



HAL
open science

Imagerie interférométrique infrarouge et perspectives pour l'observation interférométrique du Centre Galactique: le projet GRAVITY.

Xavier Haubois

► **To cite this version:**

Xavier Haubois. Imagerie interférométrique infrarouge et perspectives pour l'observation interférométrique du Centre Galactique: le projet GRAVITY.. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2009. Français. NNT: . tel-00424467v2

HAL Id: tel-00424467

<https://theses.hal.science/tel-00424467v2>

Submitted on 19 Oct 2009

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

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

Observatoire de Paris
Ecole Doctorale Astronomie & Astrophysique d'Ile de France

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS
Spécialité : Astronomie - Astrophysique

par

Xavier HAUBOIS

Imagerie interférométrique infrarouge et perspectives pour l'observation interférométrique du Centre Galactique : le projet GRAVITY.

Soutenue publiquement le 21 avril 2009 devant le jury composé de

M. Didier PELAT	Président
M. Farrokh VAKILI	Rapporteur
M. Mark MORRIS	Rapporteur
M. Guy PERRIN	Directeur de Thèse
M. Jean-Philippe BERGER	Examineur
M. Eric JOSSELIN	Examineur
M. Jean-Pierre MAILLARD	Examineur

À ma famille,

Remerciements

C'est avec la volonté d'aller du côté où les cartes s'arrêtent que j'ai débuté ma thèse. Le navire sur lequel j'ai embarqué avait des télescopes pour mâts, des miroirs pour voiles et des fibres optiques monomodes en guise d'écoutes. Après un peu plus de 3 ans de navigation, par des vents de différentes magnitudes, avec plus ou moins de visibilité, j'ai ramené beaucoup d'images et écrit des notes sur quelques phénomènes dont je vous présente la synthèse dans ce manuscrit. Mais il est des richesses que j'ai reçues et que ces pages ne vous dévoileront pas. Alors je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont contribué à faire que cette thèse représente pour moi un inestimable trésor de vie.

Je commencerai par remercier celui qui m'a permis de monter à bord. Merci donc à Guy Perrin, directeur de cette thèse, pour sa générosité aux multiples dimensions. Guy, ta constance dans ton enthousiasme, ton encadrement en finesse, tes conseils évidemment, et bien d'autres choses encore, sont autant de leçons que je tâcherai de ne pas oublier dans les années à venir. C'est un réel plaisir d'apprendre à tes côtés. Je tiens aussi à remercier Sylvestre Lacour qui m'a bien épaulé au début de ma thèse et qui continue à m'enrichir, notamment par sa spontanéité et sa joie de faire de la science. Merci à Pierre Kervella pour avoir répondu à mes questions en tous genres, être passé me voir quand je ne sortais pas de mon bureau et m'emmener observer du ciel les ruines de l'architecture de nos aïeux. Merci à Takayuki Kotani pour nos discussions de fin de soirée au labo. Un merci spécial à Pierre Fedou qui a joué le rôle de sage alternatif lors de la rédaction de mon manuscrit. L'esprit d'un étudiant collé à sa thèse peut être parfois malmené et troublé par quelques illusions. Merci donc de m'avoir fait prendre du recul. Le coaching a un rôle humain très intéressant à jouer dans un laboratoire de recherche puisqu'il met la bienveillance et la discussion au service de la production scientifique. Dans ce sens, j'ai eu l'impression d'avoir eu un encadrement de thèse d'avant-garde.

Mes remerciements vont également à l'équipe centro-galacticienne de Meudon. Merci à Daniel Rouan, merci à Yann Clénet. Un merci particulier à Thibaut Paumard pour éclairer mon chemin dans les obscurs recoins du Centre Galactique et de Yorick. J'en profite pour souhaiter bonne chance aux doctorants de l'équipe, Frédéric Vincent et Michaël Thibon. Je voudrais aussi remercier un ami de longue date de l'équipe d'interférométrie de Meudon, Steve Ridgway, pour sa simplicité et ses suggestions toujours pertinentes sur mon travail. Grâce au groupement d'intérêt scientifique PHASE, j'ai pu collaborer avec Serge Meimon et Laurent Mugnier de l'ONERA. Leur professionnalisme et leur disponibilité m'ont été très précieux. Qu'ils en soient remerciés. Pour notre collaboration sur le projet GRAVITY et sur les observations Centre Galactique, j'exprime ma profonde gratitude à Frank Eisenhauer et à Stefan Gillessen du MPE.

Pour les moments passés principalement à la machine à café, merci à tout l'équipage du bâtiment Lyot : Eric, Arnaud, Zoltan, Fabrice, Marie et Aglae. Merci au Service Informatique de l'Observatoire d'avoir supporté mes frasques à répétition. Merci à Jacqueline, Sylvaine et à Cris pour leur cordiale efficacité et sans qui la vie au labo serait vraiment plus compliquée. Merci à la Région Ile-de-France pour m'avoir financé. J'adresse aussi ma reconnaissance à la direction de l'Observatoire de Paris-Meudon et du LESIA pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans un endroit où la poésie n'égale que la sérénité.

Merci à Farrokh Vakili et à Mark Morris d'avoir accepté de rapporter ma thèse sur leur temps précieux. Mes chaleureux remerciements vont également à Didier Pelat pour avoir présidé mon jury de thèse ainsi qu'à mes examinateurs, Jean-Philippe Berger, Jean-Pierre Maillard et Eric Josselin.

Parmi les plus heureux moments de ma thèse, il y a eu les rencontres et la vie aux côtés des compagnons de route, eux aussi sur le chemin des étoiles. Des épopées sud-américaines aux virées parisiennes en passant par Grenoble : Pasquier, Pacôme, Farid, Sylvain, Benoît, Jeff, Serge, Myriam, Emilie, Gaël et ... ceux que j'oublie. C'est un privilège de vous avoir à la fois en tant que collègues et amis.

Mens sana in corpore sano. En portugais (brésilien) ça fait : « Um : queixada ! Dois : armada ! Très : esquiva ! ... » Capoeira Sul da Bahia-Meudon iéééé ! La capoeira réunit musique, lutte, acrobaties et fait parmi les astronomes de plus en plus d'adeptes. Je remercie donc Pierre Gigan qui m'a permis de monter l'activité capoeira au sein du Comité Local d'Action Sociale de l'Observatoire de Paris-Meudon. Merci à Thibaut d'en assurer désormais la charge et au Contra Mestre Maxuel de venir enseigner son art avec tant de décontraction et de bonne humeur.

Un énorme merci revient à Marc et à Léo pour la vie au quotidien. Labo, capo, bistrot, on a tant partagé. Impérissables sont ces souvenirs. Merci à mon professeur de Tablas, John Boswell, pour avoir augmenté la célérité de mes doigts lorsque je tape au clavier et pour m'avoir littéralement fait quitter l'espace et le temps, tous les jeudis soirs, en m'enseignant les bases de la musique classique indienne.

Mes derniers mots seront pour ma famille à qui je dédie cette thèse. Je rends grâce à mon frère et à mes parents pour leur soutien inconditionnel. Le cours de mon existence aurait certainement été différent sans vos continuels encouragements et l'attention que vous prêtez à ce que je fais. Je vous dois, parmi d'innombrables autres choses, le goût de savoir et celui de chercher à savoir. C'est très certainement ce qui m'a conduit ici.

Résumé

Imagerie interférométrique infrarouge et perspectives pour l'observation interférométrique du Centre Galactique : le projet GRAVITY.

Le centre de la Galaxie abrite un trou noir supermassif nommé Sgr A*. Grâce à l'instrument GRAVITY, les capacités de haute résolution angulaire du VLTI permettront pour la première fois l'observation directe de l'environnement immédiat d'un tel trou noir. Pour atteindre ce but astrophysique, il est nécessaire d'obtenir des observables interférométriques de grande précision et d'appliquer des techniques de reconstruction d'images. Dans ce contexte, j'ai pu dans une première partie de ma thèse, employer différentes méthodes d'imagerie interférométrique en infrarouge suite à l'observation de la supergéante rouge α Orionis (Bételgeuse) avec l'interféromètre à trois télescopes IOTA. Ces travaux ont pu notamment conduire à la mise en évidence de structures asymétriques brillantes à la surface de l'étoile qui sont très probablement de nature convective.

La précision des observables interférométriques conditionne la qualité de la reconstruction d'image. Dans une deuxième partie, j'ai pu pratiquer une étude des performances interférométriques simulées de GRAVITY afin d'estimer la précision sur les phases et visibilités qu'il délivrera. Afin d'optimiser les futures observations de GRAVITY, il est essentiel d'avoir une idée des caractéristiques spatiales et temporelles de son objectif scientifique majeur qu'est Sgr A*. Pour cela, j'ai pu finalement participer à une campagne d'observation multi-longueurs d'onde de l'environnement de ce trou noir. A cette occasion, j'ai utilisé le mode BURST du spectro-imageur VISIR pour obtenir une haute résolution angulaire et une grande sensibilité au rayonnement de Sgr A*. Ceci m'a conduit à obtenir une limite supérieure la plus basse jamais enregistrée à 8,6 microns. Autre fait marquant, ces observations ont révélé la présence d'un sursaut d'intensité lumineuse en proche infrarouge. Si le processus de rayonnement n'est pas encore parfaitement modélisé, ces observations tendent à confirmer que les sursauts tirent leur origine d'un mouvement orbital de matière à quelques rayons de Schwarzschild de Sgr A*.

Grâce à sa précision astrométrique de 10 micro-secondes d'angle, correspondant à un rayon de Schwarzschild à la distance du Centre Galactique, GRAVITY sera en mesure de résoudre le mouvement orbital de ces spots de matière et de comprendre la nature d'un tel rayonnement. De plus, il permettra la mesure directe de la métrique d'espace-temps et l'étude de la relativité générale en champ fort.

Mots-clés : Données physiques et processus : convection, physique des trous noirs - Etoiles : supergéantes - Etoiles : Individuelle : Bételgeuse - Instrumentation : interféromètres, effets atmosphériques - Galaxie : centre - objet : Sgr A*

Abstract

Infrared interferometric imaging and perspectives for the interferometric observation of the Galactic Center: the GRAVITY project.

The Galactic Center hosts a supermassive black hole called Sgr A*. Thanks to the GRAVITY instrument, the high angular resolution that the VLTI delivers will allow the direct observation of the immediate vicinity of such a black hole. To reach this astrophysical goal, it is mandatory to get very accurate interferometric observables to successfully apply imaging reconstruction methods. In that framework and as the first part of my thesis, I could use different infrared interferometric imaging techniques applied to the data obtained on the red supergiant α Orionis (Betelgeuse) with the three telescope interferometer IOTA. These works have unveiled the presence of bright asymmetric structures on the stellar surface whose origin is likely to be convective.

The quality of image reconstruction depends on the accuracy of the interferometric observables. In a second part of my thesis, I could study the simulated interferometric performances of GRAVITY to estimate the accuracy on phases and visibilities and checked that they meet the requirements. Finally, in order to optimize the GRAVITY future observations, it is important to get an idea of the spatial and temporal behaviour of its primary scientific goal: Sgr A*. To that aim, I could participate to a large multi-wavelength observation campaign of Sgr A*. I could use the BURST mode of the VISIR spectro-imager to get a high resolution on images and a high sensitivity to Sgr A* radiations. This allowed me to derive an unprecedented upper limit on Sgr A* flux at 8.6 microns. These observations also showed a flare in L' band exhibiting a quasi-periodicity that is twice longer than the ones previously observed. Even if the radiating process is still not fully understood, these observations confirm that the flares are due to the orbital motion of matter at a few Schwarzschild radii from Sgr A*.

Thanks to an astrometric accuracy of $10 \mu\text{as}$, which represents 1 Schwarzschild radius at the distance of the Galactic Center, GRAVITY will be able to resolve the orbital motion of these hot spots and to understand the nature of these radiations. Moreover, it will also allow to directly measure the space-time metric and test general relativity in strong field regime due the presence of a supermassive black hole located at the center of a galaxy.

Keywords: Physical data and processes: convection, black hole physics - Stars: supergiants - Stars: Individual: Betelgeuse - Instrumentation: interferometers, atmospheric effects - Galaxy: center - object: Sgr A*

Cette thèse a été préparée au LESIA, laboratoire de l'Observatoire de Paris :
LESIA
Observatoire de Paris, Section de Meudon
5, place Jules Janssen
92195 MEUDON Cedex



Table des matières

Résumé	VII
Abstract	IX
Introduction	27
1 Haute résolution angulaire et interférométrie	29
1.1 Observer avec un télescope	30
1.1.1 Ce qu'impose le phénomène de diffraction	30
1.1.2 Observer sur Terre : l'impact de la turbulence atmosphérique	30
1.1.3 L'optique adaptative	31
1.2 Principe de l'interférométrie astronomique	33
1.2.1 Cohérence	33
1.2.2 Les trous d'Young	34
1.2.3 Le fondement théorique de l'interférométrie astronomique	36
1.2.4 Exemples de visibilités simples	38
1.2.5 Plan u-v	40
1.2.6 Polychromatisme	40
1.3 L'observation interférométrique en pratique	42
1.3.1 La turbulence atmosphérique	42
1.3.2 Un mode particulier de la turbulence : le piston	44
1.3.3 Le bruit de détection	47
1.3.4 Fonction de transfert interférométrique	48
1.3.5 La clôture de phase	48
1.4 Les interféromètres au sol	50
1.4.1 Les interféromètres à petites ouvertures	51
1.4.2 Les interféromètres à grandes ouvertures	51

Partie I : Imagerie interférométrique de Bételgeuse	57
2 Les supergéantes rouges	57
2.1 Intérêt de l'étude des étoiles massives	57
2.2 Les supergéantes	58
2.2.1 La convection	59
2.2.2 Les couches moléculaires	59
2.2.3 Les atmosphères	60
2.2.4 La perte de masse	60
2.3 Bételgeuse	61
2.3.1 Introduction à l'objet	61
2.3.2 La photosphère convective	62
2.3.3 L'environnement de poussière	62
2.3.4 La couche moléculaire	63
2.3.5 Les asymétries observées	64
2.4 Les problématiques actuelles, le contexte de ma thèse	64
3 Observations interférométriques de Bételgeuse sur IOTA.	69
3.1 L'interféromètre IOTA	70
3.1.1 Présentation de l'interféromètre IOTA	70
3.1.2 Fonctionnement d'IOTA	70
3.2 Les observations de Bételgeuse avec IOTA	74
3.2.1 Déroulement des observations	74
3.2.2 La réduction des données	78
3.2.3 Présentation des données réduites	80
3.2.4 Etude de l'effet de la largeur de bande spectrale sur la clôture de phase	87
4 Imagerie de Bételgeuse	93
4.1 L'imagerie interférométrique paramétrique	94
4.1.1 Le disque uniforme	94
4.1.2 Un environnement polarisant ?	96
4.1.3 Variations de la visibilité à courte base	99
4.1.4 Assombrissement centre bord	101
4.1.5 Origine de l'asymétrie, analyse des clôtures de phase	105
4.1.6 Résumé des résultats	111
4.2 Imagerie par reconstruction régularisée	111
4.2.1 Reconstruire des images interférométriques	111
4.2.2 L'approche Bayésienne	112
4.2.3 Différentes méthodes de régularisation	114
4.2.4 Images régularisées de Bételgeuse par MIRA et WISARD	115
4.2.5 Guider l'ajustement paramétrique par l'imagerie régularisée	117
4.3 Compatibilité avec les simulations hydro-radiatives	120
4.3.1 Présentation des simulations	120
4.3.2 Comparaison aux données IOTA	121

4.3.3	Résultats et conclusion	122
4.4	Conclusion globale sur l'imagerie	126
Partie II : GRAVITY et le Centre Galactique		133
5	Le projet GRAVITY	133
5.1	Présentation générale du projet	134
5.1.1	Les motivations astrophysiques	135
5.1.2	Le concept instrumental	139
5.2	Les spécificités instrumentales du projet	142
5.2.1	Dispositif général	142
5.2.2	Optique adaptative	143
5.2.3	Fibres optiques	144
5.2.4	Le recombineur de faisceaux	145
5.2.5	Suiveur de franges	145
5.2.6	Spectromètre	145
5.2.7	Métrologie	145
5.2.8	Planification de conception instrumentale de GRAVITY	146
5.3	Le cœur de GRAVITY : la recombinaison en optique intégrée	146
5.3.1	L'intérêt de l'optique intégrée	146
5.3.2	Plusieurs façons de recombinaison	148
5.3.3	Pour quoi caractériser les composants	151
5.3.4	Caractérisation des composants d'optique intégrée	152
6	Simulations interférométriques de GRAVITY	157
6.1	Simulation du taux d'injection après correction par OA	158
6.1.1	Simulation des écrans de phase	158
6.1.2	Simulation de l'injection dans une fibre	160
6.1.3	Résultats et conclusion	162
6.2	Variation temporelle des observables	164
6.2.1	Modules par modules	165
6.2.2	Résultats numériques des performances	169
6.2.3	Influence du bruit	169
6.2.4	Conclusion	170
7	Le Centre Galactique	175
7.1	Introduction au Centre Galactique	175
7.1.1	Intérêt de l'étude du Centre Galactique	175
7.1.2	Les 10 parsecs au centre de la Galaxie : la région de Sgr A	176
7.2	Sgr A*, le cœur de la Galaxie	180
7.2.1	Introduction	180
7.2.2	La découverte	184

7.2.3	Le voile se lève sur Sgr A*	185
7.2.4	Les sursauts de Sgr A*, palpitations du cœur de la Voie Lactée	188
7.2.5	Résumé des faits observationnels sur Sgr A*	192
7.3	Contexte actuel de la recherche sur le Centre Galactique	193
7.3.1	Problématiques actuelles	193
7.3.2	Un grand programme d'observation du Centre Galactique	194
8	Observations du CG	201
8.1	Observer dans le moyen infrarouge avec VISIR en mode BURST	202
8.1.1	Déroulement	202
8.1.2	Le mode BURST de VISIR	202
8.1.3	La soustraction du fond : technique du <i>chopping-nodding</i>	203
8.1.4	Format des données	204
8.1.5	Réduction des données	204
8.1.6	Contenu des images réduites	207
8.1.7	Génération des courbes de lumière en MIR	210
8.2	Analyse des courbes de lumières	212
8.2.1	Les observations NIR	212
8.2.2	Analyse d'un sursaut	213
8.2.3	Limite supérieure de l'émission en MIR	214
8.2.4	Limite inférieure de la pente spectrale d'un sursaut	215
9	Perspectives	223
9.1	Observations sub-millimétriques du CG	223
9.1.1	Observations	223
9.1.2	Réduction des données	224
9.1.3	Etude de la variabilité de Sgr A* en sub-millimétrique	224
9.2	GRAVITY	227
	Conclusion	231
	Acronymes	233
	Annexes	235
10	Le Nouveau Chapitre de la Thèse	237
10.1	Cadre général	239
10.1.1	Contexte du projet	239
10.1.2	Objectifs	239
10.1.3	Enjeux du projet	240
10.2	Environnement du projet	240
10.2.1	Choix du laboratoire et de la thèse	240
10.2.2	Activités et compétences du LESIA	241
10.2.3	Organisation, taille, laboratoire, équipe	241
10.2.4	Historique du projet	242

10.2.5	Recherche, enseignement, stages, formation	242
10.3	Gestion du projet de recherche	244
10.3.1	L'équipe projet et les partenaires	244
10.3.2	Les étapes du projet	244
10.3.3	Le suivi du projet	246
10.3.4	Le budget du projet	247
10.3.5	Les enseignements du projet	247
10.4	Compétences mises en œuvre dans le projet	248
10.4.1	Fil rouge	248
10.4.2	Mon parcours	249
10.4.3	Les compétences mises en œuvre dans le projet	249
10.5	Retombées du projet et perspectives professionnelles	252
10.5.1	Les retombées du projet	252
10.5.2	Les retombées personnelles	252
10.5.3	La capitalisation	252
10.5.4	Les pistes à investiguer	253

Liste des tableaux

1.1	Interféromètres optiques au sol (première classe).	51
1.2	Interféromètres optiques au sol (deuxième classe).	52
3.1	Log des observations de Bételgeuse.	75
3.2	Caractéristiques de l'étalon utilisé pour les observations.	76
4.1	Paramètres du modèle de DU plus un environnement.	97
4.2	Résultats de l'ajustement des modèles d'ACB.	103
6.1	Pics de la DSP du résidu de piston.	167
6.2	Tableau résumant les variations simulées de visibilité et de phase pour différentes sources de perte de contraste.	169
7.1	Tailles et distances des centres galactiques les plus proches.	176
8.1	Log des observations VISIR.	202
10.1	Répartition du temps de travail	244
10.2	Acteurs du projet : l'équipe projet	244
10.3	Acteurs du projet : les partenaires.	245
10.4	Dépenses du projet	247
10.5	Financement du projet	247

Table des figures

1.1	Schéma de principe de l'optique adaptative.	33
1.2	Les trous d'Young	35
1.3	Comparaison basique entre imagerie monotélescope et interférométrie optique.	38
1.4	Visibilité d'un disque uniforme de 50 msa à 1,64 microns.	39
1.5	Deux exemples de couvertures u-v	41
1.6	Interférogrammes et longueur de cohérence.	42
1.7	Schéma de principe d'une ligne à retard (LAR).	43
1.8	Schéma illustrant l'influence du piston sur la ddm.	45
1.9	Variation du piston différentiel	46
1.10	Principe de la référence de phase.	47
1.11	Schéma de la clôture de phase.	49
1.12	Parc de télescopes du mont Mauna Kea (Hawaï).	52
2.1	Structure schématique d'une supergéante rouge.	59
2.2	Isochrones de SGR avec et sans perte de masse.	60
2.3	Structure schématique de Bételgeuse	62
2.4	Carte d'intensité du code CO5BOLD.	63
2.5	Vision de Bételgeuse par Young et al., 2000.	65
3.1	L'interféromètre IOTA.	71
3.2	Recombineur en optique intégrée.	72
3.3	Photographie du dispositif de recombinaison et de détection d'IOTA.	73
3.4	Transmission du filtre étroit en bande H.	73
3.5	Couverture uv des observations de Bételgeuse.	75
3.6	Ecran du système d'acquisition de données	76
3.7	Ecran de contrôle du logiciel de réduction de données	79
3.8	Ecran de la fenêtre d'ajustement de la densité spectrale de puissance.	80
3.9	Visibilités carrées obtenues sur Bételgeuse en octobre 2005	81
3.10	Premier lobe de la courbe de visibilité carrée.	81
3.11	Lobes secondaires de la courbe de visibilité carrée.	82
3.12	Clôtures de phase observées.	83
3.13	Clôtures de phase-1ère zone.	84
3.14	Clôtures de phase-2ième zone.	85
3.15	Clôtures de phase-3ième zone.	86

3.16	Fluctuations des clôtures de phase dues au piston.	88
3.17	Séquence de piston atmosphérique différentiel	89
3.18	Clôtures de phase simulées	90
3.19	Photographie d'IOTA prise du bras Nord-Est.	90
4.1	Ajustement par un DU.	95
4.2	Ajustement d'un DU plus un environnement.	96
4.3	Ajustement par polarisation.	98
4.4	Diamètres de DU pour chaque polarisation.	100
4.5	Convection et variation du diamètre de DU.	101
4.6	Visibilités carrées d'un disque assombri linéairement.	102
4.7	Représentation de la loi d'ACB.	104
4.8	Ajustement aux visibilités carrées du meilleur modèle d'ACB trouvé.	104
4.9	Carte de χ^2 de l'ajustement des clôtures par un point source.	107
4.10	Meilleur ajustement d'une source ponctuelle aux clôtures de phase.	108
4.11	Carte de χ^2 de l'ajustement des clôtures par un tache.	109
4.12	Comparaison avec les mesures ISI.	110
4.13	Reconstruction MIRA de Bételgeuse.	116
4.14	Reconstruction WISARD de Bételgeuse.	118
4.15	Ajustement paramétrique de 2 taches.	119
4.16	Cartes d'intensité OPTIM3D.	123
4.17	Comparaison des visibilités OPTIM3D aux observations.	124
4.18	Comparaison aux observations de la meilleure visibilité OPTIM3D.	125
5.1	Réseau du VLTI.	134
5.2	Vue d'artiste d'un trou noir et de la matière accrétée.	136
5.3	Tracé du mouvement du barycentre de lumière d'un spot autour d'un trou noir.	137
5.4	Représentation des différentes expériences visant à sonder les différents régimes de la RG.	138
5.5	Schéma de la vue unifiée du modèle standard d'un NAG.	139
5.6	Schéma illustrant le principe de fonctionnement de GRAVITY.	141
5.7	Schéma de principe de la métrologie.	142
5.8	Schéma de l'enceinte cryogénique de recombinaison de GRAVITY.	143
5.9	Unité d'injection dans les fibres.	144
5.10	Masque utilisé pour le développement des composants en optique intégrée.	147
5.11	Recombineur en optique intégrée à trois faisceaux (LETI).	148
5.12	Schéma des différents concepts de recombinaison monomode en optique intégrée dans un cas à 4 télescopes.	149
5.13	La technique de mesure de phase ABCD.	150
5.14	Dispositif de caractérisation photométrique d'un composant.	153
5.15	Résultats de caractérisation interférométrique d'un composant.	154
6.1	Ecran de phase avant et après OA.	160

6.2	Coefficient d'injection en fonction du rapport d_f/D	161
6.3	Principe des calculs de l'énergie cohérente.	162
6.4	Energie cohérente, rapport de Strehl et taux d'injection en fonction de r_0	163
6.5	Différentes étapes de la modélisation interférométrique globale de GRAVITY.	164
6.6	Principe des calculs des séquences temporelles de piston.	165
6.7	Densités spectrale de puissance simulées de taux d'injection.	166
6.8	Séquence temporelle de pistons issus de la DSP comportant les vibrations du VLTI.	167
6.9	Erreurs simulées pour la phase et la visibilité.	170
7.1	Image X du CG par Chandra entre 0,5 et 7 keV.	177
7.2	Le disque circumnucléaire (CND).	178
7.3	Sgr A Ouest.	179
7.4	Orientation des disques stellaires et d'autres structures du CG.	181
7.5	Image des étoiles S (données SINFONI, bande K).	182
7.6	Schéma des 10 parsecs centraux de la Voie Lactée.	183
7.7	Image radio à 5 Ghz de Cygnus A.	184
7.8	Image de la région du Centre Galactique (bandes H, K et L).	186
7.9	La seconde d'angle centrale de la Galaxie en bande L'.	187
7.10	Vitesses radiales et orbites des étoiles S.	188
7.11	Sursaut enregistré le 16 juin 2003 en bande K	189
7.12	Intéraction entre une étoile de faible masse et un disque d'accrétion.	191
7.13	Schéma de l'émission des sursauts due à la présence d'un jet.	192
8.1	Flux du fond mesuré sur des données VISIR.	203
8.2	Schéma de la technique de <i>chopping-nodding</i>	205
8.3	Image issue de la réduction de <i>chopping-nodding</i>	206
8.4	Carte de la zone du CG dans le filtre PAH1.	208
8.5	Le Snake du GC.	209
8.6	Courbes de lumière de Sgr A* des quatre quadrants issues du traitement classique de <i>chopping-nodding</i>	211
8.7	Courbe de lumière de Sgr A* du 22/07/07 à 8,59 microns obtenue avec VISIR en mode BURST.	212
8.8	Courbe de lumière en bande L'.	213
8.9	Courbes de lumières NIR et MIR.	215
8.10	DSE des sursauts et de l'état de quiétude de Sgr A*.	216
9.1	Données sub-millimétriques APEX/LABOCA.	225
9.2	Courbe de lumière LABOCA de Sgr A* du 22 juillet.	226
10.1	Organigramme du LESIA en juin 2004	242
10.2	Etapes du projet	246

« Deux choses remplissent le cœur d'une admiration et d'une vénération toujours nouvelles et toujours croissantes, à mesure que la réflexion s'y attache et s'y applique : le ciel étoilé au-dessus de moi et la loi morale en moi. Ces deux choses,[...] je les vois devant moi, et je les rattache immédiatement à la conscience de mon existence. »

E. Kant

Introduction

Afin de parfaire la description que l'homme fait du ciel, celui-ci n'a cessé de perfectionner ses instruments astronomiques pour observer des détails toujours plus faibles, toujours plus petits. Cette capacité à voir des détails de plus en plus fins étant proportionnelle au diamètre de l'instrument utilisé, il entreprit de construire des télescopes de plus en plus grands. Depuis la lunette de Galilée jusqu'aux télescopes géants du VLT ou du Keck, de nombreux domaines comme les exoplanètes ou les objets extragalactiques, qui étaient inexplorés jusqu'alors, ont pu enfin ouvrir leurs portes. Cependant, l'observation à l'aide d'instruments monolithiques trouve aujourd'hui une limite technologique : il n'est plus possible de concevoir des télescopes dont le diamètre du miroir primaire excède la dizaine de mètres et donc d'accéder à des détails inférieurs à quelques dizaines de milli-secondes d'angle.

Il est néanmoins possible d'obtenir la résolution angulaire d'un télescope de diamètre plus élevé en recombinaison de manière cohérente la lumière provenant de deux télescopes de diamètre inférieur à 10 mètres. En faisant varier la distance entre ces deux télescopes, on fait varier le pouvoir de résolution du dispositif ainsi réalisé. Cette technique appelée interférométrie est donc limitée en résolution par la distance entre les télescopes et non plus par leur diamètre. On obtient ainsi une information à grande fréquence spatiale non pas sous la forme d'une image mais de franges d'interférence. Cette caractéristique des observations interférométriques nécessite alors un travail d'interprétation un peu plus indirect que dans le cas de l'imagerie à un télescope. Cette technique a notamment été appliquée avec succès en 1921 par Michelson et Pease pour leur estimation du diamètre de la supergéante rouge α Orionis (Bételgeuse). Ce furent les premiers instants de l'interférométrie stellaire qui apportait une mesure de la taille angulaire des étoiles.

Après s'être enrichie de diverses techniques de correction des effets néfastes de l'atmosphère, de nombreuses technologies de transport et de recombinaison des faisceaux, les interféromètres actuels recombinaison plus de télescopes et sont plus sensibles. Ils permettent entre autres d'accéder aux détails présents sur les surfaces stellaires ou bien aux disques autour d'objets jeunes. De plus, l'emploi de télescopes géants recombinaison en mode interférométrique apporte une sensibilité qui ouvre les portes du domaine extragalactique avec l'observation des noyaux actifs de galaxies. L'interférométrie stellaire se diversifie, se perfectionne pour devenir une interférométrie astronomique au sens large qui évoque la diversité des objets qui sont maintenant à sa portée.

Ces nouvelles possibilités pour l'interférométrie s'accompagnent naturellement d'une augmentation dans la complexité des modèles à employer pour interpréter les observations. L'interférométrie stellaire utilise des descriptions géométriques simples pour estimer la taille des étoiles. Cette méthode devient inadéquate pour interpréter les observations d'une scène astronomique complexe comme la surface d'étoiles supergéantes rouges présentant des cellules de convection de taille comparable au rayon stellaire. Il faut donc tenter de nouvelles approches. Cette thèse traite donc principalement de l'imagerie interférométrique en infrarouge et s'articule en deux parties.

La première présente un ensemble de travaux d'imagerie interférométrique appliqués aux observations de Bételgeuse. Après une introduction à l'interférométrie et aux concepts de la haute résolution angulaire (chapitre 1), je présente quelques propriétés des supergéantes rouges. J'y résume notamment les principaux faits observationnels concernant Bételgeuse chapitre 2. Grâce à l'utilisation de l'interféromètre IOTA, j'ai pu effectuer de nouvelles observations de cet objet en bande H. Je les décris dans le chapitre 3. Le chapitre 4 regroupe finalement tout mon travail d'imagerie et d'analyse basé sur ces données interférométriques.

Dans une deuxième partie, je présente le projet GRAVITY qui est un dispositif interférométrique optimisé pour l'imagerie et l'astrométrie en bande K. Je commence par une introduction générale du projet (chapitre 5) et je poursuis par la présentation des simulations que j'ai effectuées pour estimer les performances interférométriques de l'instrument (chapitre 6). Comme GRAVITY est indissociable de son cas scientifique majeur qu'est le Centre Galactique, j'expose une vue d'ensemble de ce riche environnement astrophysique au chapitre 7. Ceci me sert à introduire le chapitre 8, qui résume les observations et les analyses multi-longueurs d'onde que j'ai pu mener sur la source Sgr A*, le trou noir supermassif situé au centre de la Galaxie. Je présente enfin les perspectives de ces travaux dans un ultime chapitre (chapitre 9) avant de conclure sur l'ensemble de ma thèse.

En annexe, j'ai tenu à insérer le « Nouveau Chapitre de la Thèse ® » instauré par l'Association Bernard Gregory ¹. Ce chapitre a pour objectif de présenter la thèse sous l'angle d'un projet effectué au cours d'une première expérience professionnelle dans la recherche. Il s'agit d'un travail de valorisation des compétences que j'ai principalement pu développer dans ma participation au projet GRAVITY.

¹<http://www.abg.asso.fr/>

CHAPITRE 1

Haute résolution angulaire et interférométrie

Sommaire

1.1	Observer avec un télescope	30
1.1.1	Ce qu'impose le phénomène de diffraction	30
1.1.2	Observer sur Terre : l'impact de la turbulence atmosphérique	30
1.1.3	L'optique adaptative	31
1.2	Principe de l'interférométrie astronomique	33
1.2.1	Cohérence	33
1.2.2	Les trous d'Young	34
1.2.3	Le fondement théorique de l'interférométrie astronomique	36
1.2.4	Exemples de visibilités simples	38
1.2.5	Plan u-v	40
1.2.6	Polychromatisme	40
1.3	L'observation interférométrique en pratique	42
1.3.1	La turbulence atmosphérique	42
1.3.2	Un mode particulier de la turbulence : le piston	44
1.3.3	Le bruit de détection	47
1.3.4	Fonction de transfert interférométrique	48
1.3.5	La clôture de phase	48
1.4	Les interféromètres au sol	50
1.4.1	Les interféromètres à petites ouvertures	51
1.4.2	Les interféromètres à grandes ouvertures	51

Ce chapitre présente le cadre instrumental de la thèse. Les concepts de haute résolution angulaire (HRA) et d'interférométrie y sont introduits puis une brève description des interféromètres de notre époque est donnée en guise de conclusion. J'oriente le lecteur intéressé vers les actes de communications de deux écoles d'interférométrie : Lawson (2000) et *New Astronomy Reviews* (October 2007). Ils constituent certainement un bon complément à cette introduction. Je recommande également le site web de la communauté OLBIN (Optical Long Baseline Interferometer News) dédié à l'interférométrie astronomique ¹.

1.1 Observer avec un télescope

1.1.1 Ce qu'impose le phénomène de diffraction

La nature ondulatoire de la lumière est à l'origine du phénomène de diffraction qui s'observe après le passage d'un front d'onde lumineux à travers une pupille. Supposons dans un premier temps que nous soyons dans l'espace en train d'observer un objet ponctuel à l'infini avec un télescope. La fonction décrivant la distribution spatiale d'intensité est un simple pic de Dirac. L'image d'un point par une pupille pleine circulaire de diamètre D , n'est pas un point mais une tache dite de diffraction. Cette tache de diffraction est la réponse impulsionnelle de l'instrument optique et se nomme fonction d'étalement du point (FEP). Cette fonction dépend de la fonction Pup décrivant la pupille du télescope par une transformée de Fourier (symbolisée par une tilde) :

$$FEP \propto |P_{up}|^2 \quad (1.1)$$

La FEP correspondant à une pupille circulaire (non obstruée) est appelée tache d'Airy dont la largeur totale à mi-hauteur mesure $\frac{\lambda}{D}$, avec λ la longueur d'onde d'observation. Cette largeur représente la taille minimale des détails que l'on peut observer avec un télescope possédant une telle pupille.

On comprend alors l'utilité de construire des télescopes de diamètre de plus en plus grand. La tache de diffraction est de plus en plus petite et le pouvoir de séparation est accru (ainsi que le pouvoir collecteur qui augmente comme le carré du diamètre). Cette capacité à résoudre les composantes d'un système, ce pouvoir de résolution, est donc limité par le diamètre du télescope.

1.1.2 Observer sur Terre : l'impact de la turbulence atmosphérique

Descendons maintenant sur Terre. L'observation de l'espace depuis la Terre est fortement perturbée par la présence de l'atmosphère. Parcourue par des mouvements turbulents de masses d'air à différentes échelles, l'atmosphère peut se représenter comme un empilement de couches d'air en mouvement et d'indice de réfraction variable. A travers le passage dans l'atmosphère terrestre, le front

¹<http://olbin.jpl.nasa.gov/>

d'onde lumineux issu d'une source astrophysique est déformé car il traverse des zones d'indices différents et temporellement variables.

En décrivant la lumière comme une onde scalaire complexe, la traversée dans l'atmosphère se traduit par une variation en amplitude, c'est le phénomène de scintillation, et en phase. Dans tout ce manuscrit, ne seront considérées que des perturbations atmosphériques affectant la phase. Le lecteur intéressé par la scintillation et notamment par le phénomène des ombres volantes, pourra se reporter aux articles de Dravins et al. (1997) et Tango (1998) pour une étude de la scintillation appliquée à l'interférométrie. Les fluctuations de phase font décroître la cohérence spatiale et temporelle du front d'onde. Ce dernier est cohérent sur des échelles de temps et d'espace caractéristiques de la turbulence atmosphérique. Pour estimer cette turbulence, on a recours à plusieurs grandeurs :

- Le paramètre de Fried (Fried 1966), noté r_0 , représente le diamètre du télescope (circulaire et non obstrué) qui aurait le même pouvoir de résolution qu'un télescope de diamètre infini limité par une turbulence atmosphérique engendrant une variance de phase du front d'onde égale à $1,03 \text{ rad}^2$. Il correspond à l'échelle spatiale de cohérence du front d'onde.
- Le temps caractéristique τ_0 de l'évolution atmosphérique ou temps de cohérence atmosphérique qui relie v la vitesse effective à laquelle la couche se déplace de r_0 (Roddi et al. 1982) :

$$\tau_0 \sim \frac{r_0}{v} \quad (1.2)$$

- Enfin, la grandeur que l'on appelle en anglais « seeing », et qui correspond à la résolution, ou à la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction en longue pose, qu'aurait un télescope d'un diamètre r_0 .

L'atmosphère produit un brouillage de l'information : les phases se superposent au moment de la formation de l'image. On observe alors en courte pose une image composée de tavelures variables (en anglais « speckles ») de taille λ/D distribuées dans une tache de largeur caractéristique λ/r_0 . En conclusion, on peut dire que la turbulence atmosphérique limite le diamètre "utile" d'un télescope pour le pouvoir de résolution à la valeur locale du paramètre de Fried r_0 . La valeur médiane de r_0 dans les très bons sites d'observation (comme le mont Paranal au Chili) est d'environ 15 cm à $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$, et 1 m à $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$.

1.1.3 L'optique adaptative

La parade à cet effet perturbateur de l'atmosphère provient d'une idée de H. W. Babcock. Dans un article intitulé "The Possibility of Compensating Astronomical Seeing" (Babcock 1953), il perçoit la nécessité de mesurer sur toute la surface du miroir la déviation des rayons lumineux due aux perturbations atmosphériques pour compenser cette déviation localement sur le miroir. A l'époque il n'était pas envisageable de déformer le miroir lui-même. Le premier disposi-

tif issu de ces considérations comportait un miroir sur lequel était déposé une couche d'huile que l'on pouvait localement déformer grâce à une tension électrique. Cette partie de l'instrument appelée "Eidophor", initialement développée pour la projection cinématographique, permet de s'adapter à la forme du front d'onde selon les commandes déduites des mesures d'une caméra. Le principe de l'optique adaptative était né. Il s'agit d'une boucle consituée de trois étapes :

- Analyse des déformations du front d'onde par un senseur de front d'onde. Il s'agit souvent d'un dispositif dit de Shack-Hartmann qui mesure la dérivée première (la pente) du front d'onde grâce à une matrice de sous-pupilles,
- Calcul des commandes à appliquer sur le miroir déformable, et
- Déformation du miroir par des actuators piezo-électriques. Chaque actuateur correspond à une sous-pupille sur laquelle une zone du front d'onde a été analysée. Pour correctement corriger le front d'onde, il en faut un tous les r_0 environ. Donc le nombre d'actuateurs croît comme $(\frac{D}{r_0})^2$.

L'intérêt est donc de compenser le plus rapidement possible les déformations atmosphériques du front d'onde par une déformation complémentaire d'un miroir déformable afin de restaurer la planéité de celui-ci. Ce faisant l'observation est uniquement limitée par le phénomène de diffraction dont il est impossible de s'affranchir. En pratique l'optique adaptative ne corrige qu'un nombre limité de modes sur lesquels est décomposée la turbulence atmosphérique (la base de décomposition est souvent celle des polynômes de Zernike). A cela il faut ajouter les différentes sources de bruit et de retards de la boucle d'optique adaptative. Ces éléments font que le front d'onde n'est donc jamais parfaitement corrigé même à très fort rapport signal-sur-bruit.

Un exemple remarquable de l'évolution de cette technique est la construction de l'instrument NAOS (Nasmyth Adaptive Optic System, Rousset et al. 2003) qui équipe le télescope Yepun (UT 4) du VLT au Chili. L'accroissement de la résolution angulaire ainsi que la sensibilité d'un tel système d'optique adaptative en infrarouge a permis de nombreuses avancées comme la première image d'une exoplanète par Chauvin et al. (2005).

Aujourd'hui l'optique adaptative est devenue une technique incontournable de l'observation optique en présence d'un milieu turbulent et réfringent situé entre l'observateur et la source. Elle est par ailleurs appliquée dans d'autres domaines que l'astronomie comme par exemple dans le domaine médical avec le projet CEIL (Glanc et al. 2006). Grâce à l'optique adaptative couplée à de la tomographie, on peut imager très précisément la rétine en profondeur, ce qui permet d'établir un diagnostic ophtalmologique en comptant les photorécepteurs par exemple.

Nous venons de voir que l'optique adaptative permet de se rapprocher du cas idéal où les effets perturbateurs de l'atmosphère sont totalement corrigés, où la résolution du télescope est uniquement limitée par la diffraction. Aux longueurs d'onde optiques, les télescopes au sol les plus grands à ce jour (classe des 10 mètres) permettent d'atteindre une résolution de l'ordre de quelques dizaines de

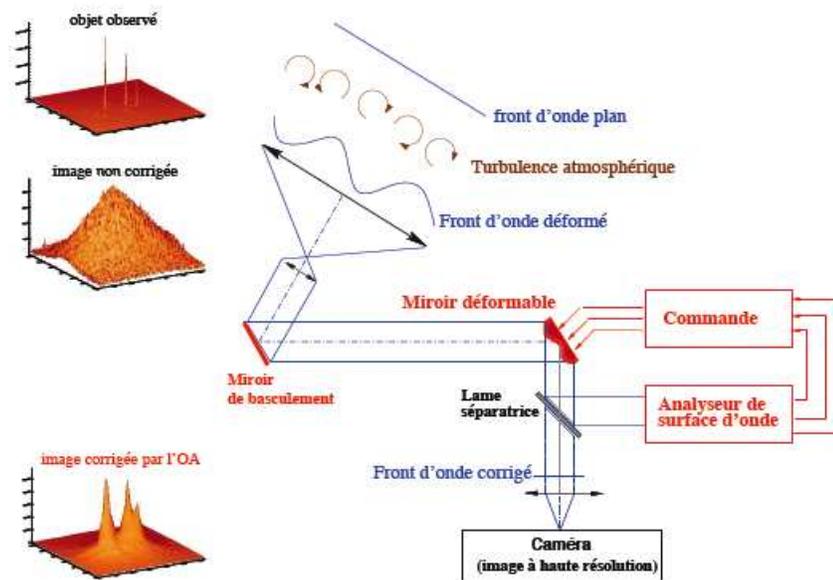


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'optique adaptative. Source : www.onera.fr

milli-secondes d'angle grâce à l'optique adaptative. Pour aller vers une résolution angulaire plus élevée, il n'est pas envisageable de faire appel à des télescopes de diamètre toujours plus grand car leur réalisation, leur transport et leur équipement, notamment l'optique adaptative, se révèlent être d'une complexité insurmontable pour le moment.

La seule technique optique qui permette à ce jour d'observer des objets avec une résolution de l'ordre de la milli-seconde d'angle et au-delà est l'interférométrie.

1.2 Principe de l'interférométrie astronomique

Dans le cas de l'imagerie avec un télescope (ou pupille) unique, nous avons vu que la résolution est limitée par le diamètre. Un interféromètre est un ensemble de télescopes où chaque paire peut être vue comme des morceaux d'un télescope imaginaire dont le diamètre serait égal à la distance entre deux télescopes. Le paramètre clé limitant la résolution de l'instrument n'est plus le diamètre du télescope mais la longueur de la base, la distance séparant les télescopes. Les deux télescopes en jeu vont servir à mesurer la cohérence d'un rayonnement d'origine astrophysique grâce au phénomène d'interférence.

1.2.1 Cohérence

Le phénomène d'interférence résulte de la cohérence entre deux ondes. La notion de cohérence se traduit mathématiquement par la fonction de corrélation.

Elle exprime le degré de similarité entre deux grandeurs du point de vue d'une ou de plusieurs variables. Pour les interférences d'ondes lumineuses, on s'intéresse aux corrélations entre les champs électromagnétiques émis par une source, grandeurs complexes, dans les quatre dimensions de l'espace-temps. On peut estimer la cohérence spatio-temporelle d'un champ par un coefficient de corrélation. Il s'écrit de la manière suivante pour des variables complexes X et Y :

$$Corr(x,y) = \frac{\sigma_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} = \frac{\overline{(X-\bar{X})(Y-\bar{Y})^*}}{\sqrt{\overline{(X-\bar{X})^2} \overline{(Y-\bar{Y})^2}}} \quad (1.3)$$

où X^* désigne la conjugaison complexe et \bar{X} la moyenne d'ensemble de la variable X . Ce coefficient vaut 1 si X et Y sont corrélées, -1 si elles sont anti-corrélées et 0 si elles sont non corrélées.

Pour deux ondes lumineuses, on retiendra que leur cohérence temporelle s'estime par le terme :

$$\gamma(\tau) \propto \overline{E(\mathbf{P},t) \cdot E^*(\mathbf{P},t+\tau)} \quad (1.4)$$

1.2.2 Les trous d'Young

L'expérience des trous d'Young (1801) permet d'observer le phénomène d'interférence en analysant l'intensité d'une source lumineuse dont le rayonnement est diffracté par deux fentes. Le rayonnement cohérent de ces sources secondaires interfère et des franges d'interférence, bandes alternativement brillantes et sombres, apparaissent sur l'écran (voir figure 1.2).

Grâce à la division du front d'onde incident par les deux fentes, on peut estimer la cohérence spatiale de ce front d'onde en étudiant l'intensité lumineuse sur l'écran. Si l'on se donne une source repérée par le vecteur d'onde \mathbf{k} qui émet à la longueur d'onde λ un champ E de pulsation ω à la position repérée par \mathbf{P} en un instant t , on a :

$$E(\mathbf{P},\lambda,t) = E_0(\lambda) \exp(i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{P})) \quad (1.5)$$

Et son intensité s'écrit :

$$I(\lambda,t) = |E(\mathbf{P},\lambda,t)|^2 = E_0^2(\lambda) \quad (1.6)$$

Le niveau de cohérence spatio-temporelle de ces champs s'observe en interférométrie optique par des franges d'interférence détectées sur un écran. La détection (incohérente) en optique se traduit par la mesure du module du champ total incident au détecteur au carré, c'est l'intensité. On a alors dans le cas mono-

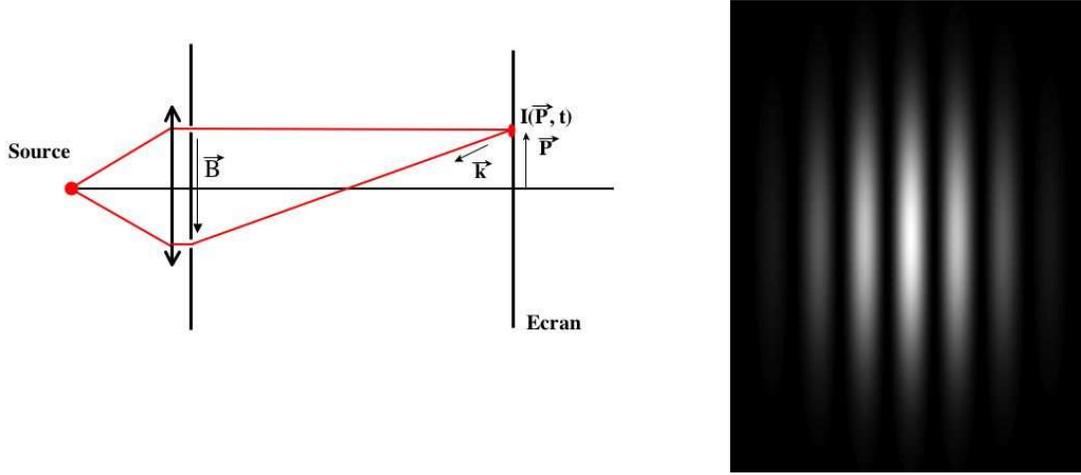


FIG. 1.2 – A gauche : schéma de l'expérience des trous d'Young. Une source cohérente spatialement voit son front d'onde se diviser en deux parties par deux fentes séparées de la distance B . Ces fronts d'ondes secondaires interfèrent et l'intensité finale est détectée sur un écran. A droite : franges d'interférence observées sur l'écran.

chromatique (longueur d'onde λ) d'une source ponctuelle (repérée par le vecteur unitaire $\mathbf{S} = \frac{\lambda \mathbf{k}}{2\pi}$) :

$$\begin{aligned}
 I_{tot}(\mathbf{S}, \mathbf{B}, \tau, \lambda) &= |E(\mathbf{P}, \mathbf{S}, t, \lambda) + E(\mathbf{P} + \mathbf{B}, \mathbf{S}, t + \tau, \lambda)|^2 \\
 &= |E(\mathbf{P}, \mathbf{S}, t, \lambda)|^2 + |E(\mathbf{P} + \mathbf{B}, \mathbf{S}, t + \tau, \lambda)|^2 + 2\text{Re}(E(\mathbf{P}, \mathbf{S}, t, \lambda)E^*(\mathbf{P} + \mathbf{B}, \mathbf{S}, t + \tau, \lambda)) \\
 &= 2I(\lambda)(1 + \text{Re}(\gamma(\mathbf{B}, \tau, \lambda))) = 2I(\lambda)\left(1 + \text{Re}\left(\mu(\mathbf{B}, \lambda)\exp(i(\omega\tau - \mathbf{k}\cdot\mathbf{B}))\right)\right) \\
 &= 2I(\lambda)(1 + \cos(\omega\tau - \mathbf{k}\cdot\mathbf{B})) = 2I(\lambda)(1 + \cos(2\pi\frac{ddm}{\lambda}))
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

où ddm est la différence de marche entre les deux faisceaux. Pour une seule longueur d'onde d'observation et une source ponctuelle, l'intensité varie comme une simple fonction cosinus dont la période dépend de la base. La base est reliée à la ddm pour $\tau = 0$ par la relation :

$$ddm = B \times \alpha \tag{1.8}$$

où α est la différence angulaire entre la position de la source et le centre du champ dans la direction de la base \mathbf{B} . La cohérence spatio-temporelle entre les 2 ondes se caractérise par γ ($\gamma = \exp(i(\omega\tau - \mathbf{k}\cdot\mathbf{B}))$), le degré complexe de cohérence mutuelle, et μ , le facteur complexe de cohérence qui est égal à l'unité pour une source ponctuelle dans le cas monochromatique.

Nous allons voir dans la suite comment ces informations présentent un intérêt pour l'observation astronomique.

1.2.3 Le fondement théorique de l'interférométrie astronomique

Suite à l'expérience des trous d'Young, Fizeau avait remarqué que grâce à la variation de l'intensité des franges on pouvait mesurer la dimension d'une source lumineuse avec un interféromètre de base donnée. En utilisant ces considérations, il comprit dès 1865 que, " en formant au moyen de deux larges fentes très écartées, des franges d'interférence au foyer de grands instruments destinés à observer des étoiles, il deviendra possible d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires de ces astres." Le principe de l'interférométrie astronomique était donc énoncé.

Michelson trouva la relation liant l'amplitude des franges et la séparation entre deux sources célestes. Il vérifia ensuite expérimentalement cette relation en observant la séparation entre les satellites de Jupiter avec un interféromètre dont la base était variable (Michelson 1891). Cette séparation pouvant être obtenue avec un télescope classique, cette expérience lui permit de valider la relation qui relie la taille d'une source à la base pour laquelle les franges disparaissent. Ce fut en quelque sorte le test de validité de l'interférométrie astronomique. Cette relation fut ensuite généralisée sous la forme du théorème de Zernike -Van Cittert qui est introduit ici.

Dans le cas d'une source étendue, on considère que tous les points de cette source émettent des champs deux à deux incohérents. L'intensité résultante est donc la somme des intensités sur l'ensemble des points :

$$\begin{aligned} I_{tot}(\mathbf{S}, \mathbf{B}, \tau, \lambda) &= \iint_{Obj} |E(\mathbf{P}, \mathbf{S}, t, \lambda) + E(\mathbf{P} + \mathbf{B}, \mathbf{S}, t + \tau, \lambda)|^2 d^2\mathbf{S} \\ &= 2 \iint_{Obj} I(\mathbf{S}, \lambda) d^2\mathbf{S} \left(1 + \text{Re}(\mu(\mathbf{B}, \lambda) \exp(i\omega\tau)) \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Le facteur de cohérence complexe s'écrit alors :

$$\mu(\mathbf{B}, \lambda) = \frac{\iint_{Obj} I(\mathbf{S}, \lambda) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}\right) d^2\mathbf{S}}{\iint_{Obj} I(\mathbf{S}, \lambda) d^2\mathbf{S}} \quad (1.10)$$

Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Zernike-Van Cittert (années 1930). Il est le pilier théorique de l'interférométrie astronomique car il stipule que le facteur de cohérence complexe, également appelé visibilité complexe, est la transformée de Fourier normalisée de la distribution spatiale d'intensité de la source. L'interférogramme, la représentation graphique des franges d'interférences, se caractérise par le contraste et la position des franges (définie à partir de la différence de marche nulle), respectivement le module et l'argument de la visibilité complexe. Par abus de langage on appelle souvent visibilité le contraste des franges.

On remarque de plus que :

- $\frac{\mathbf{B}}{\lambda}$ et \mathbf{S} sont des grandeurs conjuguées par la transformation de Fourier.

- $\frac{\lambda}{|B|}$ est la résolution spatiale de l'interféromètre. C'est la caractéristique majeure de cette technique : la résolution est limitée par la base et non par le diamètre d'un télescope. Un interféromètre de base égale à 100 mètres est doté d'une résolution de 2 milli-secondes d'angle à 1 micron.
- L'interféromètre est un filtre passe-bande à $\frac{\lambda}{B}$ et donne accès à de très hautes fréquences spatiales sur la source.
- Mesurer un facteur de cohérence complexe, un μ , s'effectue à une fréquence spatiale donnée $\frac{B}{\lambda}$. Effectuer des mesures à différentes fréquences spatiales permet de retrouver la distribution spatiale d'intensité de la source par inversion de la relation de Fourier.

Un interféromètre astronomique peut alors se définir comme un appareil mesurant la cohérence spatiale du front d'onde lumineux issu d'une source astrophysique. Ce front d'onde est échantillonné par au moins deux pupilles - qui peuvent être les miroirs primaires de télescopes ou bien des fragments d'un même miroir primaire - dont la distance, aussi appelée bras de levier de l'interféromètre, varie et permet de mesurer la cohérence de l'onde lumineuse à différentes échelles spatiales. En résumé, l'interférométrie astronomique sert à retrouver la distribution spatiale d'intensité d'un objet observé en examinant le contraste et la phase des franges obtenues à la résolution de l'interféromètre. Pour comprendre le comportement d'un instrument optique dans le domaine fréquentiel, on a souvent recours à l'utilisation de la fonction de transfert optique (FTO) qui n'est autre que la transformée de Fourier de la FEP. Pour un télescope de diamètre D et fonctionnant à la longueur d'onde λ la FTO est non nulle dans un domaine de fréquences spatiales comprises entre $-\frac{D}{\lambda}$ et $\frac{D}{\lambda}$ et nulle en dehors. En d'autres termes, toutes les informations contenues aux fréquences spatiales en dehors de cet intervalle seront filtrées par le télescope. Les détails correspondant à des fréquences supérieures à $\frac{D}{\lambda}$ ne seront pas vus sur l'image. La FTO d'un interféromètre de base B et composé de deux ouvertures de diamètre D est formée de la FTO d'un télescope de diamètre D à laquelle s'ajoutent deux pics correspondant aux fréquences spatiales $-\frac{B}{\lambda}$ et $\frac{B}{\lambda}$. Une des particularités des interféromètres est leur FTO discontinue qui explique que l'on observe des franges à la fréquence spatiale $\frac{B}{\lambda}$ et non des images comme avec un télescope unique. Le schéma 1.3 présente une comparaison entre l'imagerie monotélescope et l'interférométrie.

En introduisant u et v , les coordonnées de la fréquence spatiale $\frac{B}{\lambda}$ sur les axes orientés vers l'Est et le Nord, et α et β , les coordonnées de l'objet sur le ciel, on peut exprimer la visibilité ainsi :

$$V(u,v,\lambda) = TF(I(\alpha,\beta,\lambda)) \quad (1.11)$$

$$V(u,v,\lambda) = \frac{\iint I(\alpha,\beta,\lambda)e^{-2i\pi(u\alpha+v\beta)}d\alpha d\beta}{\iint I(\alpha,\beta,\lambda)d\alpha d\beta} \quad (1.12)$$

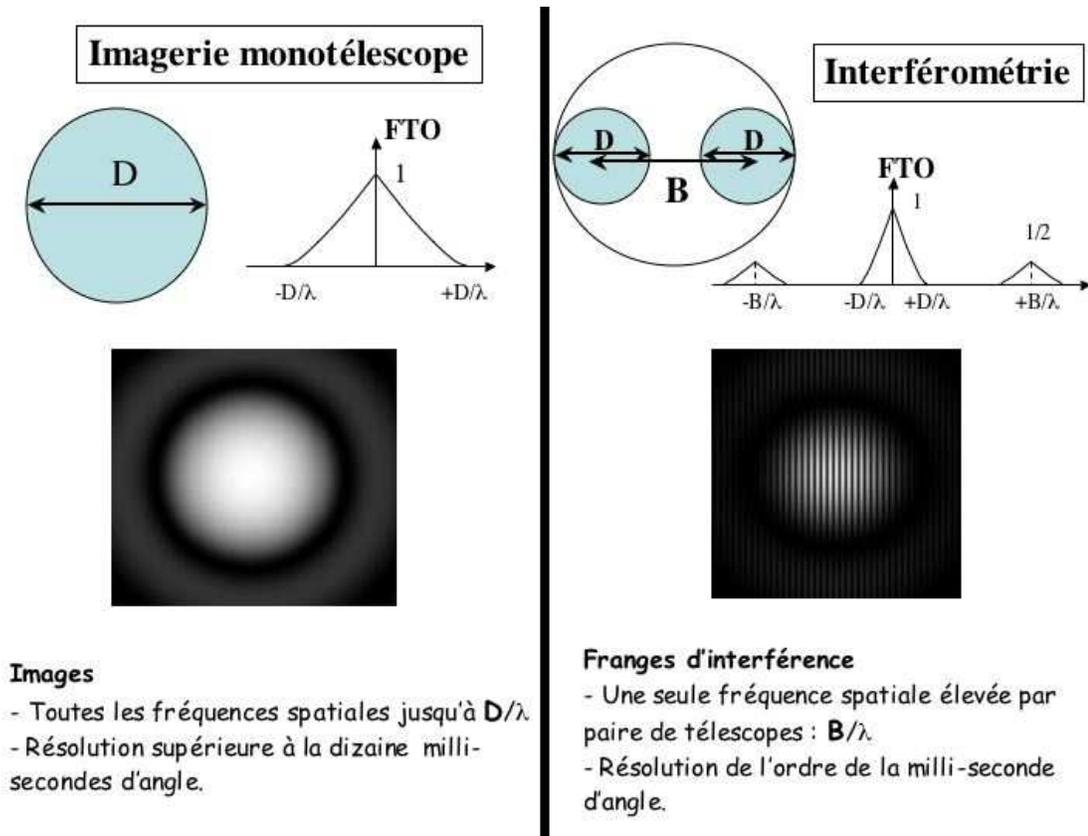


FIG. 1.3 – Comparaison basique entre imagerie monotélescope et interférométrie optique.

1.2.4 Exemples de visibilité simples

Je présente ici des applications du théorème de Zernike-Van Cittert à des distributions d'intensité simples.

Source ponctuelle

Dans le cas d'une source ponctuelle localisée aux coordonnées (α_0, β_0) , on a :

$$I(\alpha, \beta) = \delta(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0) \quad (1.13)$$

$$V(u, v) = e^{-2i\pi(u\alpha_0 + v\beta_0)} \quad (1.14)$$

$$|V(u, v)|^2 = 1 \quad ; \quad \arg(V(u, v)) = 0 \quad \text{si l'objet est au centre du champ } (\alpha_0, \beta_0) = (0, 0) \quad (1.15)$$

Disque uniforme

Pour un disque uniforme de diamètre ϕ aux coordonnées (α_0, β_0) , on a :

$$|I(\alpha, \beta)| = \begin{cases} I_0 & \text{si } \sqrt{(\alpha - \alpha_0)^2 + (\beta - \beta_0)^2} \leq \frac{\phi}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.16)$$

La visibilité normalisée ainsi que son module au carré s'écrivent alors comme suit :

$$V(u, v, \phi) = e^{-2i\pi(u\alpha_0 + v\beta_0)} \times \frac{2J_1(\pi\phi B_\perp/\lambda)}{(\pi\phi B_\perp/\lambda)} \quad (1.17)$$

$$\arg(V(u, v)) = 0 \quad \text{si l'objet est au centre du champ } (\alpha_0, \beta_0) = (0, 0) \quad (1.18)$$

$$|V(B, \phi)|^2 = \left(\frac{2J_1(\pi\phi B_\perp/\lambda)}{\pi\phi B_\perp/\lambda} \right)^2 \quad (1.19)$$

où $B_\perp^2 = \lambda^2(u^2 + v^2)$

La visibilité d'un disque uniforme est présentée figure 1.4.

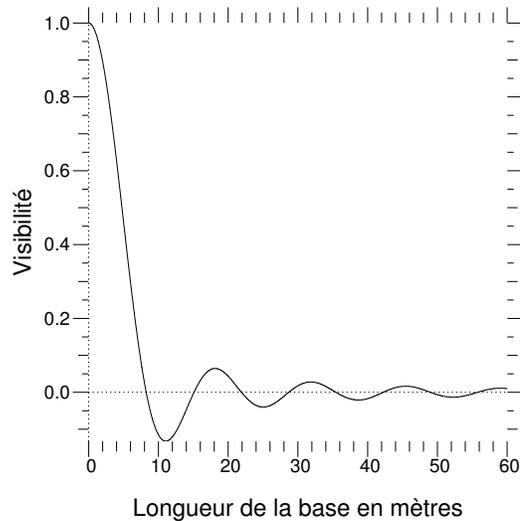


FIG. 1.4 – Visibilité d'un disque uniforme de 50 msa à 1,64 microns.

Les modèles géométriques simples de distribution d'intensité spatiale uniforme (par exemple des disques, anneaux ou ellipses) donnent des visibilités analytiquement simples car la transformée de Fourier d'une fonction à symétrie de révolution (transformée de Hankel) est une somme de fonctions de Bessel de première espèce J_n (n étant réel ou plus simplement naturel). Nous verrons par la

suite un calcul d'une fonction de visibilité un peu plus complexe dans le cadre de l'assombrissement centre-bord de Bételgeuse.

Parce que l'instrumentation n'est jamais parfaite, ceci ne peut s'accomplir de façon totale et instantanée mais se fait en explorant 4 degrés de liberté qui sont :

- le nombre de télescopes,
- le diamètre de chaque télescope,
- la longueur d'onde d'observation et
- les fréquences spatiales obtenues ou couverture du plan uv (liée au nombre et à la configuration des télescopes, à la durée de l'observation et à la position de la source dans le ciel).

1.2.5 Plan u-v

Les coordonnées u-v sont les grandeurs conjuguées des coordonnées de position de l'objet dans le ciel. Afin de pouvoir reconstruire une image représentative d'une source, il est crucial d'obtenir le maximum de fréquences spatiales. Pour cela, on peut soit déplacer des télescopes à des positions différentes (comme pour les interféromètres suivants : IOTA et les AT du VLTI) soit utiliser des télescopes fixes séparés de distances différentes (CHARA, PTI, KI, UT du VLTI). Mais pour augmenter davantage l'échantillonnage du plan u-v, on utilise la rotation de la Terre. Cette technique se nomme supersynthèse.

Supersynthèse

Le but est de voir varier la base projetée dans la direction de l'objet au fur et à mesure de la rotation terrestre. Plus on observe l'objet longtemps au cours de la nuit, plus on peut sonder le plan des fréquences spatiales. La richesse de la couverture spatiale ainsi engendrée dépend aussi de la déclinaison de l'objet (voir figure 1.5).

1.2.6 Polychromatisme

En réalité, on n'observe jamais à une longueur d'onde unique mais dans un intervalle spectral propre au filtre utilisé. Les champs émis par la source sont incohérents d'une longueur d'onde à une autre. La visibilité résultante est donc l'intégrale des visibilités monochromatiques. Le résultat de cette somme est une dégradation des franges autour de la différence de marche nulle due à la perte de cohérence temporelle. L'enveloppe dans laquelle l'intensité est modulée n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de la fonction de transmission du filtre multipliée par le spectre de la source (figure 1.6).

On voit alors apparaître une largeur caractéristique d'un paquet de frange qui ne dépend que de la bande spectrale et est appelée largeur de cohérence. Pour un filtre centré sur la longueur d'onde λ_0 , de largeur $\Delta\lambda$ elle s'écrit :

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (1.20)$$

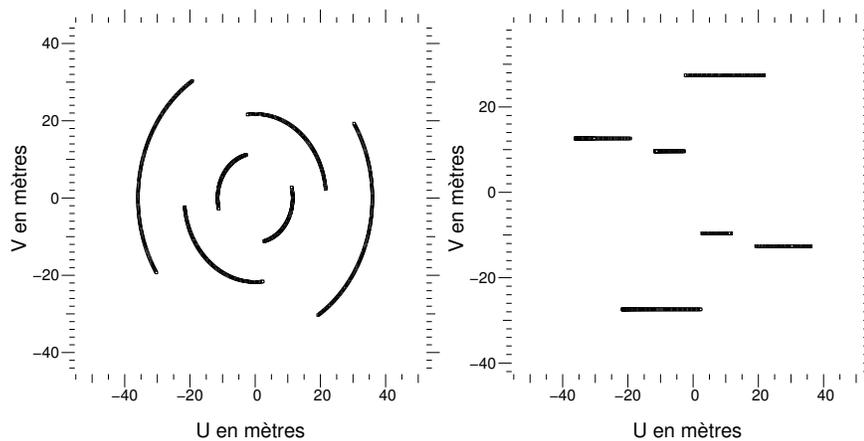


FIG. 1.5 – Couverture du plan $u-v$ obtenue à la suite de l'observation d'une source de déclinaison $+90$ degrés (gauche) et 0 degré (droite) entre -3 h et 3 heures d'angle horaire. Les trois télescopes sont distants de 0 , 15 et 35 mètres. Pour une même durée d'observation, plus la déclinaison est importante, plus le plan $u-v$ sera rempli.

Pour pouvoir observer des franges, un interféromètre doit donc pouvoir égaliser les chemins optiques des faisceaux provenant des télescopes et ce à tout moment. Un premier facteur qui entraîne une différence de chemin optique entre deux faisceaux d'un interféromètre est la position de l'objet dans le ciel. Lorsque la source n'est pas parfaitement située sur le méridien de la base, le front d'onde incident arrive sur un télescope en premier puis sur un deuxième. Il y a donc un retard du deuxième faisceau sur le premier qui engendre une différence de chemin optique sur l'interféromètre. Or au cours d'une nuit d'observation, l'objet se déplace continuellement dans le ciel et le retard varie en conséquence, s'annulant au moment du passage au méridien de la base. Ceci se traduit par une dérive de la localisation des franges proportionnelle à la longueur de la base qui peut atteindre plusieurs dizaines ou centaines de mètres selon la base avec laquelle on observe. Ceci pose inévitablement quelques soucis pour la détection. Il faut donc pouvoir compenser ce retard variable tout au long du passage de l'astre dans le ciel. Cette nécessité instrumentale est satisfaite par des lignes à retard. Elles sont constituées de miroirs montés sur des rails qui assurent un retard optique au faisceau provenant d'un télescope qui voit le front d'onde incident en premier. Pilotées par ordinateur, les lignes à retard assurent un chemin optique équivalent entre les faisceaux et verrouillent la position des franges (dans le cas où il n'y a pas de turbulence). Cet effet étant purement géométrique, le schéma 1.7 aidera certainement à ce que le lecteur le comprenne.

Dans le cas où très peu de bases sont disponibles et parce qu'elles s'obtiennent pour une fréquence spatiale au lieu d'une infinité, les observations interférométriques ne délivrent pas des images mais des franges d'interférences. De plus, celles-ci ne délivrent pas directement une information astrophysique fiable car

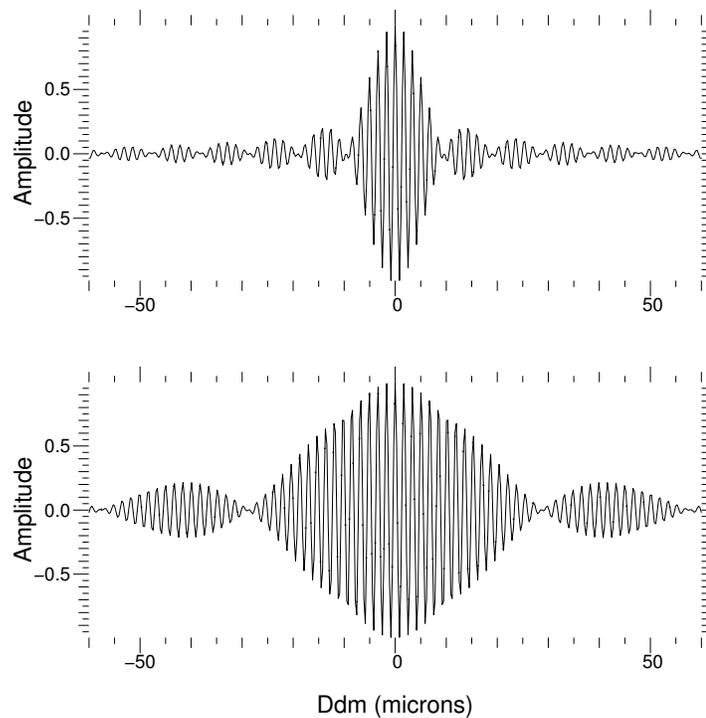


FIG. 1.6 – Franges d’interférence obtenues pour un filtre uniforme centré sur 1,7 micron, de largeur 0,6 micron (figure du haut) et 0,2 micron (figure du bas). L’enveloppe modulante des franges est un sinus cardinal dans le cas simple où le produit de la fonction de transmission du filtre et du spectre de la source est une fonction porte. On s’aperçoit que les franges s’observent dans une largeur de cohérence centrée sur la différence de marche nulle. Ceci s’oppose radicalement avec le cas monochromatique où les franges sont localisées sur un intervalle de différence de marche allant de $+$ à $-$ l’infini.

elles sont obtenues au moyen d’une instrumentation imparfaite et dans des conditions imparfaites.

1.3 L’observation interférométrique en pratique : problèmes physiques et solutions instrumentales

1.3.1 La turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique génère des défauts de phase aléatoires qui affectent la qualité d’un faisceau lumineux. A l’échelle d’une pupille, nous avons vu que l’optique adaptative permettait de corriger ces effets. Lorsqu’on recombine deux pupilles, les fluctuations restantes après correction par optique adaptative engendrent une perte de corrélation entre les deux faisceaux. Dans le but de diminuer cette perte de cohérence spatiale, on a envisagé d’utiliser des fibres optiques

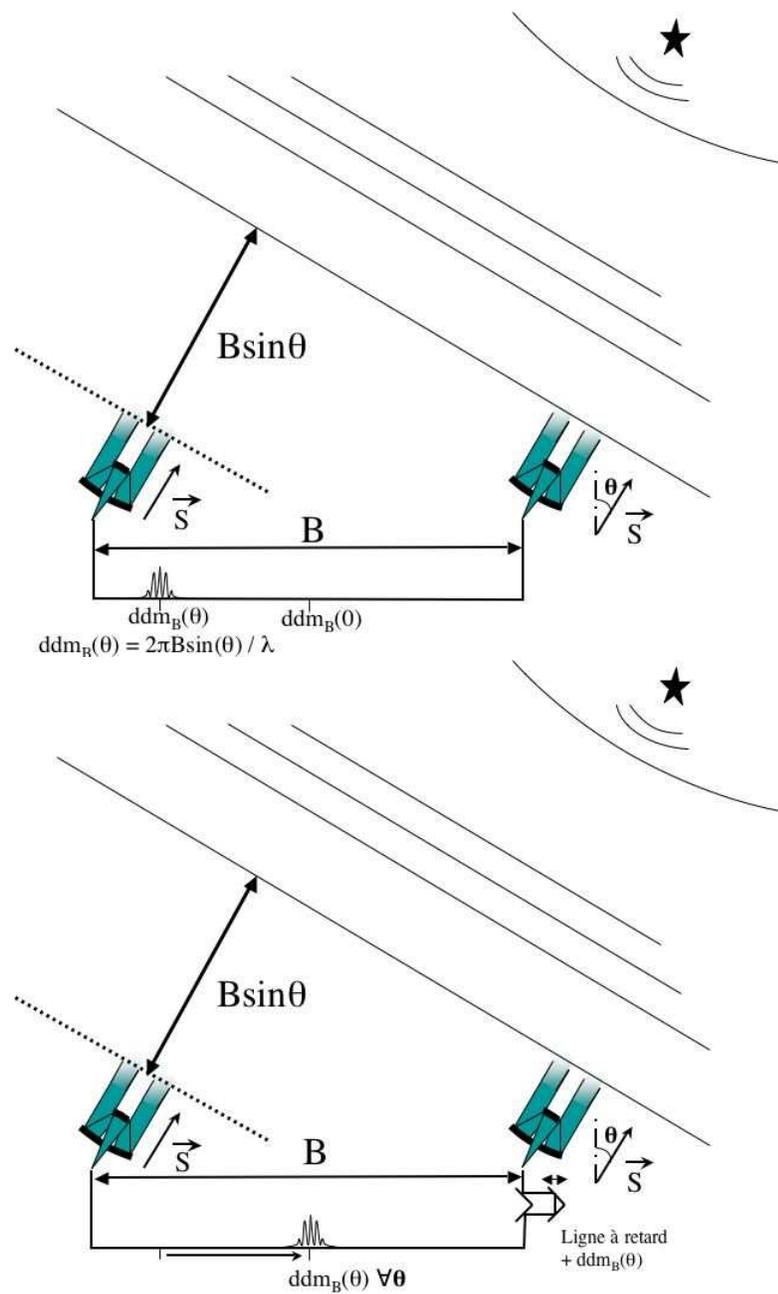


FIG. 1.7 – Schéma de principe d'une ligne à retard (LAR). En haut : pas de LAR, la position de l'objet dans le ciel fait varier la position de différence de marche nulle. En bas : la LAR corrige cet effet. En réalité en fonction de l'orientation de la source dans le ciel, la ou les lignes à retards peuvent introduire un retard pour l'un ou l'autre des télescopes.

- déjà utilisées en spectroscopie pour le transport pratique des faisceaux - afin de

filtrer spatialement les fluctuations de phase et « lisser » les effets de la turbulence sur chaque faisceau.

Grâce à une structure en saut d'indice de réfraction (un cœur et une gaine) et selon la longueur d'onde utilisée, ces guides d'ondes transmettent uniquement le rayonnement selon ce qu'on appelle des modes. On peut donc les utiliser comme filtre (voir une explication plus détaillée dans Ruilier (1999) et les références que cette thèse contient). Les fibres optiques monomodes ne transmettent que dans un seul mode (mais toujours avec 2 états de polarisation) qui se nomme mode fondamental et qui est défini par les indices du cœur et de la gaine ainsi que le rayon du cœur. Dès lors que la longueur d'onde utilisée est supérieure à la longueur d'onde de coupure du mode fondamental, la propagation s'effectue dans le cœur de la fibre. On a donc un filtrage selon ce mode. Le fonctionnement d'une fibre monomode se résume alors à une conversion des fluctuations de phase en fluctuations d'intensité.

Avec une précision sur les visibilitées de l'ordre du pourcent ou mieux, l'expérience FLUOR (Coude Du Foresto et al. 1998) sur l'interféromètre IOTA (Traub et al. 2004) a grandement contribué à l'essor des fibres optiques monomodes en astronomie. Elles tendent aujourd'hui à devenir un élément incontournable des interféromètres optiques. Leur capacité de transport et de filtrage spatial permet d'envisager la combinaison de télescopes sur des distances kilométriques, promettant ainsi d'atteindre une résolution inférieure à la milli-seconde d'angle (projet OHANA, Perrin (2006)). Les efforts de développement des fibres concernent principalement les effets de dispersion et de polarisation qui font décroître la cohérence sur des grandes distances. Nous reviendrons ultérieurement au filtrage monomode dans le cadre de l'instrument GRAVITY (chapitre 5).

1.3.2 Un mode particulier de la turbulence : le piston

Le piston atmosphérique est la valeur moyenne de la phase d'une d'onde qui traverse l'atmosphère. A l'échelle d'un télescope, cette phase montre des écarts autour de sa moyenne et l'optique adaptative sert à compenser ces écarts pour que la variance de la phase soit annulée à tous les ordres. Le piston atmosphérique n'est donc pas vu et pas corrigé par l'optique adaptative.

Parce que les télescopes d'un interféromètre sont éloignés, ils voient des moyennes différentes. Ces différences de piston entre les télescopes, ce piston différentiel, se traduisent par une différence de longueur de chemin optique dans l'interféromètre et décale la position de différence de marche nulle et donc celle des franges comme l'illustre le schéma 3.17.

Premier mode de la turbulence atmosphérique, le piston différentiel (désigné communément par le terme piston) varie à l'échelle de la milli-seconde de temps. Colavita (1985) définit le temps de cohérence interférométrique par la durée pendant laquelle la variance du piston a varié d'un radian carré et vaut :

$$T_0 = 0.81 \times \frac{r_0}{V} \quad (1.21)$$

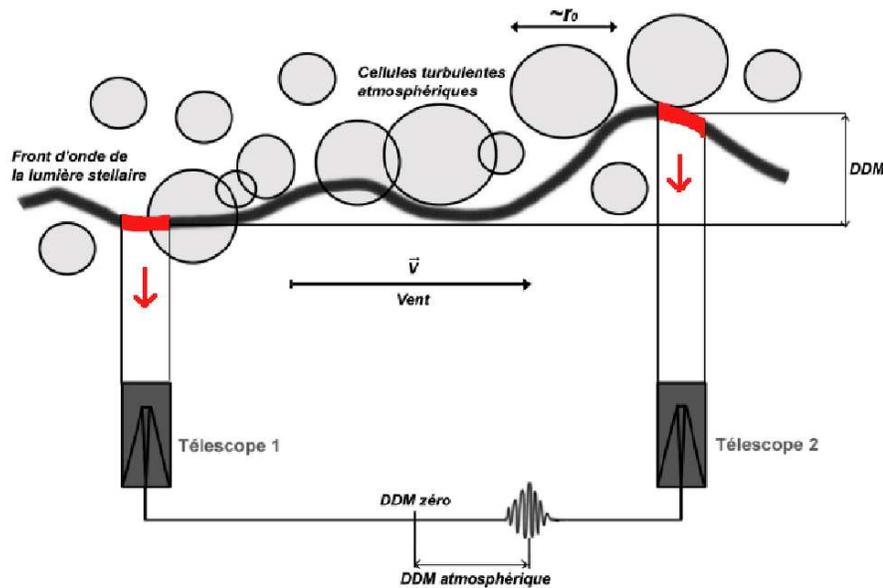


FIG. 1.8 – Schéma illustrant l'impact du piston atmosphérique sur la différence de marche nulle. Extrait de Kervella (2001).

Avec V la vitesse de la couche turbulente et r_0 , le paramètre de Fried.

Une étude détaillée des propriétés des effets de la turbulence et notamment du piston différentiel peut être trouvée dans Roddier (1981). On retiendra notamment une expression de l'écart type du piston différentiel :

$$\sigma_p = \frac{2.62}{2\pi} \lambda \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/6} \quad (1.22)$$

où D est ici la base. Il est à noter que r_0 variant comme $\lambda^{6/5}$, la variance (spatiale) du piston est achromatique. Un spectre temporel moyen du piston différentiel est reporté dans Conan et al. (1992). Il est composé de quatre régions délimitées par trois fréquences de coupure qui dépendent de la vitesse de la couche turbulente, de l'échelle externe, de la base et du diamètre des ouvertures. Une séquence de piston simulée pour des conditions atmosphériques moyennes et dérivée de ces statistiques donne une allure de son comportement temporel sur la figure 1.9.

L'effet du piston est particulièrement problématique quand l'on souhaite intégrer des franges d'interférences. Si l'enregistrement couvre plusieurs temps de cohérence du piston, le paquet de franges final, issu de la somme de paquets de franges centrés à différentes positions, est dégradé, le contraste peut devenir nul et l'information astrophysique perdue.

La technique dite du suivi de franges permet de contrecarrer cet effet nuisible. Elle consiste à utiliser un algorithme qui va calculer la position des paquets de franges et envoyer une commande aux lignes à retard pour recentrer le paquet

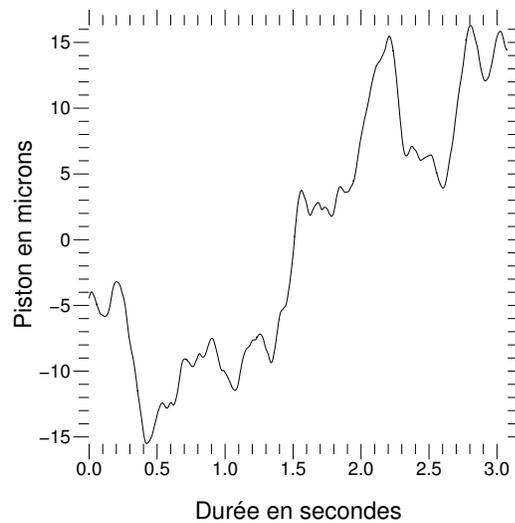


FIG. 1.9 – Variation du piston différentiel pour une base de 30 mètres à 1,65 microns et correspondant à un r_0 de 42 cm dans le visible

(cohérence) à la différence de marche nulle. Les efforts développés dans ce sens sur l'interféromètre IOTA ont permis de réduire les barres d'erreur d'un facteur 3 sur l'estimateur de phase de la visibilité (Pedretti et al. 2004).

On peut aussi observer une autre source hors-axe, c'est la technique de référence de phase. Suivant la même philosophie que l'optique adaptative, on va chercher à compenser en temps réel (ou du moins aussi vite que possible) le déplacement des franges après l'avoir estimé. Ceci est possible grâce à l'emploi d'un second recombineur, le senseur de piston, qui va mesurer la valeur du piston (dans un champ isopistonique²), et de lignes à retard différentielles, les actionneurs, qui vont compenser ce piston différentiel afin que le paquet de franges soit stabilisé sur le recombineur scientifique (voir schéma 1.10).

Ce procédé est à la base du fonctionnement de l'instrument PRIMA (Delplancke 2008) qui est en cours d'installation au VLT de l'ESO au Chili. Un des points critiques d'un tel système est de fournir une analyse et une commande suffisamment rapides. Ce qui trouve une limite quand le temps de cohérence est trop faible (de l'ordre de la milli-seconde). Une fois opérationnel, ce système permettra d'augmenter le temps d'intégration. L'interférométrie longues-poses pourra alors permettre d'étudier jusqu'à des objets de magnitude 20 dans le proche infrarouge. Le fait de pouvoir stabiliser précisément les franges assure aussi une précision astrométrique inenvisageable sans ce système. Ce dernier point se révèle particulièrement important pour nombre d'applications astronomiques comme la mesure d'orbites stellaires par exemple.

²défini comme le rayon angulaire d'une région circulaire où l'effet du piston réduit le contraste des franges au maximum à 80% de sa valeur non perturbée (Esposito et al. 2000)

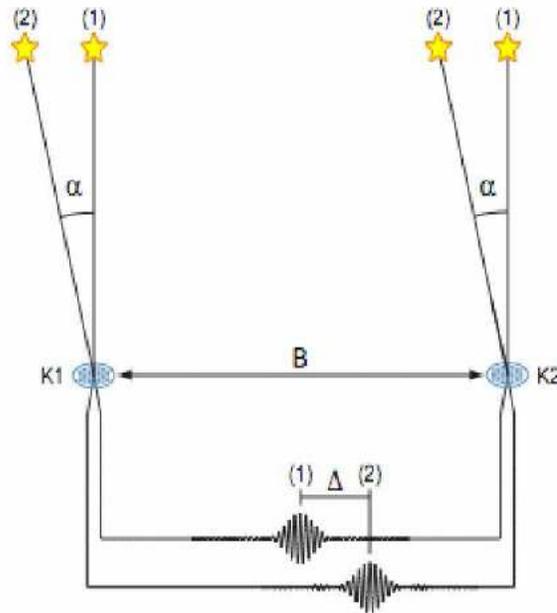


FIG. 1.10 – Principe de la référence de phase. Premièrement, on mesure le piston en observant le déplacement des franges d'interférences d'une source de référence hors axe (source 2). Deuxièmement et grâce à ces mesures, on annule ainsi les effets du piston sur des franges de la source scientifique (source 1).

1.3.3 Le bruit de détection

En invoquant la nature corpusculaire de la lumière, on peut assimiler un faisceau lumineux à un flux d'événements suivant la distribution de Poisson. Comme tout signal de ce type, l'intensité lumineuse est soumise à un bruit, le bruit de photon. De plus, la détection en infrarouge est soumise au bruit de lecture ainsi qu'au courant d'obscurité du détecteur. L'ensemble de ces bruits se nomme bruit de détection. La visibilité étant calculée à partir de mesures d'intensité, elle est biaisée par ce bruit noté b . Si l'on note V_m la visibilité mesurée et V la visibilité non-biaisée par le bruit de photon et qu'on symbolise l'opération de moyenne temporelle par $\langle \rangle$, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 V_m &= V + b \\
 \langle V_m \rangle &= \langle V + b \rangle \\
 \langle V_m^2 \rangle &= \langle V^2 \rangle + 2 \langle V.b \rangle + \langle b^2 \rangle \\
 \langle V^2 \rangle &= \langle V_m^2 \rangle - N_p
 \end{aligned}
 \tag{1.23}$$

où N_p est le nombre total de photons. Le fait d'estimer $\langle V^2 \rangle$ plutôt que $\langle V \rangle$ permet donc de soustraire le biais dû au bruit de détection. Le bruit de détecteur peut être soustrait en utilisant des scans du courant d'obscurité (obtenus quand les « shutters » sont fermés). Le bruit de photon étant un bruit blanc, il est facilement identifiable dans l'espace fréquentiel car il n'a pas de particularité

spectrale. C'est donc dans ce domaine que sera estimé le module carré de la visibilité. Le procédé de soustraction du bruit de photon dans le cas de l'utilisation de fibres optiques monomodes est décrit par Perrin (2003).

1.3.4 Fonction de transfert interférométrique

L'atmosphère n'est pas la seule source de perte de contraste. La qualité des faisceaux est dégradée à l'intérieur de l'instrument par différents phénomènes qu'il s'agisse par exemple de turbulence dans les lignes à retard, de polarisation différentielle ou de dispersion différentielle.

On exprime la perte de contraste instrumental par ce qu'on appelle la fonction de transfert interférométrique T qui se définit par le rapport entre la visibilité théorique V_{etalon} d'une source dont on connaît le diamètre (l'étalon) et le facteur de cohérence qu'on mesure effectivement avec l'instrument, μ_{etalon} . Pour les raisons de biais expliquées précédemment, on mesure ces quantités de façon quadratique :

$$T^2 = \frac{\mu_{etalon}^2}{V_{etalon}^2} \quad (1.24)$$

Le facteur de cohérence d'un objet scientifique peut alors être étalonné par cette fonction de transfert afin d'obtenir la visibilité de l'objet :

$$V_{objet}^2 = \frac{\mu_{objet}^2}{T^2} \quad (1.25)$$

L'étalon doit être sans structure, sans compagnon et non résolu par l'interféromètre afin de présenter un grand contraste aisément mesurable. Les étalons sont donc choisis en fonction de leur taille (établie à partir de méthodes spectrophotométriques, Mérand et al. 2005) puisqu'ils ne doivent pas être résolus par l'interféromètre, de leur brillance et de leur type spectral (des différences d'estimation de phase ont été mesurées pour des étalons de même taille et de types spectraux différents Monnier et al. 2006). Il faut aussi qu'ils ne soient pas trop distant de la source afin de pouvoir les pointer rapidement, de disposer d'une certaine stabilité instrumentale et de paramètres similaires de turbulence atmosphérique. Un bon étalonnage consiste à alterner judicieusement les mesures faites sur la source scientifique et sur l'étalon. Ce n'est parfois pas tout le temps possible en raison des conditions d'observations (nuages, lever du soleil, etc). Un catalogue d'étalons pour l'interférométrie astronomique peut être trouvé dans l'article de Mérand et al. (2006).

1.3.5 La clôture de phase

La visibilité d'un objet est complexe et reconstruire sa distribution d'intensité spatiale implique la connaissance de la phase de la visibilité. Elle repère la position de la frange blanche (la frange la plus brillante) mais est elle aussi affectée par l'atmosphère. En effet, l'atmosphère turbulente perturbe le front d'onde

de l'objet observé. Pour chaque base d'un interféromètre à trois télescopes, l'information de phase est biaisée par la différence entre les valeurs moyennes des phases que perçoit chaque télescope individuelles nommées ici les ϵ_i ($i=1,2,3$). Voir schéma 1.11.

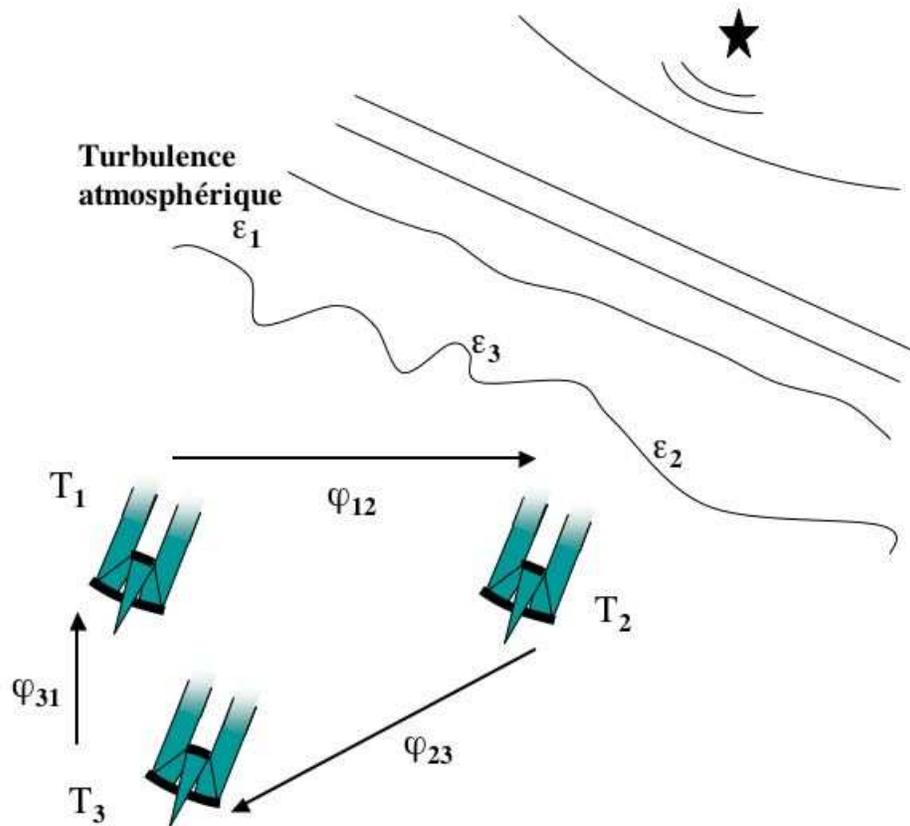


FIG. 1.11 – Schéma d'un interféromètre à trois télescopes mesurant une clôture de phase.

La clôture de phase permet d'obtenir une information de phase non-biaisée par les effets atmosphériques. Utilisée en radio puis appliquée à l'optique (Jennison 1958), le principe est simple : il suffit d'additionner les phases correspondant aux bases d'un triangle formé par les télescopes. On a pour chaque base :

$$\varphi_{12} = \varphi_{12}^{objet} + \epsilon_2 - \epsilon_1 + \epsilon_{12} \quad (1.26)$$

$$\varphi_{23} = \varphi_{23}^{objet} + \epsilon_3 - \epsilon_2 + \epsilon_{23} \quad (1.27)$$

$$\varphi_{31} = \varphi_{31}^{objet} + \epsilon_1 - \epsilon_3 + \epsilon_{31} \quad (1.28)$$

où les termes ϵ_{ij} (i et $j=1,2,3,i \neq j$) représentent les termes différentiels de phase entre les télescopes i et j propres à l'instrument (présents sans turbulence). D'où la relation de clôture :

$$\varphi_{123} = \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} = \varphi_{12}^{objet} + \varphi_{23}^{objet} + \varphi_{31}^{objet} + \epsilon_{12} + \epsilon_{23} + \epsilon_{31} \quad (1.29)$$

Il reste donc les termes différentiels entre télescopes qu'il est possible d'étalonner en observant un point source, l'étalon déjà mentionné auparavant au sujet de la mesure du contraste instrumental.

On a donc au final la relation :

$$\varphi_{123} - (\epsilon_{12} + \epsilon_{23} + \epsilon_{31}) = \varphi_{12}^{objet} + \varphi_{23}^{objet} + \varphi_{31}^{objet} \quad (1.30)$$

appelée clôture de phase (étalonnée) qui est l'estimateur de phase non-biaisé d'un interféromètre à trois télescopes.

Pour un interféromètre à N télescopes, $(N-1)(N-2)/2$ mesures de clôtures de phase indépendantes sont disponibles. Une clôture de phase égale à 0 (modulo π) témoigne d'une symétrie centrale de la distribution d'intensité de l'objet. Une clôture différente de ces valeurs est l'indicateur qu'une asymétrie a été résolue. L'interprétation de la localisation et de la nature de l'asymétrie reste cependant délicate car trois bases sont mises en jeu. Comme la visibilité, la phase est chromatique. Dans le chapitre suivant, nous verrons que dans certains cas la largeur de la bande spectrale peut engendrer un biais sur la mesure de clôture de phase en présence de piston différentiel non-correcté.

La réduction de données sera abordée plus en détail dans le chapitre suivant à travers l'observation de la supergéante rouge Bételgeuse avec l'interféromètre IOTA.

1.4 Les interféromètres au sol

Tous les interféromètres optiques au sol présentent globalement une constitution similaire car ils répondent aux mêmes besoins décrits plus haut. Cependant, leur anatomie diffère évidemment par des caractéristiques techniques comme le nombre de télescopes à recombinaison, leurs ouvertures, leurs bases, leurs longueurs d'ondes de fonctionnement et par des choix technologiques comme la façon de traiter la turbulence ou le mode de recombinaison. Par exemple, pour cette étape-clé qu'est la recombinaison, il y a beaucoup de possibilités. Elle peut être spatiale (dans le plan image, comme pour les trous d'Young) ou temporelle (dans le plan pupille, interféromètre de Michelson). L'avantage de la première méthode est d'être simple car à l'opposé de la seconde, il n'est nul besoin de balayer en différence de chemin optique pour observer les franges. Il y a ensuite plusieurs façons de recombinaison temporellement ou spatialement les faisceaux (tout-en-un ou par paires) ainsi que plusieurs solutions technologiques comme l'optique de volume ou l'optique intégrée (à laquelle nous reviendrons dans le chapitre 5).

Acronyme	Pays	Ntels	Diamètre des ouvertures(cm)	Base max. (m)	λ (microns)
ISI	EU	3	165	30	10
COAST	Angleterre	5	40	22	0,4 - 2,2
SUSI	Australie	2	14	640	0,4 - 0,66
<i>IOTA*</i>	EU	3	45	38	0,5 - 2,2
NPOI	EU	6	60	435	0,45 - 0,85
CHARA	EU	6	100	335	0,45 - 2,4
VLTI -AT	Europe	3-4	180	202	0,45 - 12

TAB. 1.1 – Interféromètres optiques au sol en activité pendant la période 2005-2008 (première classe). *Ce tableau inspiré de Meimon (2005) inclut l’interféromètre IOTA qui a cessé ses opérations au moins de juillet 2006.

En résumé, les interféromètres sont en pleine phase de croissance technologique. Beaucoup d’idées sont mises à l’épreuve et des concepts comme l’optique intégrée ou les fibres monomodes tendent à devenir les options de série des futurs interféromètres. Pour conclure ce chapitre d’introduction, cette section présente les interféromètres au sol que j’ai divisés en deux classes.

1.4.1 Les interféromètres à petites ouvertures

La première classe est celle des interféromètres dont le diamètre des télescopes est de l’ordre du mètre. Le tableau 1.1 présente leurs principales caractéristiques. Leurs faibles ouvertures ne requièrent qu’une correction d’optique adaptative aux premiers ordres (essentiellement le tip-tilt) pour approcher la limite de diffraction. Les programmes scientifiques concernent essentiellement des sources brillantes et leurs problématiques astrophysiques les plus communes sont :

- surfaces stellaires (mesure de diamètre, assombrissement centre-bord, aplatissement rotationnel)
- l’environnement des objets jeunes : géométrie de disque
- systèmes doubles : séparation, diamètre des composantes
- étoiles évoluées : environnement, couches moléculaires, asymétries.

1.4.2 Les interféromètres à grandes ouvertures

L’un des intérêts de recombinaison des télescopes géants de la classe décimétrique est d’accéder à des objets très éteints comme les noyaux actifs de galaxies et le voisinage des trous noirs. La sensibilité et la résolution maximum de tels interféromètres s’obtiennent à des coûts bien supérieurs aux interféromètres de petites ouvertures car beaucoup de sous-systèmes se complexifient énormément avec l’augmentation de la taille de la pupille (l’optique adaptative notamment). Il y en a donc moins et sont souvent gérés par des consortia de plusieurs pays. Je les présente dans le tableau 1.2. Les grands télescopes n’étant pas déplaçables, la

Acronyme	Pays	Ntels	Diamètre des ouvertures(m)	Base max. (m)	λ (microns)
VLTI -UT	Europe	3-4	8	130	0,45-12
LBTI	EU/Italie	2	8,4	23	1,6- 3,5
KI	EU	2	10	85	1,6 -3,5

TAB. 1.2 – Interféromètres optiques au sol en activité pendant la période 2005-2008 (deuxième classe).

couverture du plan u-v est assez pauvre. Ces interféromètres commencent donc à s'étendre avec des télescopes auxiliaires de plus petites ouvertures. Le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) accueillera bientôt (d'ici 2012) des instruments de seconde génération, dont le projet GRAVITY (chapitre 5), qui permettront la recombinaison des 4 télescopes de 8 mètres.

Dans ce paysage des grands interféromètres 'OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy, signifie également « famille » en langue hawaïenne, figure 1.12) fait figure d'exception. Il vise à recombinaison par le moyen de fibres monomodes, l'ensemble des 7 télescopes du Mauna Kea qui n'ont pas du tout été conçus dans un but interférométrique. Le projet est en train de démontrer la faisabilité de la recombinaison de télescopes de types différents et séparés par des distances hectométriques voire proche du kilomètre.



FIG. 1.12 – Parc de télescopes du mont Mauna Kea (Hawaï) que le projet 'OHANA vise à recombinaison.

Bibliographie

- Babcock, H. W. 1953, *PASP*, 65, 229
- Colavita, M., Atmospheric limitations of a two-color astrometric interferometer, Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology, 1985
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., & Lowrance, P. 2005, *A&A*, 438, L25
- Conan, J. M., Madec, P. Y., & Rousset, G. 1992, *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, 475
- Coude Du Foresto, V., Perrin, G., Ruilier, C., Mennesson, B. P., Traub, W. A., & Lacasse, M. G. 1998, *Proc. SPIE*, 3350, 856
- Delplancke, F. 2008, *New Astronomy Review*, 52, 199
- Dravins, D., Lindegren, L., Mezey, E., & Young, A. T. 1997, *PASP*, 109, 725
- Dravins, D., Lindegren, L., Mezey, E., & Young, A. T. 1997, *PASP*, 109, 173
- Dravins, D., Lindegren, L., Mezey, E., & Young, A. T. 1998, *PASP*, 110, 610
- Esposito, S., Riccardi, A., & Femenía, B. 2000, *A&A*, 353, L29
- D. L. FRIED, "Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures," *J. Opt. Soc. Am.* 56, 1372-1379 (1966)
- Glanc, M., Lacombe, F., Vabre, L., & Bellmann, C. 2006, *Visions for Infrared Astronomy, Instrumentation, Mesure, Métrologie*, 389
- Jennison, R. C. 1958, *MNRAS*, 118, 276
- Kervella, P., Interférométrie optique avec le VLT. Application aux étoiles céphéides, 183 pages, Thèse de doctorat, Université Paris VII-Denis Diderot, 2001.
- Lawson, P. R. 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*, 113
- Meimon, S., Reconstruction d'images astronomiques en interférométrie optique, 195 pages, Thèse de doctorat, Université PARIS SUD, 2005

- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé Du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé Du Foresto, V. 2006, *A&A*
- Michelson, A. A. 1891, *PASP*, 3, 274 , 447, 783
- Monnier, J. D., et al. 2006, *ApJ*, 647, 444
- New Astronomy Reviews*, Volume 51, Issues 8-9, 563-730.
- Perrin, G. 1997, *A&AS*, 121, 553
- Perrin, G. 2003, *A&A*, 398, 385
- Perrin, G. 2006, *Visions for Infrared Astronomy, Instrumentation, Mesure, Métrologie* , 277
- Perrin, G., et al. 2006, *Science*, 311, 194
- Pedretti, E., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5491, 540
- Roddier, F. 1981, *Progress in optics. Volume 19*. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376., 19, 281
- Roddier, F., Gilli, J. M., & Vernin, J. 1982, *Journal d'Optique*, 13, 63
- Rousset, G., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4839, 140
- Ruilier, C., *Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes. Contributions à l'instrument FLUOR*, 274 pages, Thèse de doctorat, Université PARIS VII-Denis Diderot, 1999
- Tango, W. J. 1998, *PASP*, 110, 995
- Traub, W. A., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5491, 482

Première partie :
Imagerie interférométrique de Bételgeuse

CHAPITRE 2

Les supergéantes rouges

Sommaire

2.1	Intérêt de l'étude des étoiles massives	57
2.2	Les supergéantes	58
2.2.1	La convection	59
2.2.2	Les couches moléculaires	59
2.2.3	Les atmosphères	60
2.2.4	La perte de masse	60
2.3	Bételgeuse	61
2.3.1	Introduction à l'objet	61
2.3.2	La photosphère convective	62
2.3.3	L'environnement de poussière	62
2.3.4	La couche moléculaire	63
2.3.5	Les asymétries observées	64
2.4	Les problématiques actuelles, le contexte de ma thèse	64

2.1 Intérêt de l'étude des étoiles massives

Les étoiles massives (masse supérieure à $10M_{\odot}$) sont des moteurs de l'évolution des galaxies. Ces étoiles et leurs descendants, les objets de Wolf-Rayet, sont des acteurs majeurs du rayonnement UV et génèrent un rayonnement dans l'infrarouge lointain à travers le chauffage de la poussière. De plus, leurs vents stellaires sont d'importantes sources d'énergie mécanique. Etant les progéniteurs de supernovae de type II, les étoiles massives sont des agents de nucléosynthèse des éléments les plus lourds. Elles enrichissent le milieu interstellaire et participent donc à l'initiation du processus de formation stellaire. L'évolution des étoiles massives est par conséquent un des piliers de l'exploration de l'Univers local et plus lointain.

Jusqu'au milieu des années 1970, le problème de l'évolution des étoiles massives apparaissait comme totalement élucidé. Grâce à de simples descrip-

tions, on expliquait comment les étoiles massives quittaient la séquence principale pour exploser en supernovae de type II après avoir passé le stade de supergéantes rouges. Cependant, de récents faits observationnels semblent témoigner d'une évolution plus complexe, où la perte de masse et la métallicité initiale (en plus de la fonction de masse initiale) jouent un rôle déterminant (Maeder & Conti 1994).

En effet, au fur et à mesure des observations, une borne supérieure de luminosité ($M_{bol}=-10$) s'est peu à peu dessinée sur le diagramme de Hertzsprung-Russell. Humphreys & Davidson (1979) ont attiré l'attention sur cette frontière empirique et sa signification physique sur l'évolution des étoiles massives. Ces chercheurs ont suggéré que cette limite supérieure de luminosité pouvait s'expliquer par une rapide perte de masse. Il s'est avéré que toutes les étoiles se situant près de cette limite se révèlent hautement instables et témoignent des plus hauts taux de perte de masse (de Jager 1984; de Jager et al. 1988). De telles étoiles extragalactiques possédant une luminosité proche de cette limite empirique ont alors été envisagées alors comme de potentielles chandelles standards et indicateurs de distance à travers l'Univers (Humphreys 1983).

2.2 Les supergéantes

Afin d'atteindre l'équilibre hydrostatique, les étoiles massives doivent produire une grande quantité d'énergie pour compenser leur gravité élevée. Le cœur de l'étoile composé d'hydrogène brûle en hélium en quelques millions d'années. L'objet évolue sur la séquence principale du diagramme HR jusqu'au moment où le cœur dépourvu d'hydrogène se contracte. L'enveloppe d'hydrogène s'étend, pouvant atteindre jusqu'à plusieurs centaines de rayons solaires, et se refroidit en surface, l'étoile devient une supergéante. Selon l'extension et la température atteintes, on parle soit de supergéante rouge ou de supergéante bleue. Voir figure 2.1.

Si la masse du cœur d'hélium est suffisante, débute la fusion de cet hélium en carbone. Proche du cœur se produit la fusion en couche de l'hydrogène. Cette phase dure environ un million d'années pour une étoile de $15M_{\odot}$. Puis s'enchaîne la fusion du carbone en oxygène puis en silicium (quelques centaines d'années) et finalement la fusion du silicium en fer qui dure seulement une fraction d'année. Si l'étoile a construit un cœur de fer suffisamment important, c'est-à-dire qui excède la masse de Chandrasekhar de $1,44 M_{\odot}$, il s'effondre en une étoile à neutron ou un trou noir (Chiavassa 2008) en expulsant son enveloppe sous la forme d'une supernova de type II (Woosley & Weaver 1986). Il existe des supergéantes de tous les types spectraux, du type O au type M. Une supergéante bleue est jeune tandis qu'une supergéante rouge est plus évoluée. Cependant on observe des supernovae dont les progéniteurs seraient des supergéantes bleues (Langer et al. 1989). On pense aujourd'hui que grâce à certains processus comme la perte de masse, elles pourraient effectuer des allers-retours sur la branche horizontale avant d'évoluer en supernova ou en étoile de Wolf-Rayet (Brunish & Truran 1982).

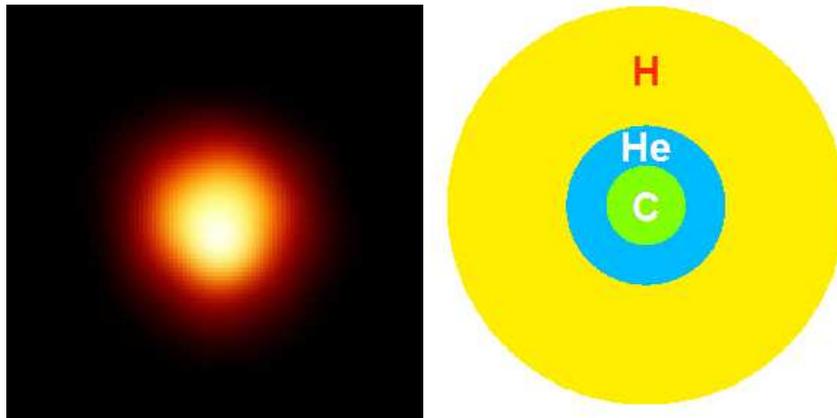


FIG. 2.1 – **Gauche** : Bételgeuse (α Orionis) vue par le télescope spatial Hubble (Gilliland & Dupree 1996). Son diamètre est d'environ 7,8 unités astronomiques (taille d'un diamètre de 40 msa à 200 pc). **Droite** : Schéma de la composition interne d'une supergéante. Après une phase de contraction, et donc un fort réchauffement, l'hélium est converti en carbone et oxygène dans le coeur stellaire. L'hydrogène brûle en couche.

En résumé, l'évolution des supergéantes est difficile à modéliser car la masse initiale, la perte de masse et la métallicité sont autant de paramètres dont l'influence sur le destin de ces objets reste méconnue. L'impact de la perte de masse sur l'évolution des supergéantes est illustré par des simulations de courbes isochrones (figure 2.2, Brunish & Truran 1982).

2.2.1 La convection

On connaît depuis longtemps la nature granuleuse de la surface du Soleil. Une telle structure est aussi prédite à la surface de supergéantes rouges (SGR) à cause du phénomène de convection. Schwarzschild (1975) extrapole la convection à partir du cas solaire et avance qu'en raison de leur grande taille, seul un nombre limité (une dizaine) de granules (cellules de convections) peuvent exister simultanément sur la photosphère des SGR. L'échelle des éléments convectifs dominants à la surface des SGR est toujours aujourd'hui mal contrainte. Le phénomène de convection se traduit par la présence d'asymétries et de décalage dans les raies spectrales (Dravins 1982). Plusieurs observations notamment de Bételgeuse (voir section suivante) mettent en évidence des inhomogénéités dans la brillance de l'objet dont l'origine pourrait être la convection.

2.2.2 Les couches moléculaires

Autour des SGR, il peut exister des couches moléculaires appelées « MOL-sphères » et introduites par Tsuji (1988). Ces enveloppes sont situées à quelques

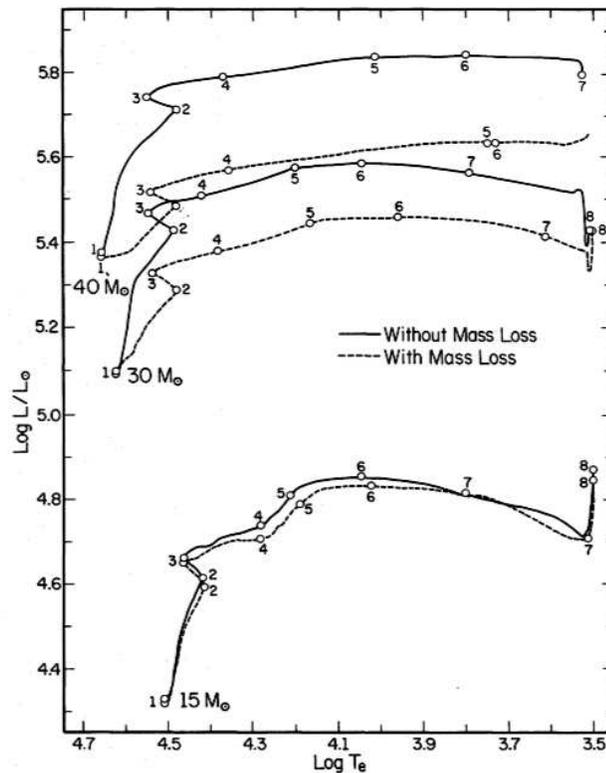


FIG. 2.2 – Isochrones pour des modèles d'étoiles de 15, 30 et 40 M_{\odot} avec et sans perte de masse dans le diagramme HR. Extrait de Brunish & Truran (1982).

rayons ou fractions de rayon stellaire au-dessus de la photosphère. Pour les cas de μ Cep, α Her et α Ori, elles ont permis d'interpréter des données interférométriques en modélisant les visibilité observées comme la somme d'une photosphère et d'une couche environnante (Perrin et al. 2004; Ohnaka 2004).

2.2.3 Les atmosphères

Les supergéantes rouges sont des étoiles de type spectraux K à M avec une température effective allant de 3450 à 4100K (pour une métallicité solaire, Levesque et al. 2005). A ces températures, des molécules peuvent se former. Les plus importantes espèces moléculaires dans les atmosphères de supergéantes rouges sont CO et CN (entre 1 et 2,5 microns), TiO aux longueurs d'ondes optiques et proche infrarouge et SiO et H₂O dans le proche et moyen infrarouge.

2.2.4 La perte de masse

La phase de supergéante rouge (qui dure environ un million d'années) est caractérisée par une forte perte de masse ($\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, Castor 1993) dont l'origine fait sujet de débats (voir l'article de revue Willson 2000). Ce facteur est

primordial car il détermine la luminosité et le rayon maximum de tous les objets évolués (Miras, supergéantes, Wolf-Rayet). Ce faisant, il détermine aussi la masse de leur descendant et leur fonction de luminosité (naines blanches, nébuleuses planétaires, supernova). Et de plus, il conditionne l'évolution de l'environnement proche de ces objets qui peut être constitué de compagnons planétaires. Le principal phénomène invoqué pour rendre compte de la perte de masse hormis les explosions soudaines des supernovae est le vent stellaire. Un tel flux de matière provenant des couches supérieures de l'étoile et alimentant le milieu interstellaire peut se produire de différentes façons (Willson 2000) :

1. le vent thermique : une température élevée génère une haute pression dans la zone de création du vent. Le vent est créé par le gradient de pression.
2. le vent radiatif : le gaz est conduit par la pression de radiation. Dans les étoiles chaudes, elle est supérieure à la pression du gaz. Celui-ci absorbe le rayonnement sortant des zones chaudes de l'étoile.
3. le vent généré par de la poussière : la poussière absorbe et diffuse très efficacement le rayonnement de l'étoile. Par collision, elle transmet sa quantité de mouvement au gaz qui s'échappe alors de l'étoile.
4. quelle que soit son origine, le vent peut être renforcé par des ondes de choc créées par des pulsations ou des ondes magnétohydrodynamiques (dont les ondes d'Alfvén) qui viennent augmenter la densité, la température du gaz ou lui apporter de la quantité de mouvement. Selon l'endroit où sont générées ces ondes, le vent est soit accéléré soit la perte de masse est plus importante.

Un certain nombre de faits observationnels viennent soutenir ces représentations théoriques des SGR. Je vais, dans la partie qui suit, présenter un ensemble de conclusions issues d'observations de l'étoile α Ori, représentant emblématique des RSG, dont j'ai établi un nouveau diagnostic grâce aux données acquises sur l'interféromètre IOTA (Infrared Optical Telescope Array, Mont Hopkins, Arizona). Ces résultats seront présentés dans les chapitres suivants.

2.3 Bételgeuse

2.3.1 Introduction à l'objet

Située dans la constellation d'Orion, Bételgeuse (α Orionis) est une étoile supergéante rouge de type spectral M2Iab. Bételgeuse est une des étoiles les plus brillantes dans les longueurs d'onde visibles et infrarouges et possède le plus grand diamètre angulaire (environ 43 milli-secondes d'angle en bande H, Perrin et al. 2004). Qualifiée de semi-régulière, elle présente des variations irrégulières de flux de façon périodique. Selon des observations récentes, Hipparcos la situe à une distance de 197 ± 45 pc (Harper et al. 2008). Les résultats obtenus jusqu'à présent permettent de se représenter Bételgeuse comme un ensemble à 3 constituants :

- la photosphère,
- une couche moléculaire constituée de vapeur d'eau, d' Al_2O_3 et possiblement du CO et OH à 0,45 rayon stellaire, et
- une atmosphère de poussière à 20 rayons stellaires constituée de silicates amorphes

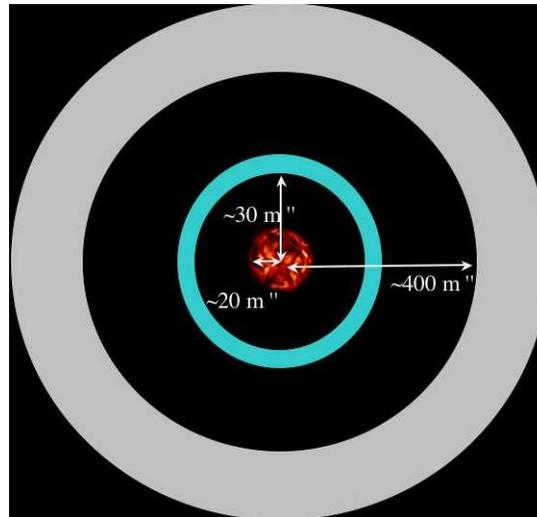


FIG. 2.3 – Schéma de la SGR Bételgeuse représentant sa photosphère, ses couches moléculaires et son atmosphère de poussière.

Une représentation simplifiée de cet objet est présentée figure 2.3. Je vais maintenant détailler chaque constituant.

2.3.2 La photosphère convective

Perrin et al. (2004) modélisent la photosphère de Bételgeuse comme un disque uniforme de température 3641 ± 53 K et de diamètre 42 milli-secondes d'angle en bande K. Comme suggéré par Schwarzschild en 1975, les plus récentes simulations hydro-radiatives des supergéantes (Freytag et al. 2002) anticipent la présence de cellules de convection de grande taille à la surface (Figure 2.4).

2.3.3 L'environnement de poussière

Une autre pièce importante du puzzle Bételgeuse est son atmosphère. Une enveloppe de poussière a été détectée grâce à l'interféromètre ISI à $11,75 \mu\text{m}$. Son bord interne situé à 20 rayons stellaires du cœur de l'étoile, marque la distance à laquelle la condensation de silicates est rendue possible (Danchi et al. 1994). L'environnement de poussière est aussi mis en évidence dans Tatebe et al. (2007) comme étant la source d'une chute de contraste de plus de 40%. Comme pour la

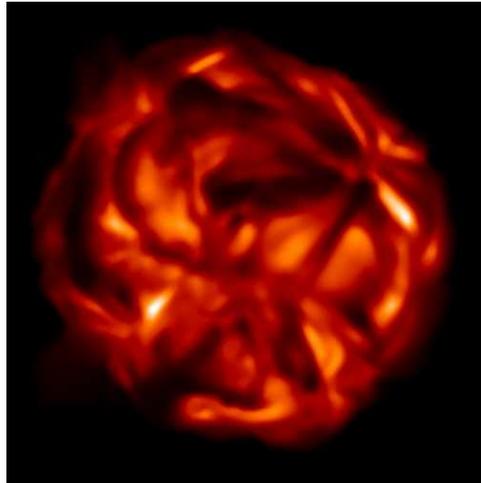


FIG. 2.4 – Carte d'intensité bolométrique de la SGR Bételgeuse simulée à partir du code hydro-radiatif CO5BOLD ².

MOLsphère, l'enveloppe de poussière est modélisée par une structure à symétrie sphérique contenant très probablement des silicates (Verhoelst et al. 2006).

2.3.4 La couche moléculaire

Avec l'expérience du Stratoscope II, Bételgeuse a été détectée dans plusieurs bandes de la vapeur d'eau (Danielson et al. 1965) mais aucune explication n'est proposée à l'époque. Plus récemment, les travaux de Tsuji (Tsuji 2000a,b) suggèrent l'existence d'une couche moléculaire, une MOLsphere, de température effective 1500 ± 500 K et constituée de vapeur d'eau et de CO. Plus tard, Perrin et al. (2004) modélisent une enveloppe gazeuse de température 2055 ± 25 K située à $0,33R_*$ au-dessus de la photosphère afin d'interpréter des données interférométriques en bandes K, L et à 11,15 microns tandis que Ryde et al. (2006) localisent la vapeur d'eau dans la photosphère. Des mesures MIDI ont permis de montrer que la sphère moléculaire ne contient pas seulement de la vapeur d'eau mais aussi du SiO et du Al_2O_3 (alumine). Ce dernier composant étant un type de poussière condensant à haute température sur lequel du SiO peut être adsorbé, il constitue ainsi un site de nucléation pour la poussière de silicate si la température le permet (Verhoelst et al. 2006; Perrin et al. 2007). Nous sommes donc en possession d'un scénario plausible qui expliquerait la présence de silicates sous forme gazeuse dans la couche moléculaire et sous forme de poussière dans l'atmosphère plus éloignée de Bételgeuse :

1. le corundum Al_2O_3 permet d'adsorber le SiO gazeux dans la couche moléculaire.
2. ce corundum soumis à la pression de radiation entraîne le complexe SiO- Al_2O_3 vers l'extérieur de l'étoile.

3. Ayant atteint une distance où la température est suffisamment basse, le SiO condense en poussière enrobant le corandum d' Al_2O_3 .

Ce type de composé a été retrouvé dans des météorites du système solaire, prouvant que ce mécanisme est à l'œuvre dans d'autres endroits de l'Univers (Larimer 1988; Lewis 1995). Ces conclusions sont très encourageantes et les MOL-sphères semblent jouer un rôle clé dans le processus de perte de masse des supergéantes.

2.3.5 Les asymétries observées

De par sa grande taille apparente, on a pu observer la surface de Bételgeuse avec de grands télescopes. Grâce à la technique du masquage de pupille, Wilson et al. (1992, 1997) ainsi que Buscher et al. (1990) ont pu détecter la présence d'asymétries à la surface de Bételgeuse qui représentent jusqu'à 15 ou 20% du flux observé dans le visible. Même si l'origine la plus communément admise est la manifestation du mécanisme de convection, l'hypothèse de la contribution d'un compagnon qui transiterait devant Bételgeuse n'est pas écartée (Buscher et al. 1990). Ces asymétries observées sont en général au nombre de 2 ou 3 et leurs caractéristiques changent avec le temps (avec une échelle de temps de l'ordre de l'année, Wilson et al. 1992). Confortant les observations précédentes, Young et al. (2000) observent des asymétries dans le visible mais rendent compte d'une structure totalement centro-symétrique dans le proche infrarouge (1290 nm, figure 2.5). Tatebe et al. (2007) détectent une asymétrie au bord de la photosphère à 11,15 μm .

2.4 Les problématiques actuelles, le contexte de ma thèse

La preuve d'une géométrie non centro-symétrique contient probablement de l'information soit sur le processus d'éjection de masse, soit sur les variations de température qui occasionnent la formation des grains, ou soit sur l'absorption différentielle résultant de la distribution des grains et du gaz dans la couche moléculaire. En résumé, les structures créant une asymétrie dans la brillance de l'objet pourraient être dues à :

- une absorption variable résultant de la condensation de grains de poussière dans une région asymétrique,
- des cellules de convection,
- des pulsations radiales,
- des inhomogénéités de la couche moléculaire,
- ou des compagnons.

De ce point de vue, les asymétries détectées sont l'indice observationnel clé du processus de perte de masse. Il reste beaucoup d'inconnues comme leur

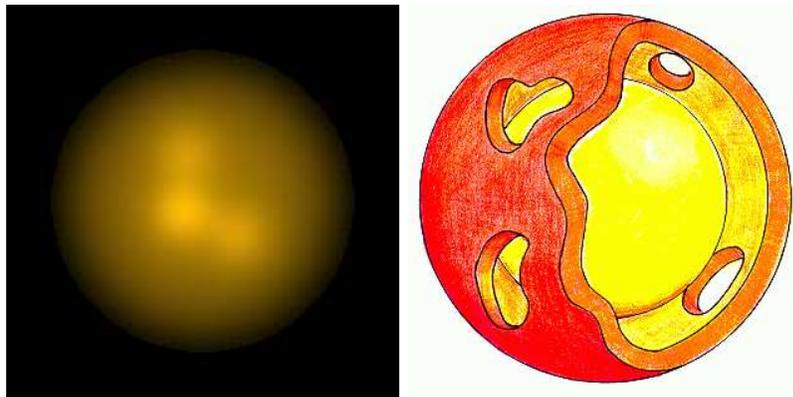


FIG. 2.5 – **Gauche** : Image dans le visible (700 nm) de Bételgeuse obtenue grâce à la technique de masquage de pupille au William Herschel Telescope. **Droite** : Schéma expliquant l'observation d'asymétries dans le visible et non dans l'infrarouge. L'observation en infrarouge rendrait uniquement compte de la partie interne de l'étoile (en jaune) qui est totalement symétrique. Dû à des mouvements convectifs, les couches externes (en rouge) ne seraient pas homogènes et laisseraient entrevoir des parties plus internes dans le visible (source : site de l'instrument COAST, voir aussi Young et al. 2000).

dimension spatiale, leur localisation, leur composition chimique, leurs propriétés dynamiques, leur temps de vie, leur origine...

Si elles sont dues à des inhomogénéités dans la couche moléculaire, elles devraient être visibles dans les bandes moléculaires, la bande H dans le cas de la vapeur d'eau, et être moins présentes dans d'autres bandes spectrales. Si elles sont dues à des structures brillantes ou sombres de la photosphère, des granules de convection par exemple, elles devraient être moins présentes dans les bandes moléculaires, et posséder une taille minimum si élevée que seuls quelques uns de ces éléments occupent la totalité de la surface stellaire à un temps donné (Schwarzschild 1975). La température, déduite de la couleur et de la brillance de l'objet, serait un outil de diagnostic puissant :

Si les asymétries sont un peu plus chaudes ou froides que la photosphère, elles sont probablement localisées à proximité ou à la surface de l'étoile. Si elles sont significativement plus froides, alors elles sont produites dans la couche moléculaire.

Pour étudier ces structures asymétriques, il est nécessaire de faire appel aux techniques de haute résolution angulaire. De par sa taille et sa luminosité, Bételgeuse constitue une cible de choix pour l'interférométrie. C'est par l'observation de cet objet avec l'interféromètre IOTA que ma thèse a débuté.

Bibliographie

- Buscher, D. F., Baldwin, J. E., Warner, P. J., & Haniff, C. A. 1990, *MNRAS*, 245, 7P
- Brunish, W. M., & Truran, J. W. 1982, *ApJ*, 256, 247
- Castor, J. I. 1993, *Massive Stars : Their Lives in the Interstellar Medium*, 35, 297
- Chiavassa, A., *Dynamique Atmosphérique des Supergéantes Rouges*, 352 pages, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2008
- Danchi, W. C., Bester, M., Degiacomi, C. G., Greenhill, L. J., & Townes, C. H. 1994, *AJ*, 107, 1469
- Danielson, R. E., Woolf, N. J., & Gaustad, J. E. 1965, *ApJ*, 141, 116
- Dravins, D. 1982, *ARA&A*, 20, 61
- Freytag, B., Steffen, M., & Dorch, B. 2002, *Astronomische Nachrichten*, 323, 213
- de Jager, C. 1984, *A&A*, 138, 246
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, 72, 259
- Harper, G. M., Brown, A., & Guinan, E. F. 2008, *AJ*, 135, 1430
- Hill, S. J., & Willson, L. A. 1979, *ApJ*, 229, 1029
- Hinkle, K. H., Hall, D. N. B., & Ridgway, S. T. 1982, *ApJ*, 252, 697
- Gilliland, R. L., & Dupree, A. K. 1996, *Stellar Surface Structure*, 176, 165
- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1979, *ApJ*, 232, 409
- Humphreys, R. M. 1983, *ApJ*, 269, 335
- Larimer, J. W. 1988, *Meteoritics*, 23, 284
- Langer, N., El Eid, M. F., & Baraffe, I. 1989, *A&A*, 224, L17
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., Plez, B., Josselin, E., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *ApJ*, 628, 973

- Lewis, J. S. 1995, San Diego : Academic Press, 1c1995,
- Maeder, A., & Conti, P. S. 1994, *ARA&A*, 32, 227
- Ohnaka, K. 2004, *A&A*, 421, 1149
- Perrin, G., et al. 2007, *A&A*, 474, 599
- Perrin, G., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., Mennesson, B., Traub, W. A., & Lacasse, M. G. 2004, *A&A*, 418, 675
- Ryde, N., Harper, G. M., Richter, M. J., Greathouse, T. K., & Lacy, J. H. 2006, *ApJ*, 637, 1040
- Schwarzschild, M. 1975, *ApJ*, 195, 137
- Soker, N., & Kastner, J. H. 2003, *ApJ*, 592, 498
- Tatebe, K., Chandler, A. A., Wishnow, E. H., Hale, D. D. S., & Townes, C. H. 2007, *ApJ*, 670, L21
- Tsuji, T. 1988, *A&A*, 197, 185
- Tsuji, T. 2000, *ApJ*, 538, 801
- Tsuji, T. 2000, *ApJ*, 540, L99
- Verhoelst, T., et al. 2006, *A&A*, 447, 311
- Weiner, J. 2004, *ApJ*, 611, L37
- Willson, L. A. 2000, *ARA&A*, 38, 573
- Wilson, R. W., Dhillon, V. S., & Haniff, C. A. 1997, *MNRAS*, 291, 819
- Wilson, R. W., Baldwin, J. E., Buscher, D. F., & Warner, P. J. 1992, *MNRAS*, 257, 369
- Wing, R. F., & Spinrad, H. 1970, *ApJ*, 159, 973
- Wood, P. R. 1979, *ApJ*, 227, 220
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1986, *ARA&A*, 24, 205
- Young, J. S., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 635

CHAPITRE 3

Observations interférométriques de Bételgeuse sur IOTA.

Sommaire

3.1	L'interféromètre IOTA	70
3.1.1	Présentation de l'interféromètre IOTA	70
3.1.2	Fonctionnement d'IOTA	70
3.2	Les observations de Bételgeuse avec IOTA	74
3.2.1	Déroulement des observations	74
3.2.2	La réduction des données	78
3.2.3	Présentation des données réduites	80
3.2.4	Etude de l'effet de la largeur de bande spectrale sur la clôture de phase	87

Bételgeuse est l'étoile de plus grande taille angulaire qui ait été résolue par interférométrie. Elle fût même l'objet des toutes premières mesures interférométriques de diamètres stellaires obtenues par Michelson au Mont Wilson en 1921 (Michelson & Pease 1921). Elle continue d'être une source privilégiée car les techniques nouvelles nous permettent d'aller à chaque fois plus loin dans la description de cet objet. Au stade où en sont les modélisations d'atmosphères des supergéantes rouges, il devient crucial de les confronter à de nouveaux diagnostics observationnels à haute résolution spatiale et notamment de tenter d'imager la surface de cette étoile. Cette approche implique de mesurer un grand nombre de visibilités complexes à différentes fréquences spatiales mais aussi de les obtenir dans un temps inférieur au temps caractéristique d'évolution des structures observées. Ce qui pour les taches de convection d'une SGR correspond à un temps de l'ordre du mois (Chiavassa et al. 2008).

Ce chapitre présente l'instrument et les différentes étapes qui ont permis d'acquérir les observables interférométriques sur Bételgeuse et dont l'analyse figure dans le chapitre suivant.

3.1 L'interféromètre IOTA

3.1.1 Présentation de l'interféromètre IOTA

Nous avons vu dans le chapitre d'introduction qu'un interféromètre à plus de deux télescopes peut fournir une information de phase qui n'est pas biaisée par les effets atmosphériques, la clôture de phase. C'était l'une des propriétés de l'interféromètre IOTA (Infrared Optical Telescope Array, Traub et al. 2004) qui était installé au Fred Lawrence Whipple Observatory du Mont Hopkins (SAO, Smithsonian Astrophysical Observatory) au sud de l'état d'Arizona aux Etats-Unis (figure 3.1). L'instrument était au cœur d'un consortium constitué du SAO, du MIT (Massachusetts Institute of Technology) et de plusieurs universités dont notamment les universités d'Harvard et du Massachusetts. L'objectif de ce projet était double : mener à bien des observations astrophysiques fondamentales comme des mesures de diamètres stellaires et servir de plate-forme d'expérimentation pour des techniques innovantes susceptibles d'être appliquées ensuite à de plus grands interféromètres. A la différence des grands observatoires actuels, les astronomes utilisant IOTA devaient opérer l'instrument de façon quasi-autonome. En plus des observations, il était donc nécessaire de savoir exécuter beaucoup de tâches instrumentales : depuis le déplacement des télescopes - travail manuel nécessitant plusieurs heures en journée - jusqu'à la gestion des données en passant par les innombrables ajustements dans la salle optique. Pendant ces douze années d'utilisation et de développement constant, l'instrument IOTA a donc aussi permis la formation (extrêmement pratique et pédagogique) à l'interférométrie astronomique de nombreux doctorants et chercheurs. Pour des raisons financières, cet instrument a malheureusement dû cesser les opérations et a été démonté en juillet 2006.

3.1.2 Fonctionnement d'IOTA

IOTA fonctionnait dans le domaine infrarouge et possédait trois télescopes qui se déplaçaient sur deux rails formant un L et pouvant stationner à différents emplacements. Dans chaque télescope, la lumière était collectée par un sidérostas (miroir plan) de 45 cm. Le faisceau était ensuite compressé puis corrigé du mouvement de « tip-tilt » induit par la turbulence atmosphérique avant d'être envoyé dans les canalisations sous vide, vers les lignes à retard de l'interféromètre. Une fois le retard compensé selon chaque bras de l'interféromètre, les faisceaux sortaient de l'enveloppe sous vide pour être acheminés vers les bancs optiques du laboratoire. Séparés par des dichroïques, les faisceaux étaient dirigés vers le système d'asservissement du « tip-tilt » pour la partie visible. Les faisceaux infrarouges, eux, étaient dirigés vers différents instruments. Les données ont été obtenues sur Bételgeuse avec l'instrument IONIC (Berger et al. 2003). En entrée de IONIC, les faisceaux étaient filtrés spatialement par des fibres monomodes, avant d'être recombinaés par un composant en optique intégrée (figure 3.2).

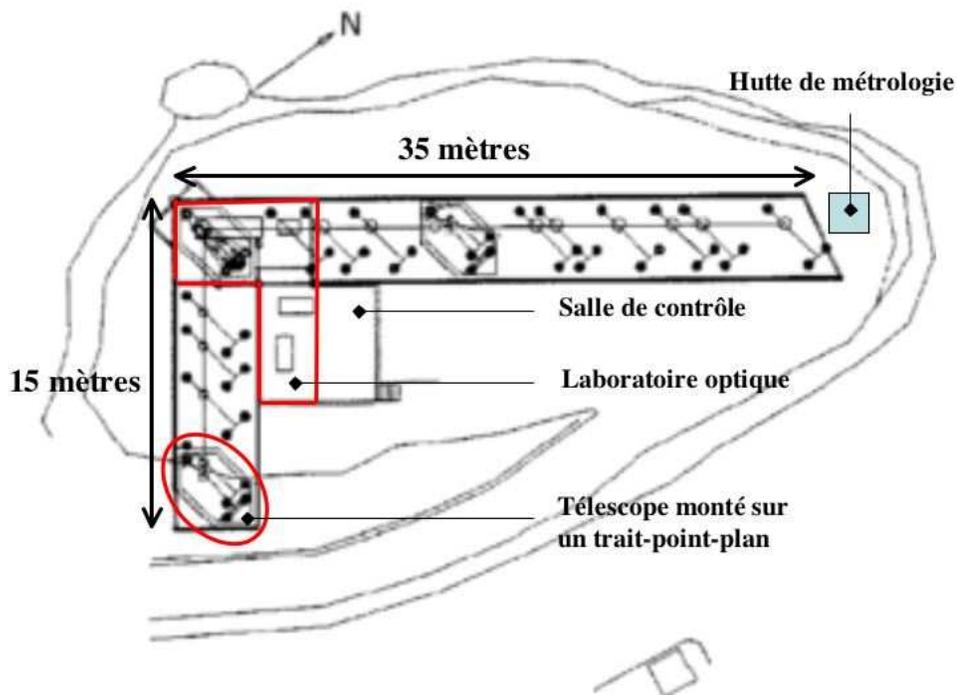


FIG. 3.1 – **Haut** : Photographie d'IOTA, les trois télescopes sont dans la configuration donnant les plus petites fréquences spatiales. **Bas** : Schéma de la structure d'IOTA. Les lieux de stationnement des télescopes sont situés à des distances multiples de 5 ou 7 mètres par rapport au coin du L. Le petit bras mesure 15 mètres de long tandis que le grand en mesure 35. Les lieux de stationnement sont constitués de trois piliers trait-point-plan permettant d'assurer la stabilité du télescope à cet endroit. Les télescopes s'abaissaient et se soulevaient en actionnant une pompe hydraulique et se déplaçaient au moyen d'une manivelle.

Ce composant est un recombinateur plan à trois faisceaux en bande H. Fabriqué au LETI (Laboratoire d'Electronique et de Technologies de l'Information,

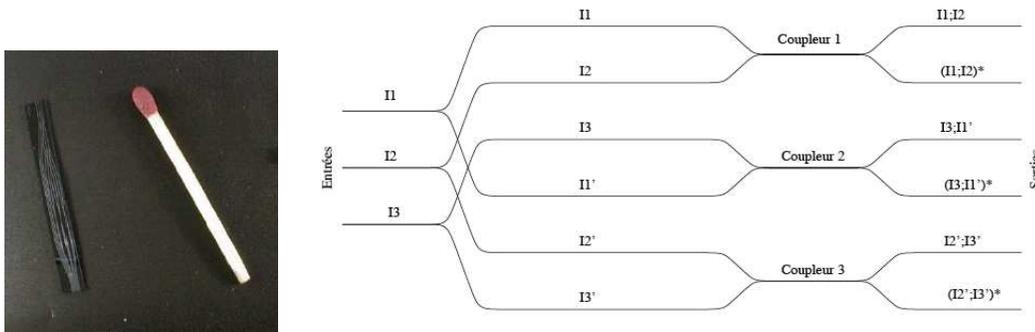


FIG. 3.2 – **Gauche** : Photographie d’un recombineur en optique intégrée. Sa taille miniature lui confère une grande stabilité vis-à-vis de la température notamment. **Droite** : Schéma du recombineur à trois télescopes IONIC (site du LAOG). Des jonctions Y divise un faisceau en deux pour l’acheminer vers les coupleurs X qui assurent la combinaison coaxiale avec un autre faisceau. Le symbole * désigne un interférogramme complémentaire.

CEA), il recombine par paires les trois entrées et fournit six sorties interférométriques (un interférogramme et son complémentaire pour chaque base). Plus de détails sont donnés sur l’optique intégrée dans le chapitre 5. IONIC est un recombineur co-axial à codage temporel. A l’intérieur de trois coupleurs X, les champs électro-magnétiques interfèrent et sont guidés dans une même direction. Le codage de la cohérence est temporel. La différence de marche est donc modulée temporellement en amont par des miroirs mobiles montés sur des composants piezo-électriques. Le composant en optique intégrée est biréfringent et les deux interférogrammes correspondant aux deux polarisations linéaires s et p ne sont pas synchronisés. Une désynchronisation instable induit des variations de contraste instrumental et affecte l’étape d’étalonnage. Pour obtenir un étalonnage de la meilleure qualité possible, nous séparons les faisceaux en deux composantes polarisées orthogonalement grâce à un prisme de Wollaston placé entre IONIC et la caméra de détection PICNIC (figure 3.3, Pedretti et al. 2004). L’interprétation des deux polarisations mesurées dans le laboratoire n’est pas évidente du point de vue de la source astrophysique. Il n’est de plus pas possible de mesurer tous les paramètres de Stokes avec seulement un prisme de Wollaston. Cependant, même si cette séparation des composantes polarisées améliorerait d’abord l’étalonnage du contraste instrumental, elle pouvait aussi mettre en évidence un rayonnement polarisé (sans toutefois effectuer une mesure quantitative). A l’intérieur de la caméra infrarouge, une roue à filtre permettait de sélectionner la bande spectrale désirée. Le composant IONIC fonctionnant en bande H, l’ensemble des données ont été obtenues dans ce domaine de longueurs d’ondes (figure 3.4).

La thèse présentée dans ce manuscrit débuta instamment par une mission d’observation d’une quinzaine de jours sur l’interféromètre IOTA. Accompagné

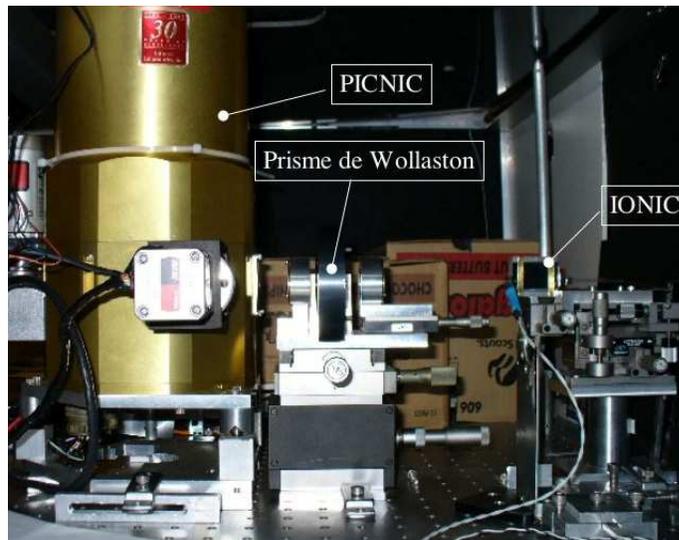


FIG. 3.3 – Photographie du dispositif de recombinaison (IONIC) et de détection (caméra PICNIC) sur la table infrarouge de la salle optique.

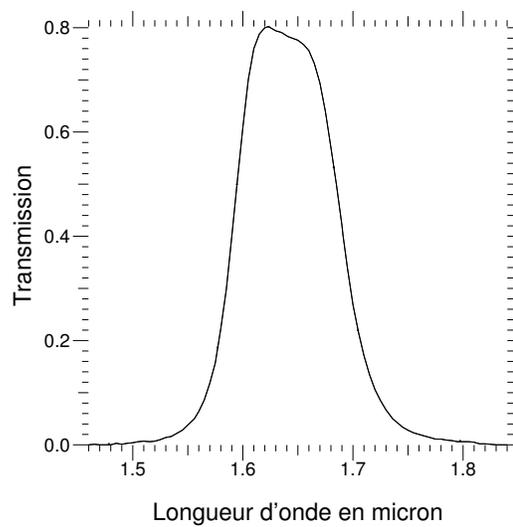


FIG. 3.4 – Transmission du filtre étroit en bande H utilisé pour les données de Bételgeuse.

de Guy Perrin et de Sylvestre Lacour, j'ai eu la chance de pouvoir être initié à l'interférométrie astronomique sur cet instrument.

3.2 Les observations de Bételgeuse avec IOTA

3.2.1 Déroutement des observations

Le but des observations interférométriques est d'échantillonner le plus et le mieux possible la courbe de visibilité de l'objet et d'obtenir les clôtures de phase correspondantes. La reconstruction d'image qui suit permet d'augmenter la complexité de la description physique. Les étapes majeures de l'observation sont succinctement décrites ci-après mais ne font pas état des innombrables manipulations et réglages en tous genres auxquels toute personne utilisant IOTA avait l'occasion de consacrer une bonne partie de son temps.

Choix de la configuration

La première tâche consiste à choisir la configuration de l'interféromètre (la disposition des télescopes pour la couverture du plan uv). Cette configuration est conservée tout au long de la nuit et la couverture spatiale qui en découle doit être adaptée pour toutes les sources qui seront observées. Elle se choisit en fonction des fréquences spatiales précédemment couvertes, de la supersynthèse engendrée par la rotation de la Terre et bien sûr en fonction du diamètre que l'on a déjà estimé soit par de précédentes mesures interférométriques ou en utilisant une estimation photométrique du diamètre. Alors que quelques mesures de visibilité ne donnent accès qu'à un nombre limité de paramètres de l'objet (estimation de diamètre, assombrissement centre-bord, distribution d'intensité plus complexe mais toujours avec une symétrie circulaire pour des sources non multiples), une couverture plus riche du plan uv permet de mettre en évidence des symétries plus complexes voire une absence de symétrie et de s'intéresser à des structures plus fines à la surface de l'objet. Ainsi par exemple, l'accès au Nième lobe de la fonction de visibilité permet l'étude de détails de taille de l'ordre du rayon/N de l'objet. Ainsi, plus riche est la couverture du plan uv, meilleure sera la reconstruction d'image. Aux lobes élevés, la visibilité est de l'ordre du pourcent. Malgré la grande précision de mesure qu'offre une propagation des faisceaux sous-vide, un filtrage spatial et une recombinaison en optique intégrée, les franges sont difficiles à détecter. On a alors recours à la technique dite du « bootstrapping » (Roddier 1988; Armstrong et al. 1998). En effet, par une simple relation de clôture, si la différence de chemin optique est compensée entre les deux bases d'un interféromètre à trois télescopes, elle l'est aussi sur la troisième. Ceci permet d'accéder à des lobes élevés (donc de faible visibilité) à condition de verrouiller des franges correspondant aux premiers lobes donc de visibilité plus élevée (si on est assez loin des zéros de visibilité). Cet aspect est donc à prévoir lors du choix de la configuration de l'interféromètre. Le tableau 3.1 présente les différentes configurations utilisées lors des observations de Bételgeuse sur IOTA au mois d'octobre 2005 et la couverture du plan uv résultant apparaît dans la figure 3.5. Un changement total de configuration, c'est-à-dire un déplacement des trois télescopes suivi d'un alignement optique nécessitaient

Date	Configuration	Base maximale projetée en mètres	Résolution correspondant à la base projetée maximale en msa
7 octobre 2005	A5-B5-C0	6,5	51,7
8 octobre 2005	A5-B15-C0	15,2	22,1
10 octobre 2005	A20-B15-C0	19,5	17,2
11 octobre 2005	A20-B15-C0	19,6	17,1
12 octobre 2005	A25-B15-C0	27,2	12,4
16 octobre 2005	A30-B15-C15	31,2	10,8

TAB. 3.1 – Log des observations de Bételgeuse. Les configurations utilisent comme notations les lieux de stationnement des télescopes A, B et C, qui correspondent respectivement aux rails NE, SE et NE.

environ 4 heures de travail à 3 personnes et ce avant la nuit d’observation. Cette étape était donc anticipée à la fin d’une nuit pour la nuit suivante.

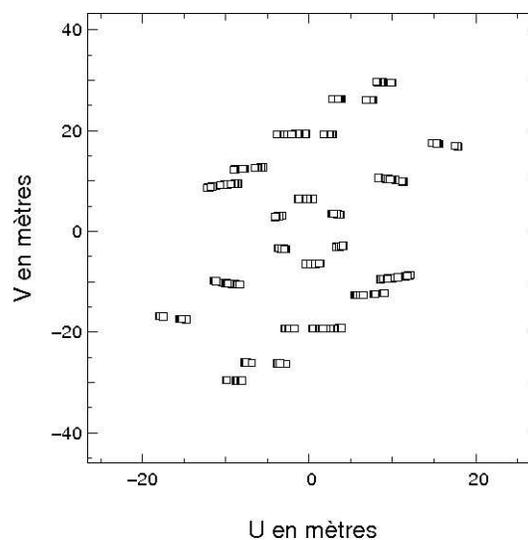


FIG. 3.5 – Couverture uv des observations de Bételgeuse.

Acquisition des données

Les observations interférométriques débutent classiquement en pointant un étalon afin de déterminer le contraste instrumental présenté au chapitre d’introduction. Ces valeurs servent à étalonner les mesures faites sur l’objet scientifique (Bételgeuse). Les caractéristiques de l’étoile étalon utilisée pour les observations de Bételgeuse figurent dans la table 3.2. Afin d’assurer un bon étalonnage de l’instrument, nous avons essayé d’encadrer autant que possible les mesures faites sur Bételgeuse par des mesures faites sur l’étalon.

Nom de l'étalon	Type Spectral	Diamètre en msa	Magnitude (bande H)
HD 36167	K5 III	$3,66 \pm 0,06$	$0,954 \pm 0,240$

TAB. 3.2 – Caractéristiques de l'étoile étalon utilisée pour les observations de Bételgeuse

Une fois le télescope pointé sur un objet, source scientifique ou étalon, plusieurs séries de 200 interférogrammes étaient enregistrées (figure 3.6) ce qui nécessitait environ 5 minutes par série.

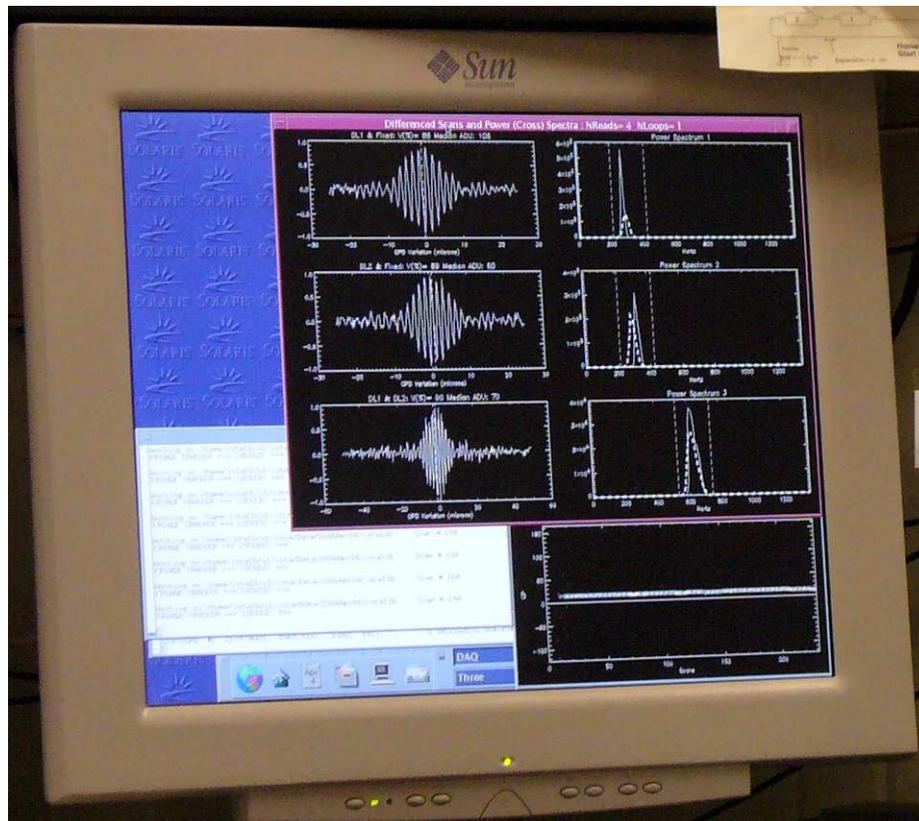


FIG. 3.6 – Photographie de l'écran du système d'acquisition de données. On peut voir les trois systèmes de franges ainsi que les densités spectrales de puissance correspondantes et la mesure de clôture de phase (en bas à droite).

Cependant enregistrer des interférogrammes ne permet pas de remonter directement à la visibilité sans connaître les valeurs photométriques. Pour un recombinateur à deux télescopes (1 et 2), l'intensité mesurée de la voie interférométrique

I_{12} correspondant à la combinaison temporelle de deux signaux photométriques d'entrée P1 et P2 pour une base \mathbf{B} se décrit par l'équation suivante :

$$I_{12}(\mathbf{B},t) = P_1(t) + P_2(t) + 2\mu(\mathbf{B})\sqrt{P_1(t)P_2(t)}\cos(2\pi\sigma x(t) + \phi) \quad (3.1)$$

où $\mu(\mathbf{B})$ est le module du facteur complexe de cohérence de l'objet, σ est le nombre d'onde, $x(t)$ est la différence de chemin optique et ϕ la phase mesurée par l'interféromètre. La somme des deux signaux photométriques constitue la partie basse fréquence du signal interférométrique (à condition que la fréquence des franges soit choisie plus grande que la borne supérieure du support du spectre des fluctuations turbulentes des signaux photométriques). Pour connaître P_1 et P_2 , il faut donc impérativement les mesurer par deux voies photométriques indépendantes. A trois télescopes (et respectivement plus), pour un recombineur par paires, on a autant (et respectivement plus) d'équations interférométriques indépendantes que d'inconnues. On peut donc connaître les valeurs photométriques sans les mesurer sur des voies indépendantes. Grâce à la résolution d'un système de trois équations reliant les valeurs photométriques aux intensités lues en sortie des voies interférométriques, système correspondant à la matrice dite de transfert, on peut estimer les valeurs photométriques. Le module du facteur de cohérence complexe est alors obtenu en soustrayant le signal incohérent et en faisant un premier étalonnage photométrique :

$$\cos(2\pi\frac{ddm}{\lambda}) \times \mu(\mathbf{B}) = \frac{I_{12}(\mathbf{B},t) - P_1(t) - P_2(t)}{2\sqrt{P_1(t)P_2(t)}} \quad (3.2)$$

Sur IOTA, ce premier estimateur de visibilité sert au système de suivi de franges basé sur le cohérencage. Cette méthode égalise les chemins optiques pour cophaser les interférogrammes obtenus sur les trois bases et permet une mesure de clôture de phase correcte. Cette fonction est assurée par un algorithme temps-réel qui calcule la position du paquet de franges en utilisant sa dépendance avec la longueur d'onde (Pedretti et al. 2005).

Le calcul des valeurs photométriques précédemment exposé ne tenait cependant pas compte des variations des coefficients de transmission de l'instrument. Ces coefficients de la matrice de transfert varient au cours de la nuit et doivent être mesurés régulièrement afin de permettre une estimation précise du facteur de cohérence. Cette mesure était assurée par une séquence d'enregistrement qui, en ouvrant et en fermant alternativement les voies d'entrées, mesurait la répartition du flux en sortie et donc les coefficients de transmission. Ces mesures rassemblées dans la matrice de transfert permettaient donc de réaliser l'estimation précise de la photométrie instantanée lors de la réduction de données. En pratique, nous effectuons le calcul d'une matrice de transfert après trois séries d'interférogrammes.

A ce stade nous disposons pour une nuit donnée, de plusieurs séries de 200 interférogrammes et de matrices de transfert pour Bételgeuse et son étalon. Nous allons voir dans ce qui suit comment on en déduit les observables interférométriques, des modules de visibilités carrées et des clôtures de phase étalonnées.

3.2.2 La réduction des données

La réduction de données permet de sélectionner, d'étalonner les données brutes et de traiter certains biais. Une description générale de la réduction de données provenant d'interféromètres fibrés peut être trouvée dans Coude Du Foresto et al. (1997). Cette étape fût réalisée grâce à des routines IDL écrites par John D. Monnier de l'Université du Michigan et dont le principe est exposé dans deux articles en particulier (Monnier et al. 2004, 2006). Dans ce qui suit, je résume les principales étapes du procédé de réduction d'une série de 200 interférogrammes :

1. La première étape consiste à sélectionner les interférogrammes dans chacune des séries de 200 échantillons. Elle permet de rejeter les acquisitions affectées par le piston atmosphérique différentiel ou un problème instrumental (figure 3.7).
2. Grâce à la matrice de transfert, des corrections d'intensité de fond et de photométrie sont apportées pour corriger du déséquilibre de couplage entre les voies du recombineur.
3. la routine calcule la densité spectrale de puissance (DSP) moyenne à partir des interférogrammes sélectionnés afin de soustraire le biais dû au bruit de détection. On identifie spectralement cette DSP par rapport au niveau de fond et aux fluctuations photométriques rémanantes à basses fréquences. On ajuste ensuite cette DSP par une fonction gaussienne dont on peut graphiquement indiquer la contribution du biais de détection en ajustant le niveau de fond par une loi de puissance. Voir figure 3.8. La visibilité est alors estimée par l'intégrale du pic frange de la DSP soustraite du biais (Perrin 2003).
4. les clôtures de phase sont calculées en formant ce qui s'appelle un bispectre (Baldwin et al. 1996), qui est le produit des trois facteurs de cohérence complexes correspondant aux trois bases. L'argument de cette quantité est donc la clôture de phase présentée dans le premier chapitre. L'algorithme de suivi de paquets de franges a permis lors des observations de s'assurer que trois interférogrammes sont effectivement détectés et que la clôture de phase mesurée a bien un sens physique.
5. Toutes ces étapes sont effectuées pour l'étalon comme pour l'objet scientifique (Bételgeuse) afin que les visibilité carrées et clôtures de phase de l'objet scientifique soient respectivement normalisées et respectivement soustraites par celles de l'étalon.

Les erreurs sur les estimations sont calculées à partir de la dispersion des 200 échantillons d'une série de mesure par la méthode dite du « bootstrap » (Efron, B. 1979). Cette technique d'estimation des propriétés statistiques d'un estimateur (comme l'écart type d'une mesure de visibilité) est basée sur une succession aléatoire de rééchantillonnages d'un jeu de données initial (ce qui suppose que l'échantillon soit composé de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées). Cette méthode a fourni des écarts types d'environ 2% (et mieux) sur la visibilité carrée des étalons. Ces erreurs peuvent être dues à des incertitudes

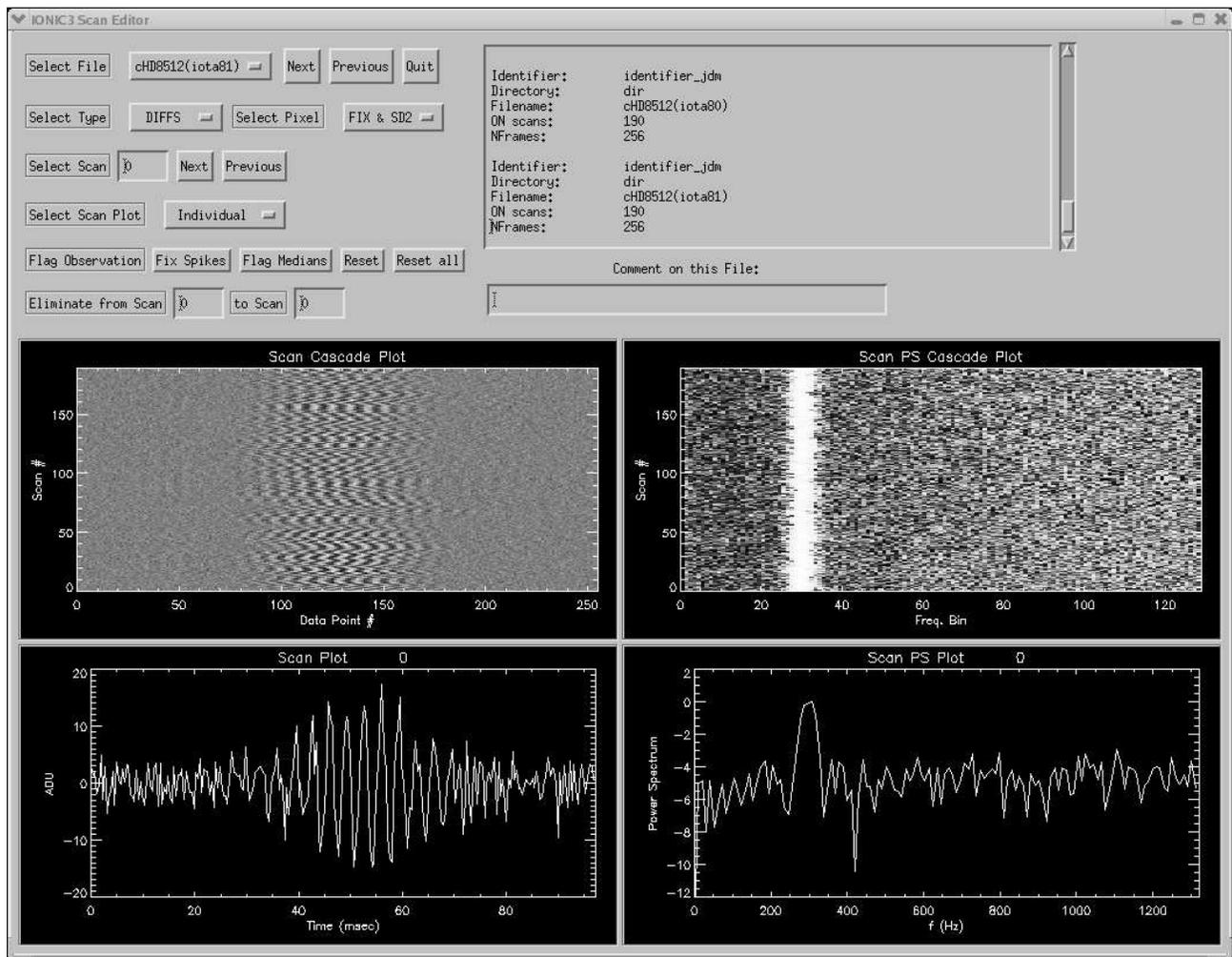


FIG. 3.7 – Ecran de contrôle du logiciel de réduction de données. En visualisant ainsi l’ensemble des interférogrammes et des densités spectrales de puissance pour les trois bases, on peut rapidement effectuer un premier tri dans les données brutes.

dans le calcul de leur diamètre ou à des variations de la fonction de transfert instrumentale sur des périodes inférieures à 30 minutes (intervalle de temps moyen entre 2 mesures de matrice de transfert). Pour tenir compte de ces incertitudes, nous avons ajouté quadratiquement une erreur sur les visibilitées carrées normalisées de 2%. Les variations de l’estimation de la clôture de phase entre différents étalons étaient de l’ordre du degré. Cette précision peut s’expliquer par la taille miniature du composant d’optique intégrée, qui même soumis à des variations de température d’une dizaine de degrés, fonctionnait avec une grande stabilité.

Pour résumer, la précision des observables interférométriques (à nuancer selon les conditions atmosphériques) que fournissait IOTA était permise par ses atouts instrumentaux (lignes à retard sous vide, fibres monomodes, un recombineur en

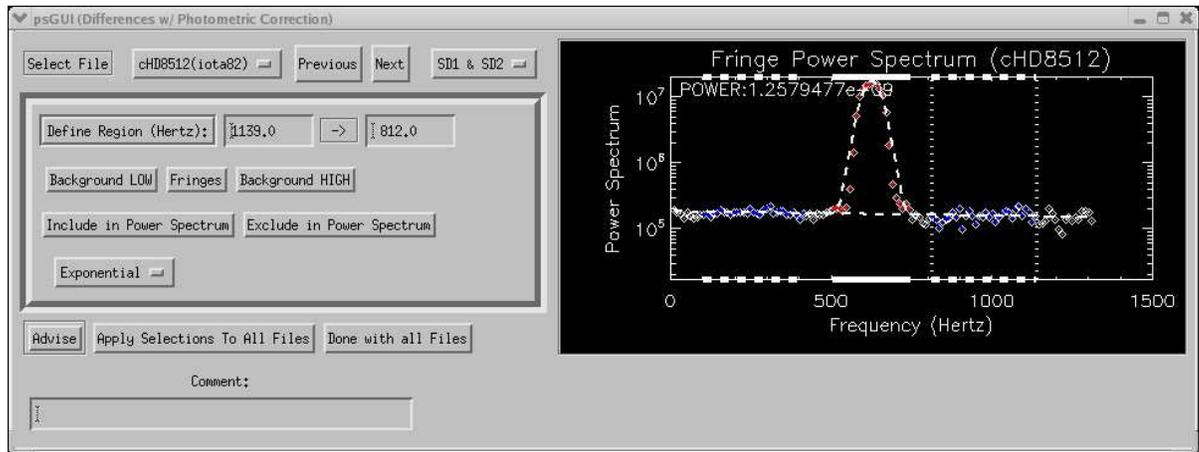


FIG. 3.8 – Ecran de la fenêtre d’ajustement de la densité spectrale de puissance.

optique intégrée, un suiveur de franges, une séparation des polarisations) associés à une réduction de donnée idoine.

3.2.3 Présentation des données réduites

Les données réduites et étalonnées sont issues du logiciel précédemment décrit. La qualité des conditions d’observation pendant cette mission nous a permis de changer six fois de configuration (voir table 3.1).

Visibilité

Les données sont présentées et commentées sur les figures 3.9, 3.10 et 3.11. Les deux polarisations sont représentées indifféremment. La première observation que l’on peut faire sur ces données est leur étendue en termes de fréquences spatiales. Elles correspondent à des échelles angulaires comprises entre 10 et 75 milli-secondes d’angle.

Un premier regard sur ces données nous montre :

- une dispersion des visibilités carrées d’environ 5% en valeur relative dans le premier lobe (figure 3.10).
- la courbe de visibilité d’un disque uniforme (chapitre d’introduction) montre une atténuation des niveaux de visibilité quand on s’intéresse aux lobes d’ordres de plus en plus élevés. Ici (figure 3.11) on voit que le quatrième lobe semble être au même niveau de visibilité que le troisième. Ceci suggère la présence de structures supplémentaires à celle d’un disque stellaire (uniforme ou assombri) à ces hautes fréquences spatiales, dont la taille caractéristique est de l’ordre de $\frac{\lambda}{B}$, soit environ 10 msa pour le quatrième lobe.

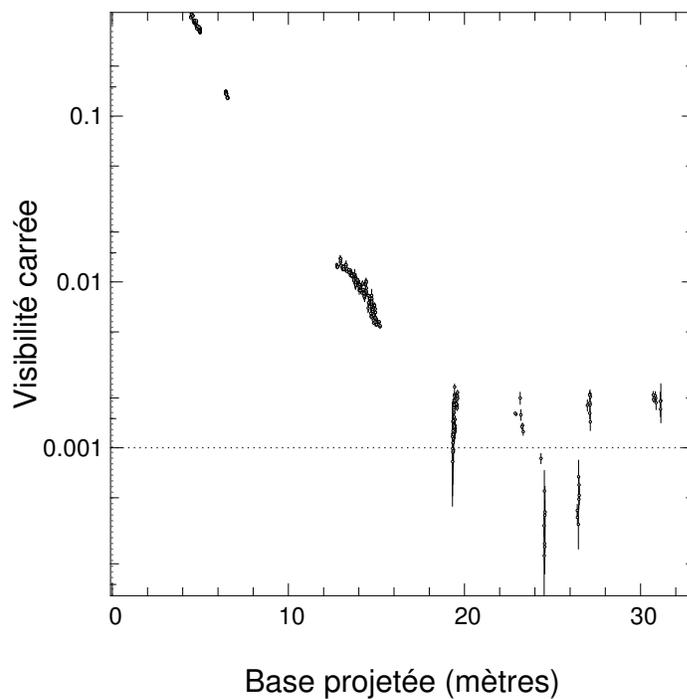


FIG. 3.9 – Ensemble des visibilités carrées obtenues pendant les observations de Bételgeuse au mois d’octobre 2005. La représentation en échelle semi-logarithmique donne une vue d’ensemble des zones couvertes de la courbe de visibilité.

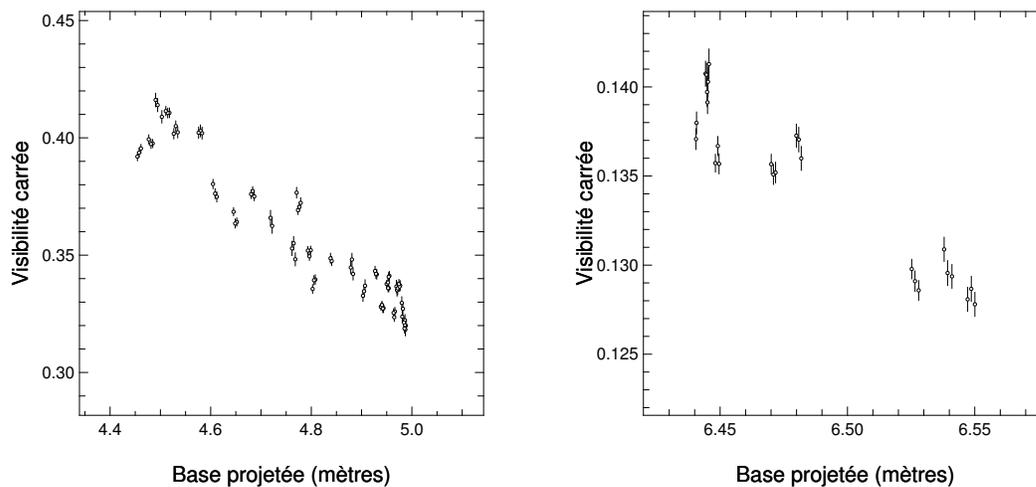


FIG. 3.10 – Premier lobe de la courbe de visibilité carrée. Il débute à un niveau de visibilité environ égal à 0,7 et on remarque des variations de quelques pourcents.

Clôture de phase

Les mesures de clôtures de phase de Bételgeuse sont présentées sur les figures 3.12, 3.13, 3.14 et 3.15. Un écart statistiquement significatif à 0 (modulo 180°)

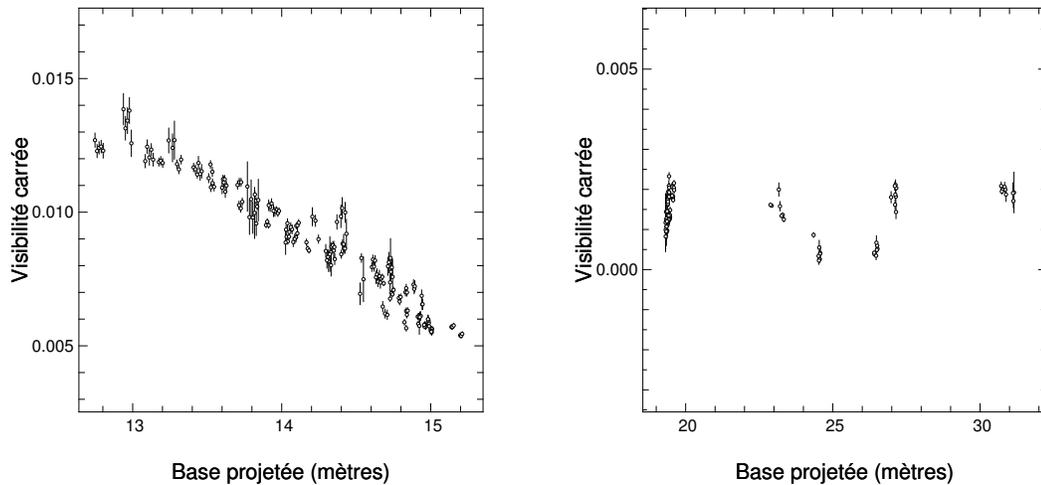


FIG. 3.11 – Gauche : Le second lobe est particulièrement bien couvert et promet une analyse assez fine à ces fréquences spatiales. Droite : Troisième et quatrième lobes. Un excès de visibilité apparaît dans le quatrième lobe car il semble atteindre le même niveau que le troisième alors qu’il devrait être à environ 35% du troisième.

est la signature d’une asymétrie. De plus l’amplitude de la clôture de phase en radians donne l’ordre de grandeur du rapport entre flux de la partie asymétrique et le flux de la partie symétrique (noté A/S dans les légendes des figures). Dans nos données, on voit que ce rapport varie avec la résolution de l’interféromètre représentée par la base maximum projetée du triplet de bases contribuant à la clôture. Plus cette dernière est grande, plus on est sensible à des détails de petite taille sur l’objet. Dans les légendes des figures présentant les clôtures de phase, je donne le rapport A/S ainsi qu’un ordre de grandeur de la taille caractéristique d’une asymétrie correspondant à l’amplitude des clôtures. Je suppose donc que cette asymétrie est résolue à la base maximale projetée. Ceci n’est qu’une première indication. En réalité l’amplitude de la clôture de phase est la somme des phases sur les trois bases et non le fait seul de la plus grande des trois bases.

En conclusion, ces clôtures révèlent :

- une symétrie centrale pour l’objet observé à basse fréquence (premier lobe de visibilité),
- un léger écart à la symétrie centrale à partir de 15 mètres de base maximum, ce qui correspond à une taille caractéristique comparable au rayon stellaire et un rapport A/S de 8%,
- éventuellement une structure particulière à environ 20 mètres de base maximum ce qui correspond à une résolution de 15 mas pour un fort rapport A/S 35%, et
- une information de phase moins fiable aux plus hautes fréquences en raison du faible rapport signal-sur-bruit.

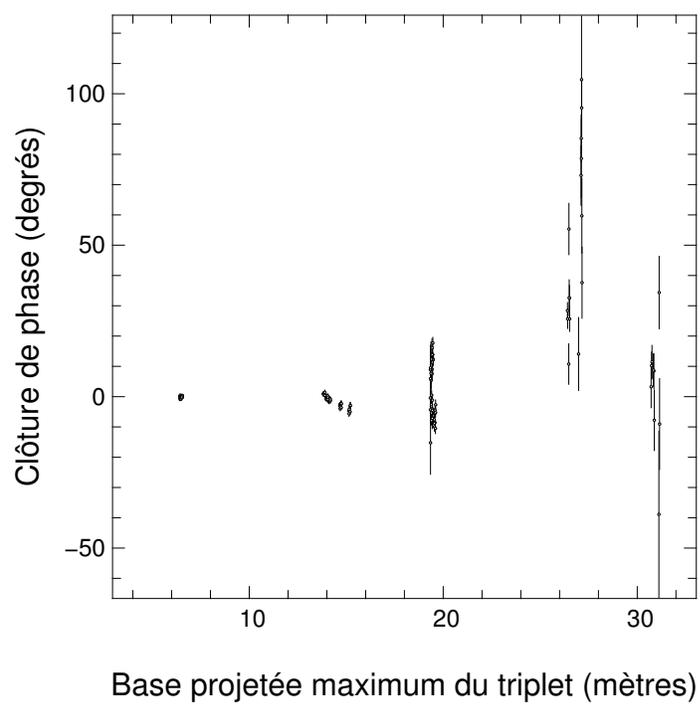


FIG. 3.12 – Clôtures de phase obtenues pendant les observations de Bételgeuse au mois d'octobre 2005.

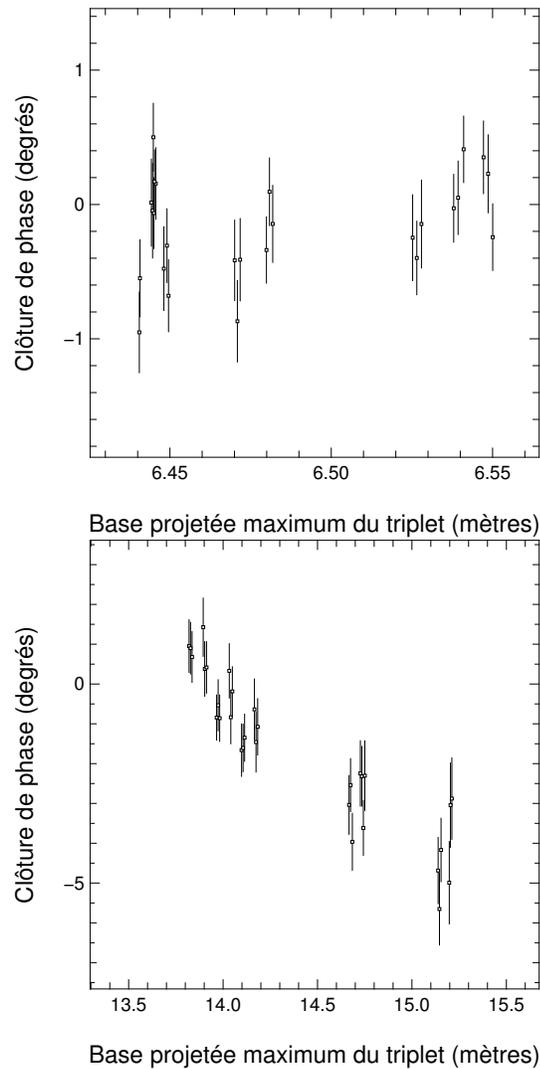


FIG. 3.13 – Haut : les valeurs sont dispersées autour de 0 degré ce qui indique qu’aucune asymétrie n’est détectée à basse fréquence. Bas : on note une tendance décroissante partant d’un niveau proche de 0 degré. Pour une base de 15 mètres, l’amplitude absolue de la clôture est d’environ 5 degrés, correspondant à un rapport A/S de 8% pour une taille caractéristique d’environ 20 msa (soit le rayon stellaire de Bételgeuse).

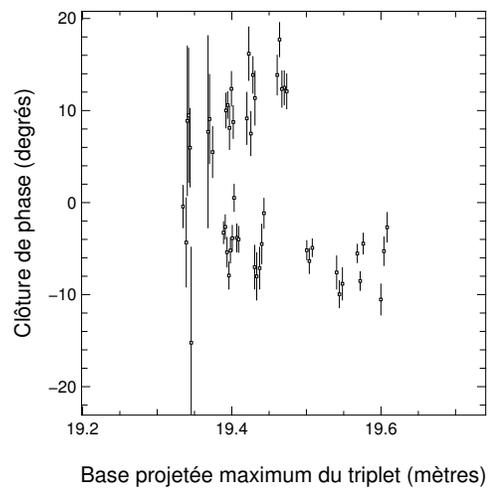


FIG. 3.14 – Une structure de croissant symétrique par rapport à zéro degré semble se dessiner. Les valeurs de clôture de phase atteignent jusqu'à vingt degrés correspondant à un rapport A/S de 35% pour une taille angulaire caractéristique de 15 mas.

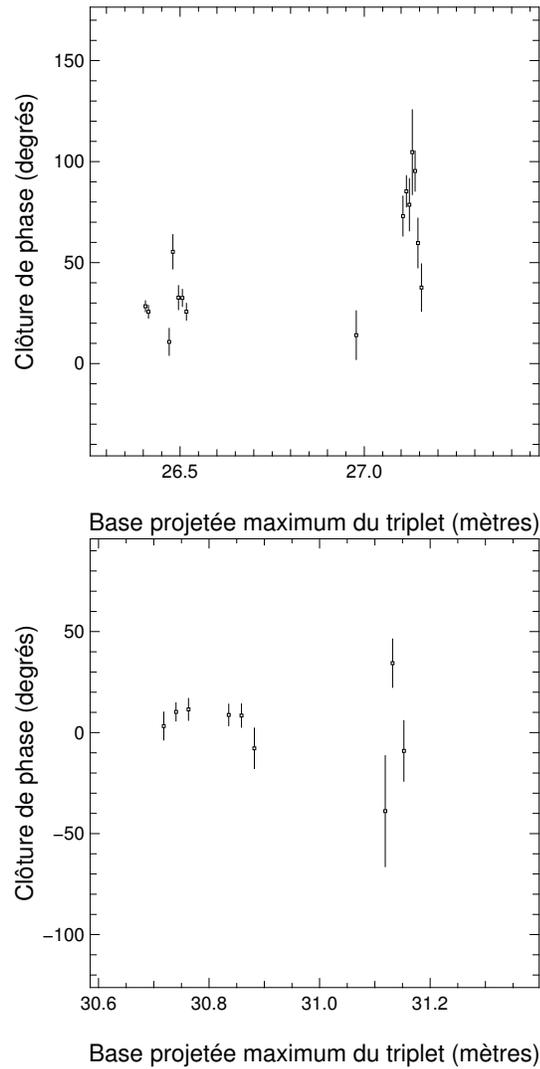


FIG. 3.15 – A ces hautes fréquences spatiales, on n’observe plus de structures particulières. La visibilité est de l’ordre de quelques pourcents avec un rapport signal à bruit inférieur à l’unité, l’estimation de la phase est instable.

3.2.4 Etude de l'effet de la largeur de bande spectrale sur la clôture de phase

Suite à la présentation de ces données lors d'une conférence, John D. Monnier s'interrogea en observant l'allure des clôtures de phase et plus précisément dans la zone présentée figure 3.14. Il me fit part de ses récents travaux estimant l'impact de la largeur de la bande spectrale sur la mesure de clôture de phase pratiquée à IOTA (Monnier et al. 2004, 2006). J'entrepris donc de modéliser cet effet afin de vérifier la validité de mes données.

Sur IOTA, les franges sont obtenues en modulant temporellement la différence de marche, les interférogrammes sont mesurés pendant plusieurs temps de cohérence atmosphérique. De cette façon, un interférogramme est la somme de morceaux d'interférogrammes déphasés les uns par rapport aux autres à cause de l'effet du piston atmosphérique différentiel. Il y a donc une forte perte de cohérence. Afin d'éviter ce problème les interférogrammes sont divisés en segments isochrones dont la durée dépend du temps de cohérence atmosphérique. Le piston atmosphérique différentiel étant de moyenne nulle sur un temps suffisamment long, on peut augmenter le rapport signal-sur-bruit en moyennant plusieurs centaines d'échantillons de ce segment.

La clôture de phase est donc mesurée comme suit :

- d'abord, la visibilité complexe de chaque segment est calculée individuellement pour les trois bases,
- le triple produit complexe de chaque segment est ensuite obtenu par la multiplication de ces trois visibilités,
- le triple produit de chaque segment est moyenné avec ceux des autres segments afin de former une seule estimation du triple produit complexe d'un scan,
- et finalement la clôture de phase est calculée comme l'argument du triple produit complexe final.

Comme le piston atmosphérique fluctue selon chaque base (avec une relation de clôture), les enveloppes des franges et la phase des franges dans leur enveloppe peuvent ne pas coïncider dans le temps. Sur les trois bases, les interférogrammes ne sont pas simultanément enregistrés à la différence de marche nulle. L'effet est le suivant : plus la bande spectrale est large, plus le paquet de franges est petit, sur moins de segments il sera enregistré, moins la moyenne sur les segments lissera l'effet du piston différentiel atmosphérique sur la mesure de la phase et plus la mesure de clôture de phase sera corrompue par le piston.

L'équipe de l'université du Michigan menée par J.D. Monnier a réalisé ce travail de simulation pour le cas d'une binaire observée avec un filtre en bande H de largeur 0,30 microns (Zhao et al. 2007). Leurs résultats montrent que cet effet de corruption de la clôture de phase par les fluctuations de piston est dominant sur les autres sources d'erreur de mesure et dépend de la longueur de cohérence (figure 3.16).

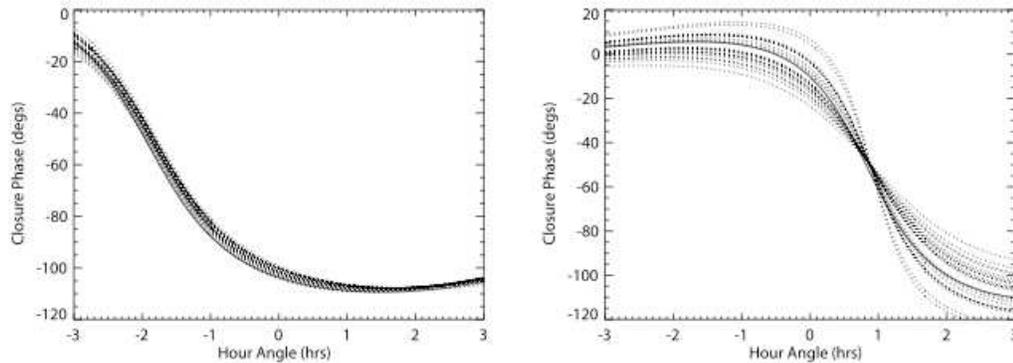


FIG. 3.16 – Fluctuations des clôtures de phase dues aux variations du piston atmosphérique différentiel. Les lignes pointillées indiquent des clôtures de phase simulées pour différentes fluctuations de différence de chemin optique engendrées par le piston. En trait plein est représenté un modèle de clôture de phase sans fluctuations de différence de chemin optique. Deux modes d’acquisition différant selon le sens de balayage ont été simulés à gauche et à droite. On constate que la clôture de phase peut fluctuer jusqu’à ~ 10 degrés à gauche et jusqu’à 30 degrés à droite. Extrait de Zhao et al. (2007).

Cette même équipe a déduit une relation empirique qui si elle est vérifiée, assure la qualité de la mesure de clôture de phase :

$$B \cdot \rho < \frac{l_c}{5} \quad (3.3)$$

où B est la base, ρ la séparation angulaire de la binaire et l_c la longueur de cohérence.

Appliquée au cas de Bételgeuse avec le filtre bande H décrit plus haut, la relation n’est plus vérifiée à partir de 25 mètres (début du 4^{ème} lobe) pour une séparation ρ de 45 msa, c’est à dire pour le diamètre stellaire de Bételgeuse. Or nos mesures s’étendent jusqu’à 32 mètres en base projetée et il est possible qu’une partie des clôtures de phase soit touchée par ce phénomène. Dans le but d’estimer l’importance de cet effet sur nos mesures j’ai entrepris de le simuler dans le cas de nos observations.

Simulation de l’effet

Des interférogrammes ont été simulés à partir d’une distribution spatiale d’intensité composée d’un disque uniforme représentant Bételgeuse plus un point créant l’asymétrie et donc la valeur non nulle de la clôture de phase. Ils ont été calculés pour les bases des configurations de l’interféromètre IOTA utilisées dans nos observations (table 3.1). Les interférogrammes ont été divisés en 9 segments pour un temps de cohérence de 20 milli-secondes. Le piston atmosphérique diffé-

rentiel a été calculé à partir de la statistique de Kolmogorov (figure 3.17, Perrin 1997).

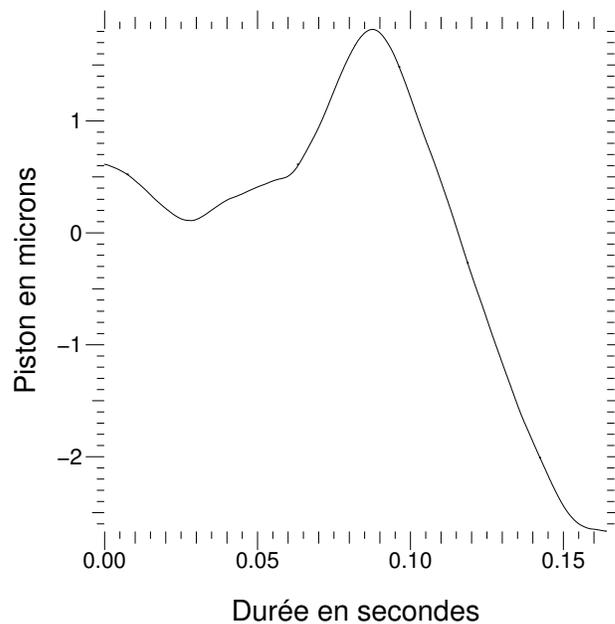


FIG. 3.17 – Séquence de piston atmosphérique différentiel utilisée dans les simulations des interférogrammes.

Pour comparer mon étude aux travaux de Zhao et al. (2007), 200 tirages de trois interférogrammes segmentés (un par base) ont été simulés pour différents angles horaires et pour différentes bases. Le calcul de la clôture a été effectué comme décrit précédemment. L'écart-type de cette mesure provient de l'application de la méthode de « bootstrap » (décrite auparavant dans ce chapitre) sur les 200 échantillons. Les résultats sont présentés figure 3.18.

Quels que soient les triplets de bases simulés, je n'ai constaté aucune variation de la clôture de phase supérieure à 2 degrés. Si les simulations de J.D. Monnier montrent de plus grandes fluctuations, l'utilisation du filtre H en bande étroite nous permet d'être beaucoup moins sensibles à l'effet du piston atmosphérique différentiel. Je conclus que nos données de clôture de phase sont très peu affectées par ce phénomène de corruption. Ce dernier ne peut en aucune façon expliquer l'amplitude de la clôture de phase observée figure 3.14 qui est de plusieurs dizaines de degrés. L'origine de ces clôtures est donc purement astrophysique et je présente une analyse de ces mesures conjointement avec celles de visibilité dans le chapitre suivant.

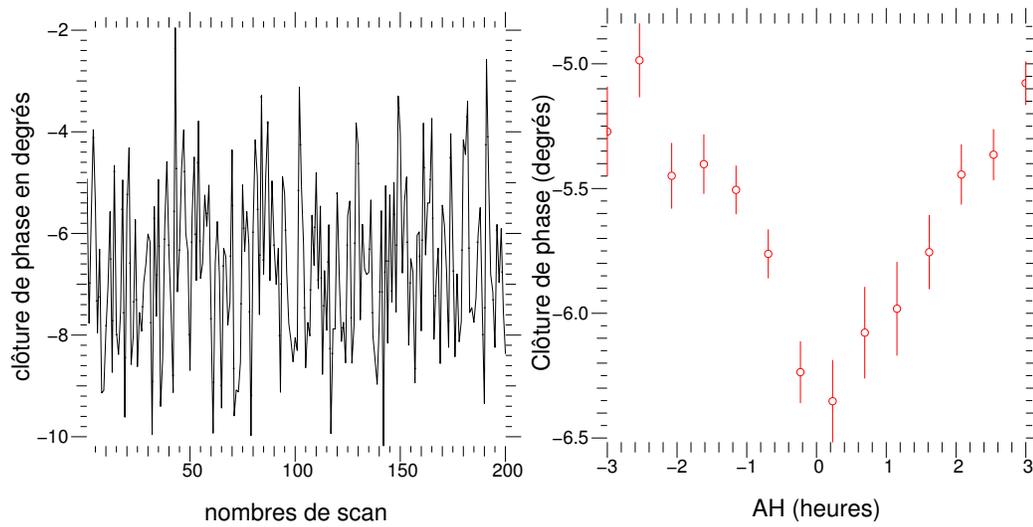


FIG. 3.18 – **Gauche** : Exemple de la variations de la clôture de phase sur 200 échantillons. **Droite** : Clôture de phase simulée en fonction de l'angle horaire. Les fluctuations engendrées ne représentent que quelques degrés.

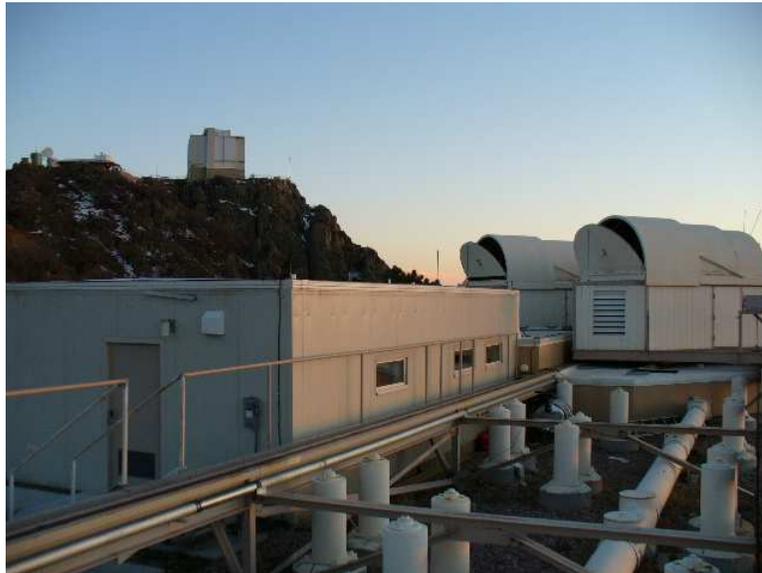


FIG. 3.19 – Photographie d'IOTA prise du bras Nord-Est.

Bibliographie

- Armstrong, J. T., et al. 1998, *ApJ*, 496, 550
- Berger, J.-P., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4838, 1099
- Baldwin, J. E., et al. 1996, *A&A*, 306, L13
- Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2008, arXiv :0802.1403
- Coude Du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Efron, B., "Bootstrap Methods : Another Look at the Jackknife", 1979, *The Annals of Statistics* 7 (1) : 1–26
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé Du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé Du Foresto, V. 2006, *A&A*, 447, 783
- Michelson, A. A., & Pease, F. G. 1921, *ApJ*, 53, 249
- Monnier, J. D., et al. 2004, *ApJ*, 602, L57
- Monnier, J. D., et al. 2006, *ApJ*, 647, 444
- Perrin, G. 1997, *A&AS*, 121, 553
- Perrin, G. 2003, *A&A*, 398, 385
- Pedretti, E., et al. 2004, *PASP*, 116, 377
- Pedretti, E., et al. 2005, *Appl. Opt.*, 44, 5173
- Roddier, F. 1988, *European Southern Observatory Astrophysics Symposia*, 29, 565
- Traub, W. A., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5491, 482
- Zhao, M., et al. 2007, *ApJ*, 659, 626

CHAPITRE 4

Imagerie de Bételgeuse

Sommaire

4.1	L'imagerie interférométrique paramétrique	94
4.1.1	Le disque uniforme	94
4.1.2	Un environnement polarisant ?	96
4.1.3	Variations de la visibilité à courte base	99
4.1.4	Assombrissement centre bord	101
4.1.5	Origine de l'asymétrie, analyse des clôtures de phase	105
4.1.6	Résumé des résultats	111
4.2	Imagerie par reconstruction régularisée	111
4.2.1	Reconstruire des images interférométriques	111
4.2.2	L'approche Bayésienne	112
4.2.3	Différentes méthodes de régularisation	114
4.2.4	Images régularisées de Bételgeuse par MIRA et WISARD	115
4.2.5	Guider l'ajustement paramétrique par l'imagerie régularisée	117
4.3	Compatibilité avec les simulations hydro-radiatives	120
4.3.1	Présentation des simulations	120
4.3.2	Comparaison aux données IOTA	121
4.3.3	Résultats et conclusion	122
4.4	Conclusion globale sur l'imagerie	126

Ce chapitre présente les résultats de trois techniques d'imagerie que j'ai pu appliquer aux données interférométriques de Bételgeuse qui sont présentées dans le chapitre précédent. Je commence par présenter une analyse classique en interférométrie stellaire. J'emploie par la suite deux algorithmes de reconstruction régularisée avant de présenter une approche plus originale qui fait le pont entre la modélisation théorique hydro-radiative et les observations interférométriques à trois télescopes.

4.1 L'imagerie interférométrique paramétrique

Il s'agit ici de faire appel à des modèles de distribution spatiale d'intensité plutôt simples et dont la visibilité complexe est souvent connue analytiquement. Ces modèles sont fondés sur des descriptions géométriques basiques, comme un disque ou une ellipse, auxquelles on ajoute des structures visibles à plus haute fréquence spatiale (si les données obtenues permettent de sonder ces fréquences). Ils dépendent d'un nombre limité de paramètres que l'on va faire varier pour qu'ils s'ajustent aux données. Les valeurs des paramètres retenues sont celles qui minimisent l'écart entre le modèle paramétrique employé et les données (modules de visibilités au carré et clôtures de phase) au sens des moindres carrés.

Il existe plusieurs échelles de complexité dans l'imagerie paramétrique. Je vais décrire dans ce qui suit différents modèles de distribution spatiale d'intensité que j'ai utilisés pour ajuster la courbe de visibilité carrée et les clôtures de phase.

4.1.1 Le disque uniforme

En première approximation et à basse fréquence spatiale, les étoiles sont toutes sphériques (quand elles ne sont pas multiples). Le modèle de disque uniforme (DU) est le premier modèle en termes de simplicité à utiliser pour ajuster une courbe de visibilité. Il n'a qu'un seul paramètre libre, le diamètre de DU ϕ_{DU} , voir chapitre 1, équation 1.19. La distribution d'intensité est uniforme sur tout le diamètre du disque et chute à zéro au-delà. Ce modèle est à symétrie centrale, soit à clôture de phase nulle (modulo π). Donc ce modèle ne va pas décrire la présence d'asymétries dans les mesures de clôture de phase de Bételgeuse mais il va donner une première estimation de la taille angulaire de l'objet. L'ajustement est présenté dans la figure 4.1.

Le meilleur ajustement au sens des moindres carrés de ce modèle aux données du premier lobe (domaine où l'on modélise le disque uniforme) donne un diamètre de $43,27 \pm 0,04$ milli-secondes d'angle (le χ^2 réduit est de 42). Cette mesure est compatible avec celle de Perrin et al. (2004) d'après des données en bande K datant de 1997. L'ajustement est en général plutôt médiocre comme le montre la partie droite de la figure 4.1. En plus de ne pas reproduire les variations à basse fréquence (entre 4 et 5 mètres de base), la courbe de visibilité d'un DU passe en dessous des points des visibilités.

Afin de reproduire cette tendance de la visibilité carrée, il faut pouvoir ajuster les points par un premier lobe de visibilité plus « écrasé » et dont l'ordonnée à l'origine serait inférieure à 1. Un tel modèle de visibilité est obtenu quand une partie du flux entrant dans les fibres est totalement résolue par l'interféromètre à très courte base. On peut donc écrire la visibilité comme suit :

$$|V(B, \phi)|^2 = \left| \omega \times \int_{\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}} \left(\frac{2J_1(\pi\phi B_{\perp}/\lambda)}{\pi\phi B_{\perp}/\lambda} \right) d\lambda \right|^2 \quad (4.1)$$

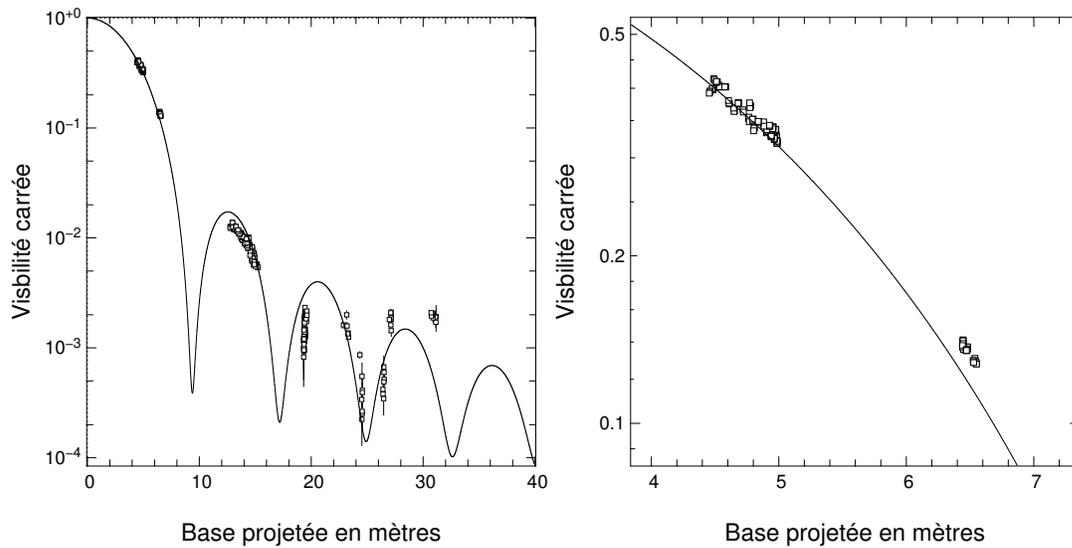


FIG. 4.1 – **Gauche** : Ajustement d'un modèle de DU aux visibilités carrées. **Droite** : Agrandissement du premier lobe, on remarque que les visibilités aux bases comprises entre 6 et 7 mètres sont sous-estimées de quelques pourcents par ce modèle de DU.

où $B_{\perp} = \sqrt{u^2 + v^2}$, avec u et v les composantes Est et Nord de la fréquence spatiale rapportée en mètres, et J_1 la fonction de Bessel du premier type. Le facteur ω représente l'atténuation du contraste à base nulle en raison de la présence d'un environnement. L'ajustement aux données de ce modèle de DU entouré d'un environnement résolu est présenté figure 4.2.

Toujours pour les données du premier lobe, ce nouveau modèle donne un χ^2 réduit de 16 pour un diamètre de $42,41 \pm 0,07$ milli-secondes d'angle et un coefficient de flux résolu de $0,96 \pm 0,01$ (l'environnement modélisé compte pour environ 4 % du flux total). Cette amélioration nette de la modélisation des données du premier lobe de visibilité pointe vers la détection d'un environnement dont la taille angulaire est supérieure à 76 milli-secondes d'angle (taille correspondant à la plus petite fréquence échantillonnée). Compte tenu de ce que l'on sait du système Bételgeuse, il pourrait s'agir soit des couches moléculaires soit de l'environnement de poussière. A $8,2 \mu\text{m}$, Perrin et al. mesurent une taille maximum de 66 milli-secondes d'angle pour la couche moléculaire et trouvent une contribution négligeable de cette couche en bande K (Perrin et al. 2004). Il est donc très probable que l'environnement révélé par les données interférométriques soit l'environnement de poussière décrit au chapitre 2 et dans Danchi et al. (1994). Une étude de l'effet de la présence d'un environnement sur la polarisation est présentée dans ce qui suit.

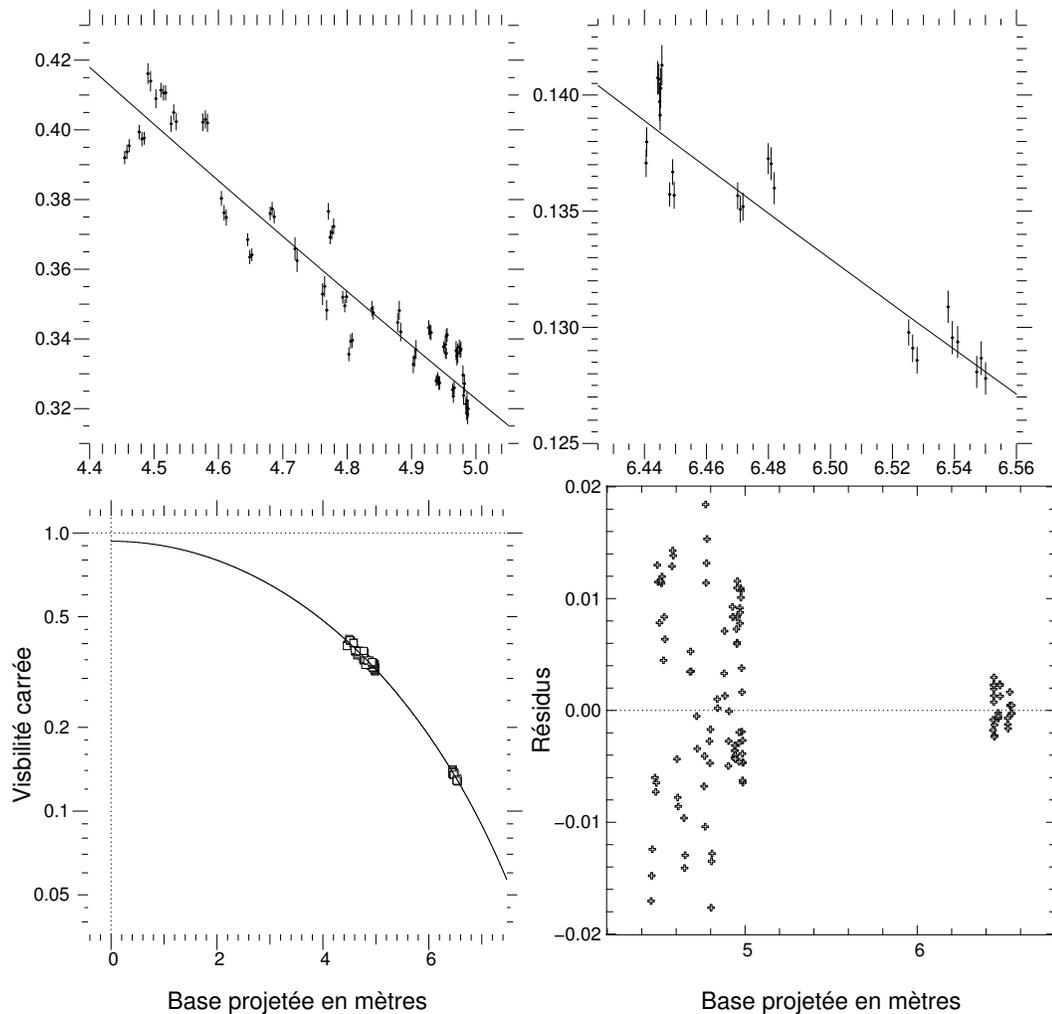


FIG. 4.2 – **En bas à gauche** : Ajustement d'un DU et d'un environnement au premier lobe de Bételgeuse. Des agrandissements sont présentés sur les figures du haut. La visibilité carrée à base nulle n'est plus de 1 mais de 0,93. La deuxième partie de ce premier lobe (**en haut à droite**) est maintenant reproduite par ce modèle ce qui conduit à faire diminuer le χ^2 de 42 à 16. **En bas à droite** : les résidus de l'ajustement sont maintenant principalement dus aux variations aux courtes bases.

4.1.2 Un environnement polarisant ?

L'analyse précédente utilise toutes les données de visibilité indépendamment de la polarisation. Les résultats qui en découlent correspondent donc à une modélisation moyenne entre les deux polarisations. Cependant il existe des différences qui se situent essentiellement dans le premier lobe de visibilité (figure 4.3). Si Bételgeuse possède un environnement de poussière, il est possible que le rayonnement de Bételgeuse soit polarisé en le traversant. La polarisation par la poussière

Polarisation	DU	DU + environnement
	χ^2 réduit / ϕ_{DU}	χ^2 réduit / ϕ_{DU} / ω
Haut	5,6 / $43,17 \pm 0,02$	3,7 / $42,94 \pm 0,05$ / $0,982 \pm 0,004$
Bas	68,0 / $43,37 \pm 0,08$	5,9 / $41,99 \pm 0,06$ / $0,900 \pm 0,004$

TAB. 4.1 – Paramètres résultant de l'ajustement d'un disque uniforme entouré d'un environnement pour chaque polarisation.

est due au degré d'alignement de grains non-sphériques qui causent une différence d'extinction entre deux directions orthogonales le long de la ligne de visée (Aitken 2005). Les données d'Octobre 2005 ont été acquises dans deux polarisations différentes grâce à l'utilisation d'un prisme de Wollaston. Il nous est donc possible de regarder comment varie la visibilité selon la polarisation observée et d'y ajuster un modèle de DU avec environnement. Les données affichées selon leur polarisation dénommées « haut » et « bas » sont modelisées sur la figure 4.3. Le résultat de cet ajustement paramétrique figure tableau 4.1. Les diamètres sont donnés en milli-secondes d'angle, ω représente la perte de contraste à base nulle due à la présence d'un environnement.

Pour les données de polarisation « haut », l'ajout d'un environnement au modèle de DU ne fait pas trop varier la qualité de l'ajustement et le coefficient ω reste très proche de 1. Pour les données de polarisation « bas », la diminution significative de la valeur du χ^2 réduit est accompagnée d'un coefficient de flux résolu ($1 - \omega$) d'environ 4% attribué à l'environnement de poussière autour de Bételgeuse.

Une chute de contraste peut se produire lorsqu'on observe un objet si brillant que le détecteur sature ou entre dans un régime non-linéaire. Ce cas était à considérer vue la magnitude de Bételgeuse ($m_H = -3$). Malgré le fait que nous ayons utilisé des diaphragmes pour diminuer le flux stellaire lors de l'acquisition des données, il se peut que dû aux conditions atmosphériques, nous ayons approché la saturation ou la non-linéarité du détecteur. Après une analyse visuelle des interférogrammes et de l'étude d'un estimateur photométrique, j'ai constaté que la chute de contraste à basse fréquence pour une des deux polarisations ne pouvait s'expliquer par un tel effet de saturation. De plus, sur la série d'étoiles observées pendant cette mission, aucune n'a montré un effet similaire. Il ne peut donc s'agir d'un biais purement instrumental. Dans ces observations de Bételgeuse, aucune différence notable entre les deux polarisations n'a été constatée ni à plus hautes fréquences dans les visibilités carrées, ni dans les clôtures de phase.

Il semblerait donc que cet environnement à basse fréquence pointe vers une réelle information astrophysique. Cependant, il n'est pas possible pour le moment de caractériser la polarisation. Premièrement, l'instrument IOTA ne permettait pas de mesurer les quatre paramètres de Stokes et ainsi d'estimer quantitativement l'état de polarisation du rayonnement issu de Bételgeuse. Deuxièmement, dû à la rotation de l'objet par rapport à l'orientation du prisme de Wollaston, il n'est pas aisé de remonter directement à une structure astrophysique à partir des visibili-

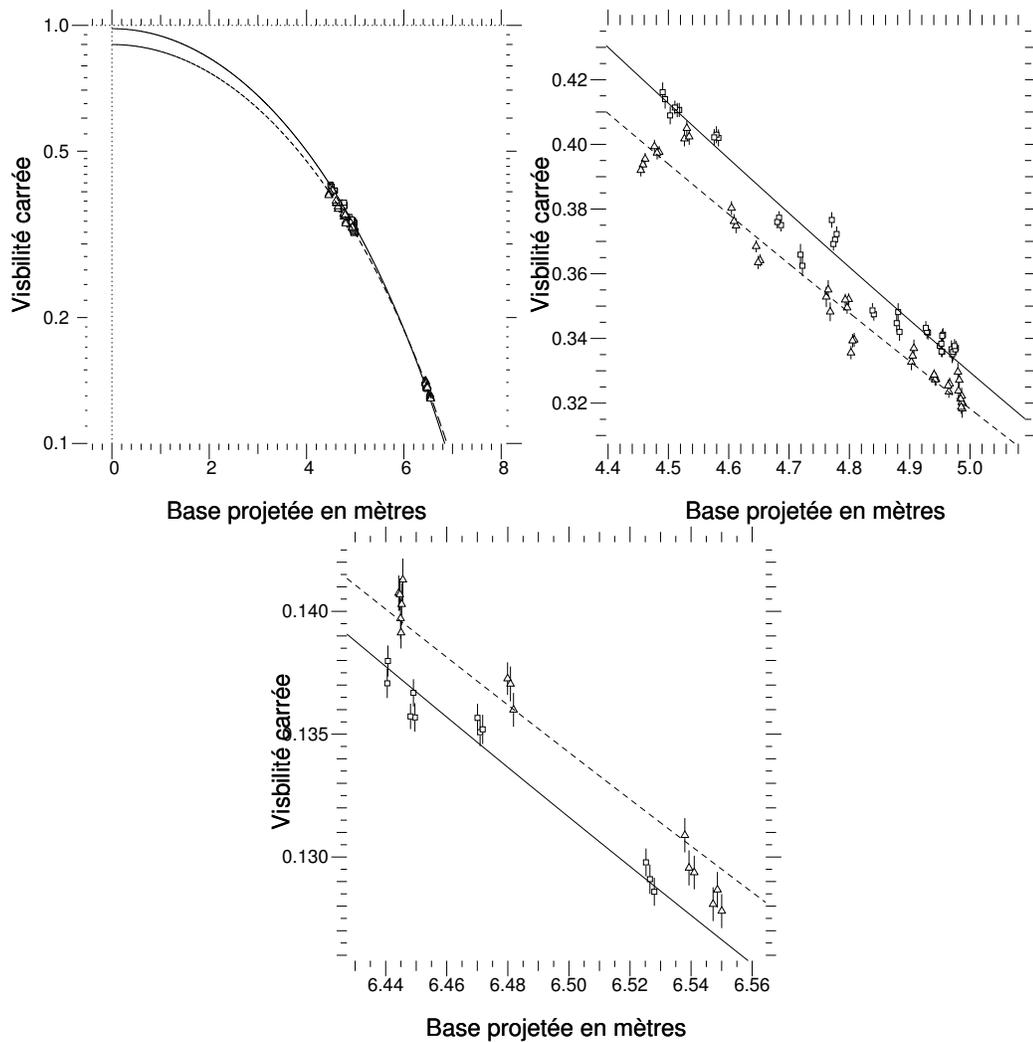


FIG. 4.3 – Ajustement pour les deux polarisation des visibilités carrées du premier lobe par un disque stellaire uniforme entouré d’un environnement résolu par l’interféromètre. Ce modèle est représenté en trait plein pour la polarisation « haut » et en pointillés pour la polarisation « bas ». Les données de polarisation « haut » sont représentées par des boîtes et celles de la polarisation « bas » par des triangles. **Haut à gauche** : premier lobe. **Haut à droite** : Agrandissement de la zone des bases projetées comprises entre 4,4 et 5 mètres. **Bas** : Agrandissement de la zone des bases projetées comprises entre 6,4 et 6,56 mètres.

tés mesurées. Cette étude fait l’objet d’une perspective de collaboration avec J.B. LeBouquin.

Par l’ajustement d’un facteur d’échelle entre les visibilités des deux polarisations, j’ai pu mettre en évidence la présence probable d’une région polarisée située à plus de ~ 200 milli-secondes d’angle du centre de Bételgeuse (distance correspondant à la base minimum utilisée). Par ailleurs en plus d’un niveau moyen de

visibilité carrée différent entre les polarisations, ce même premier lobe révèle aussi des variations de visibilité carrée au maximum de $\sim 2\%$.

4.1.3 Variations de la visibilité à courte base

A ces fréquences spatiales, les points de visibilité sont surtout dépendants du diamètre de l'objet. Comme différents azimuts sont sondés au cours de l'observation, l'objet nous présente différentes formes qui n'ont pas toutes forcément la même taille. En effet, les simulations hydro-radiatives présentées dans le chapitre d'introduction sur les supergéantes rouges anticipent une variation certaine du diamètre de disque uniforme selon l'azimut. Ceci est dû à la présence de taches de convection plus ou moins brillantes réparties sur le disque.

Dans un premier temps, j'ai voulu estimer la variation de diamètre que pouvait entraîner la variation de visibilité. La méthode employée a consisté à ajuster un disque uniforme pour chaque point du premier lobe de visibilité. Le diamètre de disque uniforme ainsi calculé est représenté en fonction de la base ou de l'azimut correspondant (figure 4.4).

Nous observons ainsi la différence de la signature probable d'environnement selon la polarisation. On retrouve cette signature à basse fréquence. Sur le graphique en haut à gauche (concernant les deux polarisations « brutes ») on remarque que les données de la polarisation « bas » sont ajustées par des diamètres non compatibles entre les 2 différents groupes de bases. Si l'on normalise les visibilités de cette polarisation par un facteur d'environnement, on obtient la figure en bas à gauche. Sur cette figure, les deux polarisations présentent maintenant le même type de variation au bruit près.

La seule différence notable est qu'elle pointe vers une différence de diamètre d'environ 1,5 milli-seconde d'angle. Pour chaque polarisation, la dispersion est plus importante à courtes bases qu'aux bases plus grandes et proches du premier zéro de visibilité. Ceci peut s'expliquer premièrement par le fait qu'à ces fréquences, on sonde des échelles spatiales qui sont plus variables en taille que celles sondées à bases plus élevées. Deuxièmement et comme le montrent les graphiques de droite de la figure 4.4, la dispersion tient aussi son origine d'une observation à différents azimuts. Il est donc possible que le diamètre de disque uniforme de Bételgeuse soit variable selon l'azimut.

J'ai donc cherché à estimer la variation de diamètre à laquelle on peut s'attendre si on suppose que les supergéantes rouges sont fidèlement modélisées par les simulations hydro-radiatives (présentées plus en détail plus loin dans le présent chapitre) et vérifier si elles sont compatibles avec les variations de diamètres en fonction de l'azimut précédemment calculées. Pour cela, j'ai ajusté un disque uniforme aux visibilités calculées à partir d'une carte d'intensité typique issue de ces simulations et dont je faisais varier l'azimut (figure 4.5).

Pour une valeur moyenne d'environ 43,5 milli-secondes d'angle, le diamètre peut donc fluctuer de plusieurs milli-secondes d'angle d'après ces simulations hydro-radiatives. On remarque que sur un azimut variant de 10 degrés, on peut

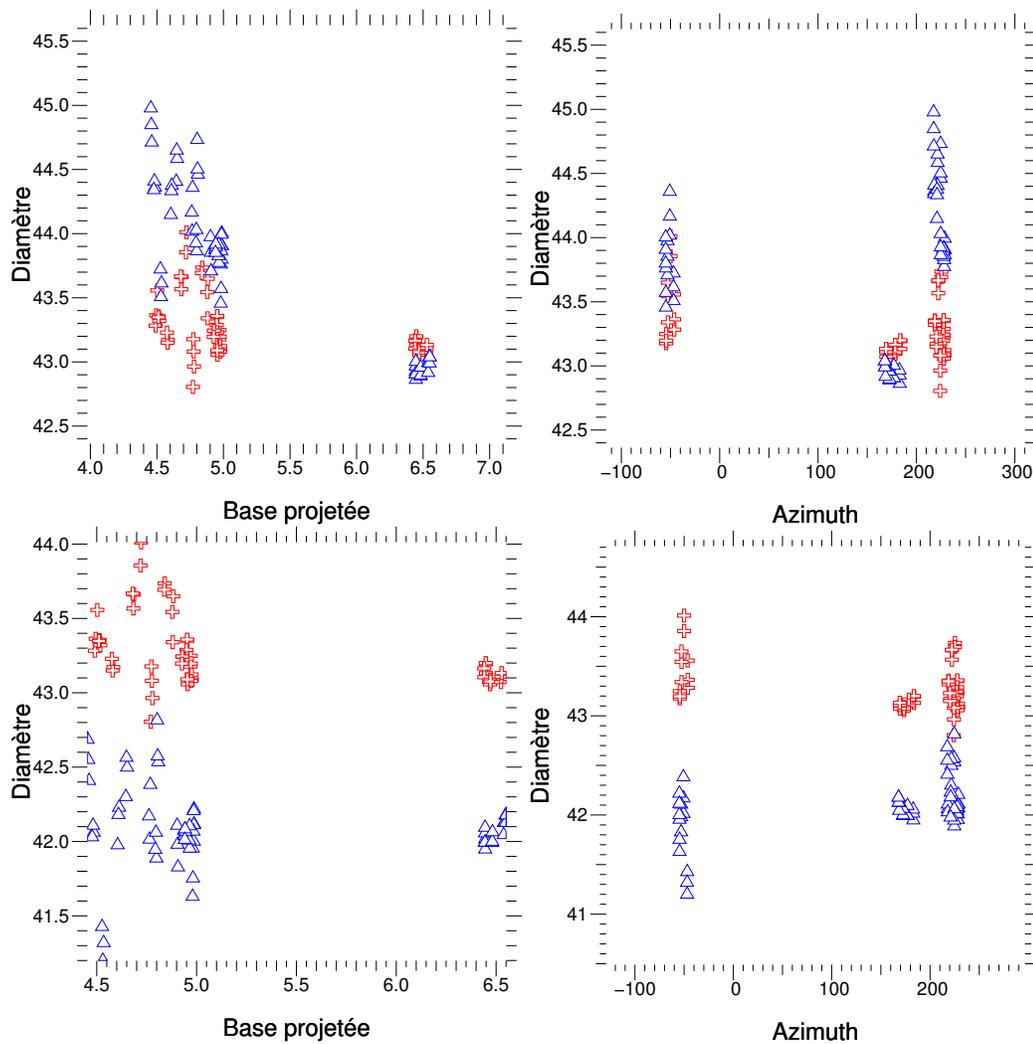


FIG. 4.4 – Analyse des diamètres de disque uniforme ajustés aux données du premier lobe en fonction de la base et de l’azimut en séparant les polarisations. La polarisation « bas » est représentée en triangles bleus, la polarisation « haut » en croix rouges. **Haut** : Représentation du diamètre de DU en fonction de la base projetée et de l’azimut. **Bas** : Même représentation mais cette fois-ci, les données de la polarisation « bas » ont été corrigées de la présence d’un environnement.

assister à des variations de diamètre de l’ordre de la milli-seconde. On peut aussi noter que selon certains azimuts, l’incertitude sur la mesure du diamètre est de l’ordre de la milli-seconde. Ces effets de la convection sur la détermination de diamètre sont tout à fait compatibles avec les résultats d’ajustement de disque uniforme aux données du premier lobe de Bételgeuse. Les variations à basses fréquences sont probablement une signature de la convection sur le diamètre équivalent de l’étoile. Ceci permet aussi d’affirmer que les mesures de diamètre sur ce type d’étoile sont à manipuler avec précaution tant la convection déforme la dis-

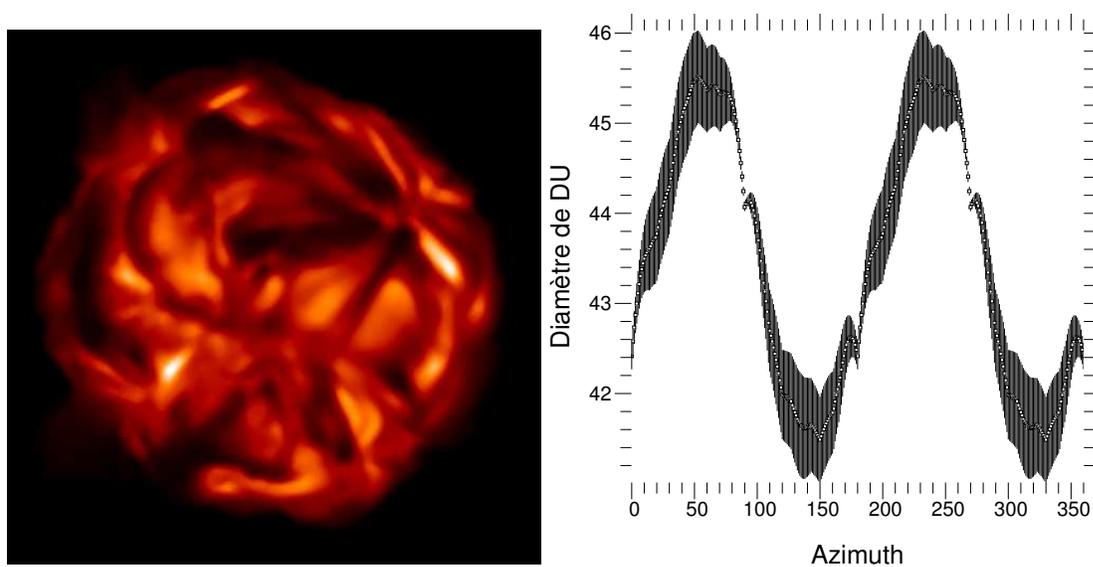


FIG. 4.5 – **Gauche** : Carte d'intensité en bande H d'une supergéante rouge issue des simulations hydro-radiatives présentées plus loin dans ce chapitre. **Droite** : Variation du diamètre de disque uniforme selon l'azimut calculée à partir de l'image présentée à gauche. La périodicité de 180 degrés est évidemment due au fait que le diamètre est mesuré à l'azimut x et $x + \pi$.

tribution d'intensité à la surface d'une étoile que l'on pourrait penser en première approximation comme quasiment centro-symétrique.

Cette explication permet de rendre compte de la dispersion de la valeur du diamètre en azimuth mais pas de la différence entre la polarisation qui est un effet plus fort. Pourquoi le diamètre de Bételgeuse présenterait-il une différence d'environ une milli-seconde d'angle selon la polarisation que l'on analyse ? Je n'ai pour l'instant pas pu trouver d'éléments de réponse à cette question et ceci renforce le besoin d'analyser plus précisément l'effet de la polarisation sur nos observations. Ce travail constitue une perspective de ma thèse.

4.1.4 Assombrissement centre bord

Le pas suivant dans la modélisation interférométrique de surface stellaire est la prise en compte de l'effet d'assombrissement centre-bord. Comme son nom l'indique, il rend compte d'une chute d'intensité entre le centre de l'étoile et ses limbes. Mesurer l'assombrissement permet de contraindre les mécanismes de transfert radiatif qui sont à l'origine du rayonnement stellaire. Son origine est à la fois géométrique et physique. Quand on regarde le bord d'une étoile, on regarde une profondeur optique différente de celle qu'on a sur la ligne de visée. Le rayonnement d'une étoile étant thermique (Loi de Stefan-Boltzmann), il décroît généralement avec la distance au centre. Le rayonnement issu des bords de l'étoile correspond à des zones plus froides parce que plus éloignées du centre stellaire. Il

est donc moins intense que sur la ligne de visée qui pointe le centre de l'étoile. La décroissance d'intensité qu'est l'assombrissement centre-bord s'exprime souvent en fonction de μ , le cosinus de l'angle θ entre le centre et le bord de l'étoile auquel on s'intéresse. L'intensité est alors souvent décrite par un polynôme ou par une loi de puissance (voir Hestroffer 1997; Claret 2004). L'effet de l'assombrissement centre-bord est particulièrement remarquable dès le deuxième lobe de visibilité (figure 4.6).

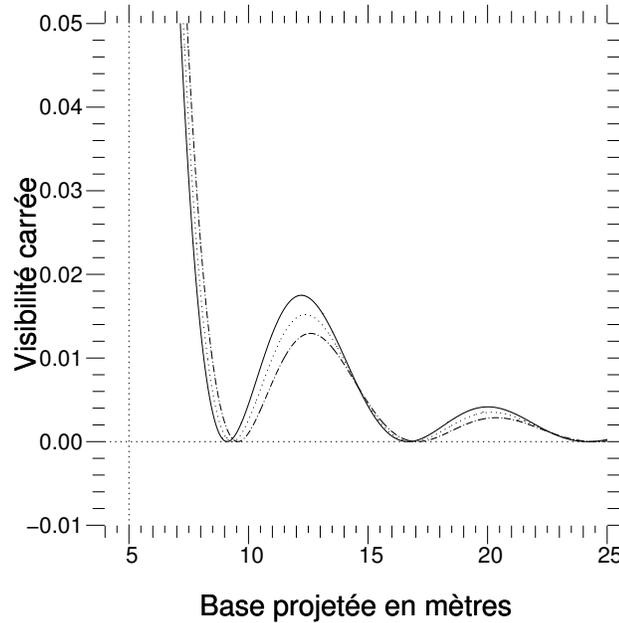


FIG. 4.6 – Visibilités carrées pour un disque uniforme (en continu) et des disques linéairement assombrs ($A = 0,2$ en pointillés et $A = 0,4$ en trait-point). Voir le texte pour la signification de A .

Pour des lois d'assombrissement assez simples, il est possible d'obtenir les fonctions de visibilité analytiques, ce qui améliore grandement la vitesse d'ajustement des modèles par rapport au calcul de la visibilité comme transformée de Fourier de la distribution d'intensité spatiale. La visibilité pour un objet à symétrie circulaire est la transformée de Hankel (transformée dont le noyau est une fonction de Bessel) normalisée de sa distribution d'intensité spatiale. Pour le cas monochromatique la visibilité s'écrit ainsi :

$$|V_\lambda(r)| = \frac{|\int_0^\infty I(r,\lambda) J_0(2\pi \frac{B_\perp}{\lambda} r) r dr|}{|\int_0^\infty I(r,\lambda) r dr|} \quad (4.2)$$

où B_\perp est la base projetée de l'interféromètre et r , la distance au centre de l'étoile.

Pour un assombrissement quadratique que l'on suppose achromatique, on a :

$$I(\mu) = 1 - A(1 - \mu) - B(1 - \mu)^2 \quad (4.3)$$

avec $\mu = \cos(\theta) = \sqrt{1 - (\frac{2r}{\phi_{DA}})^2}$ où ϕ_{DA} est le diamètre du disque assombri.

Le cas d'un assombrissement linéaire est obtenu pour $B=0$. En injectant l'équation de l'intensité dans l'expression de la visibilité, on fait alors apparaître des transformées de Mellin de la forme (Hestroffer 1997) :

$$V_\nu(x) = 2\nu \left| \int_0^1 (1 - \mu^2)^{\nu-1} J_0(x\mu) \mu d\mu \right| = \Gamma(\nu + 1) \times \frac{|J_\nu(x)|}{(x/2)^\nu} \quad (4.4)$$

L'expression de la visibilité pour un assombrissement quadratique est alors finalement :

$$|V_\lambda(z)| = \frac{\alpha \frac{|J_1(z)|}{z} + \beta \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{|J_{3/2}(z)|}{z^{3/2}} + 2\gamma \frac{|J_2(z)|}{z^2}}{\frac{\alpha}{2} + \frac{\beta}{3} + \frac{\gamma}{4}} \quad (4.5)$$

avec $\alpha = 1 - A - B$, $\beta = A + 2B$, $\gamma = -B$ et $z = \pi \phi_{DA} \frac{B_\perp}{\lambda}$.

Ce modèle d'assombrissement ainsi que le modèle linéaire ont été ajustés aux données en incluant l'environnement précédemment évoqué (figure 4.8). Ici les 2 jeux de données polarisées sont analysés simultanément. Les résultats figurent dans le tableau 4.2.

Modèle-Fréquences considérées	ϕ_{DA}	Paramètre(s) de l'assombrissement	χ^2 réduit
Linéaire-2ieme lobe	$44,28 \pm 0,15$	$0,43 \pm 0,03$	11
Linéaire-3ieme lobe	$44,20 \pm 0,15$	$0,43 \pm 0,03$	12
Linéaire-4ieme lobe	$44,20 \pm 0,15$	$0,42 \pm 0,03$	20
Quadratique-2ieme lobe	$44,31 \pm 0,12$	$0,42 \pm 0,03$ et $0,02 \pm 0,03$	11
Quadratique-3ieme lobe	$44,21 \pm 0,12$	$0,42 \pm 0,03$ et $0,01 \pm 0,03$	12
Quadratique-4ieme lobe	$44,18 \pm 0,15$	$0,42 \pm 0,03$ et $0,00 \pm 0,03$	20

TAB. 4.2 – Résultats de l'ajustement des modèles d'assombrissement centre-bord.

L'ajustement est donc bien meilleur en tenant compte d'un effet d'assombrissement centre-bord, le χ^2 réduit passe de ~ 200 à 20 . Une simple loi linéaire semble suffire pour représenter globalement cet effet jusqu'au troisième lobe. Au-delà, les données montrent une complexité non-reproductible par les modèles invoqués jusqu'ici. Le coefficient d'assombrissement linéaire $A=0,42$ pour un diamètre de $44,2$ msa est à comparer avec les mesures faites par Perrin et al. (2004) en bande K qui trouvent un coefficient de $\sim 0,09$ pour un diamètre plus réduit de $\sim 43,6$ msa. Ces mesures effectuées dans deux bandes différentes ne correspondent sans doute pas à la même extension de la photosphère. De plus le deuxième lobe des données

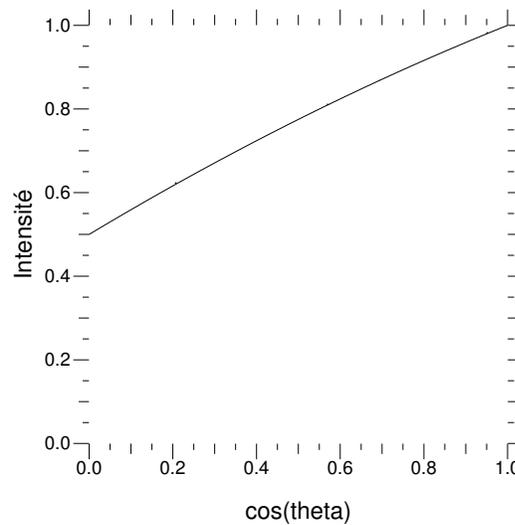


FIG. 4.7 – Représentation de la loi d’assombrissement centre-bord pour Bételgeuse en fonction de μ ($\mu = \cos(\theta)$).

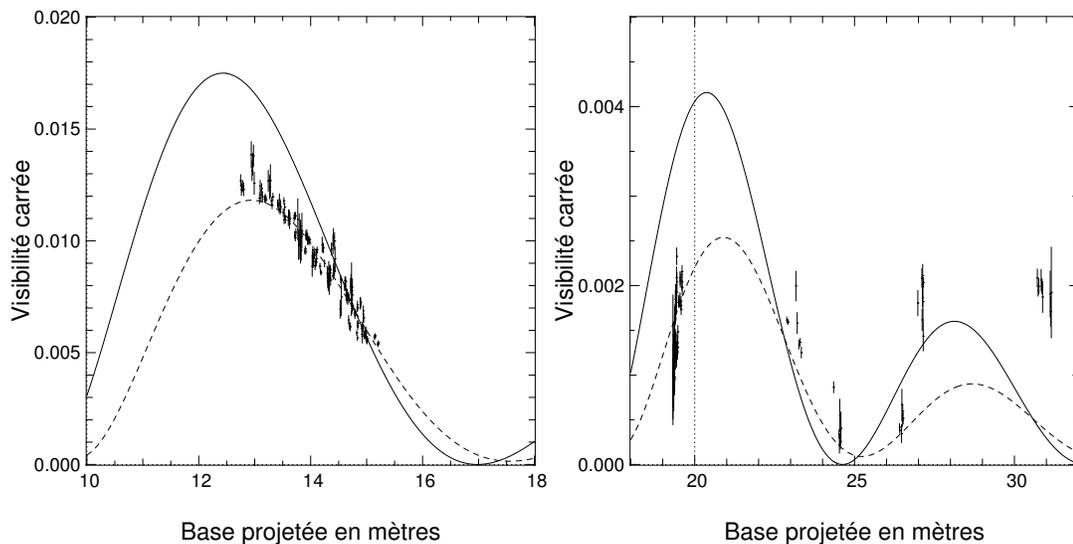


FIG. 4.8 – Ajustement aux visibilités carrées du meilleur modèle d’assombrissement trouvé (en pointillés). Pour reproduire plus correctement les données, il faut injecter un élément qui ajoute du contraste aux hautes fréquences spatiales. La visibilité carrée du disque uniforme est tracée en trait plein pour comparaison.

de Perrin et al. (2004) est constitué de deux échantillons contre plusieurs dizaines dans les données présentées dans cette thèse. Ces mesures de diamètre et de coefficient d’assombrissement centre bord sont donc difficilement comparables. Dans un article plus ancien, Manduca (1979) a obtenu $A=0,52$ par ajustement du profil d’intensité modélisé d’une Bételgeuse à 1,2 microns avec $T_{eff} = 3750$ K, $\log g =$

1,5 et de composition solaire. Plus récemment, van Hamme (1993) a prédit $A=0,49$ pour l'assombrissement en bande J d'un modèle avec $T_{eff} = 3500$ K, $\log g = 0,5$ et une composition solaire. Il apparaît que Bételgeuse présente un assombrissement centre-bord moins intense que ce que ces deux modèles prédisent à des longueurs d'onde proches de la bande H.

L'excès de contraste à haute fréquence témoigne de la présence de structures supplémentaires non prises en compte dans les précédentes modélisations. J'ai alors exploré la piste de structures plus petites que le rayon stellaire en injectant un puis deux disques de taille variable au modèle de disque assombri de diamètre 44,3 milli-secondes d'angle précédemment mis en évidence. Aucune de ces tentatives n'a amélioré l'ajustement. Ces visibilité à haute fréquence étant probablement dues à une ou des asymétries, je me suis alors penché sur l'ajustement des clôtures de phase afin de connaître leur nature.

4.1.5 Origine de l'asymétrie, analyse des clôtures de phase

Tous les modèles invoqués jusqu'à présent étaient à symétrie circulaire. Ils ne peuvent en aucun cas expliquer les clôtures de phase observées sur Bételgeuse. L'écart de la clôture de phase à des valeurs égales à 0 ou π traduit l'existence d'une partie imaginaire non nulle de la visibilité complexe. J'ai commencé par utiliser un modèle simple de point source situé à différentes coordonnées sur le disque. La modélisation de la visibilité d'un point est une simple sinusoïde dont l'amplitude dépend du flux de cette source ponctuelle et la fréquence de sa position dans le ciel.

La partie imaginaire de la visibilité est uniquement due à l'asymétrie que j'injecte dans le modèle car un objet à symétrie centrale a une visibilité réelle. Or, modéliser les clôtures de phase est équivalent à modéliser parties réelles et imaginaires. On peut alors se servir de la visibilité carrée mesurée pour modéliser la partie réelle de la visibilité. L'intérêt est d'utiliser l'ensemble des données et de minimiser les paramètres à ajuster qui décrivent seulement la partie imaginaire :

$$V^{Model} = \text{Re}(V^{Model}) + i \text{Im}(V^{Model}) \quad (4.6)$$

$$= \pm \sqrt{V^2 - \text{Im}(V^{Model})^2} + i \text{Im}(V^{Model}) \quad (4.7)$$

$$= \pm \sqrt{V^2 - \text{Im}(V_{ASYM})^2} + i \text{Im}(V_{ASYM}) \quad (4.8)$$

Mais il y a une incertitude sur le signe dû au passage au module de visibilité carrée à la visibilité complexe. Cette incertitude peut être levée en connaissant l'ordre des lobes de visibilité, ce qui fut assuré par l'ajustement du disque assombri précédemment décrit. Cette approche a l'avantage de limiter le modèle (une étoile plus un point) à la partie imaginaire de la visibilité et donc à trois paramètres (l'amplitude et les deux coordonnées de position dans le ciel). Ayant constaté que cet ajustement des clôtures de phase définissait une hypersurface présentant des minima locaux, j'ai tracé une carte de χ^2 réduit représentant la valeur de cet es-

timeur en fonction des coordonnées de position à laquelle la source ponctuelle est placée. Cette carte est présentée figure 4.9.

Le meilleur ajustement au sens des moindres carrés (χ^2 réduit de 4,6) est obtenu pour une source ponctuelle située à -14,84 milli-secondes d'angle d'ascension droite relative (à l'Est) et à -18,87 milli-secondes d'angles de déclinaison relative (au Sud) du centre de Bételgeuse pour un flux de $\sim 0,6\%$ du flux total. A cause de la modélisation de la seule partie imaginaire de la visibilité, il y a une dégénérescence entre cette solution et son symétrique par rapport au centre de l'étoile et qui est de flux opposé.

On remarque que la surface de χ^2 présente des zones de minima bien délimitées. De cette géométrie, on peut penser que plusieurs positions pour ce point sont probables et donc qu'un ensemble de point est lui aussi probable. Ceci m'a conduit à ajuster une tache, modélisée comme un disque uniforme, aux clôtures de phase. Une carte similaire à la figure 4.9 est présentée figure 4.11.

Cette carte présente deux minima (χ^2 réduit de 4,7) situés à environ 5 milli-secondes d'angle d'ascension droite de part et d'autre du centre de Bételgeuse. L'ajustement d'une tache conduit à des diamètres de l'ordre de ~ 300 milli-secondes d'angle. L'autre zone qui donne les meilleurs ajustements (χ^2 réduit de 4,8) se situe au bord Sud-Est de Bételgeuse, exactement comme l'ajustement d'une source ponctuelle (figure 4.9). Les paramètres correspondant à cette tache sont une position de -15,0 milli-secondes d'angle et de -18,9 milli-secondes d'angle et un diamètre de 1 milli-seconde d'angle et un flux de 1%. Cette tache est à 24 milli-secondes d'angle du centre de Bételgeuse soit à un peu moins 2 milli-secondes du bord du disque assombri qui ajuste le mieux les visibilités carrées. Cependant, en raison des variations de diamètre dues à la convection abordées dans la partie 4.1.3, Bételgeuse peut être localement plus étendue et cette source ponctuelle peut se situer sur le disque stellaire (au moins en projection). Ces données ne permettent pas de conclure où se situe exactement cette tache.

On peut rapprocher cette position probable d'une tache sur le bord Sud-Est de Bételgeuse avec les travaux de Tabebe et al. (2007) qui analysent des observations interférométriques à $11,15 \mu m$ effectuées à la fin de l'année 2006. Une tache représentant $\sim 5\%$ du flux total et située à une position extrême sur le disque stellaire est le résultat de leur meilleur ajustement aux données. Une comparaison avec les résultats de l'ajustement de l'ensemble des données IOTA à $1,65 \mu m$ d'Octobre 2005 est présentée figure 4.12.

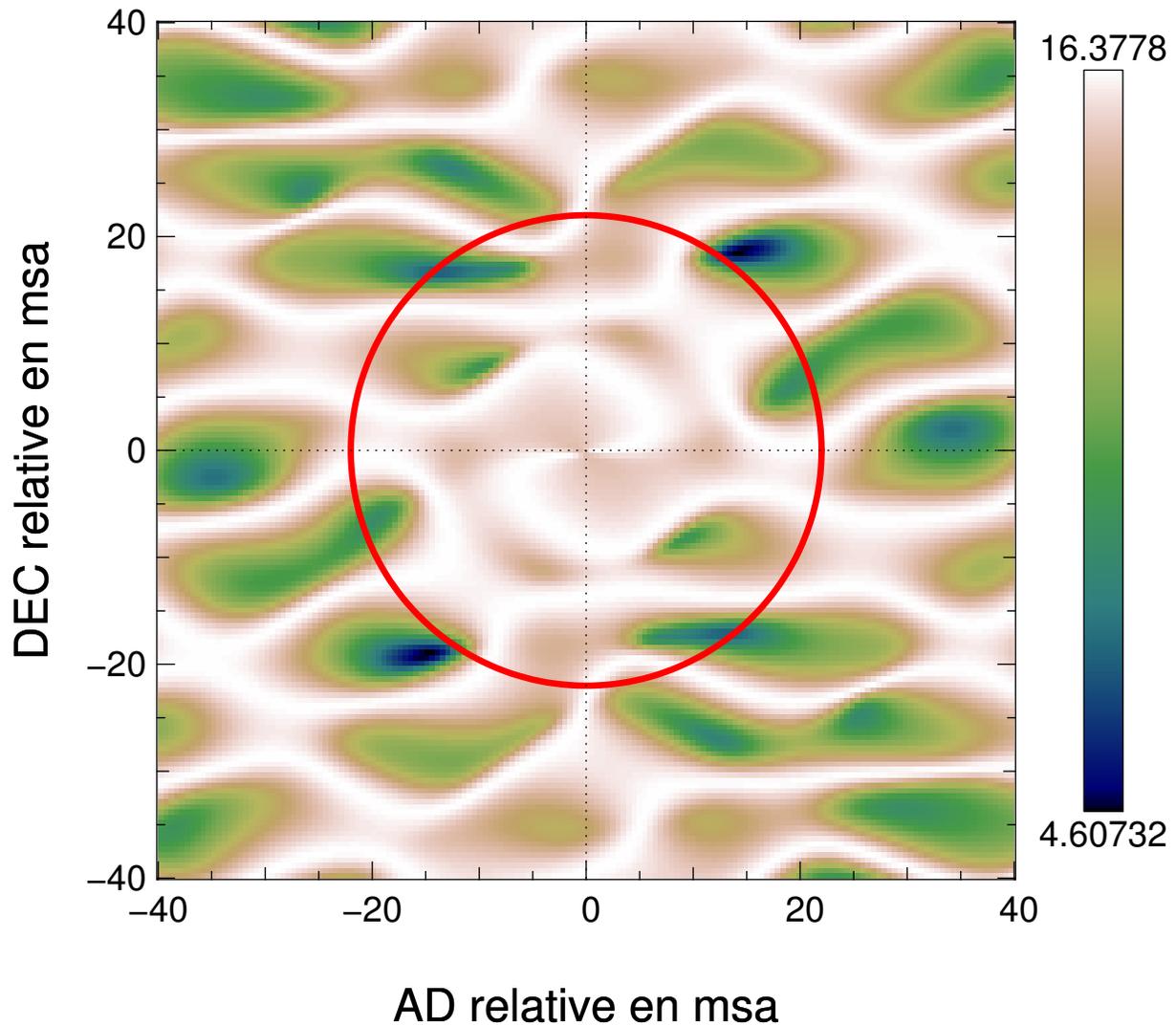


FIG. 4.9 – Carte des valeurs de χ^2 issues de l'ajustement d'une source ponctuelle à l'ensemble des clôtures de phase mesurées sur Bételgeuse en Octobre 2005. La centro-symétrie de la carte s'explique par la totale équivalence du point de vue de la modélisation entre un point d'amplitude A et à la position (x_0, y_0) et un point d'amplitude $-A$ à la position $(-x_0, -y_0)$. Ceci n'est vrai que si la partie imaginaire seule est modélisée. Le cercle rouge délimite une zone de diamètre 44,3 milli-secondes d'angle. Cette hypersurface présente donc plusieurs minima locaux aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du disque assombri de Bételgeuse. L'ajustement qui minimise le χ^2 est présenté figure 4.10. Il correspond à un point situé à proximité du bord du disque assombri.

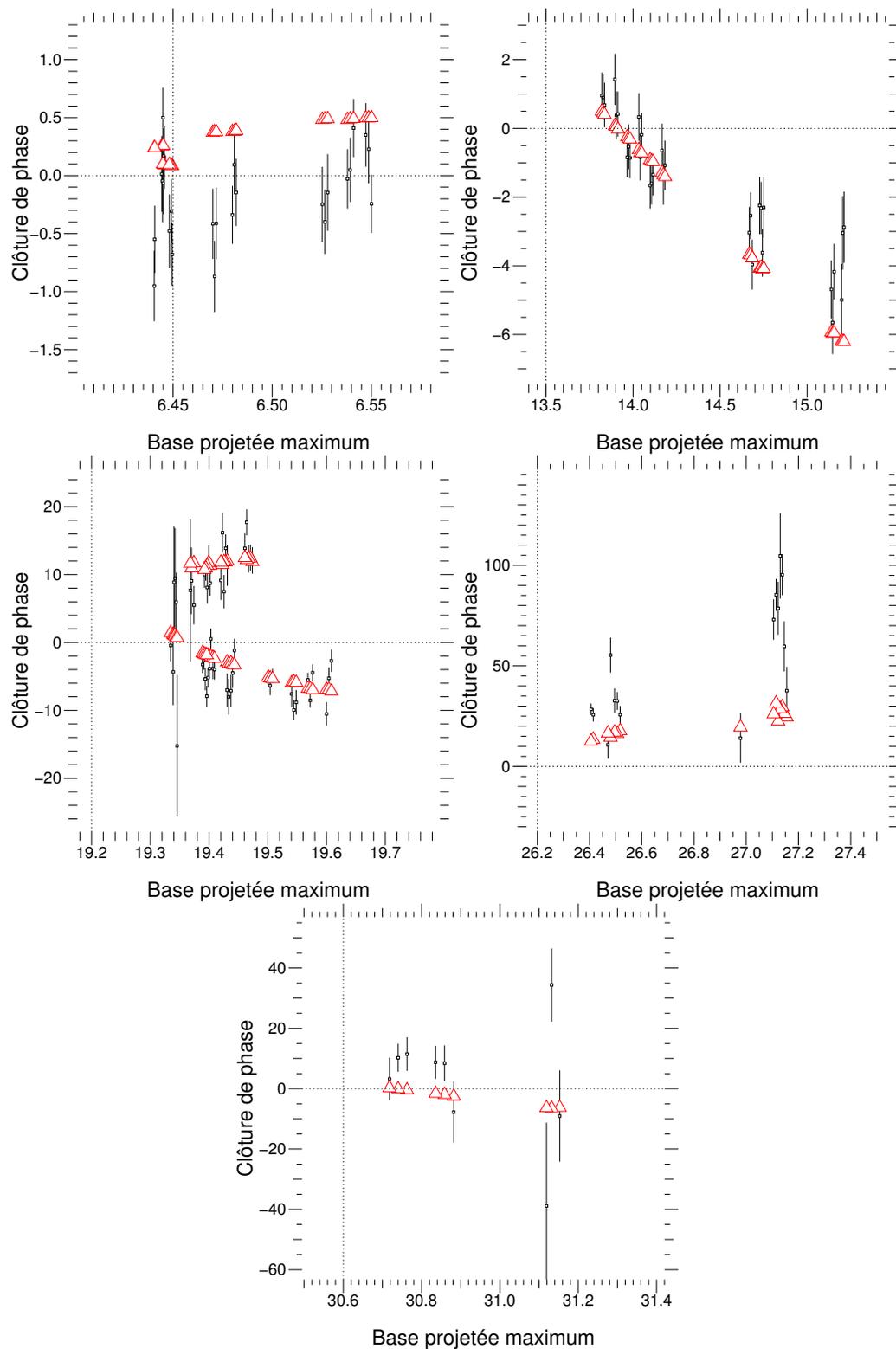


FIG. 4.10 – Meilleur ajustement au sens des moindres carrés d'un modèle de source ponctuelle (triangles rouges) aux données de clôtures de phase (en degrés) de Bételgeuse (en noir). Les différents graphiques correspondent aux différents domaines de bases projetées. Plus la base projetée est grande, moins l'ajustement est bon.

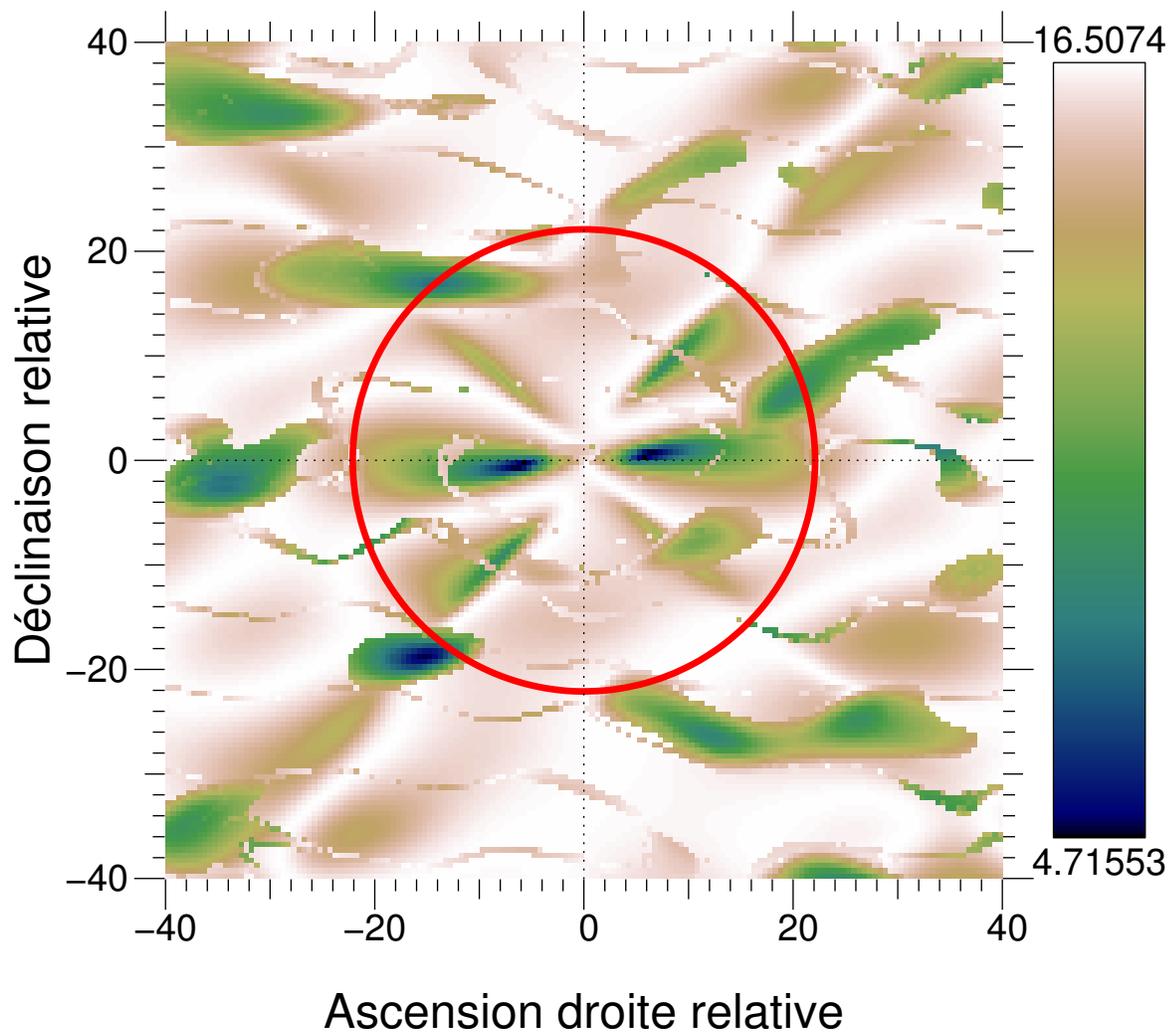


FIG. 4.11 – Carte des valeurs de χ^2 issues de l'ajustement d'une tache à l'ensemble des clôtures de phase mesurées sur Bételgeuse en Octobre 2005. La carte n'est plus centro-symétrique car l'ajout d'un nouveau paramètre dans l'ajustement, le diamètre de la tache, conduit à des solutions qui ne sont plus reproductibles pour deux positions centro-symétriques. Par rapport à la figure 4.9, ces nouveaux ajustements révèlent des minima locaux semblables et en fait apparaître de nouveaux correspondant à des diamètres élevés.

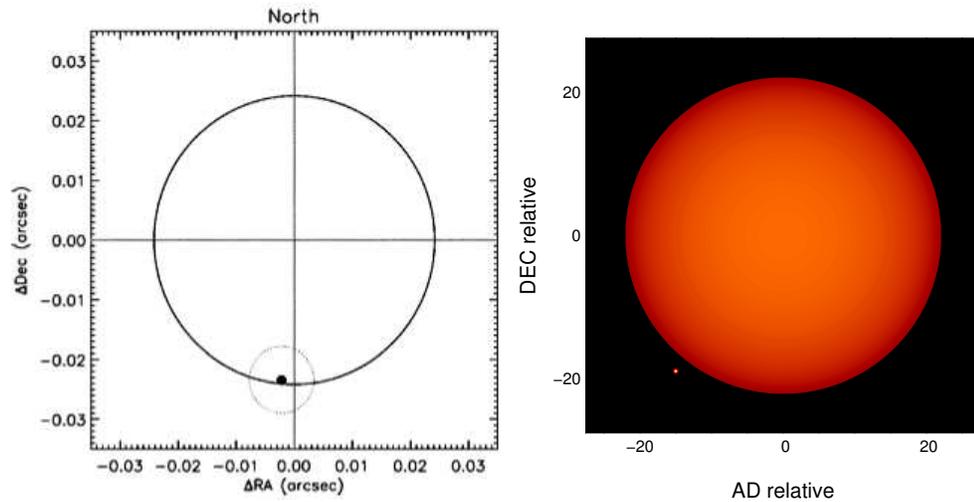


FIG. 4.12 – **Gauche** : Modèle de disque uniforme de 48,4 milli-secondes d'angle ajusté aux données de Bételgeuse à $11,15 \mu m$ fin 2006. Un point situé sur le bord Sud du disque et représentant 5,3% du flux total rend compte des clôtures de phase observées. Extrait de Tatebe et al. (2007). **Droite** : Imagerie paramétrique de Bételgeuse d'après l'exploitation de données interférométriques obtenues à 1,65 micron au mois d'Octobre 2005. Bételgeuse est représentée par un disque assombri d'une taille angulaire de 44,3 milli-secondes d'angle entourée d'un environnement. Les clôtures de phase indiquent la présence d'une structure localisée d'1 milli-seconde d'angle de diamètre et proche du bord Sud-Est de la photosphère. Elle contribue à 1% du flux total observé.

4.1.6 Résumé des résultats

Dans le cas de Bételgeuse, mon travail d'analyse a permis de :

- mesurer le diamètre de la photosphère ($44,28 \pm 0,15$ milli-secondes d'angle pour un disque assombri avec $A=0,43 \pm 0,03$),
- de mettre en évidence une variation de diamètre selon l'azimut qui peut s'expliquer par le phénomène de convection,
- de détecter la contribution à quelques pourcents du flux total d'un environnement qui est vraisemblablement l'environnement de poussière vu en infrarouge moyen et qui est probablement polarisé en partie, et finalement
- de révéler la présence à haute fréquence spatiale de structures peu brillantes qui contribuent à environ 1 % du flux total observé.

Au sujet de l'origine des asymétries, l'imagerie paramétrique ne peut conclure à ce stade. Il pourrait s'agir de taches de convection de grande taille (environ 100 rayons solaires) prédites par les simulations hydro-radiatives si celles-ci étaient localisées à l'intérieur du disque stellaire. L'hypothèse d'un compagnon ou d'une inhomogénéité dans l'atmosphère de Bételgeuse n'est toutefois pas non plus écartée. L'ajustement des clôtures de phase par des modèles simples comme une tache et un point mènent à beaucoup de minima locaux. Par ailleurs, l'ajustement des visibilité carrées n'est pas amélioré par l'ajout d'un point ou d'une tache dans la modélisation. En plus, du manque d'information en fréquence spatiale et en phase, il semble que l'objet soit trop complexe pour le modéliser paramétriquement par quelques structures géométriques. J'ai donc aussi utilisé l'approche de la reconstruction d'image régularisée pour essayer de faire apparaître des structures qu'il est difficile d'imaginer précisément.

4.2 Imagerie par reconstruction régularisée

Dans cette section, j'expose le principe de la reconstruction regularisée d'image interférométrique et son application aux mêmes données de Bételgeuse utilisées dans la précédente partie.

4.2.1 Problématique de la reconstruction d'images interférométriques

L'interférométrie optique actuelle empêche d'obtenir directement des images parce que les interféromètres possèdent trop peu de télescopes et ne sont pas suffisamment mobiles pour obtenir assez de fréquences spatiales pendant un temps suffisamment court pour que l'objet observé ne varie pas. De plus l'espace des fréquences spatiales est plus difficile à interpréter que l'espace image. On peut aussi rajouter qu'il existe peu d'interféromètres à plus de 3 télescopes. La pression sur ces instruments fait que les nuits d'observation sont donc peu nombreuses en plus d'être parfois affectées par des mauvaises conditions atmosphériques. Les infrastructures interférométriques permettent aujourd'hui d'obtenir au plus

quelques centaines de visibilitées carrées et le tiers de clôtures de phase en quelques jours. Sachant que l'on cherche à reconstruire une image comportant typiquement plus d'un millier de pixels, le problème est donc sous-déterminé. Il est en général abordé en injectant de l'information a priori et sous plusieurs formes sur l'objet que l'on cherche à reconstruire.

Différentes méthodes ont déjà prouvé leur efficacité en radio-astronomie. L'algorithme de référence CLEAN (Högbom 1974) reconstruit des images en ajoutant successivement des diracs de niveaux d'intensité différents mesurés sur la TF des données mesurées de visibilitées pondérées et rééchantillonnées. Cependant, cet algorithme souffre de plusieurs limites dont le fait qu'il suppose que la scène astronomique soit un ensemble de points sources, ce qui conduit à des sources reconstruites toutes ponctuelles. La méthode du maximum d'entropie (MEM, Nityananda & Narayan 1982) suppose un modèle de sources lisses et positives. Cette méthode, très populaire en radio-astronomie, consiste à reconstruire l'image la plus douce possible, c'est-à-dire d'entropie maximale, qui soit cohérente avec les données. Avec l'avènement des interféromètres optiques recombinaut un nombre croissant de télescopes, des travaux de développements d'outils de reconstruction d'images interférométriques en optique ont démarré il y a une vingtaine d'années environ.

4.2.2 La reconstruction vue comme un problème inverse, l'approche Bayésienne

Tous les 2 ans a lieu un concours de reconstruction d'image interférométrique, le concours de beauté d'imagerie (« Imaging Beauty Contest », IBC, Lawson et al. 2004; Monnier et al. 2006). Des visibilitées et phases issues de l'observation simulée d'un objet complexe sont envoyées aux participants qui doivent avec leur méthode propre, reconstruire une image. Le gagnant est celui qui propose une image se rapprochant le plus de l'objet de départ. La reconstruction vise à retrouver les paramètres décrivant la distribution spatiale d'intensité d'un objet \mathbf{x} sachant les données de visibilitées carrées et des clôtures de phase sont \mathbf{y} :

$$\mathbf{y} = m(\mathbf{x}) + \mathbf{b} \quad (4.9)$$

où m est le modèle de formation de données et \mathbf{b} , les bruits et erreurs de modélisation. On peut dans un premier temps chercher à trouver x_{MV} , le \mathbf{x} qui maximise la vraisemblance :

$$\mathbf{x}_{MV} = \arg \max_{\mathbf{x}} p(\mathbf{y}|\mathbf{I}\mathbf{x}) \quad (4.10)$$

où \mathbf{I} représente les informations générales dont on dispose et dont le modèle m fait partie, $p(\mathbf{y}|\mathbf{I}\mathbf{x})$ est la probabilité conditionnelle d'avoir \mathbf{y} sachant \mathbf{I} et \mathbf{x} .

L'ajustement paramétrique minimise un critère déduit à partir de la modélisation des données d'entrées que sont les visibilitées et clôtures de phase dans le cas d'observations interférométriques à trois télescopes. Mais parce qu'il y a

peu d'information de phase (33% pour les interféromètres à 3 télescopes délivrant des clôtures), peu de fréquences spatiales mesurées et aussi du bruit sur les mesures, il existe beaucoup de solutions équivalentes du point de vue de la vraisemblance. Le problème est dégénéré. L'approche qui est en général adoptée en reconstruction d'image est d'injecter un ensemble d'informations de vraisemblance astrophysique, que l'on nomme connaissance a priori sur l'objet, pour combler le manque d'information. Il peut s'agir de ce qu'on appelle un prior, c'est-à-dire une représentation grossière de l'objet (par exemple un disque uniforme ou assombri si on cherche à reconstruire l'image d'une étoile) et/ou de propriétés de l'image qui doit être reconstruite in fine comme par exemple un critère de lissage. A partir de ces informations a priori, on va pouvoir reconstruire l'objet d'étude même aux fréquences spatiales non-observées. Un nouvel estimateur appelé maximum a posteriori (MAP) est alors utilisé pour guider la reconstruction :

$$\mathbf{x}_{MAP} = \arg \max_{\mathbf{x}} p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}) \quad (4.11)$$

D'après la règle de Bayes, on a :

$$p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}) = \frac{p(\mathbf{y}|\mathbf{I}\mathbf{x})p(\mathbf{x}|\mathbf{I})}{p(\mathbf{y}|\mathbf{I})} \quad (4.12)$$

or $p(\mathbf{y}|\mathbf{I})$ est une constante vis-à-vis de \mathbf{x} , donc :

$$p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}) \propto p(\mathbf{y}|\mathbf{I}\mathbf{x})p(\mathbf{x}|\mathbf{I}) \quad (4.13)$$

et donc,

$$\mathbf{x}_{MAP} = \arg \max_{\mathbf{x}} p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}) = \arg \max_{\mathbf{x}} p(\mathbf{y}|\mathbf{I}\mathbf{x})p(\mathbf{x}|\mathbf{I}) \quad (4.14)$$

On notera que l'on retrouve l'estimateur de maximum de vraisemblance si on ne dispose pas d'information a priori, i.e. si $p(\mathbf{x}|\mathbf{I}) = \text{constante}$.

Les lois statistiques utilisées étant souvent de types normales, $p(y_i|xI_i)$ s'écrit comme :

$$p(y_i|xI_i) \propto \exp\left(-\frac{(y_i - m_i(\mathbf{x}))^2}{2\text{Var}(y_i)}\right) \quad (4.15)$$

où $\text{Var}(y_i)$ désigne la variance associée à la mesure y_i . On maximise alors non pas la probabilité mais on minimise plutôt l'opposé de son logarithme pour obtenir un critère de type χ^2 :

$$\mathbf{x}_{MAP} = \arg \max_{\mathbf{x}} p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}) \quad (4.16)$$

$$= \arg \min_{\mathbf{x}} [-\log(p(\mathbf{x}|\mathbf{I}\mathbf{y}))] \quad (4.17)$$

$$= \arg \min_{\mathbf{x}} [-\log(p(\mathbf{y}|\mathbf{x}\mathbf{I})p(\mathbf{x}|\mathbf{I}) + \text{constante})] \quad (4.18)$$

$$= \arg \min_{\mathbf{x}} [-\log p(\mathbf{y}|\mathbf{x}\mathbf{I}) - \log p(\mathbf{x}|\mathbf{I})] \quad (4.19)$$

$$= \arg \min_{\mathbf{x}} [J_{data} + J_{prior}] \quad (4.20)$$

La solution finale (l'image reconstruite) est définie comme celle qui minimise un critère composé de deux termes (équation 4.20). Le premier terme est le terme de vraisemblance et mesure l'ajustement de la reconstruction aux données. Le second terme est appelé terme de régularisation et mesure la compatibilité de la reconstruction avec une connaissance a priori de l'objet observé. L'hyperparamètre μ permet d'ajuster la force de la régularisation par rapport au critère de vraisemblance. On cherche alors à minimiser un critère total de la forme :

$$J_{total} = J_{data} + \mu J_{prior} \quad (4.21)$$

4.2.3 Différentes méthodes de régularisation

La connaissance a priori de l'objet peut se faire de différentes façons : contrainte de positivité de l'image reconstruite, lissage plus ou moins important et prior. Il existe alors plusieurs façons de rappeler la construction vers cette connaissance a priori de l'objet. Par exemple, l'algorithme WISARD permet d'utiliser plusieurs types de régularisation (voir Le Besnerais 2008) :

- Quadratique : pour des objets relativement lisses, cette régularisation rappelle quadratiquement l'objet à reconstruire vers l'objet a priori.
- Linéaire-quadratique (« L1-L2 »). Pour des objets étendus avec des bords francs comme une planète ou des taches de convection à la surface d'une étoile, un critère quadratique tendra à trop lisser les bords francs et introduira des artefacts dans la reconstruction. Une solution est donc d'utiliser une régularisation linéaire pour les forts gradients d'intensité dans le prior et quadratique pour les plus faibles.
- Linéaire-quadratique dite « white » . Si la régularisation précédente permet de prendre en compte de façon linéaire les forts gradients d'intensité, elle lie ainsi les pixels entre eux ce qui a tendance à empêcher l'apparition de pics isolés. La régularisation « L1-L2-white » autorise davantage l'apparition de ces pics car elle se base sur la valeur des pixels et non sur le gradient.
- Entropique. Ici la régularisation contient un facteur logarithmique. Elle permet d'interpoler entre les trous de la couverture fréquentielle ce qui est primordial quand on a à faire à une structure étendue avec des points brillants, ce qui est souvent le cas en astronomie. Le double vainqueur du concours de reconstruction d'images (IBC 2004 et 2006), la méthode BSMEM (Buscher 1994), utilise ce type de régularisation.

Au cours de mes travaux, j'ai pu utiliser deux algorithmes différents : MIRA et WISARD. Une présentation des différentes méthodes d'imagerie ainsi qu'une comparaison entre ces deux algorithmes dans le contexte de l'IBC 2004 est reportée dans Le Besnerais (2008).

MIRA

L'algorithme MIRA (Multi-aperture Image Reconstruction Algorithm, Thiébaud 2008) reconstruit une image en minimisant directement le critère de l'équation 4.21. MIRA ne tente pas de lever les dégénérescences mais pour éviter de tomber dans des minima locaux, MIRA débute la reconstruction avec une forte régularisation. En effet, commencer par une forte attache aux données donne des résultats peu satisfaisants où le flux est « étalé » sur l'ensemble de l'image reconstruite. Après que l'algorithme a convergé, la reconstruction est redémarrée depuis la solution précédente avec une plus faible régularisation (le coefficient μ est divisé par 2 par exemple). Ces itérations sont répétées jusqu'à ce que la valeur finale de μ fixée par l'utilisateur soit atteinte. D'un point de vue général, MIRA est probablement plus polyvalent que WISARD. Il est plus rapide et permet de traiter plusieurs formats de données (bispectres, spectres de puissance, visibilité complexes).

WISARD

L'algorithme WISARD (Weak-phase Interferometric Sample Alternating Reconstruction Device, Meimon 2005) a une approche plus explicite du problème du manque d'information de phase et permet d'obtenir un critère de reconstruction convexe, ce qui est une propriété désirable pour un critère à minimiser. Il s'inspire des méthodes d'auto-calibration utilisées en radio-interférométrie (Cornwell & Wilkinson 1981) pour trouver non seulement l'objet \mathbf{x} mais aussi l'information de phase manquante α en minimisant le critère :

$$J^{wisard}(\mathbf{x}, \alpha) = J_{wisard}^{data}(\mathbf{x}, \alpha) + \mu J^{prior}(\mathbf{x}) \quad (4.22)$$

Pour cela, WISARD alterne la minimisation en \mathbf{x} et en α après avoir pris en compte l'objet connu a priori. Cette approche explicite rend WISARD plus exigeant en temps de calcul mais aussi plus performant en terme de convergence vers le minimum global.

4.2.4 Images régularisées de Bételgeuse par MIRA et WISARD

Plusieurs méthodes de régularisation ont été envisagées. De par les informations de clôtures de phase, on peut soupçonner que des asymétries de petite taille sont présentes sur l'objet. Ceci milite en faveur d'une régularisation L1L2 ou L1L2-white qui permettent de faire ressortir de telles structures. Différents priors ont aussi été utilisés. Tous sont centro-symétriques et correspondent aux résultats de différents ajustements de disque assombri aux visibilité carrées. Afin de comparer au mieux WISARD et MIRA, un même champ de vue, un même échantillonnage et un même prior ont été choisis en entrée de ces deux algorithmes. Les meilleurs résultats en terme de minimisation de critère sont présentés figures 4.13 et 4.14 .

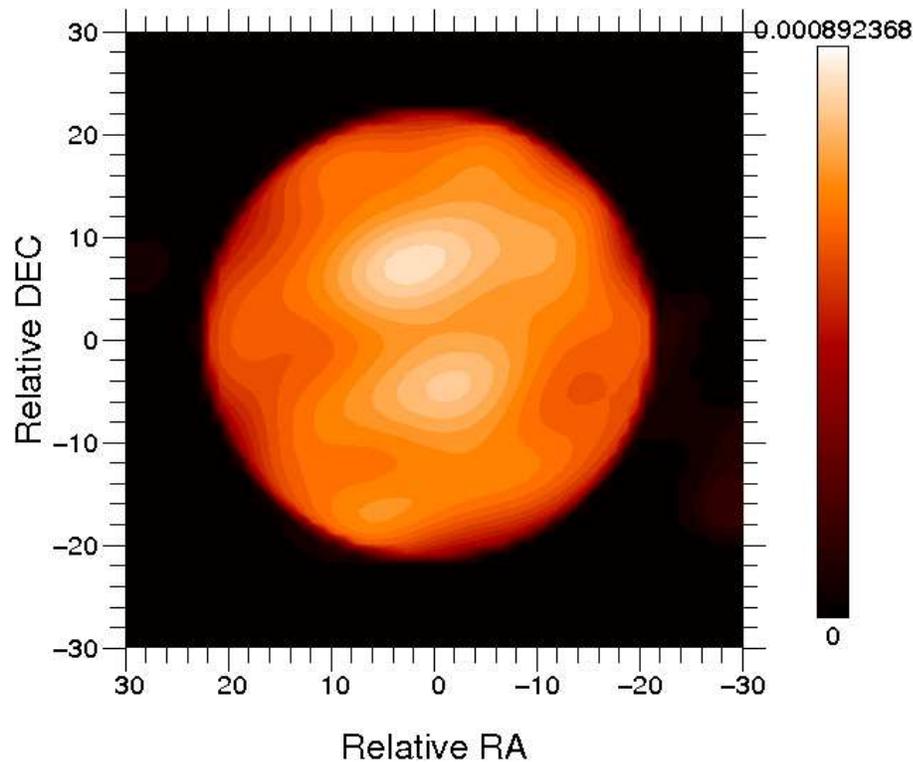


FIG. 4.13 – Reconstruction MIRA de Bételgeuse dans un champ de 80 milli-secondes d'angle. Le prior utilisé est un disque assombri de 44,2 milli-secondes d'angle. La régularisation est de type quadratique.

Contrairement à l'imagerie paramétrique, l'avantage majeur de la reconstruction régularisée est de faire apparaître des structures qui ne sont pas connues a priori. Les deux méthodes font ici clairement apparaître des taches situées sur le disque stellaire (en projection tout du moins). L'information spatiale est globalement la même. En particulier la taille des deux structures brillantes au centre, entre un quart et un tiers du rayon stellaire, ainsi que leur position sur le disque sont quasiment identiques. Il est intéressant de voir que ces structures sont près du centre et diamétralement opposées, i.e. que l'objet semble faiblement centro-dissymétrique. Sur les bords, l'image de WISARD est plus assombrie que celle de MIRA. Ceci s'explique par une plus faible régularisation de WISARD. Ces images régularisées pointent vers des structures situées sur le disque et dont la taille est de l'ordre de plusieurs milli-secondes d'angle. Sur les 2 images reconstruites, la plus brillante des deux taches a une taille apparente à la limite de la résolution de l'interféromètre (~ 11 msa). La tache moins brillante située au Sud est de plus petite taille et n'est probablement pas résolue par l'interféromètre. C'est donc en fait l'asymétrie globale créée par une tache brillante résolue et un autre ensemble asymétrique de structures non résolues qui est d'abord mis en évidence dans ces images.

A part la technique propre de régularisation, on peut souligner que ces techniques utilisent à la fois les clôtures de phase et les modules de visibilité. En cela, cette approche se démarque des travaux d'imagerie paramétriques présentés précédemment.

4.2.5 Guider l'ajustement paramétrique par l'imagerie régularisée

La technique de reconstruction d'image ayant conduit à la mise en évidence de deux taches, j'ai décidé de revenir à l'ajustement paramétrique car c'est ce dernier qui fournit les mesures astrophysiques qui caractérisent scientifiquement l'objet. J'ai donc utilisé les informations sur les 2 taches déduites des images regularisées pour ajuster un nouveau modèle paramétrique aux données de visibilités carrées et aux clôtures de phase. Ce modèle est composé d'un disque assombri (celui ayant servi à la reconstruction régularisée) et de deux taches modélisées sous la forme de deux disques uniformes. Cet ajustement paramétrique détermine la position des deux taches (4 paramètres libres), l'amplitude d'une tache et le diamètre de l'autre étant fixés comme paramètres. Les résultats sont présentés figure 4.15.

Le meilleur ajustement obtenu donne un χ^2 réduit de 15 pour les positions de deux taches présentées sur la figure 4.15. Ce qui constitue une diminution de 10 par rapport au χ^2 obtenu pour un disque assombri et un point (20+4.6). Les amplitudes et diamètres correspondant au meilleur ajustement sont de 2% et 0,02 msa pour la première tache située au Sud et de 2 % et 13 msa pour la tache au Nord. Si les amplitudes trouvées pour ces taches ne correspondent pas à celles de la régularisation, le diamètre de la tache au Nord est compatible. L'ajustement paramétrique ici présenté confirme que la tache au Sud est non-résolue.

Ce meilleur ajustement, en particulier du 3ième lobe de visibilité, a été permis par l'injection de 2 taches dont les propriétés (intensité, diamètre et position) ont été déduites des images reconstruites. Cependant, il est clair que les visibilités à hautes fréquences ne sont pas correctement reproduites.

Une conclusion de ces travaux de reconstruction d'images régularisée et paramétrique est que Bételgeuse est un objet trop complexe pour être caractérisé par des modèles simples. J'ai alors pu tenter une troisième approche qui est une connexion avec la modélisation théorique des atmosphères de supergéantes rouges et nos mesures interférométriques sur Bételgeuse.

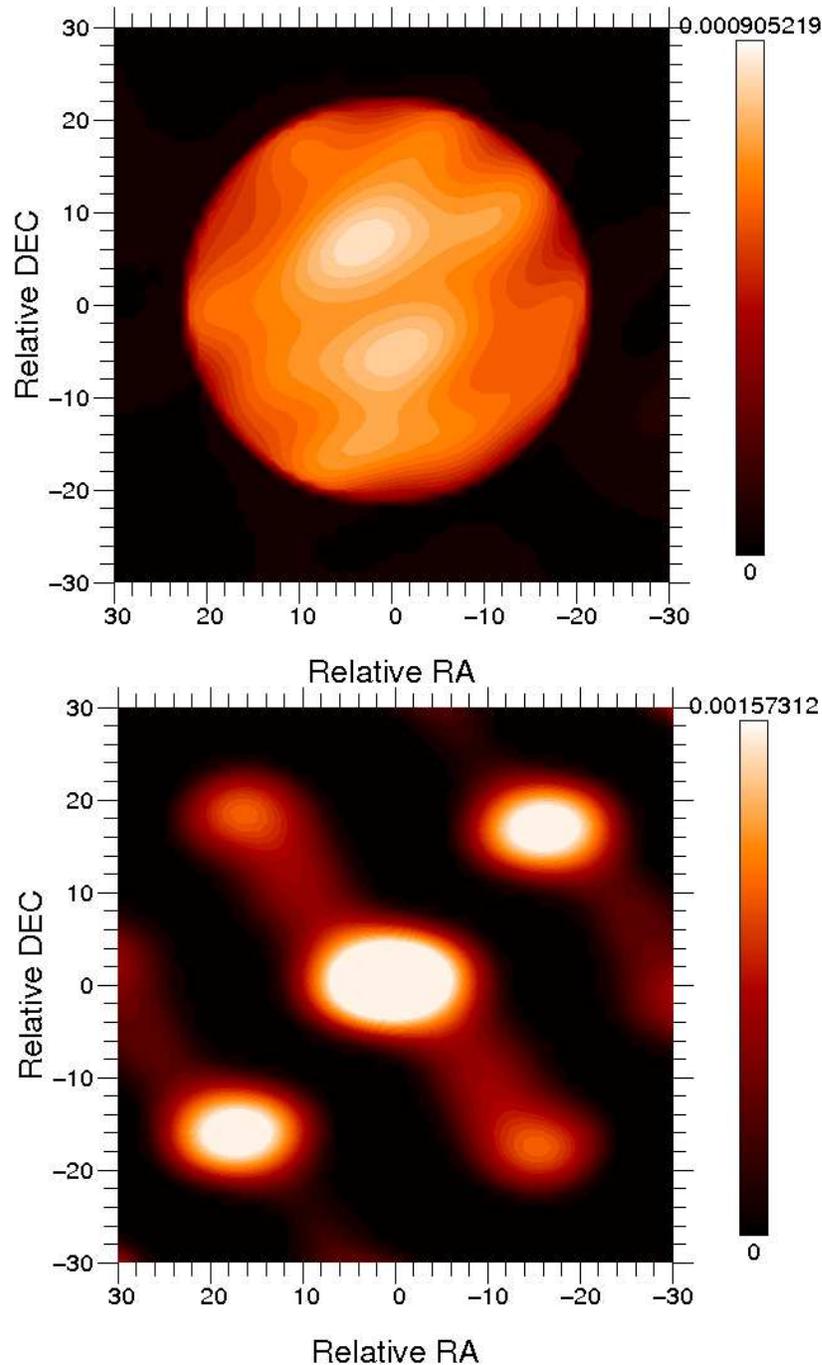


FIG. 4.14 – **Haut** : Reconstruction WISARD de Bételgeuse dans un champ de 80 milli-secondes d'angle. Le prior utilisé est un disque assombri de 44,2 milli-secondes d'angle. La régularisation est de type quadratique. **Bas** : Dirty beam de la reconstruction. C'est la réponse impulsionnelle de l'interféromètre. C'est en fait l'image que l'on aurait d'une source ponctuelle avec la même couverture du plan UV. La comparaison à l'image reconstruite est essentielle car elle permet de vérifier que les structures de l'image ne sont pas des artefacts dus à la configuration de l'instrument.

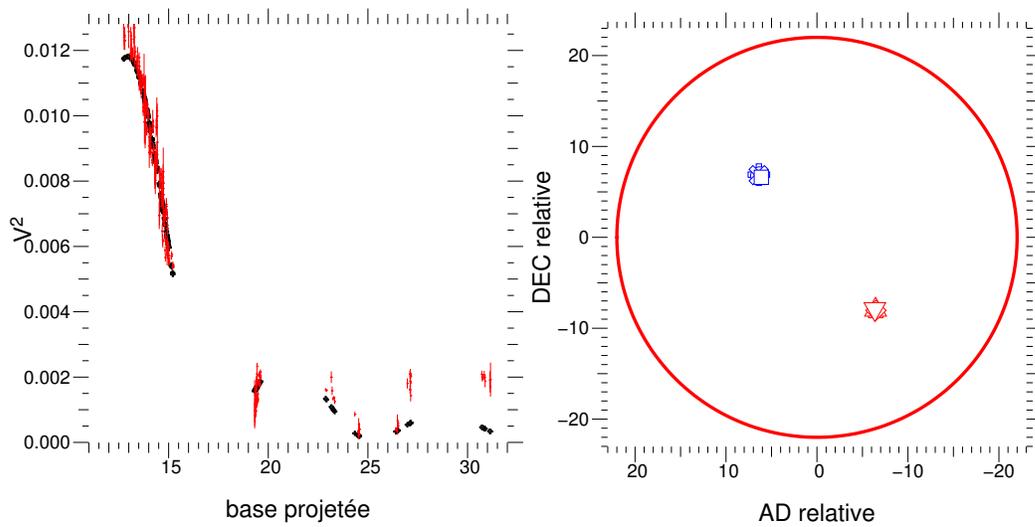


FIG. 4.15 – Gauche : Ajustement des visibilités carrées par le meilleur modèle paramétrique. La valeur du χ^2 de 15 est principalement due au 4^{ème} lobe qui n'est pas encore bien reproduit malgré l'ajout de deux taches dans la modélisation. Droite : Position des 2 taches ajustées par le meilleur modèle paramétrique.

4.3 Compatibilité avec les simulations hydro-radiatives

Les supergéantes rouges font l'objet de nombreuses modélisations théoriques. En particulier, les images issues des codes de simulation développés par Berndt Freytag (Freytag & Höfner 2008) anticipent la présence de cellules convectives de grande échelle à la surface de ces étoiles. Une collaboration avec Andrea Chiavassa, utilisateur des codes de simulation hydro-radiative créés par B. Freytag est née afin de confronter nos données interférométriques aux simulations. Le but est d'avoir une meilleure idée de l'origine des structures faibles observées à haute fréquence spatiale et de vérifier si on peut les expliquer par des taches de convection. Cette section présente ce travail de comparaison. Nous avons utilisé des modèles d'évolution 3D de transfert radiatif hydrodynamique de supergéantes rouges (Freytag et al. 2002). Nous en avons extrait des cartes d'intensité qui servent de base pour créer des observables interférométriques que nous pouvons comparer aux données réellement observées avec IOTA.

4.3.1 Présentation des simulations

Les simulations 3D sont nécessaires pour une analyse temporelle et spatiale complète des atmosphères stellaires. Hier construites pour la modélisation de la granulation solaire, elles s'étendent aujourd'hui à différents types spectraux. Le lecteur intéressé par un résumé des différents codes de simulations existant pourra se reporter à la thèse d'Andrea Chiavassa (Chiavassa 2008). Les supergéantes rouges (SGR) ont été modélisées pour la première fois par Freytag et al. (2002) grâce à des simulations numériques réalisées avec CO5BOLD (COnservative COde for the COmputation of COmpressible COnvection in a BOx of L Dimensions, $L=2,3$). Ces simulations de supergéantes rouges s'attachent plus précisément aux surfaces stellaires convectives. Les équations temporelles hydrodynamiques couplées aux équations de transfert radiatif sont résolues pour un plasma chimiquement homogène compressible placé dans un champ gravitationnel à deux ou trois dimensions spatiales. Les détails de ces simulations peuvent être trouvés dans Freytag & Höfner (2008) et sur le site de CO5BOLD :

http://www.astro.uu.se/bf/co5bold_main.html

Ce code peut être exécuté sur différentes machines dont des machines à calcul parallèle via OpenMP et est documenté en ligne. Le code OPTIM3D d'Andrea Chiavassa (Chiavassa 2008) permet d'obtenir des cartes d'intensités mono ou polychromatiques ainsi que des spectres à haute résolution à partir des simulations hydro-radiatives 3D de CO5BOLD ou de modèles 1D (par exemple MARCS, Gustafsson et al. 1975). En prenant en compte le décalage Doppler dû au mouvement de convection, ces images ou spectres théoriques sont donc directement comparables à des observations réelles (Chiavassa et al. 2007).

A partir des cartes d'intensité issues d'OPTIM3D, on calcule ensuite les transformées de Fourier de ces cartes d'intensité calculées dans le filtre en bande H utilisé sur IOTA. En faisant varier l'orientation et la longueur de la base que l'on

désire, on peut simuler une observation interférométrique d'une Bételgeuse théorique issue de ces simulations hydro-radiatives. Les visibilitées et phases synthétiques ainsi calculées sont directement comparables aux observations réelles.

4.3.2 Comparaison aux données IOTA

La comparaison a pour but de savoir si les modèles radiatifs hydrodynamiques peuvent reproduire les points de visibilité aux différentes fréquences spatiales. En particulier, les lobes d'ordre élevé sont des régions cruciales où ces structures liées à la convection peuvent affecter la courbe de visibilité. Les cartes d'intensité ayant servi de base à la simulation d'observations synthétiques étaient au nombre de 6, chacune étant divisée en 36 portions de 5 degrés chacune. L'ensemble de ces cartes représente une évolution temporelle pour Bételgeuse de 230 jours. Les observations IOTA ayant été acquises en 10 jours, ces cartes ont été utilisées uniquement pour comparer les données observées à un large éventail de distributions d'intensité synthétiques différentes. On trouve un aperçu de ces cartes d'intensité figure 4.16.

La figure 4.17 montre la comparaison des courbes de visibilité issues d'une seule carte d'intensité prise à différents azimuts. L'ensemble des visibilitées synthétiques reproduit tous les points d'observation. On remarque surtout que l'énergie à haute fréquence spatiale dont les modèles paramétriques employés ne rendaient pas compte est maintenant reproduite selon certains azimuts.

Afin de quantifier la comparaison, 6×36 courbes de visibilité ont été calculées et ajustées aux données. Le meilleur χ^2 (0,1) est donné par la courbe de visibilité synthétique présentée figure 4.18. Le modèle utilisé dans ce travail utilise une métallicité solaire, une masse de $12 M_{\odot}$, une luminosité de $9,4 \cdot 10^4 L_{\odot}$, une température effective de 3511 K, $\log g = -0,34$ et un rayon de $836 R_{\odot}$. La distance de Bételgeuse adoptée est de 174,3 parsecs (compatible avec les récentes mesures Hipparcos de Harper et al. 2008).

Les cartes synthétiques présentent des structures aléatoirement disposées sur l'image. Il est donc normal qu'aucune carte ne reproduise parfaitement les visibilitées observées. Afin de réduire cet effet, Andrea Chiavassa a eu l'idée de rassembler les observations par paquets de 5 degrés d'azimut d'intervalle, comme pour les observations synthétiques et a ajusté les courbes synthétiques à chaque paquet de données d'observation de 5 degrés. Un résultat important de cette méthode est que pour l'ensemble des données, les courbes de visibilitées synthétiques reproduisent les données à l'exception d'un seul point situé dans le premier lobe. En abaissant le niveau de visibilité, l'injection d'un facteur d'environnement pourrait potentiellement supprimer ce problème d'ajustement de ce point défailant. Pour des raisons chronologiques, nous n'avons pas étudié les effets de l'environnement et de la polarisation sur ces comparaisons avec les cartes d'intensités hydro-radiatives. Ceci constitue clairement une perspective de ce travail.

4.3.3 Résultats et conclusion

La conclusion de ce travail est que les simulations hydro-radiatives sont capables quasiment parfaitement de reproduire les observations de Bételgeuse à toutes les fréquences spatiales. En ce sens, il s'agit d'une grande amélioration par rapport à l'approche paramétrique. Le remarquable ajustement des données aux deuxième, troisième et quatrième lobes milite fortement en faveur de la présence de cellules convectives de taille représentant 50 à 100 R_{\odot} (1 à 2 milli-secondes d'angle à une distance de 174,3 parsecs).

Ce portrait de Bételgeuse est parfaitement compatible avec les observations interférométriques de Young et al. (2000) et de Tatebe et al. (2007). Cependant, la couverture u-v n'est évidemment pas parfaite et certains domaines d'échelles spatiales correspondant à de plus grandes cellules de convection (de l'ordre de la moitié du rayon stellaire) ne sont pas sondées par nos observations. De nouvelles observations à ces fréquences spatiales permettraient de contraindre encore plus la modélisation. Jusqu'ici, seules les visibilités carrées synthétiques et observées ont été comparées. Un travail similaire sur les clôtures de phase est actuellement en cours.

Ces différents travaux apportent une indication que les asymétries sur la supergéante rouge Bételgeuse peuvent tirer leur origine du phénomène de convection. Ces structures révélées par la clôture de phase mesurée par IOTA seraient dues à la présence de cellules de convection de taille avoisinant les 10 à 50 R_{\odot} et dont la durée de vie est de quelques mois. De nouvelles observations interférométriques permettraient de sonder plus largement la distribution en taille de ces cellules. Chiavassa et al. (2008) montrent que de grandes cellules de convection prédominent autour de 1,6 μm alors que dans les régions où dominant le CO, ce sont de plus petites structures qui sont présentes. L'ajout de résolution spectrale aux observations permettrait alors de voir quels types de cellules de convection sont sondés à différentes longueurs d'onde.

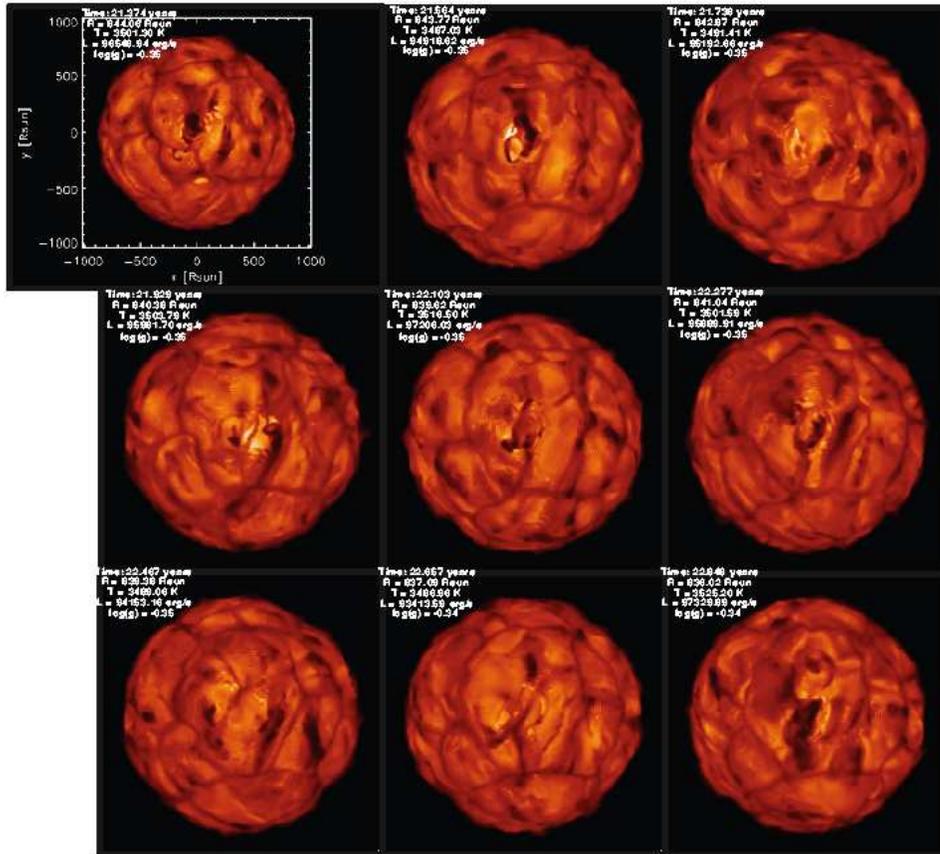


FIG. 4.16 – Echantillons de la gamme de cartes d'intensité synthétiques de supergéante rouge utilisées pour la comparaison avec les observations réelles d'IOTA d'Octobre 2005. Elles sont issues d'OPTIM3D en considérant le même filtre bande H utilisé sur IOTA. L'échelle est linéaire et représente des intensités comprises entre 0 et $310000 \text{ erg/s/cm}^2/\text{\AA}$, les couleurs claires représentent des intensités plus élevées que les couleurs sombres. Au cours de l'évolution temporelle, les grandes structures ($400\text{-}500 R_{\odot}$) ne montrent pas de changement radical tandis que les petites structures ($50\text{-}100 R_{\odot}$) ont un temps de vie de quelques mois.

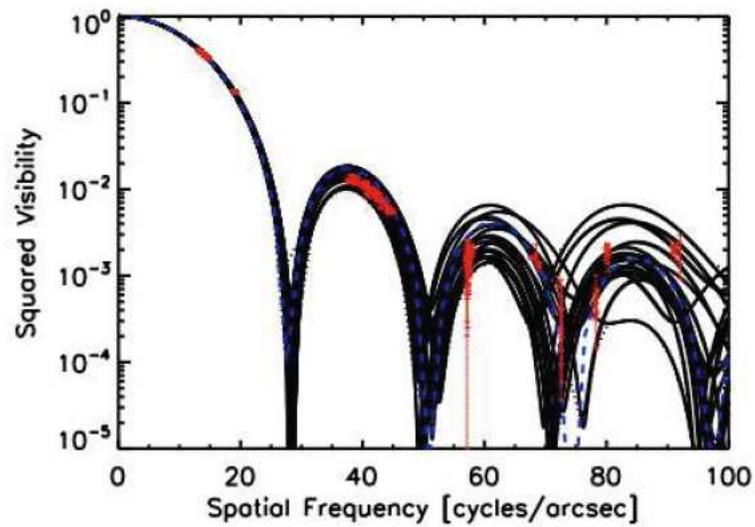


FIG. 4.17 – Ensemble des visibilités des 36 régions de 5 degrés d’azimut correspondant à une carte d’intensité (noir) comparées aux données interférométriques (rouges) de Bételgeuse vue par IOTA en Octobre 2005. Les traits pointillés bleus tracent un disque uniforme de 43,65 milli-secondes d’angle.

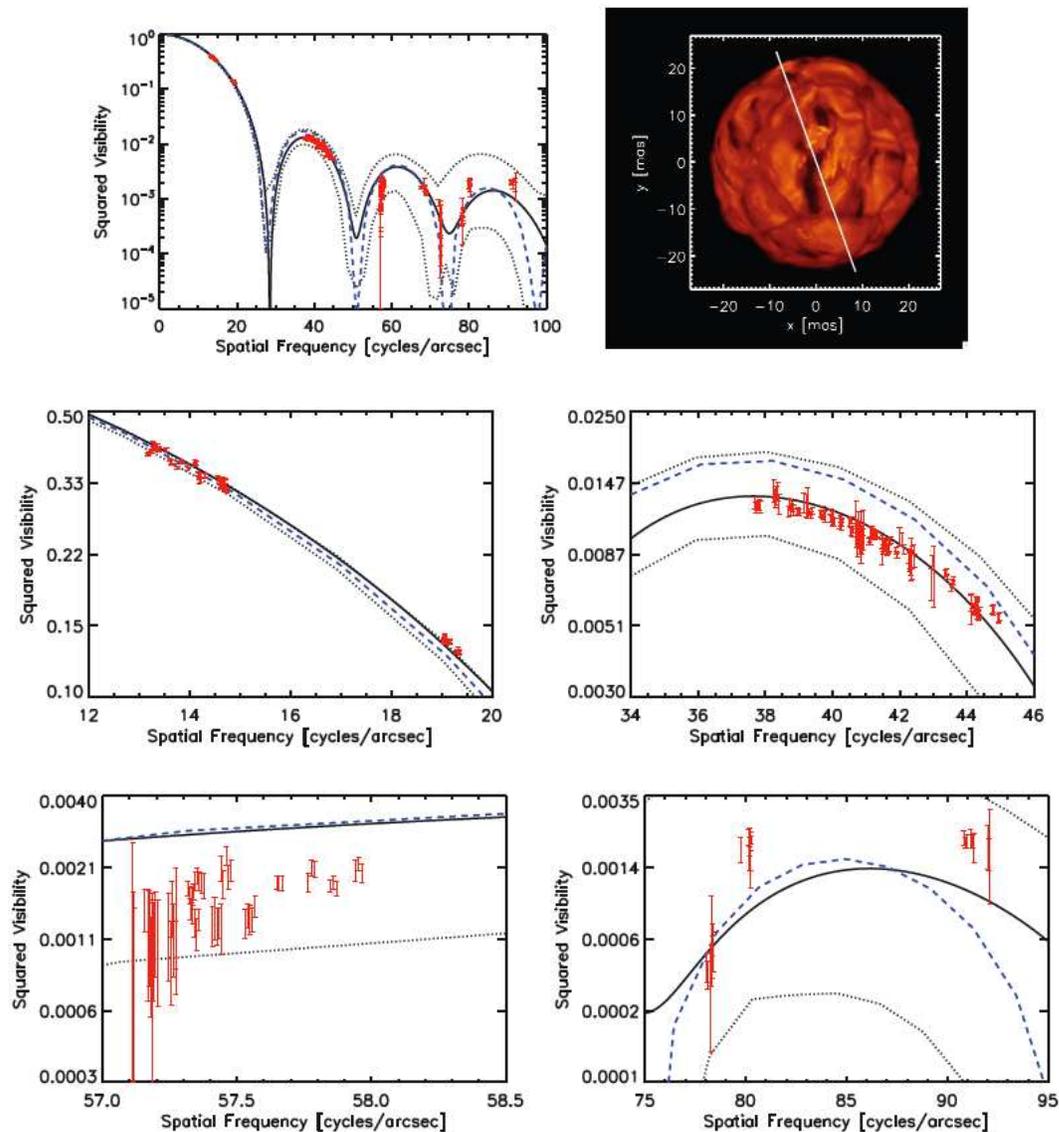


FIG. 4.18 – En haut à droite : Carte d'intensité dans le filtre H utilisé sur IOTA. L'échelle utilisée est la même que figure 4.16. En haut à gauche : meilleure visibilité carrée synthétique (en trait plein noir) ajustée aux données (en rouge) et tirée de l'ensemble des courbes présentées figure 4.16. Les autres graphiques sont des agrandissements. Les traits pointillés bleus tracent un disque uniforme de 43,65 milli-secondes d'angle. Les pointillés noirs délimitent les fluctuations des valeurs de visibilité selon l'azimut des courbes présentées figure 4.16.

4.4 Conclusion globale sur l'imagerie

L'imagerie paramétrique a l'avantage de contraindre fortement les données avec un nombre limité de paramètres. La rigidité du modèle employé comparée à la régularisation permet donc d'estimer précisément la valeur des paramètres du modèle et leurs incertitudes. Cette technique permet de fournir de bonnes descriptions au premier ordre de ces objets mais elle est extrêmement sensible aux erreurs de modèles. Elle reste quand même restreinte aux modèles simples et ne fera pas apparaître de structures si elles ne sont pas contenues dans le modèle. La difficulté principale se résume alors à trouver le bon modèle. Ce travail peut être facilité en utilisant préalablement la reconstruction d'image. En effet, il est cependant possible de parvenir à des images reconstruites à partir de données interférométriques en injectant de l'information a priori sur l'image ou plus précisément sur l'objet à reconstruire. Ces hypothèses fixent donc déjà un cadre à l'interprétation des données. Elles sont plus ou moins contraignantes sur la distribution spatiale de l'objet selon le type de reconstruction. Pour revenir à l'ajustement paramétrique en utilisant les informations indiquées par la reconstruction régularisée (comme par exemple les deux taches brillantes), il faut essayer de conserver l'information a priori (dans notre cas le disque assombri). Ne pas le faire revient à modéliser deux objets différents et le rôle de guide que tient la reconstruction régularisée n'a plus aucun sens. Afin d'éviter de faire des « aller-retours » entre les deux techniques que sont l'ajustement paramétrique et l'imagerie régularisée, il serait intéressant de les combiner en une seule méthode. Grâce à des informations a priori, cette dernière pourrait permettre de « se frayer plus facilement un chemin » dans l'espace des paramètres qu'un modèle paramétrique complexe pourrait engendrer.

Dans le cadre de l'observation de Bételgeuse, l'imagerie régularisée converge vers la présence de taches brillantes proches du centre de l'étoile et de taille comparable au rayon stellaire. Ces structures sont reproductibles par l'ajustement paramétrique. L'ensemble de ces résultats fera l'objet d'une prochaine publication (Haubois et al. 2009). De plus, une comparaison de ces données aux simulations hydro-radiatives de supergéantes rouges montre une compatibilité certaine au moins pour les visibilités carrées et confirme de plus en plus la présence de taches sur le disque stellaire et dont la taille est supérieure à une milli-seconde d'angle. Ces résultats pointent vers la première mise en évidence de cellules de convection à la surface de Bételgeuse conformément aux prédictions de Schwarzschild (1975).

Le temps de vie de ces cellules est estimé à quelques mois par les simulations CO5BOLD. De nouveaux diagnostics observationnels à plusieurs époques permettraient de contraindre ce paramètre clé de la convection. Des données spectropolarimétriques à une résolution d'environ 1 milli-seconde d'angle seraient en outre un apport considérable pour la caractérisation des structures. Par ailleurs, quelle que soit la technique de reconstruction d'imagerie employée, les données interférométriques telles qu'elles sont obtenues avec un interféromètre à 3 télescopes ne permettent pas d'obtenir une image de l'objet observé sans injecter d'in-

formations a priori. Une solution pour combler ce manque d'information serait d'augmenter le nombre de télescopes. Dans cette optique, l'utilisation du recombineur à 4 télescopes MIRC Monnier et al. (2004) sur l'interféromètre CHARA est à envisager même si la variété de bases n'est pas aussi grande (surtout pour les petites bases) qu'elle était sur IOTA car ces télescopes ne sont pas mobiles. On peut ajouter que Bételgeuse est visible depuis le VLTI et le sera probablement aussi par le futur ELT (Extremely Large Telescope). Ces instruments sont à envisager pour les futures observations de l'astre.

Dans ce chapitre, trois approches différentes ont été adoptées dans le cadre de l'imagerie de structures peu brillantes (comparées à la magnitude totale de Bételgeuse) en infrarouge. Pour augmenter la sensibilité des interféromètres actuels et accéder à des objets encore plus faibles, il faut pouvoir intégrer suffisamment longtemps et ce en corrigeant en temps réel les perturbations dues au piston atmosphérique. Cet objectif peut être atteint en utilisant un suiveur de frange. Grâce au développement de la technique de suivi de franges et de l'essor des interféromètres à pupilles de grand diamètre (classe des 10 mètres), une nouvelle branche de l'interférométrie est née.

Cette branche est celle des objets faibles ou très fortement éteints tels que les exoplanètes et les noyaux galactiques. Ces derniers sont les lieux de résidence de trous noirs supermassifs comme c'est le cas pour le Centre Galactique. Grâce à des projets interférométriques tels que GRAVITY, nous serons désormais en mesure d'observer les effets de la théorie de la relativité générale au voisinage du trou noir situé au centre de la Galaxie. Je présente dans la suite ma contribution à ce projet.

Bibliographie

- Aitken, D. K. 2005, *Astronomical Polarimetry : Current Status and Future Directions*, 343, 293
- Buscher, D. F. 1994, *Very High Angular Resolution Imaging*, 158, 91
- Chiavassa, A., *Dynamique Atmosphérique des Supergéantes Rouges*, 352 pages, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2008
- Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2008, arXiv :0802.1403
- Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2007, SF2A-2007 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics held in Grenoble, France, July 2-6, 2007, Eds. : J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, p.447, 447
- Claret, A. 2004, *A&A*, 428, 1001
- Cornwell, T. J., & Wilkinson, P. N. 1981, *MNRAS*, 196, 1067
- Danchi, W. C., Bester, M., Degiacomi, C. G., Greenhill, L. J., & Townes, C. H. 1994, *AJ*, 107, 1469
- Freytag, B., Steffen, M., & Dorch, B. 2002, *Astronomische Nachrichten*, 323, 213
- Freytag, B., Höfner, S. 2008, *A&A*, 483, 571
- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407
- Haubois, X., et al. 2006, SF2A-2006 : Semaine de l'Astrophysique Française, 471
- Haubois, X., Perrin, G., Lacour, S., Meimon, S., et al., 2009, A new look at Betelgeuse in the H Band, in preparation
- Harper, G. M., Brown, A., & Guinan, E. F. 2008, *AJ*, 135, 1430
- Hestroffer, D. 1997, *A&A*, 327, 199
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Lawson, P. R., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5491, 886

- G. Le Besnerais, S. Lacour, L. M. Mugnier, E. Thiébaud, G. Perrin, and S. Meimon. Advanced imaging methods for long-baseline optical interferometry. *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2, October 2008.
- Manduca, A. 1979, *A&AS*, 36, 411
- Meimon, S., Reconstruction d'images astronomiques en interférométrie optique, 196 pages, Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2005
- Monnier, J. D., Berger, J.-P., Millan-Gabet, R., & Ten Brummelaar, T. A. 2004, *Proc. SPIE*, 5491, 1370
- Monnier, J. D., Schöller, M., & Danchi, W. C. 2006, *Proc. SPIE*, 6268
- Nityananda, R., & Narayan, R. 1982, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 3, 419
- Perrin, G., Ridgway, S. T., Coudé du Foresto, V., Mennesson, B., Traub, W. A., & Lacasse, M. G. 2004, *A&A*, 418, 675
- Perrin, G., et al. 2007, *A&A*, 474, 599
- Schwarzschild, M. 1975, *ApJ*, 195, 137
- Tatebe, K., Chandler, A. A., Wishnow, E. H., Hale, D. D. S., & Townes, C. H. 2007, *ApJ*, 670, L21
- Thiébaud, E. 2008, *Proc. SPIE*, 7013,
- van Hamme, W. 1993, *AJ*, 106, 2096
- Young, J. S., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 635

Deuxième partie :
GRAVITY et le Centre Galactique

CHAPITRE 5

Le projet GRAVITY

Sommaire

5.1	Présentation générale du projet	134
5.1.1	Les motivations astrophysiques	135
5.1.2	Le concept instrumental	139
5.2	Les spécificités instrumentales du projet	142
5.2.1	Dispositif général	142
5.2.2	Optique adaptative	143
5.2.3	Fibres optiques	144
5.2.4	Le recombineur de faisceaux	145
5.2.5	Suiveur de franges	145
5.2.6	Spectromètre	145
5.2.7	Méetrologie	145
5.2.8	Planification de conception instrumentale de GRAVITY	146
5.3	Le cœur de GRAVITY : la recombinaison en optique intégrée	146
5.3.1	L'intérêt de l'optique intégrée	146
5.3.2	Plusieurs façons de recombinaison	148
5.3.3	Pour quoi caractériser les composants	151
5.3.4	Caractérisation des composants d'optique intégrée	152

Du rapide progrès scientifique sur le Centre Galactique et de l'essor technologique en matière de haute résolution angulaire est né le concept d'un instrument interférométrique capable d'observer des objets faibles en infrarouge (magnitude supérieure à 15). Au cœur d'un consortium franco-allemand entre 6 instituts dont le LESIA, GRAVITY est un projet instrumental pour l'observation d'objets faibles (comme les voisinages de trou noir) par imagerie et astrométrie interférométriques. Je présente ce projet dans ce chapitre. Un résumé peut être trouvé dans Haubois et al. (2006).

5.1 Présentation générale du projet

GRAVITY est un acronyme signifiant « *General Relativity Analysis via VLT Interferometry* ». Comme son nom l'indique, il s'agit d'observer des effets prédits par la théorie de la Relativité Générale par le moyen de l'interférométrie et plus précisément grâce à l'interféromètre VLTI (Very Large Telescope Interferometer, ESO) situé au sommet du Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au Chili. Il permettra de combiner de façon cohérente dans le proche infrarouge les quatre télescopes de 8 mètres (les UT, voir figure 5.1) en utilisant de l'optique adaptative au niveau de chaque télescope et du suivi de franges au niveau interférométrique. Cet instrument peut être utilisé en mode imagerie, menant à une résolution de ~ 3 milli-secondes d'angle pour les objets aussi faibles que $m_K = 18$ avec l'utilisation d'une étoile de référence de magnitude $m_K = 10$.



FIG. 5.1 – Réseau des 4 télescopes de 8 mètres du Very Large Telescope de l'ESO au Chili. Photographie prise par Pierre Kervella.

Dans son mode astrométrique, GRAVITY mesurera des distances entre l'étoile scientifique et l'objet de référence à une précision de 10 micro-secondes d'angle, offrant alors la possibilité de suivre les mouvements sur le ciel d'une multitude d'objets sur des durées relativement courtes. A 100 pc, la vitesse de 10 micro-secondes d'angle par an correspond à 5 m/s, à 1 Mpc cela correspond à 50 km/s. Une telle précision astrométrique donnera à la communauté astronomique la capacité de mieux comprendre la dynamique des objets de l'Univers local.

GRAVITY était l'un des trois projets répondant à l'appel à proposition pour la seconde génération d'instruments du VLTI. Ce projet a été sélectionné par l'ESO et est maintenant en phase B, phase d'étude avancée qui précède la conception.

5.1.1 Les motivations astrophysiques

Les objectifs scientifiques de GRAVITY sont principalement motivés par le cas du Centre Galactique mais aussi par d'autres objets faibles tels que les noyaux actifs de galaxies (NAG). En plus d'être très peu lumineux à cause de leur distance, ces d'objets sont très éteints. Ils sont souvent occultés par de grandes régions de poussière qui absorbent le rayonnement et qui le ré-émettent dans le domaine infrarouge. Le fait de pouvoir observer des objets de petite taille angulaire et de faible luminosité en infrarouge permet aussi d'étudier les planètes extrasolaires mais aussi des disques et des jets autour de jeunes étoiles, dont les mécanismes physiques restent méconnus. Il est aussi à noter que la précision astrométrique de GRAVITY, c'est-à-dire sa capacité à mesurer des distances entre les objets, le rend plus performant que le satellite Hipparcos. Une présentation des principaux objectifs scientifiques de GRAVITY est faite ci-après. Plus de détails se trouvent dans Eisenhauer et al. (2008).

Sgr A* : les sursauts, les orbites stellaires, archétype des centres galactiques

Sgr A* est le nom de la source radio située au centre de notre Galaxie connue pour héberger un présumé trou noir supermassif de plusieurs millions de masses solaires. Les études des orbites stellaires autour de Sgr A* montrent que le système peut être parfaitement décrit par une simple masse ponctuelle engendrant un potentiel gravitationnel newtonien. Voir chapitre 7. Cependant, des écarts à ces simples descriptions sont attendues. Sgr A* étant vraisemblablement un objet descriptible uniquement par la relativité générale et de plus, étant possiblement entouré par un amas d'objets sombres (étoile à neutron ou trou noir de masse stellaire, Muno et al. 2005; Morris 1993), de forts écarts à un potentiel newtonien devraient être constatés dans les orbites stellaires lors du passage à proximité de Sgr A*. Dans le but de caractériser ces déviations à une physique newtonienne, il est essentiel de faire appel à une astrométrie de très haute précision en proche infrarouge. Ceci implique d'employer les techniques fournissant la plus haute résolution spatiale possible donc l'interférométrie.

Les sursauts de Sgr A*

Genzel et al. (2003) ont observé pour la première fois une émission sporadique en proche infrarouge à la position de Sgr A* (chapitre 7). De plus, cette même équipe observe une sousstructure quasi-périodique de l'ordre de ~ 20 minutes (Genzel et al. 2003), ce qui a été interprété comme la signature d'un volume de gaz chaud en rotation autour de Sgr A* sur la dernière orbite stable.

Avec une masse de 4 millions de masses solaires et une distance de 8 kpc, un trou noir supermassif possède un diamètre apparent de 10 micro-secondes d'angle. Donc l'objet créant les sursauts ne sera probablement pas résolu par les bases du VLTI mais le déplacement astrométrique du centre de lumière de Sgr A*



FIG. 5.2 – Vue d’artiste d’un trou noir et de la matière accrétée. Pour le cas de Sgr A*, les sursauts de luminosité observés sont probablement dus au mouvement orbital de matière chauffée sur la dernière orbite stable bien que cela fasse encore l’objet de débat.

sera détecté par GRAVITY. Le spin du trou noir et les effets de relativité générale (RG) mènent (comme pour le cas des orbites stellaires) à des écarts à la circularité. Donc les sursauts pourront être utilisés comme des moyens de sonder l’espace-temps fortement courbé dans lequel ils ont lieu. Ceci constitue un test de la RG en champ fort. Ce cas scientifique majeur a conduit à la dénomination du projet GRAVITY. L’équipe GRAVITY a simulé des observations VLTI de sursauts provenant de Sgr A* (figure 5.3). Ces simulations ont montré que l’observation d’un seul sursaut permettrait de détecter son mouvement orbital. Si 10 sursauts peuvent être co-additionnés, les forts effets relativistes peuvent devenir visibles.

En résumé, GRAVITY utilise l’approche de la particule test pour sonder la structure de l’espace-temps autour d’un trou noir supermassif. Comparé aux autres expériences de test de la RG comme la détection d’ondes gravitationnelles provenant de supernovae (projets LISA et VIRGO), il garantit des contraintes observationnelles immédiates et pour un coût bien moindre (figure 5.4).

Les noyaux actifs de galaxies

Le modèle standard unifié (Antonucci 1993) stipule que tous les noyaux actifs de galaxies (NAG) sont des trous noirs super massifs qui accrètent de la matière structurée en un disque d’accrétion et entourés par un tore de poussière géométriquement épais dont l’orientation relative à la ligne de visée de l’observateur détermine spécifiquement le phénomène observé. L’utilisation de l’optique adaptative pour les observations en proche infrarouge sonde ces objets à l’échelle de 100 milli-secondes d’angle. L’interférométrie en moyen infrarouge a permis de résoudre le tore de poussière de ~ 10 NAG et de fournir des informations encore plus

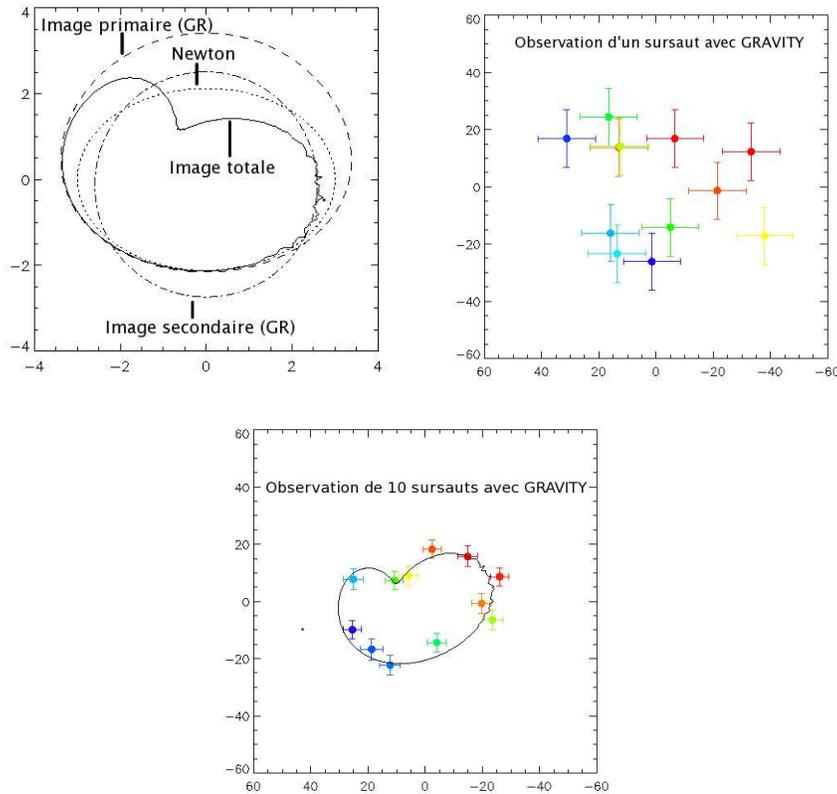


FIG. 5.3 – Tracé du mouvement du barycentre de lumière d’un spot sur la dernière orbite stable pour le cas d’une métrique de Schwarzschild et un angle de 45° entre la ligne de vue et le plan de rotation. **En haut à gauche** : courbes théoriques de la limite Newtonienne (pointillés), de la première (en trait), seconde (trait-point) et somme des deux (en continu) courbes données par la RG. **en haut à droite** : Observations simulées de GRAVITY pour un sursaut et la co-addition de 10 sursauts (**en bas**). Les axes sont gradués en micro-secondes d’angle. Différentes couleurs marquent le décalage Doppler du spot. Pour les observations, une précision astrométrique de 10 micro-secondes est supposée. Extrait de Paumard et al. (2005).

détaillées pour NGC 1068 (Jaffe et al. 2004; Wittkowski et al. 2004; Poncelet et al. 2006) et NGC 4151 (Swain 2004). GRAVITY va poursuivre cet effort vers des tailles angulaires toujours plus petites. Dans les NAG les plus proches, c’est à dire ceux situés à moins de 20 Mpc, les mesures astrométriques permettront d’atteindre des échelles inférieures à 0,5 pc.

Les progrès les plus impressionnants que GRAVITY permettra concernent sans doute la région que l’on appelle la région des raies larges (RRL). Il s’agit d’une région compacte entre le cœur du NAG et le bord interne du tore de poussière dans laquelle la largeur des raies en émission en optique et proche-infrarouge est

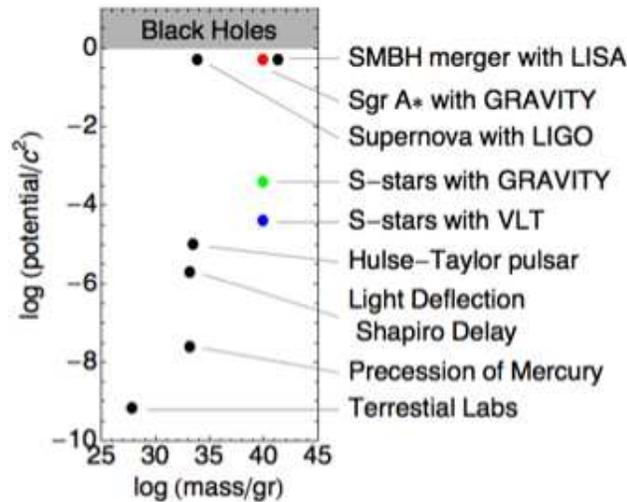


FIG. 5.4 – Représentation des différentes expériences visant à sonder les différents régimes de la RG. Tiré de Eisenhauer et al. (2008).

due aux vitesses élevées des nuages qui orbitent autour du trou noir central. Grâce à son astrométrie précise à 10 micro-secondes d'angle et une résolution spectrale de ~ 500 , GRAVITY pourra mesurer les gradients de vitesses dans certaines raies larges. En modélisant le mouvement orbital comme étant newtonnien, on peut déduire une vitesse radiale orbitale. De plus, on peut connaître la taille de la RRL par ajustement des visibilités. De ces données, on peut obtenir une estimation de la masse du trou noir supermassif M_{TN} :

$$M_{TN} = \frac{RV^2}{2G} \quad (5.1)$$

avec R le rayon de la RRL par rapport au trou noir central, V , sa vitesse et G la constante gravitationnelle.

Les objets jeunes

Grâce à son système de senseur de front d'onde infrarouge, GRAVITY sera en mesure d'étudier des objets enfouis tels que les jeunes objets stellaires (JOS) et notamment leur disque circumstellaire et leurs éjections. Le disque peut par exemple montrer une structure spirale, un sillon ou des espaces vides témoins d'une interaction entre le disque et une planète en formation. De telles structures ont en effet déjà été observées dans nombre de cas (e.g. GG Tau, Fomalhaut). La résolution de 4 milli-secondes d'angle de GRAVITY (15 fois supérieure à celle d'un UT) va permettre d'accéder à des contrastes élevés entre une planète et son étoile parente. Il devrait donc être possible d'observer des jeunes planètes géantes, environ 6 magnitudes plus faibles que ce qui est observable actuellement avec un UT. La

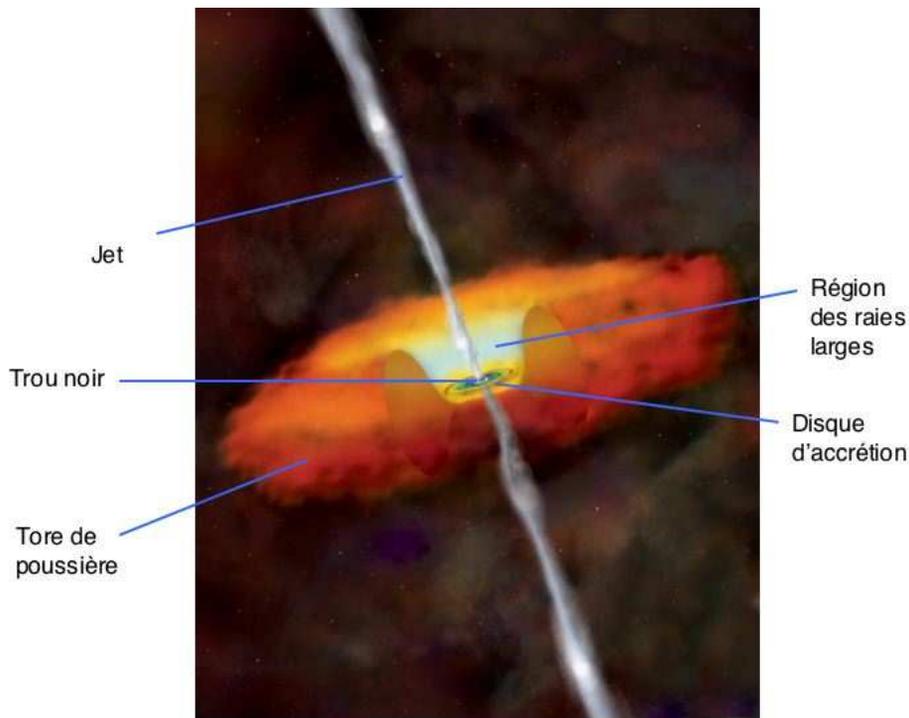


FIG. 5.5 – Schéma de la vue unifiée du modèle standard d'un NAG. La zone correspondant à la région des raies larges pointe à un certain endroit afin de répondre au but schématique de cette représentation. Elle est en fait difficile à situer exactement. La région des raies larges est une région de taille intermédiaire entre le disque d'accrétion et le tore de poussière.

physique derrière la formation des jets dans les JOS, en particulier le mécanisme d'éjection, est particulièrement peu compris. Les processus en cause semblent se manifester dans une région située à moins de 0,5 UA de l'étoile, ce qui correspond à 30 milli-secondes d'angle pour les plus proches régions de formation stellaire distantes d'environ 150 pc (régions de Taurus-Auriga, Ophiuchus, Lupus et Chamaeleon).

5.1.2 Le concept instrumental

Dans le but d'atteindre ces objectifs scientifiques, GRAVITY est conçu pour posséder les caractéristiques suivantes :

- un fonctionnement dans la bande K ($2.2 \mu\text{m}$) pour pouvoir observer des objets par nature éteints.
- Il permet la combinaison interférométrique de la lumière collectée par les 4 UT du VLT qui furent choisis pour leur pouvoir collecteur et la longueur des bases disponibles.

- L'optique adaptative au foyer de chaque télescope utilisera un senseur de front d'onde opérant dans le proche infrarouge.
- Les observations bénéficieront d'un suivi de frange sur l'objet scientifique ou grâce à une étoile de référence (jusqu'à une magnitude $m_K=10$) incluse dans le champ du VLTI de 2 secondes d'angle de diamètre.
- Le contrôle des différences de chemin optique sera précis à 5 nm près, correspondant à la précision astrométrique de 10 micro-secondes d'angle.
- Une résolution spectrale d'environ ~ 500 .
- Un contrôle de la polarisation.

Le principe de fonctionnement de GRAVITY est illustré figure 5.6 et commenté ci-après. Jusqu'à quatre étoiles sont utilisées au maximum dans une observation de GRAVITY : l'objet scientifique (SCI), l'étoile de référence de l'optique adaptative (NGS), l'étoile de référence pour le suivi de franges (FS) et une étoile supplémentaire pour une compensation des erreurs de tip/tilt dues aux turbulences dans les tunnels du VLTI (AGS, non représentée sur la figure 5.6). Il est probable que ce dernier objet soit aussi remplacé par une source interne. SCI, FS et AGS doivent être contenues dans le champ interférométrique de 2'' du VLTI. NGS peut être choisie dans un champ de $\sim 1'$ autour du champ de vue du VLTI.

La lumière est acheminée depuis chaque télescope à des séparateurs de champs qui envoient d'un côté la lumière de NGS et de l'autre celle du champ scientifique (contenant SCI, FS et AGS). Les deux champs sont envoyés via les lignes à retard du VLTI à une table optique située dans le laboratoire VLTI. Les différences de chemin optique entre les télescopes ont déjà été compensées. La lumière de NGS est envoyée sur les senseurs de front d'onde qui vont mesurer les déformations de celui-ci. Les commandes de correction sont ensuite appliquées aux miroirs déformables des télescopes situés en face des séparateurs de champ.

La lumière du champ scientifique entre dans l'unité de recombinaison. Dans un plan image, SCI et FS sont séparés par deux fibres optiques monomodes. Derrière ces fibres, se trouve une caméra d'acquisition qui permet de contrôler le plan image. Pendant l'acquisition, elle peut être utilisée pour vérifier la position des fibres qui doivent être déplacées aux positions exactes de SCI et FS. Pendant l'observation, la lumière de AGS peut être vue dans la caméra d'acquisition et donc fournit la possibilité de mesurer et de corriger le tip/tilt entre le champ de vue et le senseur de front d'onde. Pour chaque télescope, la lumière SCI et FS voyage à travers les deux fibres, passant par une unité de contrôle de polarisation et par de nouvelles lignes à retard qualifiées de différentielles. Elles servent à compenser le retard différentiel entre SCI et FS qui est dû à leur légère différence de position dans le ciel. Finalement, les quatre fibres « SCI » (une par télescope) et les quatre fibres « FS » transmettent le signal lumineux au recombineur scientifique et au recombineur de suivi de franges. Ces recombineurs seront probablement conçus en optique intégrée. Les faisceaux sont ensuite imagés par un spectromètre sur les deux détecteurs.

Dans le but de contrôler les longueurs de chemin interne à la précision requise, un système de métrologie a été développé pour GRAVITY (figure 5.7).

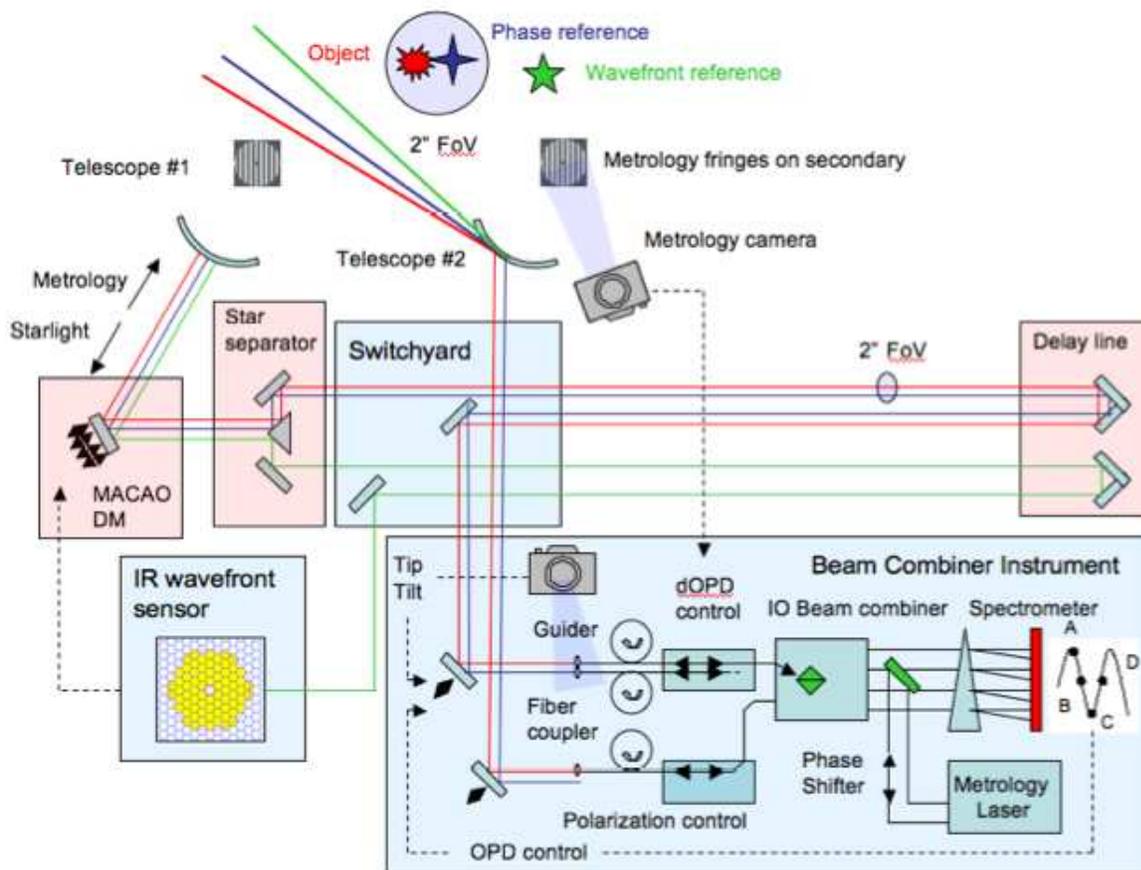


FIG. 5.6 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement de GRAVITY. Les commentaires figurent dans le texte.

La conception actuelle de ce système prévoit qu'un laser proche infrarouge est injecté en aval des recombineurs en optique intégrée jusqu'aux télescopes en passant par tout le train optique du VLTI. Pour chaque télescope, la même lumière laser est envoyée via le canal scientifique et via le canal du suivi de franges vers les télescopes. Dans un des canaux, un déphaseur agit sur le faisceau avant que celui-ci n'entre dans les optiques du VLTI. Ceci permet de contrôler activement les déphasages entre les deux faisceaux.

Ces deux faisceaux vont ensuite créer une figure d'interférence dans le plan pupille, et en particulier sur le second miroir d'un UT, M2. L'interfrange et l'orientation des franges sont fonction des distances et azimuts de la position des deux fibres et donc des positions célestes de SCI et FS. Par le biais du déphaseur, les franges peuvent être échantillonnées et la phase relative de deux faisceaux peut être retrouvée (Rabien et al. 2008). Si le chemin optique différentiel vers un télescope change (par exemple à cause du fonctionnement des lignes à retard différentielles) la figure d'interférence se décalera conséquemment d'une phase donnée.

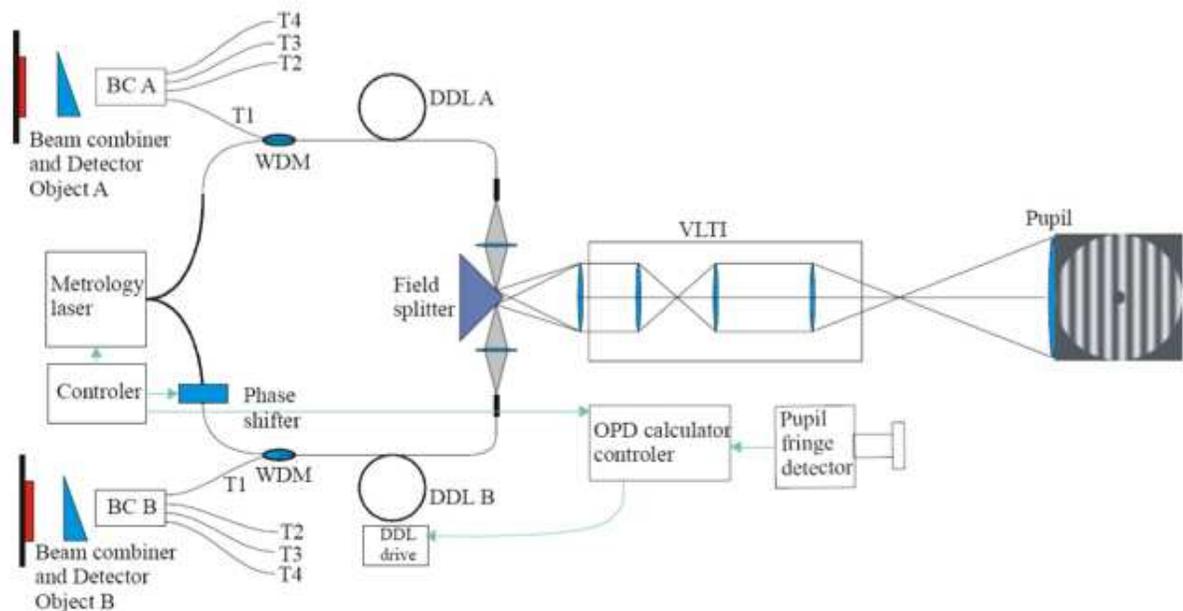


FIG. 5.7 – Schéma de principe de la métrologie. Les commentaires sont dans le texte.

Donc en observant la figure d'interférence, on peut détecter les variations de chemin optique. Les franges se produisent sur un miroir. Cependant, il sera possible de les détecter en lumière diffusée en utilisant une caméra proche infrarouge du commerce et pointée sur M2 depuis une position hors-axe, de façon à ce que M2 se comporte comme un écran diffusant. Des test préliminaires de faisabilité au VLT ont permis de valider ce principe de fonctionnement et de montrer que la précision requise peut être atteinte.

5.2 Les spécificités instrumentales du projet

Ici je décris rapidement les principales caractéristiques instrumentales de GRAVITY. Au stade où en est ce projet, il ne s'agit encore que de conceptions préliminaires.

5.2.1 Dispositif général

Deux composants majeurs sont au cœur de GRAVITY : la partie optique adaptative et le cryostat de recombinaison. Les faisceaux du VLT compressés arrivent et sont séparés entre la partie optique adaptative et l'unité de recombinaison. Ce dernier est une enceinte cryogénique contenant les fibres, les recombinateurs et le spectromètre (voir figure 5.8). La température est à -30°C pour l'ensemble du cryostat sauf pour les détecteurs qui seront refroidis à l'azote liquide. Dans cette

enceinte, la lumière est conduite dans des fibres optiques jusqu'à la recombinaison.

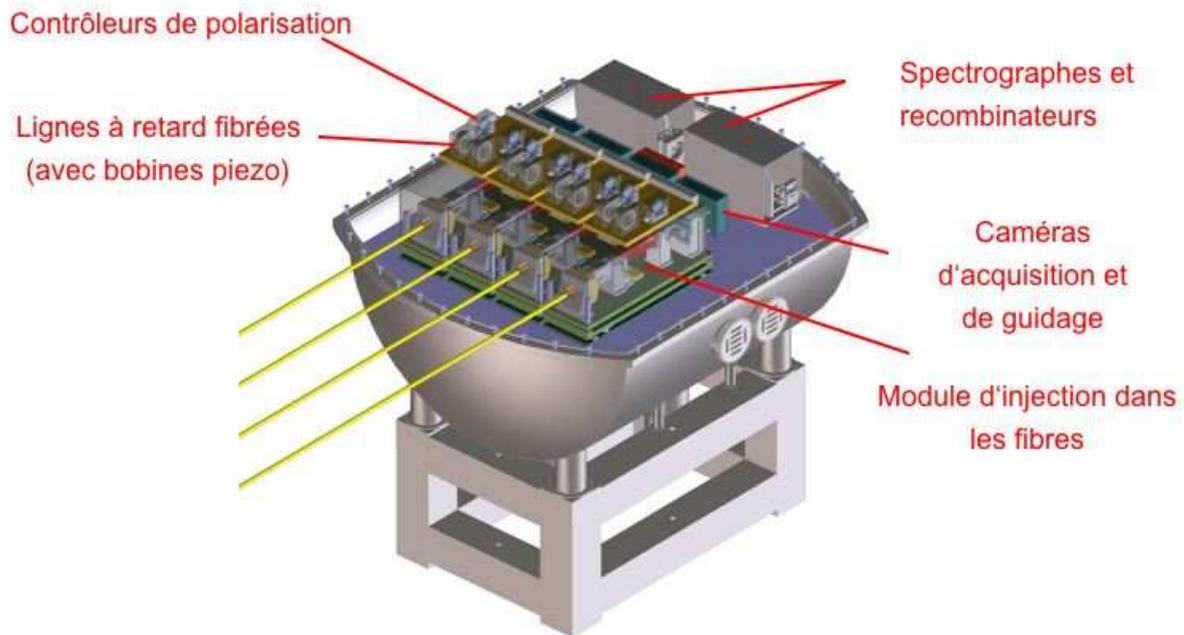


FIG. 5.8 – Schéma de l'enceinte cryogénique de recombinaison de GRAVITY.

5.2.2 Optique adaptative

Pour observer des sources éteintes depuis la Terre, un instrument doit être capable d'analyser le front d'onde lumineux en infrarouge afin de corriger des effets néfastes de l'atmosphère. Cette technique appelée optique adaptative est un point clé de GRAVITY et une des spécialités instrumentales du LESIA. Sur GRAVITY, les senseurs de front d'onde infrarouges seront situés préférentiellement dans le laboratoire VLTI où un détecteur analysera les fronts d'onde arrivant des 4 télescopes. Ceci est la solution la moins coûteuse car seuls un cryostat et un détecteur seront nécessaires. Le modèle de senseur envisagé pour GRAVITY est de type Shack-Hartmann en raison de sa fiabilité. Les miroirs déformables seront

ceux déjà installés aux foyers Coudé de chaque télescope qui font partie du système d'optique adaptative MACAO présent sur chaque UT (Hippler et al. 2008).

5.2.3 Fibres optiques

Les 8 faisceaux (deux objets pour chacun des 4 télescopes) entrant dans l'enceinte de recombinaison sont injectés dans des unités de fibres optiques (voir figure 5.9). Elles sont composées d'un miroir en K pour la dérotation du champ, des coupleurs de fibres, les fibres elles-mêmes et une caméra d'acquisition. L'unité de couplage est constituée de deux fibres déplaçables dans un plan image et dans lesquelles la lumière est injectée par des micro-lentilles conçues pour ré-imager la pupille sur le cœur des fibres.

Les fibres ont une triple utilité :

1. Elles permettent un filtrage spatial en ne sélectionnant qu'un seul mode de propagation du rayonnement.
2. Pour des raisons de sensibilité, il est prévu d'utiliser des fibres standard sans maintien de polarisation (pas d'obligation de séparer les polarisations). Mais il est néanmoins possible de contrôler la polarisation en les tordant. Cette technique a déjà été validée sur FLUOR, VINCI et 'OHANA.
3. Les fibres sont enroulées autour de bobines piezo, qui sont utilisées pour les étirer et ainsi régler plus finement les différences de chemin optique.

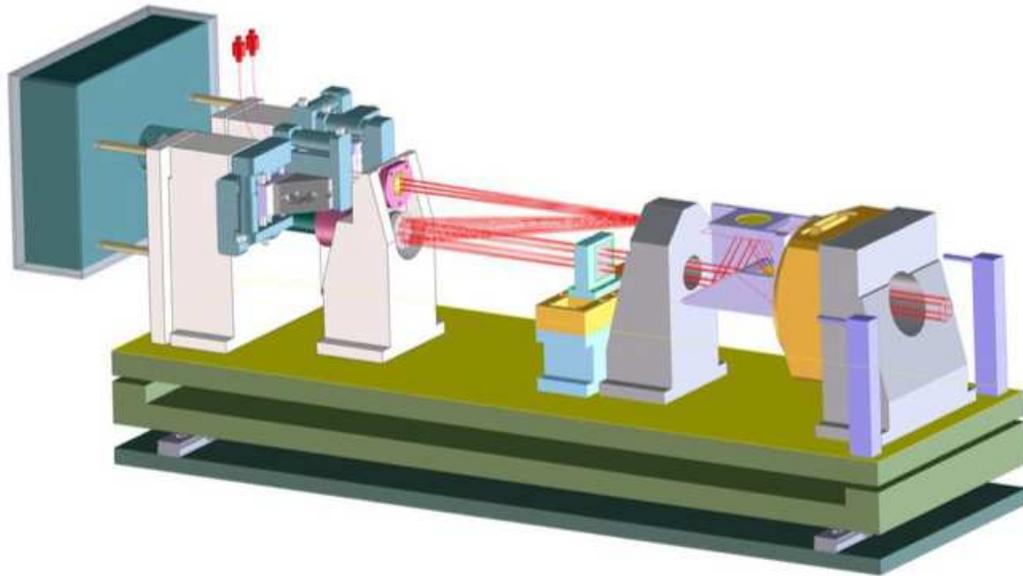


FIG. 5.9 – Unité d'injection dans les fibres. Le faisceau VLTI arrive par la droite.

5.2.4 Le recombineur de faisceaux

Les sorties de fibres sont connectées au recombineur en optique intégrée. La sortie de chaque recombineur est composée de 24 faisceaux (4 par base) pour permettre une estimation précise de la phase par la méthode ABCD. Cette fonction clé de GRAVITY est décrite dans la section 5.3.

5.2.5 Suiveur de franges

Le suivi de franges est nécessaire pour permettre de longues intégrations de signaux faibles provenant de l'objet scientifique SCI. Cette technique de « longue pose » permet de faire ressortir le signal du bruit de fond, de photon et de détecteur. Les performances du suiveur de frange conditionnent celles de tout l'instrument GRAVITY. Pour atteindre les objectifs scientifiques de l'instrument, une magnitude limite de $K=16$ doit être atteinte en 100s de temps d'intégration. Avec un rapport signal sur bruit de 10 sur les visibilitées et une précision de 0.1 rad sur les phases (~ 250 nm), GRAVITY sera capable de reconstruire des détails aussi faibles que $K=19$ et de fournir une précision astrométrique de 10μ secondes d'angle.

Une étude de l'équipe GRAVITY (Houairi et al. 2008) a montré que même dans les conditions les plus contraignantes (5 canaux spectraux, magnitude de l'étoile de référence pour le suivi en bande K $m_{FS}=10$, recombineur ABCD), les résidus de différence de chemin optique sont inférieurs à 300 nm en écart type. La fréquence d'échantillonnage requise est de 350Hz. La différence de chemin optique résiduelle est $\lambda/12$ soit 18 nm. Ceci conduit à un résidu total (atmosphère + vibrations) de 271 nm. Dans ce calcul d'erreur, le seuil des vibrations autorisées dans le VLTI se situe à 240 nm en écart-type.

5.2.6 Spectromètre

Le spectromètre de GRAVITY est utilisé pour disperser les 24 sorties du recombineur sur le détecteur. Alors que la résolution spectrale du suiveur de frange est telle que la lumière est dispersée dans 5 canaux, la résolution spectrale du recombineur scientifique est un paramètre réglable par l'utilisateur. Actuellement, les trois résolutions suivantes sont envisagées : $R= 32, 140, 440$.

5.2.7 Métrologie

Le système de métrologie sera constitué de composants du commerce. Le laser utilisé pour l'injection opérera autour de $1,9\mu\text{m}$. Comme pour le déphaseur, ils nécessiteront un travail régulier de caractérisation car de leur stabilité va dépendre la précision de la mesure astrométrique. La conception de l'injection du laser est en cours de discussion, le point important étant de ne pas contaminer les détecteurs avec des photons issus du laser.

5.2.8 Planification de conception instrumentale de GRAVITY

GRAVITY est un projet commun à six instituts. Les partenaires allemands sont le Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE, Garching), le Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA, Heidelberg) et l' Université de Cologne. L'équipe française est constituée de l'Observatoire de Paris / LESIA (Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique), ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) et le Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble (LAOG). La direction du projet est assurée par le MPE qui est aussi responsable de l'enceinte cryogénique de recombinaison, de la caméra d'acquisition et de la métrologie. Le LAOG est responsable des recombineurs en optique intégrée. L'unité d'optique adaptative et la table de séparation des faisceaux sont faites en collaboration entre le MPIA et le LESIA. L'ONERA et le LESIA (tous deux membres du groupement d'intérêt scientifique PHASE) sont chargés du suiveur de franges et des fibres optiques (pour le LESIA seulement). Le spectromètre est une tâche dévolue à l'Université de Cologne.

Le projet a conclu avec succès sa phase A de faisabilité en juillet 2007. A la fin de cette même année, le comité technique et scientifique de l'ESO recommandait au Conseil de l'ESO de démarrer le projet. Celui-ci est donc actuellement dans une phase de conception préliminaire qui devrait se terminer à la mi-2009. Transporté au VLT (Mont Paranal, Chili) en 2012, il devrait voir sa première lumière en 2013.

5.3 Le cœur de GRAVITY : la recombinaison en optique intégrée

Les interféromètres actuels observent avec un nombre croissant de télescopes. L'optique de volume se révèle alors de plus en plus complexe à utiliser à cause de l'espace requis pour acheminer, aligner et combiner les faisceaux lumineux. L'optique guidée offre la possibilité de transporter aisément des faisceaux dans un dispositif compact et qui filtre spatialement la lumière. Ce type de technologie a déjà été utilisé avec succès dans l'expérience nommée FLUOR (Coude Du Foresto et al. 1998) où l'usage des fibres monomodes pour la recombinaison et l'utilité du filtrage spatial (modal) pour l'interférométrie (voir chapitre 1) ont été démontrés. Pour l'étape de la recombinaison, l'équipe GRAVITY a identifié une technologie qui représente une alternative aux fibres optiques : l'optique intégrée.

5.3.1 L'intérêt de l'optique intégrée

L'optique intégrée est l'insertion d'optique guidée dans des circuits intégrés. L'optique guidée permet de filtrer spatialement un mode de vibration du rayonnement incident aux guides d'onde grâce à une différence d'indice de réfraction (un saut d'indice) entre le cœur et la gaine du guide d'onde. Un tel filtrage permet de transformer les fluctuations de phase en fluctuations d'intensité.

L'intérêt majeur pour l'interférométrie est une grande stabilité du contraste par rapport à l'optique de volume (non-guidée).

Conjointement avec le LETI (Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information) le LAOG entreprend depuis une décennie un travail de recherche et de développement en optique intégrée (OI) ainsi que son application à la haute résolution angulaire en astronomie (Kern et al. 1996; Malbet et al. 1999).

Dans un composant d'optique intégrée, les guides d'ondes sont enfouis dans un substrat de silice, le tout formant une plaquette de petite dimension (à la manière des circuits intégrés en électronique, voir figure 5.11). La fabrication se fait d'abord par la conception assistée par ordinateur d'un masque sur lequel est inscrite la forme des fonctions optiques à réaliser (figure 5.10). Ce masque peut contenir plusieurs recombineurs de différents types, dans différentes bandes de transmission. Ce masque est reproduit par photo-lithographie sur une résine photo-sensible elle-même déposée sur un substrat de silice. Ensuite le cœur des guides est gravé par l'action d'un plasma qui va finaliser le motif du masque sur le substrat de silice (dopée au germanium). Finalement on recouvre le cœur d'une couche de silice avant de pouvoir découper les composants issus du masque.

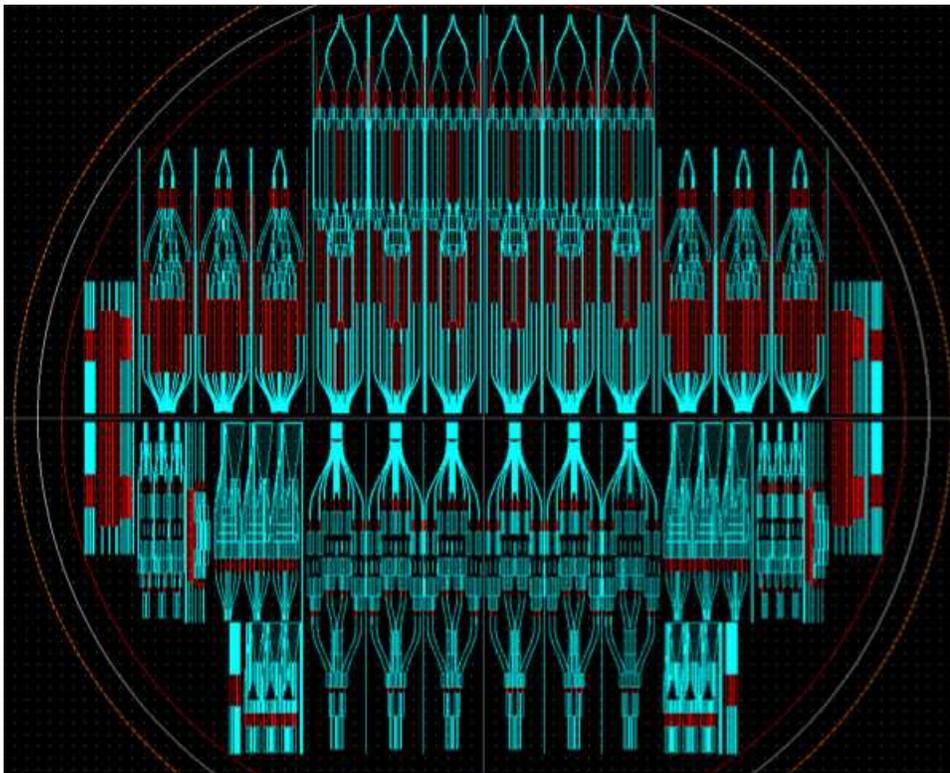


FIG. 5.10 – Exemple de masque utilisé pour les développements de composants d'optique intégrée pour GRAVITY. 48 recombineurs sont disposés sur ce masque de taille 20 cm x 20 cm. Tiré de Lacour et al. (2008)



FIG. 5.11 – Recombineur en optique intégrée à trois faisceaux (LETI).

Ce mode de fabrication permet en principe de réaliser une large variété de composants qui peuvent être très complexes en ce qui concerne le nombre de voies d'entrées, leur division en plusieurs voies, la recombinaison, la possibilité de les déphaser les unes par rapport aux autres, etc. De plus amples détails sur cette technologie (entre autres sur la théorie associée, la conception et la fabrication) peuvent être trouvés dans ces différentes thèses : Labeye (2008); Benisty (2008); LeBouquin (2005).

5.3.2 Plusieurs façons de recombinaison

Pour ce qui est de la recombinaison, plusieurs solutions sont possibles selon les besoins. Voir figure 5.12.

Un exemple d'application d'optique intégrée à la haute résolution angulaire en astronomie est l'unité de recombinaison IONIC Berger et al. (2003) qui a permis de recombinaison les 3 télescopes de l'interféromètre IOTA (voir chapitre 3). Ce mariage instrumental a permis l'obtention de mesures interférométriques d'une grande stabilité : sa petite taille (quelques centimètres de long, voir figure 5.11) le rend peu sensible aux gradients thermiques, moins d'un degré de dérive de la clôture de phase avec des variations thermique supérieures à 10 K (Monnier et al. 2006).

Pour ce qui concerne GRAVITY, un modèle particulier de recombineur en optique intégrée à 4 télescopes est à l'étude. Ce composant utilise la méthode ABCD, c'est à dire qu'à chaque base correspondent 4 sorties en quadrature (3 sorties déphasées de $\pi/2$, π et $3\pi/2$ par rapport à une voie de référence non déphasée). Voir figure 5.13.

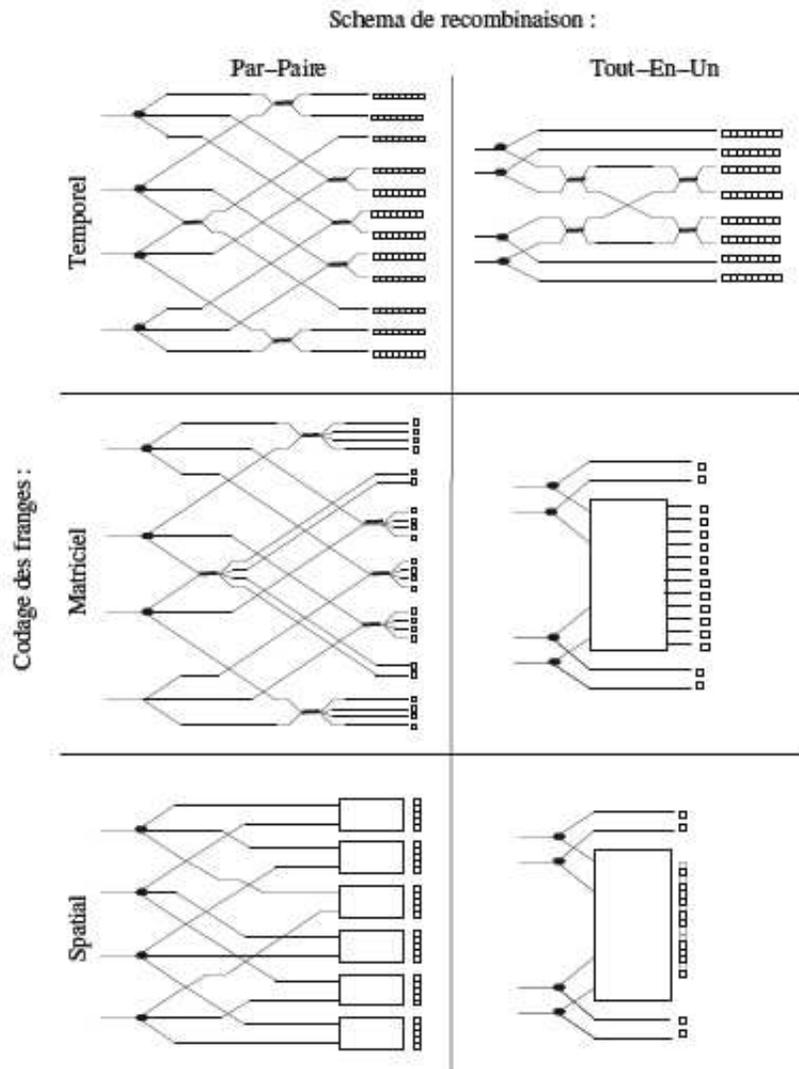


FIG. 5.12 – Schéma des différents concepts de recombinaison monomode en optique intégrée dans un cas à 4 télescopes. **De haut en bas** : codage temporel, matriciel et spatial. Schéma par-paire (à gauche) et schéma tout-en-un (à droite). Les pixels alignés horizontalement symbolisent plusieurs lectures successives du même pixel, les pixels alignés verticalement représentent des pixels physiquement différents sur le détecteur. Extrait de LeBouquin (2005).

Cette technique permet d'obtenir une estimation précise de la phase de la visibilité, ce qui est crucial pour atteindre la précision astrométrique requise, et ce sans avoir à moduler la différence de marche entre les faisceaux. Pour une voie is-

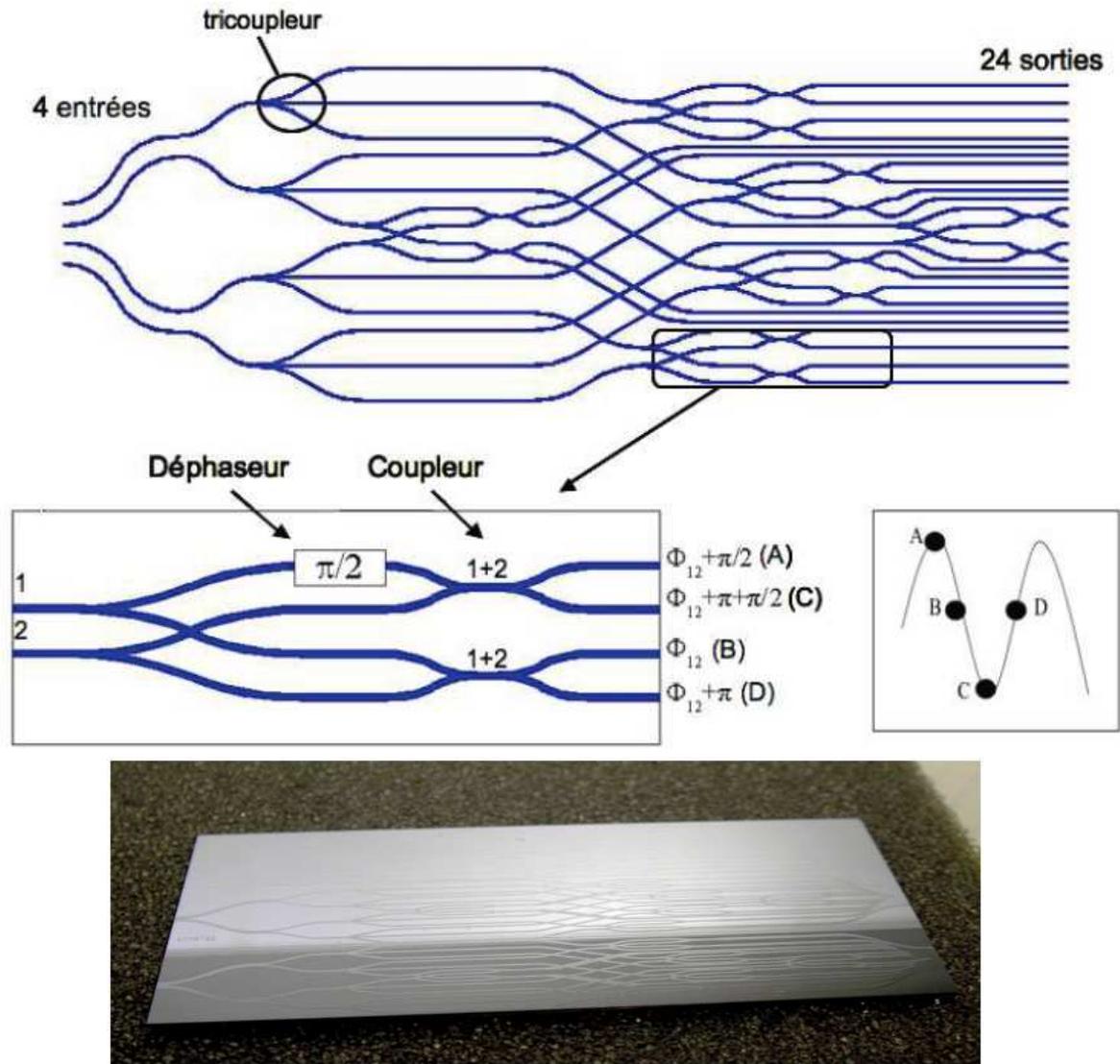


FIG. 5.13 – **En haut** : schéma d'un 4T ABCD. Les points de mesure ABCD sur la frange brillante sont représentés **au milieu à droite**. **En bas** : Photographie de trois 4T ABCD sur une même plaquette d'optique intégrée. Extrait de Benisty (2008)

sue de la recombinaison des télescopes 1 et 2, l'interférogramme d'une des quatre sorties ABCD déphasé de θ (θ étant égal à $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$) s'écrit comme :

$$I_{\theta} = \frac{1}{4}(P_1 + P_2 + 2V_{12}\sqrt{P_1P_2}\cos(\phi + \theta)) \quad (5.2)$$

où V_{12} est le module de la visibilité de l'objet, ϕ la phase, et P_1 et P_2 sont les intensités photométriques provenant des télescopes 1 et 2. On peut alors exprimer la phase et la visibilité carrée à partir des intensités A, B, C et D des quatre voies

en quadrature comme suit (Shao & Staelin 1977) :

$$\phi = \arctan\left(\frac{B - D}{A - C}\right)[2\pi] \quad ; \quad V_{12}^2 = \frac{(A - C)^2 + (B - D)^2}{P_1 P_2} \quad (5.3)$$

Naturellement, les composants ne sont pas parfaits. Parmi les principales limitations, on pourra citer (Labeye 2008; Benisty 2008) :

- une transmission moyenne de l'ordre de 60% en H et K, la perte dans un guide de silice est de l'ordre 0,05 dB/cm en bande H,
- des déséquilibres en transmission entre les voies issues de la division d'une voie aval,
- du chromatisme,
- de la diaphotie, du flux parasite passe entre des voies qui n'ont pas d'intersection, aux intersections et dans le substrat,
- les sorties ABCD ne sont pas exactement en quadrature à cause de défauts de fabrication des déphaseurs, et
- un comportement différent selon la polarisation.

Toutes ces limites instrumentales se traduisent en biais systématiques lors de la mesure des observables interférométriques. Si elles ne sont pas corrigées, il faut pouvoir caractériser l'impact de ces imperfections sur l'estimation des phases et visibilitées.

5.3.3 De la nécessité de caractériser les composants d'optique intégrée

Les laboratoires chargés de l'optique intégrée, le LESIA et le LAOG, se sont associés pour commencer la production d'un premier lot de composants d'optique intégrée. Les premiers circuits ont été récemment livrés au LAOG et se répartissent en unité de recombinaison de divers types à différentes longueurs d'onde. Une fois ces composants reçus, il est nécessaire de les caractériser et ceci pour plusieurs raisons :

1. La caractérisation donne un retour sur la qualité de la fabrication et éventuellement permet de modifier les processus de conception dans le cas où un défaut systématique a été identifié.
2. Cela permet la sélection des meilleurs composants. Un lot comprend plusieurs versions d'une même fonction optique. La caractérisation fournit les propriétés photométriques et interférométriques de chaque composant. Il est alors possible de les trier et de sélectionner les meilleures pièces.
3. Dans le cadre de la phase B de GRAVITY, ces aspects sont particulièrement importants puisqu'ils fixent les limites instrumentales de l'observation (comme la sensibilité) et donc les performances scientifiques comme la détection de sursauts du centre Galactique.
4. Connaître les propriétés de chaque composant retenu est impératif afin d'établir les mesures de l'instrument sur le ciel.

Dans le cadre d'un contrat ANR entre le LAOG et le LESIA, et grâce à un financement du programme FIZEAU (« European Interferometry Initiative » de l'Union Européenne) que j'ai pu obtenir, j'ai acquis une expérience pratique de l'optique intégrée en participant à la caractérisation des composants au LAOG. Les objectifs de ce travail étaient premièrement la connaissance de cette technologie mais aussi l'estimation de leurs performances pour pouvoir alimenter les simulations interférométriques décrites dans le chapitre suivant.

5.3.4 Caractérisation des composants d'optique intégrée

Conjointement, le LAOG et le LESIA ont défini un lot de composants d'optique intégrée dans le cadre du développement instrumental des recombineurs à 4 et 6 télescopes pour les instruments VLTI de seconde génération. Ce lot a été réalisé par le LETI, et est composé d'une vingtaine de recombineurs, à 2, 4 et 6 télescopes fonctionnant en J, H et K et produits en double.

Etant impliqué dans ces développements, je me suis intéressé à la caractérisation des composants en K. Malheureusement, le lot de composant a été retardé par rapport à mon séjour au LAOG, je n'ai pu que contribuer à la caractérisation de composants en bande H, plus spécifiquement à celle d'un recombineur à 4 télescopes utilisant la méthode ABCD. Je vais alors expliquer le déroulement de la caractérisation et donner quelques résultats sur les composants en K arrivés ultérieurement, et qui ont été caractérisés de la même façon. Cette étape se compose de caractérisations photométriques et interférométriques.

Caractérisation photométrique des composants

La caractérisation photométrique sert à évaluer la transmission d'un composant. Au LAOG, un banc est dédié à cet usage (voir Fig. 5.14). Ce dernier est composé d'une source lumineuse (émettant dans le visible ou dans les bandes H et K de l'infrarouge) connectée à une fibre d'entrée (émettrice) qui injecte le signal dans le composant. Le flux sortant du composant est ensuite dirigé dans une fibre de sortie reliée à un détecteur mono-pixel et dont l'intensité est lue par un voltmètre. Les interfaces optiques sont assurées par du liquide d'indice.

Protocole : Pour estimer la transmission du composant, nous prenons une mesure de référence fibre à fibre, sans le composant. La transmission d'une voie d'un composant se définit alors comme :

$$T = \frac{\text{Flux mesuré sur une voie}}{\text{Flux mesuré de référence (sans composant : fibre à fibre)}} \quad (5.4)$$

La mesure relative du coefficient de transmission de chaque paire entrée/sortie du composant est donc normalisée par la mesure de référence. C'est pour cela qu'une mesure sur le composant est encadrée par deux mesures de référence car ceci permet de s'assurer de la stabilité de la référence.

Dans la pratique, on aligne d'abord grossièrement (à quelques dizaines de microns près) les fibres et le composant à la loupe binoculaire. Ensuite, on optimise l'injection de flux grâce à des vis micrométriques et en lisant les valeurs du volt-mètre. Un recombineur ABCD à 4 faisceaux d'entrée comporte 24 sorties. Par ailleurs, pour les besoins statistiques de la mesure, il faut répéter toutes ces mesures plusieurs fois. On peut estimer alors à deux jours la caractérisation complète d'un seul composant.

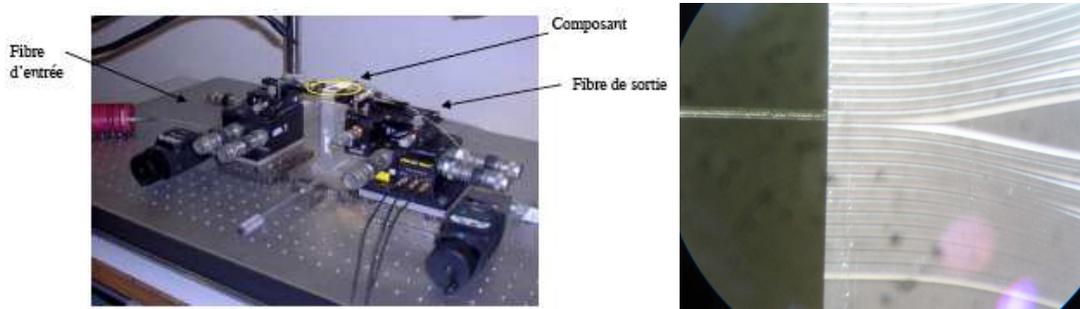


FIG. 5.14 – **Gauche** : Photographie du banc de transmission. Des plate-formes de translation à 3 axes sont contrôlées par des vis micrométriques pour une précision optimum d'alignement des fibres et du composant. **Droite** : Vue à la loupe binoculaire d'une fibre de sortie collectant le flux sortant du composant. Le diamètre de la fibre est d'environ $100 \mu\text{m}$.

Caractérisation interférométrique des composants

La caractérisation interférométrique a pour objectif de mesurer les phases de chacune des voies de recombinaison. Ceci se fait en modifiant pas-à-pas la position relative de télescopes simulés. Les franges sont ensuite enregistrées sur un détecteur pour chaque canal spectral et pour chaque différence de chemin optique (Fig. 5.15). Le détecteur est relié à un ordinateur et grâce à un algorithme d'inversion matricielle, ce dernier produit finalement une matrice globale de caractérisation interférométrique. Elle peut alors être comparée à une matrice simulée d'un composant théorique idéal pour analyser les défauts de certaines voies du composant et être conservée pour un étalonnage de mesures ultérieures.

Résultats

Quelques résultats sont présentés dans Lacour et al. (2008). On retiendra pour GRAVITY que la transmission des composants caractérisés en K varie entre 50 et 70 %. Pour la caractérisation interférométrique, les mesures en bande K sont en cours. A titre indicatif, des mesures sur les composants en H montrent des pertes de contraste de quelques pourcents et des défauts de déphasages entre les voies sont de l'ordre d'une dizaine de degrés.

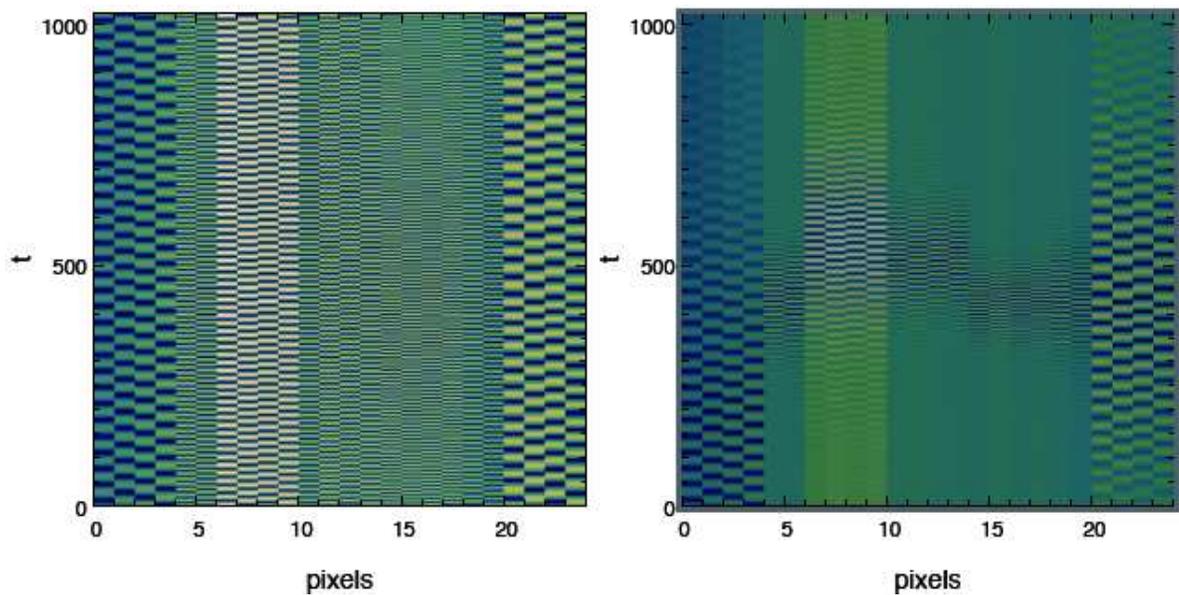


FIG. 5.15 – **Gauche** : Carte d'intensité de chaque sortie du composant (en abscisse 1 pixel représente 1 sortie) dans un canal spectral. L'axe des ordonnées représente l'indexation de la différence de chemin optique . **Droite** : Même représentation qu'à gauche excepté que tous les canaux spectraux sont ici sommés comme lors d'une observation.

Cette étape de caractérisation est actuellement en cours et est de grande ampleur vu le nombre de composants. Un algorithme matriciel est maintenant en mesure de pouvoir considérablement augmenter la vitesse de la caractérisation. Ceci permettra de délivrer des coefficients de transmission et des précisions sur la mesure de phase qui contraignent fortement les performances d'imagerie et d'astrométrie de GRAVITY.

Dans ce même but, j'ai pu réaliser une modélisation interférométrique end-to-end (globale) de l'instrument. Initié pendant la phase A, ce travail a pour but d'éclairer le concept global de l'instrument qui reste à concrétiser dans les mois à venir. Il est présenté dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Benisty, M., Etude de l'environnement proche des étoiles jeunes par interférométrie. Vers l'imagerie avec la recombinaison multiple en optique intégrée, 202 pages, Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier, 2008.
- Berger, J.-P., et al. 2003, *Proc. SPIE*, 4838, 1099
- Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Mariotti, J.-M., Lacasse, M., & Traub, W. 1997, *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, 115
- Coude Du Foresto, V., Perrin, G., Ruilier, C., Mennesson, B. P., Traub, W. A., & Lacasse, M. G. 1998, *Proc. SPIE*, 3350, 856
- Eisenhauer, F., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7013,
- Eisenhauer, F., et al. 2008, *IAU Symposium*, 248, 100
- Jaffe, W., et al. 2004, *Nature*, 429, 47
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., Eckart, A., Alexander, T., Lacombe, F., Rouan, D., & Aschenbach, B. 2003, *Nature*, 425, 934
- Haubois, X., et al. 2006, *Visions for Infrared Astronomy, Instrumentation, Mesure, Métrologie*, 351
- Haubois, X., et al. 2006, *Astronomical Facilities of the Next Decade, 26th meeting of the IAU, Special Session 1, 16-17 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS1, #4, 1*
- Hippler, S., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7015,
- Houairi, K., Cassaing, F., Perrin, G., Eisenhauer, F., Brandner, W., Straubmeier, C., & Gillessen, S. 2008, *Proc. SPIE*, 7013,
- Kern, P., Malbet, F., Schanen-Duport, I. et Benech, P., *Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near-infrared astronomy*, dans P. Kern, F. Malbet (éditeurs), *Astrofib'96 : Integrated optics for astronomical interferometry*, Grenoble.

- Labeye, P., Composants optiques intégrés pour l'interférométrie astronomique, Thèse de doctorat, INP Grenoble, 2008
- Lacour, S., et al. 2008, Proc. SPIE, 7013,
- LeBouquin, J.-B., Imagerie par synthèse d'ouverture optique, application aux étoiles chimiquement particulières, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I., 2005
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., Berger, J.-P., Rousselet-Perraut, K., & Benach, P. 1999, A&AS, 138, 135
- Monnier, J. D., et al. 2006, ApJ, 647, 444
- Morris, M. 1993, ApJ, 408, 496
- Muno, M. P., Lu, J. R., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Garmire, G. P., Ghez, A. M., Hornstein, S. D., & Morris, M. R. 2005, ApJ, 633, 228
- Paumard, T., et al. 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 568
- Poncellet, A., Perrin, G., & Sol, H. 2006, A&A, 450, 483
- Rabien, S., et al. 2008, Proc. SPIE, 7013,
- Shao, M., & Staelin, D. H. 1977, Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 67, 81
- Straubmeier, C., Eisenhauer, F., Perrin, G., Brandner, W., & Eckart, A. 2008, Proc. SPIE, 7013,
- Swain, M. R. 2004, Proc. SPIE, 5491, 1
- Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., Paresce, F., Beckert, T., & Weigelt, G. 2004, A&A, 418, L39

CHAPITRE 6

Simulations interférométriques de GRAVITY

Sommaire

6.1	Simulation du taux d'injection après correction par OA	158
6.1.1	Simulation des écrans de phase	158
6.1.2	Simulation de l'injection dans une fibre	160
6.1.3	Résultats et conclusion	162
6.2	Variation temporelle des observables	164
6.2.1	Modules par modules	165
6.2.2	Résultats numériques des performances	169
6.2.3	Influence du bruit	169
6.2.4	Conclusion	170

GRAVITY est un véritable défi scientifique et instrumental. Avant de débiter la phase de construction, il s'avère nécessaire de détailler une phase d'étude contenant notamment des estimations des performances de l'instrument (phase A). Dans cette optique, j'ai pu réaliser des simulations dont les objectifs pour GRAVITY sont :

1. de posséder un modèle physique réaliste de l'instrument pour estimer ses performances interférométriques,
2. d'éclairer la conception de l'instrument en analysant comment les performances varient selon différentes configurations ;
3. de produire des données synthétiques réalistes pour développer la conception de l'outil de réduction des données GRAVITY.

Pour cela, il est nécessaire d'effectuer des simulations interférométriques « end-to-end » (globales) de l'instrument, c'est-à-dire qu'on va chercher à simuler toutes les étapes de l'observation de GRAVITY depuis la modélisation de la cible astrophysique jusqu'à la détection des franges d'interférences. Je décris dans ce chapitre les simulations que j'ai effectuées qui ont abouti à l'estimation du taux d'in-

jection que l'on peut attendre lors d'une observation du Centre Galactique et au spectre des fluctuations d'injection.

Ces simulations furent abordées en deux temps. D'abord, j'ai cherché à estimer les variations de taux d'injection dans les fibres optiques selon différentes conditions de turbulence et de correction par optique adaptative (OA). Ensuite, j'ai estimé la stabilité des mesures de visibilité en simulant des séquences temporelles de pistons et de taux d'injection. Ces derniers travaux ont conduit à la création d'un code end-to-end écrit en langage Yorick ¹, appelé GRAVISIM. En collaboration avec Guy Perrin, un code LABVIEW ², a ensuite repris ce travail, pris en compte les vibrations du VLTI et a ajouté des bruits de mesure réalistes afin d'obtenir les résultats dont nous avons besoin pour la revue de phase A de GRAVITY.

6.1 Simulation du taux d'injection après correction par OA

Le but est ici de déterminer les ordres de grandeur de la transmission photométrique de l'instrument. On ne s'intéresse qu'aux déformations en phase du front d'onde (pas de scintillation). Le but de ces simulations est de connaître la variation de la qualité de correction du front d'onde turbulent par OA et celle du taux d'injection dans les fibres pour des conditions atmosphériques variables et typiques du Mont Paranal. De ces grandeurs va dépendre la précision sur les visibilités et donc la performance de l'instrument dont notamment la dynamique des images reconstruites (Baldwin et al. 2002). Trois éléments physiques sont donc ici modélisés pour estimer le taux d'injection dans les fibres : la turbulence atmosphérique, la correction par OA et l'injection dans les fibres.

6.1.1 Simulation des écrans de phase atmosphériques corrigés par OA

Cette partie de la modélisation a été effectuée grâce à une routine IDL de Rodolphe Conan qui utilise un formalisme de densité spectrale de puissance pour générer des écrans de phase atmosphérique (de type Von Karman) qui subissent une correction par OA. Le principe de ces calculs figure dans Jolissaint et al. (2006).

La turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique peut être représentée par différents modèles. Les plus utilisés sont ceux de Kolmogorov et de Von Karman. La différence entre ces deux modèles de turbulence est que celui de Von Karman comporte un régime de saturation, c'est-à-dire qu'il postule l'existence d'une échelle spatiale caractéristique appelée échelle externe au delà de laquelle l'énergie turbulente ne circule

¹<http://yorick.sourceforge.net/index.php>

²www.ni.com/labview/f/

plus. A Paranal, futur site d'implantation de GRAVITY, Conan et al. (2000) mesurent une absence de variation dans l'écart type de la différence de chemin optique atmosphérique pour trois bases (40,100 et 200 mètres). Ceci s'explique par le fait que pour toutes bases supérieures à une certaine échelle, nous sommes effectivement dans un régime de saturation de la turbulence. Cette échelle externe a été estimée à 24 mètres en moyenne (Conan 2000) sur le site de Paranal. Pour les simulations présentées ici, j'ai donc choisi de fixer ce paramètre d'échelle externe à 24 mètres. L'atmosphère est modélisée par 10 couches d'altitudes comprises entre 0 et 16,5 kilomètres. Les autres paramètres comme le profil de turbulence et le profil vectoriel de vitesse ont été fixés grâce à des mesures effectuées in situ et fournies par l'ESO.

Le paramètre de Fried (voir chapitre 1) est la variable qui représente les variations des conditions d'observations. Plus il est élevé, plus grande est la stabilité atmosphérique.

Correction par optique adaptative

L'OA est modélisée comme un filtre passe haut dont la fréquence spatiale de coupure a été fixée à $0,5 \text{ m}^{-1}$ et de fréquence d'échantillonnage 500 Hz. Les différentes erreurs d'anisoplanétisme, d'ajustement de la pente du front d'onde et de repliement (aliasing) ont été calculées d'après les formules typiques d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. Les paramètres choisis s'inspirent du système d'optique adaptative MACAO en fonctionnement au VLTI. La simulation de l'étoile de référence de l'OA a été réalisée en prenant en compte les modes d'observation de GRAVITY. Pour le cas du Centre Galactique, l'étoile de référence présumée est GCIRS 7 de magnitude 6,37 en bande K et située à environ 7 secondes d'angle de l'objet scientifique (Sgr A*). Pour les autres cas scientifiques, la référence est sur l'axe. A ce stade, on dispose d'écrans de phase turbulents corrigés par une optique adaptative réaliste tels qu'on pourrait les observer sur un UT (figure 6.1).

Pour estimer la qualité de la correction du front d'onde de l'OA, on a recours principalement à deux grandeurs : la première est le rapport de Strehl. Il se définit comme le rapport de l'intégrale de la fonction de transfert de modulation et l'intégrale de la fonction de transfert optique sans turbulence :

$$SR = \frac{\int FTM(f)df}{\int FTO_{ss \text{ turb}}(f)df} \quad (6.1)$$

Dans le plan image, cette relation se traduit par un rapport entre les valeurs de la fonction d'étalement du point et de la fonction d'Airy (dans le cas d'une obstruction centrale nulle) prises aux coordonnées d'origine :

$$SR = \frac{FEP(0)}{Airy(0)} \quad (6.2)$$

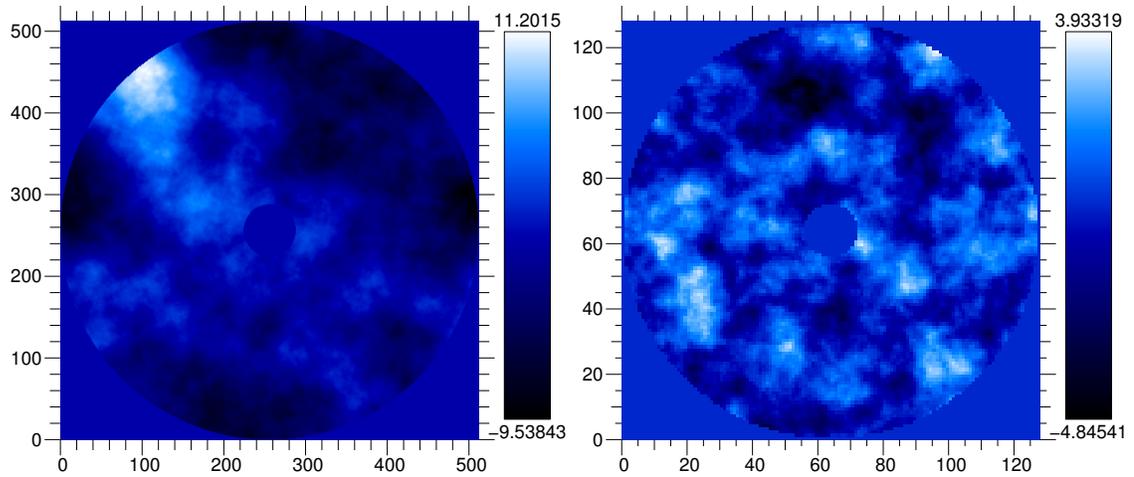


FIG. 6.1 – Ecran de phase typique pour un r_0 en K de 68 cm avant (à gauche) et après correction par OA (à droite). On remarque les hautes fréquences supérieures à la fréquence de coupure et les erreurs résiduelles aux fréquences plus basses.

Outre le rapport de Strehl, on peut aussi utiliser l'erreur de phase résiduelle (après correction) dont la variance est directement liée aux erreurs d'anisoplanétisme, d'ajustement des pentes du front d'onde, de repliement, etc. En pratique on utilise un critère appelé énergie cohérente et basé sur cette variance de phase résiduelle (Rousset et al. 1991) :

$$EC = e^{-\sigma_{res}^2} \quad (6.3)$$

Fusco & Conan (2004) montrent que SR et EC sont égaux pour des très bonnes corrections d'OA. Pour une erreur nulle, un front d'onde parfaitement plan, on a une énergie cohérente égale à 1. Afin de pouvoir suivre la variation de la correction d'optique adaptative selon un paramètre de Fried variable, j'ai calculé ces deux quantités.

6.1.2 Simulation de l'injection dans une fibre

La fibre modélisée est une fibre monomode fonctionnant en bande K ($2,2 \mu\text{m}$). Issu de la combinaison de fonctions de Bessel, le profil du faisceau est approximativement gaussien. Son amplitude peut s'écrire à l'entrée de la fibre en fonction des coordonnées angulaires α et β comme :

$$E_{fibre}(\alpha, \beta) = E_0 e^{-d_f^2 \times \frac{(\alpha^2 + \beta^2)}{\omega^2}} \quad (6.4)$$

où d_f est la distance focale, ω est la demi-largeur à $1/e^2$ du faisceau et vaut $3,83 \mu\text{m}$ pour des fibres en verre fluoré.

L'injection dans une fibre correspond à un couplage entre le rayonnement incident et le champ de la fibre. On peut définir un coefficient ρ pour ce couplage

appelé taux ou coefficient d'injection qui n'est rien d'autre que le module carré de la projection du champ incident sur le champ guidé par la fibre :

$$\rho = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{fibre} \times \mathbf{E}_{in}^* d\alpha d\beta \right|^2 \quad (6.5)$$

Les deux champs sont normalisés. Ce coefficient prend sa valeur maximale, 1, si les champs sont identiques. Dans le plan image, ce calcul n'est pas très aisé en raison des bornes d'intégration infinies. La transformée de Fourier étant une isométrie, on peut utiliser le théorème de Parseval-Plancherel pour calculer ces intégrales dans le plan pupille où les bornes d'intégrations sont finies.

$$\rho = \left| \iint_{pupille} \tilde{\mathbf{E}}_{fibre} \times \tilde{\mathbf{E}}_{in}^* dudv \right|^2 \quad (6.6)$$

De plus, la transformée de Fourier du champ de la fibre $\tilde{\mathbf{E}}_{fibre}$ fait intervenir la distance focale d_f comme paramètre.

En traçant le coefficient d'injection selon différentes valeurs de d_f , on s'aperçoit qu'il existe un optimum d'injection pour une distance focale égale à environ $2,5 d_f/D$. Voir figure 6.2. Pour les calculs qui suivent, je me suis placé dans ce cas d'optimum d'injection.

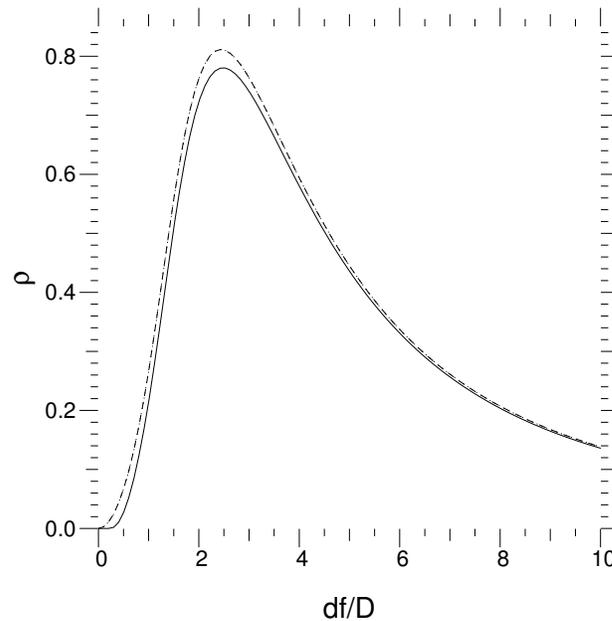


FIG. 6.2 – Coefficient d'injection en fonction du rapport d_f/D calculé pour une pupille obstruée d'un rapport de 12,5 % (cas d'un UT, en trait plein). Le maximum d'injection est de 78% pour un rapport d_f/D de $\sim 2,5$. Le cas d'une pupille non obstruée est affiché en trait pointillé et donne un maximum d'injection de 81 %.

Le schéma 6.3 résume et illustre le principe de ces calculs d'énergie cohérente, de rapport de Strehl et de taux d'injection.

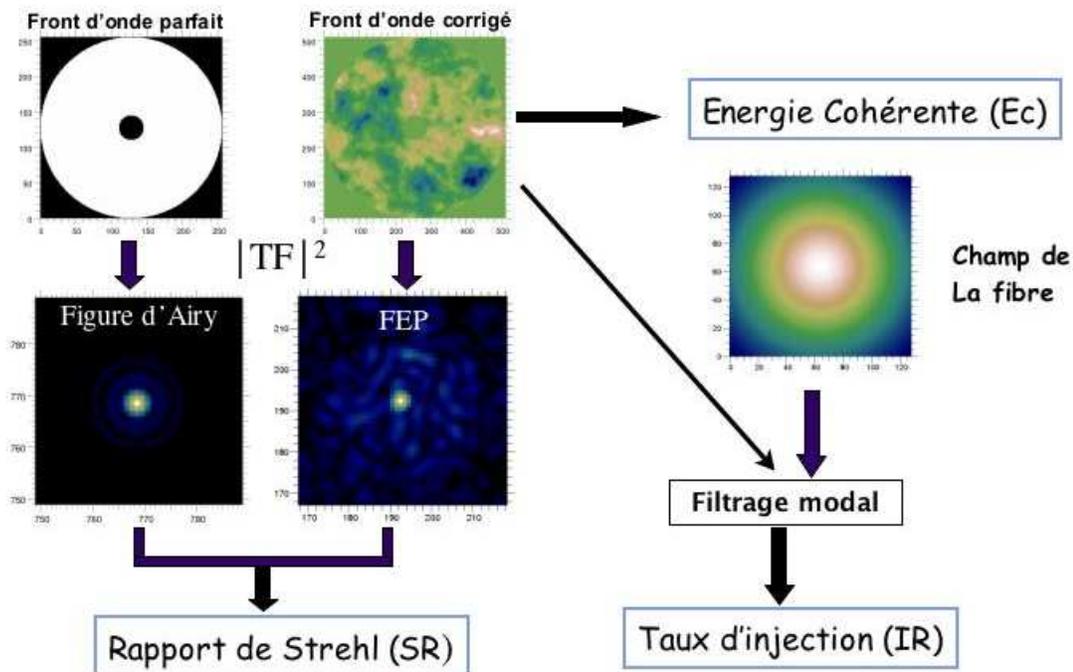


FIG. 6.3 – Principe des calculs de l'énergie cohérente, du rapport de Strehl et du taux d'injection.

6.1.3 Résultats et conclusion

La figure 6.4 présente les variations des taux d'injections selon le paramètre de Fried. Le paramètre de Fried varie de 0,15 à 3 mètres ce qui représente des conditions de seeing visible allant de 0,2 à 4 secondes d'angle.

Ces résultats montrent que pour des r_0 suffisamment grands, l'énergie cohérente est égale au rapport de Strehl. Pour des faibles r_0 et une moins bonne qualité de correction d'OA, le rapport de Strehl est toujours supérieur à l'énergie cohérente. L'autre élément important est que le taux d'injection est proportionnel à l'énergie cohérente. Le rapport de proportionnalité est de $0,75 \pm 0,05$. Compte-tenu de la barre d'erreur, ce résultat est compatible avec la valeur de 78% donnée par le calcul pour un front d'onde plan. Pour une valeur médiane de r_0 égale à 68 cm à Paranal, ces simulations montrent qu'on peut s'attendre à un rapport strehl de 30% et un taux d'injection d'environ 25% dans le cas du Centre Galactique. On peut alors effectuer un premier bilan de transmission pour GRAVITY installé au VLTI. Ce bilan est volontairement pessimiste. En réalité, la transmission du VLTI a été sous-estimée d'un facteur 2 en phase A (mise à jour par l'ESO à l'issue de la phase A).

- D'après des données provenant de l'ESO, la transmission de l'ensemble du train optique depuis les UT jusqu'au laboratoire de recombinaison est estimée à 11,5% en bande K.

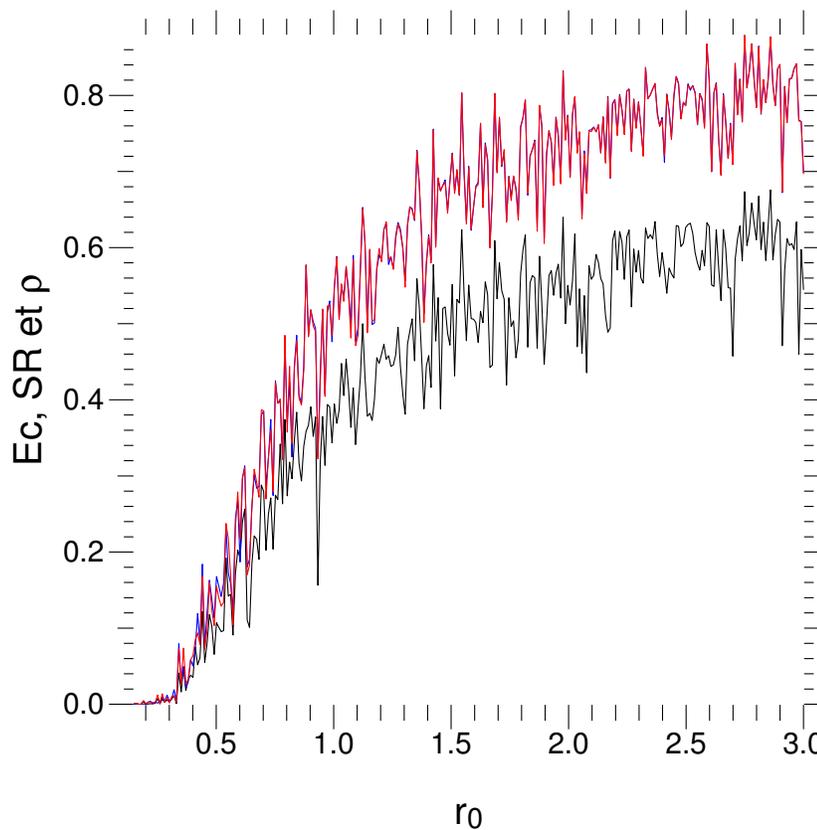


FIG. 6.4 – Variations de E_c : Energie cohérente (bleu), de SR : Rapport de Strehl (rouge) et de IR : taux d'injection (noir) en fonction de r_0 exprimé en mètres. Ces simulations utilisent des écrans de phase produits pour des conditions d'observation du Centre Galactique avec comme source de référence IRS7.

- Si on considère l'ensemble du dispositif optique propre à GRAVITY (optiques de couplage, les fibres, le recombineur et le spectromètre), on obtient une transmission de 30 % (documents de phase A de GRAVITY).
- On peut s'attendre à environ 25% de taux d'injection pour des conditions de turbulence atmosphérique moyenne et un système d'optique adaptative de type MACAO.

Ceci conduit à une première estimation de transmission globale de l'ordre de 0,9 %. Cette information de transmission est de grande importance car elle permet de prévoir le flux mesuré sur le détecteur pour différents types de sources observées. On peut par exemple savoir si la transmission de l'instrument permet d'asservir le suiveur de franges sur l'étoile IRS 16C ($m_K=10$).

GRAVITY est conçu pour observer des objets très faibles ($m_K > 17$). Pour que l'expérience fonctionne, il doit pouvoir fournir des visibilités et des phases suffisamment précises dans les conditions les plus contraignantes (cas du Centre Ga-

lactique). Pour cela, il faut non seulement une transmission suffisante mais aussi une stabilité suffisante.

Pour étudier cette condition, j'ai entrepris de concevoir des simulations interférométriques end-to-end (globales) de GRAVITY.

6.2 Comportement temporel du taux d'injection et précision de la visibilité mesurée

Le but est ici de créer des séquences temporelles de piston réalistes pour simuler la recombinaison et estimer la précision en phase et visibilité. Pour cela, j'ai eu l'occasion d'écrire un ensemble de routines en langage yorick qui simule l'ensemble de la chaîne d'observation depuis la simulation de l'atmosphère jusqu'à la recombinaison. Mon travail a consisté à produire un code de simulation modulaire afin que chaque étape de l'observation soit à la fois intégrée à l'ensemble et indépendante pour être facilement vérifiée et codée. Ces étapes sont présentées figure 6.5 et décrites ci-après.

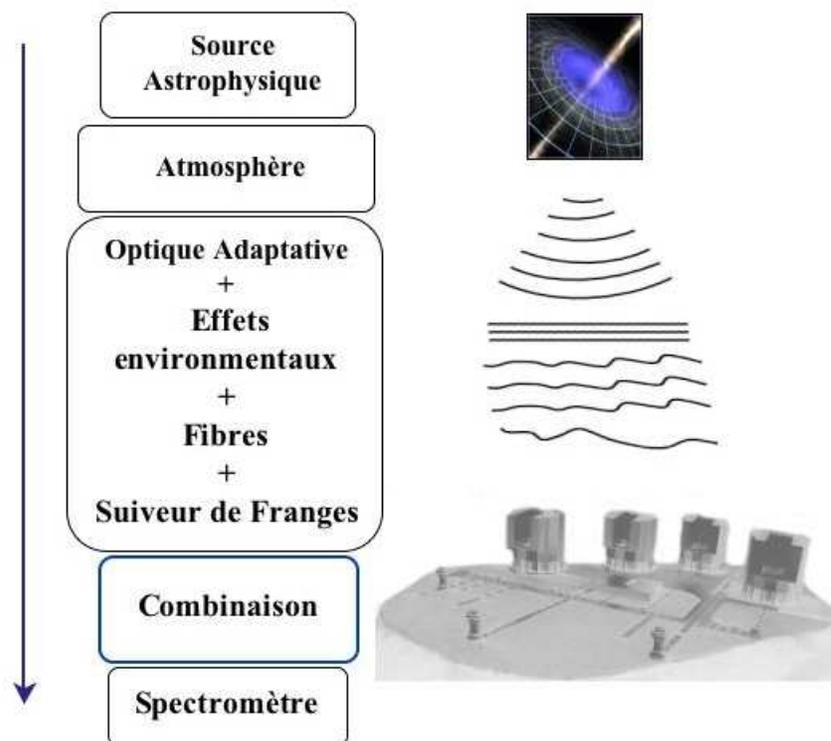


FIG. 6.5 – Différentes étapes de la modélisation interférométrique globale de GRAVITY.

Comme le but est de connaître l'ordre de grandeur de la mesure de visibilité et non de simuler des données prêtes à servir pour la reconstruction d'image, une

seule base est simulée, celle entre UT2 et UT3 de longueur 47 mètres. GRAVITY est un instrument fibré. Toute information de phase à deux dimensions est perdue après le passage dans les fibres optiques. La philosophie des calculs a donc été premièrement de produire des densités spectrales de puissance (DSP) de taux d'injection et de piston. Une fois ces DSP générées à partir d'écrans de phase 2D, elles sont conservées pour produire des séquences temporelles 1D qui vont servir à simuler la recombinaison. Ceci permet donc de réduire le temps de calcul. Ici nous ne nous occupons que de la voie scientifique de la recombinaison. Toutes les simulations ont été menées à bien pour le cas scientifique clé du Centre Galactique (pour lequel la source de référence est de magnitude $m_K=10$).

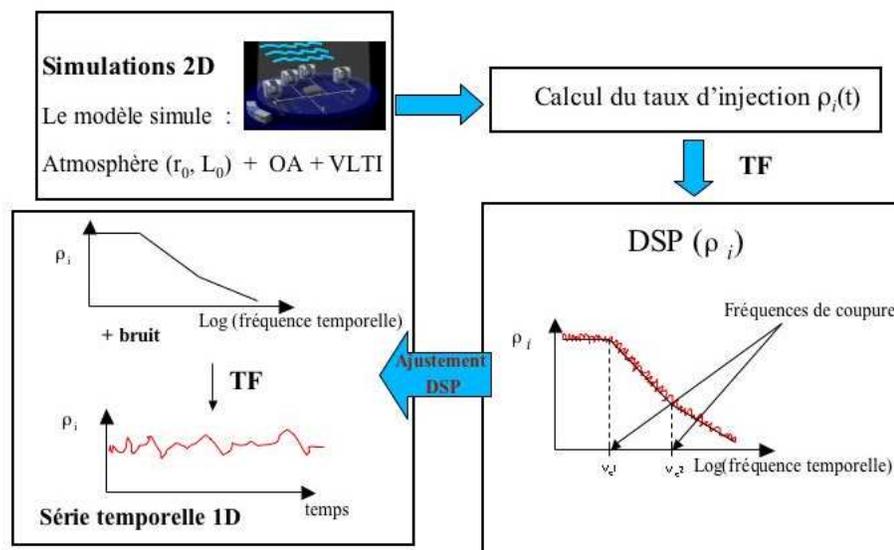


FIG. 6.6 – Principe des calculs des séquences temporelles de piston.

6.2.1 Modules par modules

Je décris ici les différentes étapes des simulations :

Modélisation de la source

La simulation d'une source apparaît comme la première des étapes de la simulation. Cependant ne représentant pas un intérêt immédiat comparé aux autres étapes pour la conception de GRAVITY, cet objet est simulé par un point source et sa phase est donc nulle. Le raffinement de la modélisation de la source est prévue à la suite de ce travail.

Modélisation de l'atmosphère

Pour la simulation de la turbulence atmosphérique j'ai utilisé la méthode décrite dans Assémat et al. (2006). A partir d'un écran de phase calculé initialement, de nouvelles colonnes de pixels sont générées pour agrandir la surface de front d'onde dans une direction donnée. Elle permet de simuler de larges écrans de turbulence atmosphérique avec une utilisation réduite de la mémoire. Le profil de turbulence est de type Von Karman et une seule couche moyenne est ici simulée. Cette couche défile selon une vitesse de vent au dessus de deux pupilles de la base de l'interféromètre.

Modélisation de l'OA

La partie optique adaptative est basée sur les mêmes paramètres et a fait l'objet d'une collaboration avec Eric Gendron du LESIA. Les paramètres d'observation des sources et de configuration du système d'OA sont similaires à ceux de la section précédente.

Modélisation de l'injection dans les fibres

Cette étape est exactement la même que celle présentée dans la première section. Après avoir simulé l'injection, j'ai pu alors obtenir les DSP présentées figure 6.7.

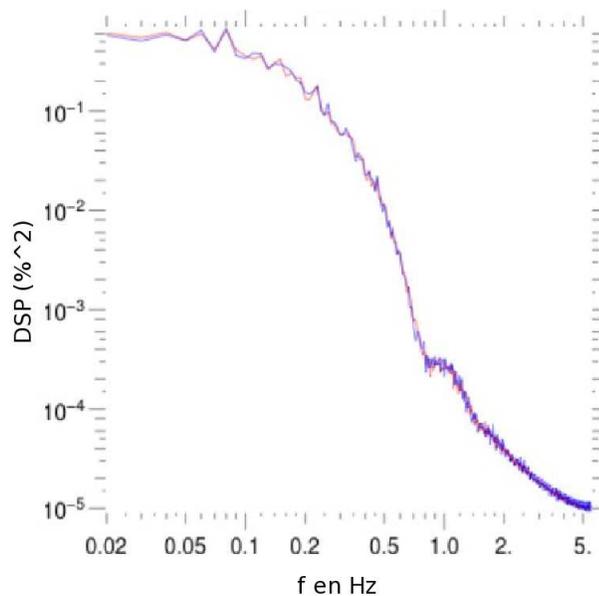


FIG. 6.7 – Densités spectrale de puissance simulées de taux d'injection. Les fréquences sont en Hertz.

Fréquence (Hz)	rms (nm)
16,2	40
18,2	85
24,2	70
25,2	60
30,2	35
45	55
47,2	60
75	80
90	80

TAB. 6.1 – Pics de la DSP du résidu de piston induit par les vibrations mesurées par FINITO en boucle fermée.

A ce stade je n'avais pas encore pris en compte les effets environnementaux qui sont principalement dus aux vibrations du VLTI et qui se sont révélés être un des facteurs limitants de la stabilité des mesures de GRAVITY. Pour bénéficier de l'avantage de mesures réelles, l'équipe GRAVITY a préféré utiliser des DSP des résidus de tip-tilt fournies par l'équipe VLTI et mesurées par IRIS pour simuler les fluctuations d'intensités dans les fibres. Ces données mènent à une efficacité d'injection relative de 68% en moyenne et un écart-type de 42% pour un rapport de Strehl de 30%. Donc l'injection en moyenne est de 20%.

Effets environnementaux, les vibrations du VLTI

Le VLTI présente des vibrations quand il est utilisé avec les UT. Les vibrations du VLTI ont été mesurées en termes de piston par le suiveur de franges FINITO et nous ont été transmises par le groupe VLTI. La densité spectrale de puissance a été modélisée avec une série de pics suivant la distribution présentée dans le tableau 6.1.

A partir de ces DSP sont générées des séquences temporelles de résidus de piston (figure 6.8).

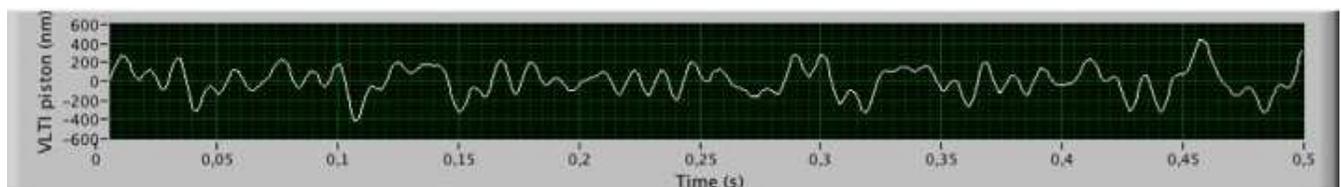


FIG. 6.8 – Séquence temporelle de pistons issus de la DSP comportant les vibrations du VLTI.

L'écart-type total de ces séquences simulées de piston est de 200 nm, ce qui correspond aux meilleures performances observées au VLTI. Dans la suite nous

considérons que le suiveur de franges de GRAVITY corrigera les vibrations aussi bien que FINITO. Nous additionnons donc directement les simulations de piston dû aux vibrations au piston atmosphérique que le suiveur de frange va corriger.

Modélisation du suivi de franges

L'équipe en charge du suiveur de franges de GRAVITY a simulé différentes possibilités pour la recombinaison du suiveur de franges et a cherché à optimiser les différents paramètres de fréquences d'échantillonnage, de nombres de canaux spectraux, de bande passante, etc. Voir Houairi et al. (2008). Avec un optimum pour la fréquence d'échantillonnage de 350 Hz et une fréquence de coupure de 0,05 Hz : le piston atmosphérique résiduel en boucle fermée est de l'ordre de 183 nm ($\lambda/12$). Le suiveur de franges agit comme un filtre passe-haut et amortit les basses fréquences.

Modélisation de la recombinaison

Le piston et l'efficacité d'injection obtenus précédemment permettent de simuler la recombinaison en produisant des interférogrammes synthétiques. En appelant A et B les deux faisceaux interférant, l'interférogramme instantané s'écrit :

$$I(\delta, t) = N \times (\rho_A(t) + \rho_B(t) + 2V \sqrt{\rho_A(t)\rho_B(t)} \cos(2\pi \frac{\delta + \epsilon(t)}{\lambda} + \phi)) \quad (6.7)$$

où V et ϕ sont la visibilité et la phase de l'objet scientifique. N représente le nombre de photons par télescope, ρ_A et ρ_B sont les injections relatives aux télescopes A et B et ϵ est le piston résiduel instantané.

GRAVITY est conçu pour échantillonner la frange brillante par la méthode ABCD avec un nombre minimum de 5 canaux spectraux. On peut alors considérer uniquement le cas monochromatique. Dans la suite, la visibilité est égale à 1 et la phase à 0. Parce que la visibilité est biaisée, on préfère utiliser l'estimateur ABCD (voir chapitre précédent) de la visibilité carrée (voir chapitre 1). Les estimateurs de phase et de visibilité s'écrivent donc ainsi :

$$V^2 = 4 \times \frac{(A - C)^2 + (B - D)^2 - 4 \times Var}{(A + B + C + D)^2 - 4 \times Var} \quad (6.8)$$

$$\phi = atan \frac{B - D}{A - C} \quad (6.9)$$

où Var est la somme des variances des bruits additifs que sont le bruit de photon et le bruit de détecteur.

Détection

Pour la modélisation de la détection, nos simulations et les informations sur les détecteurs actuels nous ont conduit à utiliser les paramètres suivants :

Source de perte de contraste	Visibilité moyenne sur un point source (%)	Phase moyenne sur un point source (rad)
Piston atmosphérique	85,22 ± 4,88	0,000 ± 0,0014
Vibrations du piston du VLTI	92,18 ± 0,01	0,000 ± 0,0005
Vibrations du tip-tilt du VLTI	93,26 ± 0,08	0,000 ± 0,0000
Toutes les sources	73,41 ± 4,24	0,0001 ± 0,0035

TAB. 6.2 – Tableau résumant les variations simulées de visibilité et de phase pour différentes sources de perte de contraste.

- Bruit de lecture : 6 e-
- Courant d'obscurité du détecteur et fond : 100 e-/s
- Transmission totale (sans compter les pertes dues aux vibrations et résidus de piston atmosphérique) : 0,9 %
- Temps d'intégration : 100 secondes

Pour les longs temps d'intégration, les sources dominantes de bruit sont donc le courant d'obscurité plus le bruit de fond.

6.2.2 Résultats numériques des performances

Les vibrations de tip-tilt engendrent une perte de contraste et une fluctuation de la visibilité à cause du déséquilibre photométrique entre les faisceaux. Les fluctuations de piston (atmosphériques et induites par les vibrations) produisent un brouillage des franges et donc une perte de contraste. Le tableau 6.2 résume les pertes de contraste dues aux différentes sources.

On aboutit donc à un contraste moyen de 73 %. Les erreurs présentées sont multiplicatives. L'erreur totale est donc plus petite que la racine carrée de la somme quadratique des erreurs individuelles.

6.2.3 Influence du bruit

Les erreurs sur les phases et visibilités simulées pour 100 s sont présentées figure 6.9. Les deux courbes se superposent pour une magnitude $m_K=14$. Au delà de cette magnitude, ceci montre que la contribution des erreurs de phase et de visibilité aura un impact équivalent sur la dynamique des images reconstruites. Pour les magnitudes inférieures à 13, les erreurs sur V présentent un plateau à 4% uniquement dû aux erreurs multiplicatives. Aux magnitudes plus élevées, i.e. aux flux plus faibles, les erreurs sont dominées par les erreurs additives dues au bruit de photon et au bruit de détecteur.

Le rapport signal sur bruit de la visibilité sur chaque canal spectral pour une magnitude $m_K=10$ est de 21 et pour une magnitude $m_K=16$ de 7. En combinant les 5 canaux spectraux, le bruit additif est réduit (de $\sqrt{5} \sim 2,2$). Le rapport signal sur bruit sur un objet de magnitude $m_K = 16$ est finalement de 11 et l'erreur sur la phase de 0,06 radians.

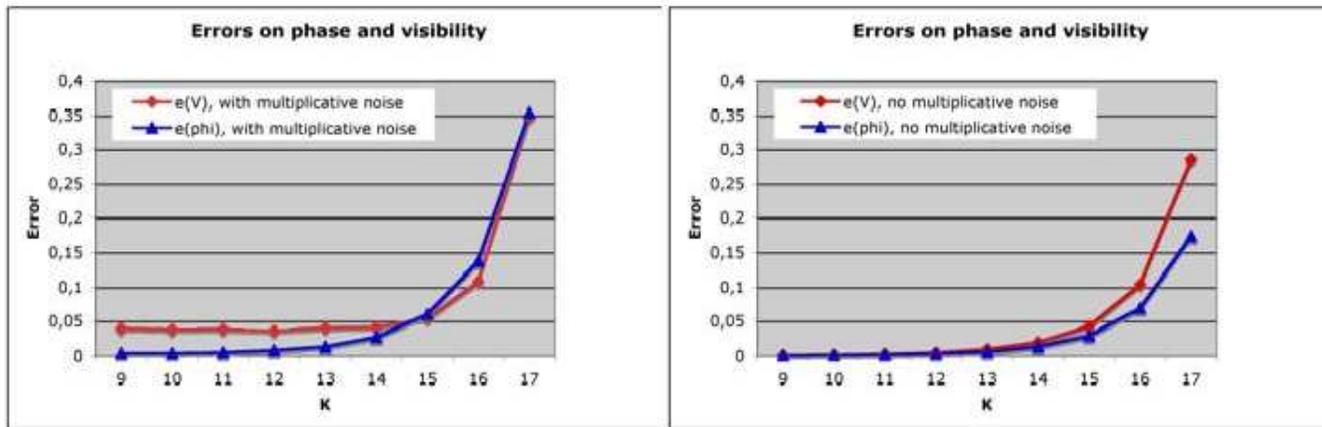


FIG. 6.9 – Erreurs simulées pour la phase (en bleu) et la visibilité (en rouge) en prenant en compte toutes les sources d’erreurs (à gauche) et seulement les bruits additifs (à droite). Les phases sont exprimées en radian.

De ces simulations, on peut déduire les erreurs pour des temps d’intégration plus longs. Le signal dû aux bruits additifs augmente linéairement avec le temps. L’erreur résultant varie donc comme $t^{-1/2}$. En combinant les cinq canaux spectraux, l’écart-type de la phase résultant de l’observation d’une étoile de magnitude $m_K = 15$ avec un temps d’intégration de 5 minutes est de 16 mrad, ce qui correspond à 5,5 nm en bande K.

6.2.4 Conclusion

Pour l’observation des objets faibles, les erreurs sont principalement dominées par des bruits additifs et par les performances du suiveur de franges. Les résidus de vibration du piston de 200 nm sont acceptables. Les simulations démontrent que GRAVITY va remplir les conditions qu’imposent ses objectifs scientifiques :

1. Imagerie : magnitude $m_K = 16$, 100 s de temps d’observation
 - rapport signal sur bruit pour la visibilité : 11 (spécification : 10)
 - Ecart type sur la mesure de phase : 0,06 rad (spécification : 0,1 rad)
2. Astrométrie : magnitude de l’objet $m_K = 15$, 5 minutes de temps d’observation
 - Mesure de la phase de l’ étoile de référence du suivi de frange ($m_K = 10$) : 0,8 nm rms
 - Mesure de la phase de la source scientifique : 5,5 nm correspondant à une précision astrométrique de $9,8 \mu\text{sa}$ (spécification : $10 \mu\text{sa}$)

En conclusion, les simulations montrent que des efforts sont à placer sur la réduction des vibrations au VLTI et sur le suiveur de franges. Avec le développement du concept instrumental de GRAVITY, ces simulations pourront peut être

évoluer. Elles peuvent par ailleurs servir pour le développement des algorithmes de reconstruction d'images. En simulant des objets de distribution d'intensité connue, il sera possible d'analyser comment varie la capacité des algorithmes à reconstruire la scène astronomique selon les erreurs en phase et visibilité simulées. Ce faisant, elles permettent aussi d'aider à la conception de la réduction de données GRAVITY.

Cas scientifique majeur de GRAVITY, le Centre Galactique fait l'objet d'un intense effort d'observations et d'analyse. La connaissance de cet ensemble astrophysique est essentielle pour comprendre et participer pleinement au développement de GRAVITY ainsi qu'à son exploitation. Dans une troisième partie, je présente les travaux que j'ai pu réaliser dans le cadre d'un grand programme d'observation du Centre Galactique.

Bibliographie

- Assémat, F., Wilson, R., & Gendron, E. 2006, *Optics Express*, 14, 988
- Baldwin J. E., Haniff C. A., 2002, *Phil. Trans. R. Soc. London*, 360, 969
- Conan, R., Modélisation des effets de l'échelle externe de cohérence spatiale du front d'onde pour l'observation à Haute Résolution Angulaire en Astronomie, 282 pages, Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2000
- Conan, R., Ziad, A., Borgnino, J., Martin, F., & Tokovinin, A. A. 2000, *Proc. SPIE*, 4006, 963
- Conan, J.-M., Fusco, T., Mugnier, L. M., Marchis, F., Roddier, C. A., & Roddier, F. J. 2000, *Proc. SPIE*, 4007, 913
- Coudé du Foresto, V., Faucherre, M., Hubin, N., & Gitton, P. 2000, *A&AS*, 145, 305
- Fusco, T., & Conan, J.-M. 2004, *Journal of the Optical Society of America A*, 21, 1277
- Jolissaint, L., Véran, J.-P., & Conan, R. 2006, *Journal of the Optical Society of America A*, 23, 382
- Houairi, K., Cassaing, F., Perrin, G., Eisenhauer, F., Brandner, W., Straubmeier, C., & Gillessen, S. 2008, *Proc. SPIE*, 7013,
- Rousset, G., Madec, P. Y., & Rabaud, D. 1991, *NASA STI/Recon Technical Report A*, 92, 26373
- Ruilier, C., Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes. Contributions à l'instrument FLUOR, 274 pages, Thèse de doctorat, Université PARIS VII-Denis Diderot, 1999

CHAPITRE 7

Le Centre Galactique

Sommaire

7.1 Introduction au Centre Galactique	175
7.1.1 Intérêt de l'étude du Centre Galactique	175
7.1.2 Les 10 parsecs au centre de la Galaxie : la région de Sgr A	176
7.2 Sgr A*, le cœur de la Galaxie	180
7.2.1 Introduction	180
7.2.2 La découverte	184
7.2.3 Le voile se lève sur Sgr A*	185
7.2.4 Les sursauts de Sgr A*, palpitations du cœur de la Voie Lactée	188
7.2.5 Résumé des faits observationnels sur Sgr A*	192
7.3 Contexte actuel de la recherche sur le Centre Galactique	193
7.3.1 Problématiques actuelles	193
7.3.2 Un grand programme d'observation du Centre Galactique	194

7.1 Introduction au Centre Galactique

7.1.1 Intérêt de l'étude du Centre Galactique

Situé à $\sim 8,4$ kpc du Soleil (Ghez et al. 2008; Gillessen et al. 2009), le centre de notre Galaxie constitue un environnement astrophysique extrêmement divers et énigmatique. Il fait partie des thématiques les plus dynamiques dans la communauté astrophysique actuelle, comme en témoigne une forte compétition internationale. En effet, le Centre Galactique est le noyau galactique le plus proche de la Terre (celui de la Galaxie d'Andromède est 100 fois plus éloigné) et le plus grand angulairement (table 7.1). Il apparaît de ce point de vue comme une cible de choix pour l'observation du cœur des galaxies et son étude permet de donner des indications sur les processus à l'œuvre dans les noyaux actifs de galaxies. Ces derniers sont des noyaux de galaxies extrêmement brillants sur l'ensemble ou une partie

Galaxie	Rayon de Schwarzschild en UA	Distance en Mpc	Taille angulaire en μ sa
Voie Lactée	0,07	0,008	9,65
M87	59,29	16,70	3,66
M31 (Andromède)	1,67	0,76	2,28

TAB. 7.1 – Tailles et distances des centres galactiques les plus proches. En supposant qu'ils sont des trous noirs, leur masse permet de déterminer leur Rayon de Schwarzschild, la taille caractéristique d'un trou noir sans rotation. Pour la Voie Lactée, la masse et la distance du Centre Galactique se basent sur les résultats de Eisenhauer et al. (2005), pour M87 ils sont tirés de Bettoni et al. (2003) et pour M31 de Bender et al. (2005).

de leur spectre, ceci étant probablement dû au phénomène d'accrétion de matière sur un trou noir supermassif (dont la masse est de l'ordre de plusieurs millions jusqu'à plusieurs milliards de masses solaires).

7.1.2 Les 10 parsecs au centre de la Galaxie : la région de Sgr A

La dénomination Centre Galactique peut parfois prêter à confusion car elle sous-entend différentes échelles (et donc différents ensembles de constituants) allant du kilo-parsec central jusqu'au rayon de Schwarzschild du supposé trou noir supermassif situé au centre-même de notre Galaxie. Dans la suite, seuls les objets astrophysiques compris dans la dizaine de parsecs centrale seront brièvement décrits. Le lecteur intéressé par une présentation détaillée du Centre Galactique pourra se reporter à la thèse de Thibaut Paumard (Paumard 2003) dont cette première partie est largement inspirée, ainsi qu'à différents articles de revue (Morris & Serabyn 1996; Mezger et al. 1996).

Le disque circumnucléaire

Le disque circumnucléaire (Circumnuclear Disk, CND) est un anneau de matière moléculaire situé dans un rayon de 2 pc autour du centre Galactique (figure 7.2; Genzel et al. 1985; Guesten et al. 1987). Il est très asymétrique et s'étend en projection jusqu'à 7 pc aux longitudes Galactiques négatives (Sud-Ouest), et 3 pc aux longitudes positives (Nord-Est).

À ce rayon, on observe une limite nette, ionisée, définissant la « Cavité centrale » (Central Cavity), de sorte que le CND est peut-être plus proche du tore de matière que du disque, ce qui lui vaut une seconde appellation : anneau circumnucléaire (Circumnuclear Ring, CNR). Il est de densité irrégulière, composé de petits grumeaux, vraisemblablement allongés par les forces de marée. Le CND serait constitué principalement de dix à vingt nuages moléculaires de taille caractéristique avoisinant les 10 secondes d'angle (environ 0,5 pc), contenant chacun environ 10^4 masses solaires (Christopher et al. 2005).

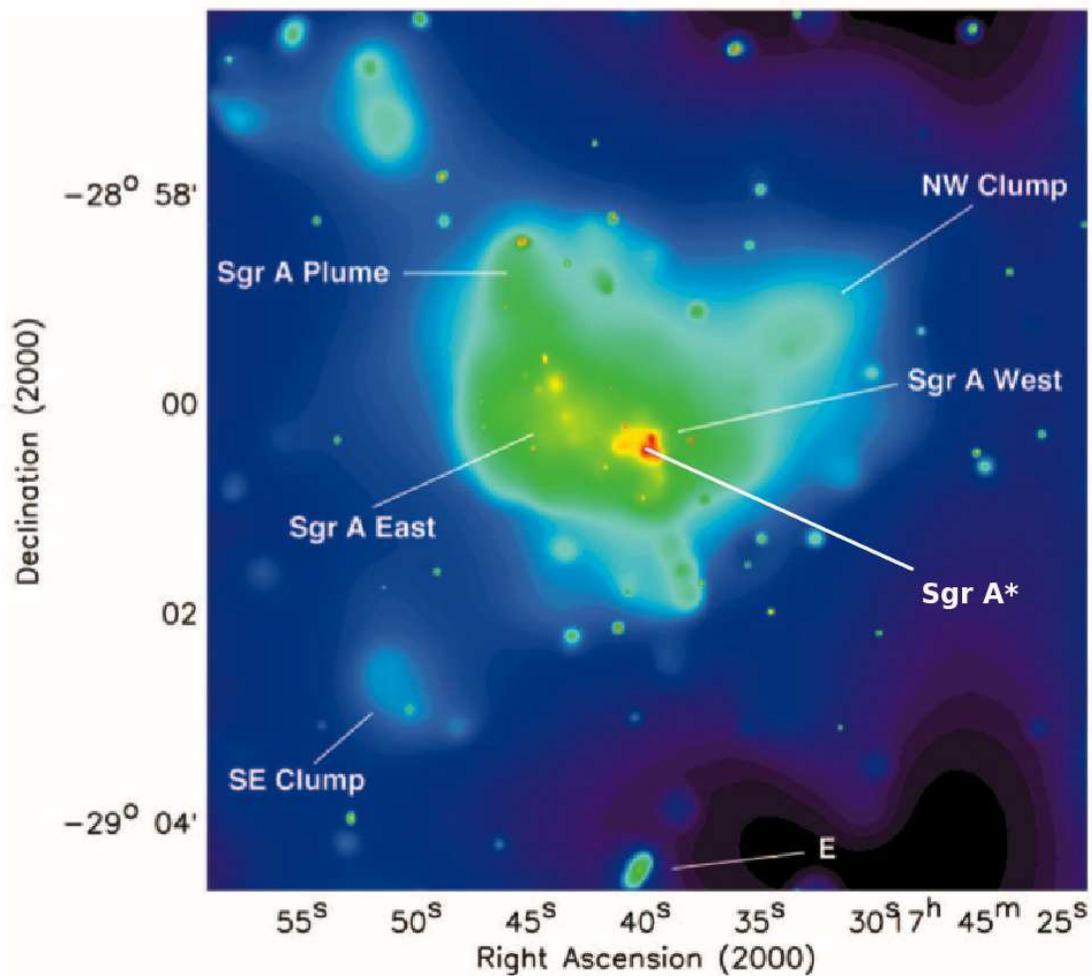


FIG. 7.1 – Image de la région centrale de $8,4 \times 8,4$ minutes carrées vue en X par Chandra entre 0,5 et 7 keV (Baganoff et al. 2003). L'émission de la source radio non-thermique Sgr A* est discernable au Sud-Est de la structure rouge de Sgr A Ouest située au centre de l'image.

L'origine de cet anneau n'est pas claire. Il peut s'agir soit d'une structure récente, non encore circularisée (par exemple un anneau formé des débris d'un nuage moléculaire disloqué par les forces de marée), soit d'une structure ancienne ayant récemment subi une perturbation.

Sgr A Ouest ou la Minispirale

Au cœur du CND, les observations du gaz ionisé (pour une revue, voir Paudyal et al. 2004) montrent une structure en spirale développant trois branches principales, les Bras Nord, Est et l'Arc Ouest et présentant une barre (nommée la Barre). Elle ressemble un peu à une galaxie spirale d'où son nom de « Minispirale ».

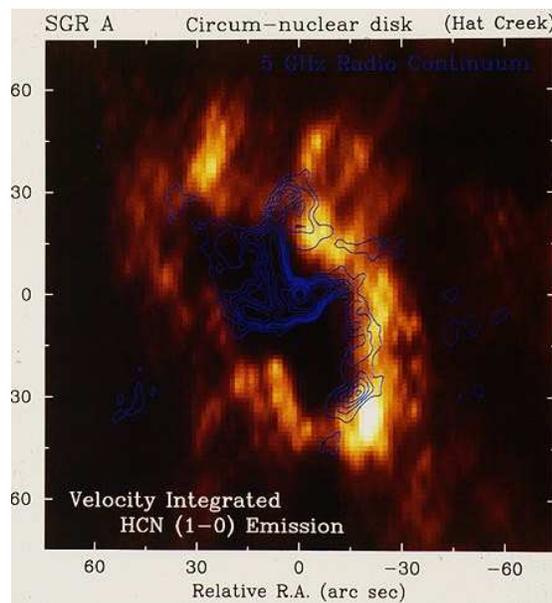


FIG. 7.2 – Le disque circumnucléaire (CND) observé avec l’instrument BIMA . Emission de HCN, intégrée en vitesse. Les contours bleus indiquent le continuum radio à 5 GHz de la Minispirale. On y devine le Bras Nord et le Bras Est. Pris sur le site : <http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>.

pirale » et est détectée dans les raies d’émission du gaz en infrarouge et dans le continuum en sub-millimétrique, et par l’émission de la poussière.

Cette dénomination semble impliquer que Sgr A Ouest est physiquement une spirale, c’est-à-dire que les filaments présentés ci-dessus sont des entités matérielles coplanaires, résultats d’une onde de densité. Cependant, le fait que Jackson et al. (1993) et Telesco et al. (1996), aient montré que le Bras Nord était probablement la surface ionisée d’un vaste nuage neutre en rotation autour du trou noir puis que les autres structures (le Bras Est, l’Arc Ouest et la Barre) étaient des frontières entre des zones de haute densité et des zones de basse densité met à mal cette théorie. Des conclusions similaires sont apportées par Paumard et al. (2004) suite à l’analyse de données spectroscopiques dans les raies $Br\gamma$ ($2,16\mu\text{m}$) et HeI ($2,06\mu\text{m}$).

Population stellaire

Il existe différentes populations stellaires dans le parsec central de la Galaxie. L’essor des techniques d’observation proche infrarouge a apporté de nouvelles données sur la dynamique, l’évolution et la distribution de masse dans le centre de la Voie Lactée. On distingue deux régions stellaires dans le Centre Galactique : l’amas du parsec central et l’amas des étoiles S.

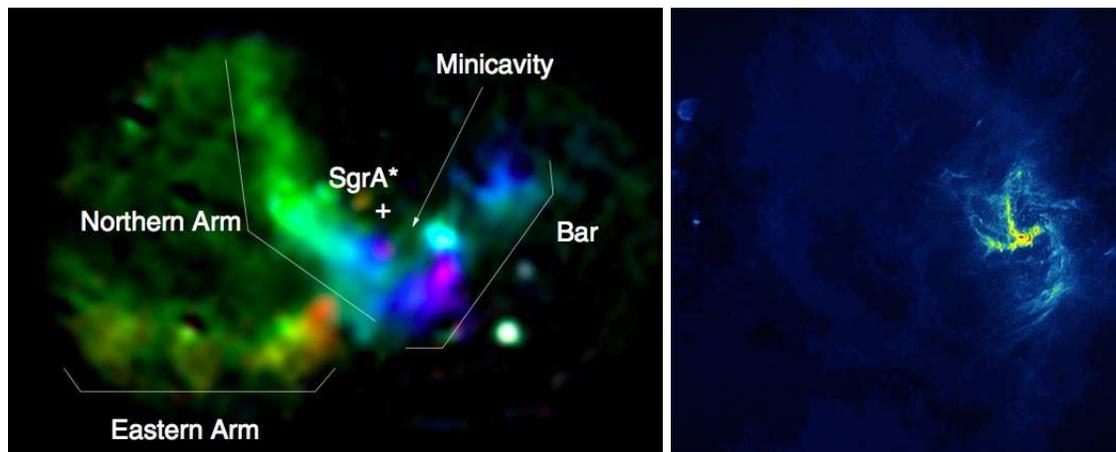


FIG. 7.3 – **Gauche** : Image trois couleurs de 2 champs de Sgr A Ouest observé avec l'instrument BEAR dans la raie Brackett γ entre -350 (violet) et $+350$ km/s (rouge). Les grandes structures de la Minispirale sont indiquées. Des étoiles à raies d'émission sont révélées par des points brillants. Tiré de Paumard et al. (2004). **Droite** : Sgr A Ouest observé par le VLA à 6 cm. L'émission de Sgr A Est est également visible. Au centre de cette région HII, on devine l'émission de la source ponctuelle Sgr A* (<http://archive.ncsa.uiuc.edu/Cyberia/Bima/GalCntr.html>).

L'amas central

La population stellaire du parsec central de la Galaxie est principalement constituée d'étoiles de type tardif. Elles dominent en masse et en nombre (voir références dans Paumard 2003; Paumard 2008). Cependant le rayonnement stellaire de cette région provient d'une population plus jeune. Les observations VLT NACO/SINFONI de la région centrale de la Galaxie ont démontré qu'une population d'environ 100 étoiles de types précoces (types spectraux OB) occupait une zone d'un demi parsec de rayon. Ces étoiles semblent résider dans un ou deux disques dont la formation a vraisemblablement eu lieu in situ il y a environ 6 millions d'années (Paumard et al. 2006; Genzel et al. 2003; Lu et al. 2005, 2009; Bartko et al. 2008).

Leur origine fait encore l'objet de débats. Les temps de migration depuis des régions de formation stellaire proches ne sont pas compatibles avec l'âge de ces étoiles. Les efforts de modélisation se tournent alors vers une formation in-situ qui n'est pourtant pas totalement expliquée car à cette distance du supposé trou noir, les forces de marée sont telles que seul un nuage très dense ou une pression magnétique suffisante pourraient permettre la formation stellaire (Morris 1993). De plus ce scénario fonctionne dans le cas où la formation stellaire se déroule dans un disque. Mais la formation de ce disque demeure ad hoc. On pense aussi que leur formation a pu se produire lors d'une chute progressive d'un nuage dense vers le Centre Galactique (Gürkan & Rasio 2005). Cette problématique est connue

sous le nom de paradoxe de jeunesse (« paradox of youth », Bonnell & Rice 2008) et est en bonne voie d'être résolue pour les étoiles de cet amas.

Environ 40 étoiles forment un disque assez fin, en rotation horaire en projection sur le ciel et appelé CWS (Clockwise system, Paumard et al. 2006; Genzel et al. 2000). Genzel et al. (2003) et Paumard et al. (2006) se prononcent en faveur de l'existence d'un second disque en rotation anti-horaire (counter-clockwise system, CCWS) contenant environ une quinzaine d'étoiles. Cependant, Lu et al. ont développé une méthode indépendante pour trouver des disques dans le même jeu de données et estimer leur sens statistique. Ils trouvent que l'existence du CCWS n'est pas justifiée. La première équipe (Paumard et al. 2006) a voulu faire la lumière sur l'existence de cet hypothétique second disque en appliquant une méthode plus robuste statistiquement sur l'estimation de leurs résultats et en mesurant de nouvelles vitesses radiales. Ce travail semble confirmer l'existence du CCWS et des efforts pour faire ressortir une interprétation commune aux différents groupes sont actuellement en cours.

Les deux systèmes de disques contiennent la moitié des étoiles jeunes du parsec central et sont inclinés entre eux et par rapport au plan Galactique (figure 7.4). Le disque ne s'étend pas indéfiniment vers Sgr A* : son bord interne se trouve à un rayon d'environ 1 seconde d'angle (soit 8000 UA ou 0,04 pc) , à l'intérieur duquel se trouvent les étoiles S.

Les étoiles S

Ces étoiles sont les plus proches compagnons stellaires de Sgr A* (figure 7.5). L'orbite de S2 (la plus proche du trou noir des étoiles S observées) a son perihélicon (aussi appelé peribothron, periastron d'un trou noir) à environ 100 UA du Centre Galactique (Schödel et al. 2002). Leurs orbites ont des excentricités aléatoires et ne s'organisent pas en structures particulières. Il n'y a pas d'indication claire d'une formation simultanée avec les étoiles de l'amas central et plus intéressant encore, le paradoxe de jeunesse est ici beaucoup plus prononcé. Alors que différents scénarios permettent maintenant d'expliquer de façon plausible la formation des étoiles de l'amas central (voir paragraphe précédent), la proximité si élevée des étoiles S du candidat trou noir Sgr A* invalide d'autant plus les théories précédemment invoquées pour les étoiles de l'amas central. Une revue des théories actuelles pouvant expliquer la présence d'étoiles si jeunes si proches d'un trou noir supermassif est donné dans Paumard (2008). La figure 7.6 schématise les principales structures des 10 parsec centraux de la Galaxie.

7.2 Sgr A*, le cœur de la Galaxie

7.2.1 Introduction

A la fin du XVIII^{ème} siècle, le naturaliste anglais John Michell et le mathématicien français Pierre Simon Laplace imaginaient le cas où une masse énorme

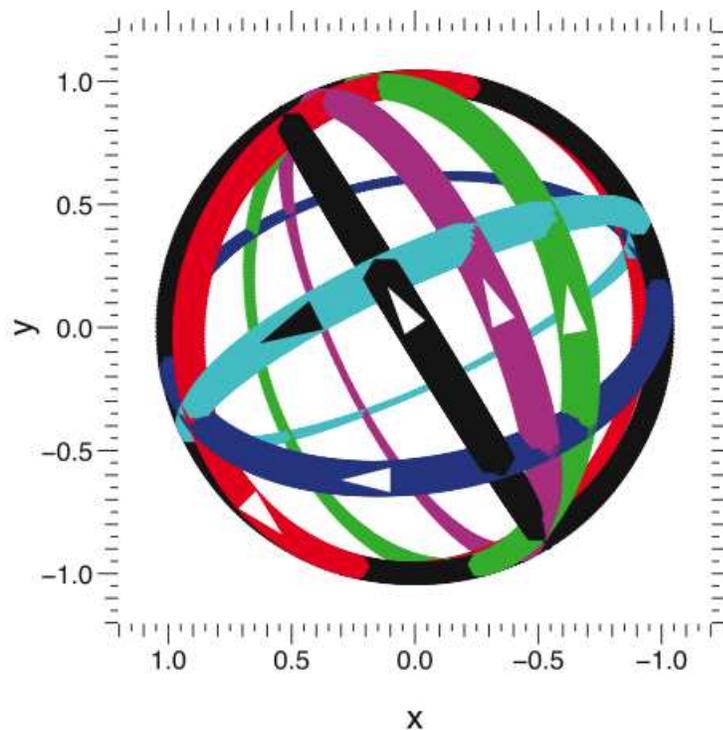


FIG. 7.4 – Cette figure représente les orientations du plan du ciel et de la Galaxie (noir), du disque horaire ou CWS (bleu) et anti-horaire ou CCWS (rouge), du bras Nord (vert), de la Barre (cyan), CND (magenta). L'épaisseur des anneaux permet de rendre compte de la perspective. Les flèches indiquent le sens de rotation. Extrait de Paumard et al. (2006).

serait localisée dans un volume extrêmement petit. Ils envisagèrent que les forces gravitationnelles mises en jeu empêcheraient toute chose de s'échapper du champ d'attraction ainsi créé, y compris la lumière. Deux siècles plus tard, la théorie de la relativité d'Albert Einstein procurait l'outil théorique pour une telle étude et dans les années 1960, John Archibald Wheeler introduisit le terme de « trou noir » pour décrire les effets d'une si grande concentration de masse. Les trous noirs se forment principalement par l'effondrement d'une étoile massive sur elle-même à la fin de sa vie. La possibilité que des millions ou des milliards d'étoiles peuvent se condenser dans un unique trou noir supermassif peut sembler presque fantastique. Et pourtant, nous nous rendons maintenant compte que ces objets existent et seraient même finalement assez communs, occupant le centre d'un nombre important, sinon de toutes les 10^{11} galaxies de l'Univers (Reid 2008). Cependant les observations de trous noirs supermassifs à haut décalage spectral vers le rouge (jusqu'à $z=6,4$ Barth et al. 2003) n'est pas compatible avec un scénario de formation initié par un effondrement gravitationnel stellaire et suivi d'une longue période d'accrétion. Dans un milieu densément peuplé qui servirait à alimenter continuel-

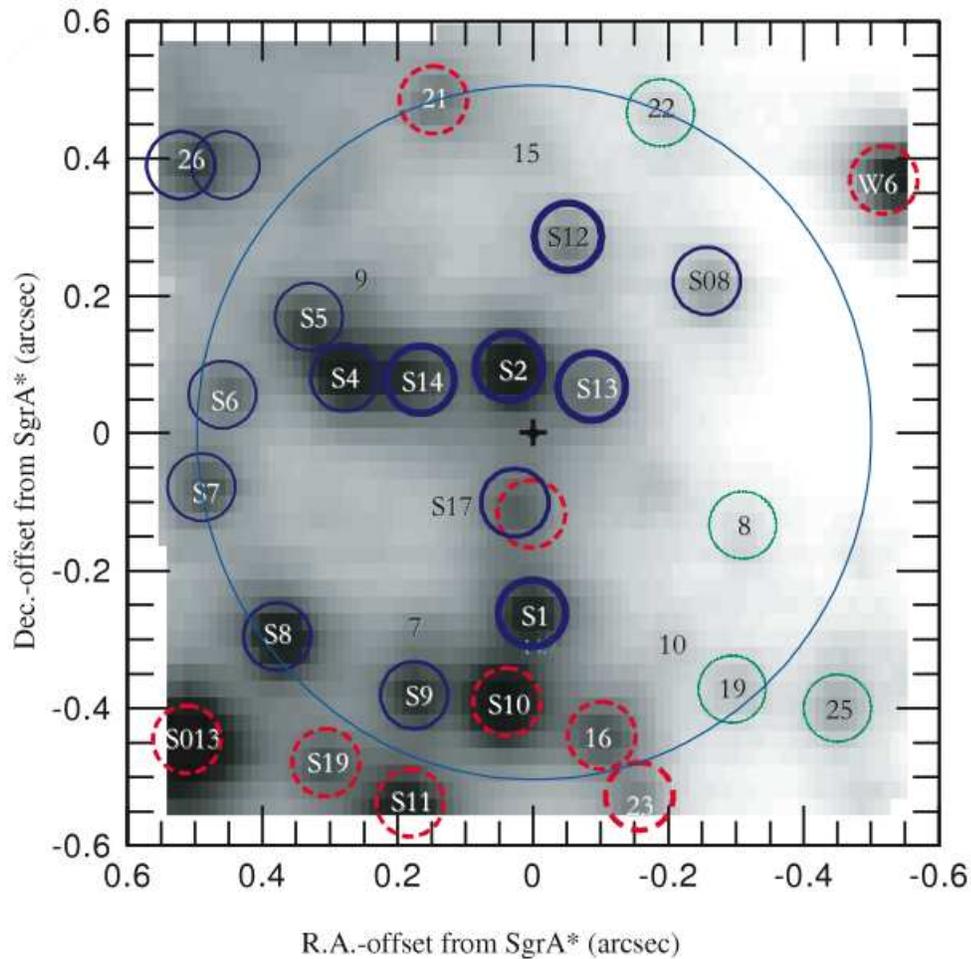


FIG. 7.5 – Image des étoiles S en bande K construite à partir de données SINFONI. La couleur et le type des cercles entourant les étoiles codent leur type spectral : cercle entier bleu (type précoce), cercle pointillé rouge (type tardif), cercle fin vert (type non-déterminé). L'épaisseur des traits (épais, moyennement épais et fin) permet d'identifier leur mouvement propre (supérieur à 1000 km/s, entre 500 et 1000 km/s et inférieur à 500 km/s). Issu de Eisenhauer et al. (2005).

lement la croissance du trou noir, les temps d'accrétion nécessaires pour atteindre plusieurs milliards de masses solaires représentent plusieurs milliards d'années. Or l'observation de ces trous noirs a montré qu'ils devaient déjà être formés quand l'Univers était âgé de 1 milliard d'années (Volonteri & Rees 2005). C'est pourquoi les recherches s'orientent aujourd'hui vers des mécanismes de croissance hiérarchique de trous noirs par coalescence (fusion de trous noirs) au cours du premier milliard d'années de l'Univers (Volonteri & Rees 2005; Volonteri & Perna 2005).

Les premières preuves de l'existence des trous noirs furent étroitement liées au développement de l'astronomie radio. Dans ce domaine de longueurs d'onde, des sources très brillantes ont été découvertes préférentiellement au centre de galaxies

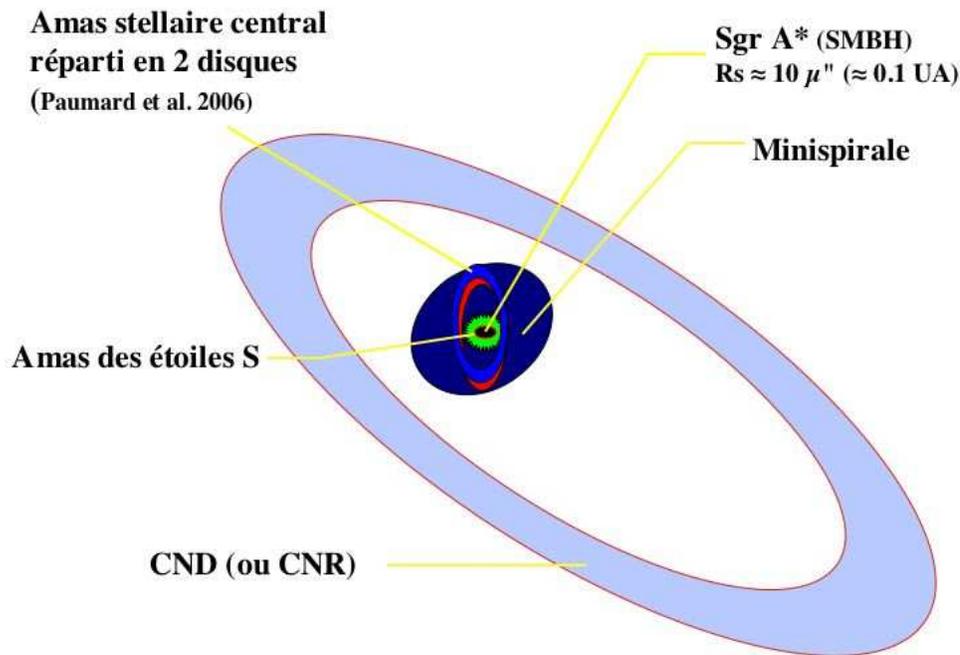


FIG. 7.6 – Schéma des 10 parsecs centraux de la Voie Lactée. Les principales structures sont représentées.

distantes. Dans les années 1950, les interféromètres radio donnaient une image surprenante de ces « galaxies radio » présentant des lobes géants axi-symétriques (figure 7.7).

Ces lobes mesurent parfois plusieurs centaines de fois la taille de la galaxie parente et comptent parmi les plus grandes structures de l'Univers. Ils présentent généralement des jets qui pointent directement vers le noyau de la galaxie dont la taille a pu être estimée à moins d'une année-lumière grâce à des périodes de variabilité inférieures à l'année (Maltby & Moffett 1965; Dent 1965). L'énergie des lobes est puisée dans ce noyau et peut parfois atteindre $10^7 M_\odot c^2$ (Reid 2008).

Dans les années 1990, des images du télescope spatial Hubble ont montré que des structures se déplaçaient à environ 750 km/s à un rayon de 18 parsecs du centre de M87 (Ford et al. 1994). En supposant que l'on peut appliquer le théorème du viriel, ce dernier implique une masse centrale de $2.4 \cdot 10^9 M_\odot$, ce qui pointe de nouveau vers des objets compacts qui peuvent être soit des amas stellaires très denses ou bien des trous noirs. Des conclusions similaires ont aussi été obtenues par des observations de masers et de certaines raies du Fer (Greenhill et al. 1995; Tanaka et al. 1995). Vers le milieu des années 1990 plusieurs preuves observationnelles pointaient donc vers l'existence de trous noirs supermassifs au centre des galaxies.

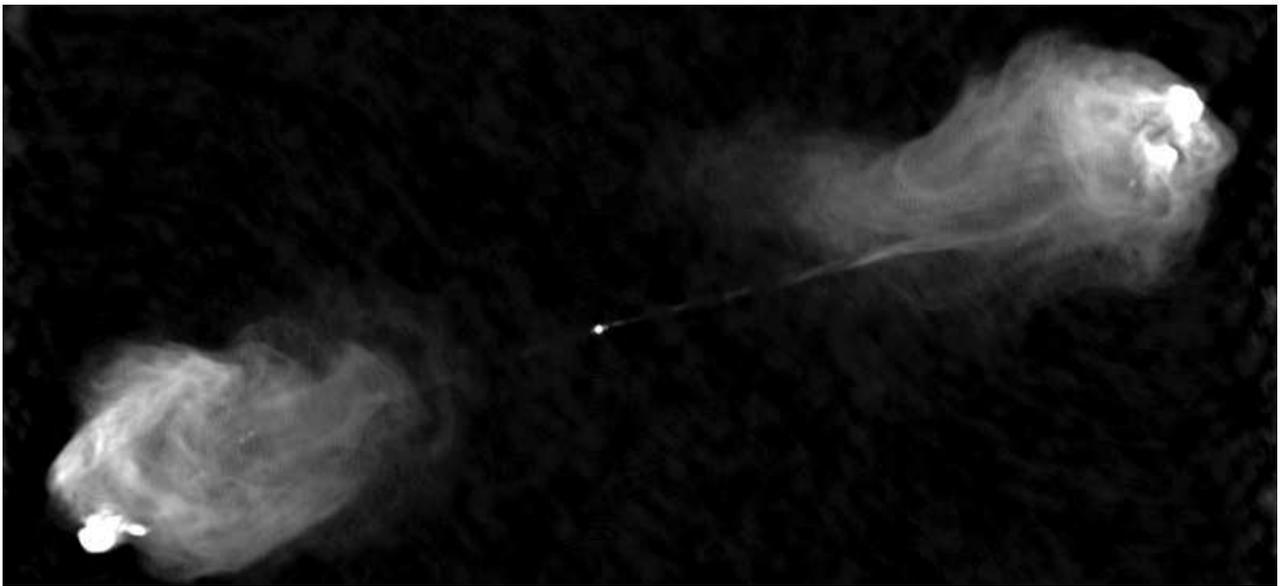


FIG. 7.7 – Image radio à 5 Ghz de Cygnus A tiré de Perley et al. (1984). Les lobes radio sont constitués de filaments et de zones plus chaudes situées sur les bords externes des lobes. Ils sont connectés via des jets à un centre faiblement brillant et dont la taille est inférieure au parsec.

7.2.2 La découverte

Les relevés radio des années 1950 ont révélé l'existence d'une forte source radio dans la constellation du Sagittaire vers le centre de la Voie Lactée. Cet objet fut nommé Sagittarius A (Sgr A), la lettre A désignant la source la plus intense de la constellation. Les radio télescopes de l'époque ne pouvaient la résoudre, laissant cette source insondée pendant un certain temps. Avec l'essor de l'interférométrie radio, Sgr A révéla une nature composite (Morris & Serabyn 1996) et fut divisé en Sgr A Ouest (la Minispirale) et Sgr A Est. En 1974, une source radio très compacte, plus petite qu'une seconde d'angle en diamètre, a été découverte dans Sagittarius A et fut plus tard nommée Sagittarius A* (Sgr A*, Balick & Brown 1974)). Les premières observations radio utilisant le VLBI (réseau d'interféromètres radio utilisant des bases intercontinentales) établissent une taille pour Sgr A* inférieure à 20 unités astronomiques (Lo et al. 1985). Cependant, aucune contrepartie optique, infrarouge ou X ne fut détectée.

A la fin des années 1970, des observations infrarouges de mouvements de gaz apportèrent les premiers indices d'une importante concentration de masse au centre de la Voie Lactée. L'analyse de structures fines dans les raies du néon observées dans la région de Sgr A Ouest montra des différences de l'ordre de ± 260 km/s. En supposant que ces nuages de gaz se déplaçaient sur des orbites circulaires, Lacy et al. (1980) déclarèrent qu'il existait une source ponctuelle centrale de plusieurs millions de masses solaires entourée d'étoiles dont la masse totale

excédait plusieurs millions de masse solaires et contenues dans le parsec central de la Galaxie. Ce fut le premier véritable indice de l'existence d'un objet supermassif au Centre Galactique. Cependant, d'autres modèles comme un amas stellaire dense s'ajustaient aussi aux données quoique un peu moins parfaitement. De plus, le gaz subit des forces non-gravitationnelles ce qui remet en cause l'hypothèse des orbites circulaires. Les données suivantes furent donc des vitesses radiales d'étoiles dans le Centre Galactique. Leur analyse confirma la présence de plusieurs millions de masses solaires situées à 0,1 parsec du centre de la Voie Lactée (McGinn et al. 1989; Sellgren et al. 1990; Krabbe et al. 1995; Haller et al. 1996; Genzel et al. 1997). Il y a donc en effet un amas stellaire dense au centre de la Voie Lactée et qui ne peut être vu dans le domaine visible à cause de la forte absorption de la poussière interstellaire (extinction variable entre 20 et 50 magnitudes dans le visible (Scoville et al. 2003)). En 1988, Hills considéra le destin d'étoiles binaires faiblement liées qui croisent le chemin d'un trou noir supermassif au centre de la Galaxie. Si la rencontre est assez proche, il prédit que seule une étoile deviendrait liée au trou noir, l'autre étant éjectée à des vitesses élevées pouvant atteindre 4000 km/s. Récemment, une étoile possédant une vitesse de ~ 700 km/s a été découverte justement en train de quitter la Galaxie (Brown et al. 2005), ce qui donne du crédit à la prédiction de Hills et apporte un indice supplémentaire sur la présence d'un trou noir supermassif au centre de la Galaxie.

7.2.3 Le voile se lève sur Sgr A*

Les récentes observations astrométriques d'étoiles en orbite autour de Sgr A* permettent de confirmer que le Centre Galactique abrite très probablement un trou noir supermassif. Bien sûr, il existe des modèles alternatifs. Mais ceux-ci conjecturent des objets plus exotiques encore, ce qui rend leur intérêt purement académique.

Astrométrie des étoiles dans le Centre Galactique

Utilisant les nouvelles techniques d'optique adaptative permettant d'atteindre la limite de diffraction, les équipes menées par Reinhard Genzel en Allemagne (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, MPE) et Andrea Ghez aux États-Unis (University of California, Los Angeles), mesurent la positions des étoiles de l'amas central depuis plus de 15 ans (Eckart & Genzel 1996, 1997; Ghez et al. 1998; Genzel et al. 2000). La figure 7.8 illustre le champ d'étoiles que l'on peut trouver dans le parsec central.

Les mesures de positions précises conduisent à des reconstructions d'orbites elliptiques dont le foyer est très proche de Sgr A* (Ghez et al. 2000; Eckart et al. 2002; Schödel et al. 2002; Ghez et al. 2005, 2008; Schödel et al. 2003; Ghez et al. 2003). Un bel exemple de ce travail est l'observation et l'analyse de l'orbite complète de l'étoile S2 (appartenant à l'amas des étoiles S, figure 7.9). Toutes les orbites stellaires, dont deux passant à 100 UA de Sgr A*, sont correctement ajus-

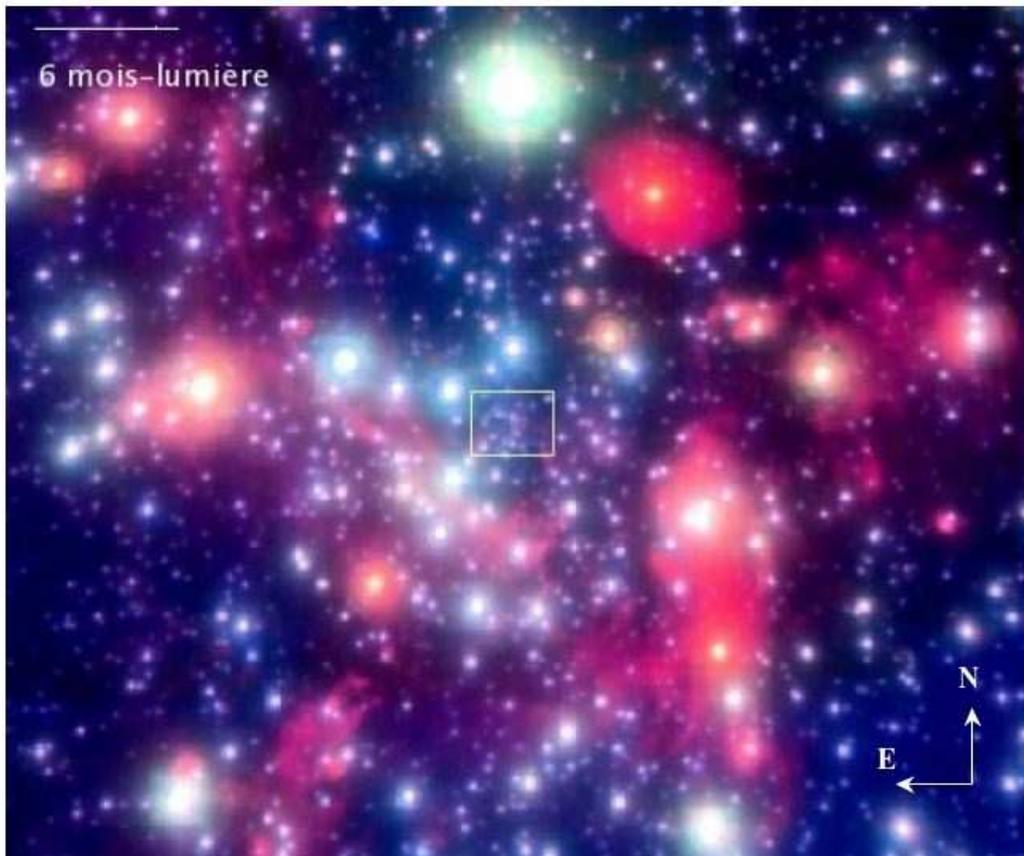


FIG. 7.8 – Image de la région du Centre Galactique composée à partir d’observations dans les bandes H, K et L. Le trou noir central est situé au centre de la boîte blanche. <http://www.mpe.mpg.de/ir/GC/index.php>

tées par des ellipses dont une unique masse d’environ $4 \times 10^6 M_{\odot}$ occupe le foyer (figure 7.10).

Emission radio et millimétrique, contraintes sur la taille et le mouvement de Sgr A*

Aux longueurs d’onde centimétriques, l’émission de Sgr A* est fortement affectée par de la diffusion sur des électrons interstellaires, ce qui augmente sa taille apparente. Aux longueurs d’onde millimétriques, la diffusion s’affaiblit et une véritable mesure de la taille intrinsèque de la source peut être effectuée. Plusieurs équipes obtiennent une taille inférieure à 1 UA dans le domaine millimétrique (Krichbaum et al. 1998; Bower et al. 2004; Shen et al. 2005). Par ailleurs, l’absence de forte scintillation dans le domaine centimétrique donne une limite inférieure d’environ 0,1 UA (Gwinn et al. 1991), ce qui représente environ 1,5 rayon de Schwarzschild (R_S) pour un trou noir de $4 \times 10^6 M_{\odot}$. Dans un article récent, Doeleman et al. (2008) reprennent plusieurs mesures interférométriques dans le

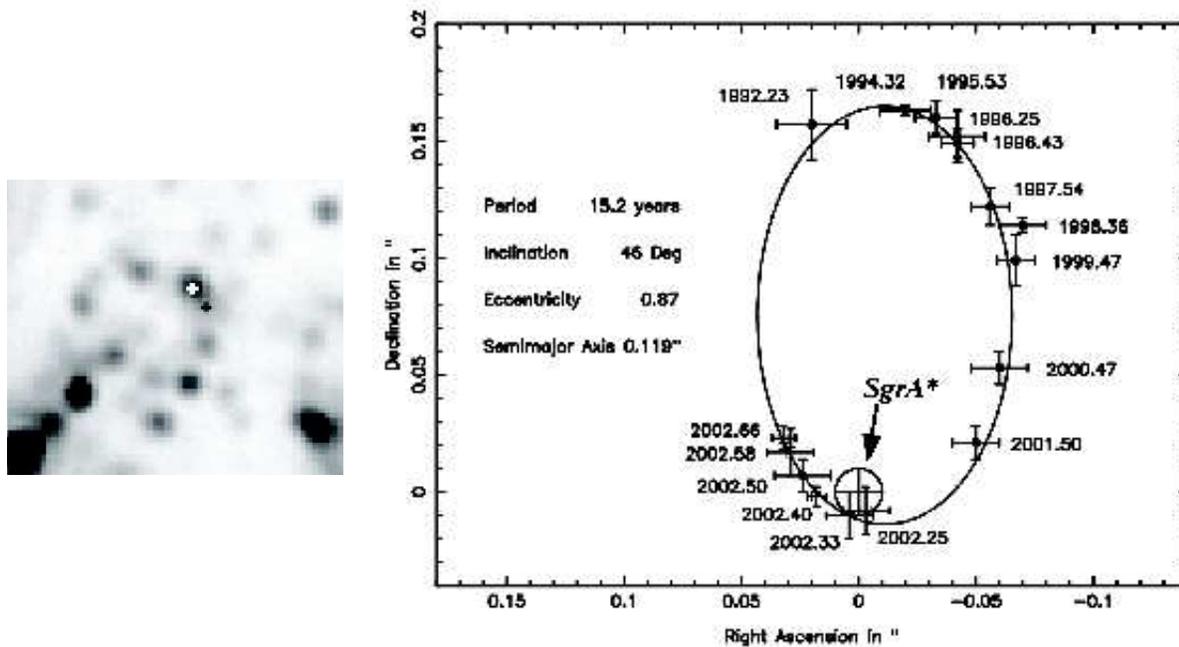


FIG. 7.9 – **Gauche** : Agrandissement de $1,7 \times 1,4$ secondes d'angle carrées en bande L' de la zone encadrée de blanc sur la figure 7.8 (Clénet et al. 2004). Le Nord est en haut, l'Est à gauche. La croix blanche indique la position de S2, la noire celle de Sgr A*. **Droite** : Orbite de l'étoile de S2 pris de Schödel et al. (2002). Élegant de par sa simplicité, ce résultat est la preuve la plus évidente de la présence d'un trou noir supermassif à la position de Sgr A*.

domaine radio et donnent la dépendance de la taille intrinsèque de Sgr A* en fonction de la longueur d'onde, λ^α avec $\alpha=1,44 \pm 0,07$; ce qui à 1,3 millimètres correspond à environ 37 micro-secondes d'angle, soit $\sim 4 R_S$.

La nature de Sgr A* fait encore débat aujourd'hui. Représente-t-elle toute la masse autour de laquelle gravitent les étoiles dont on observe les orbites ?

A l'instar des étoiles observées autour d'un tel potentiel gravitationnel, si Sgr A* était un objet de masse stellaire, il se déplacerait à $\sim 10^4$ km/s. Seule une masse très importante peut expliquer un mouvement lent.

Les mesures présentées par Backer & Sramek (1999) et Reid et al. (1999) donnent une limite supérieure de 20 km/s sur la vitesse de Sgr A* dans le plan Galactique. Cette limite est essentiellement due à l'incertitude sur la vitesse orbitale du Soleil autour du Centre Galactique. Cependant, la composante perpendiculaire au plan Galactique de la vitesse a été estimée à $-0,4 \pm 0,9$ km/s par Reid & Brunthaler (2004). Ce mouvement intrinsèque extrêmement petit de Sgr A* est proche de celui attendu pour un trou noir supermassif (de masse supérieure à $10^6 M_\odot$) immobile en présence d'un amas stellaire dense et vu depuis le système Terre-Soleil qui orbite avec une période de 210×10^6 années à une distance de 8 kpc avec une vitesse de 240 km/s. Sgr A* semble donc quasiment statique au centre de la Galaxie ce qui implique qu'il contribue significativement à la masse centrale

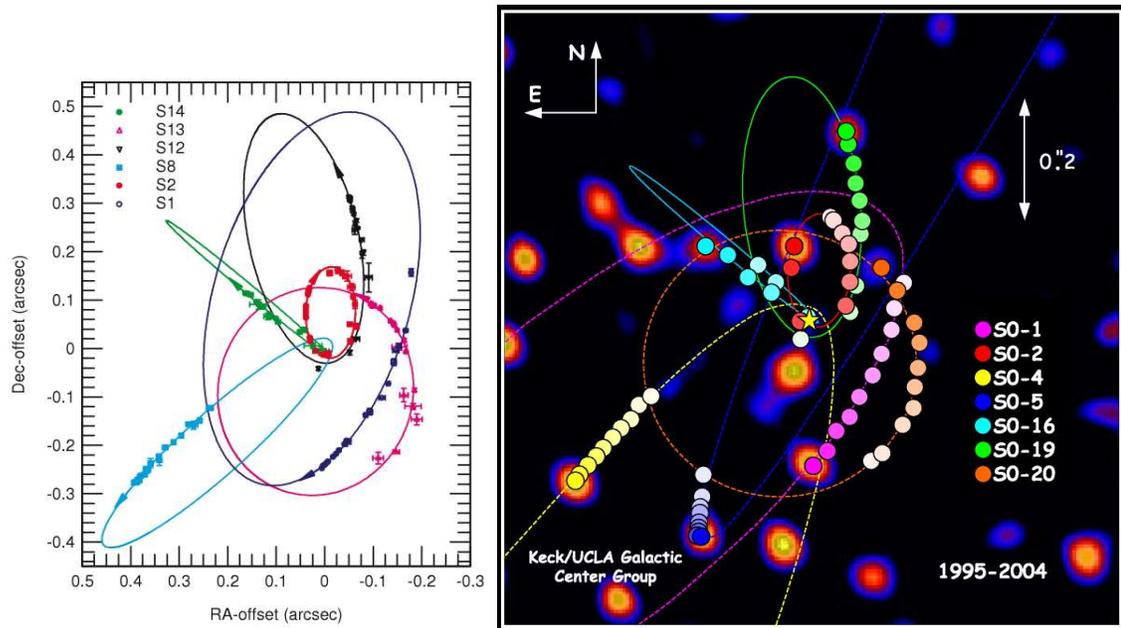


FIG. 7.10 – **Gauche** : Projection des vitesses radiales de six étoiles S. Les courbes colorées sont le résultat du meilleur ajustement des données de vitesses radiales et spatiales. **Droite** : Orbits des étoiles contenues dans un champ de 1 X 1 seconde d'angle carrée de notre Galaxie. Alors que toutes les étoiles sur cette image ont montré des déplacements sur une période de 9 années, les estimations des paramètres orbitaux ne sont possible que pour les sept sources qui présentent une trajectoire assez significative. Les positions moyennes annuelles sont affichées ainsi que les meilleurs ajustements d'orbites. Site web : <http://www.astro.ucla.edu/ghezgroup/gc/>

totale déduite des orbites stellaires. L'étude de ces orbites et du mouvement de Sgr A* implique une densité compatible avec celle d'un trou noir supermassif. Les seules alternatives à un effondrement gravitationnel seraient des étoiles à bosons (Torres et al. 2000), des objets en effondrement magnétosphérique éternel, les MECOs (Robertson & Leiter 2003), ou bien d'autres objets plus exotiques encore.

7.2.4 Les sursauts de Sgr A*, palpitations du cœur de la Voie Lactée

De la région de Sgr A* se produit ce qu'on appelle des « sursauts » (« *flares* » en anglais) de courte durée dans le domaine radio (Herrnstein et al. 2004; Mauerhan et al. 2005; Marrone et al. 2006), infrarouge (figure 7.11, Genzel et al. 2003; Ghez et al. 2004; Eckart et al. 2006c; Meyer et al. 2006; Hornstein et al. 2007) et celui des rayons X (Baganoff et al. 2001, 2003; Porquet et al. 2008).

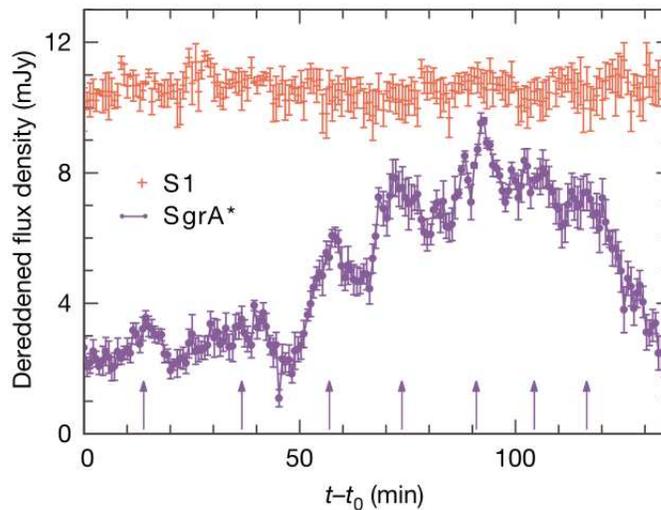


FIG. 7.11 – Sursaut enregistré le 16 juin 2003 en bande K. La courbe de lumière de l'étoile S1 est montrée pour référence. Sgr A* présente une augmentation de luminosité de plus d'une heure et demie comportant des variations périodiques d'environ 17 minutes en moyenne. S'il pourrait s'agir de fluctuations de bruit rouge (bruit dont l'énergie est principalement à basse fréquence) dans la densité spectrale de puissance, les flèches pointant les pics de luminosité permettent de constater que cette période diminue avec le temps ce qui peut être expliqué par des orbites de plus en plus petites d'un objet tombant en spirale sur le trou noir. Extrait de Genzel et al. (2003). Cette hypothèse de périodicité est encore débattue (Do et al. 2008, 2009; Meyer et al. 2008). Par ailleurs, d'autres sursauts ont été observés avec une période inférieure à 17 min (~ 13 min, Trippe et al. 2007) et supérieure (~ 45 min, chapitre suivant).

Modélisation des sursauts de Sgr A*

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer l'origine des sursauts provenant de Sgr A*. On peut les regrouper en trois familles de modèles :

1. Interactions disque-étoile (Nayakshin et al. 2004). Elles peuvent expliquer des sursauts en X (figure 7.12), mais pas les signaux quasi-périodiques proche infrarouges sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de minute ni l'émission synchrotron observée en sub-millimétrique et radio. De plus, l'existence d'un tel disque (rayon de $\sim 3 \cdot 10^4 R_S$, densité supérieure à 10^{10} cm^{-3}) autour de Sgr A* est encore à prouver.
2. Emission synchrotron. Deux principales origines se distinguent alors dans la littérature. Des électrons sont soit chauffés soudainement par reconnexion magnétique dans un jet permanent (figure 7.13, Markoff et al. 2001) ou sont accélérés dans les régions les plus internes du flot d'accrétion ($\leq 10 R_S$). Dans ce dernier modèle, l'accélération a lieu sous l'effet de turbulence, de recon-

nexions magnétiques et/ou de chocs (Yuan et al. 2003, 2004). Pour rendre compte des observations de sursauts simultanés en infrarouge et dans le domaine X, certaines équipes (Yuan et al. 2004; Eckart et al. 2004, 2008) invoquent un mécanisme naturellement lié au rayonnement synchrotron : le rayonnement synchrotron self-Compton (SSC) : les mêmes électrons accélérés responsables du rayonnement synchrotron diffusent en X sur ce même rayonnement émis principalement dans le domaine sub-millimétrique (voir notamment Marrone et al. 2008). Un tel mécanisme implique une forte corrélation entre les courbes de lumière infrarouge et X. Cependant le fait que la courbe de lumière X ne présente pas les sous-structures observées dans la courbe de lumière infrarouge défavorise cette explication. De plus, suite à la modélisation d'un sursaut observé simultanément en X et en bande L', Dodds-Eden et al. (2009) affirment que le mécanisme SSC est improbable en raison des valeurs très élevées de champs magnétiques et de densités d'électrons requises pour reproduire les données. Cette même équipe favorise plutôt un scénario de rayonnement synchrotron où le spectre s'aplatirait jusqu'au domaine X dû à un refroidissement de la population d'électrons. Il faut ajouter que le haut degré de polarisation linéaire des sursauts infrarouges (Eckart et al. 2006a; Trippe et al. 2007; Meyer et al. 2006) conforte l'hypothèse de ce rayonnement synchrotron.

3. Les sursauts trouveraient leur origine dans une augmentation du taux d'accrétion provoquée par la chute rapide de morceaux de matière due à une instabilité d'onde de Rossby (Tagger & Melia 2006; Falanga et al. 2007).

Allant au-delà de la modélisation spectrale des sursauts, certains modèles tentent aussi de décrire les propriétés des courbes de lumière. Ceci est principalement réalisé dans le cadre du modèle de point chaud orbitant Sgr A* et dont on observe le mouvement relativiste (Broderick & Loeb 2005; Meyer et al. 2006; Trippe et al. 2007; Hamaus et al. 2008). Il est à noter que ce dernier est parfaitement compatible avec l'ensemble de la deuxième famille de modèles présentés ci-dessus. La preuve observationnelle la plus forte soutenant une telle description est la quasi-périodicité des sursauts en infrarouge (Genzel et al. 2003; Ghez et al. 2004; Eckart et al. 2006c; Meyer et al. 2006; Dodds-Eden et al. 2009) étant probablement la signature du mouvement orbital de matière autour du trou noir ayant lieu sur les dernières orbites stables. La périodicité de la courbe de lumière est donc directement liée à la période orbitale de cette matière. Fondé sur cette périodicité (plus précisément oscillation quasi-périodique, QPO), ce modèle de point chaud est très ardemment débattu. En effet, une équipe basée à l'Université de Californie (Los Angeles) et menée par Andrea Ghez modélise les sursauts comme des pics causés par des fluctuations statistiques (bruit rouge, Do et al. 2008, 2009; Meyer et al. 2008).

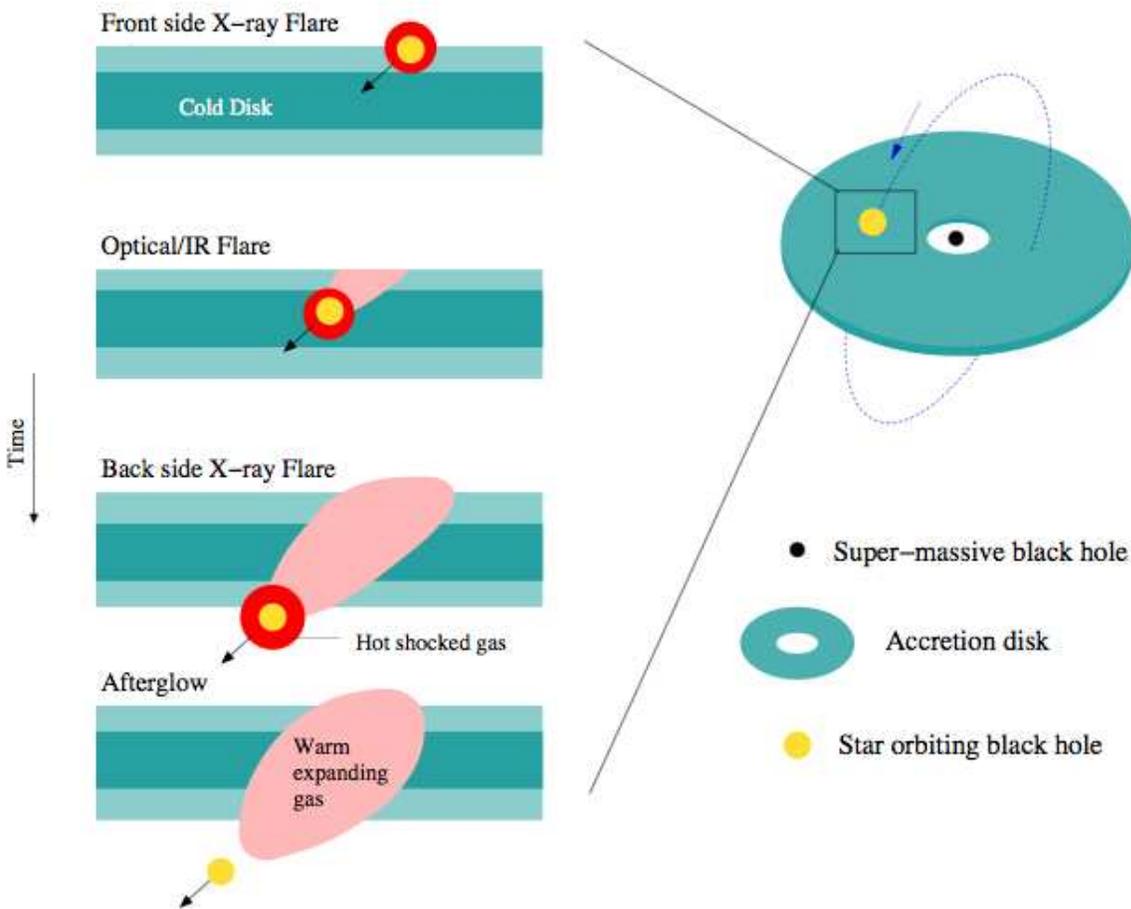


FIG. 7.12 – Schéma de l'interaction entre une étoile de faible masse et un disque d'accrétion autour d'un trou noir à l'origine de la production d'un sursaut. L'évolution est présentée sur la gauche : Les rayons X sont observés seulement quand l'étoile est dans la photosphère du disque (au-dessus et en-dessous). Quand l'étoile est enfouie dans le disque, les rayons X stellaires sont totalement absorbés, thermalisés et réémis en optique et infrarouge. Le gaz choqué voit sa température diminuer et seule est présente une faible émission infrarouge.

Une mesure du spin d'un trou noir supermassif

Parce que le rayon de la dernière orbite stable dépend du spin du trou noir et du caractère prograde ou rétrograde de la chute de matière, l'observation de ces sursauts peut aussi constituer une mesure directe du spin d'un trou noir dans le cadre du modèle du point chaud. La dernière orbite stable d'un trou noir de Schwarzschild de 3,6 millions de masses solaires possède une période de 27 minutes. Pour un trou noir en rotation (de Kerr), la dernière orbite stable est plus proche de celui-ci et la période est plus courte. Les plus récentes simulations de disques d'accrétions autour de trous noirs de Kerr indiquent que la zone d'émission

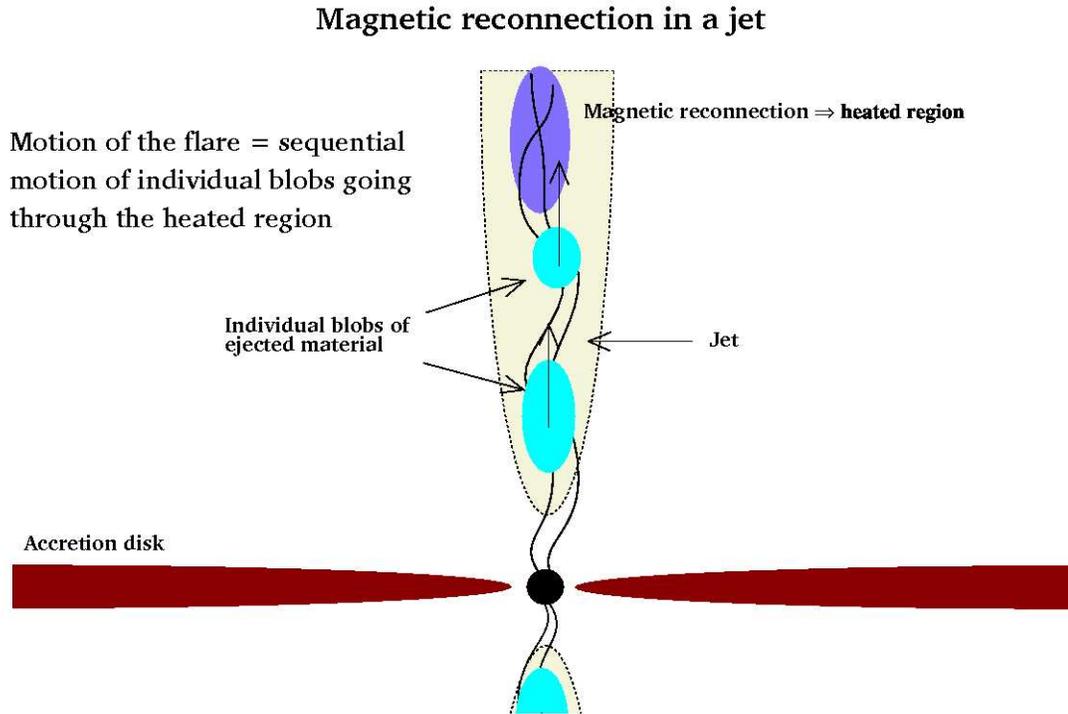


FIG. 7.13 – Schéma de l'émission des sursauts due à la présence d'un jet. Dans une zone de reconnexion, les électrons provenant d'un disque d'accrétion sont chauffés et émettent un rayonnement de type synchrotron.

sion est au-delà de la dernière orbite stable (De Villiers et al. 2003), les mesures de spin sont en fait des bornes inférieures. Une période de 17 minutes (figure 7.11) fournit une valeur du spin du trou noir de $0,52 \pm 0,15$ ce qui est la moitié de la valeur maximum pour un trou noir de Kerr (Melia et al. 2001). Plus récemment, Trippe et al. (2007) ont observé un sursaut de période égale à 13 ± 2 min, la plus petite période jamais mesurée. En utilisant encore une fois l'interprétation des courbes de lumière par un mouvement orbital sur la dernière orbite stable, cela conduit à une limite inférieure sur la valeur du spin de $0,70 \pm 0,11$. D'après le théorème dit de « calvitie » (Ruffini & Wheeler 1971), le moment cinétique (ou spin) est l'un des trois paramètres qui caractérisent totalement un trou noir avec sa masse et sa charge. Si les conclusions sur l'observation des orbites stellaires et l'analyse des sursauts s'avèrent exactes, ces méthodes constitueraient les premiers outils d'identification et de caractérisation de trous noirs supermassifs.

7.2.5 Résumé des faits observationnels sur Sgr A*

Je résume ici les principaux résultats et éléments observationnels sur la nature de Sgr A* :

- Les étoiles proches de Sgr A* se meuvent sur des orbites elliptiques avec une position focale commune.
- La masse requise pour générer de telles orbites est de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ et est comprise dans un rayon de 100AU.
- La position de Sgr A* coïncide avec le foyer de ces orbites avec une incertitude de ± 80 AU.
- Sgr A* est intrinsèquement immobile à l'échelle du km/s au centre dynamique de la Voie Lactée.
- La taille intrinsèque de Sgr A* est inférieure à 6 rayons de Schwarzschild aux longueurs d'onde millimétriques.
- Sgr A* est très peu brillant comparé à sa Luminosité d'Eddington ($L < 10^{-8} \times L_{Edd}$) (Baganoff et al. 2003). Il présente de la variabilité à plusieurs échelles de temps, dont des « sursauts » observés en X et en proche infrarouge.
- Le rayonnement émis lors de ces sursauts peut se modéliser par la chute de matière sur un trou noir supermassif. Il est alors possible, dans le cadre de cette hypothèse, de déterminer une mesure du spin du trou noir à partir de la période de ces sursauts.
- Les différents efforts de modélisation des effets relativistes observés lors du passage d'un point chaud autour d'un trou noir supermassif (Broderick & Loeb 2005; Meyer et al. 2006; Trippe et al. 2007; Hamaus et al. 2008) parviennent à reproduire les sous-structures des courbes de lumière infrarouges.

7.3 Contexte actuel de la recherche sur le Centre Galactique

7.3.1 Problématiques actuelles

De nombreuses incompréhensions persistent sur le Centre Galactique. Pour résumer, deux grandes problématiques sont au cœur des travaux actuels :

- La formation stellaire dans un fort potentiel gravitationnel. Comment la naissance et l'évolution des étoiles sont-elles affectées par la proximité d'un objet aussi compact qu'un trou noir supermassif ? Comment résoudre le paradoxe de jeunesse des étoiles de l'amas S ?
- Les mécanismes de rayonnement de Sgr A* : quelles sont les procédés radiatifs à l'origine de l'état de quiétude et des sursauts de Sgr A* ? Si le mécanisme synchrotron semble expliquer une grande partie du spectre des sursauts, on ne peut pour l'instant pas trancher véritablement entre un modèle de jet permanent ou celui d'un flot d'accrétion. Par ailleurs, la taille de la zone d'émission reste inconnue. De plus l'origine des sursauts en X n'est pas expliquée.

Pour trouver des éléments de réponse à ces questions, il est nécessaire de collecter un nombre important de faits observationnels à différentes longueurs

d'onde et utilisant différentes techniques (imagerie, spectroscopie, etc). Pour cela, une collaboration composée d'équipes provenant d'une quinzaine de laboratoires différents (dont le LESIA) s'est constituée autour de l'équipe Centre Galactique du MPE (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik) menée par Reinhard Genzel. Ce rassemblement d'observateurs et de théoriciens a initié un vaste programme d'observation visant à utiliser un grand nombre d'infrastructures au sol et dans l'espace, depuis le domaine radio jusqu'aux rayons X.

7.3.2 Présentation d'un vaste programme d'observation du Centre Galactique

Dans la lignée des précédents programmes d'observation du Centre Galactique au VLT (ESO), la collaboration précédemment décrite a d'abord proposé un programme d'une durée de 2 ans à l'ESO. Les instruments impliqués opèrent depuis le domaine sub-millimétrique (APEX) jusqu'au proche et moyen infrarouge (NACO, VISIR, SINFONI et CRIRES). Différentes techniques sont donc employées : imagerie, spectrométrie, polarimétrie (servant notamment à déterminer la géométrie du champ magnétique et du flot d'accrétion). Dans le but particulier d'améliorer la compréhension du phénomène des sursauts de Sgr A*, la même équipe a élargi le champ d'investigation en utilisant le VLA et les satellites XMM-Newton, INTEGRAL et HST. Cette campagne d'observation a débuté en 2007 et a déjà fourni plusieurs résultats inédits dont certains sont en cours de publication.

Dans le cadre de l'étude de la population stellaire, de nouvelles étoiles S ont été découvertes, apportant ainsi de nouveaux indices sur le paradoxe de jeunesse. Le suivi dynamique des autres étoiles S permet actuellement d'affiner la caractérisation de leur orbite. Ces nouvelles données permettent de déterminer la géométrie de cet amas stellaire, d'étendre le domaine de masse et de luminosité sondé, et aussi d'apporter une meilleure détermination de la masse et de la position de Sgr A*.

Des sursauts ont été observés simultanément à différentes longueurs d'onde. Pratiquer une analyse photométrique dans différentes bandes permet d'échantillonner la distribution d'énergie spectrale et de la modéliser par la suite afin d'apporter de nouvelles contraintes sur la population de particules à l'origine de cette émission. Une partie de la campagne présentement décrite est dédiée à la détection simultanée de sursauts provenant de Sgr A* à différentes longueurs d'onde.

Dans ce cadre, l'équipe Centre Galactique du LESIA composée de Daniel Rouan, Yann Clénet, Thibaut Paumard, Guy Perrin et de moi-même, contribue en bonne partie à assurer ces observations. J'ai donc pu participer à des observations multi-longueurs d'onde du Centre Galactique sur les télescopes du VLT au Chili (ESO, Observatoire Européen Austral) au cours du mois de juillet 2007. Ces observations et leur analyse font l'objet du chapitre suivant.

Bibliographie

- Backer, D. C., & Sramek, R. A. 1999, *ApJ*, 524, 805
- Baganoff, F. K., et al. 2001, *Nature*, 413, 45
- Baganoff, F. K., et al. 2003, *ApJ*, 591, 891
- Balick, B., & Brown, R. L. 1974, *ApJ*, 194, 265
- Barth, A. J., Martini, P., Nelson, C. H., & Ho, L. C. 2003, *ApJ*, 594, L95
- Bartko, H., et al. 2008, arXiv :0811.3903
- Bender, R., et al. 2005, *ApJ*, 631, 280
- Bettoni, D., Falomo, R., Fasano, G., & Govoni, F. 2003, *A&A*, 399, 869
- Bonnell, I. A., & Rice, W. K. M. 2008, *Science*, 321, 1060
- Broderick, A. E., & Loeb, A. 2005, *MNRAS*, 363, 353
- Bower, G. C., Falcke, H., Herrnstein, R. M., Zhao, J.-H., Goss, W. M., & Backer, D. C. 2004, *Science*, 304, 704
- Brown, W. R., Geller, M. J., Kenyon, S. J., & Kurtz, M. J. 2005, *ApJ*, 622, L33
- Christopher, M. H., Scoville, N. Z., Stolovy, S. R., & Yun, M. S. 2005, *ApJ*, 622, 346
- Clénet, Y., et al. 2004, *A&A*, 424, L21
- Clénet, Y., Rouan, D., Gratadour, D., Marco, O., Léna, P., Ageorges, N., & Gendron, E. 2005, *A&A*, 439, L9
- Dent, W. A. 1965, *Science*, 148, 1458
- De Villiers, J.-P., Hawley, J. F., & Krolik, J. H. 2003, *ApJ*, 599, 1238
- Do, T., Ghez, A. M., Morris, M. R., Yelda, S., Lu, J. R., Hornstein, S. D., & Matthews, K. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 131, 012003
- Do, T., Ghez, A. M., Morris, M. R., Yelda, S., Meyer, L., Lu, J. R., Hornstein, S. D., & Matthews, K. 2009, *ApJ*, 691, 1021

- Dodds-Eden, K., Porquet, D., Trap, G., Quataert, E., Haubois, X. et al., 2009, *ApJ*, submitted
- Doeleman, S. S., et al. 2008, *Nature*, 455, 78
- Eckart, A., & Genzel, R. 1996, *Nature*, 383, 415
- Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *MNRAS*, 284, 576
- Eckart, A., Genzel, R., Ott, T., & Schödel, R. 2002, *MNRAS*, 331, 917
- Eckart, A., et al. 2004, *A&A*, 427, 1
- Eckart, A., Schödel, R., Meyer, L., Trippe, S., Ott, T., & Genzel, R. 2006a, *A&A*, 455, 1
- Eckart, A., et al. 2006b, *A&A*, 450, 535
- Eckart, A., et al. 2006c, *Journal of Physics Conference Series*, 54, 391
- Eckart, A., et al. 2008, *A&A*, 479, 625
- Eisenhauer, F., et al. 2005, *ApJ*, 628, 246
- Falanga, M., Melia, F., Tagger, M., Goldwurm, A., & Bélanger, G. 2007, *ApJ*, 662, L15
- Ford, H. C., et al. 1994, *ApJ*, 435, L27
- Genzel, R., Crawford, M. K., Townes, C. H., & Watson, D. M. 1985, *ApJ*, 297, 766
- Genzel, R., Eckart, A., Ott, T., & Eisenhauer, F. 1997, *MNRAS*, 291, 219
- Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O. E., & Ott, T. 2000, *MNRAS*, 317, 348
- Genzel, R. 2001, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, 228, 291
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., Eckart, A., Alexander, T., Lacombe, F., Rouan, D., & Aschenbach, B. 2003, *Nature*, 425, 934
- Genzel, R., et al. 2003, *ApJ*, 594, 812
- Ghez, A. M., Klein, B. L., Morris, M., & Becklin, E. E. 1998, *ApJ*, 509, 678
- Ghez, A. M., Morris, M., Becklin, E. E., Tanner, A., & Kremenek, T. 2000, *Nature*, 407, 349
- Ghez, A. M., et al. 2003, *ApJ*, 586, L127
- Ghez, A. M., Becklin, E., Duchjné, G., Hornstein, S., Morris, M., Salim, S., & Tanner, A. 2003, *Astronomische Nachrichten Supplement*, 324, 527

- Ghez, A. M., et al. 2004, *ApJ*, 601, L159
- Ghez, A. M., Salim, S., Hornstein, S. D., Tanner, A., Lu, J. R., Morris, M., Becklin, E. E., & Duchêne, G. 2005, *ApJ*, 620, 744
- Ghez, A. M., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1044
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009, *ApJ*, 692, 1075
- Greenhill, L. J., Jiang, D. R., Moran, J. M., Reid, M. J., Lo, K. Y., & Claussen, M. J. 1995, *ApJ*, 440, 619
- Guesten, R., Genzel, R., Wright, M. C. H., Jaffe, D. T., Stutzki, J., & Harris, A. I. 1987, *ApJ*, 318, 124
- Gürkan, M. A., & Rasio, F. A. 2005, *ApJ*, 628, 236
- Gwinn, C. R., Danen, R. M., Tran, T. K., Middleditch, J., & Ozernoy, L. M. 1991, *ApJ*, 381, L43
- Hamaus, N., Paumard, T., Müller, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., & Genzel, R. 2008, [arXiv :0810.4947]
- Haller, J. W., Rieke, M. J., Rieke, G. H., Tamblyn, P., Close, L., & Melia, F. 1996, *ApJ*, 456, 194
- Hills, J. G. 1988, *Nature*, 331, 687
- Herrnstein, R. M., Zhao, J.-H., Bower, G. C., & Goss, W. M. 2004, *AJ*, 127, 3399
- Hornstein, S. D., Matthews, K., Ghez, A. M., Lu, J. R., Morris, M., Becklin, E. E., Rafelski, M., & Baganoff, F. K. 2007, *ApJ*, 667, 900
- Jackson, J. M., Geis, N., Genzel, R., Harris, A. I., Madden, S., Poglitsch, A., Stacey, G. J., & Townes, C. H. 1993, *ApJ*, 402, 173
- Krabbe, A., et al. 1995, *ApJ*, 447, L95
- Krichbaum, T. P., et al. 1998, *A&A*, 335, L106
- Lacy, J. H., Townes, C. H., Geballe, T. R., & Hollenbach, D. J. 1980, *ApJ*, 241, 132
- Lo, K. Y., Backer, D. C., Ekers, R. D., Kellermann, K. I., Reid, M., & Moran, J. M. 1985, *Nature*, 315, 124
- Lu, J. R., Ghez, A. M., Hornstein, S. D., Morris, M., & Becklin, E. E. 2005, *ApJ*, 625, L51
- Lu, J. R., Ghez, A. M., Hornstein, S. D., Morris, M. R., Becklin, E. E., & Matthews, K. 2009, *ApJ*, 690, 1463

- Maltby, P., & Moffett, A. T. 1965, *Science*, 150, 63
- Markoff, S., Falcke, H., Yuan, F., & Biermann, P. L. 2001, *A&A*, 379, L13
- Marrone, D. P., Moran, J. M., Zhao, J.-H., & Rao, R. 2006, *ApJ*, 640, 308
- Marrone, D. P., et al. 2008, *ApJ*, 682, 373
- Mauerhan, J. C., Morris, M., Walter, F., & Baganoff, F. K. 2005, *ApJ*, 623, L25
- McGinn, M. T., Sellgren, K., Becklin, E. E., & Hall, D. N. B. 1989, *ApJ*, 338, 824
- Melia, F., Bromley, B. C., Liu, S., & Walker, C. K. 2001, *ApJ*, 554, L37
- Meyer, L., Eckart, A., Schödel, R., Duschl, W. J., 3, Dovciak, M., & Karas, V. 2006, *Journal of Physics Conference Series*, 54, 443
- Meyer, L., Eckart, A., Schödel, R., Duschl, W. J., Mužić, K., Dovčiak, M., & Karas, V. 2006, *A&A*, 460, 15
- Meyer, L., Do, T., Ghez, A., Morris, M. R., Witzel, G., Eckart, A., Bélanger, G., & Schödel, R. 2008, *ApJ*, 688, L17
- Mezger, P. G., Duschl, W. J., & Zylka, R. 1996, *A&A Rev.*, 7, 289
- Morris, M. 1993, *ApJ*, 408, 496
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
- Nayakshin, S., Cuadra, J., & Sunyaev, R. 2004, *A&A*, 413, 173
- Paumard, T., Etude de la cinématique et de la population stellaire du Centre Galactique, 320 pages, Thèse de doctorat, Université Paris VI - Pierre & Marie Curie, 2003
- Paumard, T., Maillard, J.-P., & Morris, M. 2004, *A&A*, 426, 81
- Paumard, T., et al. 2006, *ApJ*, 643, 1011
- Paumard, T. 2008, arXiv :0810.0391
- Perley, R. A., Dreher, J. W., & Cowan, J. J. 1984, *ApJ*, 285, L35
- Porquet, D., et al. 2008, *A&A*, 488, 549
- Reid, M. J., Readhead, A. C. S., Vermeulen, R. C., & Treuhaft, R. N. 1999, *ApJ*, 524, 816
- Reid, M. J., & Brunthaler, A. 2004, *ApJ*, 616, 872
- Reid, M. J. 2008, arXiv :0808.2624

- Robertson, S. L., & Leiter, D. J. 2003, *ApJ*, 596, L203
- Ruffini, R., & Wheeler, J. A. 1971, *ESRO, SP*, No. 52, p. 45 - 174, 52, 45
- Schödel, R., et al. 2002, *Nature*, 419, 694
- Schödel, R., Ott, T., Genzel, R., Eckart, A., Mouawad, N., & Alexander, T. 2003, *ApJ*, 596, 1015
- Scoville, N. Z., Stolovy, S. R., Rieke, M., Christopher, M., & Yusef-Zadeh, F. 2003, *ApJ*, 594, 294
- Shen, Z.-Q., Lo, K. Y., Liang, M.-C., Ho, P. T. P., & Zhao, J.-H. 2005, *Nature*, 438, 62
- Sellgren, K., McGinn, M. T., Becklin, E. E., & Hall, D. N. 1990, *ApJ*, 359, 112
- Tagger, M., & Melia, F. 2006, *ApJ*, 636, L33
- Y. Tanaka et al., *Nature* 375 (1995) 659.
- Telesco, C. M., Davidson, J. A., & Werner, M. W. 1996, *ApJ*, 456, 541
- Torres, D. F., Capozziello, S., & Lambiase, G. 2000, *Phys. Rev. D*, 62, 104012
- Trippe, S., Paumard, T., Ott, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Martins, F., & Genzel, R. 2007, *MNRAS*, 375, 764
- Volonteri, M., & Rees, M. J. 2005, *ApJ*, 633, 624
- Volonteri, M., & Perna, R. 2005, *MNRAS*, 358, 913
- Yuan, F., Quataert, E., & Narayan, R. 2003, *ApJ*, 598, 301
- Yuan, F., Quataert, E., & Narayan, R. 2004, *ApJ*, 606, 894

CHAPITRE 8

Observations multi-longueurs d'onde du Centre Galactique, à l'affût des sursauts du cœur de la Galaxie

Sommaire

8.1	Observer dans le moyen infrarouge avec VISIR en mode BURST 202	
8.1.1	Déroulement	202
8.1.2	Le mode BURST de VISIR	202
8.1.3	La soustraction du fond : technique du <i>chopping-nodding</i>	203
8.1.4	Format des données	204
8.1.5	Réduction des données	204
8.1.6	Contenu des images réduites	207
8.1.7	Génération des courbes de lumière en MIR	210
8.2	Analyse des courbes de lumières	212
8.2.1	Les observations NIR	212
8.2.2	Analyse d'un sursaut	213
8.2.3	Limite supérieure de l'émission en MIR	214
8.2.4	Limite inférieure de la pente spectrale d'un sursaut	215

Dans le but de contraindre la nature des sursauts, la campagne d'observation décrite dans le chapitre précédent comporte plusieurs périodes d'observations utilisant simultanément divers instruments dans différentes bandes spectrales. Dans le cadre d'une collaboration entre le LESIA (Observatoire de Paris) et le Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik de Munich (MPE) sur l'étude des sursauts, j'ai pu participer à des observations du Centre Galactique (CG) sur les télescopes du VLT au Chili (ESO). Ces observations se sont déroulées simultanément dans le moyen et proche infrarouge (MIR et NIR) ainsi qu'en sub-millimétrique. Elles avaient pour but de suivre l'activité de Sgr A* et éventuellement d'observer un sursaut et de mesurer son intensité dans ces trois parties du spectre. En effet,

Nuit	t_début	t_fin	Seeing optique ["]
20-21juillet	23 :07	3 :04	0,55
22-23 juillet	00 :23	03 :16	1,20
23-24 juillet	05 :34	06 :55	1,20

TAB. 8.1 – Log des observations VISIR.

ces mesures contraignent la distribution spectrale d'énergie (DSE) de Sgr A* et permettent de déterminer quels processus d'émission sont à l'origine du phénomène de sursaut. Dans ce vaste travail d'équipe, j'ai commencé par acquérir, traiter et analyser des données sur le CG en MIR. L'ensemble de ce travail est résumé dans Haubois et al. (2008). Dans le cadre de la collaboration avec le MPE, j'ai pu ensuite analyser conjointement ces données MIR avec les données NIR présentant notamment un sursaut aux caractéristiques remarquables.

Une mission d'observation multi-longueurs d'onde du CG a eu lieu du 18 au 24 juillet 2007. Elle a mobilisé l'instrument sub-millimétrique APEX situé sur le plateau de Chajnantor (Güsten et al. 2006), le spectro-imageur infrarouge moyen VISIR (Lagage et al. 2004) ainsi que l'imageur en infrarouge proche NACO (Lenzen et al. 2003; Rousset et al. 2003). Pendant ces observations la région du CG fut continuellement observée avec NACO et APEX. Afin d'économiser le temps de télescope, la stratégie que nous avons employée était de déclencher les observations VISIR au moment où nous détectons une émission variable provenant de Sgr A* avec NACO. Le phénomène de sursaut en NIR semble assez fréquent, environ quatre fois par jour en moyenne (voir figure 18 dans Eckart et al. 2006). En observant pendant 6 demi-nuits, nous avons donc de bonnes chances de pouvoir assister à ce phénomène.

8.1 Observer dans le moyen infrarouge avec VISIR en mode BURST

8.1.1 Déroulement

Sur la durée de la mission, l'activité de Sgr A* estimée par NACO a permis de déclencher les observations VISIR au cours de trois nuits (table 8.1).

Toutes les données VISIR de cette mission furent acquises dans le filtre PAH1 (centré à 8,59 microns) qui est le filtre le plus sensible de VISIR. Je présente dans ce chapitre les travaux relatifs à la nuit d'observation du 22 juillet, travaux les plus poussés en raison de la détection d'un sursaut en bande L'. Les autres nuits sont en cours d'analyse.

8.1.2 Le mode BURST de VISIR

Pour cette mission, nous avons utilisé un mode d'acquisition particulier de VISIR appelé mode « BURST » (Doucet et al. 2006) à cause de sa rapide cadence

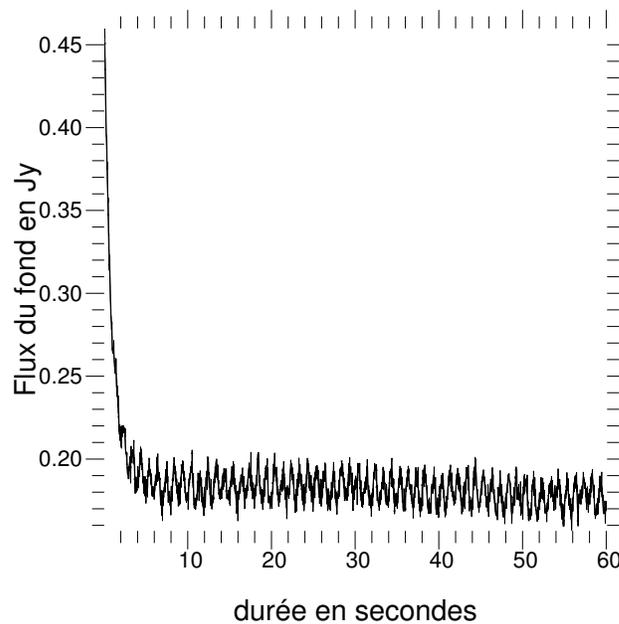


FIG. 8.1 – Flux du fond mesuré sur des données VISIR. Un phénomène de rémanence perturbe nos données aux premières secondes d'un nouveau cube. Les images correspondantes sont éliminées. La sinusoïde à environ 1 Hz serait due aux vibrations d'une pompe cryogénique (communication de l'ESO).

d'enregistrement des images. L'utilisation de ce mode a plusieurs avantages. Le premier est qu'il permet en principe d'obtenir des images à la limite de diffraction du télescope (0,22 secondes d'angle à 8,59 microns) dans des bonnes conditions d'observation (i.e. un seeing optique inférieur à une demi-seconde d'angle). Ceci est dû au fait que la turbulence atmosphérique est gelée sur les images grâce aux faibles temps d'intégration (20 ms dans nos observations). Le mode turbulent de tip-tilt est figé pendant une pose et l'image d'une source peut être modélisée par une tache d'Airy agitée par la turbulence. Le gain en résolution angulaire permet aussi d'accroître la sensibilité grâce à la forme plus piquée de la fonction d'étalement du point. De plus et toujours grâce à son taux d'échantillonnage, le mode BURST est particulièrement adapté pour étudier des phénomènes physiques de courte durée tels que les sursauts de Sgr A* présentant des périodicités de l'ordre de la quinzaine de minutes.

8.1.3 La soustraction du fond : technique du *chopping-nodding*

En infrarouge moyen, l'émission du fond thermique (du ciel, de l'instrument) est dominante. On cherche une émission dont le flux avoisine le mJy dans un niveau de fond 100 fois plus élevé (figure 8.1).

Une technique basée sur des observations différentielles permet de soustraire ce fond. Elle est appelée technique de *chopping-nodding* du nom des deux parties qui la composent. Dans le *chopping*, deux types d'images sont acquises. La source

astronomique ainsi que le fond sont présents sur le premier type d'image (*chopping A*). Par basculement du miroir secondaire, la source astronomique est alors déplacée sur une autre zone du détecteur (*chopping B*), voire en dehors, afin de ne mesurer que le fond sur la zone du détecteur où était située la source en *chopping A*. Pour mesurer le même fond thermique, le *chopping* doit être effectué à une fréquence supérieure à celle des fluctuations du fond. Pour le cas de VISIR à Paranal, une fréquence optimale de 0,25 Hz a été trouvée pour l'imagerie en bande N (10 microns).

La soustraction entre *chopping A* et *chopping B* enlève la majorité du fond. Cependant le chemin optique entre le miroir primaire et le secondaire n'est pas exactement le même dans la position *chopping A* que dans le *chopping B*. Il reste alors un gradient de fond dans les images issues du *chopping*. Ce résidu est supprimé (mais pas le bruit qu'il occasionne) en soustrayant la même image obtenue en dépointant le télescope (*nodding B*) puis en répétant la même séquence de *chopping* que dans la position précédente du télescope (*nodding A*). Selon le type d'observation (champ de vue, paramètres de *chopping-nodding*) on obtient donc jusqu'à 4 images (4 quadrants) desquelles est soustrait le fond et utilisables pour l'analyse scientifique. Un schéma explicatif est présenté figure 8.2.

8.1.4 Format des données

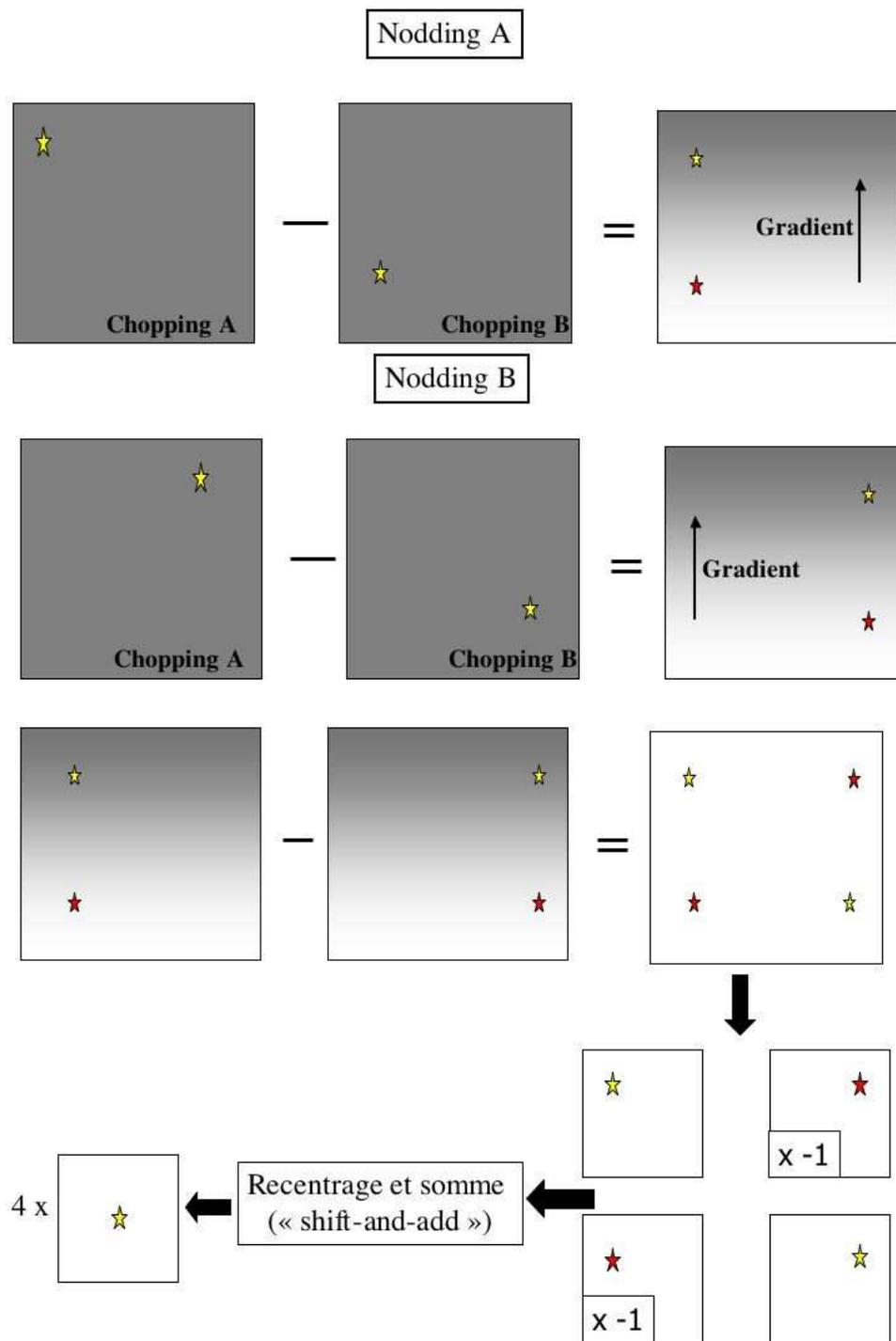
Les images sont stockées sous la forme de plusieurs milliers d'images pour une position de télescope. Pour un temps d'exposition de 20 ms, le *chopping* est pratiqué environ toutes les 100 images. Les données VISIR sont des images 256×256 pixels. Un seul cube couvrant un peu plus d'une minute d'intégration au total représente un demi Giga octets. La taille des données d'une nuit de plusieurs heures dépasse les 100 Go.

Le mode « BURST » n'est pas un mode pour lequel l'ESO fournit des données réduites. J'ai donc effectué un travail de réduction de données appliqué aux observations scientifiques ainsi qu'aux données d'étalonnage : image de champ plat, courant d'obscurité et étalons photométriques.

8.1.5 Réduction des données

Après avoir corrigé du champ plat, j'ai d'abord employé la technique classique du *chopping-nodding*. Une fois les positions de *chopping* dans un cube identifiées, j'ai effectué la soustraction des images à ces deux positions. Ayant fait de même pour le cube correspondant à l'autre position de *nodding*, j'ai pu donc enlever la contribution du fond thermique. Un exemple de ce type d'image réduite est présenté figure 8.3.

Cette figure permet de saisir la difficulté de pratiquer des observations MIR dans le CG. Le champ est densément peuplé en sources diffuses et stellaires. Les paramètres de *chopping* et de *nodding* (10 secondes d'angle d'amplitude) ont été choisis afin de maximiser le temps d'intégration sur Sgr A* et d'éviter les zones défectueuses du détecteur. Cependant, ces paramètres conduisent à estimer le

FIG. 8.2 – Schéma de la technique de *chopping-nodding*.

fond dans un champ rempli de sources de divers types. Additionner les quatre quadrants pour augmenter le rapport signal sur bruit conduit à introduire arti-

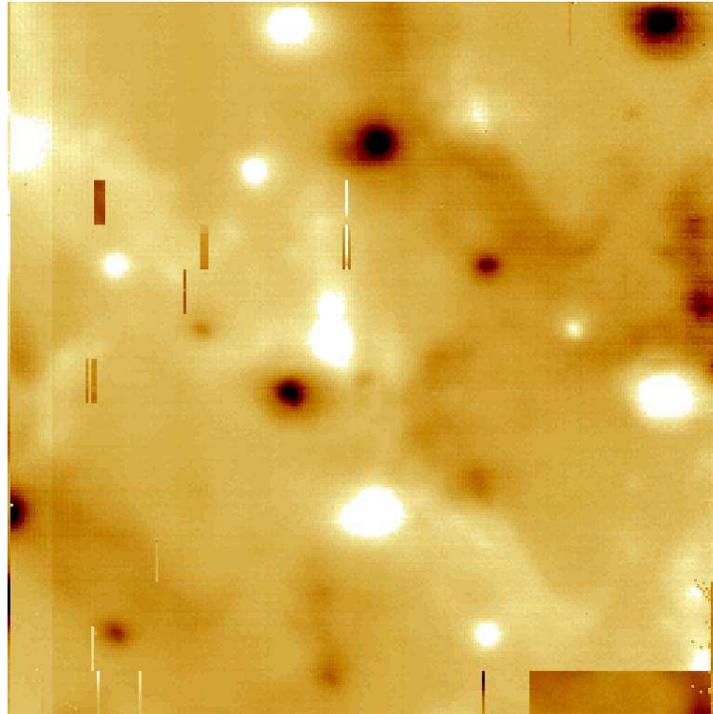


FIG. 8.3 – Image issue de la réduction de *chopping-nodding*. L'image est composée des quatre quadrants présentés dans le bas de la figure 8.2. On s'aperçoit immédiatement du phénomène très problématique de contamination que peut occasionner l'emploi de cette technique appliquée à des champs densément peuplés. Les zones franches sont des défauts du détecteur.

ficiellement des sources et crée une confusion importante sur l'image finale. J'ai donc choisi dans un premier temps de considérer les quatre quadrants individuellement (après réduction du *chopping-nodding*). Ensuite les images de chaque quadrant sont sélectionnées selon la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point, ce qui permet d'éliminer les images défailantes ou souffrant d'une soudaine dégradation des conditions atmosphériques. Environ 85% des images sont conservées pour l'analyse. Cette étape permet d'obtenir une qualité d'image élevée en affinant la fonction d'étalement du point et donc d'atteindre une meilleure sensibilité aux faibles variations de luminosité. Puis dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit, j'ai additionné toutes les images réduites issues de deux cubes consécutifs (un cube par position de *nodding*) préalablement recentrées de façon sub-pixellique par la méthode de l'auto-corrélation (corrélation d'un signal par lui-même). L'étalonnage photométrique a été effectué en utilisant les observations de plusieurs étoiles standards fournies par l'ESO. Les flux stellaires ont été calculés d'après les valeurs extraites de Cohen et al. (1999).

8.1.6 Contenu des images réduites

A ce stade, on a réduit le contenu de deux cubes (ce qui représente environ 3 minutes de temps d'intégration sur le ciel) en une seule image réduite composée de quatre quadrants dont le champ est de $9.6 \times 9.6 \text{ sa}^2$ (taille angulaire d'un pixel sur le ciel : 75 msa). Ce traitement est appliqué à tous les cubes pour chaque nuit d'observation. Ces images se sont révélées être d'une grande finesse et d'une grande richesse. Une carte indiquant les principales structures présentes dans ces données se trouve figure 8.4.

Contenu global

Sur ces images, on remarque d'abord l'émission stellaire provenant de la photosphère ainsi que des enveloppes de poussière environnantes pour les étoiles brillantes telles GCIRS21, GCIRS3 et GCIRS1W. Si la plupart des sources d'émission sont identifiées, on peut aussi remarquer quelques structures peu étendues qui n'ont pas de contrepartie NIR. Bénéficiant d'une résolution spatiale permettant d'imager plus précisément les structures déjà connues, nous avons pu détecter de nouvelles sources émettant de façon privilégiée dans l'infrarouge moyen. Surtout visibles dans l'infrarouge moyen, on peut observer les grandes structures gazeuses de la Minispirale : le Bras Nord et le Bras Est. Ces zones se révèlent être elles-mêmes composées de plus petits éléments. Dans le Bras Nord, on voit des structures de gaz en filaments d'intensité très nuancée. Ces filaments sont aussi vus en bande L' (Clénet et al. 2004). Ils ont fait l'objet d'une étude de mouvement propre sur une durée de ~ 4 ans avec l'instrument NACO (Mužić et al. 2007). Ces travaux concluent que ces filaments sont probablement des surfaces de contact entre le milieu interstellaire et un vent stellaire provenant de l'amas des étoiles IRS 16 ainsi que d'un jet partiellement collimaté issu de Sgr A*.

Une structure serpentueuse, le *Snake*

Une des caractéristiques les plus fortes de ces images est la présence d'une longue et fine zone d'émission proche de Sgr A* en projection. Cette structure serpentueuse semble débiter depuis IRS21, traverse le Bras Nord et suit un astérisme fait de quelques étoiles alignées dans la région de l'amas S. Ensuite, dans la zone même du CG (dans un rayon de 0,5 sa autour de Sgr A*), elle prend une autre orientation avant de repartir dans la direction Nord-Ouest (figure 8.5).

Il peut s'agir de matière accrétée vers Sgr A* de part et d'autre de celui-ci (Sud-Est et Nord-Ouest), d'un pont de matière ou d'une combinaison de composants d'avant et d'arrière plans qui apparaissent comme un unique élément en projection sur la ligne de visée. On remarque notamment que l'objet dénommé Sgr A*-f (Clénet et al. 2005; Ghez et al. 2005) peut appartenir à ce filament. J'envisage d'effectuer un suivi temporel de cette structure ainsi qu'une étude de vitesses radiales afin de comprendre la nature de cet objet. A la position de Sgr A*, une émission

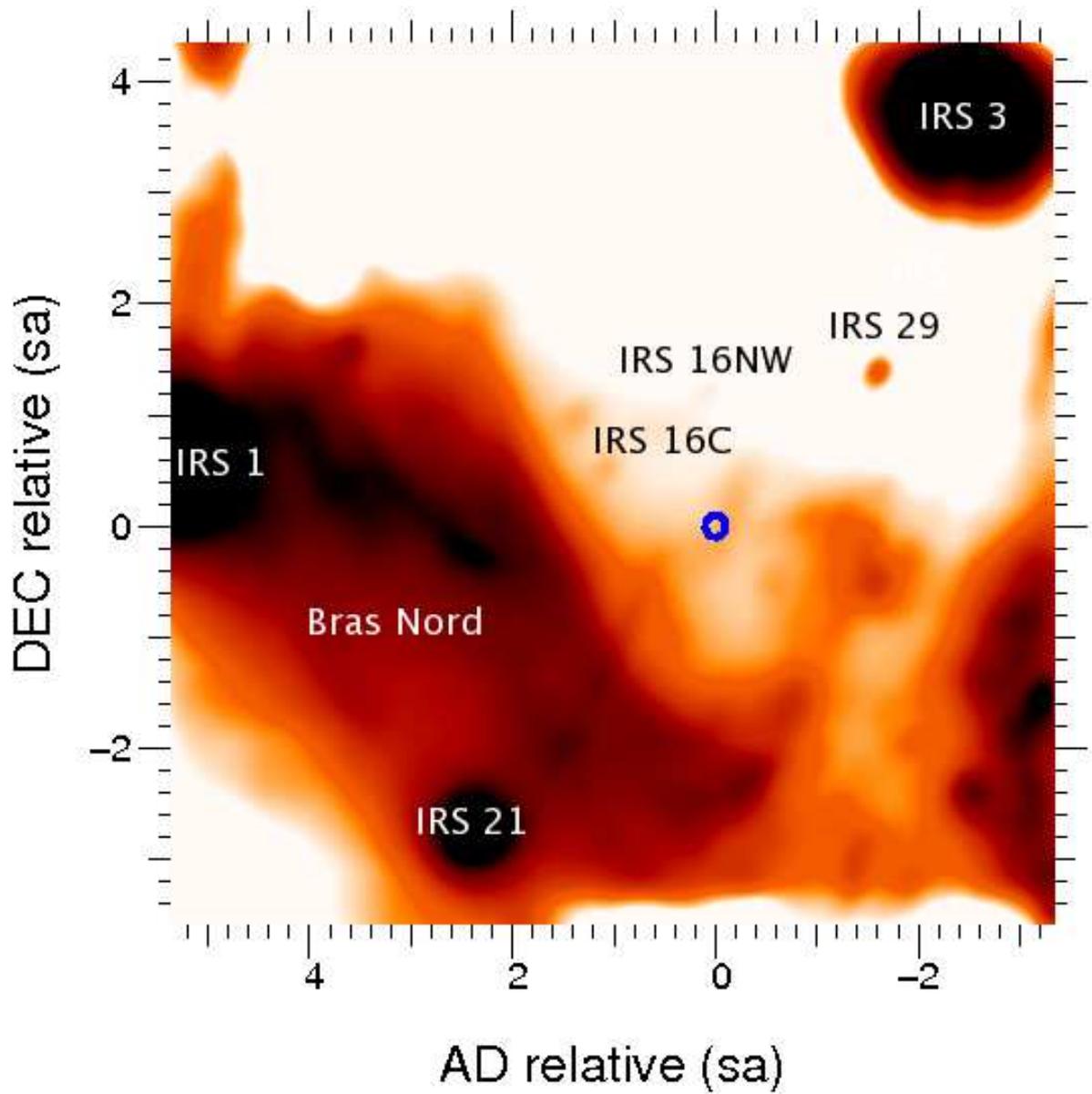


FIG. 8.4 – Carte de la zone du CG dans le filtre PAH1. Cette carte résulte de 3 heures d'observations la nuit du 22 au 23 juillet 2007. Les niveaux d'intensité sont compris entre 5 et 35 mJy. Sgr A* se situe au centre du cercle bleu.

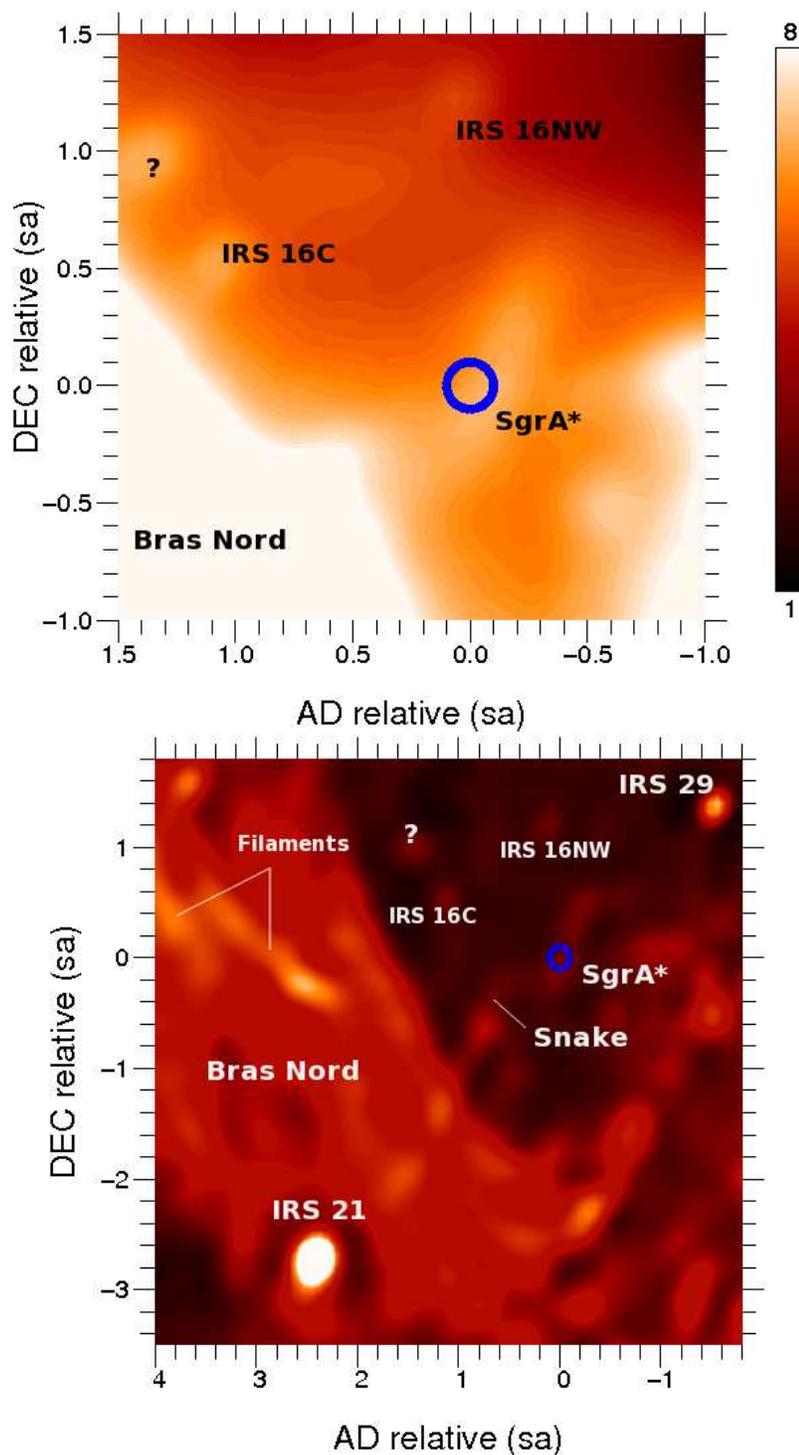


FIG. 8.5 – **Haut** : Agrandissement de la figure 8.4. Les niveaux d'intensité sont compris entre 1 et 8 mJy. Le point d'interrogation désigne une source d'émission probablement stellaire non vue à d'autres longueurs d'onde. **Bas** : Cette image déconvoluée (algorithme Lucy-Richardson) fait ressortir les différentes structures filamenteuses dont la structure serpentueuse du *Snake*. Sgr A* se situe au centre du cercle bleu.

à $8,7 \mu\text{m}$ faisant partie d'une structure appelée « *le ridge* » a été détectée par Stolovy et al. (1996). Il s'agirait d'une zone de poussière chauffée par la population stellaire de l'amas même si la résolution de ces observations ($0,7''$) ne permet pas de distinguer clairement les différentes contributions stellaires et du *ridge*. Cette structure difforme pourrait résulter de l'action de chocs et de vents. Toutes les mesures de flux MIR de Sgr A* μm (Stolovy et al. 1996; Schödel et al. 2007; Telesco et al. 1995; Viehmann et al. 2006) mentionnent ce *ridge* comme la zone de fond dans laquelle Sgr A* se situe. Les observations que je présente ici montrent une possible association avec l'étoile IRS 21.

Pour donner suite à l'exploitation de ces images du CG en MIR, de nouvelles données VISIR ont été acquises en mai 2008 dans le but d'imager ces structures filamenteuses de gaz et de poussière. Si l'intervalle de temps est trop faible pour espérer mesurer des déplacements, les données prises dans trois autres filtres que le filtre PAH1 sont en mesure d'apporter de nouveaux éléments dans la compréhension de la nature de ces objets.

Revenons à présent à l'enjeu principal de ces observations, l'observation des sursauts de Sgr A*.

8.1.7 Génération des courbes de lumière en MIR

J'ai mesuré le flux provenant de la zone de Sgr A* par photométrie d'ouverture (qui consiste à intégrer tout le flux dans une ouverture donnée autour de l'objet et de retirer ensuite le fond de ciel estimé par ailleurs) sur chaque image réduite (temps de pose équivalent à 25 secondes). La position de Sgr A* a été déterminée grâce au relevé des positions des étoiles GCIRS de Paumard et al. (2006). Les courbes de lumière sont présentées figure 8.6.

Le premier élément à remarquer est que ces courbes de lumière ne présentent pas le même niveau d'émission. Ceci peut être expliqué par une contamination par les sources du champ (objets diffus étendus) dans le processus de *chopping-nodding* qui est différente pour chaque quadrant. Les courbes de lumière obtenues sont donc différentes pour chaque quadrant. Donc l'utilisation de la technique classique de *chopping-nodding* empêche d'analyser correctement les courbes de lumière de Sgr A*.

Le fait de ne pas appliquer la correction de *nodding* permet de diminuer l'effet de la contamination. De plus, cela permet d'augmenter le taux d'échantillonnage temporel parce qu'on obtient une image réduite environ toutes les 1,5 minutes en utilisant seulement un seul cube de *nodding*. Mais en agissant ainsi, on ne corrige pas les images du gradient du fond instrumental créé lors de l'étape de réduction du chopping. Cependant ce gradient peut être modélisé comme une simple pente d'intensité orientée selon l'axe Nord-Sud du détecteur. Cette quantité peut donc être estimée sur plusieurs zones de référence (apparemment dépourvues de sources de tout type) et être corrigée sur la courbe de lumière de Sgr A*. On a donc une bonne correction du fond des courbes de lumière en ayant évité le problème de la contamination des sources du champ. L'extinction interstellaire a été déduite

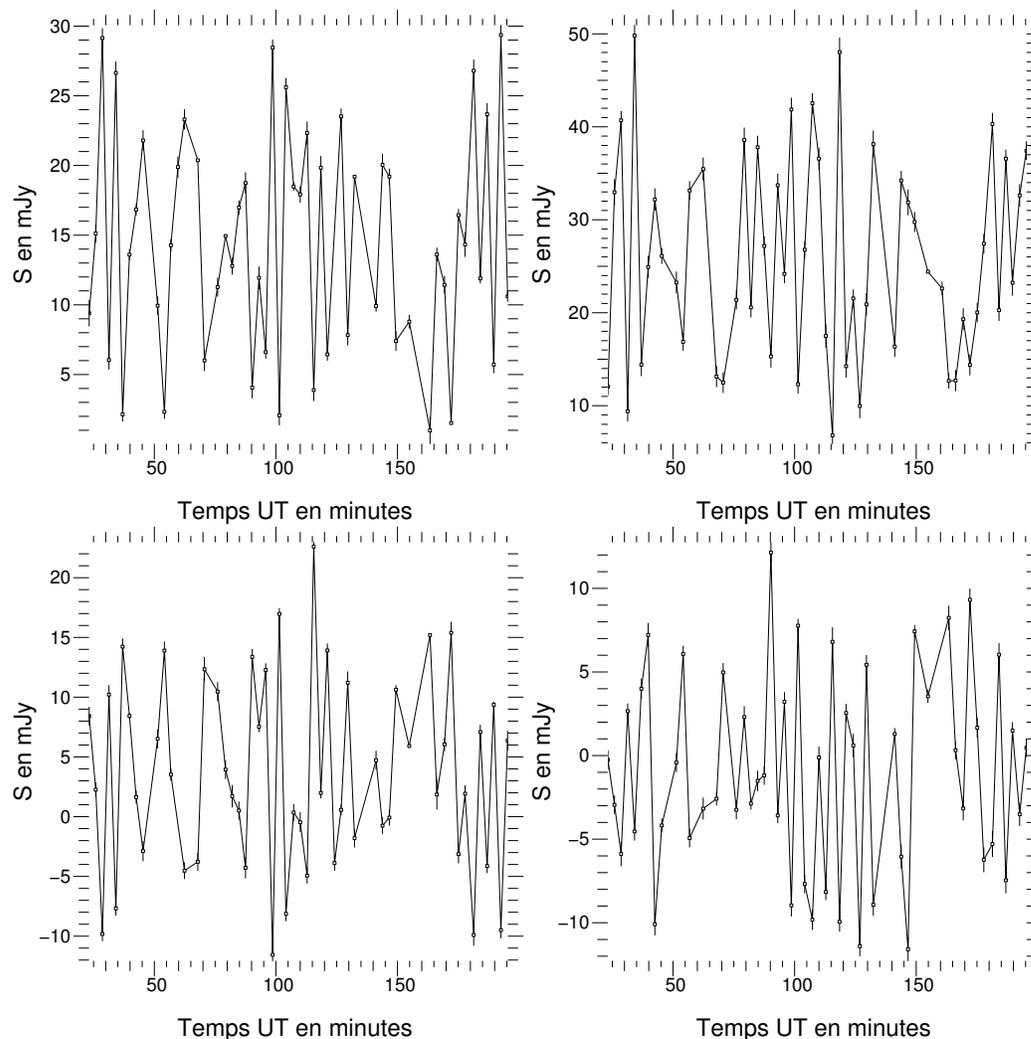


FIG. 8.6 – Courbes de lumière de Sgr A* des quatre quadrants issues du traitement classique de *chopping-nodding*. L'emplacement des courbes correspond à la position des quadrants sur le détecteur de VISIR. Ces courbes présentent une corrélation qui est essentiellement due à la contamination résultant du *nodding*. En effet les quadrants situés à gauche (respectivement inférieur et supérieur) sont uniquement corrélés à ceux situés à droite (respectivement inférieur et supérieur). Le cas parfait correspondrait à une grande corrélation entre tous les quadrants (cas d'une contamination négligeable).

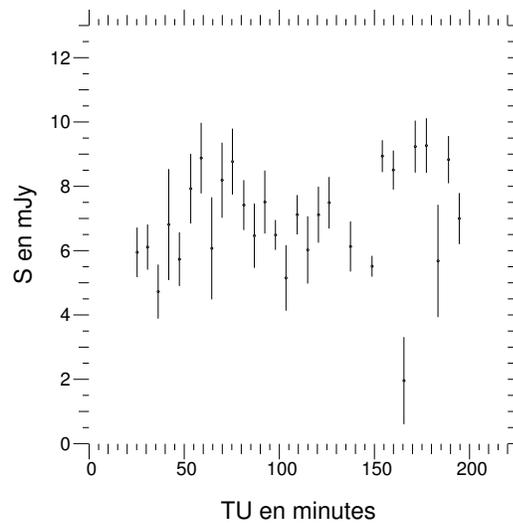


FIG. 8.7 – Courbe de lumière de Sgr A* du 22/07/07 à 8,59 microns obtenue avec VISIR en mode BURST. Un filtre passe-bas a été appliqué pour détecter plus facilement une variabilité de l'ordre de 5 minutes. Les barres d'erreurs représentent une incertitude de 1σ . Ces données ne présentent aucune variabilité.

à partir des travaux de Clénet et al. (2001) en supposant $A_K = 2.7$ (Dodds-Eden et al. 2009). En appliquant la relation entre A_K et $A_{8.59\mu m}$ extraite de Rieke & Lebofsky (1985), on déduit une extinction de $A_{8.59\mu m} = 1,17 \pm 0,15$ mag. La courbe de lumière finale corrigée de l'extinction pour la nuit du 22 au 23 juillet 2007 est présentée figure 8.7.

8.2 Analyse des courbes de lumières

8.2.1 Les observations NIR

Pendant la nuit du 22 au 23 juillet, un sursaut important a été détecté en bande L' ($3,80 \mu m$) commençant à environ 23h40 (TU) et durant environ un peu plus de 2 heures. Les données brutes ont été soustraites du ciel calculé à partir d'images obtenues en mode « jitter ». Une correction de champ plat et un traitement des pixels chauds ou morts ont ensuite été appliqués. Les courbes de lumière ont été obtenues en utilisant la photométrie d'ouverture. En bande L' ($3,80 \mu m$), il est possible qu'en raison de la proximité de S17, du flux provenant de cette étoile affecte la courbe de lumière de Sgr A*. Ce phénomène de confusion a été estimé au maximum à 1mJy. Il est aussi possible que le nuage de poussière Sgr A*-f (Clénet et al 2005, Ghez et al. 2005), lui aussi très proche de Sgr A* entraîne aussi un phénomène de confusion. La courbe de lumière est présentée sur la figure 8.8. La réduction de données est présentée en détail dans Dodds-Eden et al. (2009).

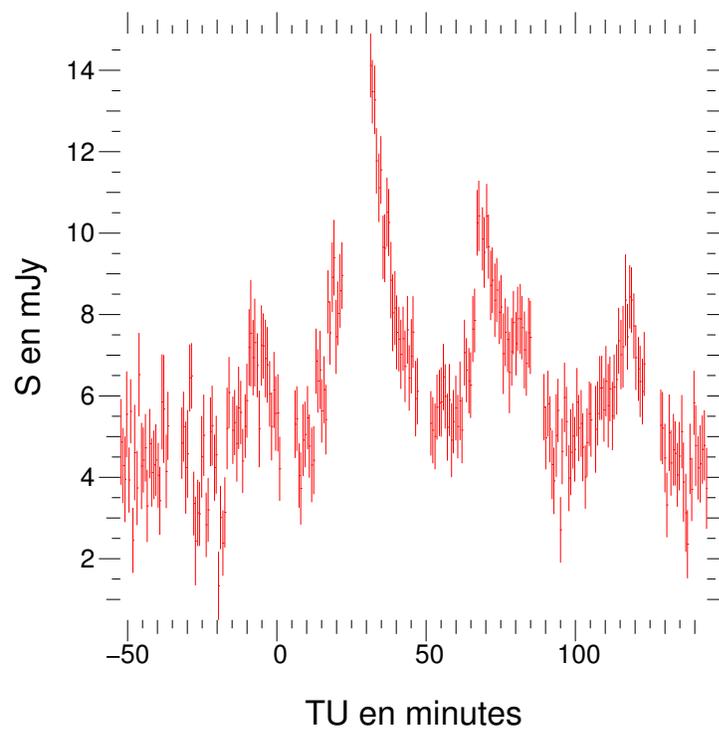


FIG. 8.8 – Courbe de lumière en bande L' corrigée de l'extinction.

8.2.2 Analyse d'un sursaut

Le phénomène entier a duré environ 3 heures. Contrairement à d'autres sursauts comme celui observé le 4 avril 2007 (Hamaus et al. 2008; Dodds-Eden et al. 2009) ou ceux observés en juin 2003 (Genzel et al. 2003), celui-ci ne présente aucune augmentation ni diminution globale d'intensité. Le sursaut est composé de 4 pics clairs, séparés par ~ 40 min (figure 8.8). Entre les pics, le flux chute jusqu'à un niveau de 5 mJy. Ces pics ont différentes amplitudes avec un maximum de ~ 10 mJy pour le plus brillant.

Hamaus et al. (2008) a pratiqué une analyse fréquentielle de différentes courbes de lumière présentant un sursaut. Elles furent utilisées pour simuler des signatures astrométriques qu'un sursaut pourrait induire sur des observations interférométriques. Par une analyse fréquentielle de la courbe de lumière, qui ne présente que 4 pics, une période moyenne d'environ 45 minutes a été déduite pour ce sursaut. C'est plus de deux fois plus long que les périodes observées pour les sursauts précédents avoisinant les 20 minutes (Genzel et al. 2003; Meyer et al. 2006b; Eckart et al. 2006c; Trippe et al. 2007, Dodds-Eden et al., 2009). Genzel et al. (2003) ont interprété ces phénomènes de sursauts comme le rayonnement d'un volume de gaz chaud en mouvement sur la dernière orbite circulaire stable (ISCO) autour du trou noir Sgr A*. Comme le discute Trippe et al. (2007), il est tout à fait possible que les sursauts proviennent d'orbites de plus grand rayon. Donc si on réutilise cette interprétation de l'ISCO, cette période conduit à un rayon orbital de 6 rayons de Schwarzschild (l'ISCO est à 3 rayons de Schwarzschild pour

un trou noir de Schwarzschild), soit à environ 60 micro-secondes d'angle du trou noir central.

8.2.3 Limite supérieure de l'émission en MIR

Le premier point des données VISIR sur Sgr A* a été obtenu autour de 0h23 (TU), environ 30 min après le premier pic en bande L', et au commencement du plus brillant second pic.

Aucune détection de sursaut n'a résulté de nos observations MIR et aucune corrélation n'a été trouvée entre la bande NIR et le MIR. Jusqu'à présent, Sgr A* n'a jamais été détecté dans le MIR (au-delà de $5 \mu\text{m}$) et la littérature ne contient que des limites supérieures de flux (Stolovy et al. 1996; Schödel et al. 2007; Telesco et al. 1995; Viehmann et al. 2006). L'émission détectée est en partie due au *ridge* (zone de poussière bordant Sgr A*) et possiblement à Sgr A*-f. La limite supérieure la plus basse publiée est de ~ 20 mJy (Schödel et al. 2007) correspondant à une période pendant laquelle aucun sursaut n'a été observé dans le NIR. On peut expliquer la difficulté de cette détection dans le MIR par une plus basse résolution spatiale que dans le NIR et par la présence d'un fond dominant.

La signature spectrale des sursauts de Sgr A* n'est toujours pas suffisamment connue pour contraindre les différents modèles d'émission. J'ai donc voulu utiliser ces données pour déterminer une nouvelle limite supérieure d'émission et tenter d'apporter une contrainte supplémentaire à la modélisation spectrale de Sgr A* lorsqu'un sursaut est détecté en proche infrarouge. Pour cela, j'ai utilisé deux méthodes. Les deux se basent sur l'injection d'une source artificielle de profil gaussien (3×3 pixels) et dont l'intensité sur l'image est à ajuster.

La première méthode consiste à injecter un pic synthétique dans nos données. La limite inférieure est ensuite déduite quand l'amplitude du pic dépasse le niveau d'intensité à trois sigmas de la courbe de lumière. La seconde méthode utilise la courbe NIR et suppose la simultanéité de la détection d'un sursaut en NIR et MIR. Cette hypothèse se justifie par le fait que les processus physiques à l'origine des émissions NIR et MIR sont probablement les mêmes. La seconde méthode consiste à ajouter la courbe NIR à la courbe MIR avec un facteur d'échelle. Je définis alors la limite supérieure d'émission comme la valeur de l'intensité moyenne que je rajoute au signal MIR qui donne un coefficient de corrélation supérieur à 0,8. Cette valeur de coefficient de corrélation a été déduite de l'étude d'auto-corrélation de la courbe NIR et correspond au cas où les pics se superposent. Ce coefficient correspond bien à la simultanéité de sursauts observés en MIR et NIR et dont la périodicité avoisine les 40 minutes (Fig. 8.9).

Les deux méthodes ont conduit à la limite supérieure de 7,6 mJy (dérrougée). Ceci constitue la plus basse limite supérieure de détection de l'émission de Sgr A* en MIR (Stolovy et al. 1996; Schödel et al. 2007; Telesco et al. 1995; Viehmann et al. 2006). J'ai donc ensuite ajouté cette mesure aux précédentes mesures aux autres longueurs d'onde (figure 8.10) afin de contraindre la densité d'énergie spectrale de Sgr A*.

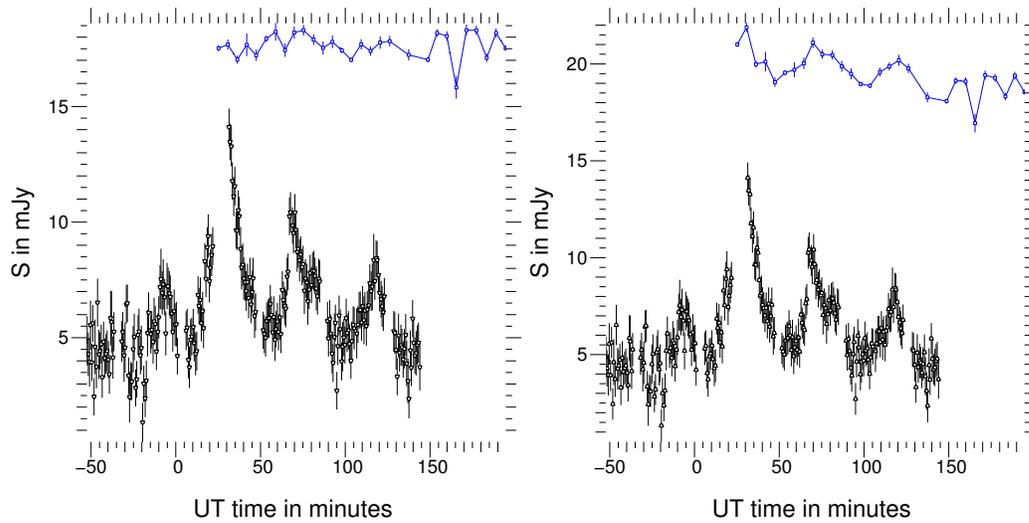


FIG. 8.9 – Courbes de lumières NIR (en noir) et MIR (en bleu). La courbe (artificielle) MIR résulte de l’injection de la courbe NIR (voir texte). Pour plus de visibilité, la courbe MIR a été décalée de 15mJy. Sur la figure de gauche, l’injection du signal NIR n’était pas suffisante pour permettre une détection selon les critères définis dans le texte (flux injecté : 1 mJy). La figure de droite présente le cas d’une détection (flux injecté 8 mJy).

On sait que tous les sursauts n’ont pas la même intensité (voir références au chapitre 7). Un point seul de la DSE ne permet donc pas de contraindre aisément les différents modèles d’émission. Mais grâce à des observations multi-longueurs d’onde, il est possible de mesurer une pente de cette DSE. Cet indicateur est alors un outil qui permet de confronter les observations aux différents modèles ainsi qu’aux précédents sursauts décrits dans la littérature (par exemple Gillessen et al. 2006; Eisenhauer et al. 2005).

8.2.4 Limite inférieure de la pente spectrale d’un sursaut entre MIR et NIR

Parce que nous avons observé Sgr A* dans d’autres bandes spectrales et plus crucialement, parce que nous avons détecté un sursaut en bande L’, on peut contraindre les modèles de sursauts (notamment présentés au chapitre précédent) en donnant une limite inférieure sur la pente spectrale. J’ai directement utilisé l’information de limite supérieure d’émission en MIR précédemment présentée. On modélise souvent la DSE par une loi de puissance :

$$\nu L_\nu = \nu^\beta \quad (8.1)$$

La valeur obtenue pour l’indice spectral β entre 3,8 et 8,59 microns est de $-0,8 \pm 0,5$. Cette limite inférieure est compatible avec la valeur déduite par Hornstein et al. (2007), de $0,4 \pm 0,2$, trouvée comme constante sur l’ensemble d’observations effectuées en NIR (bande H, K’ et L’). Cette pente est aussi compatible avec

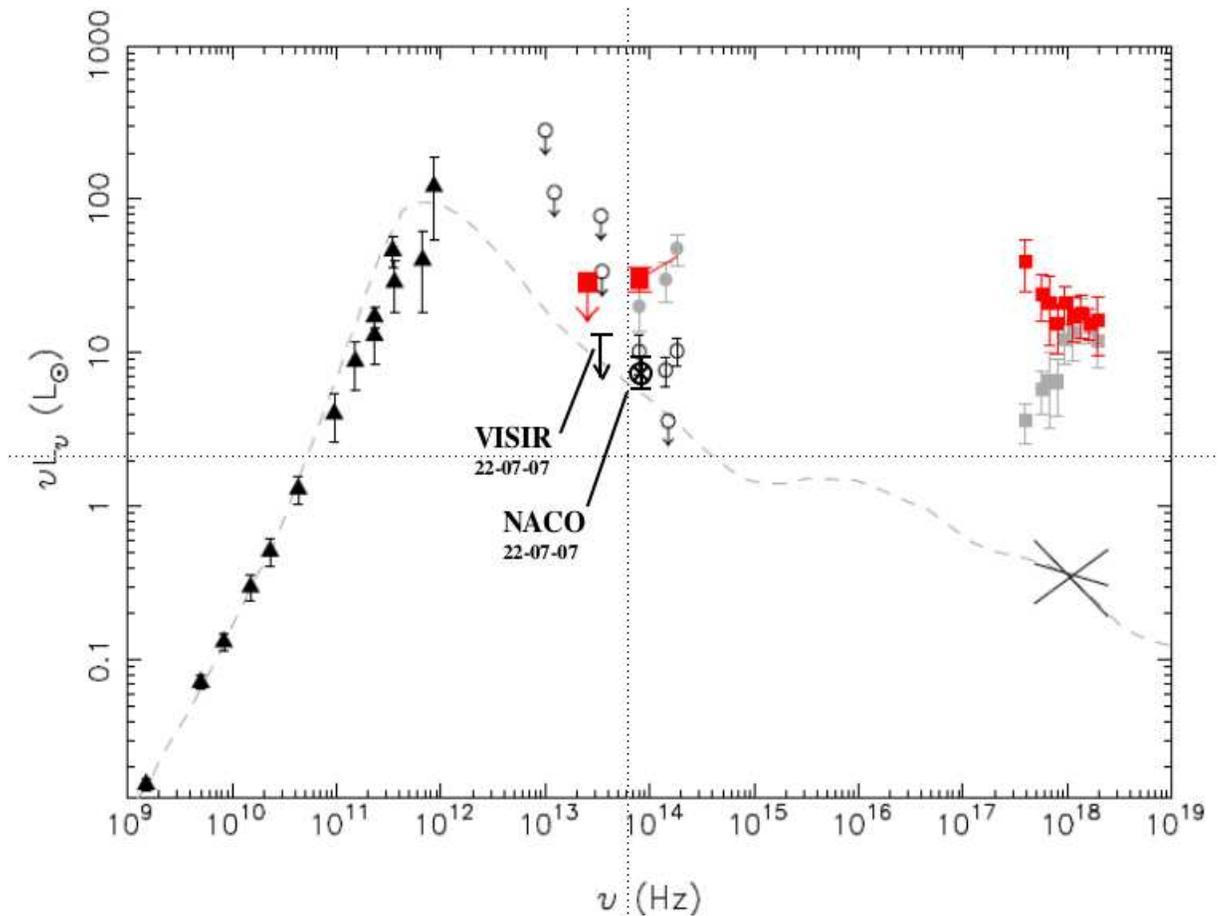


FIG. 8.10 – DSE des sursauts et de l'état de quiétude de Sgr A* (Dodds-Eden et al. 2009) à laquelle sont ajoutées les mesures de la nuit du 22 juillet 2007. Les mesures radio et sub-millimétriques de l'état de quiétude (émission ne présentant pas de sursaut) sont affichées en triangles noirs (Markoff et al. 2001; Zhao et al. 2003). Les cercles ouverts noirs représentent les limites supérieures à $30 \mu\text{m}$, $24,5 \mu\text{m}$ et $8,6 \mu\text{m}$ extraites de Melia & Falcke (2001) de Schödel et al. (2007) et de la limite sur l'état de quiétude à $2 \mu\text{m}$ de Hornstein et al. (2002). Les valeurs de l'état de quiétude extraites de Genzel et al. (2003) sont représentées par des cercles noirs ouverts avec les barres d'erreurs, et les valeurs de sursaut du même article le sont en cercles gris remplis. L'état de quiétude en X est représenté par la croix noire (Baganoff et al. 2003). La ligne pointillée trace un modèle de quiétude extrait de Yuan et al. (2003). Les mesures effectuées lors du sursaut du 4 avril 2007 sont représentées en rouge (Dodds-Eden et al. 2009), la limite supérieure à $11,88 \mu\text{m}$ est marquée par une flèche, la mesure en bande L est affichée avec des carrés rouges avec des barres d'erreurs. Une pente caractéristique, d'environ $\sim 0,4$, des sursauts brillants précédemment observés (Hornstein et al. 2007; Gillessen et al. 2006) prolongent ces données en bande H. En X, les spectres dépendent du modèle choisi pour analyser les données. Deux spectres sont affichés en rouge, les points rouges proviennent d'un ajustement en loi de puissance (extrait de Porquet et al. 2008). Les points gris, eux, représentent un ajustement d'un corps noir. Les mesures du 22 juillet 2007 sont ajoutées en noir et indiquées par les traits noirs. La mesure MIR est toujours au-dessus du niveau de quiétude de Yuan et al. (2003).

les données du sursaut du 4 avril 2007 (Dodds-Eden et al. 2009) qui montrent aussi une DSE très bleue ($\beta > 0$) entre 3,8 et 12 microns.

Grâce à des observations SINFONI en bande H et K, Eisenhauer et al. (2005) trouvent que l'indice spectral est de l'ordre -3 ± 1 . En parallèle, avec des données du même type, Gillessen et al. (2006) ont montré que l'indice spectral varie significativement pendant la durée d'un sursaut, de façon corrélée avec l'intensité correspondante. Alors que les zones peu variables d'un sursaut montrent un spectre plutôt rougi, l'indice spectral tend à augmenter avec l'intensité de Sgr A*. Il apparaît donc que selon le type de sursaut, la pente spectrale en infrarouge varie aussi. Pour aller plus loin dans la modélisation de la DSE, il faudrait surtout pouvoir relier le domaine infrarouge au domaine X de façon cohérente avec l'intensité du sursaut. Si le mécanisme d'émission SSC (voir chapitre précédent) était fréquemment invoqué comme expliquant le phénomène de sursaut, il n'y a jamais eu de consensus. Par les observations multi-longueurs d'onde du sursaut du 4 avril 2007, Dodds-Eden et al. (2009) ont récemment affirmé que le champ magnétique et la densité d'électrons requis par un mécanisme SSC sont de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à ceux qu'on peut attendre dans le flot d'accrétion de Sgr A*. Ils suggèrent plutôt un mécanisme synchrotron couplé à un refroidissement qui produirait une DSE plate dans le domaine X. Aucun modèle n'explique correctement les sursauts à ce jour. C'est pourquoi une des perspectives majeures de ce travail est un effort de modélisation général utilisant l'ensemble des observations présentées dans la figure 8.10, en y ajoutant bien sûr toutes celles de la mission de juillet 2007.

Si l'analyse et la compréhension de la DSE peuvent potentiellement mener à une description physique des sursauts de Sgr A*, l'étude de la variabilité est aussi un atout majeur. Simultanément avec les données proche et MIR, des données sub-millimétriques ont été acquises au cours de la mission de juillet 2007. Elles n'ont malheureusement été réduites et mises à disposition qu'à la toute fin de ma thèse. Ces données et les perspectives résultant de leur analyse sont présentées dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- Baganoff, F. K., et al. 2001, *Nature*, 413, 45
- Baganoff, F. K., et al. 2003, *ApJ*, 591, 891
- Clénet, Y., Rouan, D., Gendron, E., Montri, J., Rigaut, F., Léna, P., & Lacombe, F. 2001, *A&A*, 376, 124
- Clénet, Y., et al. 2004, *A&A*, 417, L15
- Clénet, Y., Rouan, D., Gratadour, D., Marco, O., Léna, P., Ageorges, N., & Gendron, E. 2005, *A&A*, 439, L9
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M., & Noguchi, K. 1999, *AJ*, 117, 1864
- Dodds-Eden, K., Porquet, D., Trap, G., Quataert, E., Haubois, X. et al., 2009, *ApJ*, submitted
- Doucet, C., Lagage, P. -O., & Pantin, E. 2006, [arXiv :astro-ph/0610322]
- Eckart, A., & Genzel, R. 1996, *Nature*, 383, 415
- Eckart, A., & Genzel, R. 1997, *MNRAS*, 284, 576
- Eckart, A., et al. 2006, *A&A*, 450, 535
- Eckart, A., et al. 2008, *A&A*, 492, 337
- Eisenhauer, F., et al. 2005, *ApJ*, 628, 246
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., Eckart, A., Alexander, T., Lacombe, F., Rouan, D., & Aschenbach, B. 2003, *Nature*, 425, 934
- Ghez, A. M., et al. 2005, *ApJ*, 635, 1087
- Gillessen, S., et al. 2006, *ApJ*, 640, L163
- Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., Menten, K., Cesarsky, C., & Booth, R. 2006, *A&A*, 454, L13

- Hamaus, N., Paumard, T., Müller, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., & Genzel, R. 2008, [arXiv :0810.4947]
- Haubois, X., Genzel, R., Perrin, G., Gillessen, S., Paumard, T., Dodds-Eden, K., Clénet, Y., & Rouan, D. 2008, American Institute of Physics Conference Series, 1053, 91
- Hornstein, S. D., Ghez, A. M., Tanner, A., Morris, M., Becklin, E. E., & Wizinowich, P. 2002, ApJ, 577, L9
- Hornstein, S. D., Matthews, K., Ghez, A. M., Lu, J. R., Morris, M., Becklin, E. E., Rafelski, M., & Baganoff, F. K. 2007, ApJ, 667, 900
- Lagage, P. O., et al. 2004, The Messenger, 117, 12
- Lenzen, R., et al. 2003, Proc. SPIE, 4841, 944
- Markoff, S., Falcke, H., Yuan, F., & Biermann, P. L. 2001, A&A, 379, L13
- Mauerhan, J. C., Morris, M., Walter, F., & Baganoff, F. K. 2005, ApJ, 623, L25
- Melia, F., & Falcke, H. 2001, ARA&A, 39, 309
- Meyer, L., Eckart, A., Schödel, R., Duschl, W. J., 3, Dovciak, M., & Karas, V. 2006, Journal of Physics Conference Series, 54, 443
- Mužić, K., Eckart, A., Schödel, R., Meyer, L., & Zensus, A. 2007, A&A, 469, 993
- Paumard, T., et al. 2006, ApJ, 643, 1011
- Porquet, D., et al. 2008, A&A, 488, 549
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, ApJ, 288, 618
- Rousset, G., et al. 2003, Proc. SPIE, 4839, 140
- Schödel, R., Eckart, A., Mužić, K., Meyer, L., Viehmann, T., & Bower, G. C. 2007, A&A, 462, L1
- Schödel, R., Ott, T., Genzel, R., Eckart, A., Mouawad, N., & Alexander, T. 2003, ApJ, 596, 1015
- Schödel, R., et al. 2002, Nature, 419, 694
- Siringo, G., et al. 2008, Proc. SPIE, 7020,
- Stolovy, S. R., Hayward, T. L., & Herter, T. 1996, ApJ, 470, L45
- Telesco, C. M., Davidson, J. A., & Werner, M. W. 1995, From Gas to Stars to Dust, 73, 503

-
- Trippe, S., Paumard, T., Ott, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Martins, F., & Genzel, R. 2007, *MNRAS*, 375, 764
- Viehmann, T., Eckart, A., Schödel, R., Pott, J.-U., & Moutaka, J. 2006, *ApJ*, 642, 861
- Yuan, F., Quataert, E., & Narayan, R. 2003, *ApJ*, 598, 301
- Yuan, F., Shen, Z.-Q., & Huang, L. 2006, *ApJ*, 642, L45
- Zhao, J.-H., Young, K. H., Herrnstein, R. M., Ho, P. T. P., Tsutsumi, T., Lo, K. Y., Goss, W. M., & Bower, G. C. 2003, *ApJ*, 586, L29

CHAPITRE 9

Perspectives

Sommaire

9.1 Observations sub-millimétriques du CG	223
9.1.1 Observations	223
9.1.2 Réduction des données	224
9.1.3 Etude de la variabilité de Sgr A* en sub-millimétrique	224
9.2 GRAVITY	227

Je présente dans ce chapitre les perspectives de mon travail sur le Centre Galactique. A court terme, j'envisage de poursuivre mon analyse des observations faites au mois de juillet 2007 afin de déduire des paramètres clés sur l'origine des sursauts de Sgr A*. Dans un deuxième temps, j'envisage de prolonger mon investissement dans le projet GRAVITY en préparant et en exploitant les observations astrométriques du Centre Galactique (CG).

9.1 Poursuite de l'analyse des données de la mission de juillet 2007 : l'apport des données sub-millimétriques

Je présente ici les données acquises et réduites par l'équipe menée par Axel Weiss du Max-Planck-Institut für Radioastronomie de Bonn avec qui je collabore dans le cadre de ces observations multi-longueurs d'onde de Sgr A* effectuées en juillet 2007.

9.1.1 Observations

Le CG a été observé à 870 μm par le télescope Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) et sa caméra bolométrique, LABOCA (Siringo et al. 2008), à Llano Chajnantor au Chili. Les observations de la nuit du 22 au 23 juillet 2007 s'étalent sur environ 7,5 heures. La largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point

à $870\mu\text{m}$ est $19''$. Les observations du CG ont été suivies par des observations de G10.62 et de G5.89, des étalons standards de l'instrument LABOCA.

9.1.2 Réduction des données

Les données obtenues sur le CG ont été réduites en utilisant l'ensemble de routines BoA. Les étapes de la réduction de ces données sont décrites dans Siringo et al. (2008). L'étalonnage photométrique a été obtenu en utilisant G10.62 qui a une densité de flux de $33.4 \pm 2.0 \text{ Jy}$ pour LABOCA. La précision absolue d'étalonnage est donc inférieure à 10%. Pour estimer l'erreur relative d'étalonnage, la courbe de lumière de G10.62 a été appliquée à G5.89 et on a déterminé la dispersion du flux mesuré sur G5.89 pendant une période de 7,5 heures. Ceci a mené à une précision relative d'étalonnage de $\sim 2\%$. La courbe de lumière du CG a été générée en modélisant l'émission sub-millimétrique par une addition des cartes réduites. De cette carte présentant un rapport signal sur bruit élevé, la fonction d'étalement du point à la position de Sgr A* a été ajustée par une gaussienne et soustraite de cette carte (figure 9.1). Les cartes ont ensuite été re-réduites et le signal modélisé des scans de CG a été soustrait des séries temporelles de chaque bolomètre. Les cartes résultantes ne contiennent donc plus que le point source Sgr A*. La courbe de lumière a alors été construite en ajustant une gaussienne à chaque carte. Pour vérifier la précision relative d'étalonnage, le pic de flux résiduel a été mesuré à une position proche de Sgr A* dans la zone de la mini-spirale. Les variations résiduelles ont été estimées à 1,5% comparées au modèle de flux à cette position. La courbe de lumière de LABOCA est présentée figure. 9.2.

9.1.3 Etude de la variabilité de Sgr A* en sub-millimétrique

De toute évidence, les données présentées figure 9.2 révèlent de la variabilité. La variabilité de Sgr A* dans le domaine sub-millimétrique est mesurée depuis longtemps (Markoff et al. 2001; Zhao et al. 2003). Mauerhan et al. (2005) observent Sgr A* à 3 mm 6 heures par jour pendant 8 jours. Un pic dans la densité spectrale de puissance du signal millimétrique est observé à des fréquences correspondant à des échelles de temps de 2,5-3 heures. Les observations à 0,89 et 7 mm rapportées dans Eckart et al. (2006) ne montrent aucune corrélation avec les sursauts vus en X et en infrarouge. Donc jamais de véritable sursaut sub-millimétrique n'avait été observé avant le récent article de Eckart et al. (2008). Dans cet article, une variabilité à 0,87 mm interprétée comme un sursaut est observée environ 1,5 heure après un sursaut en NIR. Les deux événements seraient corrélés par un modèle de matière en expansion.

Dans les données de la mission de juillet 2007 (6 nuits), trois sursauts infrarouges ont été détectés. Simultanément, Sgr A* était observé en sub-millimétrique et infrarouge moyen. Ces courbes de lumières recèlent potentiellement des informations sur la taille de la zone d'émission. En effet, les variabilités de la courbe de lumière permettent de déduire un temps de propagation et donc une limite supérieure sur la taille de la région d'émission. Si une courbe de lumière présente une

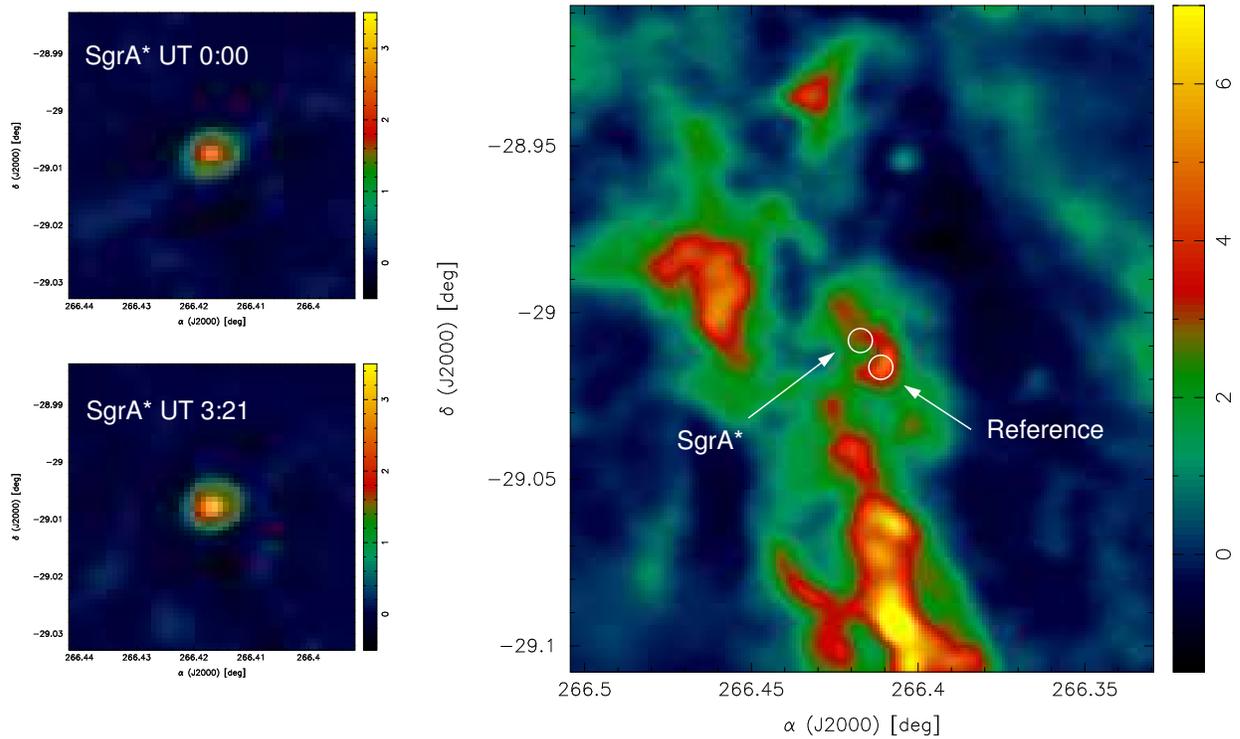


FIG. 9.1 – Données sub-millimétriques APEX/LABOCA. **Gauche** : Cartes de Sgr A* à deux instants différents de la nuit du 22 juillet. **Droite** : Grande zone d'émission à 870 μm dans la région du CG. La position de Sgr A* est indiquée par le cercle blanc. La source elle-même a été soustraite de cette carte. La position de référence dans la mini-spirale du CG (voir le texte) est représentée par un second cercle.

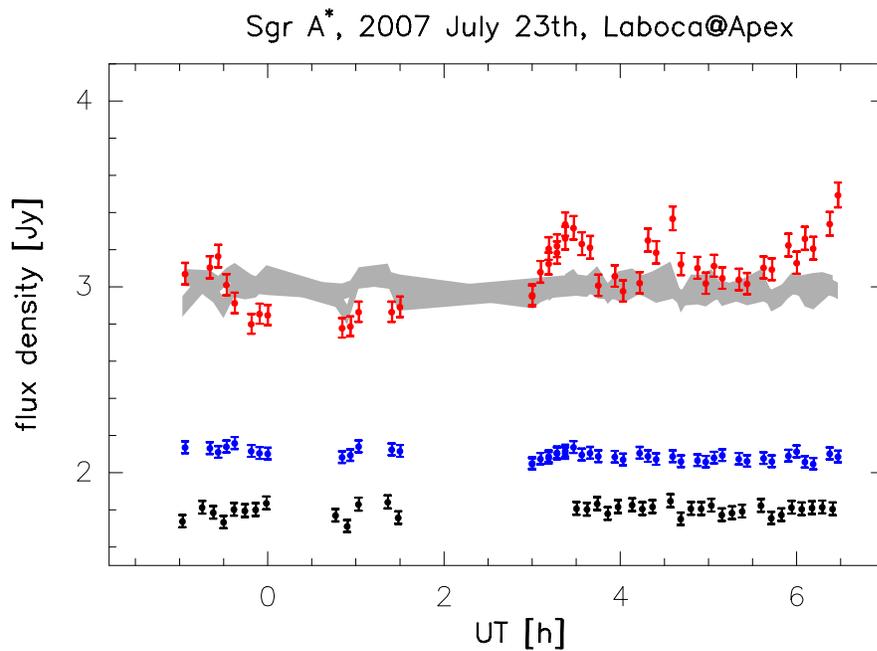


FIG. 9.2 – Courbe de lumière LABOCA de Sgr A* du 22 juillet. Les mesures de flux de Sgr A* sont représentées par des points rouges. Les points noirs et bleus représentent respectivement les flux de G5.89 et de la position de référence (figure. 9.1). Les flux pour ces positions ont été normalisés à 1,8 et 2,1Jy pour une meilleure visibilité. La zone ombrée grise montre la variation à un sigma de G5.89 et de la position de référence mis au niveau du flux moyen de Sgr A*.

augmentation de flux significative (de plus de 3 sigmas) en un intervalle de temps Δt , on peut en déduire une taille supérieure L de la zone d'émission responsable de ce gradient temporel de flux :

$$L < c\Delta t \quad (9.1)$$

Par ailleurs, une étude de la corrélation temporelle de la variabilité à différentes longueurs d'onde peut aussi permettre de comprendre les relations entre les parties du spectre au cours d'un sursaut. Ceci est un indice permettant de découvrir la nature des sursauts. Une telle étude de la variabilité et de leur corrélation entre les longueurs d'onde est un travail en cours de réalisation. Grâce à une collaboration avec Katie Dodds-Eden du MPE, je compte aussi effectuer une modélisation spectrale des sursauts qui puisse rendre compte de ces observations. Ces résultats feront l'objet d'une prochaine publication (Haubois et al., 2009, en préparation). De plus, j'aimerais aussi commencer un suivi temporel de la structure du *Snake* vue uniquement en PAH1 et présentée dans ce manuscrit. L'imagerie et l'obtention de vitesses radiales devraient permettre de sonder la constitution de cet objet et de donner des indications sur une possible interaction avec Sgr A*. Je vais donc soumettre une proposition d'observation de cet objet avec le mode spectrométrique de VISIR dans le filtre PAH1.

Si les observations multi-longueurs d'onde représentent aujourd'hui l'approche la plus pertinente pour la compréhension des sursauts, l'apport de la très haute résolution angulaire qu'offrira bientôt l'interférométrie infrarouge permettra d'aller sonder le voisinage de Sgr A* à l'échelle du rayon de Schwarzschild. Avec ses $10 \mu\text{sa}$ de précision astrométrique, GRAVITY sera sensible aux effets gravitationnels relativistes engendrés par la présence d'un trou noir supermassif au centre de la Galaxie. En plus d'une étude inédite sur le voisinage d'un tel objet, l'observation de ces effets constituera par ailleurs un test de la relativité générale en champ fort. J'envisage dans la suite de mes projets de recherche de contribuer au développement de GRAVITY.

9.2 GRAVITY

Pour prolonger mes travaux de thèse, j'aimerais participer aux futures étapes du développement de l'instrument GRAVITY. Dans le cadre de fin de phase B, la prochaine étape des simulations interférométriques est de modéliser le suiveur de franges dont l'architecture globale est en train d'être définie. Il s'agira alors d'estimer les performances du recombineur scientifique qui découlent d'un tel suivi de franges. A moyen terme, j'envisage de participer à l'installation de GRAVITY à Paranal ainsi qu'à ses futures observations et à l'exploitation de ses données.

Bibliographie

Hamaus, N., Paumard, T., Müller, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., & Genzel, R. 2008, [arXiv :0810.4947]

Haubois, X., Genzel, R., Perrin, G., Gillessen, S., Paumard, T., Dodds-Eden, K., Clénet, Y., & Rouan, D. 2008, American Institute of Physics Conference Series, 1053, 91

Haubois, X., Dodds-Eden, K., Weiss, A., Paumard, T., Clénet, Y., Perrin, G., Gillessen, S., Genzel, R. et al., 2008, Multi-wavelength measurement of SgrA* flux in a flaring state, in preparation

Conclusion

Durant mon travail de thèse, j'ai pu me confronter au problème de l'imagerie en interférométrie optique à longue base. Dans une première partie, je me suis attaché à l'analyse des données interférométriques dans le cas d'observations à trois télescopes de Bételgeuse en bande H (chapitres 3 et 4). La complexité et la richesse, peu usuelle en interférométrie optique, qu'ont pu révéler les observations de Bételgeuse ont été uniquement permises par les performances de l'instrument IOTA/IONIC. En particulier on a pu obtenir un nombre assez important de bases couvertes en quelques jours, des mesures de visibilité précises au pourcent près et des clôtures de phase précises au degré près.

Grâce à ces données j'ai pu détecter sous la forme d'une fraction de flux résolu, un environnement qui a été déjà rapporté dans la littérature comme étant situé à 20 rayons stellaires (~ 400 mas) et principalement constitué de poussières de silicates. Les mesures de clôture de phase, révélant une asymétrie de l'objet, ont été analysées conjointement aux mesures de visibilités carrées. Par une méthode d'« aller-retours » entre reconstruction d'image régularisée et l'ajustement paramétrique des données, j'ai mis en évidence la présence de taches de grande dimension dont la nature est probablement convective. Cette conclusion est fortement confortée par l'ajustement convaincant des simulations hydro-radiatives aux données de visibilités carrées. Des cellules de convection de plus petite dimensions ($50-100 R_{\odot}$) permettent de reproduire le contraste élevé observé aux hautes fréquences spatiales.

L'imagerie n'est pas un but en soit mais un moyen de parvenir à une bonne description des observations réalisées dans l'espace des fréquences spatiales. Avec l'utilisation de MIRA et WISARD, on fait un détour dans le plan image pour injecter de l'information vraisemblable au sens astronomique afin de contraindre les modèles dans le domaine des fréquences spatiales. Retrouver les structures mises en évidence par reconstruction régularisée avec l'ajustement paramétrique n'est cependant pas direct en raison de la différence d'information a priori injectée dans les deux techniques. Une approche alternative à essayer serait de concevoir une méthode hybride utilisant un rappel à un objet connu a priori plus un ajustement à un modèle paramétrique.

Concevoir un algorithme qui permette d'interpréter des données interférométriques complexes sans devoir injecter trop d'information a priori est un enjeu de taille pour les projets interférométriques actuels et futurs. L'un deux, GRAVITY recombinera les 4 télescopes du VLTI pour permettre une l'imagerie interférométrique et des observations astrométriques d'une grande sensibilité et d'une grande précision en bande K (chapitre 5). Dans le cadre de la phase A de GRAVITY, j'ai effectué des simulations interférométriques pour estimer ses performances et s'assurer qu'il remplisse ses objectifs instrumentaux (chapitre 6). Ceci fut l'occasion de faire ressortir les limites de ces performances. Les points critiques concernent principalement le suivi de franges et les performances du recombineur qui en résultent. Ces points restent à simuler et à valider expérimentalement avec des tests de composants en optique intégrée. Le projet est en bonne voie et verra assurément sa première lumière autour de 2013.

Son objectif majeur, le Centre Galactique, est un milieu très riche en termes de variété d'objets, de phénomènes observés et de questions restant sans réponse (chapitre 7). Parmi ces phénomènes jusqu'ici inexplicables, le plus spectaculaire est probablement l'observation de sursauts provenant de Sgr A*, le trou noir central de la Galaxie. Même si elle fait encore débat, l'origine des sursauts est très probablement due au mouvement orbital de matière chauffée situé sur les dernières orbites stables autour du trou noir. Cependant son mode de rayonnement est mal compris. Dans le chapitre 8, j'ai présenté une étude multi-longueur d'onde qui vise à comprendre le processus radiatif en jeu dans ce phénomène. L'observation simultanée d'une variabilité dans le domaine sub-millimétrique, d'un sursaut en bande L' et la déduction d'une limite supérieure de flux à 8,6 microns constituent les nouveaux éléments du puzzle Sgr A* que je vais tâcher d'assembler dans la suite de mes travaux (présentés dans le chapitre 9).

De quelle ampleur seront les découvertes de GRAVITY sur l'observation du trou noir central de la Galaxie ?

Nul ne peut le dire avec certitude. Mais avec sa précision astrométrique de 10 μsa , il sera le premier instrument astronomique toutes catégories confondues à sonder à l'échelle du rayon de Schwarzschild le voisinage d'un trou noir supermassif. En particulier, il pourra tester les différents modèles qui expliquent l'observation des sursauts de Sgr A*. Conjointement avec les observations de noyaux actifs de galaxies, les mesures interférométriques que GRAVITY fera sur le Centre Galactique permettront sans aucun doute de révéler des faits de la plus haute importance dans la compréhension des trous noirs supermassifs logés au cœur des galaxies. Finalement, ces objets étant soupçonnés d'être le moteur principal de l'évolution d'une galaxie, ces futurs diagnostics observationnels enrichiront par la même occasion l'étude de la dynamique des galaxies.

Acronymes

ESO	European Southern Observatory (Observatoire Européen Austral)
OA	Optique Adaptative
UA	Unité astronomique
VLT(I)	Very Large Telescope (Interferometer)
UT	Unit Telescope
AT	Auxiliary Telescope
FT	Fringe Tracker
MIS	Milieu Inter Stellaire
SGR	SuperGéante(s) Rouge(s)
ACB	Assombrissement Centre-Bord
CG	Centre Galactique
sa	seconde(s) d'angle
pc	parsec, 3,26 années-lumière
R_S	Rayon de Schwarzschild

Les vecteurs sont en gras, les transformées de Fourier portent une tilde.

Annexes

CHAPITRE 10

Le Nouveau Chapitre de la Thèse

Sommaire

10.1 Cadre général	239
10.1.1 Contexte du projet	239
10.1.2 Objectifs	239
10.1.3 Enjeux du projet	240
10.2 Environnement du projet	240
10.2.1 Choix du laboratoire et de la thèse	240
10.2.2 Activités et compétences du LESIA	241
10.2.3 Organisation, taille, laboratoire, équipe	241
10.2.4 Historique du projet	242
10.2.5 Recherche, enseignement, stages, formation	242
10.3 Gestion du projet de recherche	244
10.3.1 L'équipe projet et les partenaires	244
10.3.2 Les étapes du projet	244
10.3.3 Le suivi du projet	246
10.3.4 Le budget du projet	247
10.3.5 Les enseignements du projet	247
10.4 Compétences mises en œuvre dans le projet	248
10.4.1 Fil rouge	248
10.4.2 Mon parcours	249
10.4.3 Les compétences mises en œuvre dans le projet	249
10.5 Retombées du projet et perspectives professionnelles	252
10.5.1 Les retombées du projet	252
10.5.2 Les retombées personnelles	252
10.5.3 La capitalisation	252
10.5.4 Les pistes à investiguer	253



Valorisation des compétences des docteurs Le Nouveau Chapitre de la Thèse ®

Ecole doctorale Astronomie & Astrophysique d'Ile de France
Observatoire de Paris
Mentor : Philippe Bertrand



Xavier Haubois

Imagerie interférométrique d'objets faibles en
infrarouge

Directeur de thèse : Guy Perrin

10.1 Cadre général, enjeux et présentation de mon projet de recherche

10.1.1 Contexte du projet

La richesse des connaissances en astronomie dépend en bonne partie des moyens technologiques qui permettent l'observation. Au cours des trente dernières années, on n'a cessé de construire des télescopes de diamètre de plus en plus grand - la raison principale étant que cela permet d'avoir accès à plus de détails sur plus d'objets dans le ciel. Les coûts de réalisation de ces instruments devenant trop élevés pour être supportés par des organismes de recherche d'un seul pays, des consortia internationaux et organisations intergouvernementales ont vu le jour afin d'assurer la marche vers une instrumentation encore plus performante, promesse de futures découvertes en astronomie. Dans ce contexte de développement technologique dédié à l'astronomie, les interactions entre laboratoires de recherche, universités, agences nationales et partenaires privés sont nombreuses.

L'essor des technologies optiques offre de nouvelles possibilités à l'instrumentation en astronomie. Il est désormais possible de mettre en synergie des télescopes distants de quelques centaines de mètres pour accroître les performances de mesure. Cependant, cette technique appelée interférométrie est aujourd'hui limitée par le nombre trop réduit de télescopes à recombinaison. L'Observatoire Européen Austral (ESO) a réalisé au Chili la construction d'un observatoire conçu pour l'interférométrie à quatre télescopes (au minimum). Au cœur d'un consortium franco-allemand, le projet GRAVITY a pour but de tirer profit de ce réseau de télescopes pour l'observation d'objets peu brillants en infrarouge comme des exoplanètes ou le centre des galaxies.

10.1.2 Objectifs

Ma thèse s'inscrit dans la dynamique de la conception de l'instrument GRAVITY. Elle se situe donc au carrefour de plusieurs types de recherches. D'abord fondamentale car l'instrument est conçu pour répondre à des problématiques astrophysiques mais aussi appliquée car l'instrument représente un véritable défi technologique. Au cours de ces trois années, j'ai pu simuler sur ordinateur les performances instrumentales que posséderait cet instrument une fois construit. Ce travail a eu pour but d'estimer quelle précision de mesure nous pouvons espérer en fonction de conditions d'observation et de différents modèles d'instrument. Des précisions de mesure dépend notre capacité à observer des phénomènes très tenus qui se produisent au centre des galaxies. L'objectif premier de ce travail de thèse était donc d'orienter la conception de l'instrument GRAVITY par des simulations et des tests instrumentaux. De plus il constitue aussi un outil de prospective pour les futurs grands projets d'interféromètres qui posséderont plusieurs dizaines de télescopes. Ces travaux ont donc eu un objectif instrumental mais se sont déroulés dans le cadre plus fondamental de l'étude des centres galactiques.

10.1.3 Enjeux du projet

Les enjeux de mon travail sont divers : ils concernent directement le domaine scientifique et le domaine instrumental. Etant au cœur d'un projet international, mon projet comporte aussi des enjeux stratégiques sur le plan national et international.

Les cœurs de galaxie sont censés abriter des trous noirs supermassifs qui affectent leur environnement et dont la relativité générale peut nous offrir une description théorique. GRAVITY sera le premier instrument suffisamment sensible et précis pour sonder au plus près les trous noirs ainsi que tester la relativité générale dans un champ gravitationnel intense. Cet enjeu scientifique prioritaire pour GRAVITY garantit un impact important sur l'ensemble de la communauté astrophysique, depuis le domaine de la formation stellaire jusqu'aux objets compacts et la cosmologie.

Les enjeux instrumentaux concernent d'abord la simulation de plusieurs effets physiques combinés et le test de composants optiques. Ceci permet de caractériser le comportement de l'instrument et de déterminer dans quelles conditions il est possible d'obtenir quelles performances (instrumentales et astrophysiques). Ensuite, les innovations industrielles en jeu concernent principalement le transport, la détection et la mesure d'un signal lumineux à des précisions pouvant atteindre la dizaine de nanomètres. Des concepts technologiques clés comme les fibres optiques monomodes ou l'optique intégrée sont actuellement en développement dans plusieurs entreprises et laboratoires publics possédant les brevets. Mon projet a permis de commencer l'exploitation de ces produits donc à valider cette technologie ainsi qu'à fournir des premiers retours sur la qualité de leur réalisation.

GRAVITY est une collaboration entre 5 laboratoires apportant leur expertise à la réalisation du projet. Mon sujet de thèse reposant dessus, j'ai pu contribuer au rapprochement de mon équipe et de l'équipe pilote du projet. Ce rapprochement dépasse aujourd'hui le projet GRAVITY et se manifeste dans d'autres actions scientifiques.

Un projet de cette envergure se place nécessairement dans un environnement international tant au niveau de son financement que des ressources techniques, humaines, et que de ses retombées scientifiques. Grâce à des moyens nationaux (Agence Nationale de la Recherche, CNRS) et européens, ses instigateurs maintiennent ainsi le rang que le LESIA (Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique où j'effectue ma thèse) et la France occupent dans la recherche en astronomie et astrophysique.

10.2 Environnement du projet

10.2.1 Choix du laboratoire et de la thèse

Mes expériences en astronomie, notamment des stages effectués à l'ESO m'ont donné goût à l'instrumentation. Au cours du Master d'Astronomie et d'As-

trophysique d'Ile-de-France, j'ai naturellement suivi les modules optionnels dans ce domaine. L'un d'eux m'a fait découvrir les techniques de haute résolution angulaire et notamment l'interférométrie enseignée par Guy Perrin. Enthousiasmé à l'idée de débiter un projet à la fois astrophysique et instrumental, j'ai entrepris de monter plusieurs dossiers de financement correspondant à différentes possibilités de thèse. J'avais identifié que le projet GRAVITY me satisferait car une telle envergure impliquait de la polyvalence et des collaborations internationales. Ensuite l'interférométrie est une technique encore jeune mais promet énormément de résultats dans les années à venir. Participer à un tel effort m'a autant séduit que la motivation scientifique de GRAVITY du Centre Galactique qui est aussi un secteur très dynamique de l'astronomie actuelle. Pour finir, cette thèse représentait aussi pour moi une opportunité de rentrer dans la communauté astrophysique par une première expérience professionnelle dans la recherche. Le dossier ayant été retenu et le financement obtenu, j'ai donc pu commencer cette thèse sous la direction de Guy Perrin.

10.2.2 Activités et compétences du LESIA

Le LESIA est l'un des cinq départements scientifiques de l'Observatoire de Paris. Il a pour vocation de concevoir, de réaliser et d'exploiter des instruments d'observation spatiale et au sol. Issu de la fusion de plusieurs laboratoires, ses secteurs d'investigation sont très variés. Ils vont de la planétologie à l'étude des plasma, de l'analyse poussée du Soleil jusqu'à l'observation de galaxies lointaines. Ses compétences sont internationalement reconnues notamment grâce au succès de nombreuses missions spatiales comme le satellite COROT ou de l'instrumentation en optique adaptative comme le prouve les performances du système NAOS installé sur un des télescopes géants du VLT de l'ESO au Chili. Etant aussi à la fois laboratoire unité mixte de recherche et d'enseignement du CNRS, et rattaché aux Université Paris Diderot et à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), il participe aussi à de nombreuses activités de formation et d'enseignement.

10.2.3 Organisation, taille, laboratoire, équipe

Avec 250 personnes, dont 146 permanents le LESIA est le plus grand laboratoire en astrophysique de France et représente environ 10 % de la communauté française en astronomie. Environ 150 personnes sont chercheurs et une centaine sont ingénieurs, techniciens ou administratifs. Il est implanté sur le site de Meudon conjointement avec le GEPI et le LUTH, autres laboratoires de l'Observatoire de Paris. Le LESIA se divise en quatre pôles d'activité (figure 10.1) eux-mêmes divisés en équipes. Mon projet de thèse se déroula au sein de l'équipe "Haute Résolution Angulaire" du pôle astronomie et plus précisément dans le groupe d'interférométrie optique et infrarouge. J'étais le plus souvent en contact avec une dizaine de chercheurs (doctorants, post-doctorants ou permanents) et quelques ingénieurs travaillant tous sur les techniques d'observation en infrarouge.

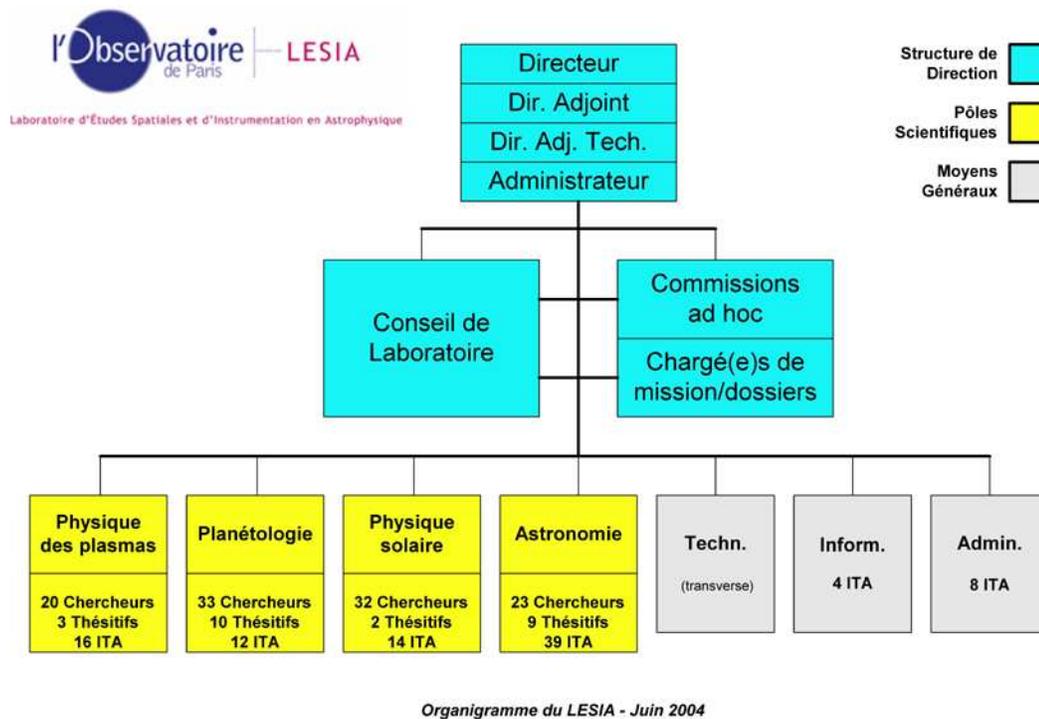


FIG. 10.1 – Organigramme du LESIA en juin 2004

10.2.4 Historique du projet

L'idée de mon projet de thèse est née conjointement avec l'éclosion du projet GRAVITY. Cet instrument étant un concept nouveau et très ambitieux du point de vue des objectifs scientifiques qu'il vise, la nécessité de modéliser le comportement de l'instrument et de modéliser ses performances a vite émergé. D'autre part, l'équipe dans laquelle j'ai été intégré a une longue expérience et a toujours été motrice dans le domaine de l'interférométrie. Ce projet s'inscrit dans la continuité de cet effort de développement de techniques toujours plus performantes qui permettent de sonder l'Univers toujours plus loin.

10.2.5 Recherche, enseignement, stages, formation

Le travail de recherche en laboratoire constituait la majorité du temps passé sur le projet. Cependant j'ai eu l'opportunité d'enseigner dans le module de Mécanique de l'IUT de l'Université Paris Diderot. Cette tâche s'est révélée très enrichissante. L'emploi du temps très chargé des élèves ne leur permettait pas de travailler suffisamment hors des cours. Donc j'ai réorienté les cours et TD de façon à être très synthétique et préparer les examens le plus possible. Je fournissais par ailleurs des corrigés supplémentaires sur internet. Cette expérience de l'enseignement à l'Université m'a permis de mesurer l'ampleur du travail d'un enseignant à l'Université. Ceci constituait d'ailleurs un véritable projet de formation dont l'ob-

jectif était que le maximum d'élèves ait vu et compris l'ensemble du programme pour l'examen. Il fallait donc planifier chaque séance pour trouver le bon compromis entre interactivité (questions, exercices en cours, passage au tableau) et les explications plus magistrales nécessaires pour tenir les délais.

J'ai aussi voulu m'investir dans une autre forme d'enseignement dans le cadre du "Diplôme d'Université" de l'Observatoire de Paris dans la partie multimédia. A cette occasion, j'ai pu être au contact de gens venant de tous milieux professionnels et désireux d'en savoir plus sur l'astronomie. Mon rôle consistait à leur apprendre à utiliser divers supports multimédia qui servent à l'observation astronomique. Cette pratique de la formation destinée à tout âge et à tout niveau m'a énormément apporté sur le plan de la communication. Pour expliquer une même chose, j'ai appris à adapter le message au destinataire et à utiliser des analogies de la vie quotidienne.

Au cours de la thèse, une formation complémentaire est suivie par les doctorants de l'Observatoire de Paris. Elle m'a permis de réaliser deux projets d'une semaine chacun :

1. l'un visait à concevoir et à préparer une mission spatiale pour nous apprendre différents aspects de la gestion de projet. Nous étions soumis à plusieurs contraintes : la mission devait tenir dans une enveloppe de 15 Meuros pour une masse maximale de 50 kg et une puissance maximale de 60 W. J'occupais à cette occasion la fonction de chef de projet. L'aspect le plus intéressant de ce poste était la vue d'ensemble de la mission et les connexions entre les différentes compétences. Chaque petit changement venant d'un département avait un impact sur tout le reste de l'instrument ou plus généralement de la mission (que nous avons baptisé "IC Sumo"). A l'issue de ce projet d'une semaine, nous avons pu présenter un concept d'instrument viable ainsi qu'un arbre des tâches, un planning prévisionnel, un plan de développement, un bilan poids-puissance ainsi qu'un coût consolidé qui répondaient tout à fait aux contraintes de l'exercice.
2. l'autre avait pour objectif de concevoir un TP d'astronomie faisable par des lycéens de terminale pour nous initier à la communication scientifique. Ayant trouvé un écho dans un organisme européen de diffusion scientifique (EU-HOU) et grâce à un travail d'adaptation avec un professeur de lycée, ce travail sera prochainement disponible comme ressource pédagogique sur internet.

En outre, j'ai pu suivre quelques écoles d'interférométrie pour me perfectionner dans ce domaine. La conception d'un instrument d'astronomie se situant à l'interface entre la science et l'instrumentation, j'ai pu interagir avec les spécialistes internationaux de différents domaines au cours d'écoles, de colloques ou bien des réunions d'avancement du projet. Un tableau résumant le temps passé à chaque activité est donné table 10.1.

Activités	Temps passé
Recherche	85 %
Enseignement	5 %
Ecoles et stages de formation	5%
Missions (observations, colloques)	5%

TAB. 10.1 – Répartition du temps de travail

10.3 Gestion du projet de recherche

10.3.1 L'équipe projet et les partenaires

L'équipe du projet s'articulait principalement autour de ma fonction avec un superviseur et des collaborateurs internes ou externes à l'équipe (voir tableaux 10.2 et 10.3). Au total de l'équipe projet, 6 personnes et un équivalent temps plein de 1,1 personne pendant 3 ans ont été nécessaires à ce projet.

Acteurs	Nature de l'action	Temps passé sur le projet en mois
X. Haubois	Direction et réalisation du projet	36
Directeur de thèse (G. Perrin) et Directeur du projet GRAVITY (F. Eisenhauer)	Supervision du projet, collaboration scientifique, conseils, ressource de contacts et de bibliographie	3
E. Gendron, Y. Clénêt P. Kervella et T. Paumard	Collaboration scientifique, conseil et aide à la production de codes de simulation	1
Total		40

TAB. 10.2 – Acteurs du projet : l'équipe projet

10.3.2 Les étapes du projet

Les étapes de mon projet sont présentées figure 10.2 et sont décrites ci-après.

Etape n°1. Posséder un modèle réaliste d'un instrument est une étape incontournable dans les grands projets en astronomie. En plus de donner une description au premier ordre à l'équipe du projet, cela assure une crédibilité supplémentaire aux yeux d'un comité de sélection comme ce fut le cas pour GRAVITY. Le projet de concevoir un tel modèle d'instrument fut la base de mon sujet de thèse et fut proposé par mon directeur de thèse aux étudiants de l'Ecole doctorale d'As-

LAOG	Accès à des bancs optiques adaptés à des tests expérimentaux
ONERA, Université de Victoria et Université de Lyon	Support à l'utilisation de codes
ESO	Ressources d'informations

TAB. 10.3 – Acteurs du projet : les partenaires. LAOG : Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble. ONERA : Office National D'Etudes et de Recherche Aérospatiales. ESO : European Southern Observatory.

tronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France. Je n'ai donc pas participé à cette étape puisque je suis entré dans le projet en entamant ce sujet de thèse.

Etape n°2. Cette étape précisa les objectifs d'un modèle de simulation numérique visant à reproduire le comportement de l'instrument. Un modèle numérique n'est jamais parfait, il est limité en termes de nombres de phénomènes qu'il prend en compte, en degré de complexité dans leur description, en bruit numérique, etc. Par conséquent, il a fallu définir dans quelle approximation le modèle représenterait l'instrument. Cette étape fut précisée avec mon directeur de thèse et les membres de l'équipe "optique adaptative" du LESIA. Après plusieurs réunions de *brainstroming*, certaines façons de concevoir ce modèle furent écartées et d'autres furent retenues.

Etape n°3. J'ai donc entrepris de concevoir un code de simulation prenant en compte divers phénomènes physiques identifiés au cours des réunions de définition du projet. J'ai organisé la production de ce code en le compartimentant en modules qui correspondent chacun à un phénomène physique simulé. J'ai ensuite hiérarchisé ces modules de simulation et ai commencé la création de ceux qui avaient une importance majeure sur le code global.

Etape n°4. Ce travail de production, effectué en majorité seul, combinait l'adaptation à mes besoins précis de codes déjà existant ainsi que la création de programmes inédits. Pour la modélisation de certains phénomènes comme l'optique adaptative ou le suivi de franges, j'ai profité de la proximité de spécialistes pour me conseiller dans l'écriture de morceaux de codes. J'ai aussi pris l'initiative d'effectuer des tests expérimentaux afin d'estimer de façon réaliste certains paramètres de la simulation. Par ailleurs, j'ai fait appel à des compétences techniques externes à l'équipe projet pour recueillir des informations sur l'environnement de l'instrument GRAVITY (i.e. sur l'infrastructure dans laquelle il sera installé).

Etape n°5. La phase de production étant achevée pour la majorité du code de simulation, j'ai donc pu exploiter celui-ci sous forme de graphiques et de statistiques. Ces derniers résument le comportement de l'instrument et ses performances selon différents critères comme la force de la turbulence atmosphérique lors d'une observation ou la qualité de l'optique adaptative qui va corriger cette turbulence. Ces résultats ont été communiqués lors des réunions d'avancement de GRAVITY ainsi que dans des colloques scientifiques ayant trait à l'instrumen-

tation. Ce code pouvant être amélioré et servir hors du cadre de GRAVITY pour des besoins de prospective en terme d'interféromètres futurs, je prévois de prolonger ce travail et de le concrétiser par des publications.

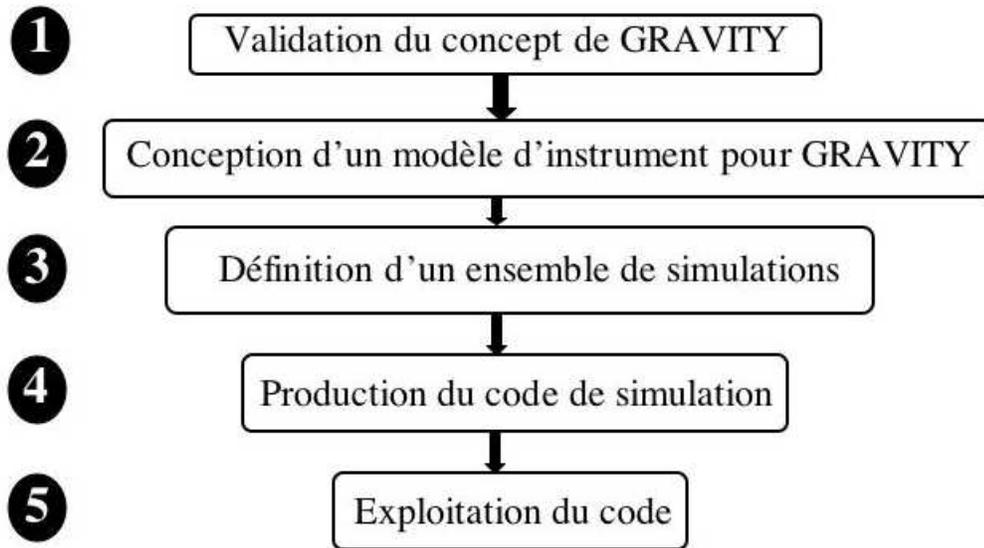


FIG. 10.2 – Etapes du projet

10.3.3 Le suivi du projet

Le projet a été suivi principalement par mon directeur de thèse. Ce suivi s'est effectué à deux niveaux. Premièrement, lorsque j'avais besoin d'information ou d'un avis d'expert sur un calcul, je consultais régulièrement mon directeur de thèse. Le suivi du projet se faisait donc naturellement à cette occasion. Ces réunions se déroulaient comme suit :

- résumé des étapes précédentes du projet,
- introduction au point dur que je souhaitais évoquer quand c'était le cas,
- réflexion sur ce point dur, et
- discussion sur les étapes ultérieures.

Un deuxième niveau de suivi avait lieu quand je présentais mes résultats à l'équipe GRAVITY. C'était l'occasion de confronter mes résultats aux avis d'experts donc de valider les étapes effectuées. Mais cela permettait aussi d'orienter la suite du projet en donnant des idées d'amélioration ou bien encore des nouvelles informations sur le concept de l'instrument auquel mon modèle de simulation devait s'adapter.

10.3.4 Le budget du projet

Le budget dédié à ma thèse est présenté dans les tableaux 10.4 et 10.5. Les salaires et la production de pièces d'optique ont constitué les principales dépenses de mon projet. Les frais de mission représentent aussi un investissement important. La formation dans les disciplines en jeu dans le projet ainsi que les réunions régulières de suivi sont capitales car elles assurent la compétence technique mais aussi la cohésion entre les acteurs du projet.

Dépenses	Coût en (k euros)
Salaires (charges comprises)	134
Investissement :	
Réalisation de composants en optique intégrée	100
Coût infrastructure (Mise à disposition du bureau, équipements, frais de fonctionnement du laboratoire)	48
Fonctionnement (frais de missions)	18
Total	300

TAB. 10.4 – Dépenses du projet

Financement	Répartition du financement
ANR	39%
Région Ile-de-France	38%
CNRS	21%
Observatoire de Paris	2%

TAB. 10.5 – Financement du projet

10.3.5 Les enseignements du projet

1. Un premier enseignement de mon projet a été de déterminer des critères de choix d'un projet. En effet, j'ai réalisé à quel point certains aspects de l'environnement d'un projet comme l'importance des instituts concernés ou les moyens financiers dédiés au projet étaient importants. Ensuite, j'ai retenu qu'un projet a intérêt à multiplier ses enjeux afin que les retombées profitent à l'ensemble des acteurs. Je pense à GRAVITY qui représente à la fois un défi scientifique et instrumental. Ma participation à ce projet m'aura apporté des compétences sur les deux plans et m'offre plus de possibilités à l'issue de ce projet.

2. En matière de simulation, il faut faire en amont un gros travail de préparation et de définition du projet. Il faut dans un premier temps viser la simplicité. C'est-à-dire compartimenter un code à un niveau raisonnable afin de pouvoir isoler des problèmes et les régler rapidement. On peut ensuite l'augmenter en complexité et en finesse.
3. Pour créer les différentes parties de la simulation, j'ai pu expérimenter deux approches : m'approprier des outils déjà réalisés et construire mes propres outils. La première approche se révèle être assez laborieuse car l'outil que l'on s'approprie a rarement été conçu pour nos besoins précis. Il n'est en pratique jamais possible de prendre un outil tel quel et de l'utiliser tout de suite à moins que cet outil soit assez basique. Ainsi j'ai pu profiter de codes basiques conçus auparavant par mes collaborateurs. Mais si l'outil nécessite trop de transformations, il est souvent plus rentable d'en construire un soi-même. Donc bien prendre le temps d'évaluer ce que peut ou ne peut pas faire un outil est indéniablement un bon investissement.
4. Afin de respecter les délais et présenter des simulations abouties à la fin de la phase d'étude de GRAVITY, j'ai planifié mon travail pour être en mesure de présenter des résultats intermédiaires mais solides à chaque réunion d'avancement. Je me fixais aussi comme objectif de présenter certains résultats à des colloques nationaux et internationaux car je savais que la participation à ces manifestations est un moteur de l'avancement des travaux.
5. Les réunions d'avancement du projet sont plus que nécessaires, les concepts clés y sont analysés profondément et les nouvelles orientations de travail y sont indiquées. Dans tous les milieux, il peut avoir des inimités et des conflits sous-jacents entre différentes équipes. J'ai réalisé à quel point les relations humaines peuvent dynamiser le projet ou au contraire le ralentir considérablement. Le suivi régulier a aussi cet avantage d'accélérer la mise en évidence de problèmes humains et donc leur résolution.

10.4 Compétences mises en œuvre dans le projet

10.4.1 Fil rouge

Ce projet de thèse correspondait parfaitement à des aspirations personnelles qui sont le besoin d'être en contact avec la Nature ainsi que de comprendre ses phénomènes.

Le premier aspect a toujours été satisfait depuis que j'ai intégré le milieu de l'astronomie professionnelle car la nature y est omniprésente. Elle est bien sûr présente dans les outils et les concepts que je manipule, que ce soit l'atmosphère d'une étoile ou les effets de turbulence atmosphérique, mais elle aussi présente plus concrètement. Pour des raisons de stabilité atmosphérique, les observatoires sont préférentiellement situés dans des lieux montagneux et désertiques. Dans ces endroits la nature est d'abord imposante par ses paysages. Mais il y a aussi et

surtout le thème même de cette discipline, le ciel et l'espace, qui me passionnent depuis longtemps et qui constituent un environnement de travail hors du commun.

Deuxièmement de par son but de représenter la Nature, la physique en général et plus précisément la recherche, nécessite des capacités d'imagination et de création qui me sont chères. Par ailleurs motivée par une compétition et une collaboration internationales, la recherche a pour but premier de faire des découvertes. La stimulation engendrée par ce but ultime oblige les chercheurs à imaginer, réfléchir et agir toujours plus loin et plus vite. Le milieu de la recherche satisfait donc pleinement ce deuxième besoin.

10.4.2 Mon parcours

Après deux années (période 2000-2002) de classes préparatoires au Lycée Clémentineau de Nantes, j'ai suivi un magistère de physique à l'Université Paris Diderot pour approfondir ma formation scientifique et expérimentale (spécificité de cette formation) ainsi que pour suivre les options d'astronomie des Professeurs Brahic et Fulchignoni.

Au bout de deux ans j'ai pu rejoindre le DEA (aujourd'hui master recherche) d'astrophysique et d'astronomie à l'Observatoire de Paris. Au cours de ces études, j'ai pu effectuer trois stages dans les observatoires et laboratoires les plus réputés internationalement. Deux d'entre eux m'ont conduit dans les observatoires de l'ESO (Observatoire Européen Austral) au Chili qui possèdent les télescopes les plus technologiquement avancés. En Octobre 2005, j'ai démarré une thèse de doctorat à l'Observatoire de Paris.

10.4.3 Les compétences mises en œuvre dans le projet

Mes trois années de thèse ont constitué une première expérience professionnelle du métier de chercheur. J'ai acquis une compétence de conduite de projet en recherche puisque j'ai pris part pendant 3 ans à la conduite opérationnelle d'un projet en astrophysique et astronomie. Mon projet s'est aussi déroulé dans un cadre de développement instrumental, à l'interface entre expérimentation et modélisation. Les différentes compétences que j'ai pu acquérir sont listées ci-dessous :

1. Grâce au consortium GRAVITY, j'ai pu développer une capacité à travailler dans un environnement de grands projets publics instrumentaux. J'ai appris à rechercher et à trouver des financements, à identifier les instituts et équipes importants et à créer des collaborations. Les coûts et main d'œuvre de tels projets imposent la collaboration entre plusieurs instituts internationaux. J'ai donc pu apprécier l'envergure de ce projet dont les enjeux se situent tant au niveau scientifique que technique et organisationnel.
2. Cette première expérience professionnelle m'a apporté la connaissance du secteur de l'astronomie en général. Après plusieurs années immergé dans

ce milieu, j'ai une idée de plus en plus précise des performances des laboratoires, de leurs compétences, du système de fonctionnement national de la recherche, des moyens techniques et humains qu'impliquent les projets. Grâce à la richesse du sujet scientifique de GRAVITY, j'ai pu aussi m'intégrer dans diverses communautés thématiques en astrophysique ce qui a satisfait un besoin d'élargir mes connaissances scientifiques et de rencontrer de nouvelles personnes.

3. J'ai acquis une compétence de recherche et développement en optique. J'ai appris à déterminer précisément ce que j'attends d'un calcul ou d'une simulation pour permettre de répondre à une problématique. Mon goût pour la description mathématique analytique, puisqu'elle est parfaite, me pousse à ne faire appel à la simulation numérique que quand il n'y a plus d'autre solution. Je tire alors les conclusions de ces simulations et les confronte à la théorie ou à des mesures issues d'expériences réelles pour être sûr de comprendre les différences et voir si je peux faire mieux que ce que j'ai fait précédemment. J'ai aussi un goût pour imaginer ce que sera le futur en matière d'instrumentation, mettre en perspective des concepts en extrapolant à partir de ce qui existe aujourd'hui.
4. Mener à bien un projet est une tâche passionnante parce qu'elle est incertaine. Les difficultés se répartissent à différents niveaux de la réalisation ; que ce soit au niveau technique, dans la planification ou dans la communication entre les acteurs. J'ai pu avoir une vision du déroulement d'un projet qui anticipe les points durs et qui tient les délais tout en sachant qu'il y aura des imprévus. Au cours de ma thèse et dans une formation à la gestion de projet, j'ai découvert un intérêt dans chaque étape depuis la définition jusqu'à l'opération de la production mais aussi dans le déroulement de l'ensemble. J'aimerais faire valoir dans le futur cette capacité à organiser un projet.
5. De plus, mes compétences techniques concernent :
 - l'optique avec une spécialisation en interférométrie infrarouge sur le plan théorique, de la simulation et de l'expérimentation. J'ai pu en effet expérimenter l'observation astronomique en interférométrie et la caractérisation de composants en optique intégrée.
 - l'informatique avec l'utilisation de plusieurs langages permettant le traitement du signal et le traitement d'images.
6. Mon expérience de l'enseignement me laisse entrevoir des capacités d'encadrement. J'accorde une grande importance à l'écoute mais j'aime trancher quand c'est nécessaire. J'aime aussi critiquer par principe car c'est le seul moyen de vérifier la solidité d'une idée ou d'un concept. En retour j'accepte facilement la critique parce qu'elle remet en cause. Du point de vue de la modélisation d'un projet, j'ai perçu l'importance du facteur humain. Il est assez difficile à maîtriser mais est certainement le plus directement lié à la réussite d'un projet. Pour ces raisons, le côté management de personnel inhérent à la gestion de projet est un aspect qui m'intéresse.

7. Enfin sur un plan personnel, cette expérience d'un premier emploi dans la recherche m'a permis de faire ressortir certains atouts et limites dans ma façon de travailler. Ma thèse m'a amené à prendre conscience de certains défauts qui correspondent souvent au revers de mes qualités.
- Premièrement, mon côté perfectionniste s'est heurté à plusieurs reprises à la nécessité de tenir des délais. Parfaire les détails est une tâche interminable et incompatible avec la nécessité de rendre des documents qui demandent un travail global très fourni comme par exemple des propositions de temps d'observation sur les grands télescopes du Chili. J'essaye maintenant d'aller d'abord à l'essentiel puis de parfaire les détails quand les délais me le permettent.
 - Dans la recherche, l'imagination et la capacité d'abstraction sont des qualités essentielles. Parce que les sujets de recherche sont par nature inaccessibles et difficilement intelligibles et que les techniques employées sont elles aussi complexes, il faut être capable de se représenter mentalement des concepts pas toujours très simples. Mais le pragmatisme est tout aussi important. Toujours pour des questions de délais, j'ai dû apprendre à adapter ce que je voulais faire en "ce qui est réellement possible de faire". Cela a consisté pour moi à fixer un plan de travail qui part à rebours depuis l'objectif final. Il est alors possible de s'aménager une certaine marge de manœuvre dans un cadre planifié.
 - Ensuite, et comme en témoigne le sujet multi-disciplinaire de ma thèse, j'ai un goût pour la polyvalence, toucher à différents domaines. Ceci me procure automatiquement une grande ouverture mais sans vigilance cela peut aussi se retourner en perte d'efficacité. Au cours de ma thèse, j'ai pu mener différents tâches de concert. Jongler entre différents projets requiert un temps d'adaptation pour se replonger dans le contexte de chaque projet. J'ai appris qu'on peut éviter de perdre trop de temps dans cette phase en ne laissant aucune tâche inachevée et en passant régulièrement d'un projet à l'autre au cours d'une même semaine afin de ne pas perdre de vue les cadres des différents projets. De plus, la recherche en astronomie est un domaine vaste, il y a beaucoup de pistes à explorer. Il y a aussi beaucoup de sollicitations venant de l'environnement du projet. Il faut savoir identifier les tâches que l'on peut mener à bien dans un certain temps, ne pas s'engager dans des impasses ainsi que refuser des propositions. C'est donc d'une capacité à ne pas trop me disperser dans une pluralité d'activité que cette thèse m'a aussi enrichi sur le plan personnel.

10.5 Retombées du projet et perspectives professionnelles

10.5.1 Les retombées du projet

L'estimation des performances a mis en relief quelques points durs du projet GRAVITY dont nous n'avions pas d'idée précise à l'avance. Ces points font donc l'objet d'un effort particulier dans la construction de l'instrument.

Le travail expérimental a validé la technologie de l'optique intégrée pour l'observation interférométrique de haute précision et a contribué à perfectionner le processus de fabrication du composant.

10.5.2 Les retombées personnelles

Au cours de ces trois années, j'ai réellement apprécié et intégré une des notions fondamentales de la recherche publique qu'est la liberté d'action. Cette autonomie permet de laisser place à un grand investissement personnel et à la créativité. Ceci qui m'a donné l'occasion d'organiser et de développer mon premier projet professionnel. Autre caractéristique de la recherche, j'ai pu expérimenter le travail dans des domaines de pointe où réside un enthousiasme général pour faire avancer la discipline en question. J'ai trouvé cet aspect très stimulant et je souhaite désormais retrouver cette même particularité dans mes futures activités.

J'ai pu aussi m'intégrer dans une large communauté internationale, ce qui a multiplié les possibilités de travail en équipe. A différentes occasions, j'ai mené à bien des actions en équipe pour par exemple proposer des programmes d'observations. De plus, GRAVITY étant au cœur d'une collaboration internationale, j'ai pu rencontrer et interagir avec beaucoup de collaborateurs de différents instituts. Cet aspect relationnel m'a aussi énormément enrichi personnellement tant au niveau culturel qu'au niveau humain. L'environnement de grands projets m'a aussi séduit par l'ampleur de l'organisation et la pluridisciplinarité requises. Cette implication dans GRAVITY m'a donné envie de poursuivre dans des projets de même dimension. J'ai aussi approfondi ma connaissance des systèmes d'observations (télescopes, interféromètres) ainsi que de différents phénomènes astrophysiques et atmosphériques. Effectuer une thèse dans l'environnement du projet GRAVITY m'a énormément plu car elle se situait à l'interface entre plusieurs disciplines. J'ai réalisé que le domaine instrumental me plaisait autant que le domaine astrophysique pur.

Enfin, ce métier d'astronome m'a toujours attiré car il concerne des sujets fascinants et met en jeu des compétences très variées. Ce premier projet professionnel m'a ainsi permis de poursuivre la réalisation d'un projet personnel débuté depuis une dizaine d'année.

10.5.3 La capitalisation

Les retombées personnelles étant largement positives, je suis très enthousiaste à l'idée de continuer mon projet professionnel dans l'astronomie. J'ai-

merais approfondir mes connaissances dans cette discipline ainsi que participer aux premiers grands succès des interféromètres de nouvelle génération. Participer au développement de la technique interférométrique est très motivant car elle promet de fournir des résultats scientifiques d'une grande importance dans les années à venir. Je désire donc poursuivre mon projet professionnel toujours à l'interface entre ces deux environnements que sont l'instrumentation en astronomie et l'astrophysique à proprement parler.

Grâce à mon expérience de l'université, j'ai pu identifier que le métier d'enseignant-chercheur ne me laissait pas suffisamment de temps pour la recherche et donc ne me convenait pas totalement. Cependant, j'ai beaucoup apprécié ce type d'activité et je souhaite l'expérimenter de nouveau mais dans un volume horaire plus réduit que celui actuellement imposé aux enseignants-chercheurs.

10.5.4 Les pistes à investiguer

Les efforts majeurs de développement en interférométrie optique sont menés par l'ESO et par l'observatoire W.M. Keck à Hawaii. Ces deux organisations proposant toutes deux des post-docs sur des projets novateurs d'interféromètres, j'ai donc entrepris de présenter ma candidature pour chacun de ces deux projets. Ces contrats durent en moyenne deux à trois ans, ce qui représente un temps suffisant pour parfaire ma formation et devenir pleinement autonome. J'envisage par la suite d'intégrer un des corps nationaux du CNRS ou du CNAP (Corps National des Astronomes et Physiciens) afin de poursuivre mon projet professionnel avec un poste statutaire en France. Afin d'assurer le bon déroulement du parcours à venir, je vais continuer d'utiliser le réseau que j'ai pu constituer au fil de ma thèse.