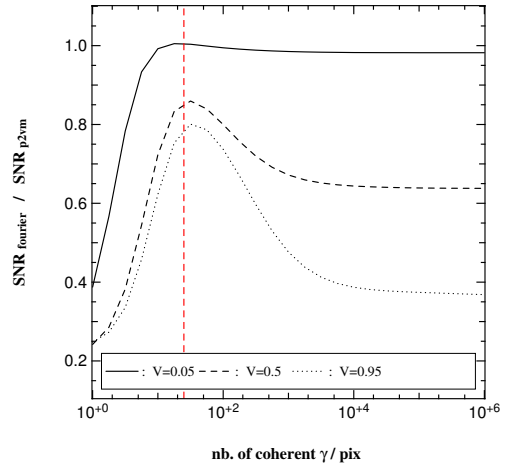
6 *E. Tatulli and J.-B. LeBouquin*

rectly estimated. At the contrary, the model-based computation is equivalent to a first order estimation, that is the complex quantity  $F_c^{ij}$  is calculated, and then the square modulus is taken to get rid of the atmospheric differential piston. Moreover and above all, the model-based algorithm, thanks to the P2VM calibration matrix, takes entire benefit of the knowledge of the instrument whereas the Fourier estimator does not<sup>1</sup>. When making use of the model-based estimator, the shape of the interferogram is perfectly known, precisely its envelope (the diffraction pattern  $\sqrt{a_k^i a_k^j}$ ) as well as its coding frequency and its instrumental phase. These *a priori* informations are gathered in the matrix  $\mathbf{C}$  defined in Section 2.2. And clearly, introducing perfectly known (i.e true and un-noisy) *a priori* in the data reduction procedures can only improve the performances of the corresponding estimator. These two remarks, and particularly the second point, explain why the model-based algorithm leads to better performances than the Fourier one, as it is illustrated in Figure 4. Note that the SNR improvement is all the more important than the visibility is high. In the two telescopes case, a gain of a factor 3 to 5 can be achieved at best, for unresolved sources.

However this analysis assumes perfect calibration of the instrument. It means that the calibration matrix must be both perfectly stable in time and very precise, that is recorded with a SNR much higher than the SNR of the interferograms. If the instrument is not stable between the calibration procedures and the observations, the P2VM will drift and as a result, the estimated visibilities will be biased. And if the calibration is not precise enough, it will be the limiting factor of the visibility SNR. In the case of the AMBER instrument, the calibration procedure is quite complex and it can require a consequent integration time (several minutes) to get a useful and precise calibration. More generally, the time and the way to calibrate an instrument severely depends on its stability and on its complexity. Ambitious designs such as the "silicon v-groove array" of the MIRC recombiner (Monnier et al. 2004b), or recombination schemes making use of integrated optics chips (Berger et al. 2003; Lebouquin et al. 2004) should drive to drastic improvements on this specific point.

#### 4.2 Influence of instrumental parameters

Previous analysis has been done with a given configuration of the instrument. One last point to investigate is how both estimator behave, one compare to the other, when the parameters governing the interferogram are varying. Obviously, modifying the number of pixel per fringe or even the detector noise level will result in similar changes for both estimators, that is the slope of the SNR in the detector noise regime. As well, changing the coding frequency, which only defines the position of the interferometric peak in the Fourier space, will lead to equivalent modifications of both estimators performances, at least as far as the high frequency peaks are separable<sup>2</sup>. At last, choosing the optimized area on which the interferogram gives valuable informations without



**Figure 4.** Ratio between the SNR of the Fourier estimator and the SNR of the model-based one, as a function of the number of photoevents per pixel in the interferogram. Detector noise is still  $\sigma = 15e^-/\text{pix}$ . The curves are plotted for 3 types of sources: fully resolved ( $V = 0.05$ , solid line), moderately resolved ( $V = 0.5$ , dashed line) and unresolved ( $V = 0.95$ , dotted line).

adding too much detector noise is a crucial point. Since the model-based algorithm takes into account the shape of the interferogram whereas the Fourier estimator does not, the compromise to find is not the same in both cases. It means the response to a change of the detector reading window will differ with regards to the chosen estimator. The effects of this parameter are investigated here.

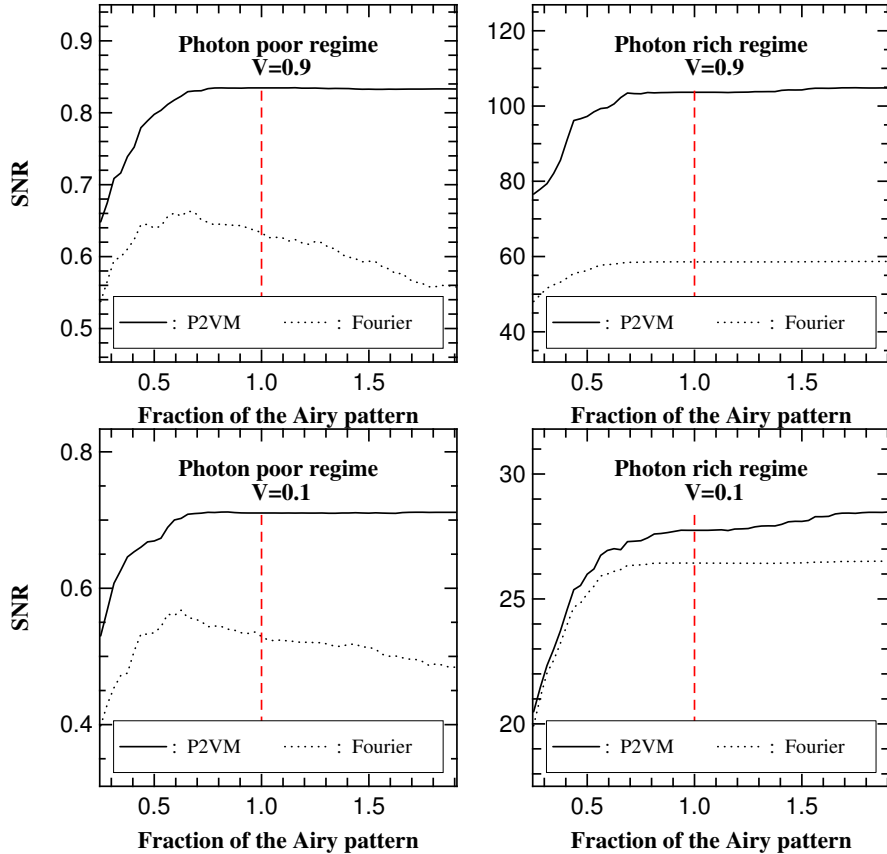
In a multiaxial combination, one has the choice of the limits of the reading window on the detector, i.e of the number of pixels to consider. And the largest the window, the more signal you integrate, but the more detector noise you record too. In Figure 5, we show the evolution of the SNR ratio of the modal visibility as a function of the width of the window on the detector (here defined in fraction of Airy pattern). The entire first lobe of the fringe pattern contains  $N_{fri} = 8$  fringes, with  $N_{pf} = 4$  pixels per fringe. All the other parameters of the instrument are kept unchanged.

*Fourier estimator:* In the photon poor regime, at the detection limit of the instrument, the SNR shows a maximum when the width of the reading window is about half of the first lobe of the envelope. Beyond that point, the pixels have very small individual SNR and only bring a noise contribution in the estimation of the visibility. In the photon rich regime, the SNR reaches its maximum for the same width of the reading window but exhibits a plateau as the width increases. This behavior stands as long as the SNR of each individual pixel is dominated by the photon noise. Then the SNR of the visibility starts to decrease. The width of the plateau depends on the incoming flux of the source and is all the more large than the source is bright.

*Model-based estimator:* As for the Fourier estimator, the shape of the SNR is linked to the shape of the fringe pattern. But in this case, the SNR is increasing with the width of the detector window and does not exhibit a maximum (in other word, the optimal is found for an "infinite" width). As a matter of fact, thanks to the generalized inverse of the matrix  $\mathbf{C}$  that takes into account the shape of the interfer-

<sup>1</sup> although some approximate assumptions about the peak position have to be made to set the integration interval.

<sup>2</sup> when  $N_{tel} \geq 3$ , see Lebouquin & Tatulli (2005)



**Figure 5.** SNR of the modal visibility as a function of the detector reading window, in fraction of Airy pattern, for photon poor (left) and photon rich (right) regimes. One Airy pattern is defined as the entire first lobe of the envelope. Results are displayed for marginally resolved ( $V = 0.9$ , top) and fully resolved ( $V = 0.1$ , bottom) sources. The instrumental parameters are:  $N_{fri} = 4$  fringes per beam,  $N_{pf} = 4$  pixels per fringe, and a detector noise of  $\sigma = 15e^-/\text{pix}$ . The vertical dash lines correspond to one Airy pattern, that is a detector reading window of two Airy disks.

ogram, each pixel contribution is weighted by its individual SNR. So the pixels with bad SNR (due to the envelope or fringe modulation) are "removed" from the reconstruction and do not introduce noise in the estimation of the visibility. Nevertheless, we can see that the slope of the SNR becomes almost flat from a detector width of about one Airy pattern, that is when reading the entire first lobe.

This analysis shows that, in the framework of interferometric observations making use of multiaxial all-in-one recombination, and in the case of bright sources, it is worth the effort to integrate the interferogram on the entire first lobe of the Airy pattern in order to optimize the SNR of the visibility. This statement stands for both estimators. When observing faint sources, that is when reaching the limiting magnitude of the instrument, and in the specific case of the Fourier estimator, performances are slightly improved when reducing the width of the reading window to half of the first lobe, although the gain on the SNR never exceed a factor of 2.

## 5 CONCLUSION

In this paper, we have developed the theoretical formalism that allows to model single mode interferometers using multiaxial all-in-one-coding, from the signal processing point of view. From this formalism, two estimators of the visibility have been analyzed. The first one consist in using the classical integration of the spectral density of the interferogram in the Fourier plane whereas the second one deals with modeling the interferogram in the detector plane, as it has been chosen for the AMBER experiment. Performances of such estimators have been computed. Considering photon and detector noises, theoretical expression of the SNR of the visibility have been recalled for the Fourier estimator, and derived for the first time in the case of model-based estimators. These expressions have been validated through numerical simulations and then compared. We have shown that the second technique offers optimal performances since it makes full use of knowledges about the instrument, especially the shape of the interferogram. In the two telescopes case which has been emphasized in this paper, we have demonstrated that the model-based estimator enables at best to come over a factor of 5 of the visibility SNR, compare to the Fourier

8 *E. Tatulli and J.-B. LeBouquin*

one. Finally we have addressed the question of the width of the reading window of the detector. This point is indeed a crucial issue when dealing with multiaxial recombination. We have shown that, regardless of the chosen estimator, integrating the entire first lobe of the Airy pattern offers optimized performances.

#### ACKNOWLEDGMENTS

Authors thank Drs K. Perrault and F. Malbet for very helpful suggestions that improved the presentation of the paper.

#### REFERENCES

- Berger J., et al., 2003, Proc. SPIE, 4838, 1099  
 Conan J.-M., 1994, Ph.D. Thesis, Univerté Paris XI Orsay  
 Coudé du Foresto V., Faucherre M., Hubin N., Gitton P., 2000, A&AS, 145, 305  
 Coude Du Foresto V., Ridgway S., Mariotti J.-M., 1997, A&A Suppl. Ser., 121, 379  
 Goodman J. W., 1985, Statistical Optics, New York: Wiley, 1985  
 Högbom J. A., 1974, A&AS, 15, 417  
 Hummel C. A., 1998, Proc. SPIE, 3350, 483  
 Lebouquin J.-B., Berger J.-P., Labeye P., et al., 2004, Proc. SPIE, 5491, 1362  
 Lebouquin J.-B. Tatulli E., 2005, MNRAS, in prep.  
 Malbet, F., Berger, J.-P., Kern, P., et al. 2004, Proc. SPIE, 5491, 439  
 Mège P., Malbet F., Chelli A., 2001 in SF2A-2001: Semaine de l'Astrophysique Francaise, eds. F. Combes, D. Barret, and F. Thévenin, EDP Sciences, p. 581  
 Millour F., Tatulli E., Chelli A., et al., 2004, Proc. SPIE, 5491, 1222  
 Monnier J. D., et al., 2004, ApJ, 602, L57  
 Monnier J. D., et al., 2004, Proc. SPIE, 5491, 1370  
 Papoulis A., 1984, Probability, random variables and stochastic processes, New York: McGraw-Hill, 2nd ed.  
 Perrin G., 2003, A&A, 398, 385  
 Petrov R. G., Malbet F., Richichi A., et al., 2000, Proc. SPIE, 4006, 68  
 Roddier F., Lena P., 1984, Journal of Optics, 15, 171  
 Shaklan S., Roddier F., 1988, ApOpt, 27, 2334  
 Tatulli E., Mège P., Chelli A., 2004, A&A, 418, 1179  
 Tatulli E., Thiébaud E., Malbet F., Duvert G., 2004, Proc. SPIE, 5491, 117  
 Thiébaud E., Garcia P. J. V., Foy R., 2003, Ap&SS, 286, 171  
 Tuthill P. G., Monnier J. D., Danchi W. C., 2000, Proc. SPIE, 4006, 491  
 Young J. S., et al., 2000, MNRAS, 315, 635

#### APPENDIX A: THEORETICAL SNR OF THE VISIBILITY

We assume that the interferogram as well as the photometric outputs are corrupted by photon (Poisson) noise and additive Gaussian noise of variance  $\sigma^2$ .

#### A1 Generic expression

The estimator of the square visibility can be express in a generic form:

$$\widetilde{V}_{ij}^2 \propto \frac{\langle |F_c^{ij}|^2 \rangle}{\langle F_i F_j \rangle} \quad (\text{A1})$$

where  $F_c^{ij}$  the coherent flux at the frequency  $f_{ij}$ , an  $F_i$ ,  $F_j$  are the photometric fluxes.

The relative error  $\mathcal{E}(V_{ij}^2)$  on the square visibility is then given by Papoulis (1984):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2(V_{ij}^2) &= \frac{\sigma^2(|F_c^{ij}|^2)}{|F_c^{ij}|^2} + \frac{\sigma^2(F_i)}{F_i^2} + \frac{\sigma^2(F_j)}{F_j^2} \\ &+ 2\frac{\text{Cov}(F_i, F_j)}{F_i F_j} - 2\frac{\text{Cov}(|F_c^{ij}|^2, F_i F_j)}{|F_c^{ij}|^2 F_i F_j} \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

Theoretical expression of each term of previous equation is now given for both estimators.

#### A2 SNR for the Fourier estimator

The coherent flux is linked to the spectral density of the interferogram by the following relationship (see Eq. (6), written in its sampled form):

$$|F_c^{ij}|^2 \propto \sum_k |\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2 \quad (\text{A3})$$

Hence the expected value and the error on the coherent flux writes:

$$\overline{|F_c^{ij}|^2} \propto \sum_k \overline{|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2} \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned} \sigma^2(|F_c^{ij}|^2) &\propto \sum_k \sigma^2(|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2) + \\ &\sum_k \sum_{l \neq k} \text{Cov}(|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2, |\widehat{M}_{ij}(f_l)|^2) \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

The statistics of the spectral density of an interferogram have already been computed by Goodman (1985) in the case of photon noise and completed by Tatulli et al. (2004b) with detector and atmospheric noise. We recall the results here, without taking into account the atmospheric noise (i.e. speckle noise):

$$\begin{aligned} \overline{|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2} &= \overline{K^2} \widehat{i}(f_k)^2 + \overline{K} + N\sigma_{det}^2 \quad (\text{A6}) \\ \sigma^2(|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2) &= 2\overline{K^3} \widehat{i}(f_k)^2 + 4\overline{K^2} \widehat{i}(f_k)^2 + \overline{K^2} + \\ &N^2\sigma^4 + 3N\sigma^4 + 2N\sigma^2\overline{K} + \\ &2N\sigma^2\overline{K^2} \widehat{i}(f_k)^2 \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

$$\begin{aligned} \text{Cov}(|\widehat{M}_{ij}(f_k)|^2, |\widehat{M}_{ij}(f_l)|^2) &= 2\overline{K^3} \text{Re} \left[ \widehat{i}(f_k) \widehat{i}^*(f_l) \widehat{i}^*(f_k - f_l) \right] + \\ &2\overline{K^3} \text{Re} \left[ \widehat{i}(f_k) \widehat{i}(f_l) \widehat{i}^*(f_k + f_l) \right] + 2\overline{K^2} \widehat{i}(f_k)^2 + 2\overline{K^2} \widehat{i}(f_l)^2 + \\ &\overline{K^2} \widehat{i}(f_k - f_l)^2 + \overline{K^2} \widehat{i}(f_k + f_l)^2 + \overline{K} + 3N\sigma^4 \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

where  $\widehat{i}(f)$  is the normalized spectral density (such as  $\widehat{i}(0) = 1$ ). Furthermore, we have

$$\sigma^2(F_i) = \overline{F_i} + \sigma_{det}^2 \quad (\text{A9})$$

Finally, since the coherent flux and each photometric flux are estimated independently, we have:

$$\text{Cov}(|F_c^{ij}|^2, F_i F_j) = 0 \quad (\text{A10})$$

Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multiaxial interferometry 9

$$\text{Cov}(F_i, F_j) = 0 \quad (\text{A11})$$

[14]

**Table A1.** Coefficients of the fourth order statistics of the coherent and photometric fluxes.

### A3 SNR for the P2VM estimator

We recall that the real and imaginary part of the weighted complex visibility are defined by the system of equations:

$$\begin{bmatrix} i \\ P \end{bmatrix} = [C] \cdot \begin{bmatrix} R \\ I \\ F \end{bmatrix} \quad (\text{A12})$$

if we call  $\mathbf{M} = m_k, k \in [1..N_{pix} + N_{tel}]$  the vector resulting in the concatenation of the interferogram  $i$  and the photometry  $P$ , we can write:

$$R_{ij} = \sum_k^{N_{pix}} \xi_k^{ij} m_k \quad (\text{A13})$$

$$I_{ij} = \sum_k^{N_{pix}} \zeta_k^{ij} m_k \quad (\text{A14})$$

$$F_i = \sum_k^{N_{pix}} \beta_k^i m_k \quad (\text{A15})$$

where  $\xi_k^{ij}, \zeta_k^{ij}$  and  $\beta_k^i$  are the coefficients of the P2VM matrix. Hence it comes:

$$|F_c^{ij}|^2 = R_{ij}^2 + I_{ij}^2 = \sum_k \sum_l [\xi_k^{ij} \xi_l^{ij} + \zeta_k^{ij} \zeta_l^{ij}] m_k m_l \quad (\text{A16})$$

$$F_i F_j = \sum_k \sum_l \beta_k^i \beta_l^j m_k m_l \quad (\text{A17})$$

Here, the covariance between the coherent flux and the photometric fluxes, as well as the covariance between the photometric fluxes have to be taken into account. For sake of simplicity, Eq. (A2) can be rewritten:

$$\mathcal{E}^2(V_{ij}^2) = \frac{\sigma^2(|F_c^{ij}|^2)}{|F_c^{ij}|^2} + \frac{\sigma^2(F_i F_j)}{F_i F_j} - 2 \frac{\text{Cov}(|F_c^{ij}|^2, F_i F_j)}{|F_c^{ij}|^2 F_i F_j} \quad (\text{A18})$$

It now remains to compute all the terms knowing that:

$$\sigma^2(|F_c^{ij}|^2) = \overline{|F_c^{ij}|^4} - \overline{|F_c^{ij}|^2}^2 \quad (\text{A19})$$

$$\sigma^2(F_i F_j) = \overline{F_i^2 F_j^2} - \overline{F_i F_j}^2 \quad (\text{A20})$$

$$\text{Cov}(|F_c^{ij}|^2, F_i F_j) = \overline{|F_c^{ij}|^2 F_i F_j} - \overline{|F_c^{ij}|^2} \overline{F_i F_j} \quad (\text{A21})$$

To lighten the calculations we introduce the variable  $\gamma$  such that  $\gamma_{kl}^{ij} = \xi_k^{ij} \xi_l^{ij} + \zeta_k^{ij} \zeta_l^{ij}$ . Then we can compute the second order statistics of the square coherent flux and the photometric fluxes:

$$\overline{|F_c^{ij}|^2} = \sum_k \sum_l \gamma_{kl}^{ij} \overline{m_k m_l} = \sum_k \gamma_{kk}^{ij} \overline{m_k^2} + \sum_k \sum_{l \neq k} \gamma_{kl}^{ij} \overline{m_k} \overline{m_l} \quad (\text{A22})$$

$$\overline{F_i F_j} = \sum_k \beta_k^i \beta_k^j \overline{m_k^2} + \sum_k \sum_{l \neq k} \beta_k^i \beta_l^j \overline{m_k} \overline{m_l} \quad (\text{A23})$$

	$\overline{ F_c^{ij} ^4}$	$\overline{F_i^2 F_j^2}$
$\alpha_{k,l,n,o}^{(1)}$	$\gamma_{kl}^{ij} \gamma_{no}^{ij}$	$\beta_k^i \beta_l^j \beta_n^i \beta_o^j$
$\alpha_{kl n}^{(2,1,1)}$	$2\gamma_{kk}^{ij} \gamma_{ln}^{ij} + 4\gamma_{kl}^{ij} \gamma_{kn}^{ij}$	$\beta_k^i \beta_l^j + \beta_k^j \beta_l^i + 4\beta_k^i \beta_k^j \beta_l^i \beta_n^j$
$\alpha_{kl}^{(2,2)}$	$\gamma_{kk}^{ij} \gamma_{ll}^{ij} + 2\gamma_{kl}^{ij} \gamma_{kl}^{ij}$	$\beta_k^i \beta_l^j + \beta_k^j \beta_l^i + \beta_k^i \beta_l^i \beta_k^j \beta_l^j$
$\alpha_{kl}^{(3)}$	$4\gamma_{kk}^{ij} \gamma_{kl}^{ij}$	$2\beta_k^i \beta_k^j \beta_l^i + 2\beta_k^j \beta_k^i \beta_l^j$
$\alpha_k^{(4)}$	$\gamma_{kk}^{ij} \gamma_{kk}^{ij}$	$\beta_k^i \beta_k^j$

	$\overline{ F_c^{ij} ^2 F_i F_j}$
$\alpha_{k,l,n,o}^{(1)}$	$\gamma_{kl}^{ij} \beta_n^i \beta_o^j$
$\alpha_{kl n}^{(2,1,1)}$	$\gamma_{kk}^{ij} \beta_l^i \beta_n^j + \gamma_{ln}^{ij} \beta_k^i \beta_k^j + 2\gamma_{kl}^{ij} [\beta_k^i \beta_n^j + \beta_n^i \beta_k^j]$
$\alpha_{kl}^{(2,2)}$	$\gamma_{kk}^{ij} \beta_l^i \beta_l^j + \gamma_{kl}^{ij} [\beta_k^i \beta_l^j + \beta_l^i \beta_k^j]$
$\alpha_{kl}^{(3)}$	$\gamma_{kk}^{ij} [\beta_k^i \beta_l^j + \beta_l^i \beta_k^j] + 2\gamma_{kl}^{ij} \beta_k^i \beta_k^j$
$\alpha_k^{(4)}$	$\gamma_{kk}^{ij} \beta_k^i \beta_k^j$

Then the fourth order statistics  $\overline{F^4} = \overline{|F_c^{ij}|^4}, \overline{F_i^2 F_j^2}, \overline{|F_c^{ij}|^2 F_i F_j}$  can be described by the generic equation:

$$\begin{aligned} \overline{F^4} &= \sum_k \alpha_k^{(4)} \overline{m_k^4} + \sum_k \sum_{l \neq k} \alpha_{kl}^{(3)} \overline{m_k^3} \overline{m_l} + \\ &\sum_k \sum_{l \neq k} \alpha_{kl}^{(2,2)} \overline{m_k^2} \overline{m_l^2} + \sum_{l \neq k \neq n} \alpha_{kln}^{(2,1,1)} \overline{m_k^2} \overline{m_l} \overline{m_n} + \\ &\sum_{l \neq k} \sum_{o \neq n} \alpha_{klno}^{(1)} \overline{m_k} \overline{m_l} \overline{m_n} \overline{m_o} \end{aligned} \quad (\text{A24})$$

where  $\alpha_{kln o}^{(1)}, \alpha_{kl n}^{(2,1,1)}, \alpha_{kl}^{(2,2)}, \alpha_{kl}^{(3)}$ , and  $\alpha_k^{(4)}$  are given in table A1 in each specific case.

## 5.8 Article: « *Pupil plane optimization in single mode multiaxial interferometry* »

Cet article quantifie l'effet d'une superposition partielle des pics franges sur le facteur de cohérence mesuré dans le cadre de l'interférométrie monomode multiaxial. Il correspond au travail présenté dans la Section 5.4. Il sera soumis en novembre à Mon. Not. of the Royal Astron. Soc. (LEBOUQUIN & TATULLI 2006), comme suite de l'article TATULLI & LEBOUQUIN (2006).

## Pupil plane optimization for single-mode multi-axial optical interferometry with a large number of telescope

J.-B. LeBouquin, E. Tatulli

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, F-38041 Grenoble cedex France

Version 1.0

jblebou - jeu avr 15 2004 : start !

**Abstract.** The current solutions to combine the light in optical interferometry will have major difficulties to deal with a large number of telescope, as expected for the next instrumental generation. In this paper, we focus on the multi-axial single-mode concept because it appears to be the best solution in terms of design and scientific abilities. We study the possibility to optimize the pupil plane configuration. We show that the historical estimators based on Power Spectral Density (PSD) are biased when the pupil plane becomes partially redundant. A solution is to use an innovative estimator called Pixel To Visibility Matrix (P2VM). We quantify the SNR loss of the P2VM estimator in function of the pupil configuration. We demonstrate that a medium pupil plane compression do not reduce the efficiency. This result is used to optimize the design of future multi-axial combiner with a large number of telescopes. We illustrate the results with the example of a 6 and 8 beams instrument. This solutions as expected for the VLTI second generation .

We emphasize that such an optimization has important consequences both on optical design and astrophysical performances.

**Key words.** Techniques:interferometric, Methods:data analysis, Instrumentation:interferometers

### 1. Introduction

In long baseline near infrared interferometry, the accurate calibration due to single-mode fibers and photometric calibration has demonstrated its excellent capability (Domiciano de Souza et al. 2003; Ségransan et al. 2003; Pijpers et al. 2003; Kervella et al. 2003). In the future, the goal is to recover the interferometric information of a large array to provide snapshot imaging ability with a spatial resolution of few milliarcsecond. The main challenge is the complexity of the focal combination scheme. For example, it takes  $N(N - 1)/2$  beam-splitters to combine  $N$  beams in a Michelson pairwise scheme. Each optical element decreases the global instrumental efficiency. The whole optical assembly must also maintain an internal stability crucial for closure phase measurement, which is mandatory for image reconstruction.

In this context, the simplest and most compact way to recover the information of all the baselines is to mix all the beams together. Intuitively, this scheme is called here *All-In-One* (Mozurkewitch 1999). As we consider a spatially filtered instrument, the image propagated by individual pupil is meaningless and only the coherence of each pair of beam has to be measured. As an example, for the Very Large Telescope Interferometer (VLTI, Glindemann et al. 2003), it represent a set of 28 visibilities and 21 closure phases . Two solutions have been suggested : Michelson (Temporal) or Fizeau (Multi-

axial) coding. Recent studies show that the expected transmission of a non-homothetic Multi-axial mode is better than a Michelson combination thanks to less beam-splitters and mirrors (Le Bouquin et al. 2004).

To measure the coherency factor of each baseline individually, the Multi-axial optical geometry has to be carefully checked. Each pair of pupil produce a fringe pattern with a frequency given by their separation. In order to separate the energy of each fringe pattern in the Fourier plane, the output pupil configuration should be *non-redundant*. This condition can be achieved with bi-dimensional or linear arrangements. On the first approach, the focal image is fringed in different directions, while all fringes are aligned but uses different frequencies in the second one. Only this last 1-D diffraction pattern can be injected into a slit of a spectrograph, opening spectral abilities at medium and large resolutions. These arguments explain why we only consider linearly aligned output pupils.

Two modern interferometers take benefit of these concepts. The AMBER instrument (Petrov et al. 2003) combines coherently the light of 3 telescopes of the VLTI. It forms 3 fringe patterns in the diffraction shape of the filtered output pupils (single mode, All-In-One, Multi-axial). The three pupils are aligned perpendicularly to the slit of a spectrograph. The needed non-redundancy is obtained by using different separations between pupils 1-2 and 2-3. The MIRC combiner, at the focus of the CHARA array, is planed to combine up to 6 telescopes with a similar concept (Monnier et al. 2004). The output pupils

*Send offprint requests to:* <name>

*Correspondence to:* <corresponding author>

2

J.-B. LeBouquin, E. Tatulli: Pupil plane optimization for multi-axial interferometer

are formed by an array of single-mode fibers and micro-lens. Spectral ability is obtained with a spectrograph too.

For the next generation with large number of telescopes, the perfect non-redundancy condition requires to use an amazingly large range of pupil positions. As an example for an 8-beams combiner, the maximum pupil separation should be 70 times the minimum one (Le Bouquin et al. 2004). It induces major difficulties both on the optical setup and the detector. First, the whole assembly will have an incredible size. Secondly, all the pupils must have the same focal point and maintain a good internal stability. Third, the number of required pixels to sample the fringe patterns will be very large. A solution is to reduce the range of pupil position to more conceivable values, but it breaks the perfect non-redundancy of Fourier plane. In this case, the Fourier Peak of each fringe pattern will partially overlap, mixing the information of visibility and phase.

In this paper, we investigate the effects of this pupil plane compression on the interferometric quantities. In the first part, we present the description of the All-In-One Multi-axial combination. We emphasis on the relation between the pupils and the interferogram plane, and clarify four different estimators that can be used in the case of single mode interferometry (Sect. 2). Then, we explain why and how to reduce the maximum spatial frequency of the fringe pattern. We show the influence on the recovered square visibility. We also investigate the Signal to Noise Ratio, especially for the only estimator which is not dramatically biased by the Fourier plane compression (Sect. 3). The paper finishes by applications to the VITRUV project. We use the results derived in previous parts to determine the optimal output pupil configuration of 6- and 8-beam combiners (Sect. 4).

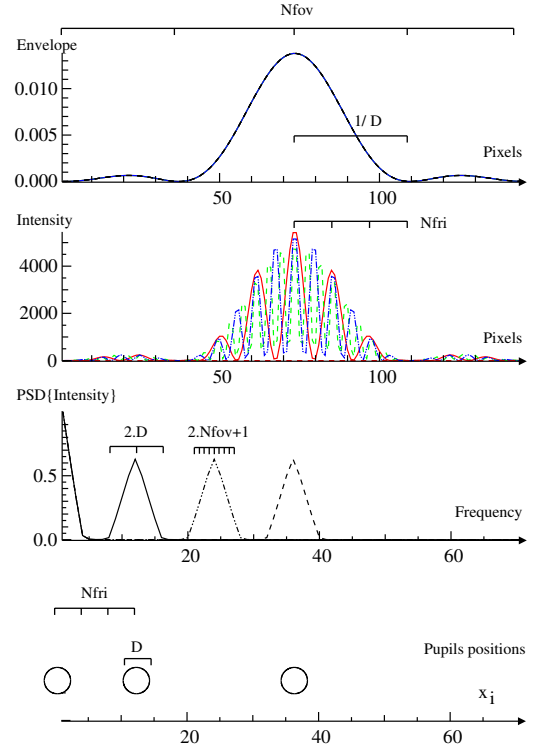
## 2. Single mode multi-axial combination

### 2.1. Instrumental parameters

For a complete description of the single-mode multi-axial combination, the reader can refer to paper I (Tatulli et al. 2004). We summarize here the different parameters which are relevant for this study. Figure 1 illustrates them on a 3-beam combiner.

The main parameters of the setup are related to the output pupils configurations. The pupil plane autocorrelation completely defines both the image plane (interferograms), and the Fourier plane (peaks at fringe frequencies). We focus on the following instrumental parameters :

- $D$  : the pupil width. The diffraction pattern is the Fourier Transform of the pupil shape, here considered the same for all pupils. In this study we use constant pupils and also square sinus-cardinal function for the diffraction pattern. The Fourier peaks are also triangles with support of  $2.D$ . The choice of the configuration is not fundamental and the results are strictly identical with circular or Gaussian pupils.
- $N_{fri}$  : the number of fringes in one diffraction pattern, for the smallest frequency. It corresponds to the distance between the closest pupils (in unit of pupils diameter), and to the smallest fringe frequency (in unit of Fourier peak half-width).



**Fig. 1.** The envelope of the fringe pattern (Intensity), and the Fourier peak support (PSD), are defined by the pupil shapes. Here we display the drawing for a 3-beam combiner with  $N_{fri} = 3$  and  $N_{fov} = 4$ .

In All-In-One combination, one have to separate the informations coded by each pair of pupils thanks to non-redundant configuration. We can express the position  $x_i$  of the pupils  $i$  (starting with  $i = 0$  for the first one) by :

$$x_i = P_i \cdot N_{fri} \cdot D \quad (1)$$

where  $P_i$  is a non-redundant integer list, which fixes the relative pupil positions :

$$P_i = (0, 1, 3) \quad (2)$$

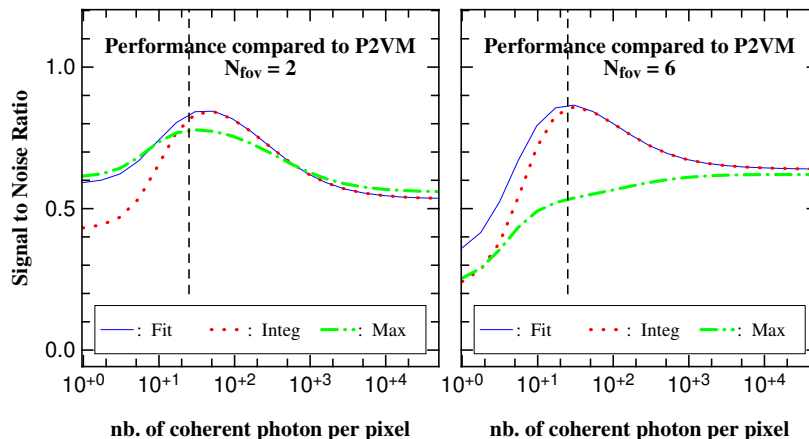
$$P_i = (0, 1, 4, 6) \quad (3)$$

for a 3-beam (Eq. 2) and a 4-beam combiner (Eq. 3). With such assumptions, the peaks are equally spaced in the Fourier plane (see Fig. 1).

After defining the coding by the pupil plane configuration, we determine the sampling rate of the fringes by the output optical and detector setup :

- $N_{pix}$  : the number of pixels per fringes for the largest frequency, it should excess 2 to respect the Shannon criterion.
- $N_{fov} = 4$  : the detector window which is read in the direction of the fringes, in unit of the diffraction pattern. It also defines the number of independent point on a fringe peak as shown in Fig. 1. For historical reason (before spatial filtering), this quantity corresponds to the sky field of view. In our context of single-mode interferometry, it is not yet true but we decide to keep the same notation.





**Fig. 2.** Signal to Noise Ratio of the Peak Maximum (Max), Peak Integration (Integ) and Peak Fitting (Fit) estimators compared to the performance of the Pixel To Visibility Matrix in function of the number of coherent photons per pixels on the detector. The Fourier plane is defined by  $N_{fri} = 2$  and no compression, thus the different fringe peaks are separated. The vertical dashed line corresponds to the detector noise, left region is also photon poor and right one is photon rich.

The individual photometry of each telescope is monitored thanks to beam-splitters placed before the combiner. We chosen to pick up 30% of the flux for this calibration.

## 2.2. Visibility estimators

There are different ways to recover the individual visibility of each baseline from the image recorded at the focus of a single-mode multi-axial all-in-one interferometer.

Before the advent of single mode interferometry, and to overcome the problem of turbulence, Roddier & Lena (1984) developed estimators based on Power Spectral Density *integration* (PSD). In paper I, we develop the formal expressions of means and Signal to Noise Ratio for this kind of estimators in the framework of filtered multi-axial combiners. In this paper, we will call this method Peak Energy Integration (Integ).

By taking more benefit from its deterministic properties, it is possible to measure the visibility by considering only the *maximum value* of the PSD of each frame. The required calibration is identical than for PEI. This estimator was not specifically studied in the previous paper, but the theoretical SNR can be calculated with the same formalism with an integration limited to only one pixel (the maximum) of the Fourier peak. In this paper, we will call this method Peak Energy Maximum (Max).

By increasing the number of “a priori” information in the inversion process, the square visibility can be recovered by *fitting the PSD shape*. The shape has to be previously calibrated by observations of unresolved stars. It is formally equivalent to a fit of the fringe pattern autocorrelation. This estimator was not presented in our previous study. Since then, we implemented his theoretical expressions for means and Signal to Noise Ratio and checked it thanks to numerical experiments described in paper I. This algorithm will be called Peak Energy Fitting (Fit).

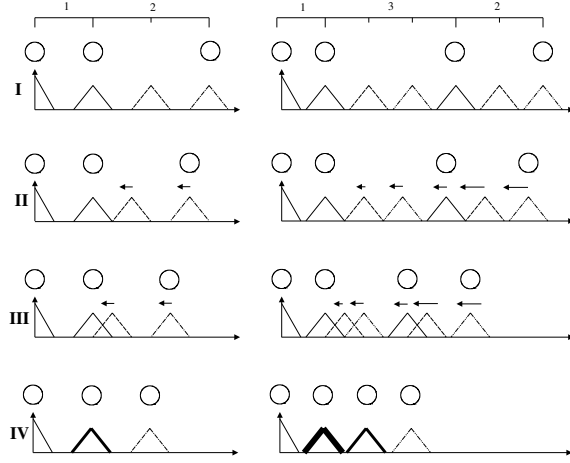
At least, the visibility can also be recovered on first order estimation based on *data fitting*. This operation can be identi-

cally done in the direct plane (fringe fitting) or in the Fourier plane (complex Fourier transform fitting). It can be formally expressed as a matricial relation between the recorded values on the detector (or its Fourier Transform) and the complex visibility of each baseline: the so-called Pixel To Visibility Matrix (P2VM). The square visibility and the fringe phase are recovered in the same inversion process. If no fringe tracking unit is available, the phase quantity is stochastic from frame to frame and is meaningless. It can be ignored by averaging the square visibility instead of the complex one. As a major difference with the algorithms presented above (Integ, Max and Fit), this square operation is done *after* the information of the different baselines has been separated. The calibration of such *first order estimator* required to determine the entire fringe shape (or complex Fourier peak shape) with a good accuracy. The reader can refer to the AMBER data processing (Millour et al. 2004) for which a Pixel To Visibility Matrix (P2VM) algorithm is currently used. Note that calibrations based on fit of theoretical shape defined by fiber mode can also be thought up.

Figure 2 illustrates the performances of the PSD-based estimators compared to the Pixel To visibility Matrix in different noise regimes. The P2VM always presents better Signal to Noise Ratios, especially in the strong photon rich and photon poor domains. The Fourier estimators follow more or less the same curves for a small Field Of View. When increasing the number of independent points over the fringe frequencies ( $N_{fov} > 2$ ), the Peak Maximum shows worse performances, because it does not take into account the whole available information. At least, they all reach a similar asymptote in photon noise limit, from where their SNR is about 0.6 times the P2VM one, independently of the instrumental configuration. This asymptote is only function of the visibility.

4

J.-B. LeBouquin, E. Tatulli: Pupil plane optimization for multi-axial interferometer



**Fig. 3.** Superposition of the peak due to the displacement of the pupils by Eq. 4 for a 3-beam combiner with  $N_{fri} = 3$  (left), and for a 4-beam combiner with  $N_{fri} = 2.25$  (right). The Compression Factor is set to  $\rho = 1$  (I, no compression),  $2/N_{fri}$  (II),  $1/N_{fri}$  (III) and 0 (IV, redundant configuration). Between II and III peaks are called slightly compressed and between III and IV peaks are called strongly compressed.

### 3. Pupil plane compression

In the configurations presented above, the fringe Fourier peaks are completely separated thanks to an adequate pupil plane configuration. It is not always possible to build an instrument which follows this rule, especially when increasing the number of input beams. In the case of a 8-beam combiner, the best non-redundant configuration  $P_i$  reaches a maximum of 35. If we want to separate the Fourier peaks,  $N_{fri}$  should be larger or equal to 2 (peaks are just close together).

#### 3.1. Why compress ?

At first, the maximum required distance between the pupils could be amazing, because the maximal separation used is  $2 \times 35 = 70$  times the pupil width. Even though Integrated Optics is a good solution to magnify the stability, it has its own design problems (Le Bouquin et al. 2004).

Four pixels per fringes is a minimum value in order to not reduce the contrast with worse sampling. To optimize the number of detected photons, we want to record a maximum of the diffraction pattern ( $N_{fov} \geq 2$ ). In this case, the required number of pixel is about  $4 \times 2 \times 70 = 560$ . The only solution to be compliant with 512 pixels is to compress the Fourier plane by reducing the pupil distance.

Then, reducing the number of recorded pixels will reject the transition between detector and photon noise, and thus the sensitivity limits, to higher magnitude. Last but not least, it increases the reading speed, which is an important parameter if no fringe tracking unit are available.

#### 3.2. How to compress ?

Different solutions enable to compress the pupil configuration and thus the Fourier plane. First, reduce  $N_{fri}$  corresponds to a homothetic scale of the pupil positions without changing their diameters (see Fig. 1). The Fourier peaks are also scaled by the same quantity. They start to overlap when  $N_{fri}$  falls under 2. They all fit into each others with the same ratio. At least, it is impossible to have  $N_{fri} < 1$  since the 2 closest pupils cannot spatially stack.

A second solution can deal with more compressed configurations. We move only the third pupil and more, in order to compact the design without reducing the smallest pupils separation. To keep a partially non-redundancy condition, we will consider a homothetic scale of the third and further pupils. We can simply describe it with only one new parameter  $\rho$ , called the Compression Factor. With  $i = 0$  for the first pupils, the new positions are defined by :

$$x_i = (i + (P_i - i) \cdot \rho) \cdot N_{fri} \cdot D \quad (4)$$

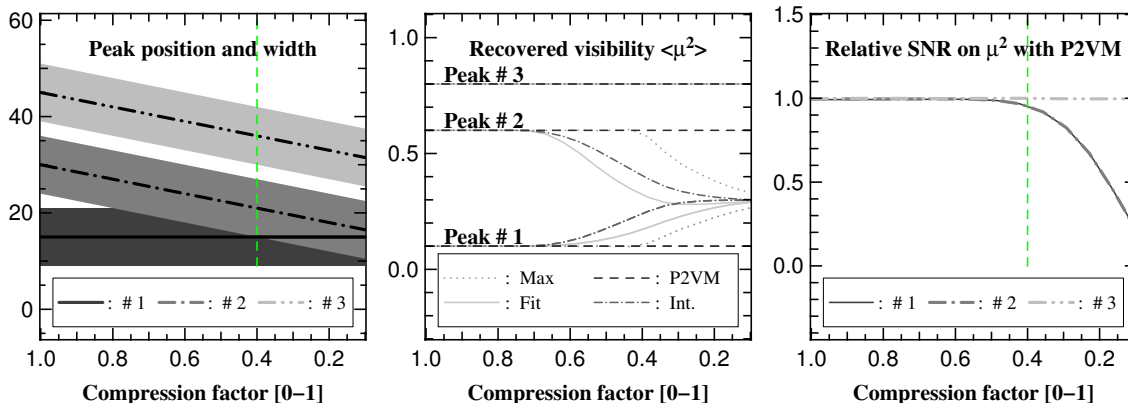
In this transformation, the smallest frequency don't shift, and the Fourier plane looks like Fig. 3. The Fourier plane transformation is not perfectly homothetic since Gaps are created at particular positions. Gaps size do not depend on  $\rho$  and are always equal to  $N_{fri}$ , the original distance between the pupils. We can define different interesting values :

- $\rho = 1$  (I) : the pupils and the Fourier plane are not compressed, the peak are at the position defined by Eq. 1.
- $\rho = 2/N_{fri}$  (II) : the configuration starts to be partially redundant. In the Fourier plane, the peak are close together, they start to overlap. As from the value, the configuration will be called *slightly compressed*.
- $\rho = 1/N_{fri}$  (III) : the peak edges reach the maximum of neighboring peaks. As from the value, the configuration will be called *strongly compressed*.
- $\rho = 0$  (IV) : the inter-pupil distance is constant, the configuration is redundant. In the Fourier plane, the peaks are totally superposed by group, separated by  $N_{fri}$ .

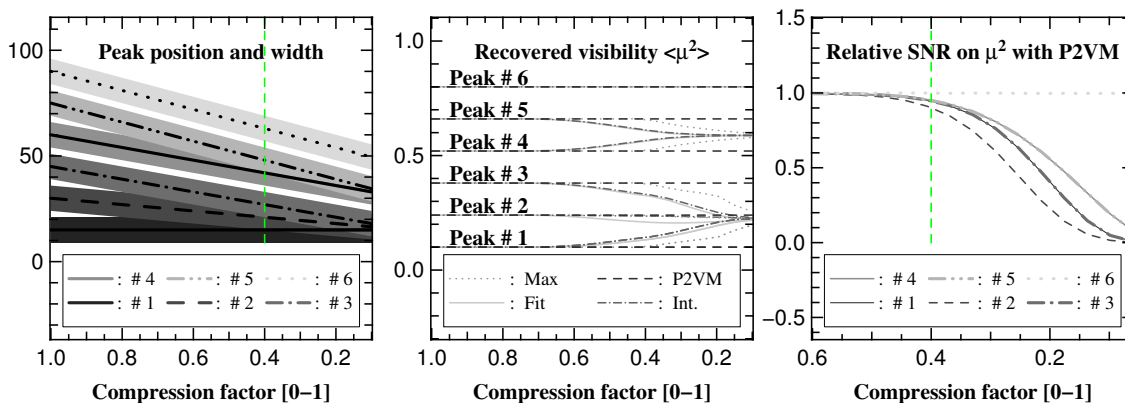
Although the compression reduce the maximum frequency and then the theoretically required number of pixels (Shannon theorem), we decide to keep this number constant even the compression rate. The fringes in the compressed configuration are also over-sampled, which has no damaging effects. Technically, the compression is thus identical to move the pupils before a large lens without changing the optical setup and detector pixel size.

#### 3.3. Mean visibility

First, we are interested in recovering interferometric observables and especially the square visibility. First computations was performed for a 3-beam combiner with the parameters described in Sec. 2.1. The output pupil configuration is given by Eq. 4 with  $N_{fri} = 2.5$  and the Compression Factor range from  $\rho$  from 1 to 0.1. The optical path delay of each beam is set to zero. The input square visibility was respectively 0.1, 0.6, 0.8 with a null phase. The middle sub-panel of Fig. 4 illustrates



**Fig. 4.** **Left :** Positions (thick lines) and supports (filled regions) of the 3 fringe peaks in the frequency space versus the compression factor ranging from 1 (no compression) to 0.1. The minimum distance between the 3 pupils ( $N_{fri}$ ) is set 2.5 pupils width. Peaks #1 and #2 slightly overlap when  $\rho$  fall under 0.8, and strongly overlap when  $\rho$  fall under 0.4. **Middle :** Square visibility ( $\mu^2$ ) obtained with the Peak Maximum (Max), Peak Integration (Integ), Peak Fitting (Fit) and Pixel To Visibility Matrix (P2VM) estimators. The input  $\mu^2$  for baselines #1,#2,#3 was set to 0.1, 0.6, 0.8 respectively. The horizontal right asymptote of Fit, Max and Integ is 0.29. **Right :** Signal to Noise Ratio on the square visibility of each baselines computed for the P2VM estimator normalized to the one obtained for  $\rho = 1$ . The vertical dashed line is for  $\rho = 1/N_{fri} = 0.4$ .



**Fig. 5.** **Left :** Positions (thick lines) and supports (filled regions) of the 6 peaks in the frequency space versus the compression factor ranging from 1 (no compression) to 0.1. The minimum distance between the 4 pupils ( $N_{fri}$ ) is set 2.5 pupils width. The vertical dashed line is for  $\rho = 1/N_{fri} = 0.4$ . **Middle :** Square visibility ( $\mu^2$ ) obtained with the Peak Maximum (Max), Peak Integration (Integ), Peak Fitting (Fit) and Pixel To Visibility Matrix (P2VM) estimators. The input  $\mu^2$  of the 6 baselines span 0.1 to 0.8 linearly. **Right :** Signal to Noise Ratio on the square visibility of each baselines computed for the P2VM estimator normalized to the one obtained for  $\rho = 1$ . For a sake of clarity, we focus on the range 0.6-0.06.

the three peak positions (thick lines) and widths (thine lines) versus the Compression Factor  $\rho$ . Peaks are separated when  $\rho = 1$ . First (#1) and second (#2) peaks get slightly superposed when  $\rho < 0.8$ , and strongly superposed when  $\rho < 0.4$ . Third peak (#3) is never superposed. The left sub-panel shows the recovered square visibilities obtained with the four estimators described in Sec. 2.2. When peaks start to overlap, the Peak Energy Integration and Peak Energy Fit rapidly fail to recover to visibility. Then, Peak Energy Maximum fails too when  $\rho$  fall under 0.4. At least, P2VM is never biased even the compression factor reach 0.1. For all estimators, baseline #3 is always well recovered.

These results can be explained by information mixing between baseline #1 and #2 when corresponding peaks overlap.

This blend is due to the partially coherent sum of the two interferograms under the overlapped frequency. As expected in this case, and because the input phase and optical path delay is zero, the asymptotic square visibility recovered is the square of the average of the two visibilities :  $(\mu_{\#1} + \mu_{\#2})^2 / 4 = 0.29$ . In a general way, this value depend on both the visibilities and phases of the two baselines since it is a first order average. It prevents from a simple calibrations of this effect. Of course, one can try to measure the input phases and then, with all phases and biased visibilities, try to recover the reals visibilities. But the phases are also biased by the complex peak average. The only solution is also to know the two complex peak shapes and to inverse both the visibilities and the phases at the same time. In

this case, one have re-invented the P2VM in the Fourier space ! and it explains why this last estimator is not biased.

*Peak Energy Maximum* looks to be more robust than others PSD-based estimators because it use only the central pixel, and thus each peak sees its neighbors “later”. But it is true only if the number of uncorrelated pixels under the peak is larger than 2 (Shannon criterion,  $N_{fov} > 2$ ). If not, the central pixel is strongly correlated with the whole peak and is also affected by a partial superposition. We presented here only results with  $N_{fov} = 6$ . With  $N_{fov} = 2$ , the *Peak Energy Maximum* follows the slope of *Peak Energy Integration*.

### 3.4. Signal to Noise Ratio

Formal expression derived in our previous paper for Fourier based estimators (Max, Integ, Fit) shows that their Signal to Noise Ratio are clearly independent to the peak positions as long as they not overlap. Results of Fig. 2 can also be extrapolated for any kind of un-redundant configuration. When peaks overlap, we do not need to interest on their fine SNR variations because they get unusable (Sect. 3.3) !

We focus on the Pixel To Visibility Matrix estimator. The formal expressions of the previous work remain valid for all Compression Factor, even small. These expressions take into account both the Poisson photon noise and a Gaussian detector noise. The speckle noise is irrelevant here since the diffraction pattern is completely deterministic. The incident flux has no effect on the SNR dependence with compression factor. Results have been validated both in photon noise than in detector noise regime. We present here only photon rich computations. For a sake of clarity in the Figures, the visibility of each baseline is different. But since the SNR also depends on the input visibility, we normalized it by the SNR obtained without compression.

Right sub-panels of Fig. 4 and Fig. 5 shows the results for a 3- and a 4-beam combiner in the same instrumental conditions than in Sec. 3.3. Mainly, four different types of SNR slope can be distinguished :

- The peaks which never overlap don’t show any variation of their SNR. This is the case of #3 (for 3-beam) and #6 (for 4-beam). For all the other baselines, a clear transition appear when the peak start to strongly overlap ( $\rho$  fall under  $1/N_{fri}$ ).
- Peaks which interact with only one neighbor present the slowest decrease. The best example is given by peaks #1 and #2 in the 3-beam case, which interact together. Identical curve is observed for peaks #4 and #5 (4-beam case), which interact together too.
- The only peak with two neighbors (#2 in the 4-beam case) presents the more abrupt decrease.
- Slope of peaks #1 and #3 in the 4-beam case can be explained as a combination of this two types. They start with 2-peaks interactions (each of them with a side of peak #2), and so follow the 2-peaks curve. Then, when they strongly overlap, they meet together over peak #2 and begin also to be engaged in a 3-peaks interactions, reaching the peak #2 curve.

We conclude that the P2VM SNR of a given peak does not depend on its absolute position but only on its superposition rate. The SNR is unaffected by a slightly overlap but goes down for strong one. It can be easily explained by the matrix structure of the P2VM estimator. When peaks overlap, corresponding lines in the matrix begin more and more singular... which mathematically reduce the accuracy of the inversion.

In this whole section, the presented computations have been done with a sinus-cardinal interferogram shape, which is the Fourier Transform of a 1-D square pupils. The same work has been done both with Bessel interferogram envelop (circular pupils) and Gaussian interferogram envelop (Gaussian pupils due to fiber filtering for example). All the results and discussions presented above have been also checked on it. On the other side, remember that the total number of pixels of the combiner remain constant, nevertheless it becomes possible to reduce it when we compress the Fourier plane (Shannon sampling is relaxed). We have tried to take benefit by optimized the number of pixel for each compression rate, but it does not allow to compress more. The results presented here are just a bit conservative.

## 4. Application to the VITRUV project

VITRUV (?) is a proposition for the VLTI second generation, aimed at taking the best profit of the imaging capability of the array, especially in the PRIMA framework. The science objectives of VITRUV are focused on the kinematics and morphology of compact astrophysical objects at optical wavelengths like the environment of AGN, star forming regions, stellar surfaces and circumstellar environments. The instrument will deliver aperture synthesis images with spectral resolution as the final data product to the astronomer. In its final version, the core of the instrument will be composed by a 6 and/or 8T near infrared integrated optics combiner. Since this combination should also allowed spectral resolution, the concept contemplated at this stage is a multi-axial all-in-one scheme, as developed in this paper.

For more than 4 beams, it is impossible to determine theoretically the best non-redundant pupil configuration  $P_i$  which minimize the maximum frequency used. This well-known problem can only be solved by “force-brute” methods. Optimized pupil arrangements have been obtained for a large number of telescopes. We use here the configuration of Mozurkewitch (1999) for 6 telescopes :

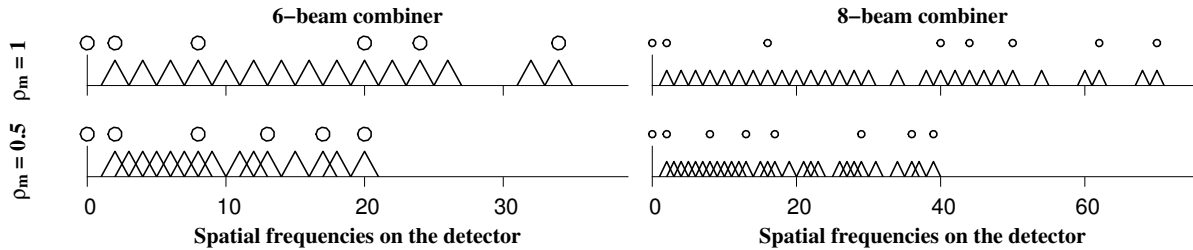
$$P_i = (0, 1, 4, 10, 12, 17) \quad (5)$$

and the one computed by the authors for 8 telescopes :

$$P_i = (0, 1, 8, 20, 22, 25, 31, 35) \quad (6)$$

The maximum of  $P_i$  is always larger than the number of baselines, even the configuration is optimized. As a consequence, it leaves gaps in the frequency space.

We applied Fourier plane compression of Eq. 4 on the 6-beam configuration. Surprisingly, and as a difference with 3- and 4-beam combiners (Fig. 5), some peaks intersect at non-null Compression Factor. On the other side, many peaks are



**Fig. 6.** Results of VITRUV Fourier plane optimization for a 6-beam (left) and 8-beam (right) combiner. The output pupil configuration and the Fourier plane are represented at the same scale (autocorrelation relation). The pupil positions are computed for a Compression Factor of  $\rho = 1$  (top) and  $\rho = 0.5$  (bottom). The minimum distance between the pupils is set to twice the pupils width ( $N_{fri} = 2$ ). The maximal distance required (as the maximal frequency) is reduced by a factor 0.58 and 0.55 in the 6- and 8-beams case respectively.

largely separated because the compression is in fact concentrated into a small number of baselines, especially #12-#13 and #4-#5. Nevertheless, we can expect that some worse starting  $P_i$  configuration (with more gaps) could be more compressed because they distribute the compression over the whole baselines, and also finally provide smaller frequencies.

To test it, we introduce the minimum allowed overlapping rate directly in the “force-brute” pupil optimization algorithm as a new user-defined parameter ( $\rho_{min}$ ). Fig. 6 shows the results with no compression available (top) and with the maximum overlap allowed by our study ( $\rho_{min} = 1/N_{fri}$ ) for a 6- and 8-beams combiner (bottom). There is no simple transformation between the best pupil configurations with and without compression. It shows that it is probably impossible to find the best compressed configuration from the best un-compressed one. In general, we empirically remark that the compact solution leaves more gaps in the frequency space, which of course are over-compensated by the compression. As a consequence, the maximum frequency is not multiply by a factor  $\rho_{min} = 1/N_{fri} = 0.5$ . In the case of the VITRUV framework, we reach a compression of  $\sim 0.58$  for 6-beam combiner and  $\sim 0.55$  for 8-beam combiner.

## 5. Conclusion

We present a fine analysis of the effects of pupil plane compression in the context of aligned Multi-axial single mode interferometry. We choose to focus on this combination concept because it is probably the best solution for future interferometers with a large number of telescopes (Le Bouquin et al. 2004).

The main result is that the classical estimators based on the Power Spectral Density are biased when the fringe frequencies partially overlap in the Fourier space. A first solution is to use only the central pixel of the Fourier peak, because it sees its neighbors latter. This estimator remains un-biased provided that the different point under the peak are uncorrelated, which necessitate to record a large part of the interferogram, and also to decrease the global performances. The estimator called Pixel To visibility Matrix looks to be a more appropriate solution. We show it allows to strongly overlap the frequencies without mixing the informations, thanks to first separate the baselines (inversion process) before compute the modulus. Yet,

the compression reduce the global Signal to Noise Ratio on the recovered square visibility because the matrix used in the inversion process get less and less conditioned. A clear transition between High and Low SNR regions allows to fix a limit on the available compression. This limit can be geometrically interpret as when the Fourier peak maximum reaches the edge of its close neighbor or its two neighbors. In the case of combiner with a large number of input beams, we propose to use this compression limit as an input value. The configuration of the Fourier plane can be optimized in order to minimize the maximum frequencies required. We show that the range between the minimum and maximum frequency can be easily multiply by a factor smaller than 0.6.

Such optimization has important consequences both on instrumentation and performances. First it drastically reduces the size of the combiner, by minimizing the distance between the output pupils. It facilitates the optical design and improves the total transmission. Secondly, it reduces the number of pixel to be read. The transition between detector and photon noise and the sensitivity limit is rejected to higher magnitude. Last but not least, it increases the reading speed, which is an important parameter if no fringe tracking unit are available. This increase also reduce the potential bias on closure and differential phase due to atmospheric instability during the reading time.

The next challenge is now to use the remarkable properties of this single-mode Multi-axial concept onto a laboratory and/or on the sky ambitious instrument. The work is under progress at the LAOG, where with the start of in the Different projects have realized its promising power and the work is currently under progress with the MIRC combiner at the CHARA array (Monnier et al. 2004) and the VITRUV proposition at the VLTI array.

*Acknowledgements.* The authors want to thank Florentin Milour, Karine Perraut, Jean-Philippe Berger and Fabien Malbet for their interesting remarks and helps. All the calculations and graphics were performed with the free software Yorick.<sup>1</sup>

## References

Berger, J., Benech, P., Schanen-Duport, I., et al. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4006, p. 986-995, Interferometry in Optical

<sup>1</sup> <ftp://ftp-icf.llnl.gov/pub/Yorick/doc/index.html>

# Chapitre 6

## VITRUV et la polarisation

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>210</b>
<b>6.2</b>	<b>Un nouveau formalisme de la polarisation</b>	<b>210</b>
6.2.1	Formalisme de Jones et matrice de cohérence	211
6.2.2	Un formalisme conservant la symétrie polarisation - cohérence	212
6.2.3	Propriétés intéressantes	214
<b>6.3</b>	<b>VITRUVsim, un simulateur numérique de VITRUV</b>	<b>215</b>
6.3.1	Résultats de laboratoire	216
6.3.2	Simulation « End-to-End »	219
<b>6.4</b>	<b>Étude des biais introduits par la polarisation instrumentale</b>	<b>222</b>
6.4.1	La polarisation du VLTI	222
6.4.2	Effet des fibres optiques	224
6.4.3	Application à VITRUV	227
<b>6.5</b>	<b>Modes d'observations</b>	<b>229</b>
6.5.1	Observations d'objets non polarisés	229
6.5.2	Observations de la polarisation linéaire astrophysique	230
6.5.3	Observations de la polarisation circulaire astrophysique	231
<b>6.6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>232</b>
<b>6.7</b>	<b>Article : « A numerical simulator for VITRUV »</b>	<b>233</b>

---

## 6.1 Introduction

L'avènement des instruments imageurs à haute résolution angulaire et spectrale ouvre de nouvelles possibilités. Pour un certain nombre d'objets, nous serons capable pour la première fois de résoudre des détails à leur surface. Localement, les caractéristiques physiques seront certainement différentes des caractéristique globales ; en particulier en polarisation, puisque des zones de polarisations contraires ont un effet opposé donc globalement nul. Dans ce contexte, construire un instrument imageur nécessite une étude spécifique. En effet, tant que les objets restent partiellement résolus, la polarisation du flux cohérent est proche de celle du spectre (caractérisé par une polarisation faible), la visibilité est ainsi auto-calibrée d'un certain nombre de problème. En travaillant à des fréquences spatiales élevées, la polarisation du flux cohérent sera éventuellement élevée et très différente de celle de la photométrie ; de nouveaux biais sont susceptibles d'apparaître.

Le travail présenté dans ce chapitre se place résolument dans le contexte du projet VITRUV et du VLTI. Néanmoins, le formalisme développé, la démarche et une partie des résultats obtenus peuvent être appliqués au cadre plus général de l'interférométrie optique. Les trois objectifs de ce travail sont les suivant :

1. disposer des outils nécessaires à l'analyse des effets de polarisation dans un instrument à grand nombre de faisceaux,
2. les utiliser pour déterminer des spécifications à haut niveau de VITRUV au VLTI,
3. déterminer si une exploitation astrophysique de la polarisation est possible, et surtout à quel prix.

Étant donné l'avancement du projet, qui se résume à des études de concept, l'analyse ne peut être détaillée et nous nous contenterons de dégager quelques grandes lignes.

## 6.2 Un nouveau formalisme de la polarisation

Depuis 25 ans, plusieurs groupes ont étudié de manière formelle la polarisation dans le contexte de l'interférométrie optique. TRAUB (1988) et ROUSSELET-PERRAUT (1996) ont dérivé des expressions simples des effets de polarisation sur le contraste des franges interférométriques. En radio-astronomie, HAMAKER *et al.* (1996); HAMAKER & BREGMAN (1996); HAMAKER (2000) et SAULT *et al.* (1996) ont développé les fondements mathématiques nécessaires à une compréhension du problème, en incluant la calibration de l'instrument. Plus récemment, ELIAS (2001, 2004) a transposé plusieurs aspects de ces quatre papiers au domaine optique, en se basant sur le formalisme de la visibilité de Stokes. Son travail est la première tentative de formalisation complète de la réponse polarisée d'un interféromètre optique.

Tous ces travaux se limitent à des instruments recombinaut deux télescopes. L'extension à un grand nombre de faisceaux n'est pas évidente à cause du choix du formalisme de Stokes. En particulier, la polarisation propre de chaque faisceau (vecteur de Stokes classique) est traitée dans une équation différente de la polarisation de la cohérence mutuelle (visibilité de Stokes, ELIAS 2001). Nous proposons un nouveau formalisme basé sur la matrice de cohérence et capable de traiter la polarisation dans un instrument interférométrique avec un nombre quelconque de faisceaux. L'idée de

base est de conserver la symétrie intrinsèque entre cohérence mutuelle (interférométrie) et cohérence entre directions de vibration (polarisation).

### 6.2.1 Formalisme de Jones et matrice de cohérence

Le champ électrique  $e$  peut toujours être décrit dans un repère composé de deux vibrations orthogonales notée  $s$  et  $p$  (ce sont les vecteurs propres du repère de polarisation<sup>1</sup>). Chaque vibration est pondérée par un coefficient complexe appelé amplitude du champ :

$$e = \begin{pmatrix} e_s \\ e_p \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

La relation entre champ incident  $e$  et champ sortant  $f$  d'un élément optique quelconque (mais déterministe) peut se mettre sous la forme d'une matrice  $2 \times 2$ , la matrice de Jones :

$$f(a) = \sum_b J(a,b) \cdot e(b) \quad f_a = J_a^b \cdot e_b \quad (6.2)$$

où  $a$  et  $b$  sont deux indices pouvant prendre les valeurs 1 : 2 pour sélectionner les vecteurs propres du repère de polarisation. Ce formalisme ne peut décrire que les phénomènes faisant intervenir *soit* de la lumière naturelle ( $e_s$  et  $e_p$  n'ont pas de lien de phase, ils sont incohérents); *soit* la lumière parfaitement polarisée ( $e_s$  et  $e_p$  sont complètement cohérents). La seule manière de formaliser la lumière partiellement polarisée est de passer en quantités quadratiques du champ. Une lumière complètement, partiellement ou non- polarisée est entièrement caractérisée par la *matrice de cohérence* associée (BORN & WOLF 1980), définie comme la moyenne temporelle du produit externe du vecteur champ électrique (HAMAKER *et al.* 1996) :

$$e = \langle e \otimes e^* \rangle = \left\langle \begin{pmatrix} e_s \cdot e_s^* & e_s \cdot e_p^* \\ e_p \cdot e_s^* & e_p \cdot e_p^* \end{pmatrix} \right\rangle \quad (6.3)$$

où  $\langle . \rangle$  dénote la moyenne temporelle sur un grand nombre de trains d'onde. Cette matrice  $2 \times 2$  est complexe hermitienne et possède donc 4 paramètres libres<sup>2</sup> homogènes à une intensité. Par la suite et pour éviter les confusions, les symboles normaux ( $f$ ) et gras ( $\mathbf{f}$ ) représenteront respectivement les quantités homogènes à un champ électrique et une intensité.

### Description d'un élément optique

Le formalisme de Jones décrit aisément l'effet d'un élément optique sur la matrice de cohérence. Si  $e$  et  $f$  sont les vecteurs champ électrique avant et après l'élément représenté par la matrice de Jones  $J$ , la matrice de cohérence en sortie  $\mathbf{f}$  est définie par :

$$\mathbf{f} = \langle f \otimes f^* \rangle = \langle (J.e) \otimes (J.e)^* \rangle \quad (6.4)$$

<sup>1</sup>Nous nous limitons ici au cas des ondes lumineuses transverses (champ électrique et magnétique orthogonaux à la direction de propagation), qui sont une bonne approximation pour décrire la propagation dans le vide et dans les milieux faiblement guidant (fibre optique). Une description plus générale peut s'avérer nécessaire dans le cas des vibrations fortement non transverses que l'on rencontre dans les guides creux par exemple.

<sup>2</sup>C'est pourquoi elle peut se ramener à un 4-vecteur réel et homogène à une intensité : le fameux vecteur de Stokes, décrit la première fois par George Gabriel Stokes en 1852.



En se basant sur les propriétés du produit externe, on peut écrire ( $J$  est constante sur l'échelle de temps caractéristique de la cohérence électrique) :

$$\mathbf{f} = \underbrace{\mathbf{J} \otimes \mathbf{J}^*}_{\mathbf{J}} \cdot \underbrace{\langle e \otimes e^* \rangle}_e \quad (6.5)$$

avec la matrice de propagation en intensité  $\mathbf{J}$  définie comme le produit externe de la matrice de propagation en champ électrique  $J$ . Il s'agit d'un tenseur de rang  $2 \times 2 \times 2 \times 2$  :

$$\mathbf{f}_{ab} = \mathbf{J}_{ab}^{cd} \cdot e_{cd} \quad \text{avec} \quad \mathbf{J}_{ab}^{cd} = J_a^c \otimes J_b^{d*} \quad (6.6)$$

où  $a, b, c$  et  $d$  prennent les valeurs 1 : 2, représentant respectivement les vecteurs propres du repère de polarisation.

### Similitude entre polarisation et degré de cohérence mutuelle

L'équation interférométrique classique, c'est-à-dire en supposant l'onde lumineuse scalaire, peut être facilement retrouvée en faisant la détection quadratique de la somme du champ électrique pris au point  $x$  et au point  $y$  déphasé de  $\delta$  :

$$I = \langle |e_x + e_y \cdot e^{i\delta}|^2 \rangle \quad (6.7)$$

$$I = \underbrace{\langle e_x \cdot e_x^* \rangle}_{P_x} + \underbrace{\langle e_y \cdot e_y^* \rangle}_{P_y} + \underbrace{\langle e_x \cdot e_y^* \rangle \cdot e^{i\delta} + \langle e_y \cdot e_x^* \rangle \cdot e^{-i\delta}}_{2 \cdot \sqrt{P_x \cdot P_y} \cdot \mu \cdot \cos(\phi - \delta)} \quad (6.8)$$

En définissant le vecteur  $e = (e_x, e_y)$ , on remarque tout de suite que l'équation interférométrique à deux télescopes fait intervenir tous les termes de la « matrice de cohérence mutuelle » définie par  $\langle e \otimes e^* \rangle$ . D'un autre côté, ce formalisme illustre bien la vision de la polarisation comme la « cohérence » des deux vibrations orthogonales d'une onde lumineuse, en un point donné de l'espace. A partir de cette constatation, j'ai cherché une manière de décrire les deux phénomènes qui puisse respecter la similitude.

### 6.2.2 Un formalisme conservant la symétrie polarisation - cohérence

Considérons un ensemble de  $n_{fais}$  faisceaux, chacun défini par un vecteur champ électrique à deux composantes sur une base  $s, p$ . L'indice  $i$  (puis  $j, k, l$ ) prend toutes les valeurs entre 1 :  $n_{fais}$  et indique quel faisceau est considéré. L'indice  $a$  (puis  $b, c, d$ ) prend les valeurs 1 : 2 pour sélectionner le vecteur propre du repère de polarisation. Il est possible de ranger ces champs électriques dans une matrice complexe  $n_{fais} \times 2$  :

$$e_{ia} = \begin{pmatrix} e_{1,1} & e_{1,2} \\ \vdots & \vdots \\ e_{n_{fais},1} & e_{n_{fais},2} \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

La matrice de propagation associée à un élément optique prend la forme  $J_{jb}^{ia}$  où  $i, a$  sont les indices d'entrée et  $j, b$  sont les indices de sortie (faisceaux et polarisations) :

$$f_{jb} = J_{jb}^{ia} \cdot e_{ia} \quad (6.10)$$

### La matrice de cohérence généralisée

On peut maintenant définir la matrice de cohérence généralisée par le produit externe du vecteur champ électrique :

$$\mathbf{e}_{ijab} = \langle e_{ia} \otimes e_{jb}^* \rangle \quad (6.11)$$

Il s'agit d'un tenseur hermitien, c'est-à-dire dont la « grande diagonale » est réelle et dont les éléments symétriques sont complexes conjugués.

### Description d'un élément optique

La matrice de cohérence généralisée est propagée par le produit tensoriel du type :

$$\mathbf{f}_{klcd} = \mathbf{J}_{klcd}^{ijab} \cdot \mathbf{e}_{ijab} \quad (6.12)$$

où le tenseur de propagation en intensité est à nouveau décrit par le produit externe du tenseur de propagation en champ électrique :

$$\mathbf{J}_{klcd}^{ijab} = J_{kc}^{ia} \otimes J_{ld}^{jb*} \quad (6.13)$$

Le tenseur de propagation de la matrice de cohérence généralisée possède donc 8 dimensions. Il existe des tenseurs de propagation  $\mathbf{J}$  qui ne peuvent pas être décrits comme des produits externes de tenseur de transfert en champ électrique. C'est le cas des éléments dépolarisants et/ou qui décohérent les différents faisceaux<sup>3</sup>.

### Processus de détection

En optique, la détection se fait impérativement en flux, car les détecteurs hétérodynes n'existent pas. Le formalisme de la matrice de cohérence est particulièrement bien adapté. Si  $\mathbf{f}_{klcd}$  est la matrice de cohérence généralisée en fin de chaîne instrumentale, les indices portant sur le faisceau ( $k$  et  $l$ ) parcourent conjointement les valeurs  $x = 1 \rightarrow n_{pix}$ . Le flux détecté sur chaque pixel  $x$  est égale à<sup>4</sup> :

$$\mathbf{F}_x = \underbrace{\mathbf{f}_{xx11}}_{\text{Flux suivant } s} + \underbrace{\mathbf{f}_{xx22}}_{\text{Flux suivant } p} \quad (6.14)$$

<sup>3</sup>La dépolarisation/décohérence peut être induite par une intégration non cohérente sur une bande spectrale, sur la taille du faisceau, sur l'étendue de la source ou sur les différents trains d'onde (diffusion). Par exemple, un verre dépoli est dépolarisant. Ces phénomènes ne peuvent pas être décrits par une matrice de Jones mais possède tout de même un tenseur  $\mathbf{J}$  qui propage de la matrice de cohérence (formellement identique à une matrice de Müller propageant le vecteur de Stokes). Pour les opérateurs de Jones, matrices vérifiant  $\mathbf{J} = \mathbf{J} \otimes \mathbf{J}^*$ , l'expression « éléments non-dépolarisants » est cependant mal adaptée car elle suggère que la polarisation globale du rayonnement ne peut pas décroître, ce qui est pourtant possible. La définition correcte a été donnée par DITCHBURN (1976), qui affirme qu'un opérateur de Jones convertit un rayonnement parfaitement polarisé en un autre parfaitement polarisé. Une démonstration peut être trouvée dans HAMAKER *et al.* (1996). L'expression la plus adaptée pour distinguer opérateur de Jones et élément dépolarisant semble être la notion de matrice pure et non-pure, introduite initialement par HOVENIER (1994) pour les matrices de Mueller. On trouve aussi parfois les termes de matrice déterministe et non-déterministe, qui rappelle alors la notion de diffusion.

<sup>4</sup>J'ai supposé le détecteur identiquement sensible sur les différents états de polarisations. Cette hypothèse n'est pas nécessaire mais simplifie l'illustration.

On remarque que l'on a uniquement besoin des termes diagonaux (flux réels) de la dernière matrice de cohérence. Je simplifie la notation de ces termes en faisant :  $\mathbf{f}_{kkcc} = \mathbf{f}_{kc}$ . Le tenseur de propagation de la cohérence du dernier élément de la chaîne, par exemple le recombineur, se réduit donc à la forme :

$$\mathbf{f}_{kc} = \mathbf{J}_{kc}^{ijab} \cdot \mathbf{e}_{ijab} \quad \text{avec} \quad \mathbf{J}_{kc}^{ijab} = \mathbf{J}_{kc}^{ia} \otimes \mathbf{J}_{kc}^{jb*} \quad (6.15)$$

Cette simplification évite de calculer la cohérence entre les très nombreux pixels du détecteur, ce qui rend la simulation numérique d'instrument à grand nombre de faisceaux réalisable.

### 6.2.3 Propriétés intéressantes

Si l'on désire déterminer l'influence

- de la polarisation intégrée de la source,
- de la morphologie polarisée de la source ou
- des effets différentiels en polarisation entre les bras de l'interféromètre,

il est nécessaire de propager la matrice de cohérence complète, c'est-à-dire sous sa forme généralisée. Le formalisme présenté dans ce travail permet de répondre à ce problème sous une forme agréable. Les tenseurs qui décrivent chaque élément s'expriment en fonction des matrices de Jones et/ou des matrices de propagation électrique entre les différents axes de vibration et les différents faisceaux.

Les matrices de propagation en polarisation des éléments optiques les plus courants sont aisément disponibles dans la littérature (miroirs, calcite, polariseur...). La matrice de propagation électrique des composants d'optique intégrée est un produit direct des simulations numériques utilisées pour dessiner les circuits. Dans la suite de ce travail, nous présentons et validons un modèle simple pour la matrice de transfert des fibres optiques à maintien de polarisation.

En l'absence d'effet de dépolarisation/décohérence (système dit pur au sens de HOVENIER (1994)), il est possible de calculer dans un premier temps la matrice de propagation électrique globale de l'instrument en multipliant les matrices de chaque élément (éventuellement associées à des matrices de rotation afin d'aligner les différents repères), *avant* d'en faire le produit externe.

#### Propriétés de la matrice de cohérence généralisée

Dans la matrice de cohérence généralisée  $\mathbf{e}$ , on peut reconnaître différentes quantités :

- $\mathbf{e}_{iiaa}$  : le flux du faisceau  $i$  dans la direction de polarisation  $a$ . C'est une grandeur réelle positive ou nulle.
- $\mathbf{e}_{ii..}$  : la matrice de polarisation du faisceau  $i$ . Elle est située autour de la grande diagonale de la matrice complète, et est donc hermitienne. Ses 4 paramètres peuvent être réarrangés pour former le 4-vecteur de Stokes.
- $\mathbf{e}_{ijaa}$  : le flux cohérent entre les faisceaux  $i$  et  $j$  dans la direction de polarisation  $a$ . C'est l'amplitude des franges d'interférence entre ces faisceaux. Il contient l'information sur la structure de la source dans la polarisation  $a$ . Après normalisation, il vaut 1 pour un objet non résolu.

- $e_{ijab}$  : l'amplitude des franges formées entre le faisceau  $i$  dans la polarisation  $a$  et le faisceau  $j$  dans la polarisation  $b$ . Il contient l'information sur la morphologie de la source dans les états de polarisation obtenus par combinaison linéaire<sup>5</sup> de  $s$  et  $p$ . Ce flux est nul pour un objet non-polarisé, même si l'objet n'est pas résolu.
- $e_{ij.}$  : la matrice de cohérence polarisée entre deux faisceaux. Elle n'est pas hermitienne. Ses 8 paramètres peuvent être réarrangés pour former un 4-vecteur complexe appelé visibilité de Stokes (ELIAS 2001).

### Tenseur de propagation et P2VM théorique

Pour la clarté de l'illustration, nous supposons les vibrations  $s$  et  $p$  complètement découplées et nous nous limiterons à l'état de polarisation  $s$ . Le flux sur le détecteur sur le pixel  $x$  est donné par (Équations 6.14 et 6.15 avec  $a = b = c = 1$ ) :

$$\mathbf{F}_k = \mathbf{J}_k^{ij} \cdot \mathbf{e}_{ij} \quad (6.16)$$

Les deux membres de droite de cette expression sont hermitiens. En choisissant une manière de ranger les éléments, il est possible de les mettre sous la forme d'une matrice et d'un vecteur réel. La matrice s'identifie parfaitement aux ondes porteuses, telles que définies dans l'algorithme de réduction de données de l'instrument AMBER (MILLOUR *et al.* 2004; TATULLI & LEBOUQUIN 2006). La matrice inverse des ondes porteuses est la P2VM, que nous avons étudiée dans le chapitre précédent.

## 6.3 VITRUVsim, un simulateur numérique de VITRUV

En s'appuyant sur l'expérience d'AMBER, le Groupe Système VITRUV a décidé de développer un simulateur numérique le plus complet possible de l'instrument. Ce simulateur doit être modulaire pour pouvoir suivre l'avancement du projet et répondre aux objectifs suivants :

1. disposer d'un modèle physique réaliste pour interpréter les données de laboratoire, en portant une attention particulière à la description de l'optique guidée (fibres et recombineur en optique intégrée) ;
2. tester différentes configurations instrumentales et assister le Groupe Système dans la définition des différents sous-systèmes ;
3. simuler des observables synthétiques réalistes sur des cibles astrophysiques, dans le but d'estimer les performances de l'instrument et de tester les procédures de réduction de données.

J'ai développé cet outil en m'appuyant sur le formalisme décrit dans la section précédente. Cet outil, appelé VITRUVsim, a permis d'interpréter les résultats obtenus récemment sur le banc interférométrique du LAOG (Section 6.3.1). Cette section nous donnera l'occasion de décrire la modélisation des fibres optiques, éléments critiques en terme de polarisation. Dans sa version complète, VITRUVsim permet de simuler des observables synthétiques au VLTI (Section 6.3.2).

---

<sup>5</sup>Si  $s$  et  $p$  sont les vibrations verticales et horizontales, les états obtenus par combinaison linéaire sont la polarisation circulaire et la polarisation linéaire à 45°.

### 6.3.1 Résultats de laboratoire

Une des premières phases du projet VITRUV a été de monter un banc optique qui permette de reconstituer l'interféromètre du VLTI. Ce banc a été dessiné par Laurent Jocou et partiellement validé par Pierre Gratier, lors d'un stage de Maîtrise effectué au LAOG pendant l'été 2005.

#### Présentation du banc

Une source lumineuse simule un objet ponctuel ou complexe. Le faisceau est collimaté par une large parabole hors-axe de focale 750mm et ouverte à  $f/5$ , dans le but de renvoyer l'image de la source à l'infini. Le plan pupille ainsi créé est échantillonné par 8 télescopes de 8mm de diamètre, montés sur des moteurs qui font office de lignes à retard pour égaliser les chemins optiques. La lumière est acheminée des télescopes vers le composant d'optique intégrée par des fibres optiques à maintien de polarisation. Chaque faisceau traverse consécutivement deux fibres distinctes, la première fixée au télescope et la seconde connectée à la nappe permettant l'injection dans le recombineur en optique intégrée. Le passage d'une fibre à l'autre est effectué par des connecteurs E2000 à maintien de polarisation. Des polariseurs peuvent être insérés avant l'injection dans les fibres et/ou en sortie de recombineur.

Le composant est un recombineur 4T par-paire à codage temporel-externe, optimisé pour la bande H. Le chemin optique est modulé en amont du composant grâce aux moteurs situés sur les télescopes. On récupère la lumière d'une unique sortie par une fibre optique reliée à un monopixel : pour l'instant, le banc n'utilise qu'une paire de télescopes simultanément. Aucune résolution spectrale n'est implémentée dans la version actuelle. Dans le cas d'observations en bande large (source blanche), le paquet de franges est enregistré complètement.

#### Modèle numérique

La Figure 6.2 illustre la modélisation utilisée pour simuler le banc interférométrique en mode 2T, en détaillant les différents degrés de liberté de chacun des éléments optiques considérés.

##### *La source et les polariseurs*

La polarisation de la source n'a jamais été mesurée, nous supposons qu'elle est partiellement polarisée elliptiquement, à la suite des réflexions sur différents miroirs. Le vecteur de Stokes utilisé est  $S = [1, .5, .5, .5]$ . Il est ensuite converti en matrice de cohérence généralisée en supposant la source non résolue par la base de l'interféromètre. Les polariseurs sont supposés parfaitement alignés entre eux et avec les axes pris comme référence. L'extinction de la polarisation orthogonale est considérée parfaite.

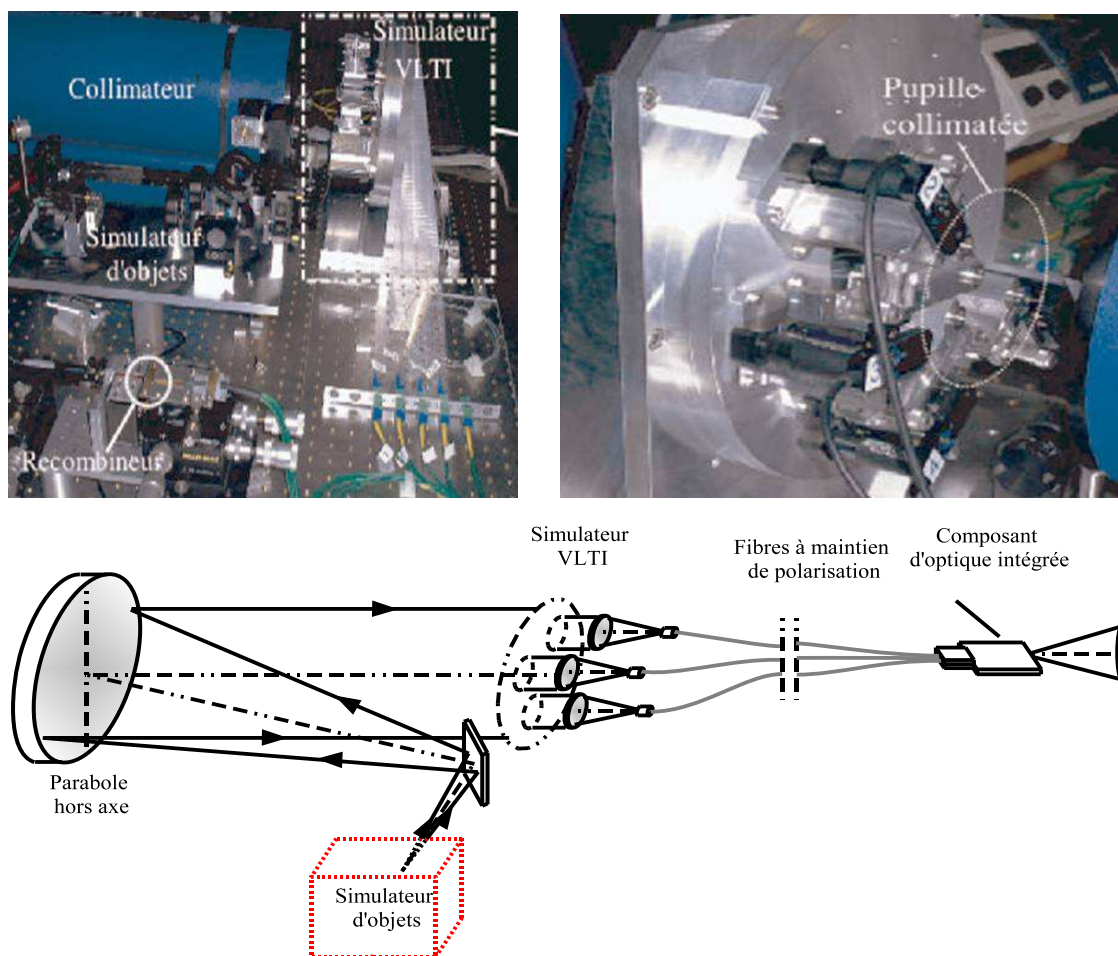


FIG. 6.1 – Photos et schéma du banc interférométrique simulant l'instrument VITRUV dans le laboratoire infrarouge du LAOG.

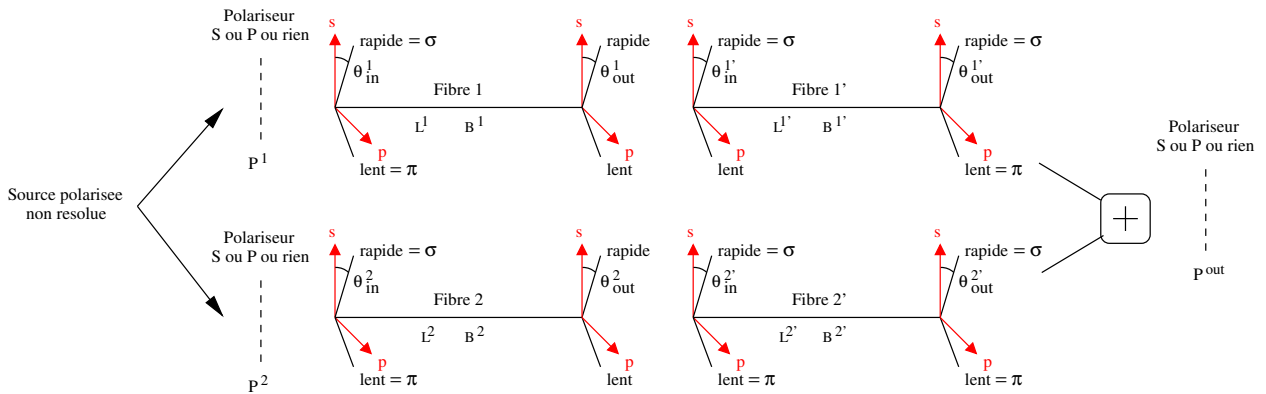
### Les fibres

Les fibres à maintien de polarisation<sup>6</sup> sont caractérisées par une absence de couplage entre les axes dits rapide ( $\sigma$ ) et lents ( $\pi$ ) et par une forte biréfringence  $B$ . Dans le repère des axes propres de la fibre, la matrice de propagation en champ électrique est donnée par :

$$J = \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & \pi \end{pmatrix} = e^{2i\pi.n.\varpi.L} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-2i\pi.n.L.B} \end{pmatrix} \quad (6.17)$$

avec  $\varpi$  le nombre d'onde,  $n$  l'indice effectif de la fibre,  $L$  la longueur de la fibre et  $B$  la différence relative des constantes de propagation entre les axes rapide et lent. Cette modélisation est une collaboration avec Ines Carvalho et Paulo Garcia du CAUP à Porto. La réalisation pratique et la

<sup>6</sup>La dénomination de « fibre à maintien de polarisation » est fâcheuse puisqu'une polarisation quelconque en entrée est convertie en *une autre* polarisation quelconque en sortie. Seule la lumière complètement polarisée linéairement et dont l'axe de polarisation est confondu avec un des axes neutres de la fibre n'est pas modifiée.



**FIG. 6.2** – Illustration des différents degrés de liberté de la simulation du banc interférométrique de VITRUV. Le banc se compose d’une source blanche non résolue mais polarisée, de quatre fibres, de polariseurs amovibles en entrée et/ou sortie, d’un composant d’optique intégrée supposé parfait dans cette simulation et d’un monapixel de détection à droite du schéma (non représenté).

validation numérique du modèle ont été faites par Émilie Herwats, lors de la première partie de son stage de fin d’étude au LAOG. Le lecteur intéressé peut se reporter aux travaux traitant de fibres optiques en astronomie (COUDÉ DU FORESTO *et al.* 1995; LAGORCEIX & REYNAUD 1995; DELAGE & REYNAUD 2000).

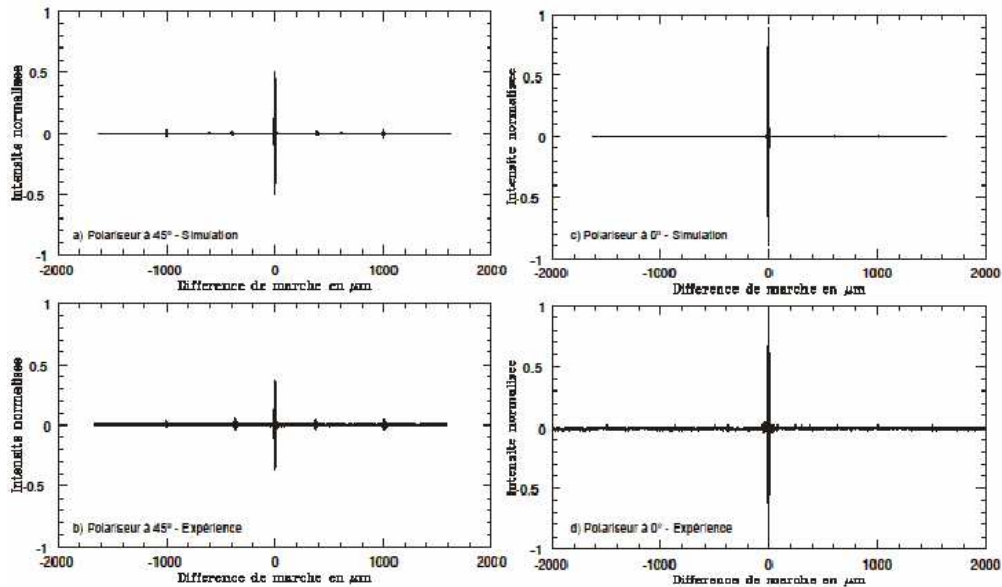
### Le composant d’optique intégrée

Le composant d’optique intégrée est considéré parfait, c’est-à-dire sans effet de polarisation. Cette approximation est valide si :

- le composant ne couple pas les polarisations (mais peut être fortement biréfringent),
- le composant est parfaitement symétrique entre chaque voie depuis l’injection jusqu’aux coupleurs effectuant la recombinaison,
- en l’absence de couplage des polarisations après le recombineur, c’est-à-dire si les axes  $\sigma$  et  $\pi$  de sortie du composant sont alignés avec les éventuels axes d’analyse en sortie.

### Comparaison aux mesures

La Figure 6.3 compare des interférogrammes obtenus par Pierre Gratier sur le banc avec des simulations numériques. Ces résultats sont préliminaires et, en particulier, nous n’avons pas cherché à optimiser les paramètres des fibres pour ajuster les simulations aux observations. On obtient néanmoins une correspondance qualitative tout à fait correcte. La chute de contraste de l’interférogramme principal dépend de la *différence de phase* introduite entre le paquet de frange principal de chaque direction de polarisation. Elle est extrêmement sensible aux différences de longueur et de biréfringence ; c’est pourquoi nous ne prétendons pas la retrouver précisément.



**FIG. 6.3** – Comparaison des interférogammes obtenus sur le banc du LAOG (en bas) avec des simulations numériques effectuées avec VITRUVsim (en haut) pour les polariseurs orientés selon l’axe des fibres (à droite) et à  $45^\circ$  (à gauche). Images extraites du rapport de stage de Pierre Gratier.

#### *Explication des paquets de franges parasites*

La présence de plusieurs interférogammes parasites dans les données de laboratoire a été reportée la première fois par Pierre Haguenaer (HAGUENAER *et al.* 2000b). L’auteur invoque des couplages de polarisations pour justifier leur présence, ce que notre simulation confirme pleinement. Dans notre cas, la présence d’au moins 4 paquets parasites s’explique par l’utilisation de deux fibres consécutives dans chaque faisceau. L’injection, le passage d’une fibre à l’autre puis l’injection dans le composant entraînent à chaque fois un faible couplage d’une direction de polarisation sur l’autre. Du fait de la forte biréfringence des fibres, les interférogammes issus de la recombinaison des flux parasites avec les flux principaux se retrouvent à une grande différence de chemin optique. Les paramètres physiques des fibres utilisées pour la simulation reproduisent bien les distances typiques des paquets parasites. Leurs amplitudes dépendent de l’erreur d’alignement des axes des fibres. Elle est bien reproduite en introduisant une imprécision d’environ  $2^\circ$  dans la simulation, en bon accord avec la précision estimée lors des manipulations (Jocou, communication privée).

#### **6.3.2 Simulation « End-to-End »**

Dans sa version complète, VITRUVsim est un outil de simulation numérique contenant une description des effets physiques du VLTI et de VITRUV la plus complète possible. Il a été développé en collaboration avec Émilie Herwats, au cours de la deuxième partie de son stage de fin d’étude. Émilie s’est focalisée sur les aspects concernant les fibres optiques et l’injection turbulente tandis que j’ai traité l’interface avec le VLTI, la recombinaison et la réduction des données. J’ai aussi assuré l’encadrement du stage d’Émilie. Les grandeurs d’entrée de la simulation sont :



- les paramètres de la source : position, flux, morphologie et polarisation ;
- les paramètres instrumentaux de VITRUV : nombre de télescopes, caractéristiques des fibres et du composant d'optique intégrée utilisé, résolution spectrale, temps de pose...
- les paramètres du VLTI et de l'atmosphère : performance de l'optique adaptative, temps de cohérence atmosphérique, transmission...

Les données de sorties se composent d'une séquence temporelle de franges observées sur le détecteur et/ou des facteurs de cohérence réduits.

### Modélisation de la chaîne instrumentale

Le principe est de suivre au plus près l'architecture instrumentale réelle afin de conserver une grande flexibilité. VITRUVsim simule un instrument monomode, chaque élément optique est résumé par :

**une matrice de transmission électrique en amplitude et phase :** c'est le tenseur de propagation introduit dans la section Section 6.2. Il permet de traiter les effets de couplage des polarisations et des faisceaux.

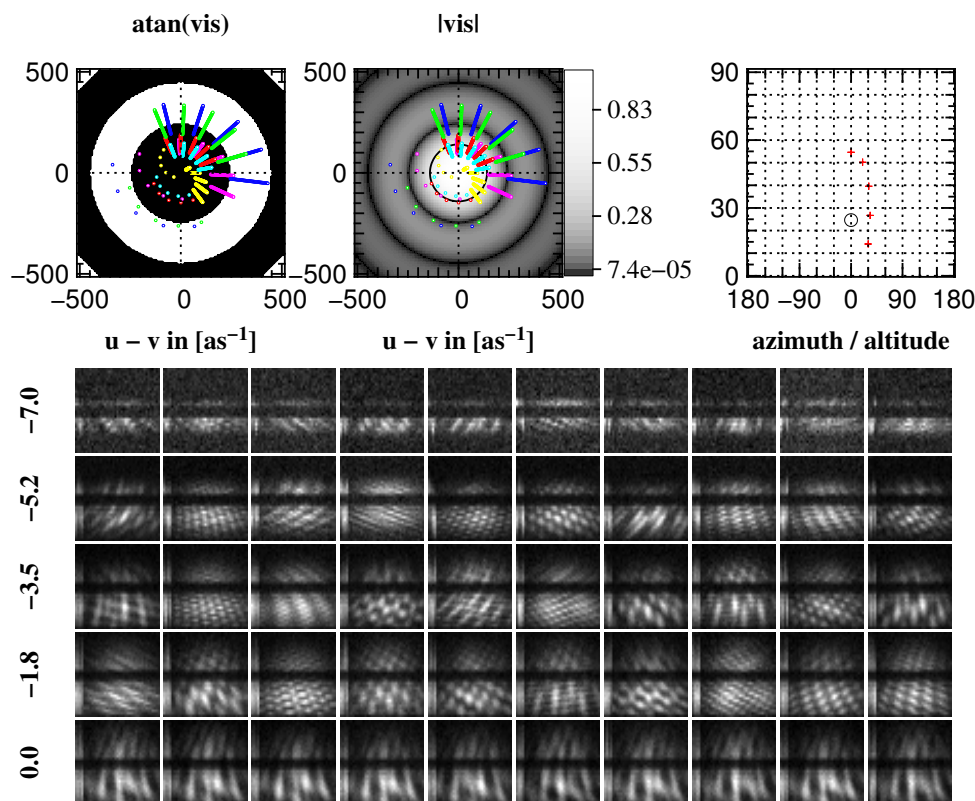
**un rapport de Strehl et tip/tilt :** le rapport de Strehl détermine la fraction de flux couplé dans la fibre. Le tip et le tilt sont les angles entre le front d'onde et l'axe optique de la fibre réalisant le filtrage modal. Ces trois quantités dépendent de la longueur d'onde et du faisceau considéré.

Le profil de faisceau est considéré gaussien tout au long de la simulation (l'ouverture et l'inclinaison dépendent de la longueur d'onde). L'écart au faisceau gaussien est pris en compte par le paramètre de Strehl. Ainsi, l'atmosphère le dégrade alors que l'optique adaptative l'augmente. Cette approximation est tout à fait justifiée dans le cas d'un instrument monomode. Notons simplement que VITRUVsim ne permet pas d'explorer les mêmes effets qu'un outil de tracé de rayon.

De nombreuses informations sur la modélisation du VLTI ont été extraites du projet GENIESim (ABSIL *et al.* 2003) et des documents ESO traitant de l'interface entre le VLTI et ses instruments (VLTI-ICD-ESO-15000-1826 et VLTI-ICD-ESO-15000-1918). Les différents éléments pris en compte dans la simulation sont décrits dans le poster et dans l'article présentés au colloque sur l'instrumentation de seconde génération au VLTI, en Avril 2005 (Section 6.7, LEBOUQUIN *et al.* 2005). Les éléments sont représentés le long d'une flèche allant de l'objet observé (en haut à gauche) aux franges simulées (en bas à droite).

#### *Algorithme de traitement de données*

La version actuelle de VITRUVsim utilise un recombineur en optique intégrée à codage spatial tout-en-un, comme recommandé dans la Section 5.2.4. Les franges sont ensuite dispersées dans un spectrographe pour l'instant supposé parfait. A chaque instant, le produit de la simulation est donc une carte de flux bidimensionnelle enregistrée sur le détecteur. Ces franges sont réduites par la méthode de la P2VM décrite dans la Section 5.3 et converties en une valeur de la cohérence complexe en fonction de la longueur d'onde pour chaque paire de télescopes. La matrice P2VM peut être soit estimée par des observations synthétiques de calibrations, donc éventuellement bruitées ; soit déterminée théoriquement à partir du tenseur de propagation de la cohérence (Section 6.2.3).



**FIG. 6.4** – Sortie standard du simulateur *VITRUVsim*. En haut, le plan  $(u,v)$  d'un disque uniforme de 5mas de diamètre. Il est échantillonné par cinq pointages consécutifs des 4 UTs entre le lever et le passage au transit de la cible, une étoile de déclinaison  $\delta = -60^\circ$  donc tournant autour du pôle sud représenté par un cercle. En bas, séquences de franges obtenues pour chaque pointage avec un temps de pose de 10ms. Les franges sont codées horizontalement et la longueur d'onde verticalement (bande K en haut et bande H en bas de chaque image,  $R = 100$ ). Le suiveur de frange n'est utilisé que pour l'observation au transit (dernière observation, ligne du bas). Par souci de clarté, nous ne présentons pas les facteurs de cohérence complexe estimés pour chaque observation, bien qu'il soit possible de le faire.

## Résultats

La Figure 6.4 représente un exemple d'observation synthétique réalisée avec *VITRUVsim*. Nous avons utilisé les 4 UTs pour observer une étoile de magnitude  $K = 5$  car le temps d'intégration est fixé à 10ms pour figer le piston atmosphérique pendant la pose<sup>7</sup>. Les bandes H et K sont enregistrées simultanément en basse résolution ( $R = 100$ ). L'observation comprend 5 pointages successifs entre le lever de l'étoile et son passage au transit.

Comme la réfraction atmosphérique n'est pas compensée et que le pointage est optimisé pour la longueur d'onde centrale, on observe une augmentation graduelle de la fenêtre spectrale illuminée

<sup>7</sup>Notons que la magnitude limite obtenue avec *VITRUVsim* en l'absence de suiveur de frange correspond à celle observée sur le ciel avec l'instrument AMBER dans des conditions identiques (moyenne résolution spectrale et temps d'intégration court). Cette adéquation valide, au moins grossièrement, le modèle utilisé de transmission globale de l'atmosphère, du VLTI et d'un instrument interférométrique classique.

en fonction de l'altitude d'observation. Au VLTI la compensation de retard optique par les lignes à retard est effectué dans l'air, ce qui explique la courbure des franges. La dernière observation (transit, en bas) est effectuée avec un suiveur de frange 4T dont les performances sont prises identiques à celle attendues pour FINITO.

## 6.4 Étude des biais introduits par la polarisation instrumentale

Dans cette section, nous allons déterminer quelles sont les sources potentielles de polarisation et de couplage, avec deux objectifs :

1. comprendre quels effets sont statiques et quels effets sont dynamiques,
2. développer un modèle paramétrique simple de la polarisation.

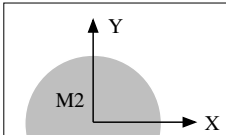
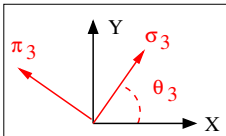
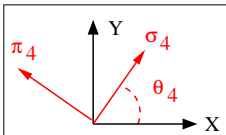
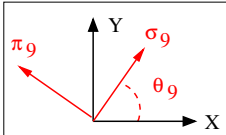
Pour cela, nous allons étudier les effets introduits par le train de miroir du VLTI puis par les fibres optiques.

### 6.4.1 La polarisation du VLTI

Le VLTI a été conçu pour minimiser les effets différentiels de polarisation entre les télescopes (BECKERS 1990). Néanmoins, sa réponse polarisée réelle est assez mal connue. Aucune campagne de mesure n'a été faite et les seules informations disponibles sont les spécifications. Nous supposons que le VLTI est bien aligné, c'est-à-dire que les différents miroirs sont parfaitement orientés suivant les axes définis dans le document de description de l'instrument VLTI-ICD-ESO-15000-1826. Nous supposons aussi que les réflexions sur les surfaces paraboliques peuvent être assimilée à des réflexions sur des miroirs plans. Cette approximation est bien vérifiée si la taille du faisceau est petite devant le rayon de courbure de l'élément considéré.

#### Analyse du train de miroirs du VLTI

Une description complète du train de miroir du VLTI peut être trouvé dans le document VLTI-ICD-ESO-15000-1826. Les axes  $X$  et  $Y$  du miroir  $M2$  (secondaire du télescope) vont nous servir de repère de polarisation. Ce sont les axes de la pupille tel que définis dans le document VLTI-TRE-ESO-15000-3092. L'effet des différentes réflexions rencontrées jusqu'au laboratoire interférométrique est résumé dans la Table 6.1. La réflexion sur le miroir de renvoi au coudé  $M3$  se fait avec une incidence et un angle de rotation qui dépendent de la position de pointage du télescope. C'est le seul effet dépendant du temps. Toutes les réflexions entre  $M4$  et  $M8$  se font avec des angles de rotation multiples de  $90^\circ$ . Cette partie du train optique peut être assimilée à une unique différence de transmission (en module et en phase) suivant les axes du dernier miroir. La transmission totale est égale au produit des transmissions de chacune des réflexions. La réflexion sur la dichroïque  $M9$  se fait avec un angle de rotation  $\beta = -6^\circ$ , qui entraîne une rotation de la pupille. Les miroirs suivant sont donc « vus » avec une rotation supplémentaire. Les axes propres de  $M9$  sont ensuite transmis jusqu'au laboratoire interférométrique avec des angles de rotation multiples de  $90^\circ$ . Ces axes correspondent aux directions verticale et horizontale du laboratoire. La transmission totale entre  $M9$  et le laboratoire est égale au produit des transmissions de chacune des réflexions.

Miroirs du train	Repère propre de la réflexion	Remarques
<i>M2</i> Définition de la pupille		Les axes $X$ et $Y$ sont fixes sur $M2$ et définis comme page 15 de l'ICD. La rotation entre $M2$ et le ciel est donnée dans l'ICD et vaut $p + \gamma$ (angle parallactique et angle entre le Sud et la grille $(u, v)$ ).
<i>M3</i> Renvoi au foyer coudé		$\theta_3 = A$ L'incidence, donc la transmission, de $M3$ dépend de l'azimut et de l'altitude de pointage du télescope : $i_3 = 1/2 \cdot \cos^{-1}[\cos a \sin(A - \gamma)]$
<i>M4</i> → <i>M8</i> Optique de relais		$\theta_4 = A + a - 90^\circ$ Les axes $\pi_4$ et $\sigma_4$ correspondent au repère $(v, w)$ sur $M4$ et au repère $(u, w)$ sur $M8$ . Les transmissions sont obtenues en faisant le produit des contributions de chaque réflexion : 2 incidences faibles et 3 incidences à $45^\circ$ .
<i>M9</i> → labo focal Optique de transfert, lignes à retard, <i>M16</i> , Compresseurs de faisceaux		$\theta_9 = A + a - 90^\circ + \beta$ Les axes $\pi_9$ et $\sigma_9$ correspondent au repère $(u, w)$ sur $M10$ et au repère $(v, w)$ dans le laboratoire focal (verticale, horizontale), après 4 incidences à $45^\circ$ , 7 incidences faibles et 3 incidences faibles supplémentaires si le compresseur de faisceau est utilisé.

**TAB. 6.1** – Analyse des différentes réflexions rencontrées depuis le secondaire  $M2$  jusqu'au laboratoire interférométrique du VLTI. Seules les réflexions sur le tertiaire  $M3$  et sur la dichroïque  $M9$  modifient l'orientation du champ et de la pupille.  $a$  et  $A$  sont l'altitude et l'azimut de pointage,  $p$  est l'angle parallactique,  $\gamma = 18.98^\circ$  est l'angle entre le Sud et la grille  $(u, v)$ ,  $\beta = -6^\circ$  est l'angle de  $M9$  dans le plan  $(u, v)$ .

En conclusion, les axes du miroir  $M2$  sont transmis au laboratoire interférométrique avec un angle total de  $a + A + \beta - 90^\circ$  à un modulo  $180^\circ$  près ( $a$ ,  $A$  et  $\beta$  sont définis dans la Table 6.1). Comme aucun élément du train de miroirs n'introduit de rotation de la polarisation<sup>8</sup>, cet angle correspond à l'angle de transfert de la pupille tel que calculé dans le document VLT-ESO-15000-3092.

### Caractéristiques des couplages

Les réflexions sur  $M3$  et  $M4$  couplent les éléments de la matrice de cohérence. L'expression formelle de ce couplage en fonction des caractéristiques de la réflexion (angle de rotation et différence de transmission complexe) est explicitée dans l'Annexe I.2. Remarquons simplement que si la lumière incidente n'est pas polarisée et si le train de miroir est symétrique, la cohérence mutuelle est inchangée; bien que la polarisation individuelle de chaque faisceau soit modifiée (la lumière émergente est partiellement polarisée elliptiquement).

La différence de transmission introduite par une réflexion augmente avec l'angle d'incidence. Les couplages de polarisation sont donc plus importants pour des observations réalisées après le transit de l'objet, car l'incidence sur  $M3$  est alors maximale. D'un autre côté, la différence de transmission dépend peu de la longueur d'onde, et peut être considérée constante sur une bande.

#### 6.4.2 Effet des fibres optiques

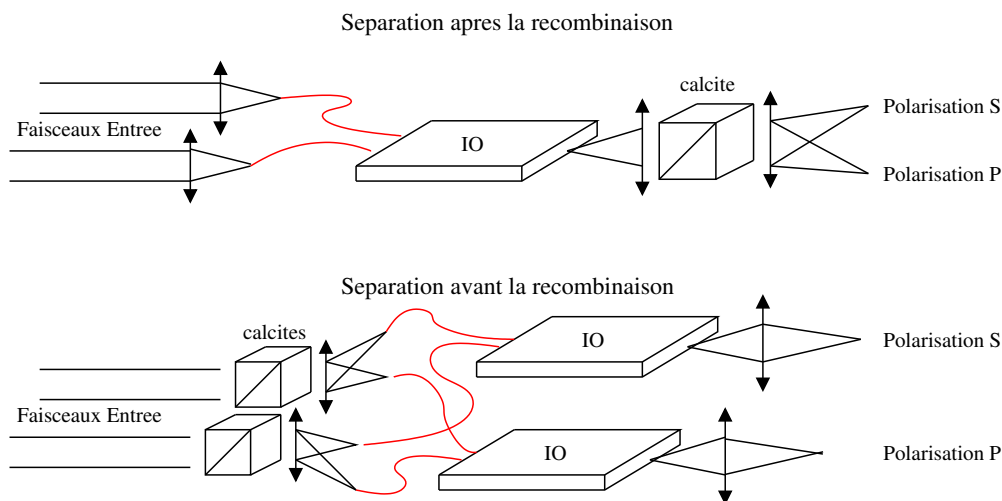
Le comportement en polarisation des composants d'optique intégrée est caractérisé par une absence de couplage entre deux axes propres facilement identifiables (le plan dans lequel sont dessinés les guides et sa perpendiculaire). Les composants d'optique intégrée sont généralement utilisés avec des fibres à maintien de polarisation, car elles possèdent des propriétés similaires<sup>9</sup>. Ce choix instrumental nous oblige à séparer les directions de polarisation associées aux axes propres du composant (idéalement parfaitement alignés à ceux des fibres) pour deux raisons :

1. Le produit biréfringence par la différence de longueur n'est pas contrôlé avec une précision suffisante pour garantir une superposition parfaite des interférogrammes issues de polarisations orthogonales. Le contraste instrumental de l'instrument n'est donc pas garanti.
2. La biréfringence et le chemin optique dans les fibres sont sensibles aux conditions de température et de pression. La phase entre les interférogrammes issues des polarisations orthogonales fluctue, entraînant une instabilité du contraste instrumental.

Ces deux effets ont été mis en évidence systématiquement lors des expériences en laboratoire (Section 6.3.1) ainsi que sur l'instrument AMBER, pour lequel il a été décidé de sélectionner une polarisation linéaire en entrée de fibre afin de stabiliser l'expérience, au prix d'une perte de la moitié des photons.

<sup>8</sup>Les réflexions introduisent une rotation du champ de vue, qui se traduit en rotation de la polarisation mais ne peuvent en aucun cas faire tourner les axes de polarisation en laissant le champ fixe.

<sup>9</sup>Il est impossible de prédire l'état de polarisation en sortie des fibres faiblement biréfringentes. En particulier, ces fibres ne possèdent pas d'axes propres facilement identifiables, le long desquels une polarisation linéaire est conservée. Associer un élément introduisant une polarisation quelconque (fibre) à un élément biréfringent (composant d'optique intégrée) entraîne une forte instabilité des caractéristiques polarisées globales. La seule solution est alors d'introduire des contrôleurs de polarisation sur les fibres (boucle de Lefèvre). Cette solution a été rejetée sur VITRUV à cause de la difficulté de sa mise en oeuvre, des instabilités introduites et de l'absence de savoir faire.



**FIG. 6.5** – Schéma de principe d'un instrument à deux télescopes séparant les axes de polarisation verticale et horizontale après (haut) ou avant (bas) la recombinaison dans un composant d'optique intégrée. Les faisceaux arrivent des télescopes par la droite et l'unité de détection est à gauche de la figure.

#### *Comment séparer les polarisations*

Il est possible de séparer les axes de polarisation en entrée ou en sortie du recombiner, c'est-à-dire avant ou après le passage dans l'optique guidée (fibres + composant d'optique intégrée), comme illustré sur la Figure 6.5. Séparer avant la recombinaison nécessite de doubler le système d'injection et l'ensemble de l'optique guidée. Comme il est impossible de rapprocher fortement les faisceaux d'entrée à cause de la taille des systèmes d'injection, ce choix nécessite une unité de séparation (cristal de calcite) par faisceau incident. On se propose de quantifier les biais dans les deux types de séparation.

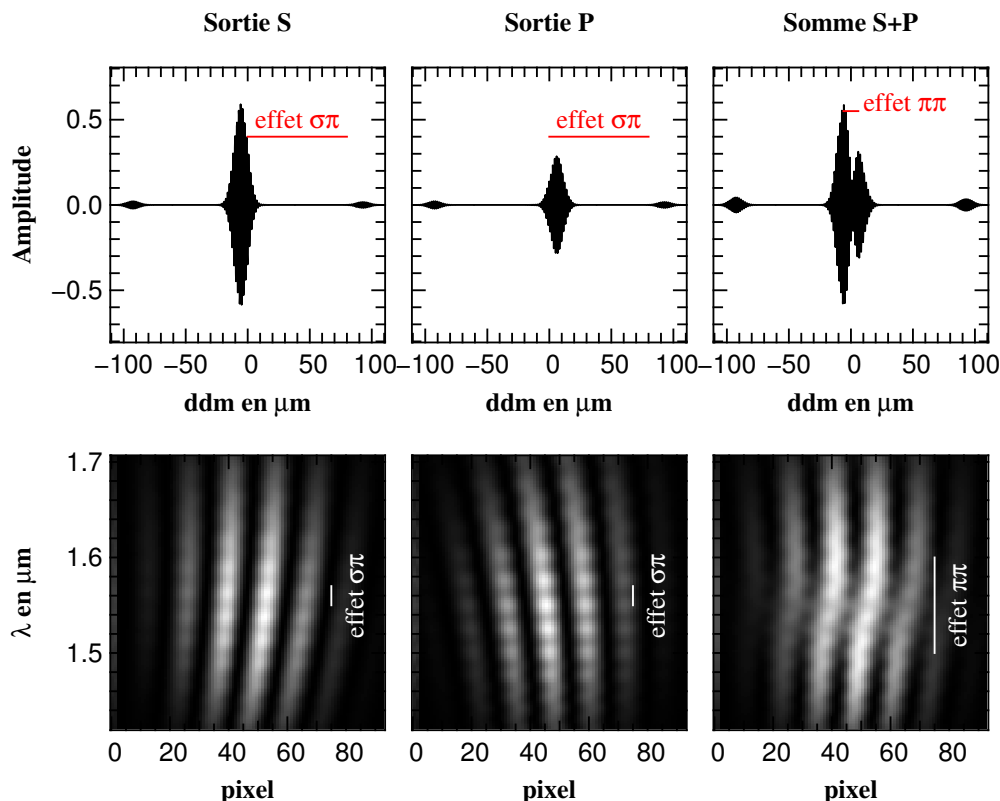
#### **Amplitude des biais introduits par un désalignement des axes de fibres**

Les différents interférogrammes obtenus après propagation dans des fibres dont les axes neutres ont été désalignés sont calculés en Annexe I.1. On considère l'erreur sur l'alignement petite ( $\theta \sim$  quelques degrés) et identique à l'entrée et à la sortie des fibres.  $\tau$  est le taux d'extinction de l'élément séparant les polarisations.  $\langle e_s \cdot e_p^* \rangle$  correspond à l'amplitude de la polarisation circulaire et/ou linéaire  $45^\circ$  incidente. L'amplitude des biais dominants  $\epsilon$  dépend de la stratégie de séparation des polarisations (Annexe I.1.3) :

Séparation après	$\epsilon \sim \tau$	$\epsilon \sim 2\theta^2$	$\epsilon \sim \langle e_s e_p^* \rangle \cdot 2\theta$
Séparation avant	$\epsilon \sim \tau$	$\epsilon \sim 4\theta^2$	$\epsilon \sim \langle e_s e_p^* \rangle \sqrt{\tau} \cdot 4\theta$

#### **Phase des différents biais**

A partir de la description des fibres donnée en Section 6.3.1 et des calculs de l'Annexe I.1.3, il est possible d'explicitier les termes de phase. Il existe trois types d'interférogrammes parasites :



**FIG. 6.6** – Effet des différents biais dûs aux fibres en mode bande large (haut) et franges dispersées (bas). Les incertitudes sur les angles d’entrée et de sortie des fibres ainsi que la polarisation de la lumière incidente sont fortement exagérés pour bien faire apparaître les interférogrammes parasites. Les longueurs de fibres utilisées sont volontairement faibles (15cm) pour que les interférogrammes  $\sigma\pi$  n’apparaissent pas trop loin de la différence de marche optique nulle. La différence de longueur de fibre est volontairement élevée (2cm) pour que les interférogrammes  $\pi\pi$  et  $\sigma\sigma$  soient bien séparés. La biréfringence utilisée est de  $4 \times 10^{-4}$ . Les simulations ont été effectuées avec **VITRUVsim** en séparant les axes de polarisations après la recombinaison.

$\sigma\sigma$  : Ces interférogrammes sont parfaitement superposés à l’interférogramme principal dont la phase est donnée par :  $\phi_{ref} = 2\pi\varpi(n_1.L_1 - n_2.L_2)$ .

$\pi\pi$  : Ces interférogrammes sont déphasés de l’interférogramme principal par tous les effets différentiels entre bras. La phase peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\phi - \phi_{ref}}{2\pi\varpi} = n_1.L_1.B_1 - n_2.L_2.B_2 \quad (6.18)$$

$$\sim nBL\left(\frac{\delta L}{L} + \frac{\delta n}{n} + \frac{\delta B}{B}\right) \quad (6.19)$$

où  $n$ ,  $B$  et  $L$  sont les grandeurs moyennes et  $\delta n$ ,  $\delta B$  et  $\delta L$  sont les grandeurs différentielles entre les deux fibres, respectivement de l’indice, de la biréfringence et de la longueur.

$\sigma\pi$  : Ces interférogrammes ne sont pas en phase avec l’interférogramme principal, même si

l'ensemble de l'instrument est parfaitement symétrique :

$$\frac{\phi - \phi_{ref}}{2\pi\varpi} \sim n.L.B \quad (6.20)$$

La Figure 6.6 illustre l'influence des interférogrammes parasites dans le cas d'un instrument à bande large (VINCI) et dans le cas d'un instrument à franges dispersées (AMBER). Les interférogrammes du type  $\pi\pi$  se retrouvent proches de l'interférogramme principal en mode bande large. En mode franges dispersées, ils induisent des variations lentes du contraste et de la phase en fonction de la longueur d'onde. Les interférogrammes du type  $\sigma\pi$  se retrouvent loin de l'interférogramme principal en mode bande large et induisent des variations rapides du contraste et de la phase en fonction de la longueur d'onde en mode franges dispersées.

Notons que les biais sont probablement en opposition de phase dans la voie correspondant à la polarisation orthogonale (conservation de l'énergie à chaque longueur d'onde). Sur un calibrateur, la différence de contraste instrumental entre les deux sorties peut nous permettre d'évaluer l'amplitude réelle des biais introduits par les fibres. Une telle analyse pourra être testée sur le banc interférométrique du LAOG lorsque le spectrographe sera installé.

#### *Stabilité des biais*

Tous les biais dépendent des paramètres physiques des fibres et fluctuent donc avec la température. L'étude complète de ces fluctuations n'a pas pu être faite dans le cadre de ce travail mais devrait l'être dans le cadre du projet VITRUV. En particulier, il serait intéressant de comprendre si les biais du type  $\pi\pi$  et du type  $\pi\sigma$  ont la même dépendance à la température.

### 6.4.3 Application à VITRUV

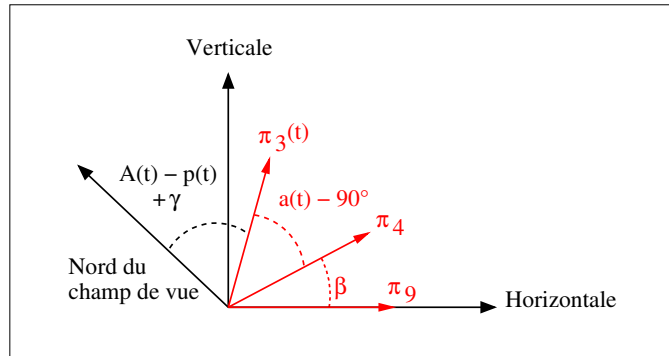
#### Choix des axes de séparation

Nous avons intérêt à séparer les axes qui ont été les plus affectés par la polarisation du train de miroirs. Dans le cas du VLTI, je préconise une séparation suivant les axes  $(\sigma_9, \pi_9)$ . Ce repère a aussi l'avantage d'être « naturel » au niveau du laboratoire interférométrique, car il représente les directions verticale et horizontale. Dans ce cas, la polarisation incidente sur l'instrument est égale à (Figure 6.7) :

- la polarisation de la source dans le repère *Nord-Est* sur le ciel,
- tournée de  $a + A - p + \gamma + \beta - 90^\circ$  (angle entre le champ de vue et les directions de séparation des axes du laboratoire focal),
- modifiée par les couplages dûs à la réflexion sur *M3* vue sous un angle  $a + \beta - 90$ ,
- modifiée par les couplages dûs à la réflexion sur *M4* vue sous un angle  $\beta$
- séparée suivant les axes verticaux et horizontaux.

La polarisation introduite par le VLTI est normalement inférieure à  $\langle e_s e_p^* \rangle \leq 0.1$  (VLTI-ICD-ESO-15000-1918, page 28). Nous allons supposer que la polarisation astrophysique est aussi au maximum de cet ordre de grandeur. Pour l'élément séparant les polarisations (cristal de calcite), un taux d'extinction inférieur à  $\tau \leq 10^{-3}$  est facilement réalisable. Dans ce cas, séparer en entrée ou en sortie de recombineur donne les mêmes spécifications sur l'alignement des fibres. A cause des





**FIG. 6.7** – Repère de polarisation sur le ciel vu par VITRUV à travers le VLTI. Par souci de clarté, chaque effet n'est représenté que par un de ces deux axes propres. L'autre pouvant toujours être pris comme référence des phases et atténuations.

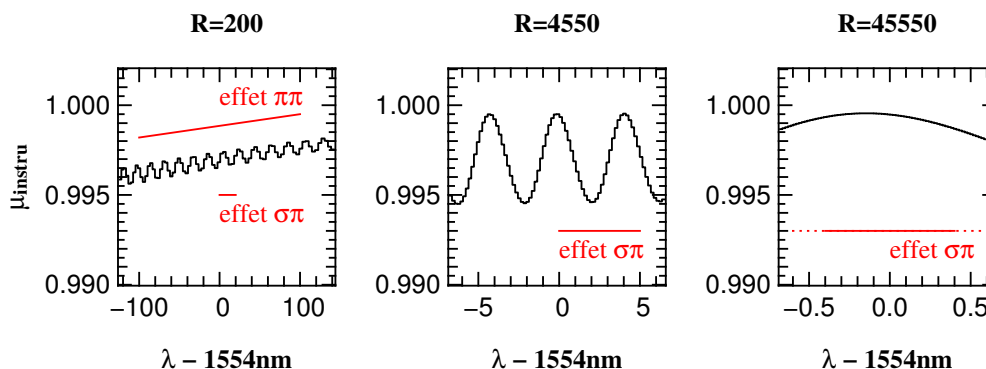
contraintes instrumentales, je préconise donc de séparer les polarisations en sortie. Pour assurer un biais avant calibration inférieur à 1%, il est nécessaire d'aligner les axes neutres des fibres avec une précision de  $\pm 2.5^\circ$  (Section 6.4.2). Une telle précision est déjà obtenue en laboratoire et ne semble donc pas être un point dur.

### Résolution spectrale et polarisation

VITRUV sera un instrument à franges dispersées. Les variations spectrales du contraste et de la phase introduites par les fibres sont potentiellement dommageables pour la mesure des quantités couleur-différentielles. Pour les évaluer, nous allons utiliser `VITRUVsim` avec les caractéristiques anticipées pour l'instrument : séparation des axes en sortie et alignement des fibres à  $\pm 2^\circ$ , une biréfringence de  $2 \times 10^{-4}$  et des fibres de  $1\text{m} \pm 2\text{mm}$ . Cette dernière incertitude peut sembler importante puisque nous arrivons à égaliser les fibres à  $\pm 0.5\text{mm}$  au laboratoire. Néanmoins, je préfère garder cette valeur conservatrice car il est possible qu'égaliser 8 fibres connectées au même composant puisse se révéler ardu. Les résultats sont représentés en Figure 6.8. Les biais du type  $\pi\pi$  induisent des variations du contraste avec une « période » de  $1\mu\text{m}$ . Ils seront donc toujours fortement résolus, même à basse résolution. A l'inverse, les biais du type  $\sigma\pi$  induisent des variations avec une période de  $5\text{nm}$ . A basse résolution (200), ce biais est moyenné dans chaque canal spectral et son influence peut être négligée. A haute résolution (45000) il est presque constant sur le domaine spectral observé. Il est potentiellement dommageable pour les mesures couleur-différentielles autour de  $R = 500 - 5000$ . Si une très haute précision sur les mesures différentielles est demandée, il est nécessaire de calibrer ce biais par l'observation d'un calibrateur.

### Modélisation avec `VITRUVsim`

A la suite de ce travail, nous avons décidé d'implémenter un modèle simple de la polarisation du VLTI dans le simulateur `VITRUVsim`. Dans la version actuelle, en plus des hypothèses relatives



**FIG. 6.8** – Contraste instrumental en fonction de la longueur d’onde estimé avec *VITRUVsim*. Seuls les effets des fibres sont pris en compte. La configuration est celle anticipée pour *VITRUV* : fibres de 1m, précision sur la longueur de fibre de 2mm, séparation en sortie, alignement des axes neutres des fibres à  $\pm 2^\circ$  et biréfringence de  $2 \times 10^{-4}$ . La couverture spectrale est définie par la résolution spectrale ( $R = 200$  à gauche,  $R = 4550$  au centre et  $R = 45500$  à droite) et le nombre de canaux spectraux (ici 160).

à l’instrument focal (Section 6.4.3), nous supposons le VLTI parfaitement symétrique<sup>10</sup>. Ce travail n’est pas finalisé. L’Annexe I.2 présente des résultats préliminaires qui permettent d’évaluer les couplages entre directions de polarisation. Ces simulations sont à la base de l’analyse des différents modes d’observation possibles dans la section suivante.

## 6.5 Modes d’observations

L’ensemble de la chaîne d’observation étant assez complexe (objet, VLTI, *VITRUV*, observations, calibration éventuelle de certain biais, modes différentiels...), il est impossible d’aborder le problème d’un point de vue purement formel. De plus l’étude de l’instrument n’en est qu’à ses débuts. Nous allons donc nous limiter à dégager des grandes lignes. Dans chacun des cas étudiés (objet non polarisé, analyse astrophysique de la polarisation linéaire et de la polarisation circulaire), nous allons essayer de déterminer qualitativement quels sont les biais dominants et s’il existe des stratégies pour les réduire ou les estimer.

### 6.5.1 Observations d’objets non polarisés

L’observation d’objets non-polarisés, ou supposés comme tel, est au coeur de la plupart des objectifs scientifiques de la synthèse d’ouverture optique. Sur de tels objets, on dira que la mesure est non-biaisée si, une fois calibrés, les facteurs de cohérence mesurés ( $\Gamma$ ) sont égaux à la transformée de Fourier de la carte d’intensité (théorème de Zernicke-van Cittert) :

$$\Gamma_s = \Gamma_p = TF \{I\} \quad (6.21)$$

<sup>10</sup>La symétrie du train de miroir du VLTI n’a jamais été réellement testée. Néanmoins l’angle de transfert du champ de vue (observé avec MIDI) semble identique entre les deux faisceaux à mieux que  $3\text{-}4^\circ$  (Olivier Chesneau, communication privée).

Il existe une solution pour réduire tous les types de biais (Annexe I.3). La plupart du temps, elle est déjà utilisée sur les interféromètres actuels. Néanmoins, certains biais ne peuvent être réduits qu'en supposant l'objet et/ou le calibrateur non - polarisés. Le problème se pose lorsque nous allons résoudre des structures polarisées qui n'étaient pas visibles dans le spectre intégré (à cause de la symétrie de l'objet). Heureusement, enregistrer les deux polarisations séparément et simultanément est un outil de diagnostic puissant. En effet, en l'absence de biais, les facteurs de cohérence complexe calibrés des voies  $s$  et  $p$  doivent impérativement être compatibles.

### *Le cas d'AMBER*

L'instrument AMBER est équipé, non d'un élément séparant les polarisations, mais d'un polariseur. Il n'existe donc aucun moyen de vérifier la consistance des mesures puisque l'autre direction de polarisation n'est pas enregistrée. De plus, l'instrument n'observe pas la carte d'intensité totale, même en supposant le VLTI et les fibres d'AMBER parfaits. Par exemple, une différence de facteur de cohérence entre deux points du spectre peut être due à une différence de morphologie *et/ou* à une différence de polarisation (diffusion...). De même, une variation du diamètre apparent avec l'orientation de la base au cours de la nuit ne prouve pas que l'objet est asymétrique. Il peut aussi s'agir d'un objet circulaire polarisée (et dont la polarisation n'est même pas visible dans le spectre). La variation de diamètre est alors due au mouvement relatif de l'angle du polariseur d'AMBER projeté sur le ciel par rapport à celui de la base (voir la simulation VITRUVsim de l'Annexe I.4, où une variation relative de 10% de la visibilité est observée alors même que l'objet est parfaitement centrosymétrique).

### 6.5.2 Observations de la polarisation linéaire astrophysique

Que faire lorsque les deux interférogrammes calibrés (voie  $s$  et voie  $p$ ) ne fournissent pas des valeurs constantes du facteur de cohérence? L'utilisateur a-t'il le droit de conclure à un effet de polarisation astrophysique? Et si oui à quelle précision? L'observation est dite non-biaisée si les facteurs de cohérence calibrés sont égaux à la transformée de Fourier de la carte d'intensité selon ces mêmes directions projetées sur le ciel (théorème de Zernicke-van Cittert généralisé à la lumière polarisée) :

$$\Gamma_s = TF \{I + Q\} \quad (6.22)$$

$$\Gamma_s = TF \{I - Q\} \quad (6.23)$$

Comme on ne peut plus négliger la polarisation de la cohérence, la relation entre facteur de cohérence observé et facteur de cohérence vrai n'est plus scalaire mais matriciel : elle fait intervenir tous les termes de la matrice de couplage de l'instrument avant la séparation des faisceaux. Estimer l'amplitude et le signe des biais afin de les soustraire nécessiterait de connaître la totalité des éléments de cette matrice. Cette calibration est impossible, ou tout au moins n'a jamais été réalisée au VLTI.

L'alternative est de pas soustraire les biais, mais d'estimer leur amplitude et de la prendre en compte comme une nouvelle incertitude. Trois études complémentaires peuvent nous permettre de quantifier l'amplitude des biais :

- La modélisation du train de miroir nous permet d'estimer les taux de couplage et donc les biais maximum. En Annexe I.2, nous déterminons grossièrement des taux de couplages de l'ordre de 5 à 10%.
- Des mesures en auto-collimation au VLTI permettraient de quantifier les couplages effectifs. En illuminant le train de miroir depuis  $M4$  (position des sources d'alignement du VLTI) avec un rayonnement complètement polarisé linéairement et en mesurant le taux de polarisation linéaire incident au niveau du laboratoire focale, nous pourrions contraindre tous les couplages concernant VITRUV. Cette manipulation est assez simple et ne nécessite que deux polariseurs.
- Une fois l'instrument installé au VLTI, la différence des facteurs de cohérence entre les deux polarisations sur un objet supposé non polarisé donnera une estimation de l'influence de l'instrumentation, en prenant en compte l'intégralité des réflexions. La variation de cette différence en fonction du pointage aidera aussi à comprendre les effets de  $M3$ , non contraints par les mesures en source interne.

#### *Interprétation astrophysique des données*

Rappelons que l'utilisateur n'a pas le choix dans l'orientation des axes d'analyse de la polarisation, ils sont imposés par l'instrument et sont reliés à la position de la cible dans le ciel. Même en déterminant correctement les facteurs de cohérence, il n'est pas évident que l'on puisse reconstruire une image, à cause du mauvais remplissage du plan  $(u,v)$  dans chacune des polarisations. L'interprétation astrophysique devra plus probablement se contenter de contraindre des modèles paramétriques. Néanmoins, on peut supposer que ce type d'observations apportera des informations nouvelles sur de nombreux objets, en particulier lorsque la diffusion joue un rôle important (disques, enveloppes...).

### 6.5.3 Observations de la polarisation circulaire astrophysique

L'intérêt du degré de cohérence des états de polarisation circulaires n'est plus à démontrer, puisqu'il est relié à l'effet Zeeman, traceur de l'activité magnétique (Partie I). Néanmoins, le VLTI ne semble pas être adapté à une telle expérience. Le grand nombre de réflexions dans le même plan ( $M4 \rightarrow$  instrument) introduit une différence de phase importante entre les directions verticale et horizontale (repère du laboratoire focal), qui couple les polarisations circulaires entre elles et avec la polarisation linéaire à  $45^\circ$ . Ces couplages sont assez importants (presque 50%, Figure I.2 de l'Annexe I.2) et rendent l'interprétation astrophysique des résultats impossible.

#### *Polarisation circulaire et optique biréfringente*

Au niveau de l'instrument, la phase introduite entre les directions de polarisation par les fibres et les composants d'optique intégrée couplent à nouveau les états circulaires aux états linéaires. Comme cette phase est difficile à calibrer et surtout (très) chromatique, il apparaît raisonnablement impossible de séparer les polarisations circulaires après le passage dans l'optique guidée. La solution consiste à convertir les polarisations circulaires en polarisations linéaires correspondant aux axes propres des fibres et du composant (grâce à une lame quart d'onde achromatique orientée à  $45^\circ$ ),

puis séparer ces deux polarisations en sortie de recombinaison avec un système analogue à celui utilisé pour l'analyse de la polarisation linéaire (cristal de calcite).

## 6.6 Conclusions et perspectives

Nous avons développé un formalisme général permettant de décrire la polarisation en interférométrie optique. Ce formalisme, basé sur l'analogie entre cohérence mutuelle et polarisation, peut être étendu à des instruments utilisant un grand nombre de faisceaux. Nous l'avons utilisé dans le contexte de VITRUV pour réaliser un simulateur numérique (`VITRUVsim`) permettant

- d'interpréter les résultats de laboratoire,
- de tester différentes configurations instrumentales,
- d'estimer les performances finales de l'instrument en simulant des observables synthétiques.

Nous avons mené une réflexion sur les différents biais dus à la polarisation dans le contexte d'un instrument fibré au VLTI. Associé à `VITRUVsim`, elle nous a permis de spécifier un certain nombre de caractéristiques de haut niveau pour VITRUV. Nous préconisons de séparer les polarisations en sortie de recombinaison. Les axes neutres des fibres à maintien de polarisation devraient être alignés à  $\pm 2^\circ$  afin de réduire les biais en dessous de 1%. En mode couleur-différentiel, nous avons montré que ces biais n'apparaissent que dans une gamme de résolution spectrale définie et qu'ils sont symétriques (opposition de phase) entre les voies verticale et horizontale. Au niveau des biais introduits par le VLTI, sur un objet non polarisé, la modélisation prédit une différence de contraste inférieure à quelques pourcents (entre les sorties correspondant aux polarisations linéaires verticale et horizontale), cette différence étant probablement obtenue lorsque l'azimut de pointage est négatif.

Nous avons discuté les différents modes d'observations de VITRUV. L'observation d'objet non polarisé bénéficie de la séparation des polarisations, à la fois car elle stabilise l'expérience mais aussi car elle permet d'évaluer les biais résiduels introduits par l'instrument ou dus à une faible polarisation de la source et/ou du calibrateur. En effet, une fois calibrés, les facteurs de cohérence doivent impérativement être compatibles. L'exploitation astrophysique des éventuelles différences de degrés de cohérence entre les sorties est envisageable. Calibrer complètement ces observations est difficile mais estimer l'amplitude des biais et les introduire comme une nouvelle source d'incertitude semble réalisable. Pour cela, trois idées peuvent être mises en avant : la modélisation du train de miroir, des mesures en auto-collimation et l'observation d'objets non polarisés. Par contre, le VLTI n'est pas adapté à la mesure de la visibilité polarisée complète, qui nécessiterait une calibration de tous les termes de couplage de l'instrument. En particulier, la phase introduite par les nombreuses réflexions successives dans le plan verticale perturbe l'exploitation astrophysique de la polarisation circulaire.

### Perspectives

Cette étude n'a évidemment pas couvert l'intégralité du problème, loin de là. En particulier, nous n'avons que très peu discuté la possibilité de se servir des mesures polar-différentielles pour l'analyse de l'instrument ou l'étude astrophysique de la source. De plus, nous nous sommes limités à l'étude des biais dans le flux cohérent et non dans la photométrie, que l'on peut néanmoins espérer

être plus faibles<sup>11</sup>.

A moyen terme, un modèle plus réaliste des réflexions sur les miroirs du VLTI dans l'infrarouge est nécessaire. Les outils mis au point pourront alors être utilisés plus quantitativement pour :

- explorer l'influence des effets différentiels entre faisceaux, prioritairement entre les miroirs *M2* et *M8*, car les effets suivants sont annulés par la séparation de polarisation. On s'attend à ce que leur influence soit faible car le VLTI est symétrique par dessin.
- étudier l'influence de la différence de pointage entre source et calibrateur.
- estimer les couplages entre directions de polarisation afin de spécifier à partir de quel niveau une différence entre les sorties a un sens astrophysique.

Dans ce cadre, l'analyse en cours des observations en lumière polarisée réalisées sur IOTA va très probablement commencer à apporter des réponses<sup>12</sup>. La configuration de l'instrument est en effet très similaire à celle du VLTI équipé de VITRUV (symétrique, infrarouge, recombineur en optique intégré, séparation des polarisations linéaires dans l'axe des fibres et après la recombinaison).

## 6.7 Article: « A numerical simulator for VITRUV »

Ce poster et cet article ont été présentés au colloque de l'ESO à Garching en Avril 2005 traitant de l'instrumentation de seconde génération au VLTI (LEBOUQUIN *et al.* 2005). Ils décrivent le simulateur End-to-End VITRUVsim et correspondent au travail de la Section 6.3.

---

<sup>11</sup>Le flux photométrique est biaisé par presque tous les effets étudiés ici (instrument symétrique), mais pondéré par la polarisation intégrée de la source. Cette dernière est *toujours* une sous estimation du flux cohérent polarisé. Avec un instrument imageur, les facteurs de cohérence enregistrés sont potentiellement beaucoup plus polarisés. Par exemple, une photosphère (même faiblement polarisée localement) présente une polarisation du facteur de cohérence importante (50%) dans le second lobe et au delà. Or ce sont ces fréquences spatiales que nous cherchons à mesurer!

<sup>12</sup>L'interféromètre IOTA est équipé d'un recombineur en optique intégrée à 3 télescopes qui utilise un schéma par-paire à modulation temporelle bande large. En Juillet 2005, Jean-Phillipe Berger a réalisé des observations en mode polarisé. Un prisme de Wollaston a été introduit dans le faisceau entre la sortie du recombineur et le détecteur. Néanmoins, comme le logiciel d'acquisition ne permet pas la lecture de plusieurs lignes de pixels consécutivement, il est impossible d'enregistrer simultanément les franges dans les deux axes de polarisation.

# VITRUVsim, a numerical simulator for VLTI – spectro imager



J-B LeBouquin<sup>1</sup>, E. Herwats<sup>1,2</sup>, J-P Berger<sup>1</sup>, F. Malbet<sup>1</sup>, K. Perraut<sup>1</sup>, I. Carvalho<sup>3</sup>, P. Garcia<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

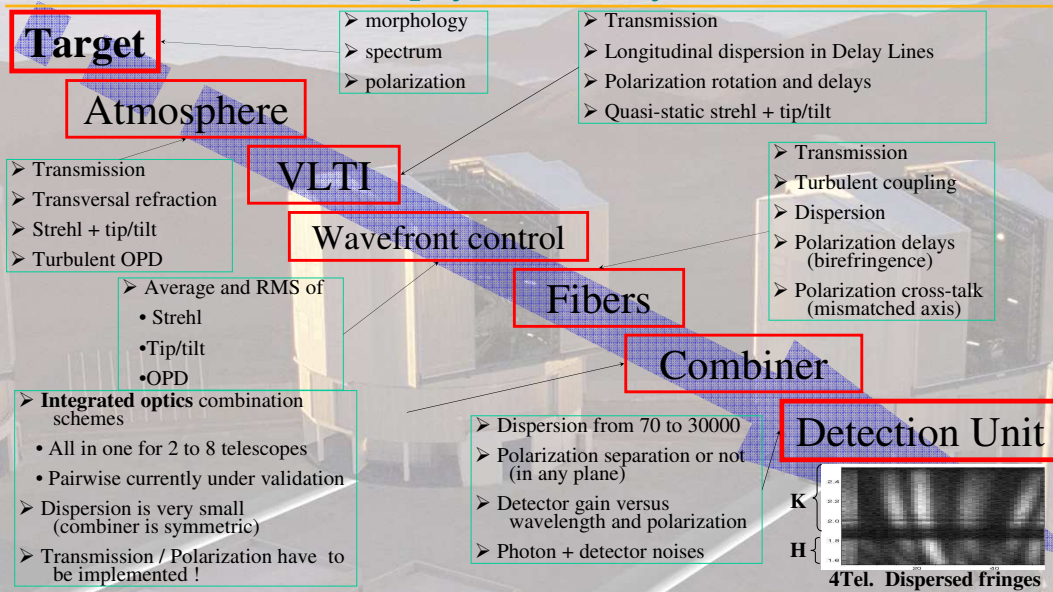
<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Belgium

<sup>3</sup> CAUP, Univ. Do Porto Ctr de Astrophysica, Porto Portugal



**Abstract :** VITRUVsim is a numerical tool with *as much as possible* physics included. Inputs are the source parameters (flux, image, position...) and outputs are sequences of observed fringes and/or reduced visibilities. First it allows to check the instrumental requirements. Then, it provides virtual observations useful to test the expected performances. At least, it will help to interpret the laboratory experiments with different kinds of integrated optic combiners. VITRUVsim is written in a portable and free interpreted language, Yorick.

## What is the physic currently included ?

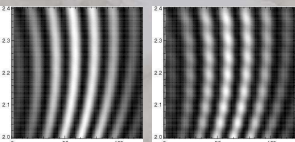


## What can we do with this tool ?

### Instrumental studies

- Test several combination Integrated Optic schemes
- Explore the fiber effects
- Check the influence of VLTI polarization
- Determine the precision needed to perform astrophysical polarization measures
- ...

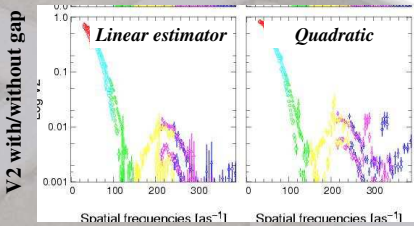
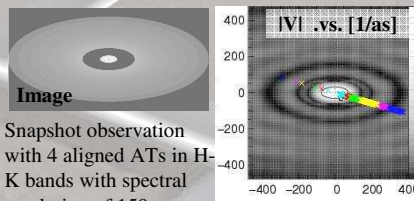
Ex : Dispersed fringes with...



Unpolarized      50% polarized  
... input light, and 10 degrees misaligned axes (fibers or VLTI)

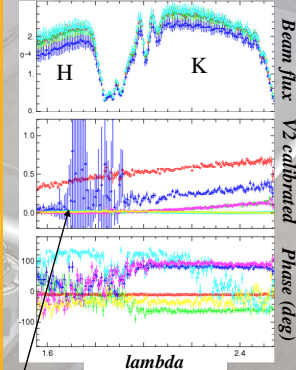
### Realistic virtual observations

Have FuOri a gap at 1.AU ?



### Data reduction tests

Ex : Simple star resolved by the largest baseline, H-K band - 4T



Ex. of fine effect which can be simulated : SNR loss due to chromatic polarization delays.

## A numerical simulator for VITRUV

LeBouquin J.-B.<sup>1</sup>, Herwats E.<sup>1</sup>, Carvalho M.-I.<sup>2</sup>, Garcia P.<sup>2</sup>, Berger J.-P.<sup>1</sup>,  
and Absil, O.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> LAOG-UJF, BP 53, 38041 Grenoble, France

`jean-baptiste.lebouquin@obs.ujf-grenoble.fr`

<sup>2</sup> DF-FEUP et CAUP, Porto University, Portugal

<sup>3</sup> Institut d'Astrophysique, Allée du 6 Aot, 17 B-4000 Liège, Belgique

**Summary.** VITRUVsim is a numerical tool with *as much as possible* physics included. Inputs are the source parameters (flux, morphology, position...) and outputs are sequences of observed fringes and/or reduced visibilities. VITRUVsim is written in a portable and free language Yorick<sup>4</sup>.

### 1 What and How is the physics currently included ?

The principle is to follow as much as possible the real instrumental architecture, because it provides a major flexibility. VITRUVsim is dedicated to single mode instrument. Each optical element can be summarized by :

**Electric transmission and phase:** It can depend from beam, wavelength and polarization state. The formalism is a generalization of the coherency matrix used in radio interferometry [1]. Especially, it allows to deal with (de)polarization effects.

**Strehl ratio and tip/tilt:** Strehl codes the ratio between the whole pupil flux and the fundamental mode energy. Tip and Tilt are angles between the fundamental mode and the optical axis. These three quantities can depend only from the considered beam. This is one of the main limitation of VITRUVsim : the beam profile cannot be different between polarizations and/or wavelengths.

The elements taken into account are the atmosphere, the VLTI optical train and facilities (FINITO, MACAO, STRAP), the fibers, the integrated optics combiners [2] and the detection unit. Many informations about VLTI modelisation have been extracted from the GENIEsim project [3].

### 2 What can we do with this tool ?

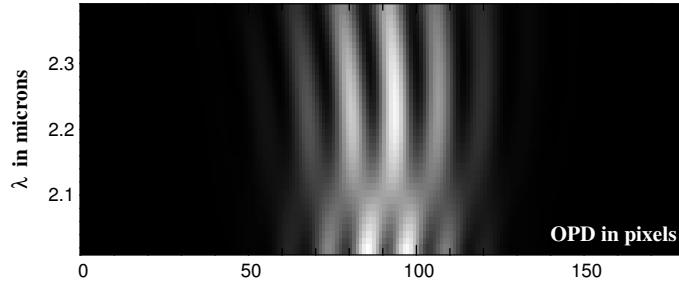
First, it allows to check the instrumental requirements. Then, it provides virtual observations useful to test the expected performances. A simple version of the Data Reduction Algorithm is also under development. At least, it will

---

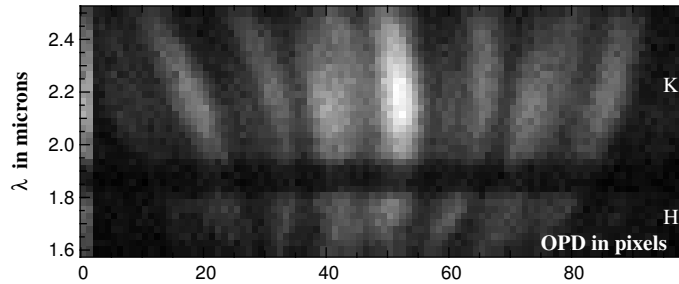
<sup>4</sup><ftp://ftp-icf.llnl.gov/pub/Yorick/doc/index.html>



2 LeBouquin J.-B., Herwats E.



**Fig. 1. Instrumental investigations:** A difference of few millimeters between the fiber length introduce a strong chromatic variation of the instrumental contrast. VITRUVsim can predict how additional instrumental and/or astrophysical polarization will bias the calibration of this effect.



**Fig. 2. Observation simulations:** This dispersed fringe pattern have been simulated with a 4-beam multi-axial combiner. The contrasts differ because the target is resolved by the baselines. The fringes are curved by the turbulent piston and the dispersion in the delay lines. Since the injection is optimized for the K band, the atmospheric refraction reduce the coupled flux in the H band. Both photon and detector noises degrade the image quality.

help to interpret the laboratory experiments with different kinds of integrated optic combiners.

## References

1. Hamaker, J. P., Bregman, J. D., and Sault, R. J.: 1996, *A&AS* **117**, 137
2. LeBouquin, J., Berger, J., Labeye, P., Tatulli, E., Malbet, F., Rousselet-Perraut, K., and Kern, P.: 2004, in *Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub.*, pp 1362–+
3. Absil, O., den Hartog, R., Erd, C., Gondoin, P., Kaltenegger, L., Fridlund, M., Rando, N., and Wilhelm, R.: 2003, in *ESA SP-539: DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pp 317–321

# Conclusion générale

Pendant plusieurs décennies, l'étude de l'activité stellaire s'est focalisée sur l'analyse des spectres moyennés sur la surface. Néanmoins les questions actuelles comme la localisation des taches de température ou d'abondance, la compréhension de leurs liens avec le champ magnétique, la rotation, la convection, l'influence de tous ces paramètres sur la structure et l'évolution stellaire... engendrent un besoin croissant de résolution angulaire. L'objectif principal de cette thèse était l'étude de l'activité des étoiles magnétiques  $A_p$  par interférométrie optique, seul moyen d'obtenir la résolution angulaire nécessaire. Trois axes principaux ont été explorés : la simulation du signal attendu sur des étoiles typiques avec les instruments existants, la qualification de la technique de spectropolarimétrie interférométrique par des observations au GI2T/REGAIN et une forte implication dans le développement des futurs instruments spectro-imageurs à haute résolution angulaire.

## *Synthèse des travaux*

Dans un premier temps, j'ai développé un outil de simulation du problème direct dédié aux étoiles magnétiques (SPIN). La carte d'intensité construite à partir des données du modèle permet de prédire les observations spectroscopiques et interférométriques. Une résolution complète du transfert polarisé s'est avérée nécessaire, pour atteindre la précision requise dans le calcul de la carte d'intensité en lumière naturelle (à cause de la rétro-influence des profils polarisés) et pour déterminer les grandeurs interférométriques mesurées en lumière polarisée. Le calcul des observables spectroscopiques et interférométriques est environ un ordre de grandeur plus précis que la sensibilité des instruments actuels GI2T et AMBER.

L'analyse du contexte instrumental et astrophysique ainsi que des observations en spectroscopie visible et infrarouge ont permis de dégager une liste d'étoiles  $A_p$  susceptibles de fournir un signal interférométrique important, quantifié grâce à l'outil SPIN. Dans les raies de l'hydrogène, le signal attendu est supérieur au seuil de sensibilité des instruments. La détermination géométrique de l'angle de rotation sur le fond du ciel est donc possible. D'une manière générale, les signatures des structures d'abondances dans les raies métalliques sont aux limites des possibilités instrumentales. Néanmoins, sur des cas particuliers (étoile résolue, transition profonde et élément contrasté), le signal de phase est certainement supérieur aux seuils de sensibilité. Sur  $\beta$ CrB, étoile présentant un champ magnétique intense, le signe de la phase polar-différentielle permet de lever la dégénérescence entre deux modèles magnétiques. En explorant les paramètres instrumentaux, nous avons dégagé la stratégie observationnelle optimale pour y parvenir.

Les observations au GI2T valident le mode polarisé de la table REGAIN qui devient le premier

recombineur permettant une analyse conjointe du spectre et de la polarisation des objets à haute résolution angulaire ( $\lambda/b \sim 2\text{mas}$ ). Malheureusement, il a été impossible d'obtenir des franges de qualité suffisante pour l'exploitation astrophysique sur les étoiles magnétiques, à cause des difficultés techniques rencontrées (ligne à retard et asservissement des télescopes). Suite à la fermeture annoncée du GI2T, nous explorons les possibilités de déménager la table REGAIN sur un autre site, ce qui permettrait aussi d'exploiter la troisième voie du recombineur. Des discussions sont en cours avec l'interféromètre CHARA qui possède des bases allant jusqu'à 350m. La haute résolution spatiale ( $\lambda/b \sim 0.2\text{mas}$ ), la haute résolution spectrale dans le visible ( $R \sim 30000$ ), le mode polarisé et la mesure de la clôture de phase en feraient l'instrument le plus adapté à l'étude de l'activité stellaire. La synthèse d'ouverture permise par la forte couverture du plan ( $u, v$ ) permettrait d'imager pour la première fois la surface de quelques étoiles de la séquence principale autre que le soleil.

Dans le même temps, je me suis intéressé au développement d'un outil complémentaire : la synthèse d'ouverture en infrarouge proche. En qualifiant des recombineurs à deux télescopes installés au VLTI, j'ai montré que l'optique intégrée est une technologie « clef » pour l'interférométrie optique moderne, grâce à de bonnes performances couplées à une grande fiabilité. Entre autre, j'ai montré que la stabilité et la sensibilité de l'interféromètre VINCI en sont améliorées. Pour la première fois, un composant a été dessiné, réalisé, testé et validé sur le ciel pour répondre à la demande d'un institut astronomique (ESO). L'optique intégrée est donc maintenant une technique mature.

J'ai ensuite analysé la problématique de la recombinaison intégrée dans un instrument imageur, c'est-à-dire à grand nombre de faisceaux. Une étude générique nous a permis de comparer les concepts suivant différents critères. En fonction des priorités mise en avant (vitesse de lecture, sensibilité, précision...) ainsi que de l'évolution des études connexes (suiveurs de franges, détecteur), je préconise le schéma tout-en-un avec modulation spatiale ou le schéma par-paire avec modulation matricielle. Ces deux concepts codent la cohérence de manière intrinsèquement non turbulente. Nous avons montré que les estimateurs quadratiques classiques ne présentaient plus d'intérêt a-priori. Ils peuvent être avantageusement remplacés par des estimations linéaires. Dans le cas du schéma tout-en-un, la fraction de flux affectée à la photométrie peut être fortement réduite grâce à la prise en compte de l'information contenue dans l'interférogramme. Ces conclusions sont de premier plan, entre autre, pour le projet d'instrument de seconde génération VITRUV car elles orientent le développement et la réalisation des futurs composants intégrés.

La participation à l'étude système de ce projet m'a amené à étudier la problématique de la polarisation dans les instruments imageurs monomodes. L'analyse formelle des différents biais introduits par l'instrumentation et le développement d'un outil de simulation numérique (**VITRUVsim**) m'ont permis de dégager un certain nombre de grandes lignes. Les polarisations linéaires verticale et horizontale doivent être impérativement séparées afin de garantir la stabilité de l'expérience. Il est alors possible d'utiliser ce dispositif pour analyser la polarisation de la cible à haute résolution angulaire, mais cela nécessite de quantifier certains paramètres de la polarisation du train de miroir précédant l'instrument, au moins pour estimer l'amplitude des biais résiduels.

*Polarimétrie et interférométrie*

La réalisation et l'exploitation d'un instrument polar-interférométrique complet (c'est à dire capable de mesurer les grandeurs interférométriques dans les quatre paramètres de Stokes I,Q,U,V) n'ont encore jamais eu lieu. Deux concepts peuvent être envisagés. Soit un instrument asymétrique avec un faible nombre de réflexions bien modélisées et compensées ; GI2T-REGAIN en est une bonne illustration. Soit un instrument symétrique avec conversion des polarisations analysées en polarisations propres de l'interféromètre sur le secondaire, suivie d'une séparation des polarisations propres au niveau de l'instrument focal. Moyennant des efforts importants, ce concept est envisageable sur IOTA, du fait de la petite taille du secondaire et du faible nombre de réflexions couplant les axes propres du train de miroirs. D'autres solutions faisant intervenir des recombinaisons hétérodes sont évidemment envisageables en s'inspirant des techniques utilisées en radioastronomie.

En attendant l'avènement de cette instrumentation dédiée, différentes opportunités peuvent être explorées sur les interféromètres existants. Ainsi, la simple séparation des axes propres du train de miroir permet de contraindre la polarisation linéaire d'une source à haute résolution angulaire. La principale difficulté est l'impossibilité de choisir l'axe d'analyse (mesure de I et Q uniquement). Ce concept a été testé sur SUSI, il est actuellement en service sur IOTA et doit être réalisable sur le VLTI.

*Perspectives astrophysiques*

VITRUV devrait être capable d'explorer la polarisation linéaire des cibles à une résolution spatiale d'environ  $\lambda/b \sim 2\text{mas}$ . Il permettra de contraindre les processus de diffusion dans les disques, les enveloppes et les vents circumstellaires. Cette résolution angulaire lui permettra aussi d'imager et d'étudier la polarisation des surfaces d'étoiles évoluées comme les AGB et les Miras, généralement plus étendues que les étoiles de la séquence principale.

Avec VITRUV sur le VLTI, l'imagerie Doppler - Interférométrique est l'unique solution pour atteindre la résolution angulaire nécessaire à l'étude des étoiles magnétiques. Avec REGAIN-3T sur CHARA, l'imagerie Doppler - Interférométrique permettrait d'augmenter significativement le nombre d'étoiles dont la surface pourrait être reconstruite. La mesure du photocentre le long de l'axe de rotation ( $x$ ) est l'apport principal de la phase interférométrique par rapport à la spectroscopie classique, la mesure du photocentre selon  $y$  contenant la même information que les mesures classiques (imagerie Doppler). A plus long terme, des travaux sont nécessaires afin prendre en compte, en plus de la visibilité et de la phase des franges, la mesure des clôtures de phase dans le processus de reconstruction. En effet, contraindre simultanément le flux intégré, le diamètre apparent dans différentes directions, le vecteur photocentre et l'asymétrie de la structure donnera accès à une quantité d'information géométrique très importante.

Qu'allons nous découvrir à la surface de ces nouveaux soleils ? Ressemblent-ils réellement à ce que l'étude des spectres nous fait pressentir ? Sont-ils vraiment différents de notre soleil ? Pour être objectif, **on ne sait pas ce que l'on va trouver** aux résolutions spatiales et spectrales permises dans un premier temps par AMBER/VLTI puis par les instruments suivants tels VITRUV/VLTI, MIRC/CHARA ou peut être REGAIN/CHARA et OHANA.



# Bibliographie

- ABSIL, O. , DEN HARTOG, R. , ERD, C. , GONDOIN, P. *et al.* 2003, GENIEsim : the GENIE simulation software, dans *ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, pp. 317–321.
- ALECIAN, G. ET STIFT, M. J. 2002, Radiative accelerations in stars : The effect of Zeeman splitting, *Astron. & Astrophys.* **387**, 271.
- ALECIAN, G. ET STIFT, M. J. 2004, Radiative accelerations in stars : The effects of magnetic polarisation revisited, *Astron. & Astrophys.* **416**, 703.
- APPENZELLER, I. , FRICKE, K. , FURTIG, W. , GASSLER, W. *et al.* 1998, Successful commissioning of FORS1 - the First Optical Instrument on the VLT., *The Messenger* **94**, 1.
- AUER, L. H. , HEASLEY, J. N. ET HOUSE, L. L. 1977, Non-LTE line formation in the presence of magnetic fields, *Astrophysical Journal* **216**, 531.
- BAGNULO, S. , LANDI DEGL'INNOCENTI, M. ET LANDI DEGL'INNOCENTI, E. 1996, Multipolar magnetic fields in rotating AP stars : modeling of observable quantities., *Astron. & Astrophys.* **308**, 115.
- BAGNULO, S. , LANDOLFI, M. , MATHYS, G. ET LANDI DEGL'INNOCENTI, M. 2000, Modeling of magnetic fields of CP stars. III. The combined interpretation of five different magnetic observables : theory, and application to beta Coronae Borealis, *Astron. & Astrophys.* **358**, 929.
- BAGNULO, S. , LANDSTREET, J. D. , LO CURTO, G. , SZEIFERT, T. *et al.* 2003, Discovery of a 14.5 kG magnetic field in the NGC 2516 star HD 66318, *Astron. & Astrophys.* **403**, 645.
- BAGNULO, S. , SZEIFERT, T. , WADE, G. A. , LANDSTREET, J. D. *et al.* 2002, Measuring magnetic fields of early-type stars with FORS1 at the VLT, *Astron. & Astrophys.* **389**, 191.
- BAGNULO, S. , WADE, G. A. , DONATI, J.-F. , LANDSTREET, J. D. *et al.* 2001, A study of polarized spectra of magnetic CP stars : Predicted  $\checkmark$  observed Stokes IQUV profiles for beta CrB and 53 Cam, *Astron. & Astrophys.* **369**, 889.
- BALDWIN, J. E. , BECKETT, M. G. , BOYSEN, R. C. , BURNS, D. *et al.* 1996, The first images from an optical aperture synthesis array : mapping of Capella with COAST at two epochs., *Astron. & Astrophys.* **306**, L13+.

- BALDWIN, J. E. , HANIFF, C. A. , MACKAY, C. D. ET WARNER, P. J. 1986, Closure phase in high-resolution optical imaging, *Nature* **320**, 595.
- BARANNE, A. , QUELOZ, D. , MAYOR, M. , ADRIANZYK, G. *et al.* 1996, ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **119**, 373.
- BECKERS, J. M. 1982, Differential Speckle Interferometry, *Journal of Modern Optics* **29**, 361.
- BECKERS, J. M. 1990, The VLT interferometer. II - Factors affecting on-axis operation, dans *Advanced technology optical telescopes IV; Proceedings of the Meeting, Tucson, AZ, Feb. 12-16, 1990. Part 1 (A91-23201 08-89). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1990, p. 364-371.*, pp. 364–371.
- BECKERS, J. M. ET HEGE, E. K. 1982, Experiments in differential speckle interferometry, dans *ASSL Vol. 92 : IAU Colloq. 67 : Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, pp. 199–206.
- BERGER, J. , BENECH, P. , SCHANEN-DUPOURT, I. , MAURY, G. *et al.* 2000, Combining up to eight telescope beams in a single chip, dans *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 986-995, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds.*, pp. 986–995.
- BERGER, J. , HAGUENAUER, P. , KERN, P. Y. , ROUSSELET-PERRAUT, K. *et al.* 2003, An integrated-optics 3-way beam combiner for IOTA, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proc. of the SPIE, Vol. 4838, pp. 1099-1106.*, pp. 1099–1106.
- BERGER, J. P. 1998, *Interférométrie et formation stellaire. Perspectives pour une instrumentation en optique intégrée*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- BERGER, J. P. , HAGUENAUER, P. , KERN, P. , PERRAUT, K. *et al.* 2001, Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars, *Astron. & Astrophys.* **376**, L31.
- BOONE, F. 2001, Interferometric array design : Optimizing the locations of the antenna pads, *Astron. & Astrophys.* **377**, 368.
- BOOTH, A. J. , COLAVITA, M. M. , SHAO, M. , SWANSON, P. N. *et al.* 1999, The Keck Interferometer : Instrument Overview and Proposed Science, dans *ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, pp. 256–+.
- BORN, M. ET WOLF, E. 1980, *Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Oxford : Pergamon Press, 1980, 6th corrected ed.
- BRILLANT, S. , MATHYS, G. ET STEHLE, C. 1998, Hydrogen line formation in dense magnetized plasmas, *Astron. & Astrophys.* **339**, 286.
- BROWN, R. H. , DAVIS, J. ET ALLEN, L. R. 1974, An attempt to detect a corona around beta ORI with an intensity interferometer using linearly polarized light., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **168**, 93.

- BURNS, D. , BALDWIN, J. E. , BOYSEN, R. C. , HANIFF, C. A. *et al.* 1997, The surface structure and limb-darkening profile of Betelgeuse, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **290**, L11.
- CASTELLI, F. 1998, The energy distribution of Beta CrB for the specific stellar abundances, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* **27**, 192.
- CHELLI, A. ET PETROV, R. G. 1995a, Model fitting and error analysis for differential interferometry. I. General formalism., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **109**, 389.
- CHELLI, A. ET PETROV, R. G. 1995b, Model fitting and error analysis for differential interferometry. II. Application to rotating stars and binary systems., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **109**, 401.
- CHESNEAU, O. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , VAKILI, F. , MOURARD, D. *et al.* 2000, Polarimetric interferometry : concept and applications, dans *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 531-540, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds.*, pp. 531–540.
- CHESNEAU, O. , VAKILI, F. , ROUSSELET-PERRAUT, K. ET STEHLÉ, C. 2001, Principle and Signal Processing of SpectroPolarimetric INterferometry (SPIN), dans *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, pp. 633–+.
- CHESNEAU, O. , WOLF, S. ET DOMICIANO DE SOUZA, A. 2003, Hot stars mass-loss studied with Spectro-Polarimetric INterferometry (SPIN), *Astron. & Astrophys.* **410**, 375.
- COLAVITA, M. M. 1999, Fringe Visibility Estimators for the Palomar Testbed Interferometer, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **111**, 111.
- COLLETT, E. 1992, *Polarized light. Fundamentals and applications*, Optical Engineering, New York : Dekker, |c1992.
- CORCIONE, L. , BAUVIER, B. , BONINO, D. , GAI, M. *et al.* 2003, FINITO : Fringe tracking Instrument of Nice and Torino for VLTI, dans *ESA SP-522 : GENIE - DARWIN Workshop - Hunting for Planets*.
- COUDÉ DU FORESTO, V. 1997, Fringe benefits : the spatial filtering advantages of single-mode fibers, dans *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, pp. 27–+.
- COUDÉ DU FORESTO, V. , PERRIN, G. ET BOCCAS, M. 1995, Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers., *Astron. & Astrophys.* **293**, 278.
- COUDÉ DU FORESTO, V. , PERRIN, G. , RUILIER, C. , MENNESSON, B. P. *et al.* 1998, FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 856-863, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg ; Ed.*, pp. 856–863.
- COUDÉ DU FORESTO, V. , RIDGWAY, S. ET MARIOTTI, J.-M. 1997, Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **121**, 379.



- COUDE DU FORESTO, V. , BORDE, P. J. , MERAND, A. , BAUDOUIN, C. *et al.* 2003, FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 280-285 (2003).*, pp. 280–285.
- DELAGE, L. ET REYNAUD, F. 1997, *Analysis of polarisation requirements in a fiber-linked stellar interferometer*, pp. 37–+, *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*.
- DELAGE, L. ET REYNAUD, F. 2000, Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer , *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **2**, 147.
- DELPLANCKE, F. , DERIE, F. , PARESCHE, F. , GLINDEMANN, A. *et al.* 2003, PRIMA for the VLTI - Science, *Astrophysics and Space Science* **286**, 99.
- DITCHBURN, R. W. 1976, *Light 3rd edition*, Light 3rd edition by R. W. Ditchburn F.R.S. London, GB : Academic Press, 1976.
- DOMICIANO DE SOUZA, A. , KERVELLA, P. , JANKOV, S. , ABE, L. *et al.* 2003, The spinning-top Be star Achernar from VLTI-VINCI, *Astron. & Astrophys.* **407**, L47.
- DONATI, J. F. 2004, ESPaDOnS@CFHT : the new generation stellar spectropolarimeter, dans *SF2A-2004 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pp. 217–+.
- DONATI, J.-F. ET BROWN, S. F. 1997, Zeeman-Doppler imaging of active stars. V. Sensitivity of maximum entropy magnetic maps to field orientation., *Astron. & Astrophys.* **326**, 1135.
- DONATI, J.-F. , CATALA, C. , WADE, G. A. , GALLOU, G. *et al.* 1999, A dedicated polarimeter for the MuSiCoS échelle spectrograph, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **134**, 149.
- DONATI, J.-F. , SEMEL, M. , CARTER, B. D. , REES, D. E. *et al.* 1997, Spectropolarimetric observations of active stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **291**, 658.
- DONATI, J.-F. , SEMEL, M. ET DEL TORO INESTIA, J. C. 1990, The magnetic field of the AP star Epsilon UMa, *Astron. & Astrophys.* **233**, L17.
- DONATI, J.-F. , SEMEL, M. ET PRADERIE, F. 1989, Zeeman-Doppler imaging of active stars. II - Numerical simulation and first observational results, *Astron. & Astrophys.* **225**, 467.
- ELIAS, N. M. 2001, Optical Interferometric Polarimetry. I. Foundation, *Astrophysical Journal* **549**, 647.
- ELIAS, N. M. 2004, Optical Interferometric Polarimetry. II. Theory, *Astrophysical Journal* **611**, 1175.
- FRIED, D. L. 1966a, Limiting Resolution Looking Down Through the Atmosphere, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* **56**, 1380.

- FRIED, D. L. 1966b, Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)* **56**, 1372.
- FROEHLI, C. 1981, Coherence and Interferometry through Optical Fibers, dans *In : Ulrich M.H., Kjær K. (eds.) Proc. ESO conf., Science Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths. ESO*, p. 285.
- GLINDEMANN, A. , ALGOMEDO, J. , AMESTICA, R. , BALLESTER, P. *et al.* 2003, The VLTI – A Status Report, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 89-100 (2003).*, pp. 89–100.
- GONCHARSKIJ, A. V. , STEPANOV, V. V. , KHOKHLOVA, V. L. ET YAGOLA, A. G. 1982, Mapping of chemical elements on the surfaces of AP stars. I Solution of the inverse problem of finding local profiles of spectral lines, *Astronomicheskii Zhurnal* **59**, 1146.
- GRAY, D. F. 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, by David F. Gray, pp. 470. ISBN 0521408687. Cambridge, UK : Cambridge University Press, June 1992.
- HAGUENAUER, P. , BERGER, J. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , KERN, P. *et al.* 2000a, Integrated Optics for Astronomical Interferometry. III. Optical Validation of a Planar Optics Two-Telescope Beam Combiner, *Applied Optics* **39**, 2130.
- HAGUENAUER, P. , SEVERI, M. , SCHANEN-DUPOURT, I. , ROUSSELET-PERRAUT, K. *et al.* 2000b, Planar optics three-telescope beam combiners for astronomical interferometry, dans *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 1107-1115, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds.*, pp. 1107–1115.
- HAMAKER, J. P. 2000, Understanding radio polarimetry. IV. The full-coherency analogue of scalar self-calibration : Self-alignment, dynamic range and polarimetric fidelity, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **143**, 515.
- HAMAKER, J. P. ET BREGMAN, J. D. 1996, Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEEE definitions of the Stokes parameters., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **117**, 161.
- HAMAKER, J. P. , BREGMAN, J. D. ET SAULT, R. J. 1996, Understanding radio polarimetry. I. Mathematical foundations., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **117**, 137.
- HANBURY BROWN, R. , DAVIS, J. ET ALLEN, L. R. 1974, The angular diameters of 32 stars., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **167**, 121.
- HANIFF, C. A. , BALDWIN, J. E. , BASDEN, A. G. , BHARMAL, N. A. *et al.* 2003, Progress at COAST 2000-2002, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 19-27 (2003).*, pp. 19–27.

- HANIFF, C. A. , MACKAY, C. D. , TITTERINGTON, D. J. , SIVIA, D. *et al.* 1987, The first images from optical aperture synthesis, *Nature* **328**, 694.
- HATZES, A. P. 1991, The distribution of chromium on three AP stars - Evidence for depleted chromium at the magnetic equator, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **253**, 89.
- HOVENIER, J. W. 1994, Structure of a general pure Mueller matrix, *Applied Optics* **33**, 8318.
- HUBRIG, S. 1988, The magnetic field of Epsilon UMa, dans *Magnetic Stars*, pp. 95–+.
- HUBRIG, S. , NORTH, P. ET MATHYS, G. 2000, Magnetic AP Stars in the Hertzsprung-Russell Diagram, *Astrophysical Journal* **539**, 352.
- IRELAND, M. J. , TUTHILL, P. G. , DAVIS, J. ET TANGO, W. 2005, Dust scattering in the Miras R Car and RR Sco resolved by optical interferometric polarimetry, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **361**, 337.
- JANKOV, S. ET FOING, B. H. 1992, Tomographic imaging of late-type stars from spectroscopic and photometric rotational modulation. I - Principle and mathematical formulation of the method, *Astron. & Astrophys.* **256**, 533.
- JANKOV, S. , VAKILI, F. , DOMICIANO DE SOUZA, A. ET JANOT-PACHECO, E. 2001, Interferometric-Doppler imaging of stellar surface structure, *Astron. & Astrophys.* **377**, 721.
- JANKOV, S. , VAKILI, F. , DOMICIANO DE SOUZA, A. ET JANOT-PACHECO, E. 2002, Interferometric-Doppler Imaging of Nonradial Stellar Pulsations, dans *ASP Conf. Ser. 259 : IAU Colloq. 185 : Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, pp. 172–+.
- KERN, P. Y. , MALBET, F. , BERGER, J. , HAGUENAUER, P. *et al.* 2003, Increasing the imaging capabilities of the VLTI using integrated optics, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 312-320 (2003).*, pp. 312–320.
- KERVELLA, P. 2001, *Interférométrie optique avec le VLTI, Application aux étoiles Céphéides*, Thèse de doctorat, Université Paris VII.
- KERVELLA, P. , GITTON, P. B. , SEGRANSAN, D. , DI FOLCO, E. *et al.* 2003a, VINCI, the VLTI commissioning instrument : status after one year of operations at Paranal, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 858-869 (2003).*, pp. 858–869.
- KERVELLA, P. , SÉGRANSAN, D. ET COUDÉ DU FORESTO, V. 2004, Data reduction methods for single-mode optical interferometry. Application to the VLTI two-telescopes beam combiner VINCI, *Astron. & Astrophys.* **425**, 1161.
- KERVELLA, P. , THÉVENIN, F. , MOREL, P. , BORDÉ, P. *et al.* 2003b, The interferometric diameter and internal structure of Sirius A, *Astron. & Astrophys.* **408**, 681.

- KHOKHLOVA, V. L. ET PAVLOVA, V. M. 1984, Maps of the Iron-Group Elements on the Magnetic Ap-Star ALPHA-2-CANUM-VENATICORUM, *Soviet Astronomy Letters* **10**, 158.
- KOCHUKHOV, O. 2004, Indirect Imaging of Nonradial Pulsations in a Rapidly Oscillating Ap Star, *Astrophysical Journal, Letters* **615**, L149.
- KOCHUKHOV, O. , BAGNULO, S. , WADE, G. A. , SANGALLI, L. *et al.* 2004, Magnetic Doppler imaging of 53 Camelopardalis in all four Stokes parameters, *Astron. & Astrophys.* **414**, 613.
- KOCHUKHOV, O. , PISKUNOV, N. , ILYIN, I. , ILYINA, S. *et al.* 2002, Doppler Imaging of stellar magnetic fields. III. Abundance distribution and magnetic field geometry of  $\alpha^2$  CVn, *Astron. & Astrophys.* **389**, 420.
- KOCHUKHOV, O. ET RYABCHIKOVA, T. 2001, Pulsational and rotational line profile variations of the roAp stars alpha Cir, and HR 3831, *Astron. & Astrophys.* **377**, L22.
- KOLMOGOROV, A. N. 1941, The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynold's numbers, dans *Comptes rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.*, Volume 30, pp. 301–305.
- KUPKA, F. , RYABCHIKOVA, T. A. , WEISS, W. W. , KUSCHNIG, R. *et al.* 1996, Abundance analysis of roAp stars. I.  $\alpha$  Circini., *Astron. & Astrophys.* **308**, 886.
- KURTZ, D. ET WEGNER, G. 1979, The nature of Przybylski's star - an AP star model inferred from the light variations and temperature, *Astrophysical Journal* **232**, 510.
- KURTZ, D. W. 1982, Rapidly oscillating AP stars, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **200**, 807.
- KURTZ, D. W. , CAMERON, C. , CUNHA, M. S. , DOLEZ, N. *et al.* 2005, Pushing the ground-based limit : 14- $\mu$ mag photometric precision with the definitive Whole Earth Telescope asteroseismic data set for the rapidly oscillating Ap star HR1217, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **358**, 651.
- KURTZ, D. W. ET MARTINEZ, P. 2000, Observing roAp Stars with WET : A Primer, *Baltic Astronomy* **9**, 253.
- KURTZ, D. W. , MARTINEZ, P. , VAN WYK, F. , MARANG, F. *et al.* 1994, Cyclic Frequency Variability in the Rapidly Oscillating Ap-Star HD3831, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **268**, 641.
- KURUCZ, R. L. 1996, Status of the ATLAS 12 Opacity Sampling Program and of New Programs for Rosseland and for Distribution Function Opacity, dans *ASP Conf. Ser. 108 : M.A.S.S., Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, pp. 160–+.
- LABADIE, L. 2005a, *submitted in Astron. & Astrophys.* .
- LABADIE, L. 2005b, dans *Proceedings of the SPIE, "Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets II"*, San Diego 31-4 August 2005.

- LACHAUME, R. 2003, On marginally resolved objects in optical interferometry, *Astron. & Astrophys.* **400**, 795.
- LAGARDE, S. , ROBBE, S. , PUGET, P. ET PETROV, R. 2001, AMBER Instrumental Final Design, Vlt-tre-amb-15830-0001, Amber Consortium .
- LAGORCEIX, H. ET REYNAUD, F. 1995, Birefringent effect measurement and compensation in a highly birefringent fiber optical path modulator, *Optics Communications* **118**, 235.
- LANDI DEGL'INNOCENTI, E. 1982, On the Effective Lande Factor of Magnetic Lines, *Sol. Phys.* **77**, 285.
- LANDSTREET, J. D. 2001, Recent Advances in Magnetic Field Diagnosis Techniques, dans *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, pp. 277–+.
- LANDSTREET, J. D. , BORRA, E. F. , ANGEL, J. R. P. ET ILLING, R. M. E. 1975, A search for strong magnetic fields in rapidly rotating AP stars, *Astrophysical Journal* **201**, 624.
- LANDSTREET, J. D. ET MATHYS, G. 2000, Magnetic models of slowly rotating magnetic Ap stars : aligned magnetic and rotation axes, *Astron. & Astrophys.* **359**, 213.
- LAURENT, E. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , BENECH, P. , BERGER, J. P. *et al.* 2002, Integrated optics for astronomical interferometry. V. Extension to the K band, *Astron. & Astrophys.* **390**, 1171.
- LEBOUQUIN, J.-B. , BERGER, J. , LABEYE, P. , TATULLI, E. *et al.* 2004a, Comparison of integrated optics concepts for a near-infrared multi-telescope beam combiner, dans *Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub.*, pp. 1362–+.
- LEBOUQUIN, J.-B. , HERWATS, E. , CARVALHO, M.-I. , GARCIA, P. *et al.* 2005, A numerical simulator for VITRUV, dans *The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation, Proceedings of the Conference.*
- LEBOUQUIN, J.-B. , LABEYE, P. , MALBET, F. , JOCOUC, L. *et al.* 2006, Integrated optics for astronomical interferometry. VI. Coupling the light of the VLTI in K band, *accepted for Astron. & Astrophys. (official date of acceptance : 20/12/2005)* .
- LEBOUQUIN, J.-B. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , KERN, P. , MALBET, F. *et al.* 2004b, First observations with an H-band integrated optics beam combiner at the VLTI, *Astron. & Astrophys.* **424**, 719.
- LEBOUQUIN, J.-B. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , STEHLÉ, C. , LANZ, T. *et al.* 2003a, Observing stellar activity with optical interferometers, dans *SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Française*, pp. 539–+.
- LEBOUQUIN, J.-B. , ROUSSELET-PERRAUT, K. , STEHLÉ, C. , LANZ, T. *et al.* 2003b, Using Optical Interferometry for Studying Stellar Activity and Magnetism, dans *Magnetic Fields in O,*

- B and A Stars : Origin and Connection to Pulsation, Rotation and Mass Loss, ASP Conference Proceedings, Vol. 305.*, pp. 215–+.
- LEBOUQUIN, J.-B. ET TATULLI, E. 2006, Pupil plane optimization in single mode multiaxial interferometry, *in prep.* .
- LOPEZ ARISTE, A. 1999, *La spectropolarimétrie en astrophysique. Application au diagnostic des champs magnétiques solaires et stellaires*, Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- LUEFTINGER, T. , KUSCHNIG, R. , PISKUNOV, N. E. ET WEISS, W. W. 2003, Doppler Imaging of the Ap star epsilon Ursae Majoris : Ca, Cr, Fe, Mg, Mn, Ti, Sr, *Astron. & Astrophys.* **406**, 1033.
- MALBET, F. 2005, Integrated optics in the infrared for the VLTI, dans *The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation, ESO-Garching, Proceedings of the Conference.*
- MALBET, F. , BERGER, J. , KERN, P. Y. , ROUSSELET-PERRAUT, K. *et al.* 2004, VITRUV, a second-generation VLTI instrument for aperture synthesis imaging with eight telescopes, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004.*, p.439, pp. 439–+.
- MALBET, F. , BLOECKER, T. , FOY, R. , FRAIX-BURNET, D. *et al.* 2003, Astrophysical potential of the AMBER/VLTI instrument, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 917-923 (2003).*, pp. 917–923.
- MALBET, F. , KERN, P. , SCHANEN-DUPOURT, I. , BERGER, J.-P. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **138**, 135.
- MARIOTTI, J.-M. 1992, Coherent combined instrumentation for the VLTI, *Report for the ESO/VLTI Interferometer Panel* .
- MATHYS, G. 1991, Spectropolarimetry of magnetic stars. II - The mean longitudinal magnetic field, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **89**, 121.
- MATHYS, G. 1999, Magnetic field diagnosis in Ap stars through analysis of spectropolarimetric observations with the moment technique, dans *ASSL Vol. 243 : Polarization*, pp. 489–505.
- MCALISTER, H. A. , TEN BRUMMELAAR, T. A. , AUFDENBERG, J. P. , BAGNUOLO, W. G. *et al.* 2004, CHARA recent technology and science, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004.*, p.472, pp. 472–+.
- MÈGE, P. 2003, *Interférométrie avec des guides d'ondes optiques. Théorie et applications*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.

- MEGESSIER, C. 1984, Evolution of the silicon abundance distribution in the atmosphere of magnetic BP and AP stars, *Astron. & Astrophys.* **138**, 267.
- MICHAUD, G. 1970, Diffusion Processes in Peculiar a Stars, *Astrophysical Journal* **160**, 641.
- MICHAUD, G. , CHARLAND, Y. ET MEGESSIER, C. 1981, Diffusion models for magnetic Ap-Bp stars, *Astron. & Astrophys.* **103**, 244.
- MILLOUR, F. , TATULLI, E. , CHELLI, A. , ZINS, G. *et al.* 2004, Data reduction for the AMBER instrument, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry. Edited by Wesley A., Traub, Proceedings of the SPIE, Volume 5491*, pp. 1222–1229.
- MKRTICHIAN, D. E. ET HATZES, A. P. 2005, Radial velocity variations in pulsating Ap stars. IV. First results on HR 1217, *Astron. & Astrophys.* **430**, 263.
- MONNIER, J. D. 2003a, Astrophysics with Closure Phases, dans *EAS Publications Series*, pp. 213–+.
- MONNIER, J. D. 2003b, Optical interferometry in astronomy, *Reports of Progress in Physics* **66**, 789.
- MONNIER, J. D. , BERGER, J.-P. , MILLAN-GABET, R. ET TEN BRUMMELAAR, T. A. 2004a, The Michigan Infrared Combiner (MIRC) : IR imaging with the CHARA Array, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.1370*, pp. 1370–+.
- MONNIER, J. D. , TRAUB, W. A. , SCHLOERB, F. P. , MILLAN-GABET, R. *et al.* 2004b, First Results with the IOTA3 Imaging Interferometer : The Spectroscopic Binaries  $\lambda$  Virginis and WR 140, *Astrophysical Journal, Letters* **602**, L57.
- MOTTIER, P. 1997, *Integrated optics and micro-optics at LETI*, pp. 63–+, Integrated Optics for Astronomical Interferometry.
- MOURARD, D. , ABE, L. , DOMICIANO, A. , BONNEAU, D. *et al.* 2003, Status report on the GI2T interferometer, dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 9-18 (2003).*, pp. 9–18.
- MOURARD, D. , ANTONELLI, P. , BLAZIT, A. , BONNEAU, D. *et al.* 2005, VEGA : a visible spectrograph and polarimeter for the VLTI, dans *The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation, ESO-Garching, Proceedings of the Conference.*
- MOURARD, D. , TALLON-BOSC, I. , BLAZIT, A. , BONNEAU, D. *et al.* 1994a, The GI2T interferometer on Plateau de Calern, *Astron. & Astrophys.* **283**, 705.
- MOURARD, D. , TALLON-BOSC, I. , RIGAL, F. , VAKILI, F. *et al.* 1994b, Estimation of visibility amplitude by optical long-baseline Michelson interferometry with large apertures, *Astron. & Astrophys.* **288**, 675.

- MOZURKEWITCH, D. 1999, Interferometer Design for synthesis imaging, dans *Principles of long baseline stellar interferometry*, Edited by Peter R. Lawson, pp. 231–256.
- PAPOULIS, A. 1984, *Probability, random variables and stochastic processes*, New York : McGraw-Hill, 1984, 2nd ed.
- PERRIN, G. , LAI, O. , WOILLEZ, J. ET OHANA COLLABORATION 2004, A step towards very high angular resolution in the near infrared : the 'OHANA project, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **204**, .
- PERRIN, G. , LEINERT, C. , GRASER, U. , WATERS, L. B. F. M. *et al.* 2003, MIDI, the 10  $\mu\text{m}$  interferometer of the VLT, dans *EAS Publications Series*, pp. 127–+.
- PERRIN, G. , RIDGWAY, S. T. , VERHOELST, T. , SCHULLER, P. A. *et al.* 2005, Study of molecular layers in the atmosphere of the supergiant star  $\mu$  Cep by interferometry in the K band, *Astron. & Astrophys.* **436**, 317.
- PETROV, R. G. ET LAGARDE, S. 1992, Differential Speckle Interferometry Applied to Double Stars, dans *ASP Conf. Ser. 32 : IAU Colloq. 135 : Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research*, pp. 477–+.
- PIJPERS, F. P. , TEIXEIRA, T. C. , GARCIA, P. J. , CUNHA, M. S. *et al.* 2003, Interferometry and asteroseismology : The radius of tau Cet, *Astron. & Astrophys.* **406**, L15.
- PISKUNOV, N. 1998a, INVERS10 : A New Code for Magnetic Doppler Imaging, dans *ASP Conf. Ser. 154 : Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, pp. 2029–+.
- PISKUNOV, N. 1998b, Radiative transfer in Doppler Imaging, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* **27**, 374.
- PISKUNOV, N. ET KOCHUKHOV, O. 2002, Doppler Imaging of stellar magnetic fields. I. Techniques, *Astron. & Astrophys.* **381**, 736.
- PRESS, W. H. ET FLANNERY, B. P. 1988, *Numerical recipes in C*, Cambridge : Cambridge University Press.
- PRESTON, G. W. 1974, The chemically peculiar stars of the upper main sequence, *Annual Review of Astron and Astrophys* **12**, 257.
- PYPER, D. M. 1969,  $A^{\{2\}}$  Canum Venaticorum and the Oblique-Rotator Theory, *Astrophysical Journal, Supplement* **18**, 347.
- REES, D. E. , DURRANT, C. J. ET MURPHY, G. A. 1989, Stokes profile analysis and vector magnetic fields. II - Formal numerical solutions of the Stokes transfer equations, *Astrophysical Journal* **339**, 1093.
- REES, D. E. ET MURPHY, G. A. 1987, *Non-LTE Polarized Radiative Transfer in Special Lines*, pp. 241–+, Numerical Radiative Transfer.



- REYNAUD, F. , ALLEMAN, J. J. ET CONNES, P. 1992, Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array, *Applied Optics* **31**, 3736.
- RIBAK, E. N. , HOCHBERG, E. B. , PAGE, N. A. , SYNNOTT, S. P. *et al.* 1988, Beam Combination in a Multi-Telescope Monolithic Interferometer, dans *NOAO-ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry : Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths, Garching bei München, Germany, Mar. 15-18, 1988. Edited by F. Merkle, ESO Conference and Workshop Oroceedings No. 29, p.1105, 1988*, pp. 1105–+.
- RICE, J. B. ET WEHLAU, W. H. 1991, The range of abundances of iron, chromium, and silicon over the surfaces of the CP stars Epsilon Ursae Majoris and Theta Aurigae, *Astron. & Astrophys.* **246**, 195.
- RICE, J. B. , WEHLAU, W. H. ET HOLMGREN, D. E. 1997, The distribution of oxygen on the surface of  $\epsilon$  UMa : an abundance distribution Doppler image., *Astron. & Astrophys.* **326**, 988.
- RODDIER, F. 1981, The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy, *Prog. Optics, Volume 19, p. 281-376* **19**, 281.
- ROOMS, F. 2003, *Étude et réalisation de nouvelles fonctions en optique intégrée sur verre pour des applications astrophysiques*, Thèse de doctorat.
- ROOMS, F. , MORAND, A. , SCHANEN-DUPORT, I. , BROQUIN, J. *et al.* 2003, New concept for combining three telescopes with integrated optics : multi-mode interferences (MMI), dans *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1359-1369 (2003).*, pp. 1359–1369.
- ROUSSELET-PERRAUT, K. 1996, *Modélisation des effets de polarisation dans un interféromètre stellaire*, Thèse de doctorat, Université d'Aix Marseille 3.
- ROUSSELET-PERRAUT, K. , CHESNEAU, O. , BERIO, P. ET VAKILI, F. 2000, Spectro-polarimetric interferometry (SPIN) of magnetic stars, *Astron. & Astrophys.* **354**, 595.
- ROUSSELET-PERRAUT, K. , HILL, L. , LASSELIN-WAULTIER, G. , BOIT, J.-L. *et al.* 1998, Field rotator for the GI2T interferometer, *Optical Engineering* **37**, 610.
- ROUSSELET-PERRAUT, K. , LEBOUQUIN, J.-B. , MOURARD, D. , VAKILI, F. *et al.* 2006, First sky validation of an optical polarimetric interferometer, *accepted for Astron. & Astrophys. (official date of acceptance : 10/01/2006)* .
- ROUSSELET-PERRAUT, K. , MOURARD, D. ET VAKILI, F. 2001, The Polarimetric Mode of the GI2T-REGAIN, dans *SF2A-2001 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, pp. 619–+.
- ROUSSELET-PERRAUT, K. , STEHLÉ, C. , LANZ, T. , LEBOUQUIN, J. B. *et al.* 2004, Stellar activity and magnetism studied by optical interferometry, *Astron. & Astrophys.* **422**, 193.

- ROUSSELET-PERRAUT, K. , VAKILI, F. , MOURARD, D. , MORAND, F. *et al.* 1997, An attempt to detect polarization effects in the envelope of gamma Cassiopeiae with the GI2T interferometer, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **123**, 173.
- RYABCHIKOVA, T. , PISKUNOV, N. , SAVANOV, I. ET KUPKA, F. 1998, EU III identification and EU abundance in cool CP stars, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso* **27**, 359.
- RYABCHIKOVA, T. A. , SAVANOV, I. S. , MALANUSHENKO, V. P. ET KUDRYAVTSEV, D. O. 2001, A Study of Rare Earth Elements in the Atmospheres of Chemically Peculiar Stars. Pr III and Nd III Lines, *Astronomy Reports* **45**, 382.
- SÉGRANSAN, D. , KERVELLA, P. , FORVEILLE, T. ET QUELOZ, D. 2003, First radius measurements of very low mass stars with the VLTI, *Astron. & Astrophys.* **397**, L5.
- SAULT, R. J. , HAMAKER, J. P. ET BREGMAN, J. D. 1996, Understanding radio polarimetry. II. Instrumental calibration of an interferometer array., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **117**, 149.
- SBORDONE, L. , BONIFACIO, P. , CASTELLI, F. ET KURUCZ, R. L. 2004, ATLAS and SYNTHÉ under Linux, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement* **5**, 93.
- SCHANEN-DUPOURT, I. , KERN, P. ET MALBET, F. 1997, *Optical waveguides made by ion exchange for astronomical interferometry applications at the wavelength of 2. 2  $\mu\text{m}$* , pp. 99–+, Integrated Optics for Astronomical Interferometry.
- SEMEL, M. 1989, Zeeman-Doppler imaging of active stars. I - Basic principles, *Astron. & Astrophys.* **225**, 456.
- SHAKLAN, S. B. 1989, *Multiple Beam Correlation Using Single-Mode Fiber Optics with Application to Interferometric Imaging*, Thèse de doctorat.
- SHAKLAN, S. B. ET RODDIER, F. 1987, Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer, *Applied Optics* **26**, 2159.
- SHORLIN, S. L. S. , WADE, G. A. , DONATI, J.-F. , LANDSTREET, J. D. *et al.* 2002, A highly sensitive search for magnetic fields in B, A and F stars, *Astron. & Astrophys.* **392**, 637.
- SODIN, L. G. ET KOPILOVICH, L. E. 2002, Hexagonal arrays for radio interferometers, *Astron. & Astrophys.* **392**, 1149.
- STIBBS, D. W. N. 1950, A study of the spectrum and magnetic variable star HD 125248, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **110**, 395.
- STRASSER, S. , LANDSTREET, J. D. ET MATHYS, G. 2001, Surface abundance distribution models of Si, Cr, Mn, Fe, Pr and Nd for the slowly rotating Ap star HD 187474, *Astron. & Astrophys.* **378**, 153.

- SVALGAARD, M. , HARPØTH, A. ET ROSBIRK, T. 2005, Characterization of UV written waveguides with luminescence microscopy, *Optics Express*, vol. 13, Issue 13, p.5170 **13**, 5170.
- TATULLI, E. 2004, *Traitement du signal en interférométrie monomode dans le cadre du projet AMBER, application à l'observation interférométrique de l'environnement des étoiles jeunes*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble.
- TATULLI, E. ET LEBOUQUIN, J.-B. 2006, Comparison of Fourier and model-based estimators in single mode multiaxial interferometry, *submitted to Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* .
- TATULLI, E. , MÈGE, P. ET CHELLI, A. 2004a, Single-mode versus multimode interferometry : A performance study, *Astron. & Astrophys.* **418**, 1179.
- TATULLI, E. , THIEBAUT, E. M. , MALBET, F. ET DUVERT, G. 2004b, Imaging young stellar objects with AMBER on the VLTI, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.117*, pp. 117–+.
- THÉVENIN, F. , KERVELLA, P. , PICHON, B. , MOREL, P. *et al.* 2005, VLTI/VINCI diameter constraints on the evolutionary status of  $\delta$  Eri,  $\xi$  Hya,  $\eta$  Boo, *Astron. & Astrophys.* **436**, 253.
- THIÉBAUT, E. , GARCIA, P. J. V. ET FOY, R. 2003, Imaging with Amber/VLTI : the case of microjets, *Astrophysics and Space Science* **286**, 171.
- TRAUB, W. A. 1988, Polarization Effects in Stellar Interferometers, dans *NOAO-ESO Conference on High-Resolution Imaging by Interferometry : Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths, Garching bei München, Germany, Mar. 15-18, 1988. Edited by F. Merkle, ESO Conference and Workshop Oroceedings No. 29, p.1029, 1988*, pp. 1029–+.
- TRAUB, W. A. , BERGER, J.-P. , BREWER, M. K. , CARLETON, N. P. *et al.* 2004, IOTA : recent technology and science, dans *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.482*, pp. 482–+.
- TÜNNERMANN, A. 2005, Integrated optics in the infrared for the VLTI, dans *The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation, Proceedings of the Conference.*
- VAKILI, F. 1981, Study of stellar polarization with the CERGA interferometer, *Astron. & Astrophys.* **101**, 352.
- VAKILI, F. , CHESNEAU, O. , ROUSSELET-PERRAUT, K. ET STEHLÉ, C. 2001, Resolved Structures on Stellar Surfaces : Prospects for SpectroPolarimetric Interferometry (SPIN), dans *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, pp. 581–+.
- VAKILI, F. ET KOECHLIN, L. 1989, Aperture synthesis in space - Computer fringe blocking, dans *New technologies for astronomy; Proceedings of the Meeting, Paris, France, Apr. 25, 26, 1989*

- (A90-37976 16-89). Bellingham, WA, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1989, p. 109-116., pp. 109–116.
- VAKILI, F. , MOURARD, D. , STEE, P. , BONNEAU, D. *et al.* 1998, Evidence for one-armed oscillations in the equatorial disk of zeta Tauri from GI2T spectrally resolved interferometry, *Astron. & Astrophys.* **335**, 261.
- WADE, G. A. , BAGNULO, S. , KOCHUKHOV, O. , LANDSTREET, J. D. *et al.* 2001, LTE spectrum synthesis in magnetic stellar atmospheres. The interagreement of three independent polarised radiative transfer codes, *Astron. & Astrophys.* **374**, 265.
- WADE, G. A. , DONATI, J.-F. , LANDSTREET, J. D. ET SHORLIN, S. L. S. 2000, Spectropolarimetric measurements of magnetic Ap and Bp stars in all four Stokes parameters, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **313**, 823.
- WEISS, G. 1961, Wave Propagation. (Book Reviews : Wave Propagation in a Turbulent Medium), *Science* **134**, 324.
- WITTKOWSKI, M. , AUFDENBERG, J. P. ET KERVELLA, P. 2004, Tests of stellar model atmospheres by optical interferometry. VLTI/VINCI limb-darkening measurements of the M4 giant  $\psi$  Phe, *Astron. & Astrophys.* **413**, 711.
- WITTKOWSKI, M. , SCHÖLLER, M. , HUBRIG, S. , POSSELT, B. *et al.* 2002, Measuring starspots on magnetically active stars with the VLTI, *Astronomische Nachrichten* **323**, 241.
- YOUNG, J. S. , BALDWIN, J. E. , BOYSEN, R. C. , GEORGE, A. V. *et al.* 2000, Recent astronomical results from COAST, dans *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 472-480, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds.*, pp. 472–480.



# Index

## **2TH :**

Recombineur 2T en optique intégrée pour la bande H installé au VLTI en 2002  
LEBOUQUIN *et al.* (2004b) , 104–109, 112, 118–121, 123, 124, 127–130, 163, 263

## **2TK :**

Recombineur 2T en optique intégrée pour la bande K installé au VLTI en 2004  
LEBOUQUIN *et al.* (2005) , 104–110, 117, 118, 120–127, 129, 139, 163, 269

## **AMBER :** Astronomical Multi-BEam combineR

MALBET *et al.* (2003)

<http://www.eso.org/instruments/amber/> , 23, 25, 52–56, 58–60, 67, 72, 75, 77, 102, 147, 152, 157, 164, 166, 167, 170, 173, 174, 215, 221, 224, 227, 230, 237, 239, 300, 301

## **AT :** Auxilliary Telescope

Télescope auxiliaire du VLTI (1.8m) , 56, 129, 139, 147, 149

## **CHARA :** Center for High Angular Resolution Astronomy

MCALISTER *et al.* (2004)

<http://www.chara.gsu.edu/CHARA/array.html> , 25, 76, 101, 164, 238, 239

## **COAST :** Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope

HANIFF *et al.* (2003)

<http://www.mrao.cam.ac.uk/telescopes/coast/index.html> , 25

## **Elodie :**

Spectromètre visible au foyer du télescope de 1,93 m à l’Observatoire de Haute Provence

BARANNE *et al.* (1996)

<http://atlas.obs-hp.fr/elodie/> , 56, 57, 60, 61, 65, 68, 69, 281

## **ESO :** European Southern Observatory

<http://www.eso.org/> , 76, 104–106, 129, 130, 163, 220, 238, 263, 269, 293

## **FINITO :** Fringe tracking Instrument of NIce and Torino

Instrument suiveur de franges pour 3 faisceaux du VLTI

CORCIONE *et al.* (2003)

<http://www.eso.org/instruments/amber/> , 56, 222

- FLUOR** : Fiber Linked Unit for Recombination  
COUDE DU FORESTO *et al.* (2003)  
<http://www.lesia.obspm.fr/astro/interfero/pages/fluor.html> , 101, 102, 106, 163, 166
- FORS1** : Focal Reducer Low Dispersion Spectrograph  
<http://www.eso.org/instruments/fors1/index.htm> , 14
- GI2T** : Grand Interféromètre à 2 Télescopes  
MOURARD *et al.* (2003)  
<http://www.obs-nice.fr/fresnel/gi2t/fr/> , 2, 24, 30, 52–56, 59–67, 69, 70, 72–77, 89, 152, 237, 238, 281–283
- IMEP** : Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique  
<http://www.imep.enserg.fr/> , 102, 105, 106
- IONIC** : Integrated Optics Near-infrared Interferometric Combiner  
<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/activites/hra/ionic/> , 102, 110, 124
- IOTA** : Infrared Optical Telescope Array  
TRAUB *et al.* (2004)  
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/oir/IOTA/> , 101, 102, 104, 109, 128, 153, 162, 166, 233
- ISAAC** : VLTI Infrared Spectrometer and Array Camera  
BARANNE *et al.* (1996)  
<http://www.eso.org/instruments/isaac> , 56–58, 60, 61, 72
- JRA4** : Joint Research Activity 4  
<http://eii-jra4.ujf-grenoble.fr/> , 148, 163
- KI** : Keck Interferometer  
BOOTH *et al.* (1999) , 25, 76
- LAOG** : Laboratoire d’Astrophysique de l’Observatoire de Grenoble  
<http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/> , 102, 104–110, 121, 123, 129, 159, 160, 180, 215–219, 227
- LEONARDO** :  
Source blanche de calibration installée au VLTI , 123, 124
- LETI** : Laboratoire d’Electronique de Technologie de l’Information  
<http://www-leti.cea.fr/fr/index-fr.htm> , 102, 105, 106, 160, 161, 163
- MACAO** : Multiple Application Curvature Adaptive Optics System  
Système d’optique adaptative dédié à l’interférométrie et installé sur les UT du VLTI  
[http://www.eso.org/projects/aot/macao\\_vlti/xmacao\\_vlti.html](http://www.eso.org/projects/aot/macao_vlti/xmacao_vlti.html) , 292–294
- MIDI** : Mid-Infrared Interferometric Instrument  
PERRIN *et al.* (2003)  
<http://www.eso.org/instruments/midi/> , 102, 152, 153, 156, 229

**MIRC** : Michigan InfraRed Combiner

MONNIER *et al.* (2004a) , 164, 173, 239

**MONA** :

Recombineur 2T fibré situé au coeur des instruments FLUOR et VINCI , 102–110, 118, 120–124, 127

**Objet** :  $\alpha$ Aql, 108, 112, 119, 126

**Objet** :  $\alpha$ Cep, 74, 282, 283

**Objet** :  $\alpha$ Cir, 59, 60, 71

**Objet** :  $\alpha^2$ CVn, 6, 59–62, 64–66, 282

**Objet** :  $\alpha$ Cyg, 282

**Objet** :  $\alpha$ Eri, 127

**Objet** :  $\alpha$ Ind, 127

**Objet** :  $\alpha$ Lyr, 74, 283

**Objet** :  $\alpha$ Psa, 110, 125, 127

**Objet** :  $\beta$ Aqr, 127

**Objet** :  $\beta$ CrB, 59, 60, 67–70, 237

**Objet** :  $\beta$ Uma, 282

**Objet** :  $\epsilon$ Sco, 110, 127

**Objet** :  $\eta$ Sgr, 127

**Objet** :  $\epsilon$ UMa, 57, 59, 60, 63–66, 75, 282

**Objet** : 88Aqr, 110, 125

**Objet** :  $\kappa$ 2Scl, 126

**Objet** :  $\lambda$ Sgr, 127

**Objet** :  $\theta$ Cen, 127

**Objet** :  $\theta$ Mic, 59, 60

**Objet** : HD187474, 59, 60, 72

**OHANA** : Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy

PERRIN *et al.* (2004)

<http://www.cfht.hawaii.edu/~lai/ohana.html> , 25, 76, 239

**P2VM** : Pixel To Visibility Matrix

Technique d'inversion des données de AMBER par ajustement des franges observées par des franges de référence

MILLOUR *et al.* (2004) , 166–173, 177, 178, 191, 215, 220

**PdBI** : Plateau de Bure Interferometer

<http://iram.fr/IRAMFR/index.htm> , 147



**PRIMA** : Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry

Instrument de référence de phase prévu pour la seconde génération du VLTI

DELPLANCKE *et al.* (2003)

[http://www.eso.org/projects/vlti/instru/prima/index\\_prima.html](http://www.eso.org/projects/vlti/instru/prima/index_prima.html) , 26, 148, 180

**REGAIN** :

Table de recombinaison visible installé au GI2T en 1998

MOURARD *et al.* (2003) , 52–54, 75, 76, 89, 237–239

**SPIN** : SpectroPolarimétrie INterférométrique

Nom de de notre code de simulation des observables différentielles en spectropolarimétrie interférométriques

ROUSSELET-PERRAUT *et al.* (2004) , 2, 34, 52, 61, 62, 65, 69, 72, 77, 237, 281

**UT** : Unit Telescope

Télescope principal du VLT - VLTI (8m) , 56, 57, 108, 124, 126, 128, 221

**VEGA** :

Proposition d'instrument 4T visible au VLTI

MOURARD *et al.* (2005) , 76, 173, 174

**VINCI** : VLT INterferometer Commissioning Instrument

KERVELLA *et al.* (2003a)

<http://www.eso.org/projects/vlti/instru/vinci/> , 22, 102–104, 106–109, 114–116, 118–129, 153, 156, 162, 163, 166, 227, 238

**VITRUV** :

Proposition de spectro-imageur à haute résolution angulaire par synthèse d'ouverture optique pour le VLTI

MALBET (2005) , 2, 129, 147–150, 157, 162–164, 173, 178, 180, 209, 210, 215–220, 224, 227–229, 231–233, 238, 239, 287, 295, 298, 299

**VLT** : Very Large Telescope

<http://www.eso.org/paranal/> , 14, 57

**VLTI** : Very Large Telescope Interferometer

GLINDEMANN *et al.* (2003)

<http://www.eso.org/projects/vlti/> , 2, 22, 25, 31, 52–54, 76, 101–106, 108, 110, 112, 118, 124, 125, 128–130, 139, 147, 148, 150, 180, 210, 215, 216, 219–223, 227–233, 238, 239, 292, 293, 296–299, 301

**Zernicke-van Cittert** : (théorème de)

Relation de Fourier liant la distribution angulaire d'intensité au degré de cohérence complexe , 19, 24, 41, 229, 230, 299

Troisième partie

Annexes



## Annexe A

# Test Report for the integrated optics beam combiner 2TH

Rapport de test du recombineur en optique intégrée 2TH, avant sa livraison à l'ESO en Juillet 2002.

<b>IONIC - VLTI</b>	Doc. LAOG/IONIC/2002-02
	Issue : 1.0
	Date : July 4, 2002

## IONIC - VLTI

### INTEGRATED OPTICS NEAR INFRARED COMBINER

for the

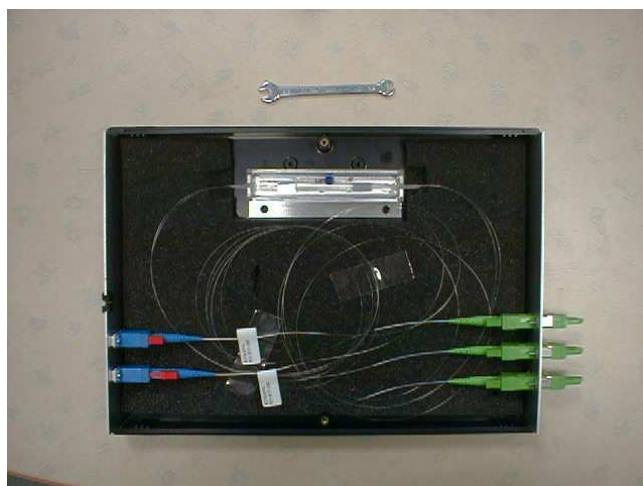
VLTI

### Test Report of the Beam Combiner<sup>1</sup>

Doc. N° LAOG/IONIC/2002-02

Issue 1.0

Date : July 4, 2002



<sup>1</sup>Test report written by Karine Rousselet-Perraut (LAOG) and approved by Pierre Kern (LAOG).

## 1 Introduction

This document reports the tests performed on the beam combiner for the VLTI. This optical chip has been designed by IMEP (Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique, Grenoble, France), manufactured and connectorized by GeeO (Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Optoélectronique, Grenoble, France), and interferometrically tested by LAOG (Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble, France). All the specifications of the beam-combiner are detailed in the document LAOG/IONIC/2002-01 (Issue 2.1 of May 13, 2002).

## 2 Throughput measurements

Throughput measurements have been performed by GeeO before (Table 1) and after connectorization (Table 2). The characterization memo of GeeO is displayed in Annexe.

$N_{ph}$	Input $E1$	Input $E2$
Photometric Output $S1$	39	
Interferometric Output $S2$		39
Photometric Output $S3$	17	17

Table 1: Before connectorization: Numbers of photons  $N_{ph}$  detected at each output (Photometric  $S1$ , Interferometric  $S2$ , Photometric  $S3$ ) of the beam combiner for the VLTI when 100 photons are injected in Input  $E1$  (column 2) or in Input  $E2$  (column 3). See Annexe for name conventions of the inputs and the outputs.

$N_{ph}$	Photometric Output $S1$	Photometric Output $S2$
Input $E1$	36	
Input $E2$		35

Table 2: After connectorization: Numbers of photons  $N_{ph}$  detected at each input ( $I1$  and  $I2$ ) of the beam combiner for the VLTI for 100 photons are injected in Output  $S1$  (column 2) or in Output  $S2$  (column 3). See Annexe for name conventions of the inputs and the outputs.

Throughput of the fibered beam combiner for the VLTI equals about 50% (to be compared with the theoretical throughput of 75%) and the two ways are well balanced.

## 3 Contrast measurements

Contrasts have been measured with the LAOG testbench throughout the H band. The beam combiner being connectorized at both extremities, we only record the flux of the interferometric output vs. the optical path difference. Contrasts equal about 90% without polarizer put at the beam combiner output and reach up to 97% with a linear polarizer at the beam combiner output (See an example in Figure 3). This difference can be easily explained by the fact

that the polarization neutral axes of the LAOG testbench have not been fully optimized to avoid damaging fiber heads of the VLTI beam combiner by rotating Polarization-Maintaining connectors.

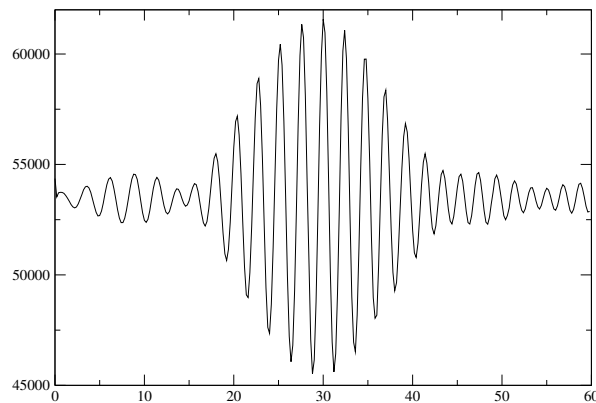
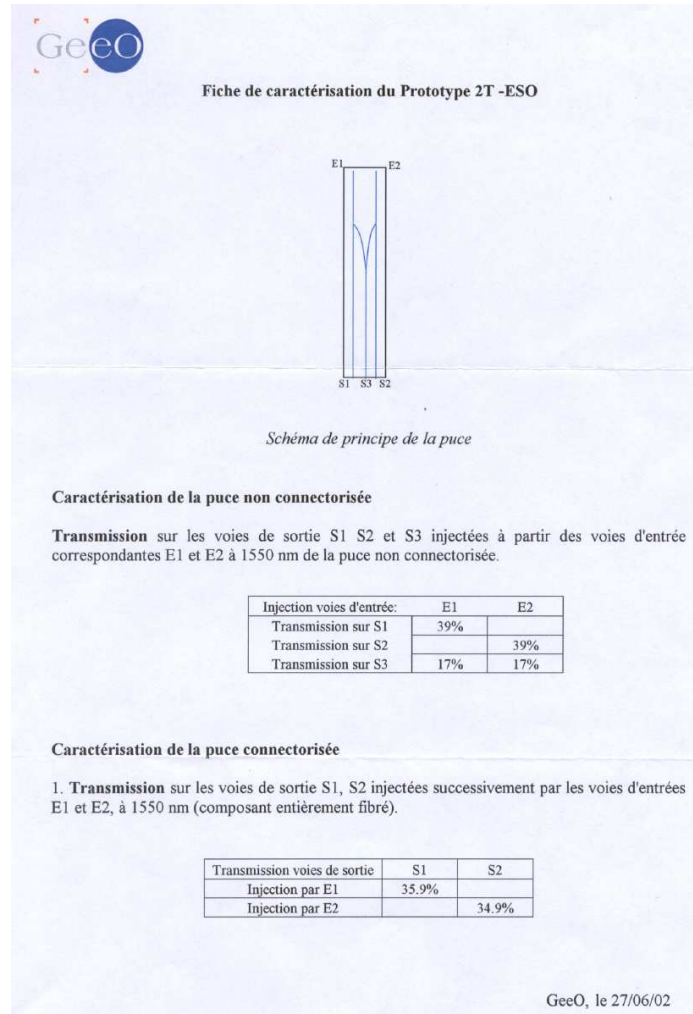


Figure 1: Interferogram obtained with the beam combiner for the VLTI installed on the LAOG testbench. The interferogram is obtained with an halogen-thungsten white-light source and with an H-band filter. One polarizer is used at the beam combiner output. The contrast is about 94%. Note that no photometric correction has been performed since the photometric ways are fibered and thus not simultaneously accessible with the LAOG testbench.

We can notice a slight chromatic dispersion effect on the interferogram: the number of fringe in the interferogram envelope is correct but the interferogram appears slightly dissymmetric. By inverting the injection fibers at the E2000 connector level, we can estimate that the fibers are equal within an accuracy of about  $\pm 300 \mu\text{m}$ , which is obviously in agreement with our specification of  $\pm 500 \mu\text{m}$ . We are not able to disentangle a length difference at the injection fiber level with a length difference at V-groove level.

Instrumental contrasts of the fibered beam combiner for the VLTI throughout the H band exceed 90%.

## ANNEXE: Throughput measurements performed by GeeO







## Annexe B

# Test Report for the integrated optics beam combiner 2TK

Rapport de test du recombineur en optique intégrée 2TK, avant sa livraison à l'ESO en Aout 2004.

**IONIC - VLT1 - 2TK**

Doc. LAOG/IONIC/2004-07-12

Issue : 1.0

Date : July 20, 2004

**IONIC - VLT1****INTEGRATED OPTICS NEAR INFRARED COMBINER**

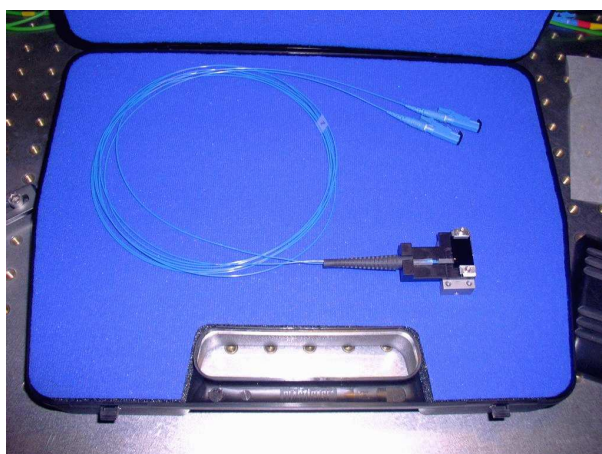
for the

**VLT1**Test Report of the Beam Combiner 2T-K <sup>1</sup>

Doc. N° LAOG/IONIC/2002-02

Issue 1.0

Date : July 20, 2004



<sup>1</sup>Test report written by L. Jocou, K. Rousselet-Perraut & J.P. Berger (LAOG) and approved by P. Kern (LAOG).

## 1 Introduction

This document reports the tests performed on the two-beam combiner operating in the K band for the VLTI. This optical chip has been designed and manufactured by LETI (Laboratoire d'Electronique de Technologie de l'Information, Grenoble, France), and connectorized by LAOG (Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble, France). The throughput and interferometric tests reported in this document have been performed with the LAOG testbenches. All the specifications of the beam-combiner are detailed in the document LAOG/IONIC/2003-10 (Issue 1.0 of May 12, 2003).

## 2 Throughput measurements

Throughput measurements have been performed on a dedicated testbench at LAOG before and after connectorization (Table 1) for the two inputs and the four outputs. Measurements are performed with a tungsten-halogen source equipped with a K filter. Throughput (last row of Table 1) corresponds to the sum of photons which are detected at the combiner outputs when 100 photons are injected in one input. Note that after connectorization, the throughput calibration is performed with a singlemode K fiber with the same length as the fibers of the connectorization.

	Before connectorization		After connectorization	
	Input <i>E1</i>	Input <i>E2</i>	Input <i>E1</i>	Input <i>E2</i>
$N_{ph}$				
Photometric Output <i>S1</i>	37.2	–	36.4	–
Interferometric Output <i>S2</i>	17.2	17.3	17.0	16.3
Interferometric Output <i>S3</i>	17.0	17.5	16.1	17.5
Photometric Output <i>S4</i>	–	37.2	–	36.7
<b>Throughput</b>	<b>71.4 ± 0.6</b>	<b>72.0 ± 0.6</b>	<b>69.5 ± 0.6</b>	<b>70.5 ± 0.6</b>

Table 1: Numbers of photons  $N_{ph}$  detected at each output (Photometric *S1*, Interferometric *S2*, Interferometric *S3*, Photometric *S4*) of the beam combiner 2T-K for the VLTI when 100 photons are injected in Input *E1* (columns 2 & 4) or in Input *E2* (columns 3 & 5). Comparison are possible between the case before connectorization (columns 2 & 3) and the case after connectorization (columns 4 & 5). See Figure 1 for the input (E) and output (S) names. Note that our testbench does not allow to measure the cross-talk effects between one input and the opposite photometric one. Error bars correspond to measurement repeatability.

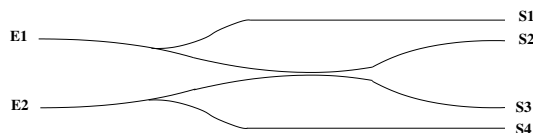


Figure 1: Design of the beam combiner 2T-K for the VLTI. Conventions for the input (E) and output (S) names.

Throughput of the 2T-K beam combiner for the VLTI reaches 70%.  
The two coupler ways are well balanced.

### 3 Contrast measurements

#### 3.1 Set-up

Contrasts have been measured with the LAOG testbench operating in the K band since signals are recorded with an halogen-tungsten white-light source and with a K-band filter.

#### 3.2 Results and discussion

**Contrasts reach 90% without polarization splitting** at the output of the beam combiner (Figure 2) and reach up to 95% with a linear polarizer at the beam combiner output.

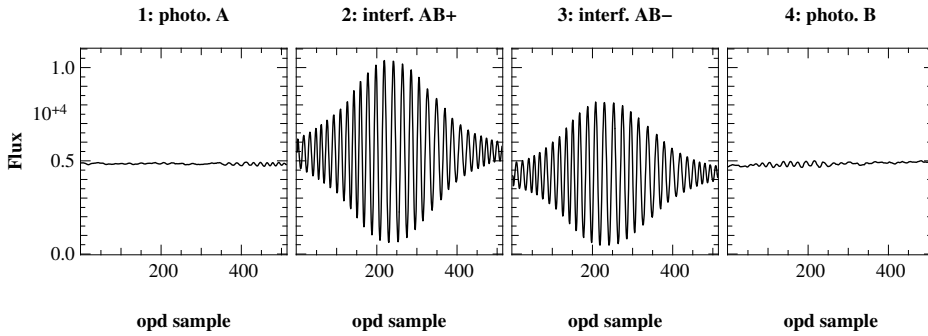


Figure 2: Interferograms vs. optical path difference (opd in arbitrary units) obtained with the 2T-K beam combiner installed on the LAOG testbench: photometry of the first beam (S1 - left), interferograms coming from the two outputs of the coupler (S2, S3 - middle), photometric of the second beam (S4 - right). Note that background has been subtracted.

We can notice a slight flux modulation in the photometric ways due to the residual presence of coherent flux. This effect biases the photometric estimation by a factor  $10^{-4}$ , and contaminates the photometric signal at the fringe frequency. We note that this effect is taken care of by the VINCI standard data reduction procedure since the latter includes a Wiener filtering of photometric signals.

Contrast stability has also been studied through two timescales. First we computed the rms on the contrast for 10 scans : at the scale of few minutes we obtained the following contrast values :  $V = 91.6 \pm 0.2$  %. We also recorded the 2T-K contrast over 5 days and checked the measurement stability inside a lab without specific conditions (variations of more than  $5^{\circ}\text{C}$  of the lab temperature due to weather change, significant turbulence effects, ...). We obtained the following values :

Date	04/07/09	04/07/12	04/07/13
Contrast (%)	$87.0 \pm 0.5$	$94 \pm 1$	$90.5 \pm 0.8$

Table 2: Instrumental contrast stability over 5 days in the LAOG lab. The values correspond to the average contrast over the two outputs of the coupler.

Instrumental contrasts of the fibered beam combiner 2T-K for the VLTI exceed 90%.

## Annexe C

# VITRUV Group System : Preliminary questions

Ce rapport interne du Groupe Système VITRUV liste les questions qui doivent impérativement être traitées avant de définir de manière précise les caractéristiques de l'instrument. Le travail présenté dans l'ensemble de la Partie II de cette thèse permet de conclure sur les questions 7, 8 et 9.

## VITRUV Memo

VIT-SYS-001

Orig. : *J.P. Berger*  
Dest. : all  
Date : July 15th 2003  
Version : 1.0 (july-15-03)

Subject : **Vitruv System Group: preliminary questions**

Presents :

### 1 – Questions

From our discussions JPB& FMa have extracted a list of priority questions that are important to tackle to help defining Vitruv more precisely. Discussing specifically with each of you will probably help improving the question and getting it more precise.

We have selected one person responsible for each of the questions. Of course, feel free to look around for people to assist you. Have in mind that we plan a meeting around september 18th 2003 to start sharing our views. This will be a good time to draw a link between different questions.

1. What are the specifications required for an instrument like Vitruv ? [**K. Perraut, F. Malbet**]
2. What is the effect of mixing beams coming from telescopes with different diameters ? From the signal to noise point of view ? From the spatial frequency sampling point of view [**A. Chelli**]?
3. What are the consequences on the observables when the source is resolved by a single aperture ? How does it depend on adaptive optics correction ? Does it have consequences on the photometric calibration ? **E. Tatulli**
4. What performances can be expected from AO in the visible/near infrared ? Is a single-mode instrument operating in the visible a pertinent option [**F. Malbet**]?
5. What are the effects of atmospheric chromatic dispersion and refraction in the visible/near-infrared [**F. Malbet**]?
6. What is the best combination scheme from an image reconstruction perspective ? do we need several beam combination schemes for different kind of sources ? [**E. Tatulli**]
7. What is the need for polarisation control ? for visibility and closure phase quality , for science ? [**K. Perraut**]

<b>VLTI Imaging Instrument — VITRUV</b>	Ref: VIT-SYS-001 Version : 1.0 (july-15-03)
<i>Vitruv System Group: preliminary questions</i>	Date : July 15th 2003 Page : 2 / 2

8. What is the need in terms of photometric calibration; need for variable flux fraction?  
How does it depends on the number of telescopes ? [**J.B.. Lebouquin**]
9. Comparative studies of different beam combination schemes from the signal to noise perspective and depending on the number of telescopes ? [**J.B.. Lebouquin**]
10. what is the best combination scheme from an IO optical design point of view ? [**J.P. Berger, P. Labeye, I. Schanen**]
  - (a) constrains/biases due to birefringence;
  - (b) constrains/biases due to differential dispersion;
  - (c) optical path equalisation;
  - (d) constrains/biases crosstalk;
  - (e) constrains due to limited throughput.
11. Integrated optics technologies
  - (a) What IO technologies are available from 0.5 to 1  $\mu\text{m}$  expected performances ?  
Associated fibers ? [**P. Labeye, I. Schanen**]
  - (b) What IO technologies are available from 2.5 to 5  $\mu\text{m}$  expected performances ?  
Associated fibers [**P. Labeye, I. Schanen**]
  - (c) Injecting directly into a beam combiner ? [**P. Kern**]
12. How can we achieve wide field imaging with Vitruv ? [**J.P Berger, F. Malbet**]





## Annexe D

# Profil de raie du multiplet Zeeman

En présence d'effet Zeeman, on définit un profil de raie pour chaque état de polarisation, notés  $\phi_s$ ,  $\phi_p$  et  $\phi_\pi$  et un profil de raie pour chaque couplage entre polarisations, notés  $\psi_s, \psi_p$  et  $\psi_\pi$ .

### D.1 Profil de raie polarisés

Les profils associés à chaque polarisation/couplage sont construits comme la somme des différents éléments du multiplet Zeeman correspondant :

$$\phi_p = \sum_{\Delta m=0} S_{s,i} \cdot H(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_{s,i}) \quad (\text{D.1})$$

$$\psi_p = \sum_{\Delta m=0} S_{s,i} \cdot F(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_{s,i}) \quad (\text{D.2})$$

Les profils  $\phi_r, \psi_r$  et  $\phi_b, \psi_b$  sont construits de la même façon avec  $\Delta m = +1$  et  $\Delta m = -1$ .  $H$  et  $F$  sont les fonctions de Voigt et Faraday-Voigt, issues de la convolution entre profil intrinsèque et élargissement.  $\Delta\lambda_{s,i}$  est la différence des déplacements en énergie des niveaux haut  $s$  et bas  $i$ , ramenée en longueur d'onde :

$$\Delta\lambda_{s,i} = \lambda_0^2 \cdot \frac{eB}{4\pi m_e c^2} \cdot (g_s m_s - g_i m_i) \quad (\text{D.3})$$

L'intensité relative  $S_{s,i}$  des différents éléments du multiplet Zeeman est liée à la valeur des coefficient appelés 3J et définis dans LANDI DEGL'INNOCENTI (1982).

## D.2 Profil de raie et matrice d'absorption

Construire la matrice d'absorption de l'Équation (1.9) consiste à décrire les profils dans le formalisme de Stokes et dans un repère lié à l'observateur (COLLETT 1992; PISKUNOV 1998b) :

$$\eta_I = \frac{1}{2}\phi_p \sin^2 \gamma + \frac{1}{4}(\phi_r + \phi_b)(1 + \cos^2 \gamma) \quad (\text{D.4})$$

$$\eta_Q = \frac{1}{2}\left[\phi_p - \frac{1}{2}(\phi_r + \phi_b)\right] \sin^2 \gamma \cos 2\chi \quad (\text{D.5})$$

$$\eta_U = \frac{1}{2}\left[\phi_p - \frac{1}{2}(\phi_r + \phi_b)\right] \sin^2 \gamma \sin 2\chi \quad (\text{D.6})$$

$$\eta_V = \frac{1}{2}(\phi_r - \phi_b) \cos \gamma \quad (\text{D.7})$$

Les termes  $\rho_Q$ ,  $\rho_U$  et  $\rho_V$  sont construits de la même façon en remplaçant les profils  $\phi$  par leurs correspondants dispersifs  $\psi$ . Rappelons que la matrice d'absorption complète est alors donnée par (notation de la Section 1.2.2) :

$$K = K_c + k_l N \cdot \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & -\rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & \rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \quad (\text{D.8})$$

# Annexe E

## Paramètres atomiques

Les paramètres atomiques d'une transition peuvent être regroupés en paramètres classiques, c'est-à-dire nécessaires même en l'absence de champ magnétique; et paramètres magnétiques qui déterminent le multiplet Zeeman.

### E.1 Paramètres classiques

code-ion : code le numéro atomique et le degré d'ionisation de l'espèce responsable de la raie observée.

$\lambda_0$  : longueur d'onde centrale de la transition dans le vide (ce qui revient à spécifier l'écart en énergie entre les niveaux haut et bas). En Angstrom.

$E_{inf}$  : énergie du niveau bas, nécessaire pour déterminer les populations atomiques dans les niveaux haut et bas. En  $\text{cm}^{-1}$ .

$\log(g_f)$  : force d'oscillateur.

$\log(g_r)$  : coefficient d'élargissement radiatif.

$\log(g_s/N_e)$  : coefficient d'élargissement de raie par effet Stark (l'élargissement est proportionnel à la densité électronique).

$\log(g_{vdw}/N_H)$  : coefficient d'élargissement de raie par effet Van der Waals.

### E.2 Paramètres magnétiques

$J_{inf}, J_{sup}$  : norme du moment cinétique total des niveaux bas et haut. Il peut être différent de  $L+S$  (somme vectorielle quantifiée). Le nombre de sous niveaux Zeeman est égale à  $2J+1$ .

$L_{inf}, L_{sup}$  : norme du moment cinétique orbital des niveaux bas et haut (inutile si  $g$  est spécifié).

$S_{inf}, S_{sup}$  : norme du moment cinétique intrinsèque (spin) des niveaux bas et haut (inutile si  $g$  est spécifié).

$g_{inf}, g_{sup}$  : facteur de Landé des niveaux bas et haut, ce facteur prend en compte le couplage entre moment cinétique  $\vec{L}$  et  $\vec{S}$ . Ce facteur est difficile à trouver dans la littérature.

### E.3 Données utilisées pour la validation du code de transfert

Les paramètres utilisés pour valider le code de transfert de rayonnement sont tirés des travaux de WADE *et al.* (2001) :

- modèle d’atmosphère calculé avec une température effective  $T_{eff} = 7500K$ , une abondance solaire, 71 pas en profondeur et une vitesse de turbulence  $V_{turb} = 2km/s$ ; par le logiciel ATLAS.9 avec convection.
- raie du FeII $\lambda$ 4829, abondance de  $10^{-4.6}$  (par rapport à l’hydrogène).
- données atomiques résumées dans la Table 1 de WADE *et al.* (2001). A la différence du modèle d’atmosphère, dans le calcul du spectre émergeant, la vitesse de turbulence est prise égale à  $V_{turb} = 0km/s$  (pour être complètement identique avec les paramètres de l’article).
- le champ magnétique est orienté de telle manière que toutes les composantes du multiplet Zeeman soient visibles ( $\gamma = 40^\circ$ ) et que la composante  $U$  soit nulle en champ faible ( $\chi = 0$ ).
- l’intensité spécifique est calculée dans la direction perpendiculaire à la surface,  $\theta = 0^\circ$ .

# Annexe F

## Observations

### F.1 Liste des observations spectroscopiques Elodie utilisées

La Table F.1 résume les différentes observations Elodie extraite de l'archive utilisée pour valider les simulations du code SPIN sur des spectres visibles. Les spectres couvrent un domaine d'environ 3000 Å (entre 3850 et 6800 Å) avec une résolution de 45000.

Cible	date	MJD	Cible	date	MJD
HD112413	2000-01-27	51570.100	HD137909	2000-06-18	51713.885
HD112413	2000-01-30	51573.093	HD137909	2000-06-19	51714.896
HD112413	2000-05-19	51683.953	HD112185	1996-02-04	50117.981
HD112413	2000-05-20	51684.895	HD112185	1997-02-18	50497.982
HD112413	2000-05-21	51685.891	HD112185	2000-05-19	51683.958
HD137909	1996-02-04	50117.214	HD112185	2000-05-20	51684.871
HD137909	1996-02-05	50118.201	HD112185	2000-06-06	51701.849
HD137909	1996-02-09	50122.175	HD112185	2000-06-07	51702.863
HD137909	2000-01-27	51570.170	HD112185	2000-06-08	51703.847
HD137909	2000-05-19	51683.968	HD112185	2000-06-09	51704.844
HD137909	2000-06-08	51703.852	HD112185	2000-06-18	51713.846
HD137909	2000-06-14	51709.863	HD112185	2000-06-19	51714.837

**TAB. F.1** – Listes des observations spectroscopiques Elodie utilisées. Ces observations sont toutes issues de l'archive en ligne.

### F.2 Historique des observations au GI2T

Le journal des observations au GI2T réalisées pendant la thèse est donné en Table F.2. Les observations ont été réalisées par Denis Mourard (DMo), Karine Rousselet-Perraut (KRP), Olivier Chesneau (OCh), Jean-Louis Chevassut (JLV) et Jean-Baptiste LeBouquin (JBLB).

Date	Personnes	Objectifs	Résultats
16/10/00 - 17/10/00	DMo, KRP, FVa	Intégration du polarimètre dans le spectromètre	les lames quart d'onde ont un comportement anormal (vieillesement)
07/03/01 - 09/03/01	DMo, KRP, FVa	Test du polarimètre sur le ciel	Fichiers sur le simulateur externe
Changement des lames quart d'onde			
07/08/01 - 09/08/01	OCh	Test du polarimètre sur le ciel	quelques fichiers d'observations sur Deneb
23/04/01 - 29/04/01	DMo, JLC, KRP, JBLB	Observation d' $\alpha^2$ CVn en lumière naturelle	spectres uniquement
31/07/02 - 02/08/02	DMo, Och, KRP	Test du polarimètre	Fichiers en labo sur le simulateur externe
Changement des détecteurs			
08/07/03 - 18/07/03	DMo, JLC, JBLB	Calibration du polarimètre sur le ciel	Pas de données : problème de ligne à retard
Réparation de la ligne à retard LAROCA			
23/03/04 - 27/03/03	DMo, JLC, KRP	Calibration du polarimètre sur le ciel	Pas de données exploitables : jeu dans la fixation du prisme Wollaston du polarimètre. Remontage et ré-alignement du prisme.
06/04/04 - 12/04/04	DMo, JLC, JBLB	Observation d'étoiles CP	spectres d' $\epsilon$ UMa uniquement
22/04/04	DMo, JLC	Observations d'étoiles CP. Calibration du polarimètre sur le ciel	Visibilités naturelles d' $\epsilon$ UMa à 12 et 32 m. Visibilités polarisées de $\beta$ Uma.
26/07/04 - 30/07/04	DMo, JLC, KRP	Calibration du polarimètre sur le ciel	Visibilités polarisées d' $\alpha$ Cep et de Vega
02/08/04 - 07/08/04	JLC, JBLB	Observations de rotateurs	Pas de données : mauvais temps
09/04	DMo, JLC	Observations de rotateurs	Données sur $\alpha$ Cyg
Intervention sur le guidage des télescopes			

TAB. F.2 – Journal des observations GI2T

## F.3 Observations des calibrateurs polarimétriques

Fichier	Obs.	HA	$\theta_n - \theta_s$	$\mu_{inst}^2$	Commentaires
$\alpha$ Lyr ( $\delta = 38^\circ 47'$ )					
1	Nat	-57'	22°	0.86	
2(a)	Nat	-52'	20°	0.88	
3	Pol	-38'	–	–	Pas de photons
4	Pol	-31'	–	–	Pas de photons
5	Nat	-12'	4.7°	0.99	
6	Pol	+18'	7.0°	0.98	
7(a)	Pol	+25'	9.8°	0.97	
8(a)	Pol	+32'	12°	0.95	
$\alpha$ Cep ( $\delta = 62^\circ 35'$ )					
1	Nat	+7'	–	–	Franges non suivies
2	Nat	+14'	3.4°	1.0	
3	Pol	+24'	5.8°	0.99	
4	Nat	+34'	8.3°	0.98	
5	Pol	+45'	11°	0.96	
6	Nat	+55'	13°	0.95	
7	Pol	+1h06'	16°	0.92	
8	Nat	+1h17'	–	–	Franges non suivies
9	Pol	+1h27'	21°	0.87	
10	Nat	+1h36'	–	–	Franges non suivies
11	Nat	+1h39'	24°	0.84	
12	Pol	+1h47'	–	–	Franges non suivies
13	Pol	+1h49'	26°	0.81	
14	Nat	+2h01'	29°	0.77	
15	Pol	+2h12'	31°	0.73	

**TAB. F.3** – Journal des observations des calibrateurs polarimétriques effectuées avec la base de 11m du GI2T pendant la nuit du 29 Juillet 2004. De gauche à droite les colonnes donnent : le numéro de fichier ; le type d'observation, naturelle (Nat) ou polarisée (Pol) ; l'angle horaire moyen (HA) par rapport au transit ; la rotation différentielle entre les champs Nord et Sud ( $\theta_n - \theta_s$ ) ; le contraste instrumental correspondant en l'absence de dérotateur de champ ( $\mu_{inst}$ ) ; des commentaires sur la qualité des données. (a) : avec une densité neutre de 0.3





## Annexe G

# Comparaison des concepts d'optique intégrée pour un instrument imageur

### G.1 Formule générique du rapport signal-à-bruit

Une dérivation générique du  $SNR$  de l'estimation quadratique du facteur de cohérence peut être trouvée dans les annexes de PERRIN *et al.* (2005) :

$$SNR(\mu^2) = \frac{F_c^2}{\sqrt{\sigma_{det}^2 + \sigma_{pho}^2}} \cdot \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{n_c} \quad (G.1)$$

J'ai simplement ajouté l'effet du nombre de sorties sur lesquelles l'interférogramme est dupliqué  $n_s$ , ce qui revient à amplifier le bruit de détecteur par  $n_s^3$ , et l'effet du nombre de canaux spectraux moyennés. J'ai dérivé une expression simplifiée qui conservent les asymptotes du bruit de lecture et de photon en ne considérant que les termes d'ordre minimum et maximum en  $m_i$  et  $n_i$  (A23, page22, PERRIN *et al.* 2005). Le flux qui atteint le détecteur est donné par :

$$F_o = \tau \cdot N \cdot R / R_o \quad (G.2)$$

$N$  : nombre total de photons reçus par le télescope dans la bande spectrale considérée.

$R_o$  : résolution de la bande spectrale considérée ( $\sim 5$  pour H et K).

$R$  : résolution spectrale utilisée.

$\tau$  : transmission totale jusqu'au détecteur.

Le flux cohérent est donné par :

$$F_c^2 = \mu^2 \cdot F_o^2 \cdot A \quad (G.3)$$

$\mu$  : norme du facteur de cohérence.

$A$  : paramètre fonction de l'enveloppe des franges, c'est-à-dire de l'interferoogramme théorique dont le continu a été soustrait.

Le bruit de détecteur est donné par :

$$\sigma_{det}^2 = 2.n_{mes}.n_s^3.\sigma_{e^-}^4 \quad (G.4)$$

$n_{mes}$  : nombre de mesures nécessaires à l'enregistrement de l'interférogramme.

$n_s$  : nombre de sorties sur lesquelles la mesure du même interférogramme est faite.

$\sigma_{e^-}$  : bruit de lecture du détecteur.

Le bruit de photon est proportionnel à  $C$ , paramètre qui décrit le continuum, c'est-à-dire l'interférogramme théorique dont les franges ont été soustraites :

$$\sigma_{pho}^2 = 4.F_o^3.C \quad (G.5)$$

## G.2 Expression des paramètres en fonction du codage et du schéma

nombre de télescopes ( $n_{tel}$ )	3	4	5	6	7	8
nombre de base ( $n_{base}$ )	3	6	10	15	21	28
par-paire, modulation interne (1)	1	1	1	1	1	1
par-paire, modulation externe ( $n_{tel}-1$ )	2	3	4	5	6	7
tout-en-un ( $f_{unred}$ )	3	6	11	17	25	35

**TAB. G.1** – Rapport entre la fréquence la plus haute et la plus basse en fonction du nombre de télescopes et du schéma de recombinaison.

Schéma	Tout-en-un	Par-paire, modulation interne	Par-pair, modulation externe
$n_{cont}$	$n_{tel}$	2	2
$\tau_{int}$	$(1-\rho)$	$1/(n_{tel}-1)$	$1/(n_{tel}-1)$
$f_{max}$	$f_{unred}$	1	$n_{tel}-1$
$N_{mes}$	$n_{mes}.n_s$	$n_{mes}.n_s.n_{base}$	$n_{mes}.n_s.n_{base}$

**TAB. G.2** – Paramètres permettant de déterminer le rapport signal-à-bruit et le nombre de mesures total en fonction du schéma considéré. La signification de  $n_{cont}$ ,  $\tau_{int}$ ,  $f_{max}$  et  $N_{mes}$  est explicitée dans la Section 5.2.

Codage	Spatial	Temporel	Temporel Bande Large	Matriciel
$n_{mes}$	$n_{fov}.d_{pup}.f_{max}.n_{pix}$	$n_{fri}.f_{max}.n_{pix}$	$a.R.f_{max}.n_{pix}$	voir arbre
$\alpha$	$f_{max}.d_{pup}.n_{pix}$	$n_{mes}$	$R.n_{pix}$	$n_{mes}$
$R_{min}$	$b.d_{pup}.f_{max}$	$b.n_{fri}.f_{max}$	voir arbre	$b$

**TAB. G.3** – Paramètres permettant de déterminer le rapport signal-à-bruit, le nombre de mesures total et la résolution spectrale minimum en fonction du type de modulation considérée.

Codage	Spatial	Temporel	Temporel Bande Large	Matriciel
$A$	$A(n_{fov}, \alpha)$	$2/n_{mes}$	$A(a.f_{max}, R.n_{pix})$	$2/n_{mes}$
$C$	$C(n_{fov}, \alpha, n_{cont})$	$n_{cont}^3/n_{mes}^2$	$n_{cont}^3/n_{mes}^2$	$n_{cont}^3/n_{mes}^2$

**TAB. G.4** – Paramètres permettant de déterminer le rapport signal-à-bruit en fonction du type de modulation considéré. Je ne détaille par les expressions complètes mais seulement leurs dépendances.

### G.3 Paramètres instrumentaux utilisés

Pour comparer les performances des différents concepts dans le cadre du projet VITRUV, j'ai pris les paramètres instrumentaux suivants :

- $\mu = 1$ , pour un facteur de cohérence  $\mu = 0.1$ , il suffira de diviser les valeurs de  $SNR$  que nous allons obtenir par  $10^2$ .
- $R_o = 5$ , résolution spectrale des bandes de transmission H et K.
- $n_{pix} = 4$ , valeur du taux d'échantillonnage communément prise.
- $b = 4$ , pour ramener le biais dû à la décohérence temporelle en dessous de 1%.
- $\rho = 0.1$ , dans les schémas tout-en-un, on suppose qu'un dixième du flux est prélevée pour mesurer la photométrie. Cette valeur est probablement supérieure à ce qui est nécessaire. On se place donc dans une configuration qui désavantage légèrement les schémas tout-en-un.

#### *Codage spatial*

- $n_{fov} = 2$ , pour enregistrer le coeur de la tache de diffraction, l'étude de l'influence de ce paramètre est effectuée dans la Section 5.3.
- schéma tout-en-un : j'ai décidé de séparer les pics afin de pouvoir utiliser la formule de  $SNR$  sur le flux cohérent de la Section G.1. L'étude approfondie de la superposition des pics fait l'objet de la Section 5.4.
- $d_{pup} = 3$ , pour éviter de trop rapprocher les guides d'onde monomodes et ainsi éviter le couplage de flux avant la recombinaison.

#### *Codage matriciel*

Je suppose le composant parfaitement achromatique. La résolution spectrale minimum est donc celle de la bande spectrale  $R_{min} = R_o$ .

#### *Codage temporel*

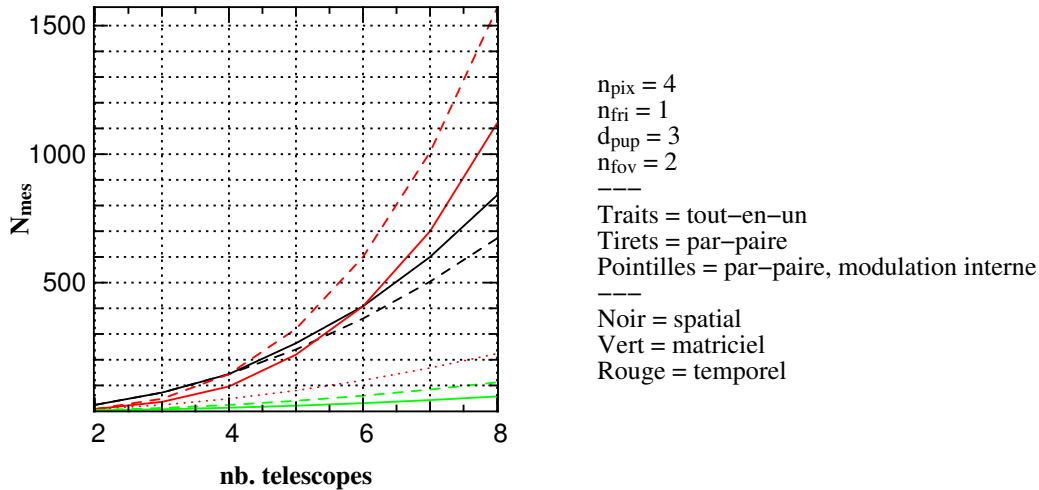
- schéma tout-en-un : je sépare les pics. L'étude de la superposition des pics dans le cas du codage spatial (Section 5.4) peut être étendue au codage temporel si les franges sont parfaitement cophasées.
- $n_{fri} = 1$ , les franges sont supposées parfaitement figées pendant le temps de lecture de l'interférogramme. Il n'est donc pas nécessaire de séparer fortement les pics frange.

*Codage temporel en bande large*

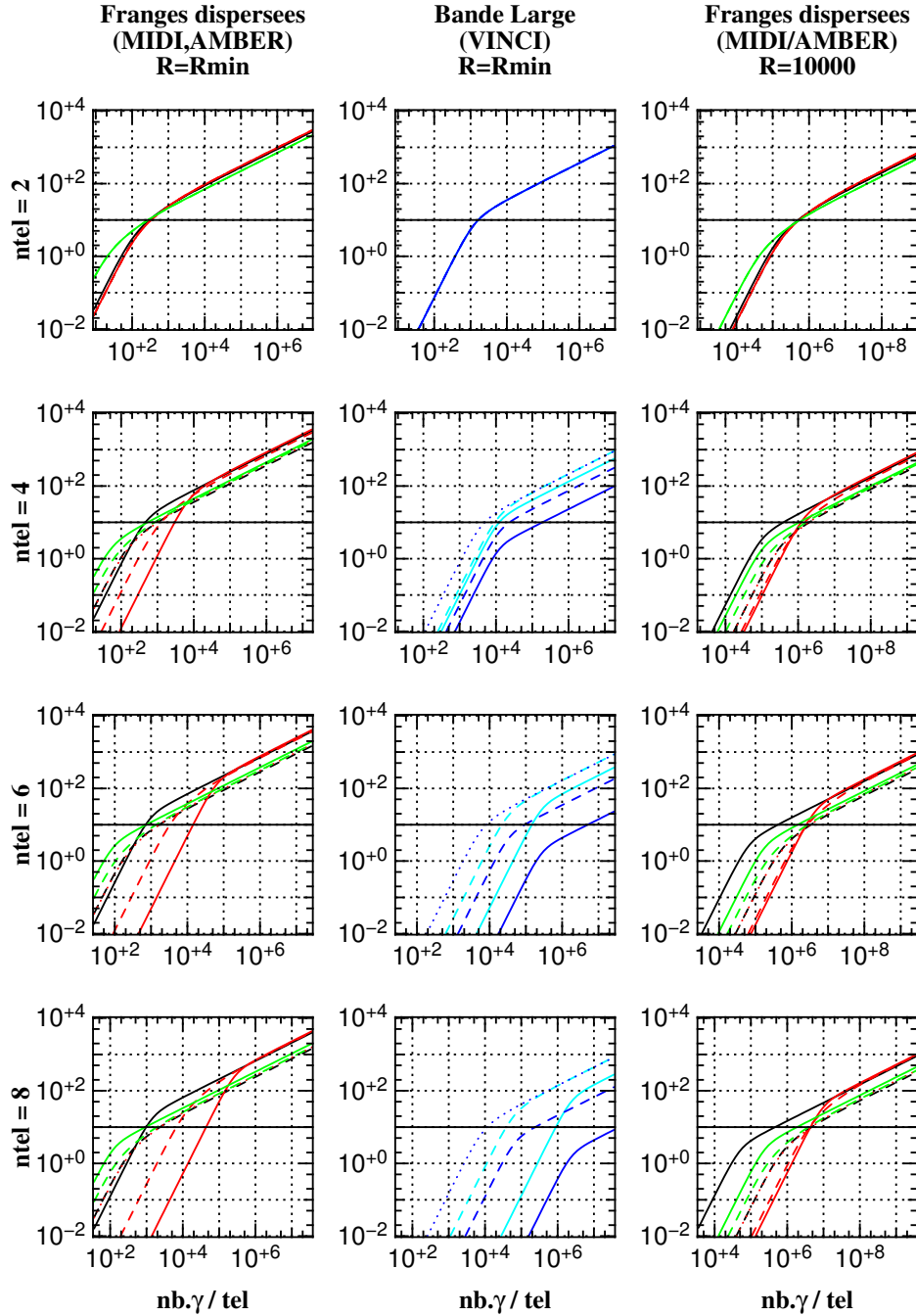
- $a = 4$ , pour ramener le biais (dû au fait que l'on n'enregistre pas l'intégralité de la longueur de cohérence) en dessous de 1%,
- schéma tout-en-un : en théorie, au dessus de  $3T$ , il est impossible d'utiliser la résolution spectrale de la bande car les pics se superposent dans l'espace des fréquences. Il est possible de faire une optimisation conjointe de la résolution spectrale et des fréquences de modulation pour tenter de séparer les pics en dégradant au minimum le rapport signal-à-bruit. Je n'ai pas pris en compte cet effet, j'utilise la résolution spectrale de la bande considérée. Il s'agit donc d'un calcul qui *surestime fortement* le  $SNR$  de ce concept.

**G.4 Résultats**

Le nombre de mesures nécessaires ( $n_{mes}$ ) et le rapport signal-à-bruit ( $SNR$ ) pour les différents concepts de recombinaison (schéma et modulation) et en fonction du nombre de télescopes utilisés sont reportés dans les Figures G.1 et G.2.



**FIG. G.1** –  $n_{mes}$ , nombre d'acquisition nécessaires à la mesure du facteur de cohérence de toutes les bases pour un canal spectral en fonction du concept et du nombre de télescopes recombinaison.



**FIG. G.2** – *SNR* sur le facteur de cohérence au carré en fonction du concept et du nombre de télescope. **Schéma** : continu = tout-en-un ; tirets = par-paire ; pointilles = par-paire à modulation interne **Modulation** : noir = Spatial ; vert = Matriciel ; rouge = Temporel (MIDI) ; bleu = Temporel bande large (*SNR*<sub>min</sub>) ; cyan = Temporel bande large (*SNR*<sub>max</sub>)



# Annexe H

## Effet des fluctuations de couplage

En interférométrie monomode, le front d'onde est toujours égal au mode fondamental du filtre spatial utilisé. L'atmosphère ne perturbe que l'intensité et la phase de ce mode. Historiquement, les fluctuations de piston ont été rejetées grâce aux moyennes quadratiques (incohérentes) entre des poses courtes. Les fluctuations d'intensité ont été calibrées grâce à l'enregistrement de la photométrie en temps réel. La précision obtenue en interférométrie moderne illustre bien la qualité de ces techniques. Néanmoins, ces méthodes ne corrigent que les fluctuations plus lente que le temps de pose. Les sections 5.2 et 5.3 ont montrés que l'interférométrie à grand nombre de télescopes fera nécessairement intervenir un nombre de pixels. Les temps d'intégration seront grand devant le temps caractéristique des fluctuations atmosphériques. Grâce à l'avènement des suiveurs de franges, les effets du piston seront atténués. Le biais introduit par les fluctuations du piston résiduel (brouillage des franges) a été décrit par différents auteurs<sup>1</sup>. Dans cette Annexe, nous allons quantifier l'effet des fluctuation de couplage photométrique pendant la pose.

### H.1 Calcul de l'effet des variations de flux

La variation des flux couplés pendant la pose ne sont pas corrigés par la calibration photométrique.

#### Formalisation du problème

Le flux dans les voies photométriques  $P_1$  et  $P_2$ , et dans la voie interférométrique  $I$ , d'un instrument mono-mode à deux télescopes peut s'exprimer sous la forme :

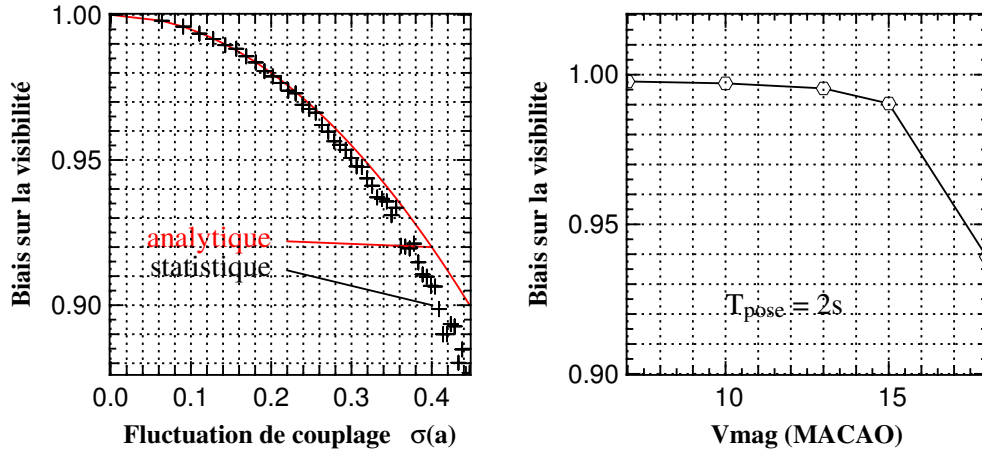
$$\begin{aligned} I &= N \cdot (\rho_1 + \rho_2 + \sqrt{\rho_1 \rho_2} \cdot V_i \cdot V) \\ P_1 &= N \cdot \rho_1 \\ P_2 &= N \cdot \rho_2 \end{aligned} \tag{H.1}$$

où :

---

<sup>1</sup>Le principe est décrit par COLAVITA (1999) et est détaillé dans TATULLI (2004). Il est couramment admis que la perte de contraste associée à une fluctuation de phase  $\sigma_\phi$  est donnée par  $\exp(\sigma_\phi^2)$ .





**FIG. H.1** – **Gauche** : Biais sur la visibilité en fonction de l'intensité des fluctuations de déséquilibre photométrique pendant la pose. J'ai supposé un déséquilibre moyen nul. **Droite** : Biais introduit par les fluctuations résiduelles de Strehl obtenues après correction par l'optique adaptative du VLTI sur les télescopes de 8m MACAO en fonction de la magnitude en V de l'étoile de référence. J'ai supposé un temps de pose de 2s. Les performances utilisées pour l'optique adaptatives sont résumées dans la Table H.1.

- $\rho_1$  : coefficient de couplage du faisceau 1
- $\rho_2$  : coefficient de couplage du faisceau 2
- $V_i$  : contraste instrumental
- $V$  : contraste scientifique
- $N$  : nombre de photons incidents

On peut introduire  $V_m$ , l'atténuation de *contraste due au déséquilibre photométrique*, et écrire l'équation interférométrique sous la forme :

$$\begin{aligned} I &= 2.N.\rho.(1 + V_m.V_i.V) \\ V_m &= \sqrt{1 - (\epsilon/\rho)^2} \end{aligned} \quad (\text{H.2})$$

où :

- $\rho = (\rho_1 + \rho_2)/2$  : coefficient de couplage moyen
- $\epsilon = \rho_1 - \rho_2$  : déséquilibre de couplage

L'atténuation du contraste instantané dépend du déséquilibre relatif des deux photométries.

### Effet des fluctuations de couplage

Je me concentre sur une pose unique, pendant laquelle le déséquilibre photométrique  $a$  peut être défini par sa valeur moyenne  $\bar{a} = \langle \rho/\epsilon \rangle$  et sa variance  $\sigma_a = \sigma_{\rho/\epsilon}$ . Dans ce cas, le contraste instrumental résultant du couplage peut s'écrire, en se limitant au premier ordre du développement :

$$V_m = \langle \sqrt{1 - a^2} \rangle \sim 1 - \frac{1}{2} \cdot (\bar{a}^2 + \sigma_a^2) \quad (\text{H.3})$$

Magnitude en V	Strehl moyen	Ecart-type	$\sigma(a)$	Biais
10	0.65	0.035	0.07	0.997
13	0.62	0.042	0.10	0.995
15	0.55	0.054	0.14	0.990
18	0.15	0.037	0.35	0.939

**TAB. H.1** – Performances de MACAO en terme de Strehl moyen et écart-type sur 2s en fonction de la magnitude de l'étoile de référence en V. Les données sont extraites de simulations réalisées par l'ESO pour un seeing de 0.65" (VLT-ICD-ESO-15000-1826, A3-p5). J'ai calculé l'écart-type des fluctuations normalisées  $\sigma(a)$  et le biais induit sur la visibilité après calibration photométrique en supposant les couplages des deux faisceaux indépendants mais identiques en moyenne (Équation (H.5)).

On remarque que n'importe quel déséquilibre photométrique réduit le contraste instrumental (ce que l'on sait déjà), mais aussi que n'importe quelle *fluctuation* de ce déséquilibre fait de même. Les voies photométriques permettent de retrouver uniquement la moyenne du couplage sur le temps de pose. Le contraste de déséquilibre photométrique estimé par cette calibration  $V_c$  est donc :

$$V_c = \sqrt{1 - \langle a \rangle^2} \sim 1 - \frac{1}{2} \bar{a}^2 \quad (\text{H.4})$$

Le biais multiplicatif introduit  $b$  s'écrit simplement comme :

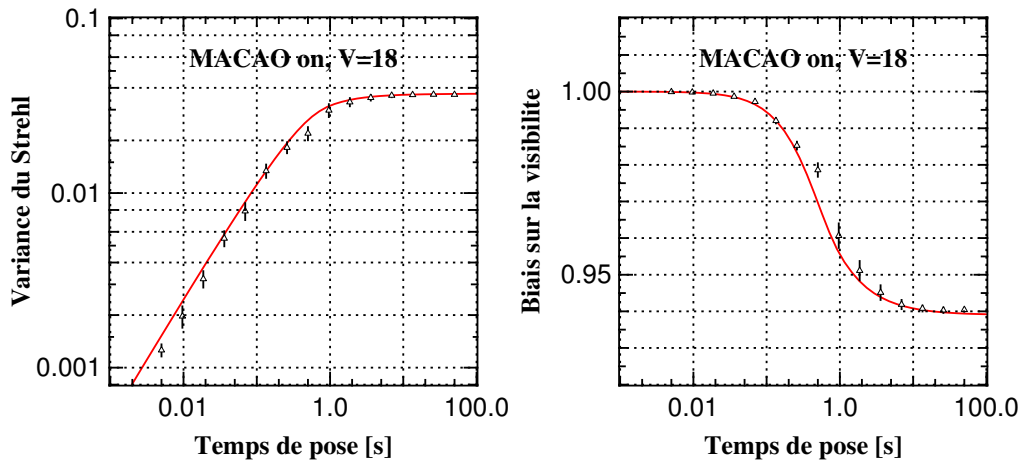
$$b = V_m/V_c \sim 1 - \frac{\sigma_a^2}{2 - \bar{a}^2} \quad (\text{H.5})$$

## H.2 Besoin en terme de stabilité du faisceau

Pour simplifier l'étude, nous allons supposer que le temps de pose est important et que les faisceaux sont équilibrés. Dans ce cas, la moyenne du déséquilibre de couplage est nulle sur la pose :  $\bar{a} \sim 0$ . La Figure H.1 représente le biais en fonction de l'écart-type du déséquilibre normalisé, calculé de manière analytique (Équation (H.5)) et statistique. Si l'on désire un biais inférieur à 1%, il est nécessaire de stabiliser les injections à mieux que 15% pendant le temps de pose.

### Application aux fluctuations de Strehl de MACAO

Les télescopes de 8m du VLTI sont équipés d'un système d'optique adaptative dédié à l'interférométrie, nommé MACAO. Cet système permet de maximiser en temps réel la fraction de flux couplé dans les fibres, et ainsi de réduire les fluctuations de flux photométriques observées sur l'instrument scientifiques. En pratique, des fluctuations résiduelles de couplage à haute fréquences sont toujours présentes car la correction ne peut être que partielle. La fraction instantanée de lumière couplée est appelée Strehl. Les fluctuations de Strehl de MACAO sont résumées dans la Table H.1 en prenant un temps de pose important, ici 2s. J'ai construit ces données à partir de simulations de Densité Spectrale de Puissance du Strehl réalisées par l'ESO (VLT-ICD-ESO-15000-1826, A3-p5). Pour convertir les fluctuations en biais sur la visibilité, j'utilise les formules analytiques dérivées dans le paragraphe précédent, en supposant les deux faisceaux équilibrés en moyenne. La stabilité des faisceaux de MACAO est suffisante pour obtenir un biais inférieur à 1% jusqu'à une magnitude



**FIG. H.2 – Gauche :** Variance du Strehl après MACAO pour une étoile de référence  $V=18$  en fonction du temps de pose. Les caractéristiques de MACAO (Densité Spectrale de Puissance du Strehl) sont extraites de simulations réalisées par l’ESO pour un seeing de  $0.65''$  (VLT-ICD-ESO-15000-1826, A3-p5). **Droite :** Biais introduit par ces fluctuations de strehl en fonction du temps de pose. Pour un temps de pose important ( $> 2s$ ), on retrouve les performances de la Figure H.1. J’ai supposé un déséquilibre moyen nul. J’utilise une estimation analytique (courbes rouges) et statistique (symboles noirs).

$V=15$  (Figure H.1 et Table H.1). Au delà, les performances se dégradent et la seule manière d’éviter le biais est de réduire le temps de pose, comme illustré par la Figure H.2 dans le cas d’une étoile guide à  $V=18$ .

### H.3 Conclusions

Sur une étoile brillante en infrarouge mais faible dans le visible, les franges sont bien suivies mais les variations de couplage peuvent être importantes. Bien que le piston soit corrigé, cette étude montre clairement qu’il y a tout intérêt à limiter le temps de pose (100ms ou moins) dans le but de réduire le biais dû aux fluctuations de Strehl. Une autre solution serait d’enregistrer la photométrie à une fréquence plus rapide que le temps de pose interférométrique afin de calibrer les facteurs de cohérence à-posteriori.

# Annexe I

## VITRUV et la polarisation

### I.1 Biais introduits par la biréfringence des fibres optiques

#### I.1.1 Expression du champ électrique en sortie de fibre

Les fibres à maintien de polarisation sont caractérisées par une absence de couplage entre les axes dits rapide ( $\sigma$ ) et lent ( $\pi$ ). Dans un repère ne correspondant pas aux axes de la fibre, la matrice de propagation en champ électrique est donnée par :

$$J = R(\theta_{out}) \begin{pmatrix} \sigma & 0 \\ 0 & \pi \end{pmatrix} R(\theta_{in}) \quad (I.1)$$

Le champ électrique en sortie de la fibre du premier faisceau  $f^1$  peut s'écrire en fonction des projections du champ électrique d'entrée  $e^1$ , des angles entre les axes propres de la fibre, et des phases introduites sur chacun des axes (Figure 6.2) :

$$f^1 = \begin{pmatrix} f_s^1 \\ f_p^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \cdot \cos \theta_{out}^1 (e_s^1 \cdot \cos \theta_{in}^1 + e_p^1 \cdot \sin \theta_{in}^1) \\ + \pi_1 \cdot \sin \theta_{out}^1 (e_s^1 \cdot \sin \theta_{in}^1 + e_p^1 \cdot \cos \theta_{in}^1) \\ \pi_1 \cdot \cos \theta_{out}^1 (e_p^1 \cdot \cos \theta_{in}^1 + e_s^1 \cdot \sin \theta_{in}^1) \\ + \sigma_1 \cdot \sin \theta_{out}^1 (e_p^1 \cdot \sin \theta_{in}^1 + e_s^1 \cdot \cos \theta_{in}^1) \end{pmatrix} \quad (I.2)$$

#### I.1.2 Liste des interférogrammes

A partir de l'Équation (I.2), on peut déterminer les 16 interférogrammes obtenus dans chacune des directions de polarisation pour un instrument à deux télescopes. Pour le calcul des différents termes, on a développé les fonctions trigonométriques au premier ordre. La précision d'alignement étant la même en entrée qu'en sortie de fibre, on considère que les différents angles sont tous égaux à l'erreur sur l'alignement  $\theta$ . Les termes sont regroupés par type, en considérant la phase de l'interférogramme ( $\pi_1 \cdot \pi_2 \neq \sigma_1 \cdot \sigma_2 \neq \sigma_1 \cdot \pi_2$ ) et son origine ( $e_s^1 \cdot e_s^2 \neq e_p^1 \cdot e_p^2 \neq e_s^1 \cdot e_p^2$ ). La phase d'un interférogramme est caractérisée par le produit des termes de phase des axes de fibre utilisés. Les résultats sont présentés en Table I.1.

Couplage	Phase	Amplitude	
		dans la voie s $\langle f_s^1 \cdot f_s^{2*} \rangle$	dans la voie p $\langle f_p^1 \cdot f_p^{2*} \rangle$
$\langle e_s \cdot e_s^* \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	1	$\theta^2$
	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta^2$	$2\theta^2$
	$\pi \cdot \pi^*$	$\theta^4$	$\theta^2$
$\langle e_s \cdot e_p^* \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$2\theta$	$2\theta^3$
	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta + 2\theta^3$	$2\theta + 2\theta^3$
	$\pi \cdot \pi^*$	$2\theta^3$	$2\theta$
$\langle e_p \cdot e_p^* \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$\theta^2$	$\theta^4$
	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta^2$	$2\theta^2$
	$\pi \cdot \pi^*$	$\theta^2$	1

**TAB. I.1** – Liste des 16 interférogrammes introduits lorsque les axes propres des fibres optiques biréfringentes sont alignés avec une précision  $\pm\theta$  avec le repère d'analyse de la polarisation.  $\sigma$  et  $\pi$  représentent les phases introduites par le passage du champ électrique respectivement le long des axes rapides et lents des fibres optiques (Équation (I.1)).

### I.1.3 Détermination des biais dominants

Dans le cas d'une séparation en sortie, l'amplitude des franges, c'est-à-dire le flux cohérent, est donné par :

$$F_c = \langle f_s^1 \cdot f_s^{2*} \rangle + \tau \cdot \langle f_p^1 \cdot f_p^{2*} \rangle \quad (\text{I.3})$$

où  $\tau$  est le taux d'extinction de l'élément séparant les polarisations. Dans le cas d'une séparation en entrée, on suppose qu'aucun élément polarisant n'est introduit dans le faisceau après la détection. Il suffit de remplacer  $e_p$  par  $\sqrt{\tau} \cdot e_p$  et de calculer :

$$F_c = \langle f_s^1 \cdot f_s^{2*} \rangle + \langle f_p^1 \cdot f_p^{2*} \rangle \quad (\text{I.4})$$

Pour déterminer les biais dominants, je n'ai conservé que les termes dont l'amplitude est la plus forte, en considérant  $\theta$  et  $\tau$  petits, mais sans faire d'hypothèse sur leur valeur relative. Les résultats sont présentés dans la Table I.2. Ensuite, je n'ai conservé que le terme le plus important pour chaque type de couplage, en supposant  $\langle e_s \cdot e_s \rangle \sim \langle e_p \cdot e_p \rangle \sim 1$ , et sans faire d'hypothèse sur  $\langle e_s \cdot e_p \rangle$ .

## I.2 Biais introduits par le VLTI

### I.2.1 Modèle de réflexion métallique

Une réflexion sur une surface métallique est parfaitement assimilable à un polariseur aligné avec une lame de retard, dans un repère défini par la normale au plan d'incidence et par l'axe situé dans le plan d'incidence et normale à la direction précédente. Elle est déterminée par le rapport de transmission  $\tau$  et la phase introduite  $\Delta\phi$  entre ces deux directions. Si le repère de polarisation

Séparation	Couplage	Phase	Amplitude
Après	$\langle e_s \cdot e_s \rangle$	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta^2$
	$\langle e_s \cdot e_p \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$2\theta$
	"	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta$
	$\langle e_p \cdot e_p \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$\theta^2$
	"	$\sigma \cdot \pi^*$	$2\theta^2$
	"	$\pi \cdot \pi^*$	$\theta^2$
	"	$\pi \cdot \pi^*$	$\tau$
Avant	$\langle e_s \cdot e_s \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$\theta^2$
	"	$\sigma \cdot \pi^*$	$4\theta^2$
	"	$\pi \cdot \pi^*$	$\theta^2$
	$\langle e_s \cdot e_p \rangle$	$\sigma \cdot \sigma^*$	$2\theta\sqrt{\tau}$
	"	$\sigma \cdot \pi^*$	$4\theta\sqrt{\tau}$
	"	$\pi \cdot \pi^*$	$2\theta\sqrt{\tau}$
	$\langle e_p \cdot e_p \rangle$	$\pi \cdot \pi^*$	$\tau$

**TAB. I.2** – Biais dominants en fonction du schéma de séparation lorsque les axes propres des fibres optiques biréfringentes sont alignés avec une précision  $\pm\theta$  avec le repère d'analyse de la polarisation.  $\sigma$  et  $\pi$  représentent les phases introduites par le passage du champ électrique respectivement le long des axes rapides et lents des fibres optiques (Équation (I.1)).

utilisé forme un angle  $\theta$  avec le repère propre de la réflexion, on a donc (formalisme de Jones) :

$$J = R(\theta) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \tau e^{i\Delta\phi} \end{pmatrix} R(-\theta) \quad (\text{I.5})$$

Pour le rapport de transmission, j'utilise le modèle suivant :

$$\tau = 1 - \frac{\theta_{inc}^2}{10} \quad (\text{I.6})$$

Pour la différence de phase introduite, définie en radian, j'utilise le modèle suivant :

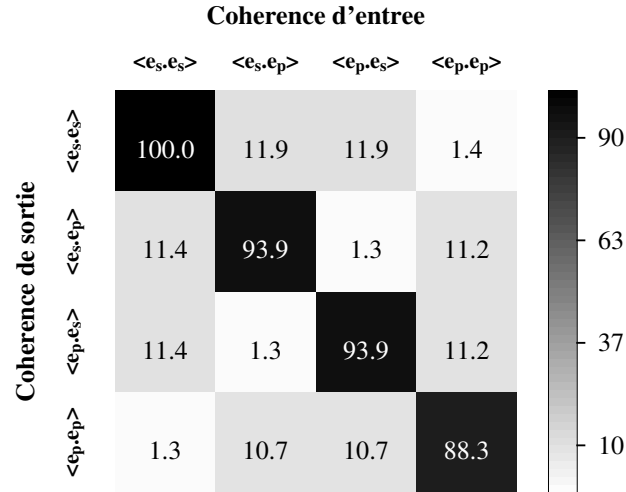
$$\Delta\phi = -\frac{\theta_{inc}^2}{3} \quad (\text{I.7})$$

avec  $\theta_{inc}$  l'angle d'incidence du faisceau en radian. Les paramètres de ces fonctions sont parfaitement arbitraires et sont inspirés des mesures de ROUSSELET-PERRAUT (1996). Néanmoins, utilisé dans le modèle complet du VLTI, ils donnent une atténuation relative et un déphasage du même ordre que ceux spécifiés dans le document VLTI-ICD-ESO-15000-1918.

### I.2.2 Application au train de miroirs du VLTI

Pour quantifier les couplages de polarisation introduits par le VLTI j'ai utilisé VITRUVsim. La suite de réflexions simulée est détaillée dans la Section 6.4.1. Nous avons fait l'hypothèse que le train de miroirs est parfaitement symétrique et que le miroir  $M3$  est vu sous une incidence de  $45^\circ$  et un

angle de rotation de  $45^\circ$ , correspondant à une altitude de pointage de  $40^\circ$ . Nous supposons aussi que les axes des fibres de VITRUV (axes de séparation de la polarisation) ne sont pas parfaitement alignés avec le repère de *M9* mais forme un angle de  $\pm 2^\circ$ , correspondant à l'incertitude sur les axes des fibres. L'amplitude des couplages de la cohérence sont illustrés dans la Figure I.1 (norme des différents éléments du tenseur de propagation de la cohérence généralisée). Pour une lumière



**FIG. I.1** – Couplage des polarisations introduits par le VLTI en pourcentage du flux transmis dans la direction verticale (repère du laboratoire focal). Seule la norme du coefficient de couplage est représentée. Simulation réalisée avec VITRUVsim en supposant le VLTI symétrique.

incidente non polarisée, on obtient un taux de polarisation sortant d'environ 12% et la phase des éléments (non représentée) atteint  $100^\circ$ , valeurs maximales spécifiées dans VLTI-ICD-ESO-15000-1918.

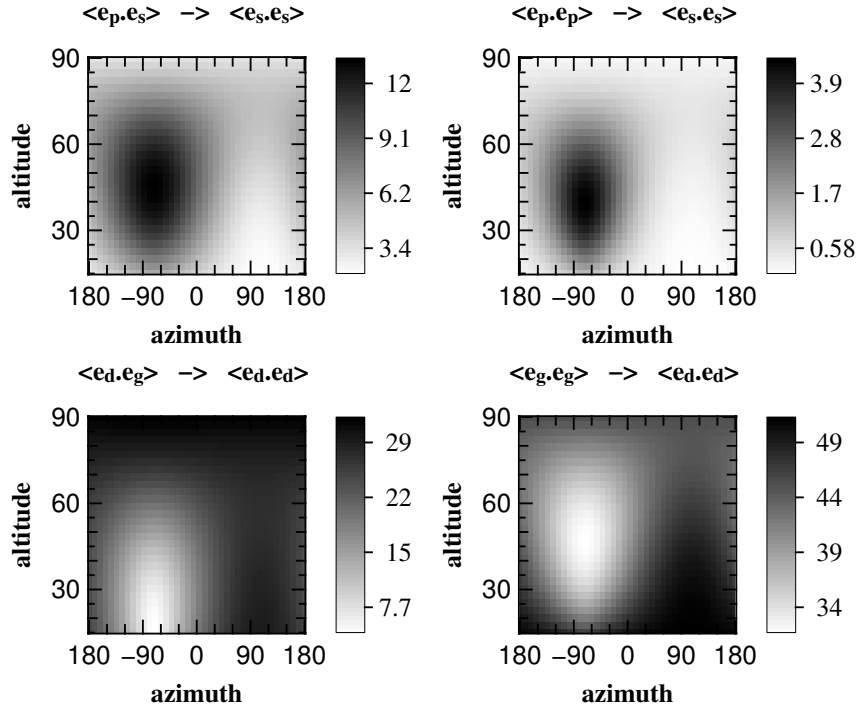
### Dépendance avec le pointage

Avec cette modélisation et VITRUVsim, il est simple de calculer des cartes de couplage en fonction des paramètres de pointage (Figure I.2). Comme nous l'avions anticipé, les biais sont plus importants lorsque l'azimut est négatif, à cause de l'incidence sur *M3*. Lorsque l'instrument analyse les directions de polarisation linéaires, les biais ne dépassent jamais 10% du flux polarisé. Par contre, lorsque l'instrument analyse les directions de polarisation circulaires, la mesure est complètement différente de la polarisation astrophysique puisque tous les couplages atteignent presque 50%.

## I.3 Calibration des différents modes d'observations

Pour l'analyse des biais résiduels en fonction de la nature de l'objet (polarisé ou non) et du mode d'observation (bande large, différentielle...), nous allons adopter la notation « qualitative » suivante :

$\epsilon_{vlti}$  : les biais introduits par le train de miroir du VLTI.



**FIG. I.2** – Carte des couplages introduits par les miroirs du VLTI en pourcentage du flux transmis. Ligne du haut : couplages vers la polarisation linéaire verticale (repère du laboratoire focal) provenant du flux polarisé circulairement + linéairement à  $45^\circ$  ( $e_s.e_p$ , à gauche) et provenant de la polarisation linéaire horizontalement ( $e_p.e_p$ , à droite). Ligne du bas : couplages vers la polarisation circulaire droite provenant provenant du flux polarisé linéairement ( $e_d.e_g$ ) et de la polarisation circulaire gauche ( $e_g.e_g$ ). Simulation réalisée avec VITRUVsim en supposant le VLTI symétrique.

$\delta_{vlti}(o)$  : la variation des propriétés du VLTI due à la différence de pointage entre deux objets (calibrateur et source).

$\epsilon_{fibre}$  : les biais introduits par l'erreur sur l'alignement des fibres de VITRUV.

$\delta_{fibre}(o)$  : la variation des propriétés des fibres entre deux objets.

$\delta_{fibre}(\lambda)$  : la variation des propriétés des fibres entre deux longueurs d'onde.

$\epsilon_{polar}$  : la polarisation astrophysique de la source.

$\delta_{polar}(o)$  : la variation de la polarisation astrophysique en fonction de la cible.

$\delta_{polar}(\lambda)$  : la variation de la polarisation astrophysique en fonction de la longueur d'onde.

L'observation d'un objet supposé non polarisé sera dite non biaisée si les facteurs de cohérence obtenus dans les deux voies ( $s$  et  $p$ ) sont égaux à la transformée de Fourier de la carte d'intensité totale (théorème de Zernicke-van Cittert). J'ai défini trois méthodes d'observation : premièrement la mesure du facteur de cohérence absolu dans une bande spectrale large, qui nécessite la calibration de la fonction de transfert de l'atmosphère et de l'instrument par l'observation d'un calibrateur ; deuxièmement la mesure de la différence des facteurs de cohérence entre deux domaines spectraux d'un même objet ; enfin la mesure de la différence des facteurs de cohérence entre deux domaines



Méthode	Biais dominants	Solution
Bande Large + calibration	$\delta_{vlti}(o)$	pointage proche
	$\delta_{fibre}(o)$	stabilité des fibres <i>ou</i> fibres alignées
	$\delta_{polar}(o) \cdot \epsilon_{vlti}$	objet/calib. non polarisés
	$\delta_{polar}(o) \cdot \epsilon_{fibre}$	objet/calib. non polarisés <i>ou</i> fibres alignées
couleur - différentielle	$\delta_{fibre}(\lambda)$	fibres alignées <i>ou</i> haute résolution (HR)
	$\delta_{polar}(\lambda) \cdot \epsilon_{vlti}$	objet non polarisé
	$\delta_{polar}(\lambda) \cdot \epsilon_{fibre}$	objet non polarisé <i>ou</i> fibres alignées
	$\delta_{fibre}(\lambda) \cdot \epsilon_{polar}$	objet non polarisé <i>ou</i> fibres alignées <i>ou</i> HR
couleur-diff. + calibration	$\delta_{fibre}(o, \lambda)$	stabilité <i>ou</i> fibres alignées <i>ou</i> HR
	$\delta_{polar}(o, \lambda) \cdot \epsilon_{fibre}$	objet/calib. non polarisés <i>ou</i> fibres alignées
	$\delta_{polar}(o, \lambda) \cdot \epsilon_{vlti}$	objet/calib. non polarisés
	$\delta_{fibre}(\lambda) \cdot \delta_{polar}(o)$	objet non polarisé <i>ou</i> fibres alignées <i>ou</i> HR

**TAB. I.3** – Évaluation qualitative des biais résiduels lors de l’observation d’un objet supposé non polarisé, et solutions à mettre en oeuvre pour les réduire en fonction des différents modes d’observations.

spectraux d’un même objet, mais calibré par la même observation sur un objet ne présentant théoriquement pas de variations du facteur de cohérence en longueur d’onde (non résolu par exemple).

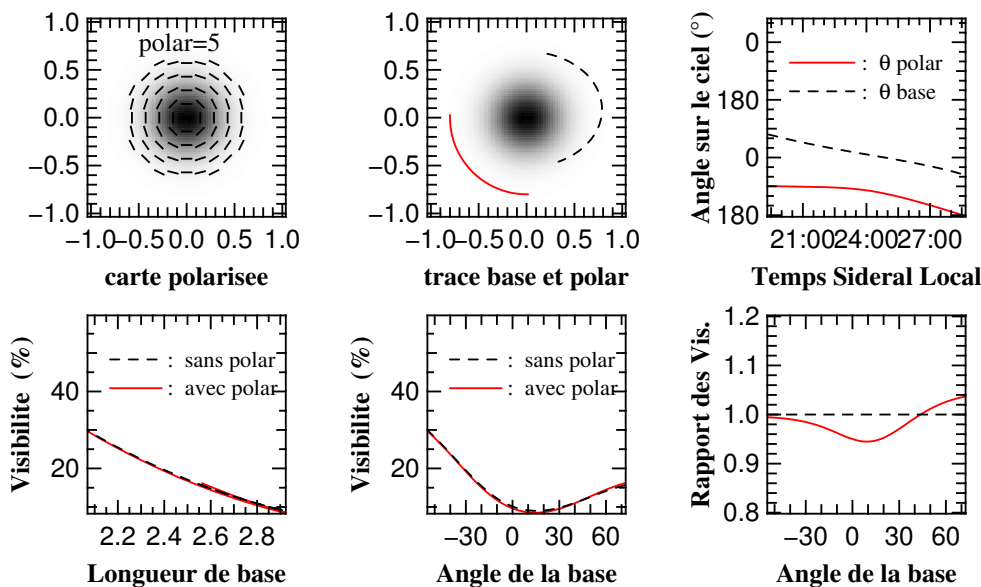
En négligeant les effet du second ordre (par exemple  $\delta_{vlti} > \delta_{vlti} \cdot \epsilon_{fibre}$ ) mais sans faire d’hypothèse d’ordre de grandeur entre les différents effets, on obtient les biais résiduels de la Table I.4. Le problème est plus complexe si l’on cherche à étudier la polarisation astrophysique. L’observation sera dite non biaisée si les facteurs de cohérence des voies  $s$  et  $p$  sont égaux aux transformées de Fourier des cartes d’intensité dans ces deux directions. Dans l’absolu, calibrer parfaitement les fonctions de transfert (voie  $s$  et voie  $p$ ) nécessiterait d’utiliser un calibrateur ayant les mêmes caractéristiques en polarisation que la source (un « clone » !). C’est évidemment impensable et c’est pourquoi tous les biais associés à la différence de polarisation entre calibrateur et objet ne peuvent pas être soustraits (Table I.4).

## I.4 Le cas de AMBER

L’instrument AMBER est équipé d’un polariseur linéaire placé avant l’injection dans les fibres optiques. La rotation du champ de vue au cours de la nuit entraîne une rotation de la direction de polarisation linéaire sélectionnée. Si l’objet est partiellement polarisé, le diamètre apparent observé varie avec l’angle horaire, même si la structure est centrosymétrique (Figure I.3).

Méthode	Biais dominants	Solution
Bande Large + calibration	$\delta_{polar}(o) \cdot \epsilon_{vlti}$	pas de solution !
	$\delta_{polar}(o) \cdot \epsilon_{fibre}$	fibres alignées
couleur - différentielle	$\delta_{polar}(\lambda) \cdot \epsilon_{vlti}$	pas de solutions !
	$\delta_{polar}(\lambda) \cdot \epsilon_{fibre}$	fibres alignées !
	$\delta_{fibre}(\lambda) \cdot \epsilon_{polar}$	fibres alignées <i>ou</i> haute résolution
couleur-diff. + calibration	$\delta_{polar}(o, \lambda) \cdot \epsilon_{fibre}$	fibres alignées
	$\delta_{polar}(o, \lambda) \cdot \epsilon_{vlti}$	pas de solution !
	$\delta_{polar}(o, \lambda) \cdot \epsilon_{vlti}$	pas de solution !
	$\delta_{fibre}(\lambda) \cdot \delta_{polar}(o)$	fibres alignées <i>ou</i> haute résolution

**TAB. I.4** – Évaluation qualitative des biais résiduels lors de l’observation de la polarisation linéaire astrophysique. Ne sont discutés que les biais faisant explicitement intervenir la polarisation. Les autres étant identiques aux résultats de la Table I.3.



**FIG. I.3** – Effet de la rotation du polariseur d’AMBER sur l’observation d’une enveloppe. L’objet est centrosymétrique et présente un taux de polarisation linéaire azimutale constant de 5% (par exemple dû à une diffusion). La variation de diamètre apparent en cours de la nuit est due à la rotation du polariseur sur le ciel. Dans cette simulation *VITRUVsim*, l’ensemble de la chaîne instrumentale (VLTI + recombineurs) est considéré parfait, c’est-à-dire ne couple pas les polarisations.





## Résumé

L'avènement des techniques de haute résolution angulaire révolutionne notre connaissance des objets stellaires. En particulier, les diagnostics de polarisation couplés à l'interférométrie ouvrent de nouvelles perspectives, en résolvant les structures polarisées généralement moyennées sur la surface et donc perdues en spectro-polarimétrie classique. Après avoir rappelé les enjeux de l'observation des étoiles chimiquement particulières (*Ap*), je développe un outil de simulation numérique, avec lequel je montre que l'introduction des mesures interférométriques marginalement résolues améliore la reconstruction des cartes d'abondance et de topologie magnétique. Des observations au GI2T valident ce mode spectro-polarimétrique sur un interféromètre. Néanmoins, des problèmes techniques m'ont empêché d'obtenir des données de qualité suffisante pour une exploitation sur les étoiles *Ap*. L'imagerie par synthèse d'ouverture est le prolongement naturel de ces méthodes différentielles. Cependant son application aux étoiles *Ap* nécessite simultanément une forte couverture du plan  $(u,v)$ , une haute résolution spectrale et éventuellement une analyse de la polarisation. Dans ce contexte d'un interféromètre spectro-imageur à grand nombre de télescopes (proposition VITRUV), je confirme l'intérêt de l'optique plane par des observations au VLTI. J'étudie différents concepts de recombinaison et compare leurs performances. Enfin, j'ébauche l'analyse de la polarisation instrumentale et en déduit les spécifications pour un mode polarimétrique au VLTI.

## Abstract

The on-going revolution due to high angular resolution observations promises to unlock tightly-kept secrets of stellar astrophysics. Complementary polarization diagnostics at high angular resolution will open new opportunities by resolving local polarized features always averaged, and thus lost, in classical spectro-polarimetry. After describing the issue of chemically peculiar stars (*Ap*) observations, I develop a numerical tool with which I show how interferometric measurements improve the reconstruction of the abundance map and magnetic topology. Observations at GI2T validate this spectro-polarimetric mode on an interferometer. Nevertheless, a first attempt to obtain data on *Ap* stars failed due to technical and meteorological reasons. Aperture synthesis imaging is the natural extension of this differential methods. Yet, its application to *Ap* stars requires simultaneously high  $(u,v)$  coverage, high spectral resolution and eventually polarisation analysis. In the context of a spectro-imaging interferometer with a large number of telescopes (VITRUV proposition for the VLTI), I confirm the interest of planar optics by mean of VLTI observations. I study different combination concepts and compare there performances. Finally, I start the study of instrumental polarisation and asses the specifications for a polarimetric mode at VLTI.