



HAL
open science

Développement de nouveaux outils de traitement et d'analyse pour l'Optique Adaptative Grand Champ

Anaïs Bernard

► **To cite this version:**

Anaïs Bernard. Développement de nouveaux outils de traitement et d'analyse pour l'Optique Adaptative Grand Champ. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Aix-Marseille Université, 2017. Français. NNT: . tel-01702439

HAL Id: tel-01702439

<https://theses.hal.science/tel-01702439v1>

Submitted on 6 Feb 2018

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.

ETABLISSEMENT DE SOUTENANCE

ED 352 – PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIERE

UFR

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille / R&D Optique et Instrumentation

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline : Optique et photonique

Anaïs BERNARD

Titre de la thèse : Développement de nouveaux outils de traitement
et d'analyse pour l'Optique Adaptative Grand Champ

Soutenue le 26/10/2017 devant le jury :

Jean-Gabriel CUBY	LAM	Président de jury
Giuliana FIORENTINO	INAF - Bologna	Rapporteur
Damien GRATADOUR	Observatoire de Paris - LESIA	Rapporteur
Jean-Luc Beuzit	IPAG	Examineur
Thierry FUSCO	ONERA/LAM	Directeur de thèse
Benoit NEICHEL	LAM	Co-directeur de thèse



Cette oeuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 3.0 France](#).

Résumé

Nous allons assister au cours de la prochaine décennie, à la première lumière des nouveaux Extremely Large Telescope (ELTs). Ces télescopes géants, mesurant entre 25 m et 40 m de diamètres vont permettre de répondre à des questions fondamentales de l'astrophysique contemporaine, depuis l'imagerie directe d'exoplanètes jusqu'à l'étude des galaxies primordiales. Leur grande taille permet non seulement d'augmenter leur sensibilité, mais également leur résolution angulaire, c'est à dire leur capacité à distinguer les détails fins de l'objet observé. Cependant, la résolution angulaire d'un télescope terrestre, quelque soit sa taille, est toujours fortement limitée par la turbulence atmosphérique. En effet, ces mouvements de masses d'air à différentes températures induisent une variation de l'indice optique et déforment le front de l'onde incidente.

Pour pallier à ce problème et exploiter pleinement leur potentiel, les grands télescopes sont désormais indissociables de leurs instruments d'Optique Adaptative (OA). L'OA est une technique qui permet d'analyser les effets de la turbulence sur le front d'onde et de les compenser en temps réel à l'aide d'un ou plusieurs miroirs déformables, dans le but de retrouver la limite théorique de résolution d'un télescope optique. En complément, la plupart des télescopes de la génération 8-10 m sont maintenant équipés de systèmes d'étoiles lasers qui permettent d'augmenter la proportion du ciel pouvant bénéficier d'une correction par OA.

Dernièrement, un système d'OA Grand Champ a été installé sur le télescope de 8 m de Gemini Sud. Il s'agit de l'instrument GeMS (Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics), qui permet avec ses cinq étoiles lasers, de corriger la turbulence de l'atmosphère à plusieurs altitudes et ainsi, d'augmenter significativement la taille du champ de vue corrigé par OA. Au cours des premiers mois de cette thèse, j'ai utilisé l'instrument GeMS pour étudier la formation des étoiles massives dans un jeune amas, domaine dans lequel les performances de l'OA Grand Champ dans le proche infrarouge promettent de grandes avancées. Grâce à ces observations, nous avons pu détecter un grand nombre d'objets stellaires très jeunes ainsi que plusieurs étoiles massives inaccessibles à des télescopes dépourvus d'OA. Nous avons également pu proposer un processus de formation séquentiel des étoiles au sein de cette région.

Au delà des résultats astrophysiques nouveaux, le travail réalisé sur ces observations a permis de mettre en évidence les paramètres principaux limitant l'analyse scientifique des données issues d'OA Grand Champ. Car malgré les ex-

cellentes performances de ces systèmes, la correction apportée aux images reste partielle et des résidus de correction limitent encore leur qualité. Pour extraire les meilleurs résultats scientifiques des images issues de l'OA Grand Champ, il est donc essentiel d'optimiser au maximum les outils de réduction et d'analyse de données. Dans ce contexte, je me suis en particulier intéressée à la distorsion variable observée dans les données d'OA Grand Champ, et identifiée comme facteur limitant les analyses photométriques et astrométriques. Je présente dans ce document une méthode originale de correction de la distorsion basée sur la résolution d'un problème inverse. Je détaille son formalisme complet ainsi que l'ensemble des étapes qui ont permis sa validation sur des données de simulation dans un premier temps, puis sur des données réelles. Alors que cette dernière application concerne spécifiquement les données issues de l'instrument GeMS, la méthode proposée reste pertinente pour corriger la distorsion sur toute image souffrant de ce phénomène, et en particulier sur les données issues des futurs ELTs.

Mots clés : traitement d'images, haute résolution angulaire, optique adaptative, distorsions, photométrie, astrométrie

Abstract

The next decade will see the first light of the new Extremely Large Telescopes (ELTs). Those giant telescopes with an aperture for its primary mirror from 25 meters up to 40 meters across, will address fundamental questions of modern astrophysics from exoplanet direct imaging to the study of the first galaxies. Their large diameter, increases both their sensitivity and their angular resolution, which is the ability to discern the very small details. However, the angular resolution of all sizes ground-based telescope is always strongly limited by the atmospheric turbulence. These movements of air layers with different temperatures induce fluctuation in the optical index and alter the shape of the incident wavefront.

To tackle this problem and fully exploit their capabilities, large optical telescopes had become indissociable of their Adaptive Optics (AO) instruments. AO is a technic that consists in analyzing the effects of turbulence on the wavefront and compensating for it in real time, thanks to one or several deformable mirrors in order to restore the initial angular resolution of optical telescopes. In addition, most of the 8-10 meters telescopes are supplied with laser guide stars systems in order to increase the portion of the sky that can benefit for such an AO correction.

Lately, a Wide Field AO system has been implemented on the 8 meters Gemini South telescope : the Gemini Multi-Conjugated AO (GeMS) instrument. With its five laser guides stars, it corrects turbulence at different altitudes and provides AO corrected images over much larger a field of view than regular AO. In a first part of this PhD, I collected data with the GeMS instrument in order to study the formation of massive stars in a young cluster. Such science cases should largely benefit from the new performance offered by Wide field AO at near infrared wavelengths. Thanks to these observations, we detected a large number of very young stellar objects, as well as several massive stars. We also developed a possible triggered formation scenario for the stellar population in this region.

In addition to new science results, the study carried out on these observations has enable to highlight the critical parameters that limit the scientific analyses of Wide Field AO data. Indeed, despite the excellent performance of such systems, the correction performed is not perfect and some residuals still limit the image quality. In order to get the best science results out of the Wide Field AO images, dedicated and optimized reduction and analyses tools are needed. In

this context, I paid a particular attention to variable distortion observed on Wide Field AO data, which was identified as a limiting factor which affects astrometry and photometry studies. I present in this document a new and original method of distortion correction based on an inverse problem approach. I detail the formalism as well as the whole validation steps, from the characterization on simulated data to the application on real data. While this last application is specifically valid for GeMS data, the proposed method remains relevant to correct distortion in any image affected by this phenomenon, and especially in science observations from the future ELTs.

Keywords : image processing, high angular resolution, adaptive optics, distortions, photometry, astrometry

Remerciements

On a par moment du mal à le croire, mais c'est pourtant vrai : la thèse, ça finit par finir ! Et c'est déjà le temps des remerciements.

Je voudrais tout d'abord, bien sûr, remercier les personnes qui ont encadré ce travail. Thierry et Benoît, je vous remercie de m'avoir fait confiance et de m'avoir donné les moyens de mener à bien ce projet, sans hésiter à m'emmener aux quatre coins du monde pour cela ! Laurent, merci pour tes nombreux conseils, ton oreille toujours disponible, et ton inlassable envie de partager tes précieuses connaissances. Annie, merci d'avoir trouvé le temps de participer à ce projet, merci pour ta relecture attentive et ta disponibilité.

Je voudrais également remercier Manu, qui a été le premier à m'ouvrir les portes du LAM, il y a maintenant... 8 ans (ça te rajeunit pas, dis donc !). L'équipe du LOOM d'hier (qui restera toujours l'équipe du "LOOM" pour nous, désolée Manu) : Johan, Alain, Céline, Zalpa, Lolo, Sophie, qui m'ont donné l'envie de m'attarder un peu ici. Et celle d'aujourd'hui, en particulier mes compagnons de route de ces trois années.

Will, mon co-bureau du début à la fin, qui a dû supporter toutes mes râleries, états d'âme et bouderies jusqu'aux moindres détails (mais j'ai faim moi !).

Roro, et ses débats enflammés, qui a veillé à ce que nous ayons toujours de quoi réfléchir.

Amandine ! Amandine c'est simple : si tu comptes te coucher tôt ce soir, il faut l'éviter à tout prix et en particulier ne surtout pas passer à côté de l'Antre de Mondes. Ou du TamTam. Ou du Surcouf. Ou du 31... Sinon c'est l'Art Haché garanti ! Amandine, merci pour ton infatigable motivation et ta joie de vivre.

Mich. Michmich, le seul véritable astronome parmi nous. J'espère remonter de nombreuses fois à St Véran avec toi (mais je persiste, pas sur ta moto...). Mich, merci pour ta sagesse qui se cache sous tes airs de loup-bar, tes conseils et ton calme, les innombrables pauses thé (avec beaucoup trop de sucre) et mercredi soirs (avec trop de bières), j'espère qu'il y en aura encore beaucoup d'autres !

Bribri, Sabrina, Sabri c'est fini ! Et dire que c'était... Non, non Sabri, on ira pas au Zanzibar ce soir ! Il faut arrêter avec le Zanzibar ! Bribri, merci pour ton entrain, ta bonne humeur, tes blagues, ta mémoire d'éléphant rose à pois blancs. Je voulais faire mes remerciements en kakemphatons mais je me suis dit que

j'allais te laisser ce privilège...

Et bien sûr, Oliv', sacré Oliv'... Qu'est ce que tu nous snobais au début ! Espèce d'Ours mal léché ! Heureusement, on peut dire qu'on s'est rattrapé. Merci Oliv' d'avoir partagé autant avec moi ces deux dernières années. Du stress des conférences aux parties endiablées de ping pong, des polynômes de Legendre à la soupe de poisson, de la chasse aux poulpes aux innombrables parties de contrés. De l'apnée à la grimpe en passant par la pêche à la roche et les longues discussions entremêlées de Perriers citron et de Picons. Les livres, tes livres, tes idées fusantes et tes alignements. Merci pour ça et pour tout le reste. J'ai hâte que tu sois moniteur de pêche à Belle-Ile, je viendrai te voir promis !

Et puis ceux qui nous ont transmis leur énergie et bonne humeur en cours de route : Taïtaï, quand est ce que tu me donnes ta recette de pizzas ? J'ai bien compris que tu voulais la garder pour toi... Lulu, la Reine du Swing qui ira un jour dans l'espace, c'est sûr ! Merci à vous deux pour votre énergie débordante ! Nico, la crème marseillaise, maintenant j'ai le temps d'aller faire de l'escalade, on y va ? Thibault nous amène avec son van-magicobus ! Yoyo, notre cohabitation au LAM fut brève mais tu m'as aidé à tenir la dernière ligne droite !

Rendez-vous à tous le 10 juin prochain pour le Week End Bateau Le Retour, j'ai déjà réservé le skipper...

Mon skipper, Val, je te remercie de m'avoir soutenue jusqu'au bout et d'avoir supporté mon humeur oscillante pendant la phase critique de la rédaction... Merci de m'avoir regonflé le moral et de m'avoir fait décoller les yeux de mon ordi quand ça n'allait pas. Tu m'as fait garder à l'esprit ce qui est important. Je ferai mon possible pour te rendre la pareille l'année prochaine (à part si j'ai une régata à ce moment là...).

Je ne peux pas non plus oublier le 42 et tous ses oiseaux de passage, Jérèm, Raph, Antoine, Anna, Myriam et bien sûr Microbe. Lieu de musique, de guitare, de cajón, d'accordéon (il manque juste un piano), de soirées à chanter Brassens et Brel, de Game of Thrones, de discussions é-cla-tées, de petits déj' au Jean Jo, de soupes de poissons, de raclettes et autres sortes de fromages. Alex et Raph, on se ferait pas une petite contrée ? Je me sens pleine de panache ! Raph, merci pour tous ces moments passés ensemble dans les coussins moelleux du Azar, à se plaindre de nos thèses respectives...

Et puis il y a mes copains du D200, Maggy, Maxence, Dana, merci d'être venus fêter ça avec moi, Loic, mon copain d'escalade, et le plus fourbe des lapins (je sais qu'il n'y avait pas de 6ème bière dans mon apart' !) Marie, Valoche, toujours là quand il faut ! Merci les filles, pour ses longues, looongues discussions, et ces supers week end, merci pour tout !

Enfin, ma famille, ma super famille. Pa' qui a toujours su m'accompagner dans

tous les raisonnements, du bac à sable jusqu'à la thèse ! Mam', mon mur des lamentations préféré, mais après ça va mieux... Promis, après ça j'arrête les études ! Le plus gros merci à tous les deux, cette thèse c'est un peu vous qui l'avez écrite. Fab et Fan, mon grand frère, et ma grande soeur, mes modèles : je ne savais pas lequel recopier alors j'ai fait un mélange des deux : docteur et traitement du signal... Maître Sandrine et Dr Hai-Duong, quelle année, on s'en souviendra ! Les Schtroumpfs, Tom, Perrine, Pierre, Nilo, qui m'ont aidée à décompresser cet été (un peu trop des fois !) : "mais tata tu travailles encoooore ? ! ". Heureusement, Lison, elle, me laisse travailler... Et bien sûr, mon Papé, qui m'a sauvée de la famine avec ses petits pots de sauce Bolognaise !

Pour finir, je voudrais remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées quotidiennement ces quatre dernières années passées au LAM, et qui ont fait que je m'y suis sentie un peu comme chez moi.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	5
Remerciements	7
Liste des figures	15
Liste des tableaux	17
Introduction	19
1 Imagerie à Haute Résolution Angulaire	23
1.1 Formation des images dans les instruments d'astronomie	23
1.1.1 Relation objet-image	23
1.1.2 Echantillonnage du signal	27
1.1.3 Bruit de mesure	30
1.2 La turbulence atmosphérique	32
1.2.1 Phénomène physique	32
1.2.2 Imagerie en présence de turbulence	34
1.3 L'Optique Adaptative	35
1.3.1 Principe de l'OA classique	37
1.3.2 Critères de performance de l'OA	37
1.3.3 Limitations de l'OA classique	40
1.3.4 Les systèmes d'OA Grand Champ	43
1.3.5 L'instrument GeMS	51
1.4 Réduction des données	55
1.4.1 Correction de la non-linéarité	56
1.4.2 Image "Dark" et pixels défectueux	56
1.4.3 Correction du "Flat-field"	57
1.4.4 Soustraction du "ciel"	58
1.4.5 Correction du gain	58
1.4.6 Bilan	58
1.4.7 Combinaison d'images	60
1.5 Spécificités des données MCAO	61

1.5.1	Structure et variation de la PSF	61
1.5.2	Distorsions variables	63
1.6	Conclusion	65
2	Etude Stellaire de régions de Formation d'Etoile - Cas de N159W	67
2.1	Problématique scientifique : la formation des étoiles massives	69
2.1.1	Formation des étoiles de faible masse	69
2.1.2	Théories de formation des étoiles massives	71
2.2	Contexte des observations	75
2.2.1	Contraintes Observationnelles	75
2.2.2	Le Grand Nuage de Magellan	77
2.2.3	Les données de N159W	78
2.3	Méthodologie d'analyse photométrique	80
2.3.1	Mesure du flux avec Starfinder	80
2.3.2	Magnitude et Couleur	81
2.3.3	Extinction Interstellaire	83
2.3.4	Excès d'Infra Rouge et identification des YSOs	84
2.3.5	Contamination	84
2.3.6	Diagramme Couleur-Couleur ou Magnitude-Couleur	85
2.4	Etude complète de la région N159W	86
2.5	Conclusion : discussion sur les limitations	105
3	Développement d'une méthode optimale de Correction de la Distorsion	109
3.1	Méthodes classiques de corrections de la distorsion	109
3.1.1	La méthode d'auto-calibration	109
3.1.2	Comparaison avec un champ de référence	110
3.1.3	Correction relative	111
3.1.4	Stratégies de calibration <i>in-lab</i>	112
3.2	Une méthode optimale de correction de la distorsion	112
3.2.1	Construction des données	113
3.2.2	Description de l'algorithme	121
3.2.3	Etude sur des données simulées	131
3.3	Conclusion	146
4	Correction de la Distorsion - Application aux données de N159W	149
4.1	Distorsion statique	149
4.1.1	Description des données	150
4.1.2	Estimation de la distorsion statique	152
4.2	Correction de la distorsion des données N159W	157
4.2.1	Construction des catalogues d'entrée	157
4.2.2	Correction de la distorsion	161
4.3	Conclusion & Perspectives	171
	Conclusions & Perspectives	175

Bibliographie	181
ANNEXES	203
A Liste des Acronymes	205
B Publication	209

Liste des figures

1.1	Tache d'Airy : Image d'un point source à l'infini sur l'axe optique	25
1.2	Image d'une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe optique et hors axe optique.	26
1.3	Relation entre pupille, FTO, PSF et résolution angulaire	28
1.4	Critère de Rayleigh	29
1.5	Echantillonnage et critère de Shannon	30
1.6	Rapport Signal à Bruit et détectabilité	33
1.7	Profil typique de répartition de la turbulence en fonction de l'altitude.	34
1.8	Effet de la turbulence sur l'image d'un point source à l'infini par un télescope parfait de diamètre D	36
1.9	Schéma de principe de l'Optique Adaptative. Configuration en boucle fermée.	38
1.10	Strehl Ratio et PSFs associées	39
1.11	Illustration du phénomène d'anisoplanétisme.	41
1.12	Anisoplanétisme : dégradation de la qualité de la correction dans le champ	41
1.13	Les deux grands types d'étoiles laser : Rayleigh et Sodium.	45
1.14	Schéma de principe de la LTAO.	47
1.15	Schéma de principe de la MCAO.	50
1.16	Système LGSF qui génère les 5 étoiles laser du télescope de Gemini.	53
1.17	Constellation des 5 étoiles laser du télescope de Gemini Sud.	53
1.18	CANOPUS, banc d'OA du télescope de Gemini Sud.	54
1.19	Caractéristiques des détecteurs de la camera IR GSAOI.	55
1.20	Bandes spectrales associées aux filtres disponibles sur la camera GSAOI.	56
1.21	Image dark de la camera GSAOI.	57
1.22	Exemple de masterSky (gauche) et masterFlat (droite) issus de données GSAOI.	59
1.23	Exemple d'image collectée avec la camera GSAOI. Gauche : image brute. Droite : image réduite.	60
1.24	PSF issue d'observations limités par le seing et PSF issue d'observations corrigées par OA.	62
1.25	Variation de la PSFs dans le champ : données GeMS/GSAOI	63
1.26	Elongation de la PSF : données GeMS/GSAOI	63
1.27	Variation dans le champ des quatre paramètres, SR, FWHM, ellipticité et orientation angulaire de la PSF dans les données GeMS/GSAOI	64
1.28	Variation de la PSF dans le temps et dans le champ dans les données GeMS/GSAOI	64

2.1	Schéma illustrant des trois grandes étapes de la formation des étoiles de faible et moyenne masse ($m < 8M_{\odot}$).	72
2.2	Schéma illustrant les grandes étapes de la formation induite selon le modèle Collect & Collapse.	76
2.3	Grand Nuage de Magellan et 30 Doradus.	79
2.4	Variation de la PSF dans le champ avec StarFinder.	82
2.5	Extinction interstellaire dans les diagramme C-C et C-M	87
2.6	N159W : possible scénario de formation induite	90
2.7	Influence de la distorsion variable sur un stack d'images issues des données N159W.	107
2.8	Comparaison de la FWHM dans le champ dans les données N159W entre une image individuelle et un stack d'image corrigées de la distorsion.	108
3.1	Représentation graphique des 8 premiers polynômes de Legendre classiques et normés.	115
3.2	Déplacements induits par les 15 premiers modes (ordre 4) de la base de distorsion (B) décrite par les polynômes de Legendre 2D normés.	118
3.3	Intensité de déplacements induits par les 36 premiers polynômes (ordre 7) de la base de distorsion (B) sur un support carré de dimension 150×150 pixels.	119
3.4	Schéma illustratif du mécanisme d'application de la distorsion.	120
3.5	Schéma illustratif des effets de l'algorithme sur une étoiles particulière du champ.	129
3.6	Erreur sur la mesure de position en fonction du flux.	132
3.7	Position de référence [X^{ref}].	134
3.8	Distorsion introduite sur chacune des 10 images.	135
3.9	Intensité de distorsion appliquée à chacune des 10 images selon les deux directions de déplacement x et y .	136
3.10	Déplacements (en pixels) subis par une grille régulière suite à l'application de la distorsion moyenne.	137
3.11	Intensité des déplacements induits par la distorsion moyenne.	137
3.12	Distribution de l'erreur $\sigma_{j'}$ dans le champ.	138
3.13	Propagation du bruit de mesure introduit dans les données sur les deux critères d'erreur.	139
3.14	Un exemple de l'influence du nombre d'image sur la propagation du bruit.	140
3.15	Influence du nombre d'image sur la propagation du bruit.	142
3.16	Influence du nombre de sources de référence sur la propagation du bruit.	143
3.17	Effet d'aliasing.	145
4.1	Amas globulaire NGC6681 dans le visible	151
4.2	Caractéristiques principales des deux camera ACS/WFC, et GSAOI.	152
4.3	Coefficients de distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI	154
4.4	Intensité des déplacements associés la distorsion statique totale de l'instrument GeMS/GSAOI.	155

4.5	Intensité des déplacements associés la distorsion statique d'ordre 2 et 3 de l'instrument GeMS/GSAOI.	155
4.6	Déplacements induits par la distorsion statique d'ordre 2 et 3 de l'instrument GeMS/GSAOI.	156
4.7	Exemple d'une image réduite et des étoiles de références associées	159
4.8	Erreur sur la position d'une source en fonction de son flux pour différentes FWHM.	160
4.9	Coefficients de distorsion estimés VS coefficients de distorsion statique.	162
4.10	Ecart type des positions corrigées après correction de la distorsion	163
4.11	Ecart type des positions corrigées de chaque étoiles à travers la pile d'images en fonction du flux pour différentes corrections.	166
4.12	Effet du coefficient de pondération sur la précision de la correction	167
4.13	Stack final de des données N159W corrigées de la distorsion par la méthode optimale proposée.	169
4.14	Stack d'images pour différentes méthodes de correction de la distorsion.	170
4.15	Nombre d'étoiles détectées pour différentes méthode de correction de la distorsion	171

Liste des tableaux

3.1	Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour la validation de l'algorithme.	133
3.2	Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de propagation du bruit.	140
3.3	Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de l'influence du nombre d'image.	141
3.4	Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de l'influence du nombre de sources de référence.	142
3.5	Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude d'aliasing.	146
4.1	Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la correction de la distorsion sur les données N159W.	161
4.2	Tableau récapitulatif des performances associées aux différentes méthodes de correction	165

Introduction

Pour voir plus loin, il est nécessaire de collecter plus de lumière. Cette affirmation a naturellement conduit à augmenter de plus en plus la taille des télescopes. Alors que la première lunette astronomique élaborée par Galilée en 1609 mesurait une dizaine de centimètres, nous préparons aujourd'hui la mise en service de la future génération des télescopes géants dont les miroirs primaires mesureront entre 25 m et 40 m de diamètre.

Avec ces observatoires, les limites de l'imagerie de l'espace sont une fois de plus repoussées, et de nouveaux champs de recherche actuellement limités, s'ouvrent. Parmi eux, on peut citer par exemple l'imagerie directe d'exoplanètes et l'étude de leur atmosphère, l'analyse de la population stellaire de galaxies éloignées ou encore, la détection des premières étoiles et galaxies de l'Univers.

En effet, la grande taille du miroir primaire permet non seulement d'augmenter le nombre de photons collectés de façon proportionnelle au carré du diamètre, mais aussi d'améliorer la *résolution angulaire*, c'est à dire la capacité à discerner les détails fins de l'objet observé. Si cette affirmation est vraie pour les télescopes spatiaux, ce n'est malheureusement pas évident pour les télescopes basés aux sol. Les couches turbulentes d'air à différentes températures qui composent notre atmosphère induisent des variations de l'indice optique qui perturbent fortement les ondes lumineuses provenant des objets observés. Quelque soit sa taille, la résolution angulaire d'un télescope basé sur Terre est donc toujours fortement limitée par la turbulence atmosphérique. Par exemple dans le proche infrarouge, la résolution limite équivaut à celle d'un télescope d'une quarantaine de centimètres.

Les grands télescope terrestres auraient été condamnés à "voir flou", sans l'avènement d'une technologie nommée Optique Adaptative. L'OA est une technique qui permet d'analyser les effets de la turbulence sur le front d'onde, grâce à un Analyseur de Surface d'Onde (ASO), et de les compenser en temps réel à l'aide d'un ou plusieurs miroirs déformables (ou DM pour Deformable Mirror en anglais). De cette façon, on s'affranchit des défauts induits par la turbulence atmosphérique, et on se rapproche de la résolution théorique d'un télescope optique.

En OA classique, la mesure des déformations s'effectue à partir d'une source ponctuelle dans une direction privilégiée, idéalement, une étoile naturelle (NGS pour Natural Guide Star). Cependant, une telle étoile n'est pas toujours dispo-

nible dans la zone du ciel que l'on souhaite observer. A défaut, on utilise alors des étoiles artificielles (LGS pour Laser Guide Star) créées à partir d'un faisceau laser que l'on propage dans la direction de la cible scientifique. De tels systèmes permettent d'augmenter significativement la proportion du ciel pouvant bénéficier d'une correction par OA. On passe de quelques pourcents, à 50-70% de *couverture du ciel*.

Si ces systèmes permettent d'améliorer incontestablement la qualité des images, la taille du champ corrigé par OA reste assez limitée (de l'ordre de quelques arcsecondes). Les déformations sont mesurées dans la direction d'une unique source, et la correction se dégrade dès lors que la direction de la cible scientifique diffère de celle de l'analyse. Pour corriger ce phénomène connu sous le nom d'*anisoplanétisme*, Beckers propose en 1988 le concept d'Optique Adaptative Multi-Conjuguée (Beckers [1988]). L'idée est de réaliser une analyse de la turbulence dans plusieurs directions d'observation pour en reconstruire le volume. La turbulence peut ensuite être corrigée à différentes altitudes grâce à plusieurs miroirs déformables. Cette technique permet la correction d'un champ significativement plus grand (1 à 2 arcminutes) que celui corrigé par OA classique. Plusieurs concepts s'appuyant ainsi sur une analyse de la turbulence dans plusieurs directions pour en reconstruire le volume sont ensuite développés dans le but de répondre à différents besoins scientifiques. Ils se regroupent sous l'appellation Optique Adaptative Grand Champ.

Le premier et seul instrument d'Optique Adaptative Multi-Conjuguée opérationnel actuellement (après la validation du concept par le démonstrateur MAD, [Marchetti et al., 2007, Meyer et al., 2011]), est le Gemini Multi-Conjugated adaptative optics Systems (GeMS) implémenté sur le télescope de Gemini [Neichel et al., 2014b, Rigaut et al., 2014]. Il fonctionne avec 5 LGS, 3 NGS et 2 MD conjugués au sol et à 9 km d'altitude. Depuis sa première lumière en 2012, il délivre des images d'une qualité proche de la limite de diffraction sur un champ de 1.5×1.5 arcminutes.

Lors de la campagne d'observation de décembre 2014, nous avons eu l'opportunité d'utiliser l'instrument GeMS pour étudier la formation des étoiles massives dans un jeune amas d'étoiles nommé N159W et situé dans le Grand Nuage de Magellan. De telles observations nécessitent à la fois une étude Grand Champ et une grande résolution angulaire afin de pouvoir sonder toutes les étapes de la formation jusqu'aux plus petites échelles. L'utilisation de la MCAO dans ce domaine paraît alors tout à fait approprié (Neichel et al. [2013]). La majorité des connaissances dont nous disposons actuellement sur la formation des étoiles massives, proviennent d'observations résolues de régions situées dans notre Galaxie. Pour obtenir une statistique satisfaisante, et surtout observer la formation des étoiles massives dans différents environnements, il est intéressant de regarder à plus grande distance. Grâce à la MCAO, nous sommes désormais en mesure d'imager de larges populations stellaires avec une résolution encore jamais atteinte dans des régions extragalactiques (Neichel et al. [2015]). Il est alors

possible d'étudier précisément leur distribution en âge, et en masse, et d'élaborer des scénarios de formation dans un environnement différent de celui de notre Galaxie. Grâce à ces observations, nous avons pu détecter un grand nombre d'objets stellaires très jeunes (Young Stellar Objects ou YSO en anglais) ainsi que plusieurs étoiles massives. L'étude de ces deux populations d'étoiles nous a permis de proposer un processus de formation séquentiel des étoiles au sein de la région qui indiquerait un lien entre les étoiles massives de première génération, celles qui ionisent le gaz et forment la région H II, et les étoiles jeunes se formant en bordure de celle-ci.

Au delà des résultats astrophysiques nouveaux obtenus grâce à ces observations, le travail réalisé a permis de mettre en évidence les facteurs limitant l'analyse scientifique des données MCAO. Ceci dans le but d'améliorer les données issues de l'instrument GeMS et de préparer au mieux l'observation sur les futurs systèmes à grand champ du VLT et des ELTs.

Car malgré les excellentes performances de ces systèmes sur un grand champ, des résidus de correction limitent encore la qualité des images et doivent faire l'objet d'une attention toute particulière lors des processus de traitement et d'analyse des données. Au cours de cette thèse, je me suis en particulier intéressée à la distorsion variable observée dans les données MCAO et identifiées par de nombreux auteurs comme facteur limitant des analyses photométriques et astrométriques [Anderson and King, 2003, Cameron et al., 2009, Fritz et al., 2010, Massari et al., 2016, Meyer et al., 2011, Trippe et al., 2010]. Je présente dans ce document une nouvelle méthode optimale de correction de la distorsion basée sur la résolution d'un problème inverse. A l'origine développée pour le recentrage de données isoplanétiques (Gratadour et al. [2005]), les développements effectués au cours de cette thèse ont permis de généraliser cette méthode à tous types de déformation du champ. La description complète de l'algorithme ainsi que les résultats de simulations sont présentés dans ce document. Enfin, j'exposerai les premiers résultats de cette méthode appliquée à des données réelles. Il est important de noter que bien que cette dernière application soit effectuée sur des données issues de l'instrument GeMS, la méthode proposée est pertinente pour corriger la distorsion sur toute image dont l'analyse est limitée par ce phénomène.

Le document est construit de la façon suivante : Dans la première partie de cette thèse, je décris l'ensemble de la chaîne d'acquisition d'une image à haute résolution angulaire, depuis la formation de l'image dans un instrument optique, jusqu'aux premières étapes de réduction des données. Je me place d'abord dans un cadre général, puis me concentre sur le cas spécifique de données issues d'instruments MCAO.

Le deuxième chapitre est dédié à l'étude de la population stellaire de la jeune région de formation d'étoile N159W observée grâce à l'instrument GeMS. Je me

concentre en particulier sur les outils méthodologiques utilisés pour mener à bien cette étude. Ce chapitre me permet également de mettre en évidence les facteurs limitants l'analyse photométrique, et en particulier, les distorsions géométriques variables observées dans les données MCAO.

Le Chapitre 3 de ce document est dédié à la description de la méthode optimale de correction de la distorsion développée au cours de cette thèse. Dans ce chapitre, je présente une caractérisation complète des performances de l'algorithme effectuée sur des données simulées en fonctions de différents paramètres liés notamment au type de champ observé.

Enfin, dans le Chapitre 4 je présente les résultats obtenus suite à la première application de cette nouvelle méthode sur des données réelles. Les données utilisées pour cette étude sont extraites du jeu d'observation de N159W obtenus avec GeMS. Cette application me permet de mettre pleinement en évidence le gain apporté par cette méthode optimale en la confrontant à des méthodes de correction existantes. Je mets également en évidence le gain apporté par cette méthode sur la suite de l'analyse scientifique.

1 Imagerie à Haute Résolution Angulaire

Dans ce premier chapitre, je présente l'ensemble de la chaîne d'acquisition d'une image à haute résolution angulaire, depuis la formation de l'image sur l'instrument jusqu'aux premières étapes de la réduction des données. Je me place ici dans le cadre d'un télescope basé au sol, et en particulier, équipé d'un instrument d'Optique Adaptative (OA) Grand Champ. Je décris dans un premier temps les relations qui existent entre un objet observé et son image à travers un système optique, dans le cas général. Dans une deuxième temps, je présente les effets induits par la turbulence atmosphérique sur des images acquises depuis le sol. La troisième partie est dédiée à la description des systèmes d'OA développés pour compenser ces effets, et en particulier des systèmes dits, d'OA Grand Champ. Enfin, dans la dernière partie, je détaille les principales étapes de traitement des données, nécessaires à l'exploitation des images issues de tels instruments. Je présente en particulier les spécificités associées aux données issues d'instruments d'OA Grand Champ.

1.1 Formation des images dans les instruments d'astronomie

Cette partie a pour but de présenter les concepts physiques de base utiles pour comprendre la formation des images dans les instruments d'astronomie. Je présente dans un premier temps les lois permettant de décrire la relation entre un objet observé et son image à travers un système optique. J'introduis ensuite la notion d'échantillonnage de l'image sur une grille de pixels, et décris enfin les principaux types de bruit qui contaminent les images et que nous considérerons dans la suite du document.

1.1.1 Relation objet-image

Dans le cadre de cette étude, la lumière est considérée comme une vibration électromagnétique décrite par un champ scalaire (on ne considère pas les effets de la polarisation). Ce champ scalaire ψ peut alors s'exprimer en tout point M selon une amplitude et une phase, sous la forme :

$$\psi(M,t) = A(M,t)e^{i\phi(M,t)} \quad (1.1)$$

avec $A(M,t)$ l'amplitude et $\phi(M,t)$, la phase.

Lors du processus de formation des images, les ondes lumineuses sont limitées par la pupille de l'instrument imageur. Cette limitation spatiale des ondes lumineuses perturbe la propagation du champ électromagnétique et introduit un phénomène de diffraction. On se place ici dans le cadre de la diffraction dite de Fraunhofer, qui intervient lorsque l'onde lumineuse rencontre un objet diffractant et focalisant (lentille ou miroir) et que l'on s'intéresse au champ propagé dans le plan focal de cet élément, comme c'est le cas dans les instruments d'optique pour l'astronomie. Le champ en plan focal ψ_f est alors facilement relié au champ incident ψ_i grâce à l'opérateur Transformée de Fourier (TF) :

$$\psi_f \propto TF (P \times \psi_i) \quad (1.2)$$

où P est la *fonction pupille* associée à l'élément focalisant. Elle vaut 1 dans la pupille et 0 en dehors. Le facteur de proportionnalité dépend de la longueur d'onde et de la focale de l'objet diffractant f . Dans la suite, on considère un objet diffractant de focale, $f = 1$.

En pratique, les détecteurs optiques ne mesurent pas directement le champ d'une onde électromagnétique ψ_f , mais la valeur intégrée (durant un temps de pose), de son module au carré. L'intensité I obtenue pour un champ incident ψ_i s'écrit alors :

$$I \propto |TF (P \times \psi_i)|^2$$

Dans le cas de l'image d'un point source à l'infini sur l'axe optique, ψ_i est une onde plane. Si l'instrument imageur est un télescope parfait de diamètre D sans obscuration centrale, l'intensité $I_{0, idéal}$ est donnée par la fonction d'Airy à deux dimensions définie par :

$$I_{0, idéal}(r) = \left(\frac{2J_1 \left(\frac{\pi Dr}{\lambda} \right)}{\left(\frac{\pi Dr}{\lambda} \right)} \right)^2 \quad (1.3)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce, λ est la longueur d'onde considérée

et r est la coordonnée radiale en plan focal.

La tache d’Airy est caractérisée par sa largeur à mi-hauteur (ou FWHM pour Full Width Half Maximum en anglais) qui vaut λ/D . Son premier zéro est atteint pour $r = 1.22\lambda/D$. Elle est représentée Figure 1.1. La figure centrale est tracée en échelle logarithmique afin de mieux discerner les anneaux.

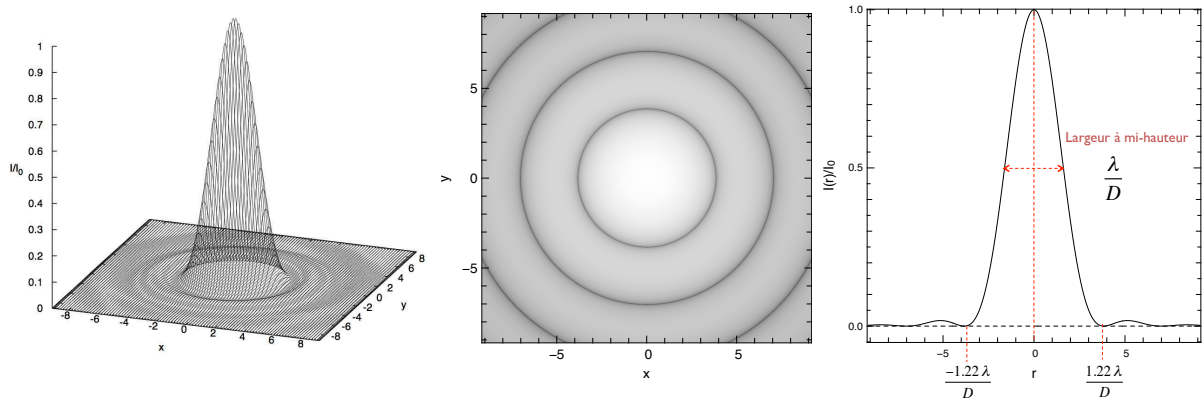


Figure 1.1 – La tache d’Airy est l’image d’un point source à l’infini sur l’axe optique par un télescope idéal (de diamètre D) sans obscuration centrale. Elle est caractérisée par sa largeur à mi-hauteur qui vaut λ/D . Son premier zéro est atteint pour $r = 1.22\lambda/D$. La figure centrale est tracée en échelle logarithmique afin de mieux discerner les anneaux. Crédit : inspiré du rapport de thèse de A. Gallene.

Dans le cas où la source ponctuelle se situe hors de l’axe optique, selon une direction angulaire β , on note $I_\beta(\alpha - \beta)$, la distribution d’intensité diffractée au foyer de l’instrument optique. Un schéma illustratif est présenté Figure 1.2 où α et β représentent des vecteurs positions (exprimés en radian) en plan focal. Dans la suite, les vecteurs sont représentés en gras.

On suppose maintenant que l’objet est étendu de distribution angulaire d’intensité : $O(\alpha)$. Les ondes issues de chaque point du champ sont incohérentes si bien que la distribution d’intensité dans le plan image, $I_{\text{étendue}}$ s’obtient comme la somme des contributions individuelles de chaque point de la source :

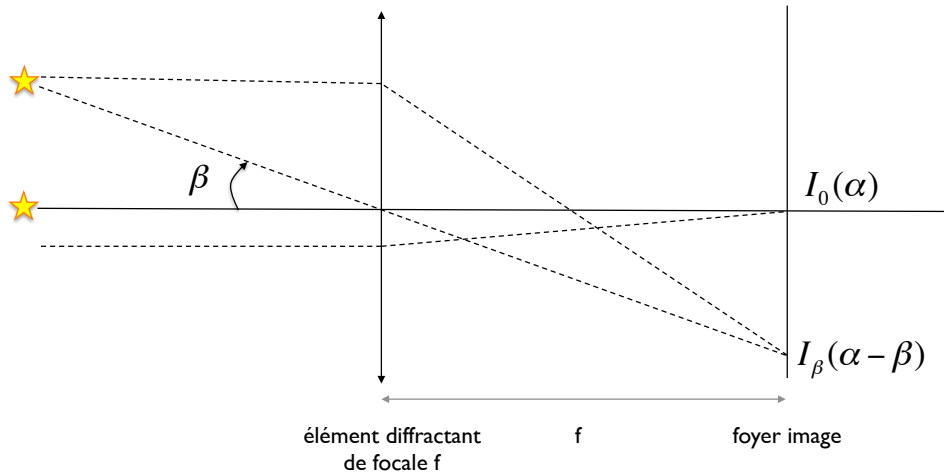


Figure 1.2 – Image d’une source ponctuelle située à l’infini sur l’axe optique et hors axe optique.

$$I_{\text{étendu}}(\alpha) = \int \int O(\beta) I_{\beta}(\alpha - \beta) d\beta \quad (1.4)$$

On définit ici I_{β} comme étant la Fonction d’Etalement du Point (FEP) dans la direction angulaire β (ou en anglais Point Spread Function, PSF). La PSF est la réponse en plan focal, d’un système optique à un point source : c’est la réponse impulsionnelle du système. La caractérisation complète d’un système optique suppose la connaissance de cette PSF pour chaque vecteur angulaire β dans le champ de vue considéré. Dans certains cas, on peut supposer que la PSF est invariante par translation, c’est-à-dire qu’elle ne dépend plus de sa position dans le champ, réduisant ainsi la connaissance du système à la connaissance d’une seule PSF. Le domaine où la PSF est considérée comme invariante est appelé domaine *isoplanétique*. Sous cette hypothèse, $\forall \beta, I_{\beta} = I_0 = PSF$ et l’Equation (1.4) se simplifie en un simple produit de convolution :

$$I_{\text{étendue}}(\alpha) = \int \int O(\beta) I_0(\alpha - \beta) d\beta \quad (1.5)$$

$$= O \star I_0(\alpha) \quad (1.6)$$

où I_0 est l’image d’un point source à l’infini sur l’axe optique.
et \star est le produit de convolution dont on rappelle la définition :

$$f \star g = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x-t).g(t) dt \quad (1.7)$$

L'image formée au foyer d'un instrument optique est donc la convolution de la distribution d'intensité de la source par la réponse impulsionnelle du système :

$$I_{\text{étendue}} = O \star PSF \quad (1.8)$$

En prenant la transformée de Fourier de cette équation on obtient :

$$TF(I_{\text{étendue}}) = TF(O) \times FTO \quad (1.9)$$

où FTO désigne Fonction de Transfert Optique définie comme la transformée de Fourier de la PSF :

$$FTO = TF(PSF) \quad (1.10)$$

La FTO permet de quantifier l'atténuation fréquentielle introduite par la PSF sur l'objet observé. Elle s'interprète comme un filtre passe bas dont la fréquence de coupure f_c permet de définir la *résolution angulaire* du système, $R = 1/f_c$. La résolution angulaire peut être vue comme la capacité de l'instrument à discerner les détails fins de l'objet observé. D'après le critère de Rayleigh, lorsque deux objets sont séparés d'un angle θ , ils sont considérés résolus si $\theta \geq R$.

Dans le cas d'un télescope idéal de diamètre D sans obscuration centrale, la PSF est la tâche d'Airy. La résolution angulaire est alors donnée par la largeur à mi-hauteur de la tâche d'Airy qui vaut λ/D . On dit que le système est "limité par la diffraction". La Figure 1.3 résume les liens entre PSF, FTO et résolution angulaire dans ce cas. La Figure 1.4 illustre le critère de Rayleigh.

1.1.2 Echantillonnage du signal

L'acquisition d'une image formée au foyer d'un télescope par un détecteur se fait par l'intermédiaire d'une matrice de pixels. On ne peut donc en avoir qu'une version échantillonnée. L'échantillonnage est une étape fondamentale de la formation d'une image, qui doit prendre en compte le contenu de celle-ci. En effet, on conçoit assez facilement qu'une partie de l'image comportant des structures fines, c'est à dire des oscillations de grandes fréquences spatiales, nécessite plus

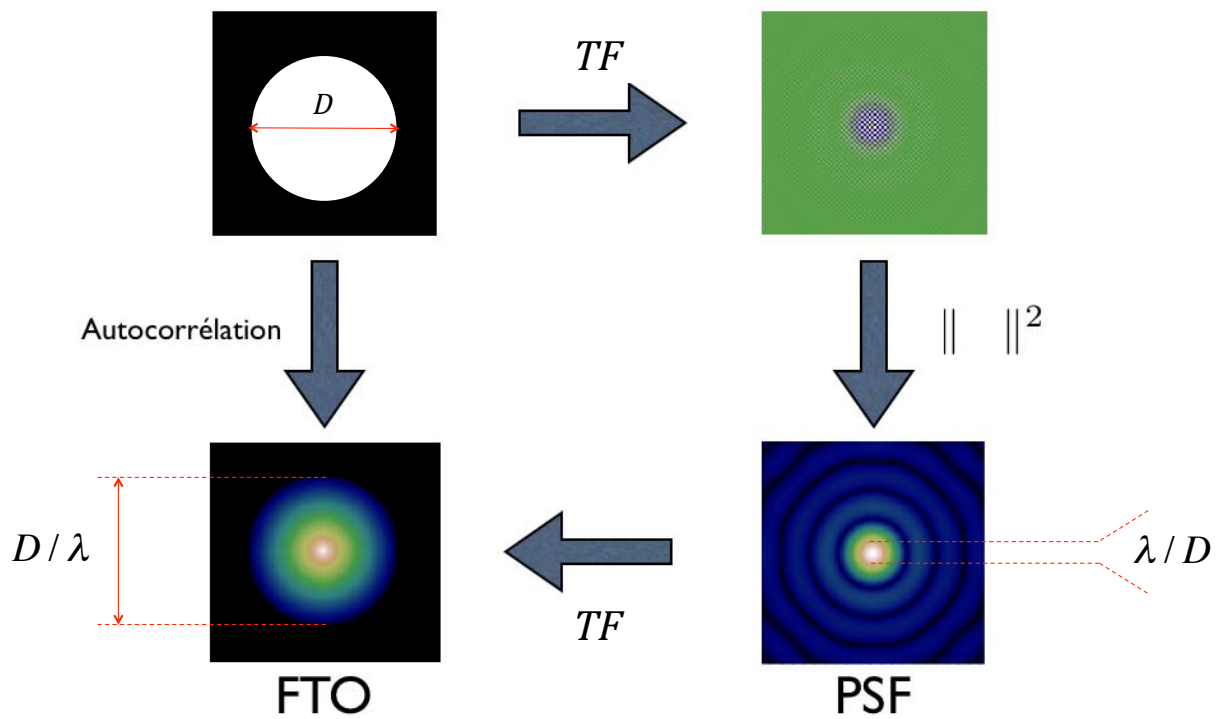


Figure 1.3 – Relation entre la pupille (de diamètre D), la FTO, la PSF et la résolution angulaire dans le cas de l'image d'un point source situé à l'infini sur l'axe optique par un télescope idéal.

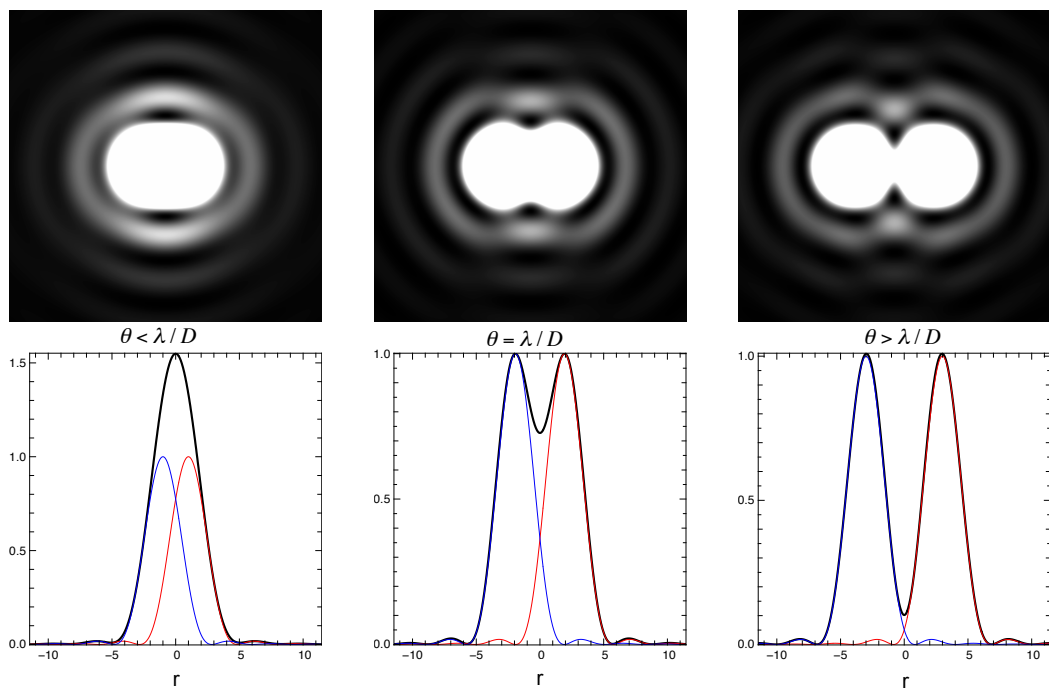


Figure 1.4 – Images de deux points sources séparés angulairement d'un angle θ par un télescope idéal. Selon le critère de Rayleigh, les objets sont considérés résolus si $\theta \geq \lambda/D$, ce qui n'est pas le cas sur la figure de gauche.

de pixels qu'une zone présentant des fréquences spatiales plus faibles. Pour s'assurer d'obtenir une image échantillonnée représentative de la totalité des structures incluses dans l'image réelle, il faut respecter le critère de Shannon-Nyquist (?). Celui-ci affirme que l'on peut reconstruire le signal continu original à partir d'une version échantillonnée de celui-ci, si et seulement si la fréquence d'échantillonnage est au moins le double de la plus grande fréquence contenue dans le signal original. Si l'on définit la fréquence d'échantillonnage comme l'inverse de la dimension angulaire des pixels (ou "plate scale" en anglais), celle-ci doit être au moins deux fois supérieure à la résolution R de l'image (définie par la FTO), pour respecter le critère de Shannon. Dans le cas d'un système parfait limité par la diffraction, la condition sur la fréquence d'échantillonnage, f_e s'écrit alors :

$$f_e \geq 2D/\lambda \quad (1.11)$$

La Figure 1.5 illustre le non-respect du critère de Shannon dans ce cas. La demi-fréquence d'échantillonnage est plus petite que la résolution optique : on observe un recouvrement de spectre.

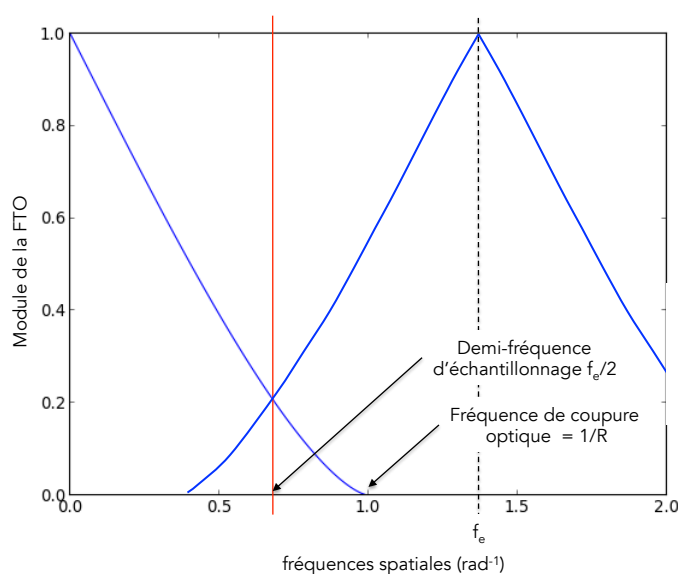


Figure 1.5 – FTO et fréquence d'échantillonnage. Le critère de Shannon n'est pas respecté, on observe un recouvrement de spectre.

1.1.3 Bruit de mesure

La mesure d'une grandeur physique s'accompagne toujours de ce qu'on appelle un bruit de mesure, qui s'ajoute systématiquement au signal théorique. Le bruit est un phénomène aléatoire caractérisé par une loi de probabilité, une variance

et une moyenne. La variance, donne une information sur l'amplitude de variation du bruit, tandis que la moyenne représente la valeur autour de laquelle il varie.

En imagerie optique, l'intensité lumineuse (ou flux) enregistrée sur une grille de pixels correspond à la quantification du nombre de photons mesurés sur chaque pixel. Cette mesure de flux reçu est soumise à différentes sources de bruit que l'on considèrera dans la suite de trois types, à savoir le bruit de photon, le bruit de fond et le bruit de détecteur.

- *Le bruit de photons* provient de la nature quantique de la lumière. Quelle que soit la source, les photons sont émis de manière aléatoire. La probabilité de l'arrivée d'un photon en un point donné en fonction du temps suit une loi de Poisson. Il s'agit d'un bruit multiplicatif, c'est-à-dire dépendant du signal théorique. La variance et la moyenne du bruit de photons sont toutes deux égales au flux (e.g. [Goodman \[1985\]](#)).
A fort flux, on peut montrer que la loi de Poisson tend vers une loi Gaussienne non stationnaire de variance égale au signal détecté en chaque pixel (voir par exemple, [Mugnier et al. \[2004\]](#)) ;
- *Le bruit de fond*, est un bruit de photon dû au rayonnement du ciel. Il est particulièrement visible en imagerie IR où il peut atteindre rapidement une trentaine d'électrons par pixels. Comme le bruit de photon, le bruit de fond de ciel suit une loi de Poisson avec une variance égale au nombre de photons de fond (e.g. [Itakura et al. \[1985\]](#)) ;
- *Le bruit de détecteur*, ou bruit de lecture, est lié à la méthode de détection des photons. Les détecteurs sont équipés de composants électroniques photosensibles qui convertissent les photons reçus en électrons. La conversion n'étant pas parfaite, on obtient un signal électrique proportionnel au flux avec de légères variations sur la valeur de chaque pixel. Dans le visible, le bruit de détecteur est de l'ordre de quelques électrons par pixel seulement. En imagerie IR, il présente des valeurs légèrement plus élevées, comprises entre 10 et 20 électrons par pixel. Le bruit de détecteur est un bruit additif, c'est-à-dire indépendant du signal théorique. Il suit une loi Gaussienne de moyenne nulle et dont la variance dépend du détecteur utilisé (e.g. [Snyder et al. \[1995\]](#)).

En imagerie IR, le bruit de détecteur est très vite dominé par le bruit de fond. Le bruit dominant sur l'objet observé dépend ensuite de son intensité : pour les objets faibles (magnitude en bande $K \geq 15$), le bruit dominant est le bruit de fond, alors que pour les sources brillantes c'est le bruit de photon qui domine (voir par exemple, [\[Fritz et al., 2010, Neichel et al., 2014b\]](#)). La détection d'un

objet stellaire nécessite de pouvoir distinguer le signal par rapport au bruit présent dans les images. On exprime ceci par le rapport signal à bruit (SNR pour Signal to Noise Ratio) défini comme suit :

$$SNR = \frac{\text{Flux}}{\sigma_{\text{noise}}} \quad (1.12)$$

où Flux est la valeur intégrée du nombre de photon dans un rayon donné autour de la position de l'objet et σ_{noise} est l'écart type du bruit mesuré à l'intérieur de ce même rayon. Le SNR est directement lié à la détectabilité d'un objet : plus le SNR est faible, plus la détection est difficile. Cet effet est illustré par la Figure 1.6. La détectabilité d'un objet impacte ensuite la précision qu'il est possible d'obtenir sur la mesure de grandeurs associées à celui-ci, telles que son flux (pour les études de *photométrie*, voir Chapitre 2), mais aussi sa position (pour les études d'*astrométrie*, voir Chapitre 3).

1.2 La turbulence atmosphérique

Les sources étudiées en astronomie étant suffisamment loin pour être considérée à l'infini, la lumière qui provient des objets que nous observons depuis la Terre, arrive sous forme d'une onde plane. Lorsque cette onde plane traverse l'atmosphère, elle est affectée par la turbulence qui y règne. Je décris dans cette section le phénomène turbulent ainsi que ses effets sur la formation des images.

1.2.1 Phénomène physique

L'atmosphère terrestre est formée d'un mélange de gaz en perpétuelle évolution. Ce gaz est chauffé par le rayonnement solaire et subit des interactions radiatives avec le sol. La température dans l'atmosphère est donc fortement inhomogène. Cela a pour conséquence la formation de masses d'air de densités différentes. Sous l'effet de la gravitation, ces masses d'air sont mises en mouvement et interagissent constamment. Il se crée alors à leur interface un écoulement turbulent : c'est la formation des couches turbulentes.

Kolmogorov (Kolmogorov [1941]) a proposé une description statistique du phénomène de turbulence atmosphérique, à partir de lois d'échelle. Un écoulement turbulent entraîne la formation de grands tourbillons, dont l'énergie cinétique se transmet à des tourbillons de plus en plus petits, sous forme d'une cascade d'énergie, jusqu'à dissipation par frottement visqueux. L'évolution rapide de ces tourbillons induit des variations locales de température, de pression et d'humidité, qui entraînent des variations locales de l'indice optique. Ces fluctuations sont à l'origine de phénomènes de réfraction qui provoquent une perturbation de la propagation des ondes électromagnétiques. Cela a une incidence directe sur le

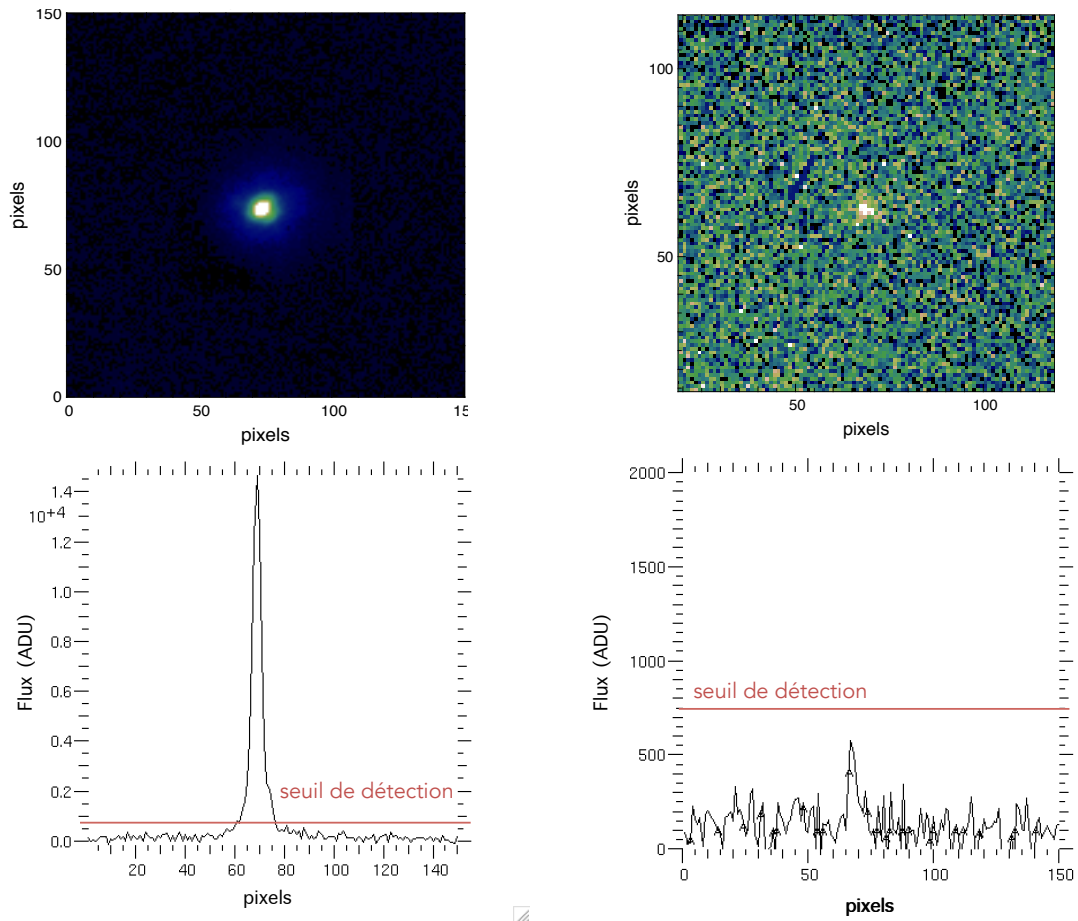


Figure 1.6 – Deux étoiles à différents SNR. Dans le cas où le seuil de détection est fixé à $5\sigma_{\text{noise}}$ ($=750$ ADU dans le cas représenté), l'étoile de gauche n'est pas détectée.

front d'onde issue de l'objet : initialement plan à son entrée dans l'atmosphère, il apparaît déformé lorsqu'il arrive au sol.

La turbulence se répartit en altitude selon un profil continu comprenant quelques couches prépondérantes. Une grande partie de la turbulence se trouve dans les premières centaines de mètres [Rigaut et al. \[2000\]](#) mais quelques couches sont également présentes en altitudes, en particulier aux altitudes 4-5 km, 7-8 km et 10-11 km. Enfin, au de la de 15-20 km, on considère généralement que la turbulence atmosphérique devient négligeable. Ces tendances sont confirmées par les différentes campagnes de tests conduites sur des sites astronomiques, même si on observe des différences sur la force et l'altitude des principales couches en fonction des sites étudiés [[Agabi et al., 2006](#), [Tokovinin et al., 2003](#), [Vernin and Munoz-Tunon, 1992, 1994](#)]. Pour quantifier l'intensité de la turbulence en fonction de l'altitude, on utilise la constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction, $C_n^2(h)$ de dimension $[m]^{-2/3}$. La Figure 1.8 montre un profil typique de répartition de la turbulence en fonction de l'altitude.

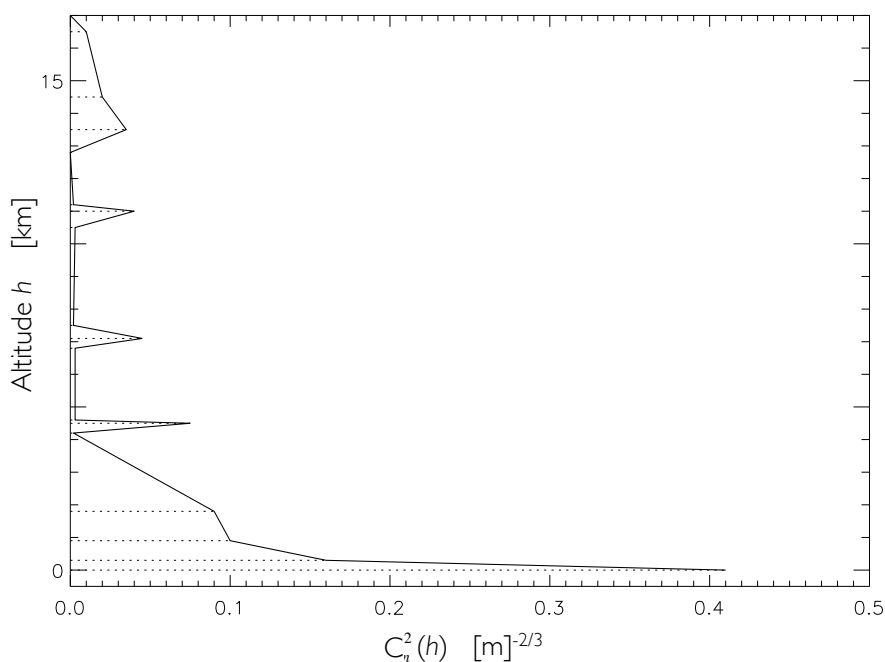


Figure 1.7 – Profil typique de répartition de la turbulence en fonction de l'altitude.

1.2.2 Imagerie en présence de turbulence

L'image formée par un télescope en présence de turbulence possède une résolution beaucoup moins élevée que la résolution théorique d'un télescope limité

par la diffraction. Pour caractériser cette perte de résolution, on utilise une grandeur caractéristique, appelée paramètre de Fried (Fried [1966]) et notée r_0 .

Le paramètre de Fried s'exprime en fonction de la constante de structure des fluctuations de l'indice $C_n^2(h)$, de la longueur d'onde d'observation λ et de l'angle zénithal d'observation ζ :

$$r_0 = \left[0.42 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos(\zeta)} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}$$

Il est défini comme le diamètre équivalent d'un télescope de diamètre infini dont les performances seraient limitées par les effets de turbulence. En effet, pour un télescope de diamètre $D \geq r_0$ observant à travers la turbulence, la résolution n'est plus définie par la limite de diffraction λ/D , mais par λ/r_0 . La fréquence de coupure de la FTO associée est alors $f_c = r_0/\lambda$. Les fréquences spatiales supérieures à f_c ne sont pas transmises : le télescope agit comme un filtre passe-bas, beaucoup plus bas qu'en l'absence de turbulence. Dans le visible, l'ordre de grandeur de r_0 est de la dizaine de centimètres seulement dans.

Un autre paramètre fréquemment utilisé pour caractériser l'imagerie en présence de turbulence est le seeing (noté S). Le seeing est relié au r_0 par la relation suivante :

$$S = 0.976 \frac{\lambda}{r_0}$$

Il donne la résolution angulaire théorique que l'on peut atteindre lors d'une observation à travers la turbulence.

Cette perte de résolution est associée à la formation de la PSF qui n'est alors plus une tâche d'Airy. A la place, on obtient une figure de tavelures (speckles en anglais). Ce sont des réseaux de franges d'interférences constructives et destructives aléatoirement superposés, induits par les fluctuations de la phase turbulente dans la pupille. Chaque grain de speckle a pour taille caractéristique la limite de diffraction λ/D . En courte pose, ils se répartissent dans une zone de taille donnée par λ/r_0 . Dans le cas de longues poses, le moyennage temporel conduit à la superposition des speckles et à la formation d'une tâche de profil typiquement gaussien de largeur à mi-hauteur λ/r_0 . La figure 1.8 illustre la formation de la PSF en présence de turbulence.

1.3 L'Optique Adaptative

On a vu dans la section précédente que la turbulence atmosphérique limitait la qualité des observations, en dégradant la résolution angulaire des instruments. L'optique adaptative est une technique qui permet de retrouver la résolution

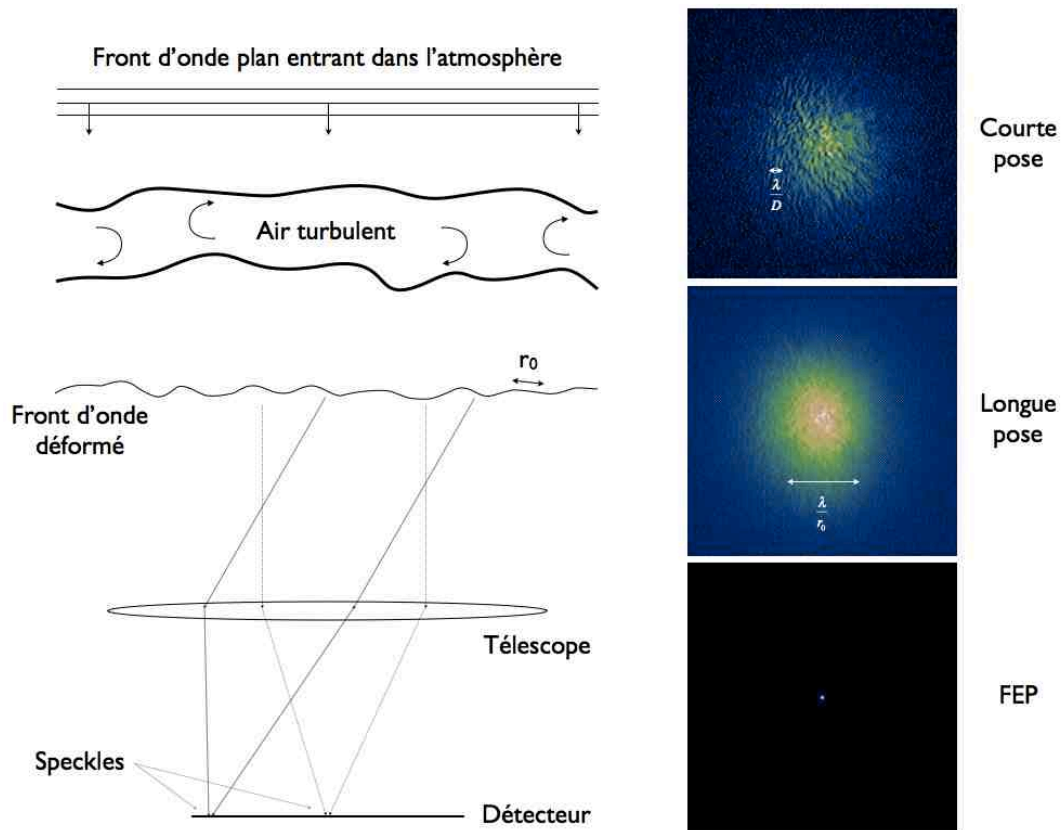


Figure 1.8 – Effet de la turbulence sur l'image d'un point source à l'infini par un télescope parfait de diamètre D . La lumière provenant de la source arrive sous forme d'une onde plane. L'image sans turbulence conduit à la tâche d'Airy de largeur à mi-hauteur λ/D . En présence de turbulence, des speckles de taille caractéristique λ/D se forment (discernables sur l'image courte pose), et se moyennent (image longue pose) pour former une tâche gaussienne de largeur mi-hauteur λ/r_0 . Crédit : inspiré du rapport de thèse de A. Gallene.

angulaire théorique, par correction de front d'onde en temps réel. Cette section est consacrée à la description de ces systèmes et de leurs limitations, qui ont conduits aux développements d'instruments dits "Grands Champ".

1.3.1 Principe de l'OA classique

L'OA [Babcock, 1953, Hardy et al., 1977, Roddier, 1999, Rousset et al., 1990] est une technique qui permet de corriger en temps réel les déformations du front d'onde induites par la turbulence atmosphérique, à l'aide de systèmes opto-mécaniques. L'idée est de mesurer la turbulence grâce à un Analyseur de Surface d'Onde (ASO) qui mesure les défauts de la phase de l'onde incidente. Cette mesure est ensuite envoyée à un ordinateur qui traite les données de l'ASO en temps réel (RTC pour Real Time Computer) et qui envoie les commandes déduites à un Miroir Déformable (ou DM pour Deformable Mirror). La forme inverse de la phase incidente mesurée est alors imprimée sur le DM, permettant ainsi de corriger le front d'onde qui redevient plan après réflexion sur le DM. Le temps d'évolution de la turbulence étant très rapide (de l'ordre de 10 ms), la correction doit se faire à une cadence de quelques centaines de Hertz.

Le but d'un système d'OA est d'obtenir, sur le détecteur, une image corrigée de la turbulence, aussi proche que possible de la limitation théorique de diffraction du télescope.

Un schéma illustrant le principe de l'OA est montré Figure 1.9. Sur la figure, le miroir déformable est situé en amont du système de mesure : c'est la configuration dite, "boucle fermée". Dans cette configuration, le DM mesure seulement les *résidus de correction* dont la dynamique est assez faible. Ceci assure en général une bonne linéarité aux ASOs, car ils fonctionnent dans un domaine réduit autour d'un point de référence. C'est actuellement la configuration la plus utilisée. Le système d'OA peut alors être vu comme un système transformant une phase turbulente en une phase résiduelle, pour laquelle les basses fréquences spatiales ont été fortement atténuées. L'objectif est alors d'obtenir le filtrage le plus efficace et de tendre vers une phase résiduelle nulle. En pratique, cet objectif n'est jamais atteint, dû aux nombreuses sources d'erreurs qui entachent le processus de filtrage. Les principales sources d'erreur sont détaillées en Section 1.3.3 et les critères utiles pour évaluer la qualité de la correction par OA sont décrits dans la section suivante.

1.3.2 Critères de performance de l'OA

Pour évaluer la qualité de la correction fournie par l'OA, plusieurs indicateurs peuvent être utilisés selon le type d'instrument considéré :

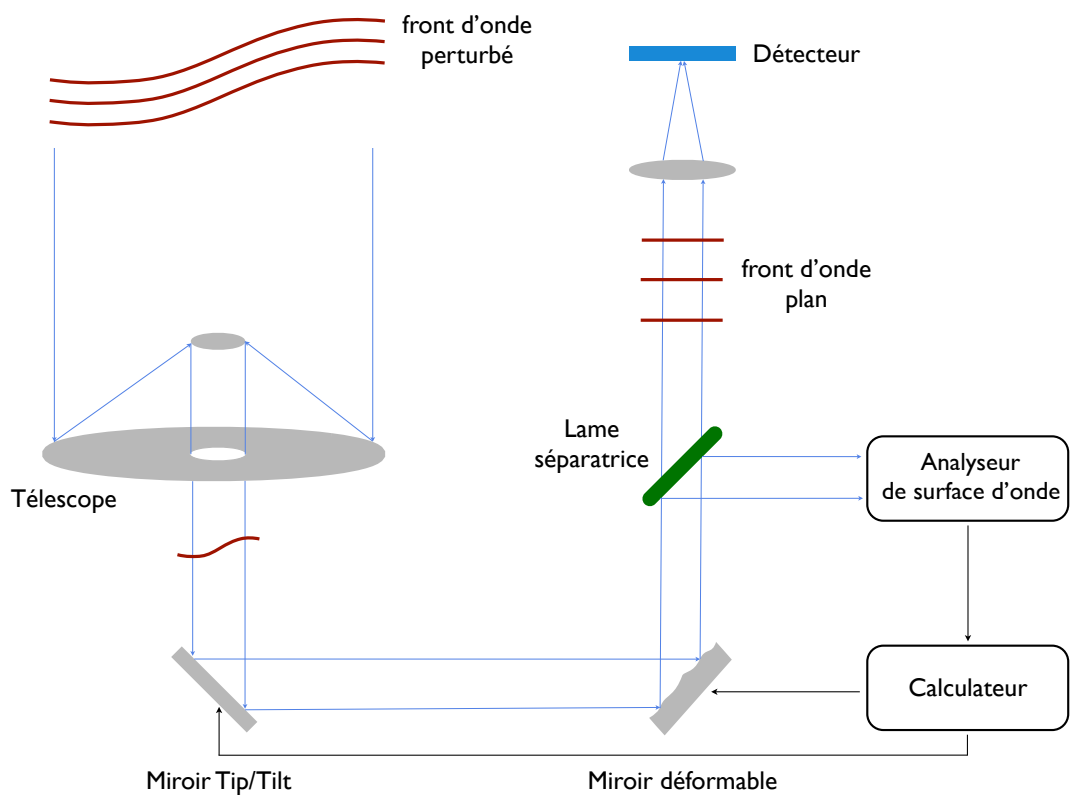


Figure 1.9 – Schéma de principe de l'Optique Adaptative. Configuration en boucle fermée.

- Le rapport de Strehl (ou Strehl Ratio (SR) en anglais), est un critère particulièrement bien adapté à la caractérisation de systèmes d'OA à haute performance. Il est défini comme le rapport des intensités maximales entre la PSF étudiée et la PSF d'un instrument considéré comme parfait, i.e. sans aucune aberration optique. Il est donc compris en 0 et 1. Dans le cas d'une OA classique, le SR se situe typiquement autour de 50-60%. Il peut monter à 90% pour les systèmes d'OA extrêmes mentionnés plus loin, en Section 1.3.4. Des exemples de PSFs associées sont montrées Figure 1.10. A gauche, la PSF de l'instrument Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS, Rousset et al. [2003]) du VLT, couplé à la camera IR CONICA (Lenzen et al. [1998]), (NACO). A droite, la PSF de l'instrument d'OA extrême, SPHERE pour Spectro-Polarimetry High-contrast Exoplanet REsearch [Beuzit et al., 2005, Fusco et al., 2005].
- la Largeur à mi-hauteur ou FWHM, correspond à la largeur de la PSF lorsque l'intensité de celle-ci est égale à la moitié de sa valeur maximale. Elle est égale à λ/D dans le cas d'un système parfait, comme cela a été mentionné en Section 1.1.1 ;
- l'Energie Encadrée (EE), est utilisée pour évaluer la répartition de l'énergie de la PSF dans le plan focal image. Elle mesure la fraction d'énergie contenu à l'intérieur d'un cadre donné. Ce critère est pertinent lorsque le rôle de l'OA n'est plus d'atteindre la limite de diffraction de l'instrument, mais simplement d'améliorer la concentration de l'énergie lumineuse.

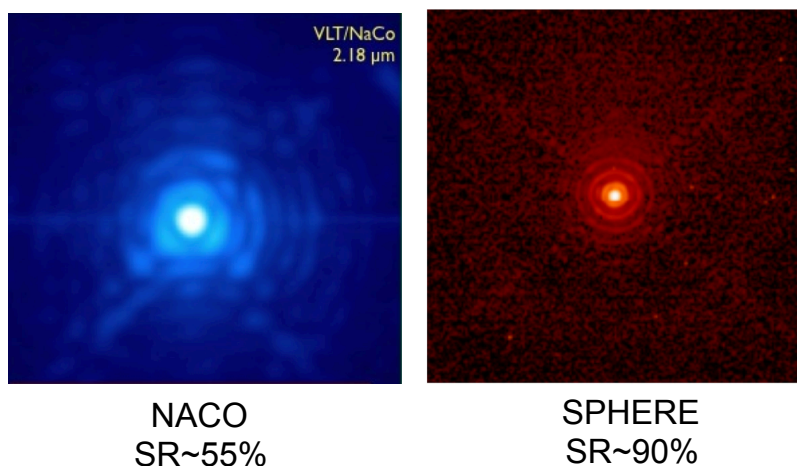


Figure 1.10 – Gauche : PSF de l'instrument VLT/NACO avec SR=55% en bande *K*. Droite : PSF de l'instrument SPHERE avec SR=90% en bande *H*.
Crédit : Girard et al. [2010] & Sauvage et al. [2016].

1.3.3 Limitations de l'OA classique

L'OA permet d'améliorer significativement la qualité des observations du ciel depuis la Terre. Cependant, la correction apportée n'est pas parfaite et un certain nombre d'erreurs limitent encore la qualité des observations (Fusco et al. [2006]). Les principales sources d'erreur sont présentées dans cette section. Je détaille en particulier l'erreur dite d'anisoplanétisme, qui sera mentionnée à plusieurs reprises dans la suite du document.

1.3.3.1 Limitations fondamentales

Les limitations fondamentales représentent les limites ultimes de l'OA qui ne sont dues qu'à la nature de l'objet observé et à la répartition volumique de la turbulence au dessus du télescope.

Propagation du bruit

Cette erreur est liée au flux limité de l'objet observé. En effet, quelque soit l'ASO utilisé, la mesure de la phase turbulente est codée en terme d'intensité lumineuse sur un détecteur. La mesure est alors dégradée par du bruit de photon et du bruit de détecteur décrits tous deux en Section 1.1.3. Ces différents bruits se propagent ensuite lors du processus de reconstruction de la phase turbulente. On peut alors définir un flux minimal requis pour définir l'étoile guide, de façon à ce que l'erreur de reconstruction de l'ASO soit inférieure à un objectif fixé.

Anisoplanétisme

Le phénomène d'anisoplanétisme est directement lié à la turbulence [Campbell and Elford, 1990, Chassat et al., 1989, Peri et al., 1989]. En effet, la boucle d'OA est généralement asservie sur une source brillante et relativement isolée, appelée étoile guide naturelle (NGS pour Natural Guide Star). La correction à apporter pour compenser les défauts de phase est calculée pour la turbulence vue dans la direction d'observation de cette NGS. Du fait de la distribution en altitude de la turbulence atmosphérique, deux fronts d'ondes séparés angulairement ne traversent pas le même volume d'atmosphère : ils ne subissent donc pas le même déphasage. Ce phénomène est illustré Figure 1.11. Ainsi, dès lors que la source scientifique d'intérêt est angulairement éloignée de l'étoile guide, la turbulence traversée n'est plus la même. Il en résulte une dégradation de la qualité de la correction par OA dans le champ de vue, comme on peut le constater sur la Figure 1.12

On caractérise cette erreur en évaluant l'angle isoplanétique θ_0 du site d'observation. Selon la définition de Fried, l'angle isoplanétique est la distance angulaire

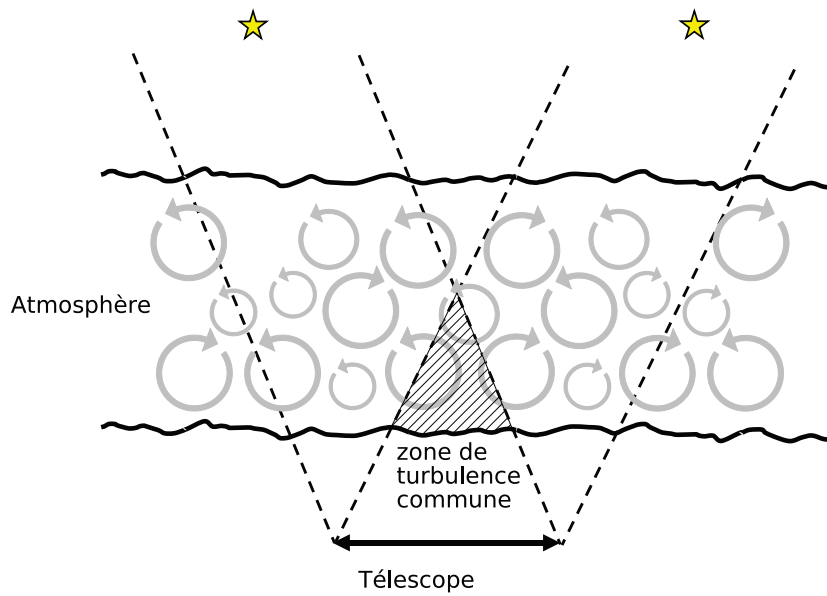


Figure 1.11 – Illustration du phénomène d'anisoplanétisme. Deux front d'onde provenant de deux sources angulairement séparées ne traversent pas les mêmes couches de turbulence.

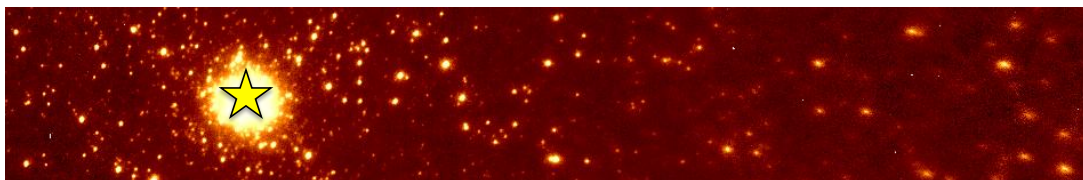


Figure 1.12 – Effet d'anisoplanétisme : la qualité de la correction se dégrade dès lors que l'on s'éloigne de l'étoile guide (schématisée à gauche).

maximale (à partir de l'axe optique), pour laquelle la variance de l'erreur d'estimation de la phase turbulente est inférieure à 1 rad^2 .

$$\theta_0 = \left[2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \int_0^H C_n^2(h) h^{-5/3} dh \right]^{-3/5}$$

θ_0 dépend fortement de la longueur d'onde d'observation λ , ainsi que du profil de C_n^2 . Ce paramètre peut être utilisé pour comparer la qualité des sites astronomiques. Il est généralement de l'ordre de quelques arcsecondes.

On souhaite donc que la source de référence et l'objet d'intérêt soient séparés angulairement par un angle inférieur ou égal à θ_0 . Cette contrainte est très limitante pour certaines applications de l'OA puisque elle restreint d'une part, la taille du champ de correction, et d'autre part, la proportion des objets pour lesquels une bonne correction de la turbulence par OA est réalisable : on parle de *couverture du ciel*, qui est de l'ordre de quelques pourcents seulement en OA classique.

1.3.3.2 Erreurs technologiques

Les erreurs technologiques sont liées à l'architecture de la boucle d'OA. Elles dépendent entre autres, du nombre d'actionneurs permettant de déformer le DM, du nombre de points de mesure de l'ASO, et du type de détecteur. Les principales erreurs technologiques sont détaillées ci-dessous :

Erreur de fitting

L'OA permet, par le biais d'un DM, de corriger les défauts de la phase jusqu'à une certaine fréquence spatiale liée au nombre d'actionneur utilisés pour déformer le DM. Les hautes fréquences non-corrigées induisent alors une erreur dite de sous modélisation (ou fitting, en anglais, e.g., Conan [1994]). Cette erreur impacte les "ailes" de la PSF, c'est à dire les anneaux extérieurs de la tache, qui ne sont alors pas corrigés de la turbulence.

Erreur d'aliasing

L'erreur d'aliasing est liée à l'échantillonnage d'un signal. Dans le cas d'un système d'OA, c'est la mesure de la phase turbulente qui est échantillonnée par l'ASO. La mesure de la phase est donc entachée d'une erreur qui dépend du

spectre de la phase turbulente et de la fréquences d'échantillonnage de la mesure effectuée par l'ASO [Correia and Teixeira, 2014, Gendron and Rousset, 2012].

Erreur temporelle

Cette erreur se caractérise par le temps de traitement de l'information entre la mesure, le calcul et la correction du défaut de phase. Ce temps de traitement se traduit par un retard qui implique que la correction n'est jamais optimale puisque la correction appliquée au miroir à l'instant t , est calculée au temps $t - 1$ à partir des mesures effectuée à l'instant $t - 2$.

Les cinq termes d'erreurs que l'on vient d'introduire représentent les principales limitations d'un système d'OA. Il existe d'autres erreurs dont l'impact est généralement moins élevé. On notera par exemple l'erreur de réfraction différentielle et l'erreur de chromaticité, liées aux effets de propagation et de diffraction à travers la turbulence, les erreurs de calibration, l'erreur due aux aberrations non communes liée à la séparation entre la voie d'imagerie et la voie de d'analyse du front d'onde, ou encore les erreurs dues à l'environnement extérieur du système d'OA, qui peuvent provenir par exemple, de vibrations du système. Pour plus de détails concernant ces types d'erreurs, on peut se référencer par exemple à Rigaut [2015], Davies and Kasper [2012] ou encore Fusco et al. [2006].

1.3.4 Les systèmes d'OA Grand Champ

Pour pallier aux limitations intrinsèques de l'OA classique décrites dans la section précédente, de nouveaux concepts d'OA ont vu le jour depuis quelques années. On peut distinguer deux grandes familles : d'une part, les OA extrêmes (XAO), et d'autre part les OA Grand Champ. Les instruments XAO sont une amélioration de l'OA classique. Ils sont destinés à fournir une correction quasi parfaite (SR avoisinant les 100 %) sur un champ de vu relativement petit. Par exemple, l'instrument XAO SPHERE, fournit un SR de 90% sur un champ de vue de 1" de rayon [Beuzit et al., 2005, Fusco et al., 2006]. Pour cela, il a fallut minimiser l'erreur de fitting en utilisant un très grand nombre d'actionneurs, et créer des systèmes avec un temps de réponse très faible.

A l'inverse, les systèmes d'OA Grand Champ, que l'on étudie plus en détail dans cette section, visent à augmenter le champ de vu corrigé par OA. Ils trouvent leur principale limitation dans l'effet d'anisoplanétisme décrit en Section 1.3.3.1 qui a une influence directe sur la couverture du ciel et la taille du champ de vue corrigé. Afin de pallier à ces limitations, ces nouveaux systèmes utilisent d'une part, des étoiles artificielles, appelées étoiles laser (ou LGS pour Laser Guide Star en anglais), dans le but d'augmenter la couverture du ciel, et d'autre part, plusieurs sources d'analyse dans le but d'augmenter le champ de correction.

1.3.4.1 Etoiles laser

Le principe d'une étoile laser [Foy and Labeyrie, 1985, Le Louarn et al., 2000, Pilkington, 1987, Tallon and Foy, 1990, Viard, 2001] est basé sur la rémission de la lumière par des particules excitées. Il existe deux grandes classes d'étoiles laser :

- les étoiles lasers qui utilisent **la diffusion Rayleigh** (voir par exemple, [Clark, 2001, Clark et al., 2003, Thompson et al., 1991]). La diffusion de Rayleigh est due aux molécules gazeuses présentes dans l'atmosphère ou aux fines particules de poussière. Elle se produit lorsque la taille des molécules diffusantes est très inférieure à la longueur d'onde du rayonnement. Le rayonnement induit alors un moment dipolaire de la particule qui est ré-émis à la même longueur d'onde. L'intensité diffusée est alors inversement proportionnelle à la puissance 4 de la longueur d'onde du rayonnement incident. Il est donc préférable d'utiliser de courts longueurs d'ondes (UV, bleu ou vert) pour augmenter l'efficacité de l'étoile laser. La diffusion de Rayleigh se produit à une altitude de 15 km environ.
- les étoiles qui utilisent **l'excitation des atomes de Sodium** (voir par exemple, [Lloyd-Hart et al., 1998, Otarola et al., 2016, Sawruk et al., 2010]). Ces atomes de sodium sont présents dans la haute atmosphère, à une altitude de 90 km environ, sous forme d'une couche d'une dizaine de kilomètres. L'énergie émise par un laser de longueur d'onde $\lambda = 589$ nm va alors exciter les atomes de sodium présents dans cette couche. Par désexcitation spontanée, l'énergie est ré-émise à la même longueur d'onde que celle émise.

Les deux techniques sont actuellement exploitées sur différents télescopes. La Figure 1.13 montre par exemple, les LGS de type Rayleigh du William Herschel Telescope (WHT) aux Canaries [Morris, 2003, Talbot et al., 2006] et les LGS de type Sodium du Very Large Telescope (VLT) au Chili (Bonaccini et al. [2002]).

En fournissant une source brillante n'importe où dans le ciel, l'étoile laser permet de résoudre les problèmes de couverture du ciel. Elle souffre cependant de trois limitations principales :

- L'effet de cône : on a vu en Section 1.1.1 que l'onde incidente d'un objet céleste peut être vue comme une onde plane, puisque celui-ci est suffisamment loin pour être considéré à l'infini. Pour des étoiles laser dont l'altitude est de 15 km ou 90 km, cette hypothèse n'est plus valable : l'onde est sphérique. La turbulence considérée n'est alors plus un cylindre mais un cône. Ainsi les perturbations de phase vues par l'ASO ne sont pas exactement les mêmes que celles qui auraient été obtenues avec une NGS. Plus le

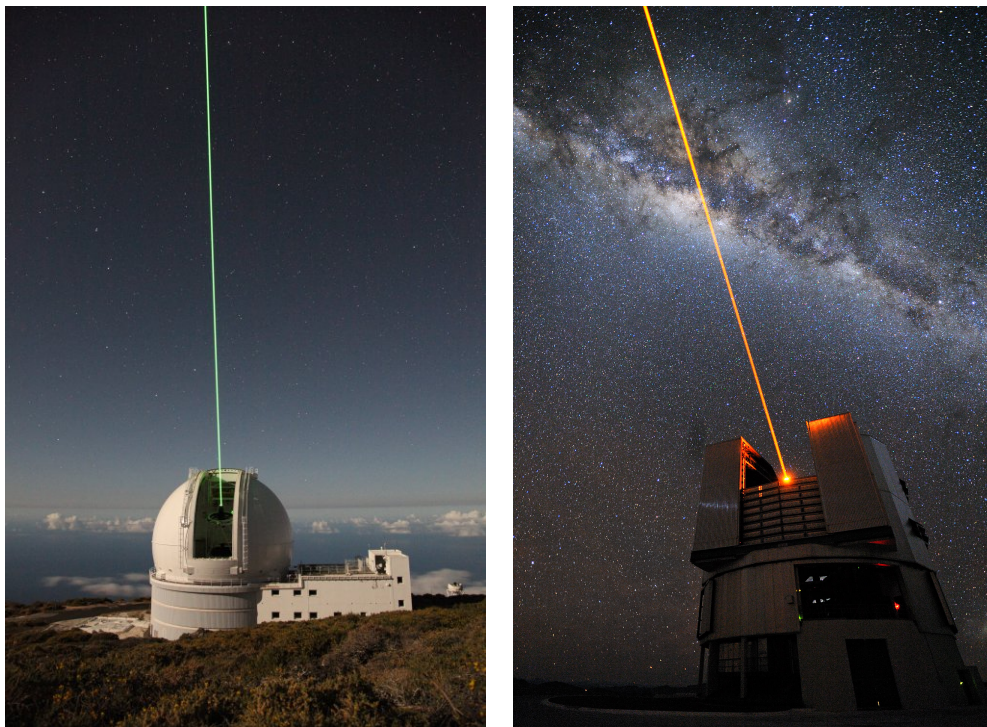


Figure 1.13 – Les deux grands types d'étoiles laser. Gauche : étoile laser de type Rayleigh au William Herschel Telescope aux Canaries. Droite : étoile laser de type Sodium au Very Large Telescope, au Chili. Crédit : Isaac Newton Group of Telescopes, La Palma & European Southern Observatory (ESO).

diamètre du télescope est grand, et plus l'étoile laser est focalisée près du sol, plus l'effet de cône devient important [Foy and Labeyrie, 1985, Tallon and Foy, 1990] ;

- L'indétermination du tip/tilt. La position de la LGS sur le ciel est toujours inconnue du fait du principe de retour inverse de la lumière. Le faisceau laser parcourt toujours le même trajet et n'est pas affecté par les modes tip-tilts dus à l'atmosphère. La mesure de ces modes ne peut donc pas être effectuée sur une seule LGS. [Ellerbroek and Rigaut, 2000, Rigaut and Gendron, 1992] ;
- L'indétermination du focus : l'altitude moyenne de la couche de sodium varie au cours du temps, ce qui provoque une erreur dans l'estimation du focus sur une étoile laser de type sodium [Neichel et al., 2013, Pfrommer and Hickson, 2010] : la variation d'altitude s'ajoute au focus turbulent, et il est alors impossible de différencier l'un de l'autre dans la mesure.

L'indétermination du tip/tilt et l'indétermination du focus peuvent être levées en utilisant une étoile naturelle en complément des étoiles lasers. Le choix de l'étoile naturelle est cependant moins contraignant que dans le cas d'une correction par OA classique : cette étoile ne servant qu'à mesurer les modes de fréquence spatiale les plus bas (le tip, le tilt et le focus), elle peut être moins brillante (utilisation de la pleine pupille, ce qui augmente le flux disponible). La couverture de ciel apportée par les étoiles lasers reste donc toujours supérieure au cas où l'OA fonctionne uniquement sur étoiles naturelles. L'effet de cône est quant à lui résolu par l'utilisation de plusieurs sources d'analyses, comme cela est décrit ci-après.

1.3.4.2 Constellation d'étoiles laser et OA Tomographiques

Pour résoudre l'effet de cône, les systèmes d'OA fonctionnant sur étoile laser peuvent utiliser non pas une LGS, mais une *constellation* de LGS. En effet, en multipliant les directions d'analyse de la turbulence, on est capable d'en reconstruire le volume. Ce procédé de reconstruction est appelé *tomographie* par analogie avec la tomographie médicale. L'idée est d'utiliser autant d'analyseurs de surface d'onde que ce qu'il y a d'étoiles guides de façon à ce que chaque analyseur perçoive la turbulence dans une direction donnée. En combinant l'ensemble des mesures 2D de chacun des analyseurs on peut reconstruire la turbulence en 3D dans l'ensemble du volume délimité par les mesures (i.e. délimité par les étoiles guides).

Plusieurs concepts s'appuyant ainsi sur une analyse de la turbulence dans plusieurs directions ont été développés dans le but de répondre à différents besoins scientifiques. Ils se regroupent sous l'appellation d'OA Tomographique. Dans chacun des cas, la turbulence est mesurée sur plusieurs étoiles (laser ou naturelles)

de façon à en reconstruire le volume dans une zone donnée. La correction appliquée diffère ensuite selon les systèmes. Je les décris brièvement ci-après.

L'OA Tomographique Laser

L'OA Tomographie Laser, ou LTAO pour Laser Tomographie Adaptive Optics [Baranec et al., 2006, Hubin et al., 2005, Milton et al., 2007] est la plus simple des techniques d'OA Tomographiques. Ce type d'OA permet de résoudre l'effet de cône et d'apporter une correction comparable à celle de l'OA classique, c'est à dire dans un champ limité, dans une zone du ciel où l'on ne dispose pas d'étoile guide naturelle assez brillante pour faire fonctionner l'OA uniquement sur des étoiles naturelles. La turbulence est mesurée dans plusieurs directions selon plusieurs LGS, comme décrit précédemment, de façon à en reconstruire le volume. Elle est ensuite projetée sur la pupille, dans la direction de l'objet d'intérêt et corrigée pour cette direction grâce à un seul DM. Le principe de la LTAO est schématisé Figure 1.14.

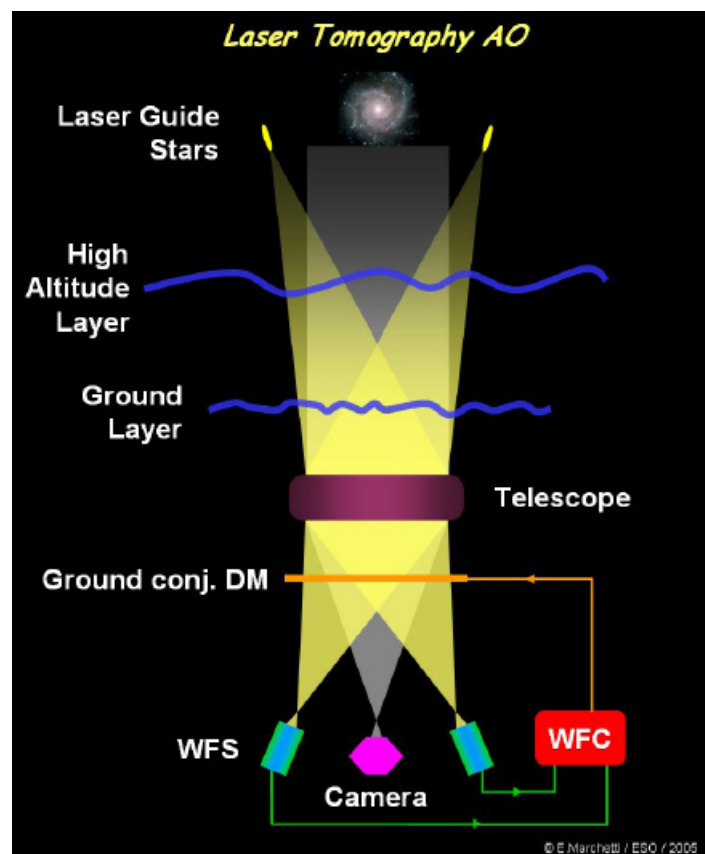


Figure 1.14 – Schéma de principe de la LTAO.

L'OA couche au sol

L'OA couche au sol, ou Ground Layer Adaptive Optics (GLAO) [Rigaut, 2002, Tokovinin, 2004] est dédiée à la correction de la turbulence proche du sol, par un unique DM, conjugué de la pupille. La turbulence est sondée dans différentes directions d'observation à l'aide de plusieurs étoiles guides et plusieurs ASOs. Les ASOs voient la même turbulence au sol mais une turbulence différente en altitude. A cause de l'effet de décorrélation angulaire, la turbulence en altitude est moyennée et s'annule. C'est donc uniquement l'effet de la couche au sol sur la phase turbulente qui est corrigé dans tout le champ : la GLAO permet de corriger un champ plus grand que l'OA classique ou la LTAO, mais avec une qualité moins bonne, en terme de SR.

Dernièrement, le dispositif Optique Adaptative Facility (AOF, Kolb et al. [2016]) a été mis en place sur le télescope UT4 (Unit Telescope 4) du VLT. Grâce à ses 4 LGS et à un miroir secondaire adaptatif, l'ensemble des instruments de ce télescope peuvent bénéficier d'une correction de la turbulence au sol. Le premier instrument à bénéficier de cette correction est le spectrographe intégral de champ MUSE (Multi-Unit Spectroscopic Explorer, [Bacon et al., 2010, Jarno et al., 2008, Kelz and Roth, 2007]) par l'intermédiaire du module d'OA GALACSI (Ground Atmospheric Layer Adaptive Corrector for Spectroscopic Imaging, [La Penna et al., 2014, Ströbele et al., 2012]). Le système GALACSI/MUSE fonctionne actuellement sur un mode grand champ ($1' \times 1'$) qui permet de doubler l'EE par rapport à des observations limitées par le seeing. Une évolution de GALACSI en champ de vu étroit ($7.5'' \times 7.5''$) est prévue pour 2018. La turbulence sera alors corrigée par LTAO de façon à augmenter le SR à 10-30%. Enfin, dans un futur proche, un autre système de GLAO baptisé GRAAL (GROund-layer Adaptive optics Assisted by Laser, Paufigue et al. [2010]) sera connecté à la camera HAWK-I pour fournir des images IR sur un champ de vu de $10' \times 10'$.

Le Large Binocular Telescope (LBT, au Etats-Unis) de 8 m est également équipé d'un système de GLAO, nommé ARGOS (pour Advanced Rayleigh Guided Ground Layer Adaptive Optics System, Rabien et al. [2014]). Couplé aux 6 LGS du LBT, le système ARGOS permet de diviser par 2 la FWHM de la PFS sur un champ de vu de $4' \times 4'$ (Orban de Xivry et al. [2016]).

L'OA Multi-Objets

L'OA Multi-Objets, ou Multi-Object Adaptive Optics (MOAO) Hammer et al. [2004, 2002], est un concept d'OA grand champ dédié à l'observation de champs scientifiques très étendus (plus de 5 arcmin en général), contenant de petits objets peu brillants (taille inférieure à 1 arcsec), typiquement un amas de galaxies. Le volume de turbulence est analysé dans l'ensemble du champ étendu, puis

projeté sur de petites zones limitées par l'anisoplanétisme dans les directions des objets d'intérêt. La correction est alors effectuée de manière simultanée sur chacun de ces objets à l'aide de miroirs déformables dédiés. L'inconvénient majeur de ce système d'OA est qu'il fonctionne en boucle ouverte. Dans cette configuration le DM se situe en aval du système de mesure. Il est par conséquent beaucoup plus sensible aux non-linéarités des ASOs qu'en boucle fermée (voir 1.3.1) car la dynamique de mesure est beaucoup plus importante. De plus, la correction du DM est effectuée "en aveugle" et seul le contrôle a posteriori de l'image finale renseigne sur la qualité de la correction qui a été apportée.

Deux démonstrateurs ont récemment montré la faisabilité de la MOAO sur ciel : l'instrument RAVEN [Andersen et al., 2012, Conan et al., 2010], installé sur le télescope de 8.2 m, Subaru à Hawaii, qui a permis de mettre en évidence une augmentation de l'EE de 7% par rapport au mode GLAO (Ono et al. [2016]), et l'instrument CANARY [Gendron et al., 2016, Vidal et al., 2014], installé au WHT, dont les performances ont permis d'observer la fusion de deux galaxies à une distance de 500 millions d'années-lumières (Gratadour et al. [2014]).

L'OA Multi-Conjuguée

Pour augmenter la taille du champ corrigé, l'OA Multi-Conjuguée, ou Multi-Conjugated Adaptive Optics (MCAO) [Beckers, 1988, Ellerbroek and Rigaut, 2000, Ellerbroek, 1994, Tallon and Tallon-Bosc, 1992] a recourt à plusieurs miroirs déformables conjugués optiquement aux altitudes des couches turbulentes dominantes. Un tel système utilise typiquement deux à trois miroirs déformables : un miroir déformable conjugué optiquement à la couche au sol, et les autres conjugués à des altitudes correspondant aux couches les plus turbulentes (soit typiquement 5 km et 10 km). L'utilisation de plusieurs miroirs permet une correction de la turbulence sur un volume et à différentes altitudes. Cette technique, illustrée par la Figure 1.15 permet d'atteindre une correction proche de la limite de diffraction du télescope sur un champ de vue de l'ordre de 1 à 2 arc-minutes (soit une surface 25 à 100 fois plus grande qu'un champ de vue corrigé par OA classique).

Cette technologie a été testée par le démonstrateur MAD (Multi-conjugate Adaptive optics Demonstrator), installé au focus Nasmyth du VLT/UT3, et fonctionnel de 2007 à 2008 (Marchetti et al. [2007], Meyer et al. [2011]). Aujourd'hui, un seul instrument de ce type est opérationnel sur le ciel. Il s'agit de l'instrument GeMS (pour Gemini Multi-conjugated adaptive optics Systems) implanté sur le télescope de Gemini Sud, au Chili en 2013. Je m'y intéresse tout particulièrement, puisque les travaux effectués au cours de cette thèse sont basés sur des données issues de cet instrument. Il est décrit plus longuement dans la section 1.3.5.

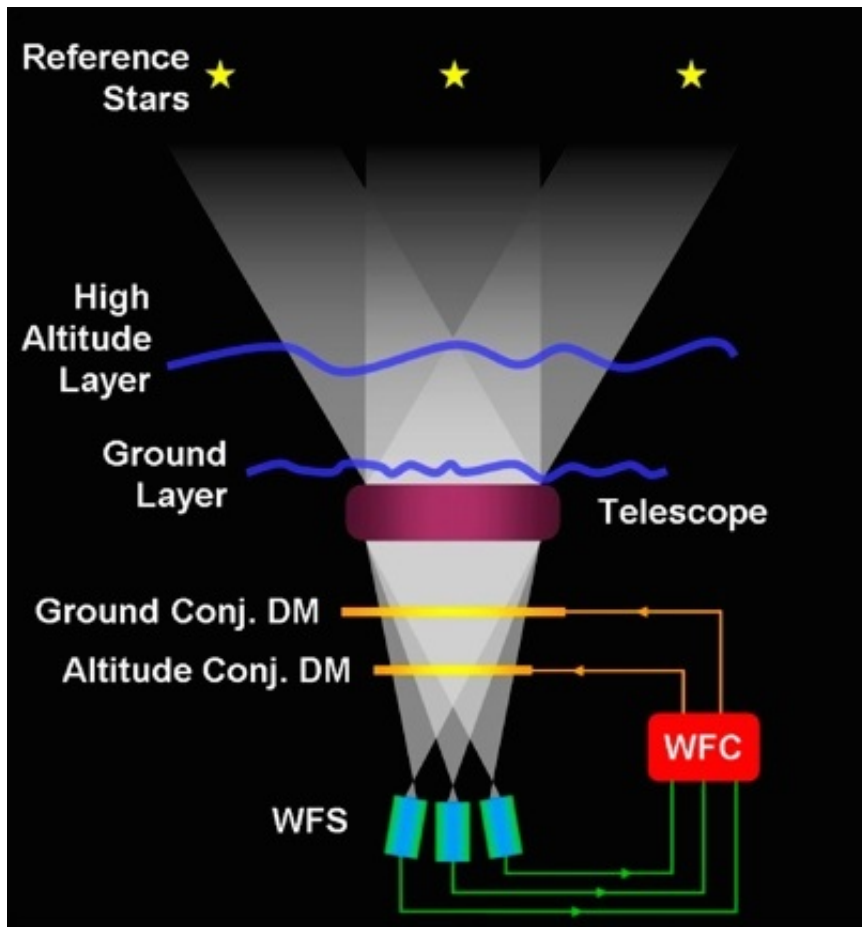


Figure 1.15 – Schéma de principe de la MCAO.

1.3.4.3 OA Tomographiques et ELTs

D'ici quelques années, nous assisterons à la première lumière des télescopes de la classe des 30-40 m, les ELTs (Extremely Large Telescopes). Avec les ELTs, l'OA devient le nouveau standard de l'observation au sol et s'intègre directement au télescope lui-même. En particulier, les futurs ELTs seront tous équipés de systèmes d'OA tomographiques et ce, dès leur mise en service.

Par exemple, dans le cas de L'European ELT (E-ELT), deux instruments de première lumière seront équipés d'OA tomographique en complément de modules d'OA classique : le spectro-imageur IR, MICADO (pour Multi-AO Imaging Camera for Deep Observations, [Davies et al. \[2016\]](#)) équipé d'un système MCAO ([Diolaiti \[2010\]](#)) et le spectrographe intégral de champ visible et IR, HARMONI (pour High Angular Resolution Monolithic Optical and Near infrared Integral field spectrograph, [Neichel et al. \[2016\]](#), [Thatte et al. \[2016\]](#)) équipé d'un système de LTAO. Le spectro-imageur IR moyen METIS (pour Mid-infrared E-ELT Imager and Spectrograph, [Brandl et al. \[2014\]](#)), sera équipé d'un module d'OA classique, puis d'un module de LTAO dans une seconde phase de développement. Dans un deuxième temps vient également un spectrographe multi-objet (MOSAIC pour Multi-Object Spectrograph for Astrophysics, Intergalactic-medium studies and Cosmology, [Kelz et al. \[2016\]](#)) qui sera lui, équipé d'un module pouvant fonctionner en MOAO et en GLAO.

En ce qui concerne le Thirty Meter Telescope (TMT), un système de MCAO est prévu pour l'instrument NFIRAOS (This Narrow-Field Infrared Adaptive Optics System, [Herriot et al. \[2006\]](#)). Le Giant Magellan Telescope (GMT) sera quant à lui, équipé d'un instrument de GLAO [[Athey et al., 2004](#), [Sharp et al., 2016](#)].

Dans ce contexte, l'étude des systèmes d'OA tomographique et la caractérisation de leurs performances devient une étape cruciale pour la préparation des développements technologiques nécessaires à l'instrumentation des futurs ELTs. Dans la suite, je m'intéresse tout particulièrement à l'instrument MCAO, GeMS.

1.3.5 L'instrument GeMS

L'instrument GeMS est le premier instrument d'OA multi-conjugué opérationnel sur le ciel. Il est implanté sur le telescope de 8 m de Gemini Sud au Chili. L'instrument GeMS fonctionne avec 5 étoiles laser, 3 étoiles naturelles et 2 miroirs déformables et délivre des images proche de la limite de diffraction du télescope sur un champ de vue de 1.5×1.5 arcminutes. Il est constitué de deux ensembles distincts : le système LGSF (pour Laser Guide Star Facility an anglais), qui génère les étoiles laser, et le banc d'OA CANOPUS.

1.3.5.1 Le système LGSF

Les étoiles artificielles générées par le Laser Guide Star Facility utilisent l'excitation des atomes de la couche de Sodium. Le LGSF est composé de 3 sous-systèmes :

- la cavité laser, qui fournit une source de lumière cohérente de longueur d'onde $\lambda = 589$ nm grâce à la génération de fréquence somme de deux faisceaux de longueur d'onde 1064 nm et 1319 nm ;
- le Beam Transfer Optic (BTO), qui permet d'acheminer le faisceau de 50W de la sortie de la cavité laser à l'entrée du système de "lancement" du laser. Le BTO est composé de multiples lentilles, miroirs et séparateurs de faisceaux qui permettent également de séparer le laser en 5 faisceaux distincts ;
- le Laser Launch Telescope (LLT), qui permet de propager les 5 faisceaux dans le ciel depuis l'arrière du miroir secondaire situé au centre du télescope.

La Figure 1.16 montre une vue d'ensemble du télescope ainsi que l'emplacement des sous-systèmes du LGSF. La Figure 1.17 montre la constellation des 5 étoiles laser lancée depuis l'arrière du miroir secondaire. Pour plus de détails concernant le système LGSF et son commissioning voir [d'Orgeville \[2011\]](#), [d'Orgeville et al. \[2012\]](#), et [Fesquet et al. \[2013\]](#).

1.3.5.2 Le banc d'OA CANOPUS

Le banc d'OA CANOPUS [[Bec et al., 2008](#), [Boccas et al., 2008](#), [Garcia-Rissmann et al., 2010](#), [Neichel et al., 2010](#)] est, comme nous l'avons vu précédemment, un banc d'OA multi-conjuguée. Il est schématisé Figure 1.18.

La lumière collectée au foyer Cassegrain du télescope est dirigée par un miroir de renvoi à l'intérieur du banc d'OA. Le faisceau collecté comprend l'information issue des 5 étoiles lasers ainsi que la lumière émise par la cible d'intérêt. Une fois à l'intérieur du banc d'OA, le faisceau est colimaté par un miroir parabolique hors axe et dirigé vers les trois miroirs déformables conjugués à 0 km et 9 km (respectivement DM0 et DM9 sur la figure, DM4.5 étant en cours de maintenance). Grâce à un séparateur de faisceaux, le signal infra rouge est ensuite redirigé vers la caméra scientifique, tandis que le reste du faisceau est récupéré pour l'analyse de front d'onde : le faisceau de longueur d'onde 598 nm issue des 5 étoiles laser est acheminé vers les analyseurs de front d'onde dédiés aux étoiles artificielles, tandis que la lumière visible des étoiles naturelles est analysée indépendamment.

Le faisceau corrigé peut alimenter différentes caméras scientifiques. Parmi elles, le spectro-imageur multi-objet Flamingos-2 [[Eikenberry et al., 2012](#), [Raines](#)

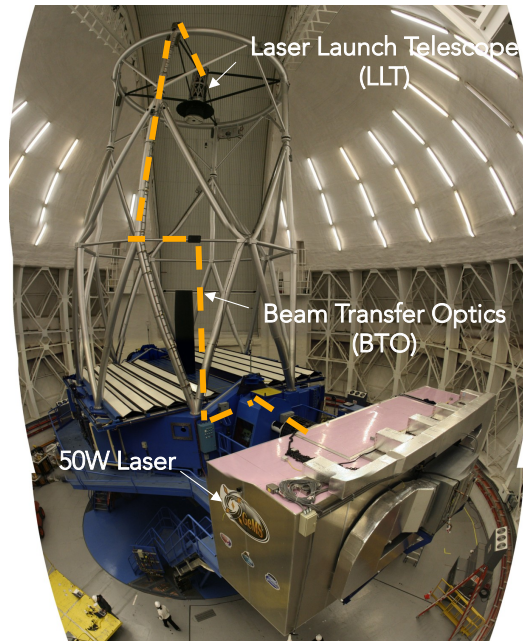


Figure 1.16 – Le système LGSF génère les 5 étoiles laser du télescope de Gemini. Il englobe la cavité laser, le système d’acheminement du faisceau (BTO) et le système de lancement du faisceau (LLT).

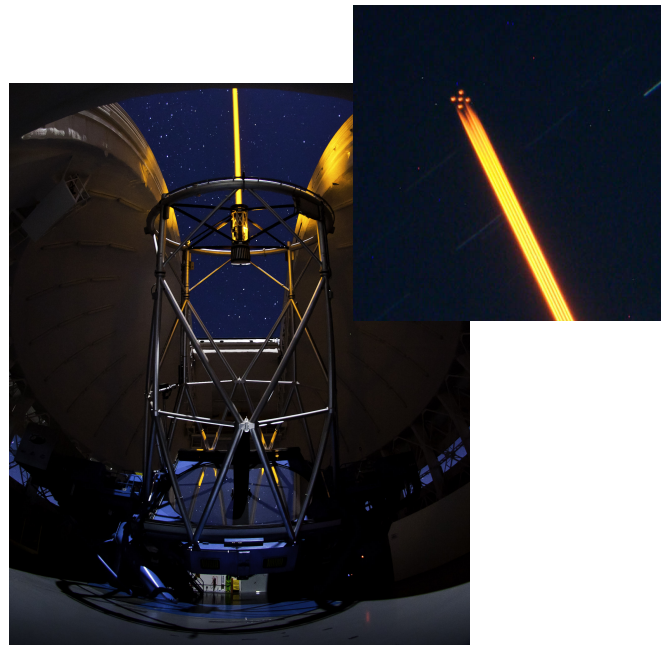


Figure 1.17 – Constellation des 5 étoiles laser du télescope de Gemini Sud générées par le système LGSF. Le faisceau est lancé depuis l’arrière du miroir secondaire du télescope.

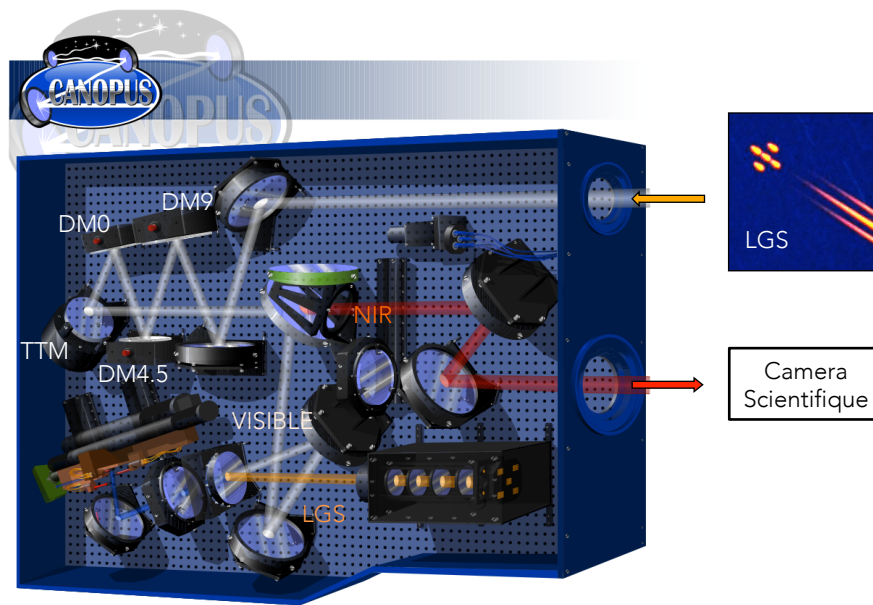


Figure 1.18 – CANOPUS, banc d’OA du télescope de Gemini Sud.

et al., 2008, 2010], le spectromètre multi-objet GMOS [Hibon et al., 2016, Murawinski et al., 1998, Roth et al., 2015], et l’imageur proche IR grand champ GSAOI. Les données collectées au cours de cette thèse ont été acquises par la camera IR GSAOI, dont les caractéristiques sont détaillées dans la section suivante.

1.3.5.3 La camera IR GSAOI

La camera IR GSAOI (pour Gemini South Adaptive Optics Imager) a été élaborée au Research School of Astronomy and Astrophysics (RSAA) de l’Australian National University. Elle est montée au focus $f/32$ du banc d’OA CANOPUS et fonctionne dans un intervalle de longueur d’onde compris entre $0.9 - 2.4 \mu\text{m}$. Les détecteurs de la camera GSAOI sont composés de quatre matrices Rockwell HAWAII-2RG de 2048×2048 pixels chacune, montées selon une mosaïque 2×2 pour former un champ de vu total de 4096×4096 pixels, soit 85×85 arcsecondes. L’échelle angulaire des pixels est de 20 mas/pixel . Les quatre détecteurs sont séparés deux à deux par des intervalles de 150 pixels, soit 3 arcsecondes. Ces caractéristiques sont résumés Figure 1.19.

Chaque détecteur est lu simultanément grâce sa matrice adjacente de 512×2048 pixels selon la technique du "Fowler Sampling" (Fowler and Gatley [1990]) qui garantit un bruit de lecture minimal. La camera est également équipée d’un système de refroidissement qui permet de limiter la contamination des données par le signal thermique émis par les détecteurs.



Figure 1.19 – Caractéristiques des détecteurs de la camera IR GSAOI.

GSAOI est équipée de deux roues à filtres qui permettent d'effectuer des observations selon 27 bandes spectrales différentes. Les filtres sont définis par une largeur spectrale $\Delta\lambda$ autour d'une longueur d'onde centrale λ_0 . Selon la largeur de la bande spectrale, on parle de bande large, ou de bande étroite. Les 27 bandes spectrales, étroites et larges, correspondant aux filtres disponibles sur la camera GSAOI sont représentées en Figure 1.20. La courbe de transmission atmosphérique est également représentée entre 0.9 et 2.5 μm (vert foncé). Le travail présenté dans la suite du document s'appuie sur des observations effectuées en bandes J , H et K_s (respectivement, 1.2 μm , 1.4 μm et 2.2 μm).

Plus de détails concernant la camera GSAOI et son commissioning sont présentés dans [McGregor et al. \[2004\]](#) et [Carrasco et al. \[2011\]](#).

1.4 Réduction des données

Les images issues de l'imagerie IR à haute résolution angulaire contiennent un certain nombre de défauts et de signaux non-désirés, qui peuvent affecter leur qualité et par conséquent, les performances de l'analyse associée. Le processus de *réduction* des données englobe l'ensemble des opérations qui permettent de minimiser ces effets et de transformer des données brutes en données scientifiquement exploitables. Cela nécessite l'acquisition, au cours de chaque observation, d'images spécifiquement dédiées à cette étape de traitement. On parle alors d'images "dark", de "flat" et d'images du ciel. Dans cette section je présente les principales étapes de réduction des images, appliquées aux cas de données issues de la camera GSAOI.

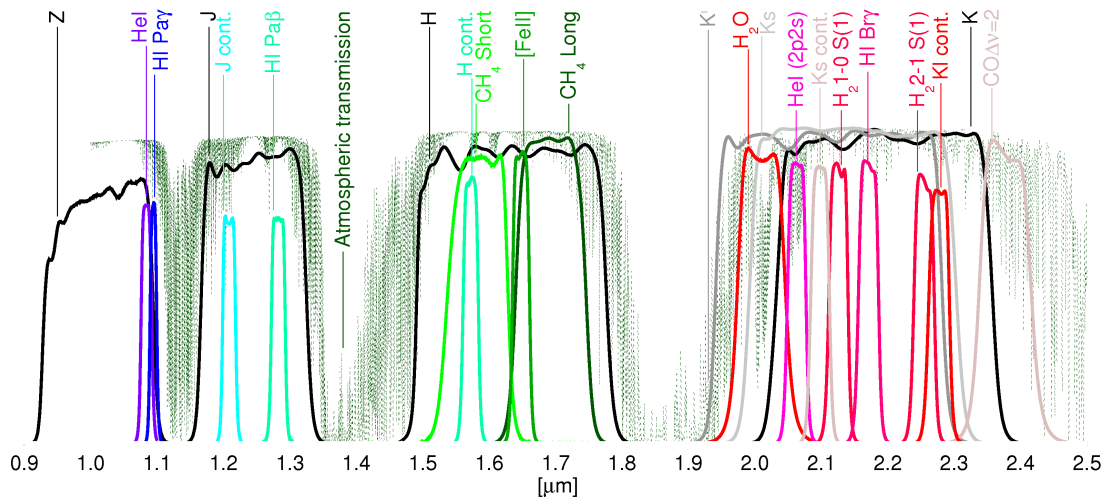


Figure 1.20 – Bandes spectrales associées aux filtres disponibles sur la camera GSAOI. La transmission atmosphérique est également représentée (vert foncé).

1.4.1 Correction de la non-linéarité

Les détecteurs de la camera GSAOI souffrent d'une non-linéarité intrinsèque, due à leur architecture. Cette non-linéarité peut être corrigée en appliquant sur chaque valeur de pixel, une transformation polynomiale quadratique dont les coefficients ont été calibrés au cours du commisioning de GSAOI (Carrasco et al. [2011]). Cette correction doit être appliquée systématiquement sur chaque image issue de la camera.

1.4.2 Image "Dark" et pixels défectueux

L'image dark, est une image acquise obturateur fermé, de façon à bloquer toute entrée de lumière sur le détecteur. Elle permet de mesurer uniquement le signal de bruit thermique de l'appareil, dit *courant d'obscurité*, pour pouvoir ensuite le soustraire des données.

Grâce au système de refroidissement mis en place dans la camera GSAOI, le courant d'obscurité de ses détecteurs est très faible (~ 0.01 e-/s/pix) et la soustraction de l'image dark n'est pas toujours nécessaire. Elle permet cependant de mettre en évidence des pixels défectueux. Parmi eux, les "pixels chauds", qui envoient un signal malgré l'absence de lumière (ils apparaissent alors brillants sur l'image dark), et les "pixels morts" qui ne répondent pas. Comme nous l'avons vu en Section 1.1.3, le bruit de détection est attendu gaussien et stationnaire. Si un pixel fournit une intensité qui s'écarte d'un certain nombre d'écart type de la valeur moyenne (typiquement plus de 3), alors c'est qu'il est chaud ou mort.

Ces pixels défectueux affectent généralement leurs voisins par un phénomène dit de *capacitance inter-pixel* (Finger et al. [2006]). La capacitance inter-pixel apparait lorsque la quantité de charges collectée sur un pixel est très différente de celle collectée sur un pixel adjacent. Cela provoque l'apparition d'une tension supplémentaire qui s'ajoute à la valeur du pixel. On observe alors, des "croix" de pixels défectueux comme montré sur la Figure 1.21. Pour le traitement des données GSAOI, une carte des pixels défectueux (BPM pour Bad pixel Map), qui comprend les pixels chauds et les pixels morts a été élaborée et mise à disposition des utilisateurs. Toutes les images peuvent ainsi être corrigées à l'aide d'un filtre médian : les valeurs des pixels défectueux sont remplacées par les valeurs moyenne des pixels environnant.

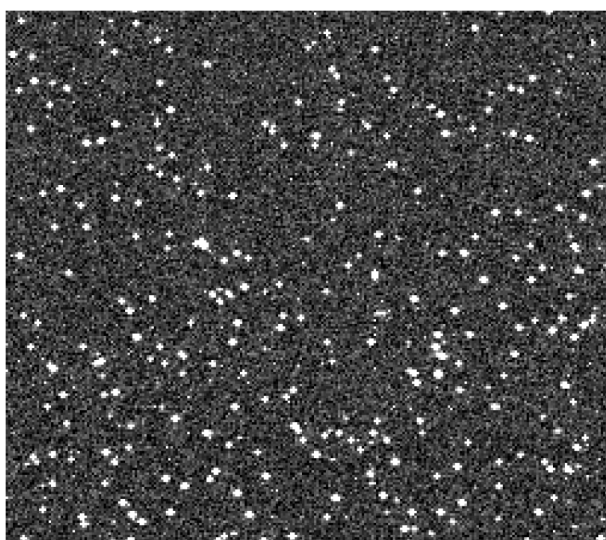


Figure 1.21 – Exemple d'image dark prise sur la camera GSAOI. On observe les "croix" de pixels défectueux qui apparaissent lumineux malgré l'absence de lumière.

1.4.3 Correction du "Flat-field"

L'image de Plage de Luminosité Uniforme (PLU ou « flat-field ») est une image prise d'un écran, ou fond de ciel éclairé uniformément. Cela peut être le fond du ciel au crépuscule ou à l'aurore (on parle alors de sky-flats), ou bien un écran blanc placé sous le toit d'un observatoire que l'on éclaire uniformément (on parle de dome-flats). Les dome-flats présentent l'avantage de pouvoir être effectués à n'importe quel moment de la journée, sans précipitation. Cependant, obtenir une illumination uniforme de l'écran est difficile. Même si les sky-flats sont plus difficiles à acquérir (la courte durée du crépuscule laisse peu de temps pour l'acquisition), ils sont généralement privilégiés par les astronomes.

De telles images permettent de mesurer la variation de sensibilité des pixels

du détecteur ainsi que les défauts du système optique. En effet, un capteur observant une scène uniforme n'en donnera pas forcément une image uniforme. Les variations mises en évidence par le flat-field sont dues à des impuretés présentes dans les composants du détecteur. Elles peuvent également provenir de poussières résiduelles sur les surfaces optiques.

Le temps d'intégration d'une image flat-field est réglé de façon à ce que l'obturateur ait le temps de s'ouvrir et de se fermer. Il faut également s'assurer que la moyenne d'intensité des pixels soit comprise entre 50% et 70% de leur saturation maximale.

Les images brutes sont ensuite corrigées en les divisant par les images flat-fields préalablement corrigées de la non-linéarité.

1.4.4 Soustraction du "ciel"

Pour le traitement spécifique des données IR, on acquiert également des images dites, du ciel, ou "sky". Les images du ciel sont des images acquises régulièrement au cours de la nuit d'observation en décalant légèrement le pointage du télescope vers une zone proche de la cible scientifique, mais dépourvue (autant que possible) d'étoile. Ces images permettent de mesurer le signal émis par le rayonnement du ciel (particulièrement fort en IR) et par les diverses particules en suspension dans l'atmosphère. Elles doivent avoir les mêmes caractéristiques de filtre et de temps de pose que les images scientifiques et sont corrigées de la même manière de la non-linéarité, des pixels défectueux et du flat-field avant d'être soustraites à ces dernières.

1.4.5 Correction du gain

A chaque détecteurs est associé un gain permettant de convertir le signal mesuré en un flux. Ces différents gains ont été calibrés au cours du commissioning de GSAOI et sont appliqués indépendamment à chaque détecteurs en dernière étape de réduction des données.

1.4.6 Bilan

Pour chaque type d'image (dark, flat-field et ciel), détaillé ci-dessus, il est primordial d'effectuer plusieurs prises de vues pour les combiner ensuite. Cela permet d'éliminer les valeurs aberrantes, dues par exemple aux rayons cosmiques, satellites, ou pixels défectueux résiduels. En pratique, ces différentes images sont effectuées en décalant légèrement le pointage du télescope entre chaque prises de vues, selon la technique dite, du *dithering*. Plusieurs méthodes existent ensuite pour combiner les images. La plus simple consiste à calculer la médiane

des différentes prises de vues. On peut citer également la méthode de "Sigma Clipping", couramment utilisée, qui consiste à rejeter les pixels dont la valeur est trop éloignée de la moyenne, selon un paramètre σ à fixer. Les images ainsi combinées portent généralement le préfixe "Master". La Figure 1.22 montre un exemple de masterFlat (droite) et masterSky (gauche) élaborés à partir de données issues de la camera GSAOI.

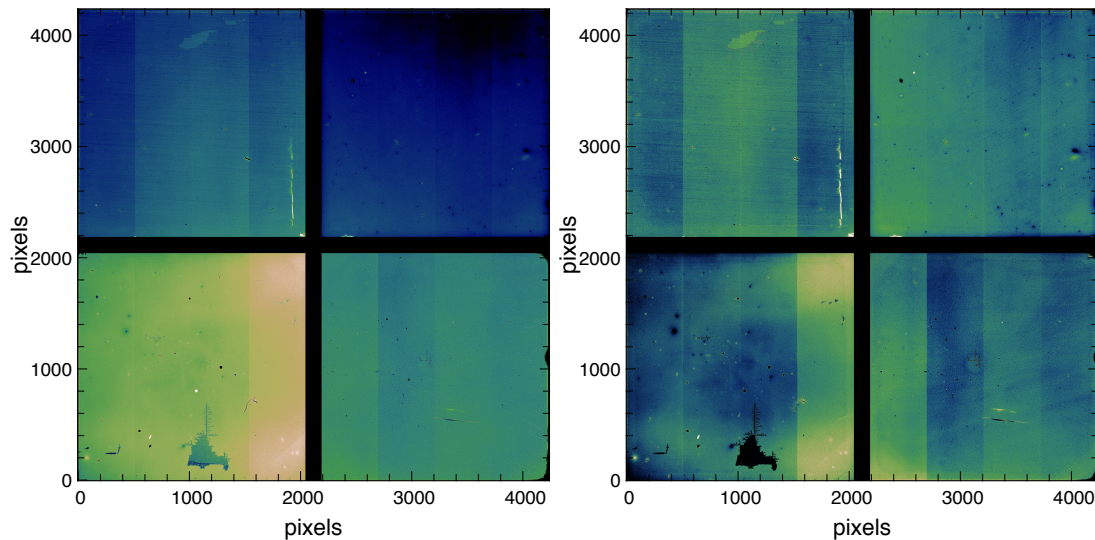


Figure 1.22 – Exemple de masterSky (gauche) et masterFlat (droite) issus de données GSAOI.

Finalement :

$$I_{\text{réduite}} = \frac{(I_{\text{brute}} - \text{MasterSky})}{\text{MasterFlat}} * \text{BPM} * G$$

où :

G est le gain à appliquer indépendamment à chaque détecteur ;

I_{brute} , masterSky et masterFlat sont préalablement corrigés de la non-linéarité.

BPM est la carte de même dimension que l'image, qui vaut 1 par défaut, et 0 à la position des pixels défectueux.

Sur la Figure 1.23, on peut observer l'effet de la réduction des données sur un exemple issu de l'instrument GeMS/GSAOI. A gauche l'image brute et à droite l'image réduite.

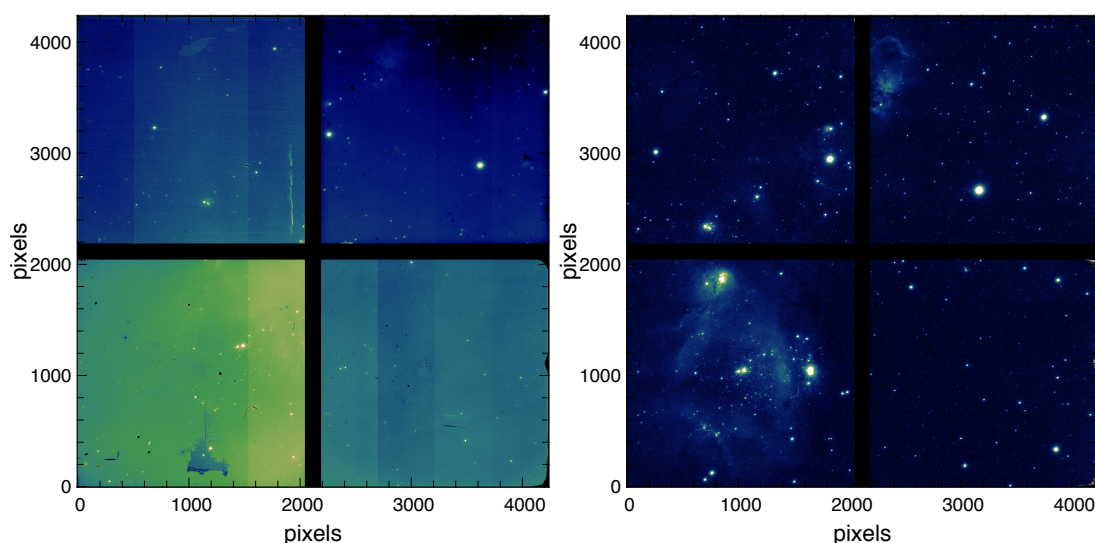


Figure 1.23 – Exemple d’image collectée avec la camera GSAOI. Gauche : image brute. Droite : image réduite.

1.4.7 Combinaison d’images

Certaines applications scientifiques nécessitent également de combiner les images de sciences en les sommant pixels à pixels. De cette façon, le bruit se moyenne et le SNR est augmenté, laissant apparaître les sources les moins brillantes du champ. Ce processus de combinaison d’images (ou *stack* d’images, en anglais) nécessite de recentrer précisément les images individuelles afin de les moyenner sans perdre la résolution initialement obtenue au cours des observations. Dans le cas où l’instrument souffre de distorsion géométrique, il est également nécessaire de la corriger avant toute opération de combinaison.

1.4.7.1 Recentrage d’images

Les images individuelles obtenues au cours d’une nuit observation peuvent être décalées l’une par rapport à l’autre, d’une fraction voire de plusieurs pixels pour plusieurs raisons. Parmi elles, on peut citer l’utilisation du dithering, l’indétermination du tilt entre l’ouverture et la fermeture de la boucle d’OA dans le cas où l’on décale le pointage du télescope pour acquérir des images du ciel, l’imprécision de pointage dans le même cas, ainsi que les vibrations du télescope.

Pour pallier à ce problème, la méthode la plus utilisée dans le cas du recentrage d’images pour l’astronomie, est la Corrélation Croisée (CC) entre ces images. On trouvera une revue de ces méthodes dans [Brown \[1992\]](#). D’autres auteurs ont proposé, pour traiter ce problème, des approches optimales de type Maximum de Vraisemblance (MV) [[Costa, 1993](#), [Mort, 1988](#)]. On citera en particulier [Gratadour et al. \[2005\]](#) qui proposent une méthode optimale de recentrage subpixelique basée sur la résolution d’un problème inverse et une estimation du MV. On

s'appuie sur cette méthode dans la suite du document.

1.4.7.2 Correction de la Distorsion

L'instrument GeMS/GSAIO souffre comme la plupart des systèmes optiques, d'une distorsion géométrique du champ. Dans ce cas, une correction de la distorsion doit être appliquée avant le recentrage, afin de combiner correctement les images, sans perte de résolution.

La distorsion peut être caractérisée par les déformations qu'elle engendre sur une grille de points régulière dans l'image. Cette carte de déformation, dite *carte de distorsion*, peut alors être appliquée en inverse sur les images individuelles afin des les corriger de cet effet. Les différentes méthodes actuellement utilisées pour estimer les cartes de distorsion font l'objet de la première partie du Chapitre 3.

1.5 Spécificités des données MCAO

Les données issues d'instrument MCAO présentent des spécificités dont il faut tenir compte au cours de la réduction et de l'analyse des données. Cette section est consacrée à la description de ces particularités. J'aborderai dans un premier temps la structure particulière de la PSF issue d'observation MCAO ainsi que sa variation dans le champ. Dans un deuxième temps, je décrirai les phénomènes de distorsion variable également observés dans ce type de données.

1.5.1 Structure et variation de la PSF

Tout d'abord il est important de noter que toute PSF issue d'observations corrigées par un système d'OA est fondamentalement différente d'une PSF issue d'observations limitées par le seeing. Alors que cette dernière se modélise efficacement par une simple fonction Moffat (comme montré Figure 1.24 (gauche)), les PSF issues d'observations corrigées par OA présentent une structure complexe dont la modélisation nécessite de combiner plusieurs fonctions analytiques de type Gaussienne, Moffat ou encore Lorentzian. A titre d'exemple, le modèle de PSF de l'instrument GeMS peut être décrit par une tache centrale proche de la limite de diffraction à laquelle s'ajoute des "ailes" relativement étendues. Le diamètre de la PSF s'approche donc de celui d'une PSF limitée par le seeing, mais une grande proportion du flux est concentré dans une région dont le diamètre angulaire est très proche de la limite de diffraction (Neichel et al. [2014b]). Shreiber et al. [2012] modélisent ce type de PSF en combinant une distribution Moffat, pour la tache centrale, et une somme de fonction Gaussienne et Moffat pour les ailes. Le résultat est représenté Figure 1.24 (gauche).

En plus de cette structure complexes, propres aux PSFs issues d'observations corrigées par tout type d'OA, les PSFs issues d'observations corrigées par MCAO

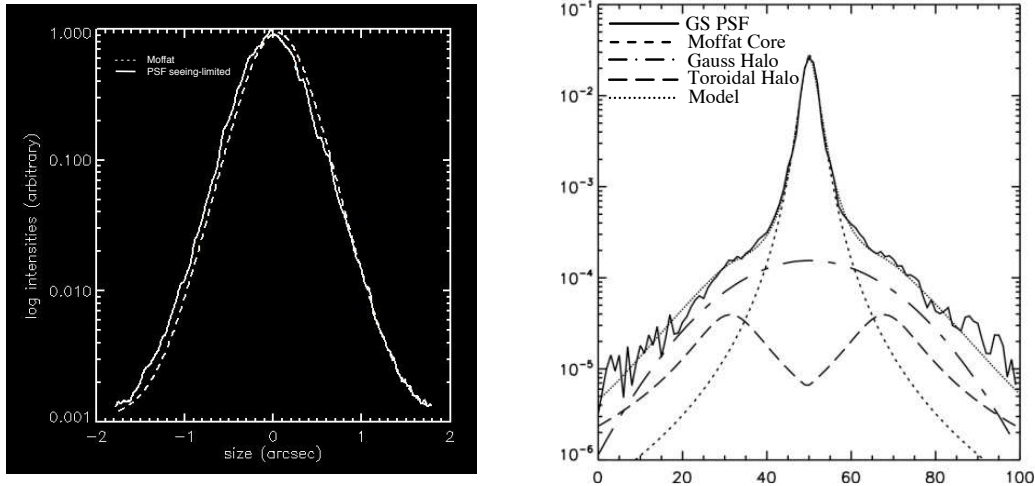


Figure 1.24 – Gauche : PSF issue d’observations limitées pa le seeing modélisée par une fonction Moffat. Droite : PSF issues d’observations corrigées par OA modélisée par une combinaison de plusieurs fonctions. Crédit :[Shreiber et al. \[2012\]](#).

souffrent d’une variabilité spatiale liée à la grande taille du champ de corrigé. En effet, même si la correction fournie par un système MCAO dans un grand champ est beaucoup plus stable que celle fournie par un système d’OA classique, des résidus de correction limitent encore la qualité des données, et des variations de la PSF sont mises en évidences ([\[Massari et al., 2016, Neichel et al., 2014b, Turri et al., 2017\]](#)). Dans une étude basée sur des données issues de l’instrument GeMS combiné à la camera IR GSAOI, [Turri et al. \[2017\]](#) analysent ces variations. La Figure 1.25 montre un échantillon de PSF prélevées dans leurs données, à différents endroits du champ. Les échantillons sont issues de données obtenues en bande K_s (i.e. $\lambda = 2.2 \mu m$).

Pour quantifier ces variations, ils utilisent quatre paramètres caractéristiques de la PSF : Le SR, la FWHM, l’ellipticité et l’orientation angulaire de la PSF. Ces deux derniers paramètres sont définis pour chaque PSF grâce à un contour elliptique ajusté au niveau de la FWHM. Un exemple est montré Figure 1.26 : la PSF est prélevée dans des données obtenues en bande J où l’élongation est plus importante, de façon à mettre en évidence le contour elliptique. Les deux axes de longueur a et b de cette ellipse permettent de calculer pour chaque PSF, une ellipticité associée e telle que : $e = 1 - b/a$. Le grand axe permet de définir l’orientation angulaire de la PSF. La Figure 1.27 montre les variations de ces différents paramètres dans le champ et la Figure 1.28 montre la variation de d’ellipticité de la PSF entre trois prises de vues successives.

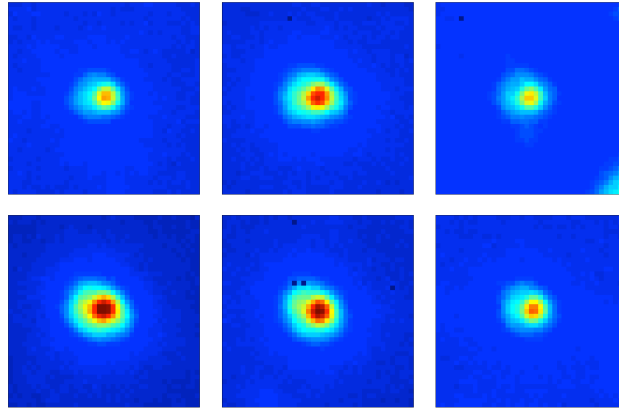


Figure 1.25 – Echantillon de PSFs extraites de données GeMS/GSAOI obtenues en bande K_s , à différents endroits du champs. Crédit : [Turri et al. \[2017\]](#).

Ces variations de la PSF dans le champ doivent faire l'objet d'une attention toute particulière lors de l'analyse des données. En particulier, une étude de photométrie nécessite le développement de nouveaux outils d'analyse, comme cela sera plus amplement détaillé au Chapitre 2.

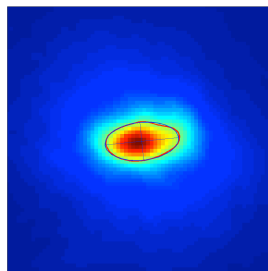
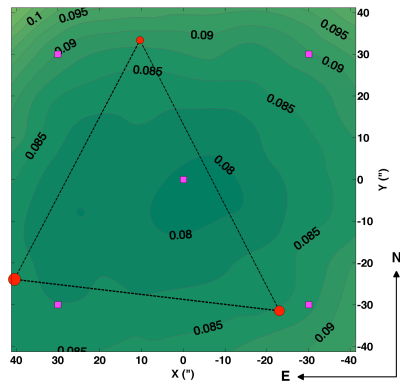


Figure 1.26 – PSF issues de données GeMS/GSAOI. Rouge : contour de la FWHM. Bleu : représentation elliptique du contour. La PSF est prélevée dans des données obtenues en bande J où l'élongation est plus importante. Crédit : [Turri et al. \[2017\]](#).

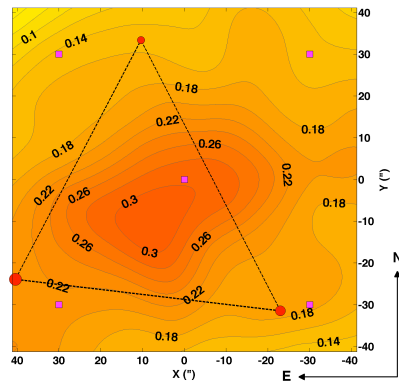
1.5.2 Distorsions variables

Les distorsions géométriques présentes dans les systèmes optiques ont des origines multiples, qui induisent différents comportements.

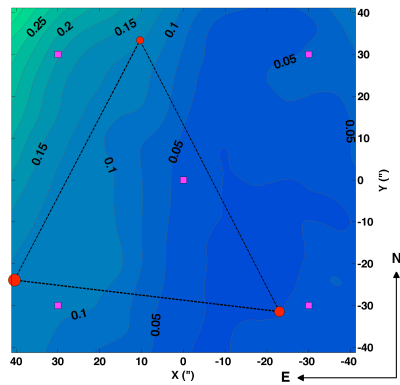
Elles peuvent être statiques, et provenir de défauts d'alignement ou de surface dans le système optique, ou encore d'imperfections du détecteur. Mais elles peuvent également être variables et fonction de paramètres environnementaux tels que la température, comme c'est le cas de l'Optical Telescope Assembly



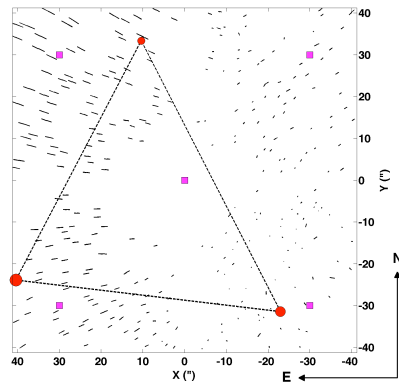
FWHM (")



Strehl ratio



Ellipticity



Position angle

Figure 1.27 – Variation dans le champ des quatre paramètres, SR, FWHM, ellipticité et orientation angulaire de la PSF, dans des données GeMS/GSAOI obtenues en bande K_s . Crédit :Turri et al. [2017].

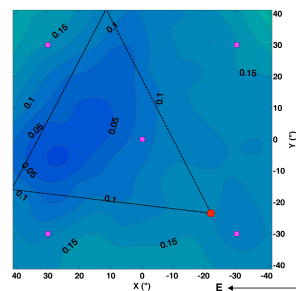
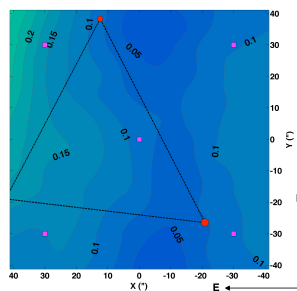
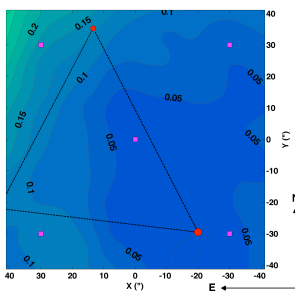


Figure 1.28 – Variation de l'ellipticité de la PSF dans le champ sur trois prises de vues successives. Données GeMS/GSAOI obtenues en bande K_s . Crédit :Turri et al. [2017].

(OTA) du Hubble Space Telescope (phénomène connu sous le nom d'OTA *breathing* et documenté dans [Hasan and Bely \[1994\]](#)).

Dans le cas des données MCAO, de nombreux auteurs ont mis évidence la variabilité de la distorsion, qui peut évoluer au cours d'une même nuit. [[Masari et al., 2016](#), [Meyer et al., 2011](#), [Neichel et al., 2014b](#)]. L'hypothèse la plus probable sur l'origine de ces distorsions variables est qu'elles pourraient être introduites par une légère flexion des optiques sous leur propre poids. Par exemple, dans le cas de l'instrument GeMS, qui est monté au foyer Cassegrain, ces flexions évoluent à chaque mouvement du télescope. En particulier, si les observations sont effectuées en dithering, les flexions changent entre chaque prise de vues, et peuvent induire une variation de la distorsion d'une image à l'autre. Dans une moindre mesure, une partie des variations de la distorsion peut également provenir des miroirs déformables conjugués en altitude.

Ces variations rapides de la distorsion rendent difficile l'élaboration d'une solution stable et systématique pour corriger la distorsion sur les images. Elles deviennent alors un facteur limitant pour l'analyse des données, et en particulier pour les études de photométrie et d'astrométrie. Ces limitations seront abordées plus en détail au Chapitre 2. Dans les Chapitres 3 et 4, on s'intéresse à la caractérisation et à la correction de la distorsion, par une nouvelle méthode de correction optimale, développée au cours de cette thèse.

1.6 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre les différentes notions permettant d'appréhender la chaîne d'acquisition d'une image à haute résolution angulaire. J'ai développé en particulier les notions d'OA et présenté en détail l'instrument d'OA multi-conjuguée GeMS ainsi que les spécificités associées aux données MCAO. Dans la suite, j'utilise cet instrument pour étudier une jeune région de formation d'étoiles. La description des outils méthodologiques utilisés pour cette étude ainsi que le détail des résultats scientifiques obtenus font l'objet du Chapitre 2.

2 Etude Stellaire de régions de Formation d'Etoile - Cas de N159W

L'avènement des nouveaux instruments d'OA Grand Champ permet de repousser les limites de l'imagerie à haute résolution angulaire en augmentant la taille du champ de vue corrigé par OA ainsi que la proportion du ciel pouvant bénéficier d'une telle correction. On peut désormais obtenir des images d'une résolution moyenne de 80 mas sur un champ de vu de $85'' \times 85''$ avec une sensibilité permettant de détecter des objets 100 fois moins massifs que le Soleil à une distance de 1.3 kiloparsec¹ (kpc) soit 268 millions d'Unités Astronomiques (UA) (e.g. [Neichel et al. \[2015\]](#)). Ces nouvelles performances accessibles en terme de résolution et de sensibilité ouvrent de nouvelles perspectives dans de nombreux domaines. On pourra citer par exemple l'étude morphologique des galaxies distantes ([Neichel et al. \[2014\]](#)), ainsi que l'astrométrie de précision, notamment dans les régions obscurcies par la poussière (e.g. centre galactique, [Ghez et al. \[2014\]](#)) ou les régions denses (e.g. mouvement propre des amas d'étoiles, [Masari et al. \[2016\]](#)). Je m'intéresse dans ce chapitre à un troisième domaine qui bénéficie largement des performances de ces nouveaux instruments. Il s'agit de l'étude de la formation stellaire dans les jeunes amas d'étoiles massives, dans notre Galaxie ([Neichel et al. \[2015\]](#)) et dans les galaxies proches ([Bernard et al. \[2016\]](#)).

En effet, les étoiles naissent dans des coeurs moléculaires denses : les premières phases de leur formation ne sont donc pas accessibles aux observations dans le domaine optique. L'OA, en fournissant des images à haute résolution angulaire dans le proche IR permet d'accéder au coeur de ces régions, et d'y étudier les populations d'étoiles massives dans les stades les plus précoces de leur formation, qui est encore mal comprise. Parmi les nombreuses questions demeurant dans ce domaine, l'influence de l'environnement sur le processus même de formation d'étoile reste encore très peu étudié. De plus, la majorité des connaissances actuelles proviennent d'observations relativement proches, obtenues dans des régions galactiques. Pour compléter ces connaissances, il est intéressant d'observer la formation des étoiles massives dans d'autres environnements, et donc,

1. Le parsec (pc) est une unité de distance utilisée en astronomie valant par définition $648000/\pi$ Unités Astronomiques (UA) où l'UA correspond à la distance entre la Terre et le Soleil soit environ 150 millions de kilomètres. Dans la suite, toutes les distances sont données en parsec.

de regarder à plus grande distance, dans différentes galaxies. Grâce à la MCAO, nous sommes désormais en mesure de répondre à cette problématique et d'imager des populations stellaires avec une résolution encore jamais atteinte dans des régions extragalactiques (typiquement, 90 mas de résolution angulaire à 50 kpc, ce qui correspond à 0.02 pc de résolution linéaire, [Bernard et al. \[2016\]](#)). Enfin, la correction accessible sur un grand champ (85'' × 85''), permet d'étudier les grands nuages moléculaires abritant la formation stellaire dans leur ensemble, et de les sonder jusqu'aux plus petites échelles. De cette façon, on peut ensuite établir des relations entre les différents amas, et envisager des scénarios de formation pour ce types de régions.

En collaboration avec l'équipe "milieu interstellaire" du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM), j'ai pu observer avec l'instrument GeMS et sa camera IR GSAOI, (une description complète de l'instrument et de la camera est proposée Section [1.3.5.3](#)) l'une de ces régions, nommée N159W, dans un contexte extragalactique : le Gand Nuage de Magellan (ou LMC pour Large Magellanic Cloud). L'objectif scientifique de ces observations est d'établir des liens entre l'environnement interstellaire (région d'hydrogène ionisé H II décrites en Section [2.1.2.3](#)), et la distribution en âge et en masse des étoiles. Ceci dans le but d'apporter des éléments de compréhension au processus de formation des étoiles massives dans un environnement de métallicité différent (sous-métallique dans le cas du LMC) de celui de notre galaxie. Grâce aux performances délivrées par le télescope de Gemini Sud couplé à l'instrument GeMS/GSAOI, nous avons pu de détecter des étoiles massives à un stade précoces (YSOs pour Young Stellar Objects) avec une résolution jamais atteinte à une telle distance (90 mas à 50 kpc, soit 0.02 pc de résolution linéaire). L'analyse photométrique (principalement basée sur la mesure du flux des étoiles), de ces données a permis d'établir une distribution d'âge dans le complexe et d'envisager des scénarios de formation, probablement induite, des zones de formations d'étoiles observées autour de cette région. L'étude complète de la région N159W a fait l'objet d'une publication dans le journal *Astronomy & Astrophysique* ([Bernard et al. \[2016\]](#)) que je joins à ce chapitre. Je ne reviens pas en détails sur les résultats scientifiques de l'étude mais préfère développer certains points (détaillés ci-après), ne figurant pas dans la publication.

Dans la première partie de ce chapitre, je reviens sur la problématique scientifique associée à cette étude, qui concerne la formation des étoiles massives. Je présente les modèles de formations d'étoiles de faible masse, les raisons pour lesquelles ils ne peuvent pas s'appliquer aux étoiles massives et enfin, les modèles alternatifs qui sont actuellement proposés. En particulier, je détaille les différents modèles de formation stellaire induite, fondés sur l'interaction des étoiles massives avec le milieu environnant, cette problématique étant fortement associée à la région que nous étudions. L'étude de la formation des étoiles massives est problématique car elle est soumise à plusieurs difficultés observationnelles, que je détaille dans la deuxième partie de ce chapitre. On verra que ces diffi-

cultés justifient pleinement l'utilisation de l'instrument GeMS/GSAOI qui nous permet d'observer une jeune région de formation d'étoiles localisée dans une galaxie voisine, le LMC. Je décris également le LMC dans cette partie, ainsi que les avantages observationnels et les intérêts scientifiques qu'il présente dans le cadre de notre étude. La troisième partie de ce chapitre est dédiée à l'analyse des données. Afin de faciliter la lecture de l'article, je détaille le fonctionnement des principaux outils méthodologiques utilisés au cours de l'étude photométrique depuis l'extraction de la grandeur d'intérêt (le flux), jusqu'à son exploitation dans les diagrammes Couleur-Couleur (C-C). Enfin, au-delà des résultats scientifiques escomptés, ces observations m'ont permis de mettre en évidence l'une des principales source d'erreur associée au traitement des données d'OA grand champ et mentionnée dans le chapitre précédent (1.5.2) : les distorsions variables présentes dans les données qui limitent la précision photométrique. Ce dernier point est abordé en Section 2.5 et me permettra d'introduire le chapitre suivant.

2.1 Problématique scientifique : la formation des étoiles massives

Les étoiles dites massives, sont les étoiles dont la masse est supérieure à 8-10 fois la masse du soleil (que l'on notera M_{\odot} dans la suite) selon que l'on retienne des critères observationnels ou de modélisation. Elles jouent un rôle dominant dans l'évolution des galaxies : la dynamique du milieu interstellaire environnant est gouverné par leur émission de photons ionisants et de vent stellaire (e.g. [Gorti and Hollenbach \[2002\]](#)). De plus, leur explosion en supernovae à la fin de leur vie est à l'origine de la synthèse de tous les éléments chimiques lourds qui nous composent nous et notre système solaire (e.g. [Nomoto \[2014\]](#)). Cependant, malgré leur rôle dominant dans l'univers, les processus menant à la formation des étoiles massives ne sont pas encore bien connus. Ces étoiles sont chaudes, avec une température de surface de 25000 K à 45000 K et elles ont une luminosité de 10^4 à 10^6 fois celle du Soleil. Ce sont les amas contenant ces étoiles très lumineuses que nous observons dans les bras spiraux des galaxies lointaines. Dans la classification MKK ([Morgan and Keenan \[1973\]](#)), les étoiles massives sont classées de B3 à O. L'objectif de cette section est de rappeler comment les étoiles de faible et moyenne masse se forment, pourquoi l'extension de ce scénario aux étoiles de masse $\geq 8M_{\odot}$ pose des problèmes, et quelles solutions alternatives sont actuellement proposées.

2.1.1 Formation des étoiles de faible masse

Il est établi que les étoiles de faible masse ou de masse moyenne se forment à partir de l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire principalement constitué d'hydrogène. Le scénario de formation actuellement retenu comporte

trois phases et repose principalement sur les idées développées par [Shu \[1977\]](#) et [André \[1994\]](#) :

- La phase préstellaire : condensation d'un fragment de nuage moléculaire.
- La phase protostellaire : accréation de matière et apparition d'un embryon stellaire.
- La phase pré-séquence principale : contraction quasi-statique de l'étoile.

Initialement, l'équilibre du nuage moléculaire vis à vis de la gravitation est assuré conjointement par la température, le champ magnétique et la turbulence qui y règnent. Sous l'influence de perturbations extérieures, un fragment du nuage peut devenir instable gravitationnellement et commencer à s'effondrer sur lui-même. On se trouve alors en présence d'un premier coeur préstellaire. Lorsque la température atteint 2000 K, le premier coeur préstellaire s'effondre alors en un deuxième coeur, de dimension beaucoup plus restreinte et plus proche du rayon de la future étoile, ce qui marque le début de la phase protostellaire. C'est au cours de cette phase que l'étoile accrete la majeure partie de sa masse en puisant dans le disque de poussière qui l'entoure appelé disque d'accréation. Le taux d'accréation de l'étoile, exprimé généralement en [M_{\odot}/an], détermine la masse finale de l'étoile. Lorsque la température atteint 10^6 K, la combustion du deutérium commence et l'objet devient visible en optique : c'est le début de la pré-séquence principale (PMS pour Pre-Main Sequence en anglais). Pendant cette phase l'énergie libérée provient principalement de la contraction gravitationnelle. C'est seulement à la fin de la PMS que les réactions nucléaires se déclenchent marquant le début de la séquence principale (MS pour Main Sequence en anglais). L'étoile va alors y passer la plus grande partie de sa vie, pendant laquelle elle brûle l'hydrogène de son coeur. L'entrée sur la séquence principale est aussi désignée comme la séquence principale d'âge zéro (ZAMS pour Zéro Age Main Sequence en anglais).

Pour les deux dernières phases, protostellaire et pré-séquence principale, on parle d'objets stellaires jeunes (YSOs pour "Young Stellar Objects"). La classification de [Lada and Wilking \[1984\]](#) permet de décrire et de classer empiriquement les différents stades de l'évolution des YSOs en s'appuyant sur les propriétés spectrales de ces objets. En effet, ces jeunes objets encore enfouis dans leur nuage de poussières natal sont caractérisés par un excès de rayonnement IR dans leur spectre (décrit plus en amplement Section 2.3.4), directement relié à la quantité de matière présente dans l'environnement circumstellaire. Dans cette classification, les objets de Classe 0 sont les plus jeunes : ils sont enfouis dans un environnement de gaz et de poussière qui empêche la lumière visible de nous parvenir ; ces objets ne peuvent être observés que dans le domaine des ondes radio qui parviennent à traverser cette enveloppe. A mesure que l'enveloppe s'amincit, les rayonnements IR commencent à nous parvenir : les YSOs sont alors successive-

ment catégorisés Classe I, Classe II (ou Classical T-Tauri Star) puis Classe III (ou Weak-Line T-Tauri Star) pour les objets les plus évolués dont le disque d'accrétion à quasiment disparu. Ce sont ces objets, particulièrement intéressants à observer pour comprendre les premiers stades de la vie des étoiles, qui nécessitent des méthodes d'observation à haute résolution angulaire. Un schéma illustrant les trois principales étapes de la formation des étoiles de faible et moyenne masse ($M < 8M_{\odot}$) ainsi que les différents stades évolutifs des YSOs est montré Figure 2.1.

2.1.2 Théories de formation des étoiles massives

Les étoiles massives se forment dans les coeurs denses des nuages moléculaires géants (GMCs pour Giant Molecular Clouds), plutôt en amas et de façon privilégiée dans des filaments moléculaires (Krumholz et al. [2009]). Les GMCs sont situés en grande majorité dans les bras spiraux des galaxies, là où la densité du gaz est la plus importante. Ils sont composés principalement d'hydrogène moléculaire, d'hélium et de poussières. Cependant, on y trouve plusieurs centaines d'espèces moléculaires (CO, CS, NH_3 , HCO^+ , etc. . .) et atomiques (H, O, C, etc. . .) en bien moindre quantité. Les régions les plus denses et les plus massives de ces nuages sont appelées *clumps* et sont des sites actifs de formation d'étoile : Selon Lada and Lada [1991], 90 % de la formation stellaire est associée à des *clumps* massifs.

La formation d'étoiles massives nécessite une très forte accrétion de gaz sur l'embryon proto-stellaire (e.g. Beuther and Schilke [2004]). Mais l'origine physique de ce fort taux d'accrétion n'est pas encore établie. Selon les modèles de formation, le taux d'accrétion suffisant (de l'ordre de $10^{-3}M_{\odot}/an$) pour atteindre de fortes masses avant que les réactions de l'hydrogène ne commencent, nécessite un environnement porté à de hautes températures (50 à 100 K) qui ne peuvent être atteintes qu'à condition que des étoiles massives déjà formées chauffent le milieu [McKee and Tan, 2003, Meynadier, 2007, Stahler et al., 2000]. Dans le cas où la zone de formation stellaire subit une influence extérieure (augmentation de pression, de température, de densité) on parle de formation stellaire induite. Les différents mécanismes de formation induite sont décrits Section 2.1.2.3. Dans le cas inverse, des théories alternatives sont en concurrence pour expliquer la formation d'étoiles massives sans influence extérieure. Elles peuvent se classer en deux familles : celles qui adaptent le scénario de formation des étoiles de faible masse en trouvant des mécanismes d'accrétion alternatifs ([Keto, 2003, McKee and Tan, 2003, Yorke and Sonnhalter, 2002]), décrites en Section 2.1.2.1, et celles qui explorent des scénarios radicalement différents, comme la possibilité que les étoiles massives se forment par coalescence d'étoiles de masses plus faibles (Bonnell et al. [1998]), décrites en Section 2.1.2.2

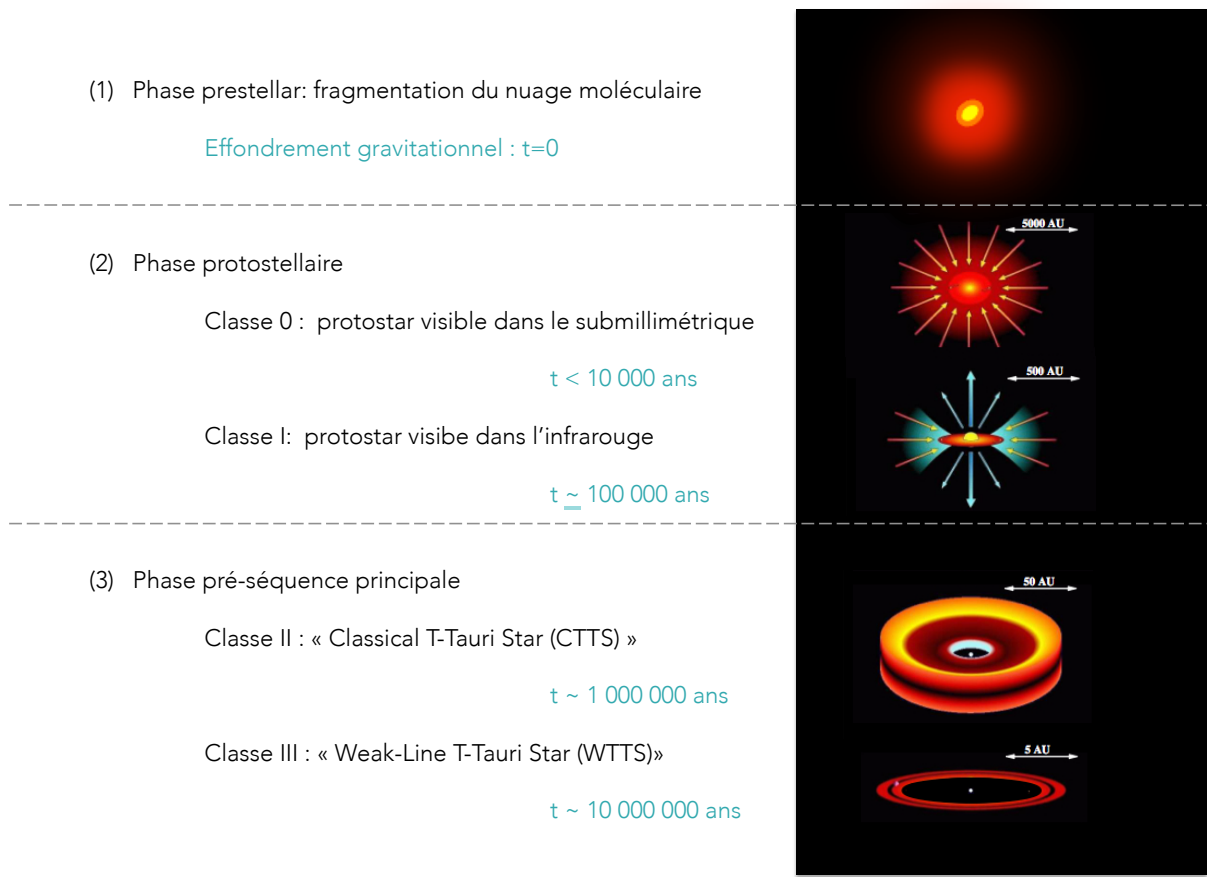


Figure 2.1 – Schéma illustrant des trois grandes étapes de la formation des étoiles de faible et moyenne masse ($m < 8M_{\odot}$) : la phase préstellaire, la phase protostellaire et la phase pré-séquence principale. Pour les deux dernière phases, on parle de YSOs (Young Stellar Objects). Les YSOs sont caractérisé par un excès de rayonnement IR dans leur spectre relié à la quantité de matière présente dans leur environnement circumstellaire. Selon cette quantité, les YSOs sont répartis en 4 classes, également représentées sur le schéma. Crédit : inspiré du rapport de thèse de A. Isella

2.1.2.1 Modèle de Formation par Accrétion

Les scénarios de formation des étoiles massives par accrétion découlent du modèle adopté pour les étoiles de masse faible et intermédiaire, avec des aménagements destinés à contourner les difficultés liées au taux d'accrétion qui interdisent la formation d'étoiles de masse supérieure à $\sim 10 M_{\odot}$.

Une première façon d'augmenter le taux d'accrétion est d'avoir une luminosité moindre : il est possible de produire cet effet en prenant en compte la rotation de l'étoile. [Yorke and Sonnhalter \[2002\]](#) présentent des simulations numériques prenant en compte cet effet pour aboutir à la conclusion que la formation d'étoiles massives par accrétion sur un disque est possible. [Keto \[2003\]](#) adoptent une approche différente en considérant la possibilité que l'accrétion ait lieu à un rythme modéré (de l'ordre de $10^{-4} M_{\odot}/an$), mais puisse se poursuivre sur de longues échelles de temps en prédisant l'existence de régions ionisées compactes suffisamment petites et denses pour être piégées par la gravité de l'étoile malgré la pression de radiation. Les étoiles ainsi formées peuvent continuer d'accréter de la matière alors qu'elles ont commencé la combustion de l'hydrogène. Finalement, [McKee and Tan \[2003\]](#) propose un modèle de formation des étoiles massives incluant la turbulence ce qui a aussi pour effet d'augmenter le taux d'accrétion : c'est le processus dit, d'effondrement monolithique.

2.1.2.2 Modèle de Formation par Coalescence

Une approche alternative proposée par [Bonnell et al. \[1998\]](#) s'appuie sur le fait que les étoiles massives sont fréquemment observées au centre d'amas. Cette théorie tente de faire le lien entre la formation des étoiles massives et leur environnement par la combinaison de deux mécanismes, l'un dit, d'accrétion compétitive et l'autre dit, de coalescence d'étoiles. Le processus d'accrétion compétitive repose sur le fait que toutes les étoiles qui se forment dans un même amas, puisent dans le même réservoir fini de gaz. Dans cette "compétition", les étoiles situées au centre de l'amas, sont favorisées : elles accrètent plus de masse que les autres ([Bonnell et al. \[1997\]](#)), ce qui explique la fréquence plus élevées d'étoiles massives localisées au centre d'un amas. Dans un second temps, la densité d'étoiles ou de proto-étoiles de masse intermédiaire peut devenir suffisamment importante pour que les probabilités de collision ne soient plus négligeables et rendent plausible un mécanisme de formation des étoiles massives par coalescence. Ce mécanisme suppose de fortes densités de gaz pour favoriser les collisions, une réduction de la proportion des étoiles de masse intermédiaire, puisque ce sont elles qui deviennent par ce biais, des étoiles massives, et un fort taux de binaires parmi les étoiles massives (qui correspondent à des collisions "ratées"). Des observations confirment ce dernier point ([Zinnecker and Bate \[2002\]](#)). Le processus prend fin lorsque les premières étoiles massives formées dispersent le gaz qui les entoure et, ce faisant, réduisent les probabilités de collisions. Ce modèle présente l'avantage de contourner le problème du taux

d'accrétion et de fournir naturellement une explication à la fréquente présence d'étoiles massives au centre d'amas stellaires.

2.1.2.3 Modèles de formation stellaire induite et Régions H II

Les modèles de formation induite s'appuient sur les fortes interactions observées entre les étoiles massives et le milieu interstellaire environnant. La principale manifestation de ces interactions est la présence de régions d'hydrogène ionisé, dites régions H II. On a déjà mentionné le fait que les étoiles massives se forment dans les coeurs très denses des GMCs. Les étoiles massives nouvellement formées gouvernent alors l'évolution chimique et dynamique de leur nuage moléculaire parental par l'intermédiaire de leur émission de photons ionisants et de leur vent stellaire. Ces émissions sont suffisamment puissantes pour ioniser l'hydrogène du milieu environnant et aboutir à la création de régions H II. La détection d'une région H II est généralement interprétée comme étant la manifestation visible de la présence d'une (ou plusieurs) étoiles massives (ionisantes), car seules les étoiles plus massives que B3 peuvent fournir le flux ionisant nécessaire. Le plasma des régions H II étant très chaud (10 000K) et l'environnement étant très froid (10-100K), ces régions sont en expansion supersonique dans le milieu environnant selon ce que l'on appelle, un front d'ionisation. Dans cette propagation supersonique, un front de choc précède le front d'ionisation ([Elmegreen and Lada \[1977\]](#)). L'interaction entre le gaz ionisé en expansion des régions H II et le milieu interstellaire donne lieu à des phénomènes de compression des nuages moléculaires pouvant induire un nouvel épisode de formation stellaire. Si observationnellement, la formation stellaire autour de régions H II est mise en évidence (e.g. [Deharveng et al., 2003a,b](#)) différents scénarios sont en compétition pour expliquer le phénomène : le modèle de "Radiation Implosive" ("Radiation Driven Implosion" (RDI) en anglais) des globules cométaires (e. g. [Bertoldi and McKee \[1990\]](#)), le modèle d'Accumulation & effondrement ("Collect & Collapse" en anglais, [Elmegreen and Lada \[1977\]](#)) et le modèle de Collisions de Nuages (Cloud-Cloud Collision en anglais, [Inoue and Fukui \[2013\]](#)). Je présente ici rapidement ces trois modèles de formation induite.

Le modèle d'Implosion Radiative

Dans ce premier modèle le front d'ionisation interagit avec des condensations pré-existantes dans le milieu environnant en y induisant la formation d'étoiles : En effet, le milieu dans lequel évolue la région H II peut contenir des coeurs, denses, plus ou moins massifs. Lorsque le front d'ionisation de la région H II atteint ces condensations, elles s'ionisent en surface et peuvent ultérieurement être comprimées par le gaz ionisé. Ces zones comprimées par une région H II en expansion sont appelées globules cométaires. Cette situation a été modélisée et simulée de nombreuses fois, voir par exemple [\[Bisbas et al., 2009, Lefloch and Lazareff,](#)

1994, Miao et al., 2009].

Le modèle Accumulation & effondrement

Le modèle développé par Elmegreen and Lada [1977] s'appuie sur une accumulation de matière en bordure de la région H II en expansion. En effet, l'expansion se faisant à une vitesse supersonique, elle génère la création d'une onde de choc dans le milieu qui précède le front d'ionisation. Entre ces deux fronts, la matière peut s'accumuler, conduisant à la formation d'une couche constituée de gaz neutre et de poussières. La densité de la couche est élevée, jusqu'à 100 fois celle du gaz ionisé qu'elle entoure. Des instabilités gravitationnelles dans cette couche conduisent à la formation de fragments denses qui finissent par s'effondrer donnant naissance à une nouvelle génération d'étoiles massives en bordure de la région H II. Ce modèle de formation stellaire induite a notamment été observée sur la région RCW79 par Zavagno et al. [2005]. Il est illustré par la Figure 2.2.

Le modèle de Collision de Nuages

Enfin, ce dernier modèle de formation induite consiste en la compression d'une zone de gaz dense entre deux nuages moléculaires voisins ou entre deux zones H II voisines. Ce type de configuration peut amener à l'effondrement gravitationnel du filament de gaz compris entre les deux zones et à la formation d'étoiles massives. Ce modèle a été développé par Inoue and Fukui [2013].

2.2 Contexte des observations

Si la compréhension des processus de formation des étoiles massives est problématique, c'est parce que l'étude détaillée des tous premiers stades de leur évolution (les YSOs), est soumise à plusieurs difficultés observationnelles, que je détaille ci-après. La qualité des images fournies par l'instrument GeMS/GSAOI nous permet non seulement de contourner les difficultés observationnelles, mais également de voir plus loin, et d'étudier une jeune région de formation d'étoiles localisée dans une galaxie proche, le Grand Nuage de Magellan. Je le décris également dans cette partie, ainsi que les avantages observationnels et les intérêts scientifiques qu'il présente dans le cadre de notre étude.

2.2.1 Contraintes Observationnelles

Tout d'abord, il est important de noter que les étoiles massives sont des objets rares : pour une étoile de $20 M_{\odot}$ dans notre galaxie, on compte environ 100 étoiles de type solaire. Empiriquement, la répartition des masses des étoiles suit

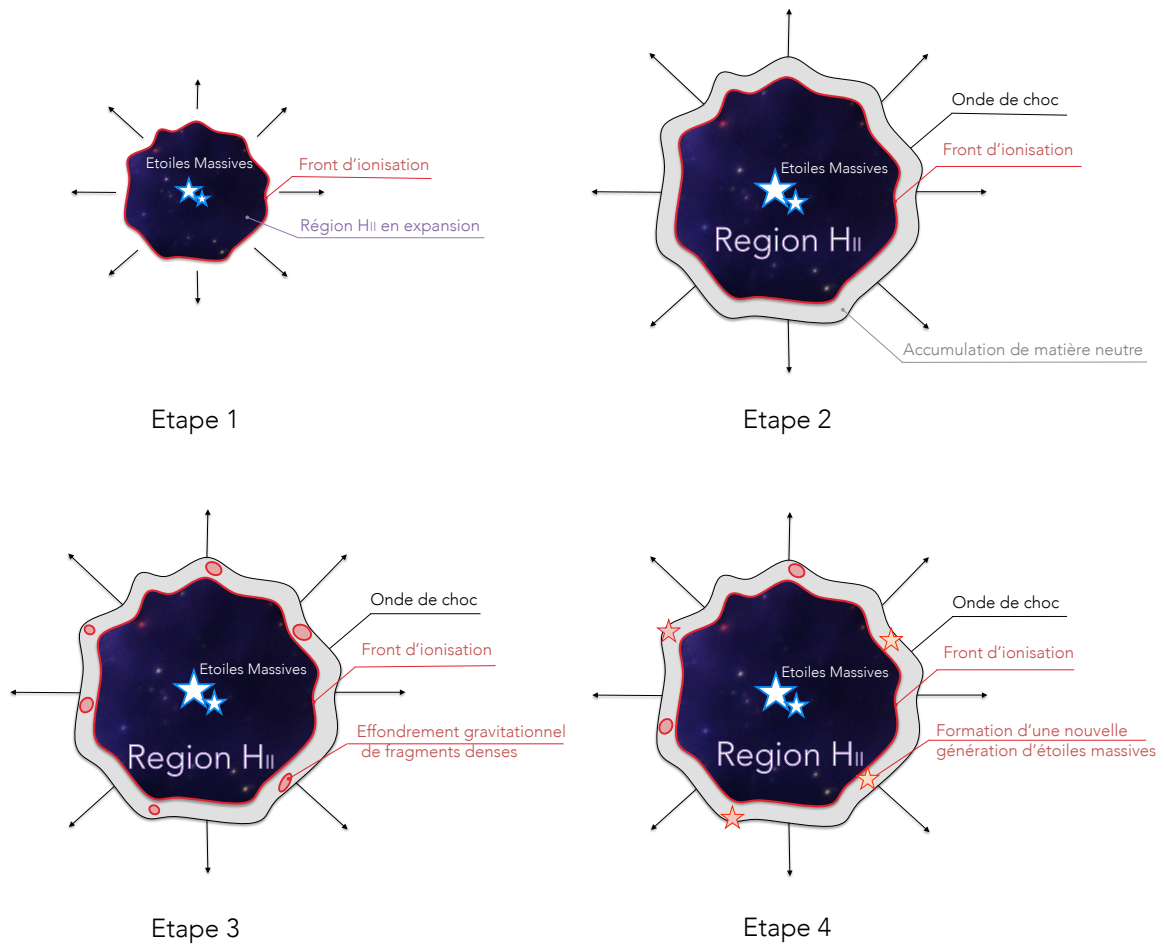


Figure 2.2 – Schéma illustrant les grandes étapes de la formation induite selon le modèle Collect & Collapse développé par Elmegreen and Lada [1977]. Etape 1 : expansion d'une région H II formée par la présence d'étoiles massives. Etape 2 : formation d'une couche de matière neutre entre le front d'ionisation et l'onde de choc de la région H II en expansion. Etape 3 : effondrement gravitationnel de fragments denses au sein de la couche de matière neutre. Etape 4 : formation éventuelle d'une nouvelle génération d'étoiles massives dans les fragments denses.

une relation proche de la "loi de Salpeter" (Salpeter [1955]). Cette relation appelée Fonction de Masse Initiale (Initial Mass Function, ou IMF) prend la forme d'une loi de puissance d'indice -1.35. Elle décrit la distribution en masse des étoiles, pour une population formée durant un même évènement de formation stellaire sur une échelle allant jusqu'au parsec (Kroupa [2002]). Elle implique qu'une étoile massive a statistiquement beaucoup moins de chance d'être formée qu'une étoile de faible masse. De plus, leur durée de vie est très courte (10 millions d'années pour une étoile de $20 M_{\odot}$) comparée à la durée de vie mille fois supérieure d'une étoile de type solaire (10 milliards d'années). Enfin, leur évolution rapide rend difficile l'observation des tous premiers stades de leur formation. Afin de cibler avec autant de précision que possible ces objets rares, on privilégie des zones d'observation telles que les régions H II, dont l'environnement immédiat présente des zones de formation d'étoiles massives [Deharveng and Zavagno, 2010, Kendrew et al., 2016, 2012].

Une autre difficulté provient du fait que les jeunes étoiles massives sont généralement profondément enfouies dans leur nuage moléculaire parental, dense et opaque au rayonnement optique. Lorsque le flux UV et le vent stellaire dispersent le gaz et les poussières, l'astre est déjà évolué. Les toutes premières étapes de formation des étoiles massives ne sont donc pas accessibles à l'observation dans le domaine optique. Seuls le rayonnement des poussières chauffées par les mécanismes en action, nous permet d'entrevoir l'intérieur du cocon. Ce sont les domaines de lumière IR et (sub)millimétrique qui nous autorisent cette incursion dans l'invisible.

Enfin, la majorité des connaissances actuelles provient d'observations relativement proche de régions situées dans notre Galaxie. Pour obtenir une statistique satisfaisante, et surtout observer la formation des étoiles massives dans différents environnements, il est impératif d'observer de jeunes objets stellaires massifs à plus grande distance. Ce type d'observation nécessite à la fois une étude Grand Champ et une grande résolution angulaire afin de pouvoir sonder toutes les étapes de la formation jusqu'aux plus petites échelles (typiquement, de la dizaine au centième de parsec dans Bernard et al. [2016]).

Grâce à la qualité des images fournies par l'instrument GeMS/GSAOI (une résolution moyenne sur les images de 90 mas), nous avons pu repousser les distances d'observation et étudier une région très active de formation d'étoiles localisée dans une galaxie voisine à la nôtre : le Grand Nuage de Magellan.

2.2.2 Le Grand Nuage de Magellan

Le Grand Nuage de Magellan (ou LMC pour Large Magellanic Cloud en anglais), est une galaxie irrégulière satellite de la nôtre, située à 179 000 années-lumière de nous (50 kpc, [De Grijs et al., 2014, Pietrzyński et al., 2013]), et notre plus proche voisine. C'est un terrain favorable à l'étude des jeunes étoiles massives puisqu'il se caractérise par la présence de nombreuses régions H II, in-

dicatif des sites de formation d'étoiles massives. La plus brillante de ces régions, 30 Doradus, est sans équivalent dans notre galaxie. La Figure 2.3 présente une image du LMC dans le visible (figure de gauche, encadré blanc), ainsi qu'une image de la région 30 Doradus en bandes B, V, H-Alpha et [OIII] obtenues avec le Wide Field Imager (WFI) du télescope de 2.2 mètres de La Silla (figure de droite, encadré blanc en traits pointillés).

Le Grand Nuage de Magellan est également caractérisée par sa métallicité de moitié plus faible que celle de notre galaxie ($Z_{\text{LMC}} = 0.008$ alors que $Z_{\text{Voie Lactée}} = 0.02$, [Bernard et al., 2008, Dufour et al., 1982, Smith, 1999]). Cette métallicité plus faible est à la fois un avantage observationnel et un intérêt scientifique : en effet, les modèles stellaires prévoient des flux UV plus importants, à masse égale, pour les étoiles plus faiblement métalliques [Meynadier, 2007, Szecsi and Langer, 2015]. Ces flux plus importants sont susceptibles de disperser plus rapidement les nuages de gaz cachant les premiers stades de la formation d'étoiles massives, permettant ainsi d'observer des stades plus précoces.

Enfin, la distance connue du Grand Nuage de Magellan facilite l'analyse des données et sa ligne de visée hors du plan galactique limite l'extinction (définie en Section 2.3.3). Le Grand Nuage de Magellan est donc un laboratoire privilégié pour l'observation des jeunes étoiles massives dans un contexte extragalactique.

2.2.3 Les données de N159W

C'est dans ce contexte que nous avons réalisé l'étude de la jeune région de formation d'étoile N159W localisée dans le LMC, au sud de la région 30 Doradus (Figure 2.3 droite, encadré blanc). Cette région a été choisie à partir des données de la mission IR Herschel qui ont permis de mettre en évidence une forte densité de matière en bordure de cette région H II (Galametz et al. [2013]). Les données ont été acquises en Décembre 2014 grâce à l'instrument GeMS/GSAOI (voir les Sections 1.3.5 et 1.3.5.3) qui répond parfaitement aux contraintes observationnelles mentionnées plus haut. Grâce à la correction de la turbulence par OA, nous avons pu obtenir des images d'une résolution angulaire moyenne de 90 mas à 50 kpc de distance (ce qui correspond à 0.022 pc de résolution linéaire), sur un champ de vue de $85'' \times 85''$ (soit 21×21 pc). Cette résolution encore jamais atteinte à une telle distance nous a permis d'identifier précisément plus d'une centaine de YSOs. Le détail des observations obtenues en bande *H*, *J* et *K* (respectivement 1.2, 1.4 et 2.2 μm) ainsi que les résultats de l'étude sont décrits plus longuement dans l'article joint au chapitre. Je ne reviendrai pas sur ces résultats mais m'attacherai dans la partie suivante à détailler les outils méthodologiques utilisés pour l'analyse photométrique des données.

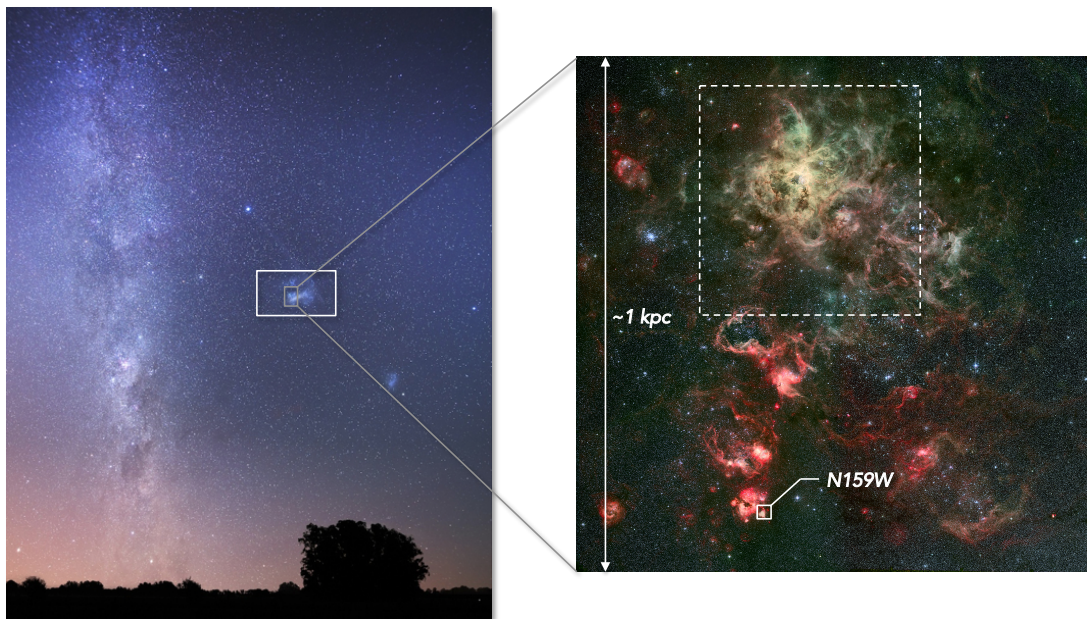


Figure 2.3 – Visible depuis le sol dans l'hémisphère Sud, le Grand Nuage de Magellan est une galaxie satellite à la notre, et notre plus proche voisine (figure de droite, encadré blanc). Il est le lieu d'une forte activité de formation stellaire, la plus notable étant localisée dans la nébuleuse 30 Doradus (encadré blanc pointillé, figure de gauche). C'est au sud de cette nébuleuse que se situe notre région d'intérêt, N159W. Crédit : ESO/R. Fosbury (ST-ECF)

2.3 Méthodologie d'analyse photométrique

Dans le cadre de ces observations, nous avons mené une étude dite, *photométrie*, procédure qui consiste à mesurer, dans une bande spectrale donnée, l'intensité de la lumière (ou flux) de chaque étoile dans le champ. Couplée à d'autres paramètres et correctement exploitée, cette mesure de flux permet d'obtenir des informations sur d'autres grandeurs physiques, tels que la masse, l'âge ou le type spectral de l'étoile.

Je décris dans cette section les notions de photométrie essentielles à une bonne compréhension de l'article ainsi que le fonctionnement et le choix des outils méthodologiques utilisés au cours de l'analyse, depuis la mesure du flux, jusqu'à son exploitation dans les diagrammes dits "Couleur-Couleur" (C-C).

2.3.1 Mesure du flux avec Starfinder

La mesure du flux s'effectue indépendamment dans chaque filtre sur les images dites combinées, ou "stackées". De telles images sont obtenues en sommant les images courtes pixel à pixel, dans le but d'augmenter le signal sur bruit et de permettre la détection des sources les plus faibles (voir Section 1.4.7). Le choix de l'outil de détection s'effectue ensuite en fonction du type de données.

Nous rappelons ici un point important : La PSF issue d'observations corrigées par OA est fondamentalement différente d'une PSF issue d'observations dont la résolution est limitée par le seeing. De plus, malgré les excellentes performances des instruments MCAO, la correction apportée n'est pas parfaitement uniforme et peut entraîner des variations de la PSF dans le champ (plus de détails sur la variation de la PSF dans les données MCAO sont présentés Section 1.5.1). L'étude photométrique de données MCAO nécessite donc des outils qui prennent en compte la structure complexe de la PSF et sa variation dans le champ pour mesurer précisément le flux de chaque étoile.

La méthode classique de la *photométrie d'ouverture* qui consiste à sommer les valeurs des pixels inclus dans un diaphragme donné, est alors abandonnée au profit d'algorithmes plus complexes dits d'ajustement de la PSF (PSF-fitting en anglais). La PSF est alors déterminée directement à partir des données, puis ajustée aux différentes sources ponctuelles de l'image pour en déterminer la position et l'intensité relative.

L'outil de ce type le plus utilisé à ce jour est la procédure DAOPHOT, que l'on doit à [Stetson \[1987\]](#). Suivant cette procédure, la PSF est déterminée à partir de N étoiles sélectionnées dans le champ par l'utilisateur. Un modèle analytique combinant différentes fonctions (gaussienne, moffat, penny) est généré sur la moyenne de ces étoiles. Ce modèle est ensuite ajusté à chaque source détectée. Cette procédure fonctionne particulièrement bien sur des champs de sources ponctuelles dépourvus d'hétérogénéité d'arrière plan. Elle est en revanche moins efficace sur des données présentant des structures d'arrière plan telles que les

nébulosités, comme c'est le cas dans nos données [Meynadier, 2007, Walterbos et al., 1998].

Nous retenons donc pour notre analyse, un second outil largement utilisé pour l'étude photométrique de données corrigées par OA. Il s'agit du logiciel STARFINDER (Diolaiti et al. [2000]). Cet algorithme n'utilise pas de modèle analytique mais construit empiriquement une PSF à partir de plusieurs étoiles présentes dans l'image. STARFINDER ne prend pas en compte la variation de la PSF dans le champ mais un moyen simple de pallier à ce problème est de diviser le champ en plus petites zones dans lesquelles on suppose la PSF constante. Chaque zone est ensuite traitée individuellement.

Le réglage de la taille de cette zone est un point critique puisqu'elle doit être assez grande pour contenir assez d'étoiles et permettre l'extraction d'une PSF fidèle aux données, mais assez petite pour limiter l'effet de l'anisoplanétisme et assurer une variation minimale de la PSF.

Les données N159W, mettent à disposition un grand nombre d'étoiles brillantes et relativement isolées. De cette façon, nous avons pu tester différentes tailles de sous-régions. Le résidu minimal a été atteint pour une taille de région de $16'' \times 16''$ décalée de $8''$ pour introduire un recouvrement entre chaque sous-zone et limiter les effets de bord. La Figure 2.4 montre la découpe finale de l'image ainsi que l'ensemble des PSFs calculées pour chacune des 25 sous-zones. Sur la figure, les niveaux sont ajustés de façon à mettre en évidence la variation de la PSF dans le champ, cependant l'intensité du fond reste très faible par rapport à celle de la PSF. La détection des étoiles et la mesure du flux s'effectue ensuite indépendamment dans chaque sous-zone par projection de la PSF associée.

2.3.2 Magnitude et Couleur

Pour représenter le flux d'une étoile reçu sur Terre, on a défini la magnitude apparente. C'est une échelle logarithmique inversée, ce qui signifie que plus un objet céleste est brillant, plus sa magnitude est faible. Elle est déterminée à partir du flux (f), par rapport à une constante de calibration (ZP) et une longueur d'onde donnée (λ) selon la relation :

$$m_\lambda = -2.5 \log(f_\lambda) + ZP \quad (2.1)$$

où ZP (pour "Zero Point") est la constante qui permet de convertir les magnitudes instrumentale en magnitudes calibrées. Elle est en général déterminée à partir d'étoiles standards, c'est à dire d'étoiles dont le flux est très bien connu, ou de catalogue pré-calibrés, issus de précédentes observations d'une même zone du ciel.

Il est alors possible de définir ce que l'on appelle des indices de couleurs comme étant la différence de magnitudes entre deux longueur d'ondes crois-

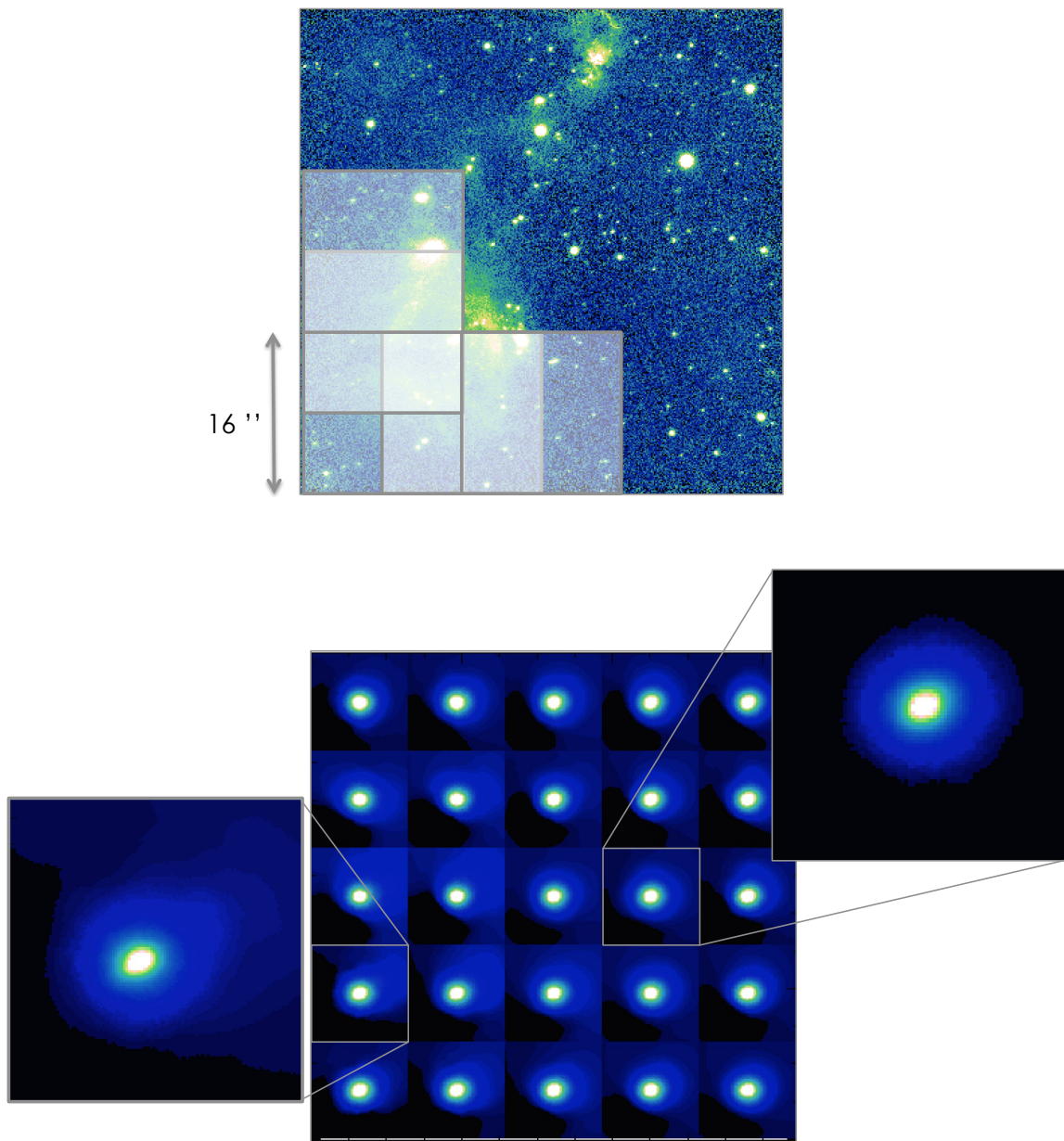


Figure 2.4 – Prise en compte la variation de la PFS dans le champ avec le logiciel StarFinder. Haut : Image combinée de N159W sur laquelle on a représenté les sous-zones utilisées pour estimer une PSF. Chaque sous-zone mesure $16'' \times 16''$ et est décalée de $8''$ pour introduire un recouvrement et limiter les effets de bord. Bas : Ensemble de PSFs calculées pour chacune des 25 sous-zone. Les niveaux sont ajustés de façon à mettre en évidence la variation de la PSF dans le champ, cependant l'intensité du fond reste très faible par rapport à celle de la PSF.

santes :

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = -2.5 \log \left(\frac{f_{\lambda_1}}{f_{\lambda_2}} \right) \quad (2.2)$$

Par exemple,

$$J - H = m_J - m_H$$

La couleur est liée à la pente globale du spectre à cet endroit et dépend donc de la température de la source. Ces données, ensuite exploitées dans des diagrammes C-C (définis en Section 2.3.6), permettent de remonter à des paramètres tels que l'âge, la masse ou le type spectral de l'objet.

Pour comparer les astres entre eux, on utilise la magnitude absolue, M . C'est la magnitude apparente qu'aurait un astre si on le plaçait à une distance de 10 parsecs :

$$m_\lambda - M_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{d^2}{10^2} \right) = 5 \log d - 5 = \mu \quad (2.3)$$

μ est appelé module de distance. La connaissance de la distance d de l'objet permet de remonter à sa magnitude absolue, et inversement.

2.3.3 Extinction Interstellaire

Durant le trajet jusqu'à la Terre, les photons émis par une étoile sont soumis à divers processus physiques. L'un d'entre eux concerne l'absorption et la diffusion d'une partie des photons par les poussières interstellaires présentes sur leur chemin : c'est l'extinction interstellaire. Ce phénomène modifie le maximum d'émission spectrale de la source en le décalant vers le rouge, créant ainsi un biais sur la magnitude mesurée qui se propagera sur les autres grandeurs physiques. L'extinction interstellaire, est chromatique, elle décroît avec la longueur d'onde, et est plus important si l'étoile est localisée dans le plan Galactique. Ce "rougissement" des sources doit être corrigé en appliquant une loi d'extinction interstellaire caractérisée par :

- A_λ : L'extinction dans une bande de longueur d'onde λ , en unités de magnitude définit comme :

$$m_{0,\lambda} = m_\lambda + A_\lambda \quad (2.4)$$

Où m_λ est la magnitude observée d'une étoile et $m_{0,\lambda}$ sa magnitude apparente intrinsèque.

- $E(\lambda_1 - \lambda_2)$: L'excès de couleur. Par exemple :

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \quad (2.5)$$

Où $(B - V)_0$ est la couleur intrinsèque de l'objet et $(B - V)$ sa couleur appa-

rente.

En théorie, chaque ligne de visée a une loi d'extinction A_λ différente, en fonction de la quantité et de la nature de la matière absorbant la lumière de l'objet visé. Néanmoins la mesure sur un grand nombre de lignes de visée de l'absorption à différentes longueurs d'ondes a permis d'établir une loi moyenne A_λ dépendant seulement du paramètre R_λ .

$$A_\lambda = R_\lambda E(B - V) \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une extinction due au milieu interstellaire diffus, $R_V \sim 3.1$ [Cardelli et al. \[1989\]](#). En pratique les rapports d'extinction et d'excès de couleurs à différentes longueurs d'onde mesurés par de nombreux auteurs (par ex. [Mathis, 1990](#), [Rieke and Lebofsky, 1985](#), [Zombeck, 1990](#)) permettent de déterminer l'extinction et l'excès de couleur pour n'importe quelle longueur d'onde, connaissant A_V et R_V . Il est alors possible de «dérougir» les sources, c'est-à-dire de retrouver les valeurs de couleur et de magnitude qui auraient été mesurées en l'absence d'extinction.

2.3.4 Excès d'Infra Rouge et identification des YSOs

L'identification des YSOs est un point crucial de l'analyse des données. Comme nous l'avons mentionné précédemment, ces jeunes étoiles sont encore profondément enfouies dans leur nuage natal de gaz et de poussières. Suivant un processus similaire à celui de l'extinction interstellaire décrit précédemment, elles subissent une extinction locale due à l'interaction de leur rayonnement avec le gaz et les poussières de leur environnement circumstellaire. Ce phénomène est détectable sous la forme d'un excès IR qui permet alors l'identification des plus jeunes étoiles. La classification de [Lada and Wilking \[1984\]](#) permet ensuite de classer empiriquement les différents stades d'évolution des YSOs en s'appuyant sur l'intensité de leur excès IR. Cette classification est décrite plus amplement en Section [2.1.1](#).

2.3.5 Contamination

Lors de l'étude d'amas stellaires, il est important de savoir discriminer les étoiles "contaminantes" situées en avant et/ou en arrière plan de l'amas étudié. En effet, rien ne peut assurer qu'une source particulière du champ appartienne vraiment à l'amas. La prise en compte de ces étoiles dans l'analyse de la région introduit une erreur dite, de contamination. Pour restreindre les effets de la contamination, on utilise ce que l'on appelle des champs de contrôle. Les champs de contrôle sont des images collectées en même temps que les données, mais dont la ligne de visée est légèrement décalées par rapport au centre du champ d'observation. L'étude photométrique de cette nouvelle cible permet de

connaître, pour chaque magnitude, la quantité d'étoiles qui contamaine potentiellement la région étudiée.

2.3.6 Diagramme Couleur-Couleur ou Magnitude-Couleur

Les diagrammes Couleur-Couleur (C-C) ou Couleur-Magnitude (C-M), sont des diagrammes mettant en relation les indices de couleur des étoiles avec leur magnitude dans une bande donnée. Ils ont permis à Ejnar Hertzsprung et Henry R. Russel, indépendamment, de mettre en évidence le fait que la répartition d'un échantillon d'étoiles sur ces diagrammes n'est pas uniforme : la plupart d'entre elles se regroupent le long de la ligne dite, de séquence principale (MS), et une faible proportion d'entre elles ont une position sensiblement différente. Les développements théoriques permettant d'expliquer cette répartition ont apporté à la physique stellaire la plupart des modèles actuellement en vigueur pour décrire l'évolution d'une étoile. À l'inverse, placer une étoile inconnue sur ce diagramme permet, en fonction de la précision des données, de déterminer approximativement son type, son âge et sa masse.

Une exploitation correcte du diagramme nécessite la connaissance de :

- La distance qui nous sépare de l'ensemble des objets. Dans notre cas, la majorité des étoiles appartiennent au Grand Nuage de Magellan dont la distance est bien connue (voir Section 2.2.2).
- La contamination, estimée grâce à des champs de contrôle comme décrit précédemment (se référer à la Section 2.3.5)
- L'extinction interstellaire, qui permet de prendre en compte l'effet du rougissement sur la position d'une source dans le diagramme. On peut appliquer directement la correction à chacune des sources, tracer des pentes ou vecteurs montrant l'effet du rougissement sur les positions des étoiles dans le diagramme, ou encore prendre en compte le rougissement dans les modèles utilisés pour l'interprétation.

Ces deux types de diagrammes sont souvent utilisés conjointement, de façon à corroborer les résultats obtenus.

L'interprétation s'effectue ensuite en plaçant sur le diagramme des repères pré-calculés issus de la modélisation, mettant en relation les âges, les masses initiales et les magnitudes des étoiles. Parmi les repères fréquemment utilisés, on peut citer : la séquence principale (MS), la pré-séquence principale (PMS) ou encore les isochrones. De nombreuses études mettent à disposition ces repères pré-calculés pour différentes caractéristiques environnementales, masses, âges, etc (e.g. [Baraffe et al., 1998, Dotter, 2007, Siess et al., 2000, Tognelli et al., 2011]). Les isochrones marquent sur le diagramme, la position d'étoiles de toutes masses pour un âge donné. Elles sont utilisées pour déterminer l'âge d'une population. On rappelle que l'isochrone d'âge nul (ZAMS ou Zero-Age Main Sequence) ma-

térialise la localisation sur un diagramme, des étoiles venant tout juste d'entrer sur la séquence principale. Elle constitue un point de repère indispensable pour identifier les objets très jeunes (YSOs) : les objets présentant un excès d'IR se trouveront à droite de la ZAMS sur le diagramme.

La Figure 2.5 illustre la prise en compte de l'extinction interstellaire dans l'identification des YSOs sur un diagramme C-M construit à partir des données de N159W. Sur la figure de gauche, l'isochrone d'âge nul (MS, pré-calculée par [Bessell and Brett \[1988\]](#)) est représentée (en bleu) sans prise en compte de l'extinction ($A_V = 0$). La grande majorité des étoiles dans le champ semble alors présenter un excès IR. La figure de droite montre la nouvelle position de l'isochrone d'âge nul lorsque l'extinction interstellaire est prise en compte dans le modèle. Elle est calculée à partir de l'Equation (2.6) et des données de R_V et $E(B - V)$ valables pour le LMC et issues de [Lequeux \[1989\]](#) et [Clayton \[1985\]](#). On obtient alors ($A_V = 15$). Les sources présentant encore un excès IR peuvent cette fois-ci être correctement identifiées comme étant des YSOs.

2.4 Etude complète de la région N159W

L'ensemble des outils méthodologiques présentés dans la Section 2.3 nous ont permis de mener à bien l'analyse des données de la région N159W. L'étude complète de cette jeune région de formation d'étoiles a fait l'objet d'une publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics* ([Bernard et al. \[2016\]](#)) que je joins à cette Section.

Guide de lecture pour l'article :

"Deep GeMS/GSAOI NIR observations of N159W in the Large Magellanic Cloud"

Plan du papier

Le papier est construit comme suit : Une première partie introductive, permet de replacer la région N159W dans l'ensemble du complexe de formation N159/N160 (montré en Figure 1 du papier). Ce nuage moléculaire présente une activité intense de formation stellaire et a fait l'objet de nombreuses études qui sont résumées dans cette première partie. La seconde partie est consacrée à la description des observations (2.1), la réduction des données (2.2), et la méthodologie de l'analyse photométrique (2.3). Je décris en 2.4 la calibration du ZP, et en 2.5, les simulations qui nous ont permis d'évaluer la précision photométrique de notre étude. La troisième partie est consacrée à l'analyse morphologique de la région. En 3.1, nous détaillons les caractéristiques de cinq zones remarquables du champ : la région centrale C1 dans laquelle on identifie deux étoiles massives probablement à l'origine de l'ionisation de la région, les régions C2 à C4, très

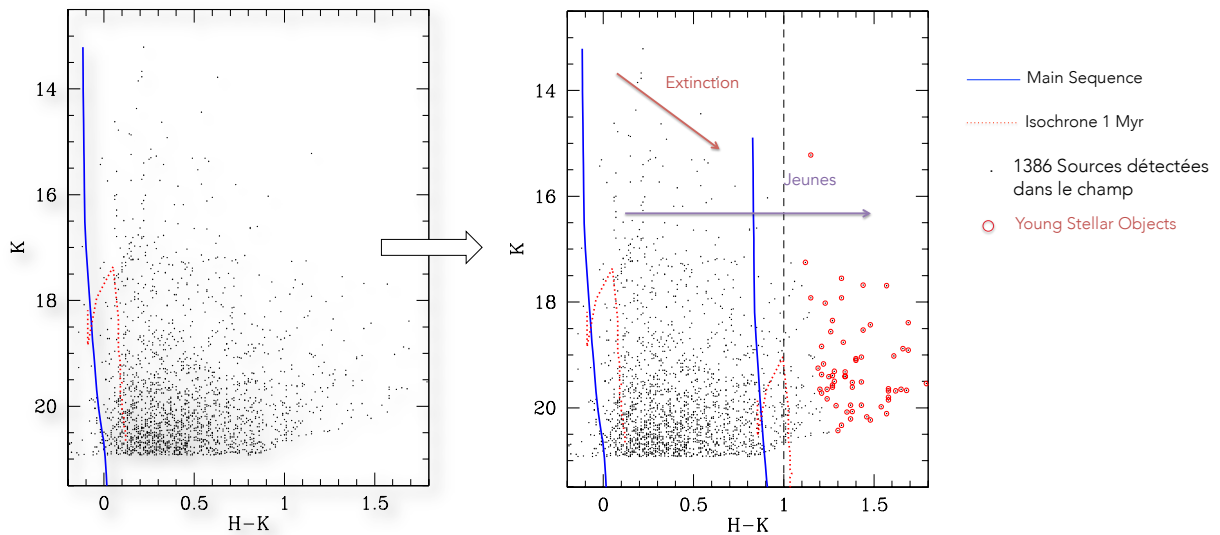


Figure 2.5 – Prise en compte de l’extinction interstellaire dans le diagramme C-M pour l’identification des YSOs dans les données de N159W. La figure de gauche montre la répartition des 1386 étoiles détectées (points noirs) sur le digramme. On y représente également l’isochrone d’âge 1 million d’année (pré-calculée par [Siess et al. \[2000\]](#), rouge pointillés) et l’isochrone d’âge nul (MS, pré-calculée par [Bessell and Brett \[1988\]](#), en bleue) sans prise en compte de l’extinction interstellaire ($A_v = 0$). La figure de droite montre la nouvelle position des isochrones lorsque l’extinction interstellaire est prise en compte dans le modèle ($A_v = 15$). Cette nouvelle valeur est calculée à partir de l’Equation (2.6) et des données de R_v et $E(B - V)$ valables pour le LMC et issues de [Lequeux \[1989\]](#) et [Clayton \[1985\]](#). Le vecteur de rougissement est représenté en rouge. Les sources présentant encore un excès infrarouge peuvent cette fois ci être correctement identifiées comme étant des YSOs. (sources cerclées de rouge).

compactes, qui sont localisées en bordure de la région ionisée, et la région C5 qui apparaît très rouge et qui est donc très enfouie. Toutes nous intéressent car elles présentent des marqueurs d'une activité récente de formation d'étoiles. En 3.2, nous identifions les YSOs, grâce à des diagrammes C-C et C-M que nous localisons ensuite dans le champ. En section 4, nous nous intéressons tout particulièrement à l'amas central, délimité par la région ionisée. En particulier, nous estimons son âge (grâce à un diagramme C-M), et sa distribution en masse (grâce à la construction de son IMF). La distribution spatiale des YSOs, combinée aux caractéristiques de l'amas central nous permettent de proposer en section 5, une discussion sur des scénarios possibles de formation de l'ensemble de ces régions.

Résultats

Cette étude nous a permis d'identifier 104 YSOs dans un champ de $85'' \times 85''$, soit 21×21 pc. Ces jeunes étoiles sont concentrées en plusieurs amas, répartis en périphérie de la région H II, qui ont été résolus pour la première fois grâce à la haute résolution des observations obtenues via l'instrument GeMS/GSAOI. Ils indiquent une activité de formation stellaire, potentiellement massive, très récente. A l'inverse, les étoiles localisées à l'intérieur de la région H II semblent être à un stade plus avancé de l'évolution stellaire. L'âge moyen obtenu pour la bulle centrale est de 2 ± 1 Myr. Les deux étoiles massives situées au centre de la bulle, sont classées type O et sont, selon toute probabilité, à l'origine de l'ionisation de la région. La répartition des YSOs en bordure de la bulle ainsi que l'âge plus avancé de la population de l'amas central suggèrent que l'expansion de la région H II a déclenché les processus de formation stellaire observés sur sa périphérie. Ce scénario est illustré par la Figure 2.6 et a été observé dans d'autres régions H II de géométrie similaire (see, e.g. Deharveng et al. 2010 ; Ohlendorf et al. 2013 ; Samal et al. 2014 ; Dewangan et al. 2015 ; Liu et al. 2015).

Cependant, les données actuelles ne nous permettent pas d'affirmer que l'expansion de la région H II soit le seul processus à l'origine de l'activité de formation stellaire à l'oeuvre dans cette région. En effet, il est particulièrement difficile de différencier les populations d'étoiles formées spontanément, des populations formées par un processus induit. Dale et al. [2015] rappellent que la répartition spatiale des étoiles jeunes ne suffit pas à les distinguer puisque les modèles numériques prévoient des répartitions similaires pour les deux processus de formations (Dale et al. [2013]). Les conclusions quant à ce type de scénario doivent donc faire l'objet d'une grande prudence et un maximum d'indicateurs sont nécessaire pour conclure sur sa probabilité.

Dans le cas de nos observations, plusieurs sources d'erreurs limitent la précision de l'analyse photométrique. Elles sont liées à l'estimation de l'extinction interstellaire, à l'estimation du ZP où encore à la mesure du flux comme cela est plus amplement détaillé en Section 2.5. Nous avons pu mettre en évidence que des marqueurs d'une phase précoce de formation stellaire étaient associés

aux YSOs, mais nous ne sommes pas en mesure d'attribuer un âge précis aux régions stellaires nouvellement formées. Pour cela, des données complémentaires seraient utiles afin de couvrir une plus large gamme de longueur d'onde et de mieux contraindre les propriétés des jeunes objets stellaires (Pomarès [2009]). Notamment, des données de spectroscopie pourraient apporter des précisions sur le type et l'état d'évolution des objets stellaires, grâce à une meilleure caractérisation de leur distribution spectrale d'énergie.

Enfin, des données à haute résolution angulaires obtenues dans les longueurs d'onde millimétriques et submillimétriques (par exemple avec le télescope ALMA, Mauersberger et al. [2011]) pourraient également apporter des précisions sur les conditions chimiques qui règnent dans les différents amas, ainsi que sur leurs vitesses relatives, de façon à caractériser plus précisément les relations qui existent entre eux, et mettre en évidence des origines communes ou non.

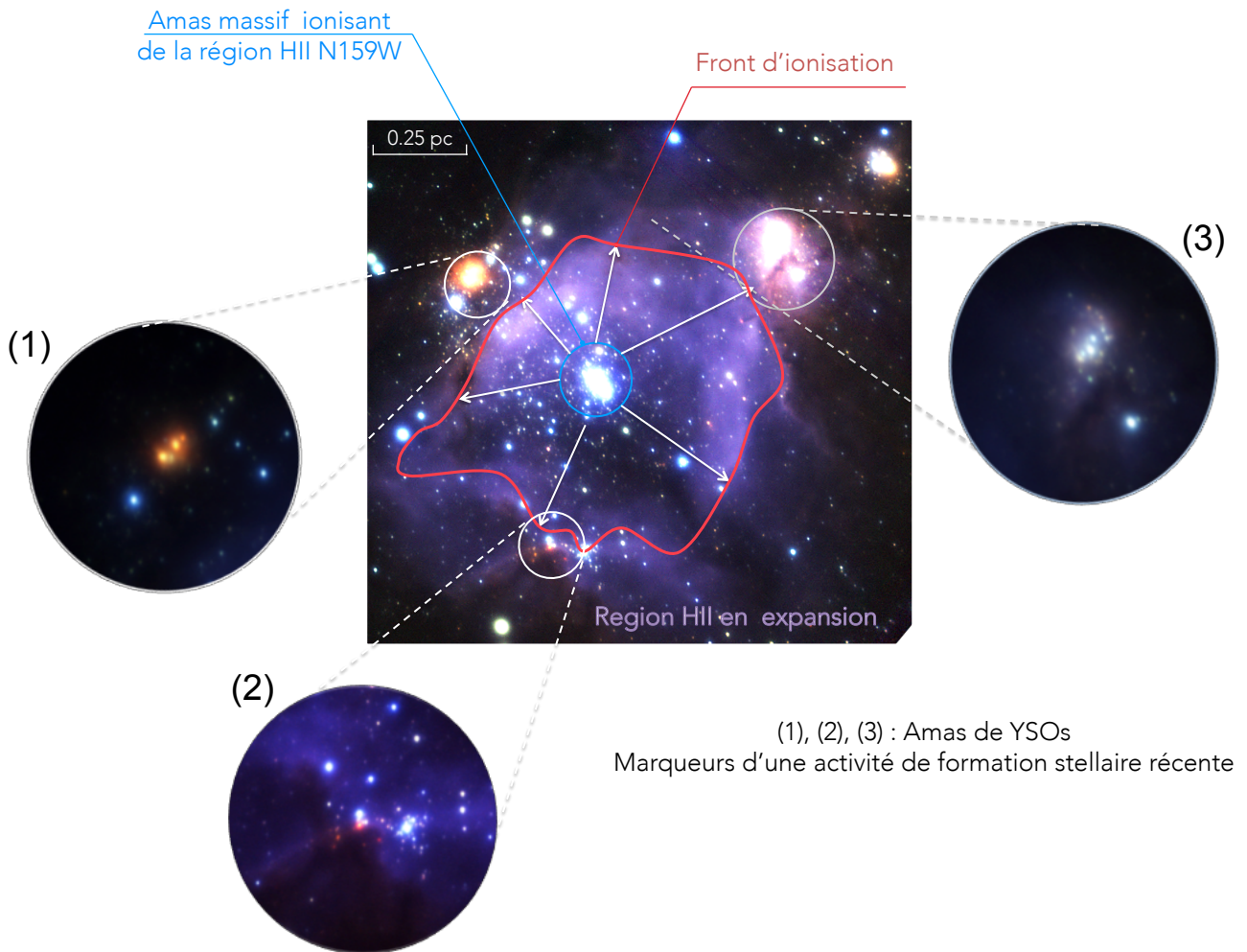


Figure 2.6 – N159W : possible scénario de formation. Les étoiles centrales massives sont identifiées de type O et sont à l'origine de l'ionisation de la région. On observe des amas de YSOs en périphérie de la région H II qui sont des marqueurs d'une activité de formation stellaire récente. La répartition des YSOs en bordure de la bulle ainsi que l'âge plus avancé de la population de l'amas central suggère que l'expansion de la région H II a déclenché les processus de formation stellaire observés sur sa périphérie.

Deep GeMS/GSAOI Near-Infrared observations of N159W in the Large Magellanic Cloud

A. Bernard^{1,2}, B. Neichel¹, M. R. Samal¹, A. Zavagno¹, M. Andersen³, C. J. Evans⁴, H. Plana⁵, and T. Fusco^{1,2}

¹ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France
e-mail: anaïs.bernard@lam.fr

² ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques), B.P.72, F-92322 Chatillon, France

³ Gemini Observatory, c/o AURA, Casilla 603, La Serena, Chile

⁴ UK ATC, Royal Observatory, Blackford Hill, Edinburgh, EH9 3HJ, UK

⁵ Laboratório de Astrofísica Teórica e Observacional, Universidade Estadual de Santa Cruz, Rodovia Jorge Amado km16 45662-900 Ilhéus BA, Brazil

ABSTRACT

Aims. The formation and properties of star clusters at the edge of H II regions are poorly known, partly due to limitations in angular resolution and sensitivity, which become particularly critical when dealing with extragalactic clusters. In this paper we study the stellar content and star-formation processes in the young N159W region in the Large Magellanic Cloud.

Methods. We investigate the star-forming sites in N159W at unprecedented spatial resolution using JHK_s -band images obtained with the GeMS/GSAOI instrument on the Gemini South telescope. The typical angular resolution of the images is ~ 100 mas, with a limiting magnitude of $H \sim 22$ mag (90% completeness). Photometry from our images is used to identify candidate young stellar objects (YSOs) in N159W. We also determine the H -band luminosity function of the star cluster at the centre of the H II region and use this to estimate its initial mass function (IMF).

Results. We estimate an age of 2 ± 1 Myr for the central cluster, with its IMF described by a power-law with an index of $\Gamma = -1.05 \pm 0.2$, and with a total estimated mass of $\sim 1300 M_\odot$. We also identify 104 candidate YSOs, which are concentrated in clumps and subclusters of stars, principally at the edges of the H II region. These clusters display signs of recent and active star-formation such as ultra-compact H II regions, and molecular outflows. This suggests that the YSOs are typically younger than the central cluster, pointing to sequential star-formation in N159W, which has probably been influenced by interactions with the expanding H II bubble.

Key words. Stars: formation – circumstellar matter – ISM: bubbles – H II regions – Infrared: stars – Instrumentation: adaptive optics – Instrumentation: high angular resolution

1. Introduction

Feedback from massive stars ($M > 8 M_\odot$) plays a major role in shaping the appearance of their surroundings. Their strong ultraviolet radiation fields ionise the local interstellar medium (ISM), and their intense stellar winds and eventual supernova explosions drive the dynamics of the ISM, while also enriching it with heavy elements from the products of nuclear fusion. However, despite their dominant role in galactic evolution, the formation of massive stars is still not well understood.

Two main models have been proposed to explain the formation of massive stars: monolithic collapse (McKee & Tan 2003) or competitive accretion (Bonnell et al. 2001)¹. In the first, the formation scenario is similar to that in low-mass stars but with high accretion rates (and accretion disks), while in the latter the protostars grow in mass from a surrounding gas reservoir (via filamentary feeding) depending on their position in the clump. To understand which model and/or process is the main agent in the formation of massive stars, it is important to observe them, and their host clusters, in their earliest phases. However, due to the nature of the stellar initial mass function (IMF; Salpeter 1955), massive stars are inherently rare objects.

The earliest phases of massive stars evolve on short timescales ($\sim 10^5$ yr) and occur deeply embedded in their na-

tal clumps, making them difficult to observe (Churchwell 2002; Lada & Lada 2003). In this context, recent wide-area, near-infrared (NIR) surveys with the UKIRT and VISTA telescopes (e.g. Lawrence et al. 2007; Minniti et al. 2010; Cioni et al. 2011) have enabled detections of numerous candidate star clusters and star-forming regions (e.g. Borissova et al. 2011; Piatti et al. 2014; Romita et al. 2016). But characterising the stellar content of such clusters remains an observational challenge, mainly due to limitations in angular resolution and sensitivity, which become even more critical in extragalactic systems.

The Large Magellanic Cloud (LMC) contains a rich sample of molecular clouds, and its distance (~ 50 kpc, e.g. Pietrzyński et al. 2013; De Grijs et al. 2014) is small enough to allow study of individual objects within those clouds. The LMC is also sufficiently far from the Galactic plane ($b \sim -33^\circ$) that foreground extinction is relatively small. As such, the LMC provides an excellent system in which to study massive star-formation regions in an extragalactic environment (with a metallicity about half of the solar value, e.g. Dufour et al. 1982; Smith 1999)

One of the richest star-forming regions in the LMC is the N159/N160 complex (see Fig. 1), with its H II regions first catalogued by Henize (1956). The complex is located in a ridge of molecular CO gas (Ott et al. 2008), approximately 600 pc (in projection) south from the spectacular 30 Doradus region, and is the location of the first extragalactic protostar, discovered

¹ See Tan et al. (2014) and Krumholz (2015) for recent reviews.

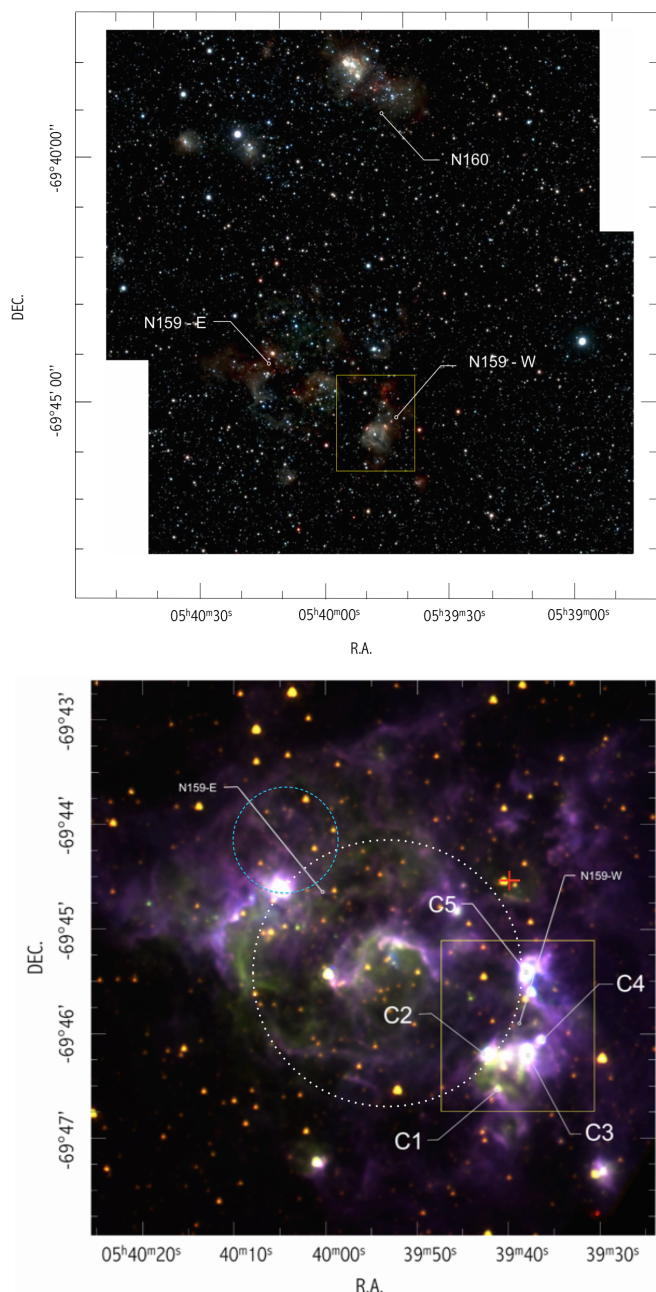


Fig. 1. Overview of the N159/N160 complex. Top: Composite VISTA image (Cioni et al. 2011), combining Y (blue), J (green) and K_s (red) bands. Bottom: Composite *Spitzer* image of N159E and N159W, combining $3.6\ \mu\text{m}$ (blue), $4.5\ \mu\text{m}$ (green) and $8\ \mu\text{m}$ (red). The N159W field targeted by GeMS/GSAOI is shown by the yellow square. Compact clusters discussed in the paper are labelled C1-C5. The positions of the close X-ray binary LMC X-1 and the SNR 0540 – 697 (Chen et al. (2010)) are marked in dash-dotted cyan line and red cross respectively.

by Gatley (1981), as well as the first known type I extragalactic OH maser (Caswell 1981). An overview of the structural components of the complex was given by Bolatto et al. (2000), who described it as three distinct, well-separated regions (spanning $\sim 15'/220\ \text{pc}$), as follows:

1. *N160*: associated with H II regions and young stellar clusters, where massive-star formation is in a relatively evolved stage and the parent clouds are almost entirely photodissociated and dissipated.

2. *N159*: associated with H II regions and young stellar clusters, but still closely linked with molecular gas and active star formation. N159 hosts massive embedded young stellar objects (YSOs), a maser source, and several ultracompact H II (UCHII) regions (Chen et al. 2010). N159 harbours two giant molecular clouds: N159E and N159W, located on the eastern and south-western sides of N159, respectively (Johansson et al. 1998; Jones et al. 2005; Fukui et al. 2008). CO observations also reveal a very high concentration of molecular gas at the location of N159W (Cohen et al. 1988; Johansson et al. 1998; Bolatto et al. 2000).
3. *N159S*: a giant molecular cloud $\sim 60\ \text{pc}$ south of N159 (thus not included in Fig. 1), with seemingly little star-formation activity (Bolatto et al. 2000; Galametz et al. 2013), although the detection of candidate Herbig Ae/Be stars at its northern tip suggests cluster formation might just be starting (Nakajima et al. 2005).

The morphology described above suggests sequential star-formation southwards through the complex. This is supported by NIR imaging from Nakajima et al. (2005), who suggested that star formation in N160 may have been initiated by a supergiant shell (SGS 19, with its centre north-northeast of N160) with subsequent star formation in N159 and the tip of N159S. This scenario is also supported by Farina et al. (2009) from spectroscopic observations of massive stars across the region.

Early studies of the stellar content and exciting stars from optical observations of N159 were presented by Heydari-Malayeri & Testor (1982) and Deharveng (1992). From observations with the *Spitzer Space Telescope* Infrared Array Camera (IRAC), Jones et al. (2005) argued that the different components in N159 have a common star-forming history, with a wind-blown bubble ($\sim 1\text{-}2\ \text{Myr}$ old) initiating star formation at the rim. The Papillon Nebula (Meynadier et al. 2004) in the the northeast of the bubble and the C2 and C5 compact clusters (see below) are located on the edge of this bubble (indicated by the $\sim 40\ \text{pc}$ diameter circle in the lower panel of Fig. 1). These arguments are substantiated by the map of star-formation rate from Galametz et al. (2013).

From analysis of *Spitzer* observations with the Multiband Infrared Photometer, Chen et al. (2010) proposed a more complicated pattern of star formation in N159, where the expansion of the H II region could have triggered the star formation in N159E but not in N159W. They concluded this from a comparison of the distribution of YSOs and massive stars in both regions, and suggested that star formation in N159W may have started spontaneously (or was triggered by a force that is no longer detectable, e.g. an old supernova remnant).

A first high-resolution NIR study of N159W, taking advantage of adaptive optics (AO), was presented by Testor et al. (2006), who resolved some of the candidate YSOs/clusters into multiple components for the first time. More recently, ^{13}CO ($J=2-1$) observations of N159W with the Atacama Large Millimetre Array (ALMA) have discovered the first two extragalactic protostellar molecular outflows (Fukui et al. 2015).

In this paper we investigate the stellar content of N159W, using deep, high angular-resolution JHK_s -band images obtained with the Gemini South Adaptive Optics Imager (GSAOI, McGregor et al. 2004; Carrasco et al. 2011), fed by the Gemini Multi-conjugate adaptive optics System (GeMS, Rigaut et al. 2014; Neichel et al. 2014). The observed field covered a field of $\sim 90''$ across (as shown in Fig. 1). These observations cover a wider field than the previous AO-corrected imaging, at finer angular resolution, and reach some 2-3 mag deeper. This combination of high angular-resolution and excellent sensitivity in

the NIR provides us with an unprecedented view of N159W, to investigate its stellar content and ongoing star formation.

The paper is organised as follows. In Sect. 2 we present the observations, data reduction, and completeness and contamination analysis. Sect. 3 discusses the morphology of the region, and colour-colour and colour-magnitude diagrams from the data are used to identify candidate YSOs. In Sect. 4 we derive the luminosity function, and associated IMF of the central cluster. Sect. 5 discusses the star-formation scenario in the N159W complex, with a closing summary in Sect. 6.

2. Observations and data reduction

2.1. Observations

The data were obtained with the Gemini South Adaptive Optics Imager (GSAOI, McGregor et al. 2004; Carrasco et al. 2011), fed by the Gemini Multi-conjugate adaptive optics System (GeMS, Rigaut et al. 2014; Neichel et al. 2014) on 2014 December 8 as part of programme GS-2014B-C-2 (P.I. B. Neichel). GSAOI provides images of a $85'' \times 85''$ field of view, at a plate scale of ~ 20 mas/pixel (see McGregor et al. 2004; Carrasco et al. 2011). The focal plane is imaged by a 2×2 mosaic of Hawaii-2RG 2048×2048 pixel arrays, with $3''0$ gaps between each array.

The observations are summarized in Table 1 and the final three-colour (JHK_s) image is shown in Figure 2. Each science observation was randomly dithered around the central pointing by $5''$ to fill-in the detector gaps, and adjacent sky frames were taken $2/5$ from the science field. The average resolution obtained over the field, as measured by the full-width half maximum (FWHM) of the stars on single-exposure frames, is reported in Table 1, as is the natural seeing at the time of the observations (measured at zenith). The average FWHM in the K_s -band was 105 mas, while the average Strehl ratio (SR) obtained was 15 %. These performances are slightly worse than those expected for such good-seeing conditions, but are consistent with observations at low altitude (airmass between 1.3 and 1.6), as is the case for the LMC as seen from Cerro Pachon. The coordinates of the field centre were $\alpha = 05^h 39^m 40^s$, $\delta = -69^\circ 45' 55''$ (J2000), chosen to span two star-forming regions of interest and to overlap with the field observed by Testor et al. (2006).

2.2. Data reduction

The data were reduced using the same methods as those from Neichel et al. (2015), using home-made procedures developed in YORICK (Munro 1995). The relevant steps were: (i) creation of a master flatfield, based on sky-flat images taken during twilight of the same night; (ii) creation of a master sky-frame based on the dedicated sky images; (iii) correction of the science frames using the relevant master flats/skies, as well as for detector non-linearities and different gains between each detector.

In addition, it was necessary to apply an instrumental distortion correction. An initial distortion map was derived from GeMS/GSAOI observations of the Galactic globular cluster NGC 288, that were correlated with images from the Advanced Camera for Surveys on the *Hubble Space Telescope* (HST). This distortion map lead to a residual positioning accuracy of $\sim 0''.2$, which is not good enough for the image quality of the GeMS/GSAOI images here. Moreover, this calibration only accounts for the static instrumental distortion – a dynamical component, which depends on the constellation of natural guide stars and environmental factors like the telescope pointing, still needs to be taken into account.

The dynamical contribution to the distortion map has to be corrected frame by frame, selecting one frame as the primary astrometric reference. By using high-order polynomials and the position of relatively bright stars common to all the frames, we were able to cross-register the images by the following steps: (i) creation of a polynomial base (P_i) of distortion modes as $P_i(x, y) = C_{i,0} + C_{i,1}x + C_{i,2}y + C_{i,3}x^2 + C_{i,4}xy + C_{i,6}y^2 + \dots$; (ii) measurement of the vectors V_x and V_y of the positional difference between each image and the reference frame, for each of the bright (< 21 mag) stars common to all frames; (iii) perform a Levenberg–Marquardt fit of the V_x and V_y vectors on the polynomial base and determination of the α_i and β_i coefficients such that: $V_x = \sum \alpha_i P_i$ and $V_y = \sum \beta_i P_i$; (iv) application of the inverse distortion map to the full image.

Of course, the quality of the above corrections depends on the number of stars available for the procedure. The N159W observations provided a large number of reference stars and, by using 15 degrees of freedom per axis, we obtained corrected frames with a typical precision of 0.1 pixel. Following the procedure described above, each individual image was reduced and combined by filter to produce three final reduced images.

2.3. STARFINDER photometry

Photometry for the stars in the observed field was obtained using the STARFINDER package (Diolaiti et al. 2000). Because of the complex structure of AO-corrected point spread functions (PSFs), and their spatial and temporal variations, photometry of AO images requires PSF-fitting algorithms that provide more accurate results than regular aperture photometry (see, e.g. Neichel et al. 2015).

STARFINDER builds an empirical PSF by combining results for several stars in an image. In the case of spatial variations of the PSF across a field, it is usually divided into subfields, with STARFINDER then used on each subfield in turn. There is naturally a trade-off between having enough stars in each subfield so that an accurate PSF model can be extracted, versus keeping the subfield as small as possible to minimize PSF variations. We experimented with a range of subfield sizes for N159W. The minimum residual was obtained for subfields of $16'' \times 16''$, shifted by $8''$ (in x or y) to introduce an overlap between the frames. Each star was then measured several times, using different sets of PSFs, which were then used to investigate the photometric errors.

The other critical aspect of tuning the STARFINDER analysis is the choice of the number of iterations, the relative threshold, and the correlation threshold for star extraction at each iteration. These parameters are summarized in Table 1. Note that STARFINDER goes through several iterations of star detection, removing the detected stars at each iteration. We can then adjust different threshold levels, pushing toward low signal-to-noise over the iterations. The numbers given in the ninth column of Table 1 are the thresholds used for each iteration.

We adjusted the STARFINDER parameters so that single faint stars were detected without too much contamination from remaining bad/hot pixels or from structures in the background. Our three final reduced images (J , H , and K_s) have different characteristics in terms of noise and resolution, so the STARFINDER parameters have been optimized for each filter. To detect as many of the faint stars as possible we used 2×2 binned images. This enabled the detection of faint stars more robustly and, as the pixel size is 20 mas and the typical resolution was ~ 100 mas, the binned images are still well sampled, with no loss of spatial information. Three bright stars were saturated in the H - and K_s -band observations (with pixel counts in excess of $50\,000 e^-$).



Fig. 2. Three-colour GeMS/GSAOI image of N159W combining J (blue), H (green), and K_s (red); north is up and east is left. The width of the image (east to west) is $90''$ (~ 22 pc). Compact clusters discussed in the paper are labelled C1-C5, and the white circle indicates the HII bubble enclosing the central star cluster.

Table 1. Observational details and STARFINDER parameters used for the star detection and photometry for each filter. The quoted full width half maximum (FWHM) and Strehl ratio (SR) of the point-spread functions (and their corresponding standard deviations) are the means from measurements of over 200 stars uniformly distributed over the field, from all the individual frames. The exposure time for each image was 80 s. The two/three values given for the STARFINDER threshold mean that the algorithm does two/three iterations, with a relative threshold at N -sigma each.

Date	Filter	Number of frames	$\langle \text{FWHM} \rangle$ (mas)	σ_{FWHM} (mas)	$\langle \text{SR} \rangle$ (%)	σ_{SR} (%)	Natural seeing (@ $0.55\mu\text{m}$)	STARFINDER Threshold	STARFINDER Correlation
2014 Dec 8	J	17	145	15	3	1	$0''.55$	[5,2]	0.7
	H	14	100	20	9	2	$0''.60$	[5,3]	0.7
	K_s	17	105	15	14	3	$0''.55$	[5, 4, 2]	0.75

These were excluded from the PSF definition and photometry, with their magnitudes adopted from observations of N159/N160 with the Infra-Red Survey Facility (IRSF) by Nakajima et al. (2005). The final photometric catalogue contains magnitudes for 2185 stars in J , 4187 in H and 3912 in K_s .

2.4. Photometric and astrometric calibration

To calibrate the instrumental magnitudes we evaluated the photometric zero-points, employing values for 40 well-isolated stars in the observed field from the IRSF observations (Nakajima et al. 2005). A reasonable match is found, with a zero-point uncertainty of 0.06 mag in J and H , and 0.08 mag in K_s .

As an independent check, we also attempted to derive a zero-point using the 2MASS catalogue (Skrutskie et al. 2006). The pixel size of the 2MASS cameras was only $\sim 2''$, so there is a large mismatch compared with the GSAOI images, and only 10 of the isolated stars used above could be securely identified. The zero-point uncertainties from calibration with the 2MASS stars were 0.2 mag in J and H , and 0.1 mag in K_s . Given the smaller number of stars available, we therefore adopted the zero-points determined using the IRSF catalogue².

The world-coordinate system was also calibrated using the same 40 isolated stars from the IRSF catalogue (for which the quoted astrometric accuracy is $0.5''$; Nakajima et al. 2005). The astrometric solution of the GSAOI images was set using the x/y (pixel) positions of each star cf. the IRSF positions, resulting in a mean astrometric dispersion of 5 mas (i.e. less than the typical FWHM of the images, so no confusion is expected).

2.5. Photometric error and completeness

After calibration, we undertook a series of completeness tests in each filter to estimate the depth and photometric uncertainties of our images. The detectability of a source depends on the local stellar density and the STARFINDER settings, and may also be affected by diffuse background in the case of a region like N159W. To determine the completeness of our images we used simulated stars inserted in the real images. As for the PSF analysis, we divided the image in subfields and used the corresponding local PSF from STARFINDER to construct simulated stars which mimic the real variations across the field.

A set of 1000 artificial stars was inserted at random positions in each subfield, following the method from (Neichel et al. 2015). Random magnitudes (in steps of 0.5 mag) between 14.0 and 22.0 were assigned for each filter. The STARFINDER source detections were then run using the exact parameters as those in Table 1, and the number of artificial stars successfully recovered was used to estimate the photometric completeness. At the same time we also estimated the photometric error by computing the standard deviation of the difference between the measured and simulated magnitudes.

Results of these tests are shown in the upper panel of Fig. 3, with 90% completeness obtained at $J = 21.55$, $H = 21.85$, and $K_s = 21.85$ mag³. Results for the photometric uncertainties are shown in the lower panel of Fig. 3; the final photometric uncertainties are given by these errors combined in quadrature with the zero-point errors estimated above.

² Corrections between the IRSF and 2MASS systems are small, amounting to < 0.05 mag for $(J - K_s)_{\text{IRSF}} < 1.7$ mag (Kućinski et al. 2008), so are neglected when estimating the final photometric error.

³ This is 2.55, 3.85, and 4.50 mag deeper than the respective limiting JHK_s magnitudes of the IRSF data (Nakajima et al. 2005).

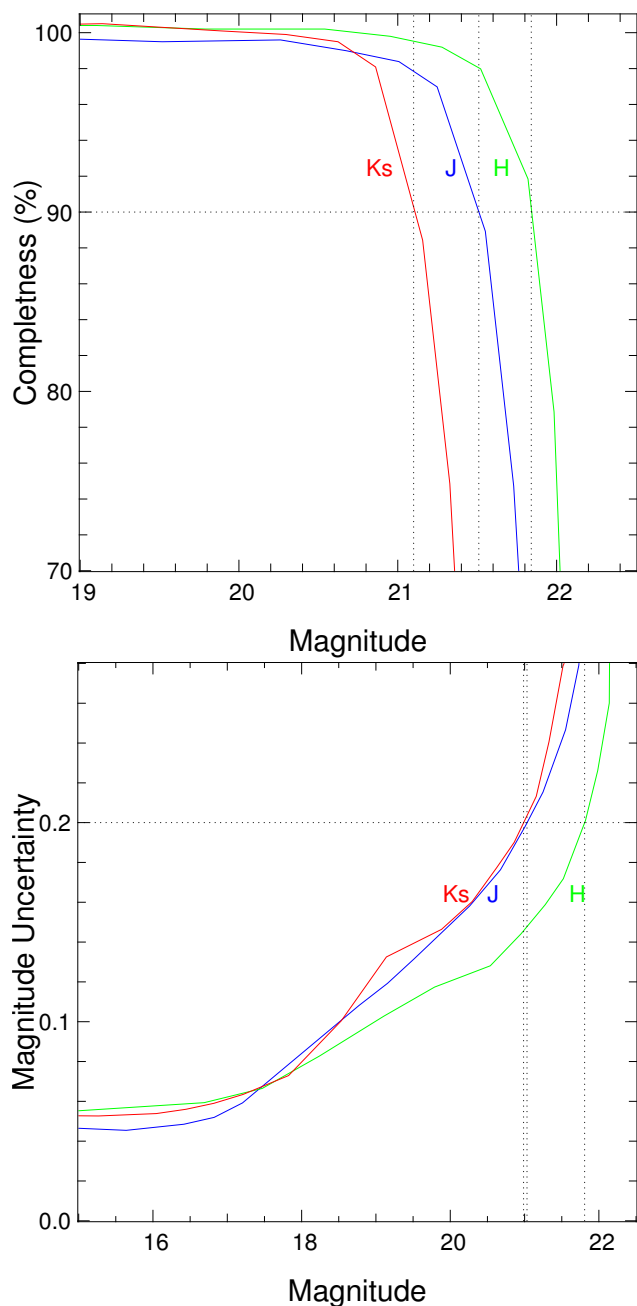


Fig. 3. Completeness (upper panel) and photometric uncertainties (lower panel) for each filter estimated from the completeness tests.

3. Results

3.1. Morphology of the N159W complex

The composite GeMS/GSAOI image of N159W is shown in Fig. 2. Toward the south of the observed field we can clearly identify the ionised H II region, forming an almost circular nebula (as indicated by the white circle in the figure). There are two bright stars separated by $\sim 0.9''$ at the centre of the nebula, with $J = 14.15$ and 14.85 mag (with the northern star the brightest, as shown in the lower-right panel of Fig. 4); these are thought to be the primary ionising sources of the H II region (Deharveng 1992). Optical spectroscopy from Conti & Fitzpatrick (1991) classified the (then unresolved) composite spectrum as O3-6 V, while also suggesting that it might well be a small compact clus-

ter. Deharveng (1992) classified the two stars as O5-6 and O7-O8, and Testor et al. (2006) obtained a NIR spectrum of the brightest star, confirming it as an O star of type O5-6, with an estimated extinction of $A_V = 3.54$ mag. For completeness, we note that Farina et al. (2009) classified their spectrum of the central source(s) as O8^d. The cluster associated with these two massive stars, within the surrounding nebula, is hereafter referred to as the central cluster.

Three compact clusters are observed at the edge of the nebula, identified as C1, C2 and C3 in Fig. 2. These are located symmetrically around the nebula, at an almost equidistant projected distance from the centre. Another compact cluster (identified as C4) is located to the north-east of C3, and further north there is a very embedded region, labelled as C5. The properties of each of these are now discussed in turn.

3.1.1. Compact cluster C1

This corresponds to a class II YSO (053940.78–694632.0) identified by Chen et al. (2010), which was also classified as a Herbig Ae/Be star by Nakajima et al. (2005). Our observations reveal a compact cluster (see Fig. 4), with the reddest star consistent with the position of the previously reported YSO/Herbig object. The clump that hosts this cluster has a somewhat cometary shape, with a limb-brightened rim, and is further discussed in Sect. 5.

3.1.2. Compact cluster C2

This compact cluster is source P2 from Jones et al. (2005), and N159A7 from Testor et al. (2006, resolved by their observations into their sources 121, 121a, 123, and 123a). This also corresponds to a class I/II YSO (053941.89–694612.0) from Chen et al. (2010), who estimated its mass to be $33.7 \pm 2.6 M_\odot$, with $A_V = 12.7$ mag (while also noting it had multiple components).

The expanded view of C2 from the GeMS/GSAOI images is shown in Fig. 4, revealing two dominating components and several other sources, all embedded in a diffuse nebula with a diameter of ~ 0.55 pc. The two main components have comparable K_s -band magnitudes, while the redder source (123 from Testor et al.) is probably the source dominating the YSO luminosity and mass estimate from Chen et al.; spectroscopy of this source from Testor et al. confirms that it is in a very early stage (class 0/I YSO), so it is unlikely to have started ionising its surroundings. Interestingly, C2 is one of the two high-mass sources with a reported outflow from the ALMA observations by Fukui et al. (2015). They suggest that star formation in this compact cluster was likely triggered by the collision of two thin filaments of gas $\sim 10^5$ yrs ago.

3.1.3. Compact cluster C3

This cluster was detected as a compact radio source by Hunt & Whiteoak (1994, their source 5) and Indebetouw et al. (2004). It corresponds to 053937.53–694609.8 from Chen et al. (2010), who classified it as a type I/II YSO (with multiple components). Their mass estimate was $31.2 \pm 2.9 M_\odot$, with an inferred spectral type of O7 V (cf. the spectral type of O7.5 V inferred from the analysis of radio data by Indebetouw et al.). C3 is also N159A5 from Testor et al. (2006), who described it as a tight cluster of

five stars (their nos. 133, 136, 137, 138 140), with an estimated extinction of $A_V = 8-12$ mag.

All the components are embedded in nebulosity with a diameter of $1''.9$ (0.5 pc). Our GeMS/GSAOI data resolve C3 into even more components than past observations with ~ 20 sources (see Fig. 4). Jones et al. (2005) described the cluster as a compact H II region with one or more OB-type stars, and spectroscopy from Testor et al. (2006) of the brightest member (hence likely dominant source of ionising photons) revealed a late O-type star (also see Martin-Hernandez et al. 2005).

3.1.4. Compact cluster C4

This corresponds to N159A6 from Testor et al. (2006), who resolved it into six stars embedded in nebulosity with a diameter of 0.45 pc. Our observations resolve C4 into at least 12 stars, as shown in the lower-left panel of Fig. 4. In particular, star 155 from Testor et al. (in the centre of the image) is now resolved into a double star. C4 is also source 053935.99–694604.1 from Chen et al. (2010), who classified it as a type I YSO and noted it having multiple components. Indeed, using the photometry from Testor et al. (their star 151, the bright, red object on the western edge of C4 in Fig. 4), Chen et al. estimated a mass of $18.5 \pm 1.4 M_\odot$, with $A_V = 2.5$ mag; this object was also classified as a Herbig Ae/Be star by Nakajima et al. (2005).

3.1.5. Compact cluster C5

C5 is a very red region which appears to be deeply obscured with nebulosity detected in the H - and K_s -bands (see Figs. 2 and 4). It is the most intense 6 cm (4.8 GHz) continuum source seen in observations with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) of N159 (Hunt & Whiteoak 1994; Indebetouw et al. 2004), and has the highest dust surface-densities in the whole N159/N160 complex, and one of the highest star-formation rates (Galametz et al. 2013).

The *Spitzer* observations from Chen et al. (2010) revealed the presence of an embedded YSO in C5, which they classified as type I, estimating a mass of $34.8 \pm 8.4 M_\odot$, with an inferred spectral type of O6 V. More recently, ALMA observations of the dense CO gas in C5 revealed a complex structure (their ‘N159W-N’; Fukui et al. 2015), with several filaments which are generally elongated in the northeast-southwest direction, and the detection of a blue-shifted lobe of an outflow, thought to be associated with the YSO. Taking into account longer-wavelength data from the *Herschel Space Observatory*, Fukui et al. estimated the mass and luminosity of the YSO (their ‘YSO-N’) to be $31 \pm 8 M_\odot$ and $(1.4 \pm 0.4) \times 10^5 L_\odot$, respectively.

No stars are detected in our GeMS/GSAOI images at the location of the YSO (Chen et al. 2010; Fukui et al. 2015) or the UCHII region (Indebetouw et al. 2004). Indeed, only one very red star (with $J = 21.9$, $H = 18.4$ and $K_s = 16.2$ mag) is detected in/near the clump, some $2''$ (0.5 pc) south of the UCHII region.

3.2. Identification and distribution of young stellar sources

3.2.1. Near-IR colour-colour diagram

To investigate the nature of the stellar population of N159W, in the left-hand panel of Fig. 5 we show the $(H - K_s)$ vs. $(J - H)$ colour-colour diagram (CCD) for the 1386 sources detected in each of the JHK_s bands (for which the photometric error is lower than 0.2 mag). Overlaid on the CCD are curves representing the main sequence (MS) and giant branch (shown in red and orange,

⁴ Their observed coordinates are $\sim 0''.3$ from the position of the brighter star so their spectrum was likely dominated by this object, albeit contaminated by the other star given their quoted pixel scale and slitwidth.

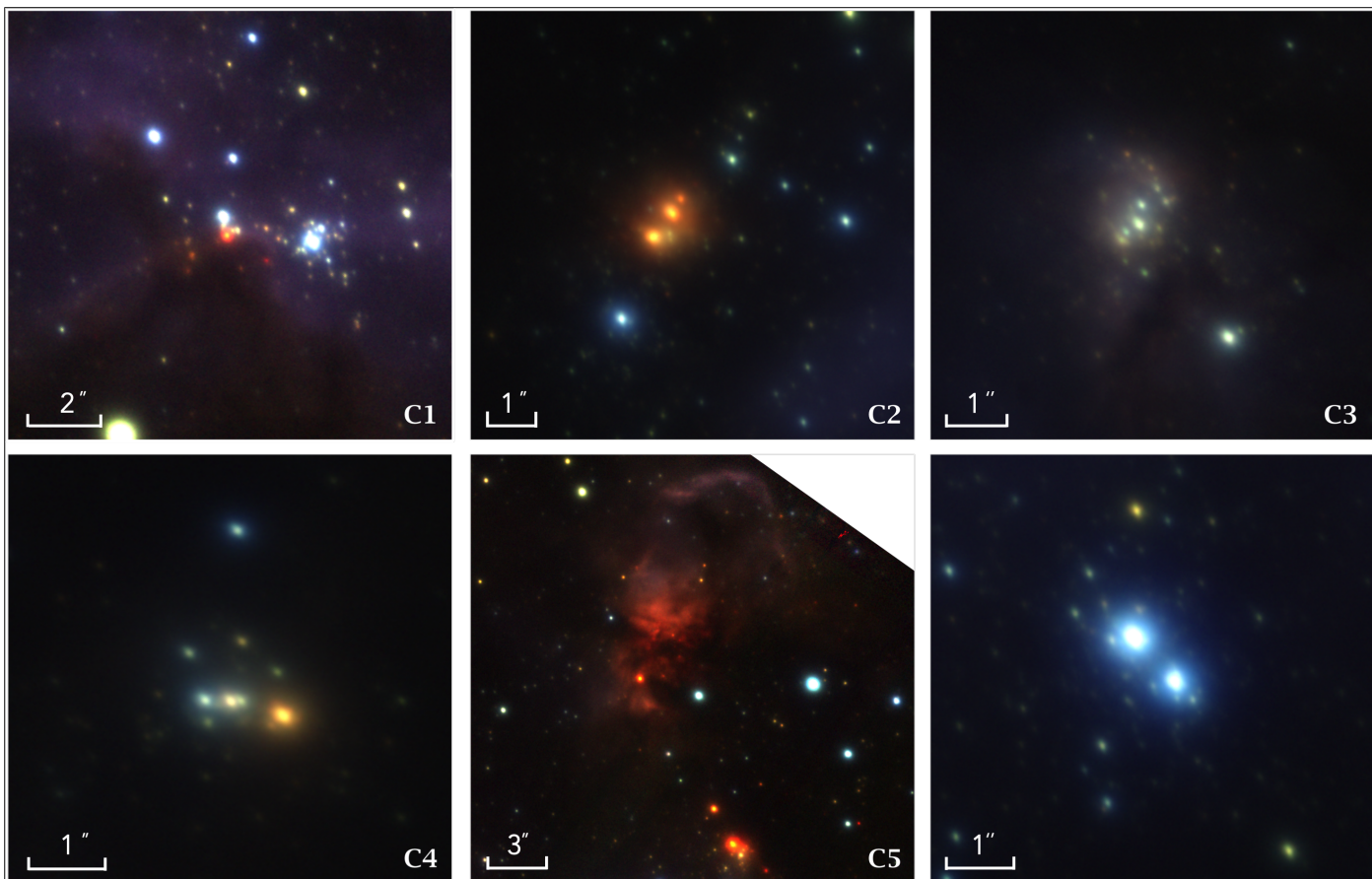


Fig. 4. Details of the five compact clusters (C1-5) and central two O-type stars (thought to ionise the central cluster) from the three-colour GeMS/GSAOI image; J (blue), H (green), and K_s (red).

respectively; Bessell & Brett 1988), and the locus of T Tauri stars (TTS, shown in blue; Meyer et al. 1997)⁵.

Reddening vectors are also overplotted in Fig. 5 (as dashed red lines), drawn from the tip of the giant branch (left), from the base of the MS (middle), and from the reddest TTS (right). In each of these we calculate the reddening adopting a normal extinction law, with: $A_J/A_V = 0.282$, $A_H/A_V = 0.175$, $A_K/A_V = 0.112$ (Rieke & Lebofsky 1985). Shifting the brightest stars along the reddening vector to the MS, we find that they are consistent with the expected colours of O4-O5 stars, in good agreement with the spectroscopy of the central stars discussed above.

Most of the sources in the left-hand panel of Fig. 5 are within the reddening band of the MS, which could be a mixture of reddened field stars and sources with warm circumstellar dust, a standard characteristic of young pre-main-sequence (PMS) objects (Lada & Adams 1992). In contrast, stars lying redwards of the middle reddening vector are expected to be associated with NIR-excess from optically-thick circumstellar disks. We can therefore use the CCD for a first identification of NIR-excess objects.

To understand the potential contamination from background/foreground stars, the same CCD is shown for the control field in the right-hand panel of Fig. 5. Most of the sources are also within the MS reddening band, and only a few objects are found further redwards, which could be due to unresolved binaries.

⁵ In which the MS and TTS loci have been converted to the 2MASS system using the relations from Carpenter (2001).

Thus, to try to identify candidate YSOs which are associated with the cluster we applied the following two criteria:

1. $H - K_s > 1 \sigma$ (where σ is the error on the colour term) from the MS reddening vector.
2. $J - H > 0.65$ mag to avoid the region in the control field which contains other sources.

We may have missed a few candidates using these criteria, but we aimed to minimise the contamination by non-cluster members in the final sample. The 36 candidate YSOs with NIR excesses identified using these criteria are indicated in Fig. 5 with blue circles.

We comment that 2256 sources were detected only in the H - and K_s -bands; while these are not included in Fig. 5, some may also be YSO candidates with NIR excesses. Equally, some YSOs appear relatively normal in the NIR, but are found to display excesses when going to even longer wavelengths, e.g. from *Spitzer* observations (Ojha et al. 2011; Chavarría et al. 2014; Saral et al. 2015). Thus, the number of YSO candidates identified from our analysis is knowingly an underestimate of the likely total in the region. Either deeper J -band observations and/or high spatial-resolution L - and M -band observations are needed to recover all the candidates. Nevertheless, in the next section we attempt to recover some of these embedded sources from their $H - K_s$ colours.

3.2.2. Near-IR colour-magnitude diagram

The colour-magnitude diagram (CMD) of the 2256 sources detected only in the H - and K_s -bands (with photometric errors of

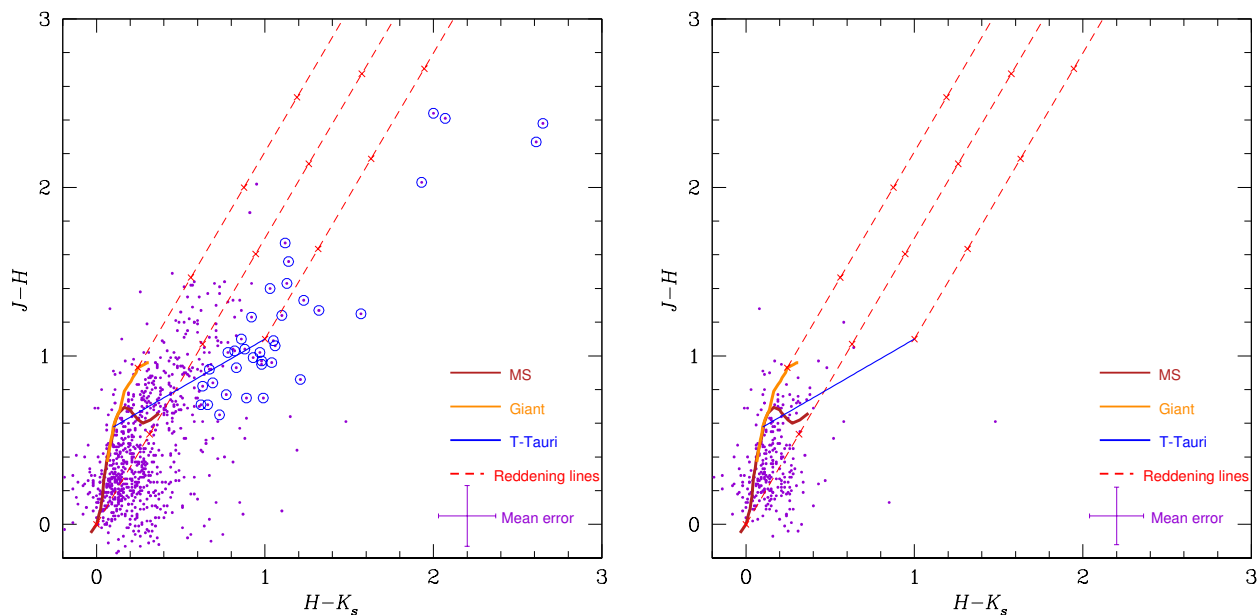


Fig. 5. Colour-colour diagrams for the cluster region in N159W (left-hand panel) and the control region (right), with the loci of the main sequence (MS), giant branch, and T Tauri stars (TTS) overlaid in red, orange and blue, respectively. Also shown are reddening vectors (dashed red lines) drawn from the tip of the giant branch (left), from the base of the MS (middle), and from the reddest TTS (right). Cluster sources with a NIR excess are indicated in the left-hand panel by the blue circles. The error bars in the lower-right corner show the average uncertainties in the colour terms.

< 0.2 mag) is shown in Fig. 6 (black points), together with stars observed in the control field overlaid (black points with green circles). Also plotted are the zero-age main sequence (solid blue lines) and the 1 Myr PMS isochrone from Siess et al. (2000, dotted red lines)⁶ for extinctions of $A_V = 0$ and 15 mag. In contrast with the control field, N159W has a significant number of stars with $(H - K) > 0.7$ mag, which could be associated with the young population of the cluster. However, trying to disentangle young stars from reddened background stars from such a CMD is complex, so we adopted the following approach. We considered the maximal extinction seen in the direction of N159W, and applied this to the intrinsic colour of a dwarf star. We then considered all sources redder than this as potential NIR-excess sources associated with the cluster region.

We estimated the maximum extinction using the 21 cm HI ATCA observations from Dickey et al. (1994, which had an angular resolution of $\sim 7''$). From the HI absorption in the direction of N159W they estimated $N(\text{HI}) = 9.62 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The gas-to-dust ratio, $N_{\text{H}}/E(B - V)$, in the LMC is several times larger than the Galactic value (Lequeux 1989; Clayton 1985). Using the conversion $N_{\text{H}}/E(B - V) = 2 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ from Lequeux (1989) and $R_V = A_V/E(B - V) = 3.1$, we estimated a maximal visual extinction toward N159W of $A_V \sim 15$ mag⁷. The resulting $E(H - K)$ for a background star is ~ 0.9 mag (from $A_V = 15.9 \times E(H - K)$, Rieke & Lebofsky 1985). Considering the intrinsic $H - K_s$ colour of 1 Myr PMS stars is ~ 0.1 mag (see Fig. 6), $A_V = 15$ mag would shift their location to maximum of $(H - K_s) \sim 1$ mag.

Thus, we considered sources with $H - K_s > 1$ mag as candidate YSOs, with intrinsic excesses from disks and/or envelopes.

⁶ We employed the isochrones from Siess et al. (2000) as they are the only PMS evolutionary models available which extend to a mass limit of $0.1 M_{\odot}$ and with a subsolar metallicity (calculated for $Z = 0.01$, cf. the slightly lower metallicity of the LMC of $Z = 0.008$).

⁷ This agrees with the maximum value from the YSO analyses by Chen et al. (2010)

In our sample selection we employed a slightly more conservative colour cut, only selecting those sources with $H - K_s > 1 + \sigma$, where σ was the estimated uncertainty on the colour term. Applying this method we identified 68 additional candidates, as shown by red circles in Fig. 6, although we acknowledge that a small number of these might be highly-reddened background sources. This gives 104 candidate YSOs in total: 36 from analysis of the CCD, and 68 additional candidates from the CMD.

3.2.3. Spatial distribution of candidate YSOs

The spatial distribution of YSOs in a star-forming complex provides an excellent tracer of recent star formation. The locations of our candidate YSOs in the region of the central cluster and the C5 clump are shown in the left- and right-hand panels of Fig. 7, respectively, including candidates from analysis of the CCD (blue circles) and CMD (red circles). Also shown are intensity contours of $8 \mu\text{m}$ emission from the *Spitzer* IRAC data (Jones et al. 2005). The locations of the candidate YSOs are generally correlated with the $8 \mu\text{m}$ emission, which also corresponds to dense clumps of molecular gas (e.g. Seale et al. 2012). In contrast, there are only a few candidate YSOs in the central cluster region (indicated by the white circle in Fig. 7), where the $8 \mu\text{m}$ emission is less intense.

The $8 \mu\text{m}$ morphology around the cluster resembles many Galactic bubbles associated with H II regions (e.g. Deharveng & Zavagno 2011). The $8 \mu\text{m}$ IRAC band contains emission features at 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$ which are commonly attributed to polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs; e.g. Peeters et al. 2004). PAHs are believed to be destroyed in ionised gas (Pavlyuchenkov et al. 2013), but are thought to be excited in the photo-dissociation region at the interface of a H II region and a molecular cloud, by the absorption of far-UV photons from the exciting stars of the H II region. In particular, PAH emission is thought to be a good tracer of the formation of B-type stars (Peeters et al. 2004), which heat the surrounding dust to high temperatures, exciting

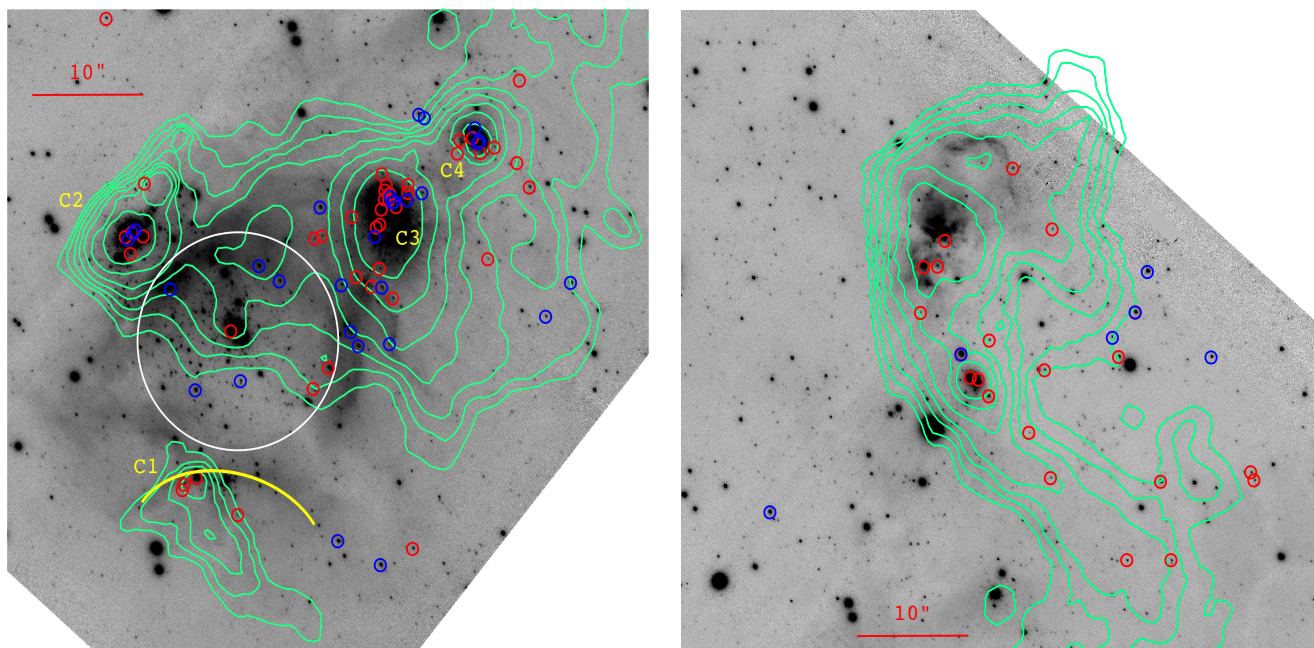


Fig. 7. Locations of the candidate YSOs in the GeMS/GSAOI K_s -band image, compared with the intensity of $8\mu\text{m}$ emission from *Spitzer* observations (green contours, Jones et al. 2005); north is up and east is left. The blue circles show YSO candidates from analysis of the colour-colour diagram, red circles are those from analysis of the colour-magnitude diagram, see text for details. The left-hand panel shows the region around the central cluster (indicated by the white circle), with the yellow arc showing the location of an apparently limb-brightened rim; the right-hand panel shows the region around the C5 compact clump.

the PAH bands and fine-structure lines. Indeed, bright, compact emission around B-type stars has been seen in Galactic bubbles (e.g. Zavagno et al. 2007; Samal et al. 2014; Dewangan et al. 2015; Kerton et al. 2015).

In summary, the locations of the candidate YSOs support the idea that the compact $8\mu\text{m}$ emission and molecular clumps in N159W appear to be associated with recent massive-star formation, (see also Jones et al. 2005; Testor et al. 2006). In contrast, the relative absence of YSOs in the central cluster suggests it was formed earlier. Possible scenarios for the history of the region are discussed in Sect. 5.

4. Properties of the central cluster

We now discuss the properties of the central cluster, defined as the sources detected within the white circle in Figs. 2 and 7.

4.1. Age

We estimated the age of the central cluster using the CMD of its member stars (see Fig. 8). We preferred to use the J -band here rather than H or K_s to minimize the effect of potential NIR-excesses on the age estimate. The zero-age main sequence (blue line, Marigo et al. 2008) and PMS isochrones for ages of 0.5-3 Myr (Siess et al. 2000) are also plotted in the figure, after correction for the distance (50 kpc) and mean extinction ($A_V = 2.8$ mag, Testor et al. 2006).

The main sequence is well defined (albeit sparsely populated) down to $J \sim 18.5$ mag in Fig. 8. At fainter magnitudes a number of redder stars are seen and, from comparison with the isochrones from Siess et al. (2000), some are probably PMS stars. The majority of these stars are located redwards of the 3 Myr isochrone (after correction for the mean extinction), indicating that the cluster is unlikely to be older than 3 Myr. However, background sources could also populate this PMS zone. To

minimise such contamination we selected only sources within a radius of $4''$ (1 pc) of the central massive stars, where the stellar density is greatest. These sources are marked with open circles in Fig. 8, and most are located between the 0.5 and 3 Myr isochrones, confirming the young age of the cluster. From this spatially-restricted subsample the average age estimated for the central cluster is 2 ± 1 Myr.

4.2. Mass function

We also investigated the IMF and total mass of the central cluster. We limited our analysis to the region indicated by the white circle in Fig. 2 as it represents a well-bounded sample (in terms of age, metallicity and distance), and the observed present-day mass function should then be a fair representation of the underlying IMF. Here we used the H -band photometry, as the number of sources and photometric accuracy were better cf. the other bands (while also avoiding potential NIR excesses which might influence the K_s -band photometry).

In constructing the luminosity function for the cluster we corrected for possible field-star contamination using two approaches⁸. The first method used statistics from the control field, while the second attempted to disentangle cluster and field stars based on their location in the H vs. $H - K_s$ CMD (see Neichel et al. 2015). Corrections were done for magnitude bin by subtracting the estimated number of field stars from the detected source counts. The two methods gave consistent results, as shown in Fig. 9, in which estimated uncertainties are from Poisson statistics (i.e. the square root of the number of stars). As our sample is limited in size, these uncertainties are the primary limitation on determination of the luminosity function.

⁸ Note that by adopting a completeness criterion of 90% in Sect. 2.5, the impact of incompleteness below this magnitude limit is negligible.

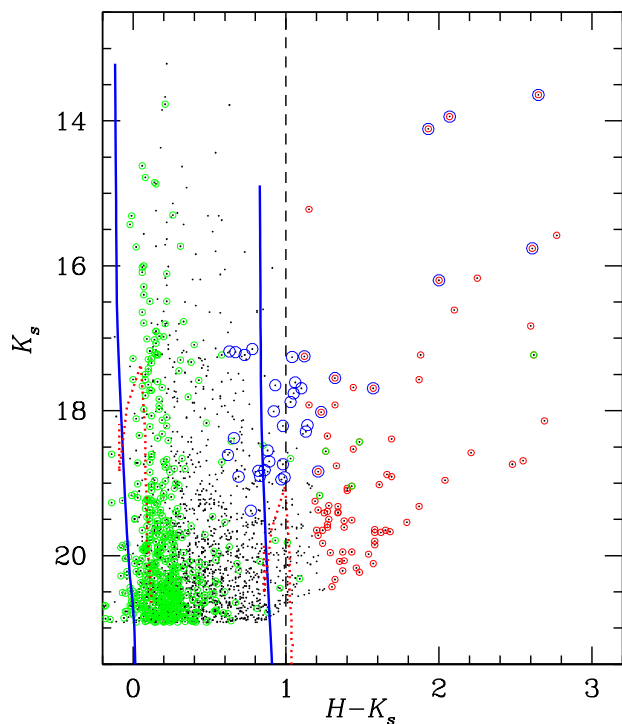


Fig. 6. Colour-magnitude diagram of sources in N159W detected in only the H - and K_s -bands (black points) and those in the control field (black points with green circles). Also plotted are the zero-age main sequence (solid blue lines) and the 1 Myr PMS isochrone from Siess et al. (2000, dotted red lines) for extinctions of $A_V = 0$ and 15 mag. Red circles highlight candidate YSOs identified from our colour cut (see text for details). Blue circles highlight candidate YSOs previously identified from the CCD (Fig. 5).

To construct the present-day mass function of the cluster we converted the luminosity function using mass-luminosity relations (Fig. 10), constructed from isochrones from Siess et al. (2000) for $M < 6 M_\odot$, and from Marigo et al. (2008) for more massive stars, adopting the same distance and average extinction as before. Given the uncertainty in the exact age of the cluster, we estimated the mass function using both the 1 and 3 Myr relations, and then calculated the average to account for a small spread of ages. The final mass function, assumed to be representative of the IMF given the young age, is shown in Fig. 11. The typical uncertainties on the mass estimates are indicated above the mass function, and the estimated uncertainties on the number in each bin are again from Poisson statistics.

We do not expect significant variations in NIR extinction across the central cluster, so adopting a mean value in this analysis should have a limited impact on the estimated masses. To investigate this further we estimated the K_s -band extinction from the $H - K_s$ colours (as described by Gutermuth et al. 2005), finding an average $A_{K_s} = 0.3 \pm 0.05$ mag, with peak values between $0.2 < A_{K_s} < 0.4$ mag. This is consistent with the estimated optical extinction ($A_V = 2.15$ and 3.54 mag) toward the two central massive stars (Testor et al. 2006). Thus, the impact of variable extinction is minimal compared to the potential age spread.

The IMF estimated from Fig. 11 spans masses of ~ 0.5 - $10 M_\odot$, and shows the typical rise in number of stars with decreasing mass into the subsolar regime. A simple fit over this mass range gave a power-law slope of $\Gamma = -1.05 \pm 0.2$, cf. the canonical value of $\Gamma = -1.35$ (Salpeter 1955). We experimented

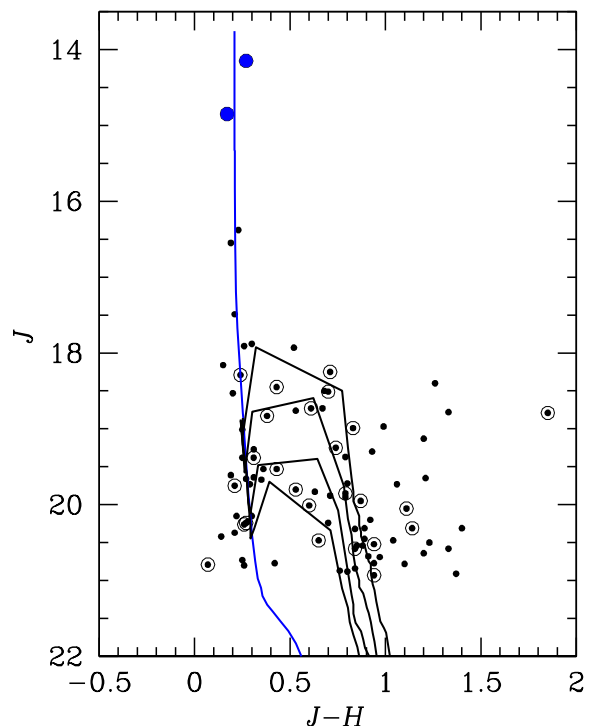


Fig. 8. Colour-magnitude diagram of stars in the region of the central cluster, with the two central O-type stars indicated by the large blue symbols. PMS isochrones from Siess et al. (2000, for $Z = 0.01$) and ages of 0.5, 1, 2, and 3 Myr (from right to left), corrected for a distance of 50 kpc and average extinction of $A_V = 2.8$ mag, are indicated by the solid black lines, with the zero-age main sequence from Marigo et al. (2008) shown by the blue line.

with changing the bin sizes and mass limits of the fit, but the results were consistent with the quoted uncertainty of ± 0.2 dex.

The IMF for the cluster in N159W appears to peak at a mass between 0.5 and $1 M_\odot$, although we are limited by our uncertainties in the mass estimates in this range; incompleteness also limits any conclusions for lower masses ($M < 0.5 M_\odot$) from our data. Nonetheless, we note that such a flattening of the IMF at $\sim 0.5 M_\odot$ is found in Galactic clusters (e.g. Kroupa 2001, 2002; Luhman 2007; Bastian et al. 2010; Dib 2014) and in other clusters in the Magellanic Clouds (e.g. Da Rio et al. 2009; Andersen et al. 2009; Liu et al. 2009b; Gouliermis et al. 2012).

Only deep *HST* observations can currently investigate the lower-mass IMF in clusters in the Clouds. The only example to date is the study of NGC 1818 (with an age of 20-45 Myr) by Liu et al. (2009a), who investigated the IMF down to $0.15 M_\odot$, concluding that it was best described by a broken power-law ($\Gamma = 0.46 \pm 0.10$ for $0.15 < M < 0.8 M_\odot$, and a Salpeter-like slope, $\Gamma \sim -1.35$, at higher masses) and that the estimated turn-over mass was consistent with the $0.5 M_\odot$ from Kroupa (2001) given the uncertainties.

The N159W data discussed here are representative of the limitations of AO-corrected observations from current 8-10 class telescopes. Robust investigation of the low-mass regime of the IMF in the Clouds requires imaging with both the high sensitivity and angular resolution provided by, e.g. the MICADO instrument (Davies et al. 2010) under construction for the 39 m European Extremely Large Telescope.

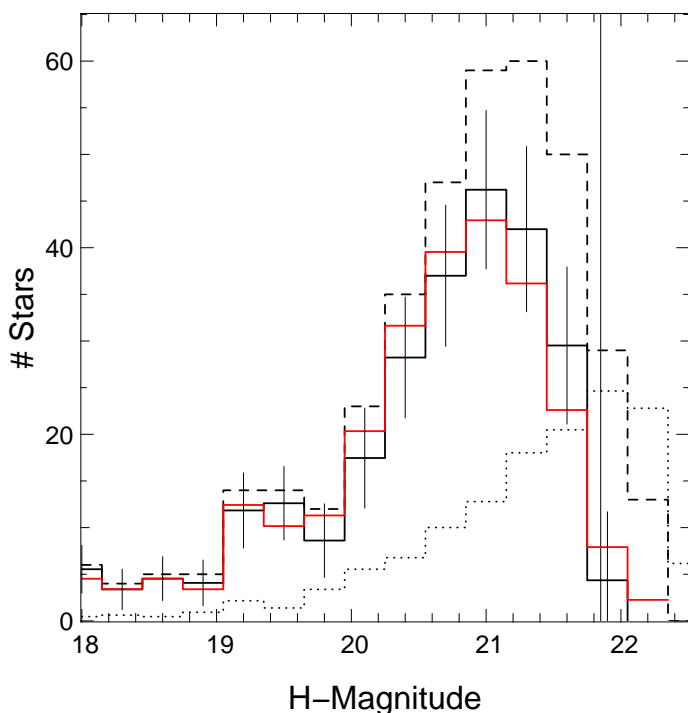


Fig. 9. *H*-band luminosity functions for the central cluster (dashed line), and the control field (dotted line). The luminosity functions are also shown after correction for field-star contamination, using the control field (black solid line) and the colour-cut selection (red line). Error bars are estimated from Poisson statistics, and the (90%) completeness limit is indicated by the vertical solid line ($H = 21.85$ mag).

When integrating over all the bins of the IMF, down to a mass limit of $0.9 M_{\odot}$, we estimated a total mass of $650 \pm 60 M_{\odot}$ for the central cluster. If the cluster IMF indeed follows a canonical power-law (Kroupa 2001, 2002; Kroupa et al. 2013), we can infer that around half of its mass is in the subsolar regime, giving a total mass estimate of $\sim 1300 M_{\odot}$.

The mass of the most massive star in a cluster is generally found to be linked to the total cluster mass (see, e.g. Weidner et al. 2010, 2013; Popescu & Hanson 2014), although there are candidates of relatively isolated massive stars which challenge this as a universal relationship (e.g. Bressert et al. 2012). With the earliest-type star in the cluster classified as O5-6, and assuming it is a dwarf given the young age, at LMC metallicity this is expected to have an initial mass in the range of $37\text{--}44 M_{\odot}$ (Weidner & Vink 2010). Although at the lower end, this is within the expected range of the maximum mass from the simulations of Popescu & Hanson (2014), i.e. the maximum stellar mass in the N159W cluster appears consistent with the cluster-mass relation.

5. Star-formation scenario of the complex

Before investigating star-formation scenarios for the complex, we investigated the dynamics of the compact clumps and central cluster. ATCA observations from Seale et al. (2012) of HCO^+ ($J = 1 \rightarrow 0$) and HCN ($J = 1 \rightarrow 0$) revealed five significant clumps of gas in the GeMS field: nos. 1, 7, 10, 12 and 15 in their Fig. 3 (with mass estimates in the range of $800\text{--}33\,000 M_{\odot}$), corresponding, respectively, to the C3, C5, C1, C2, and C4 compact clumps identified here. The radial velocities for these clumps are in the range of $230\text{--}240 \text{ km s}^{-1}$ (Fig. 6 from Seale et al.), in good agreement with the velocity of ionised gas observed in the direc-

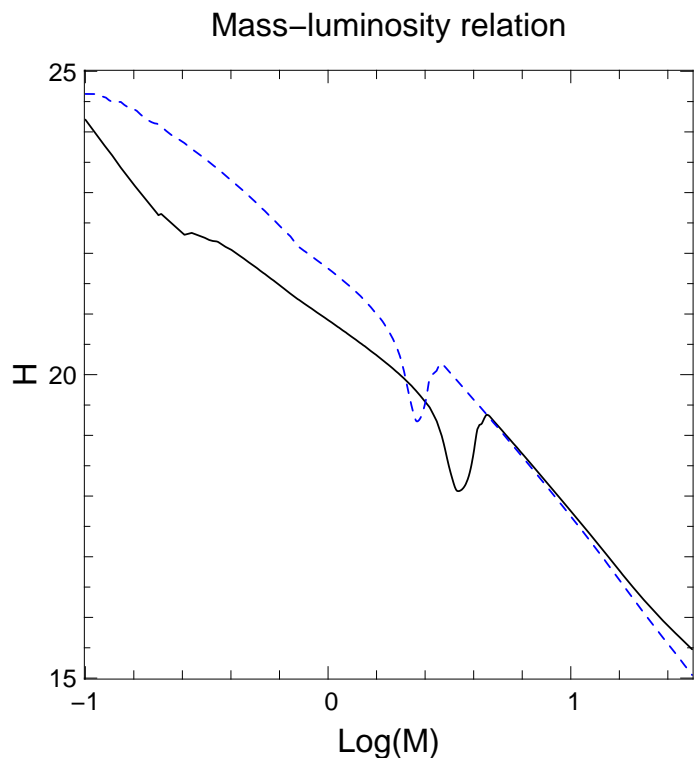


Fig. 10. Mass-luminosity relation for the 1 Myr (black solid) and 3 Myr (blue dashed) isochrones.

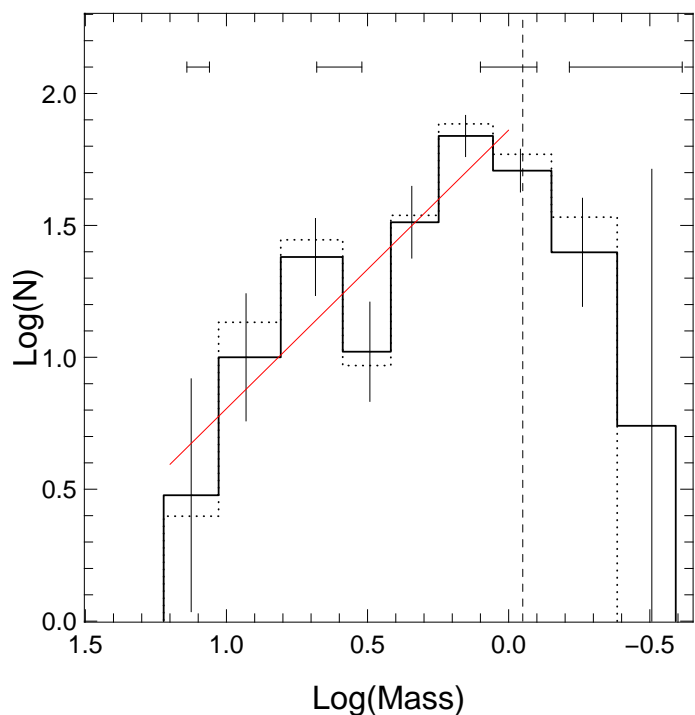


Fig. 11. Present-day mass function (MF) of the central cluster of N159W. The solid histogram is the MF computed after correction from field stars using the control field; the dotted histogram shows the MF corrected using the CMD analysis (see text for details). Uncertainties in the mass estimates are shown as horizontal lines above the MF, with the vertical lines in each bin indicating the Poisson uncertainties. Fit to the MFs is shown in red, and is consistent with $\Gamma = -1.05 \pm 0.2$. The 90% completeness limit is shown by the dashed vertical line.

tion of the N159W cluster (Paron et al. 2016), and confirming that they are dynamically associated.

Seale et al. (2012) hypothesised that the massive clumps are sites of cluster formation, and identified YSOs which appear associated. Our high angular-resolution images reveal that the clumps actually comprise several YSOs, and that young cluster formation is indeed underway at these locations. In contrast, we note that no HCO^+ or HCN dense gas was observed by Seale et al. (2012) in the direction of central cluster, indicating that star formation there is at a more advanced stage. Indeed, from the locations of the PMS stars in Fig. 8, we argued in Sect. 4.1 that the central cluster formed 1-3 Myr ago.

Thus, a possible scenario is that the central O-type stars ionised the region around them which, when expanding, swept-up the ambient gas and dust into a shell (accounting for the low level of $8\mu\text{m}$ emission within the bubble). The distribution of the candidate YSOs in close vicinity of the bubble suggests they may have been triggered by its expansion, similar to star formation seen at the edges of several geometrically-simple Galactic bubbles (see, e.g. Deharveng et al. 2010; Ohlendorf et al. 2013; Samal et al. 2014; Dewangan et al. 2015; Liu et al. 2015). If this is really sequential star-formation in N159W, we would expect the YSOs to be younger than the stars in the main cluster.

Unfortunately, from the current data we have no way to estimate the ages of the embedded YSOs. Nonetheless, we searched for signatures of the early phases of high-mass star formation such as masers (e.g. emission from water masers has a characteristic lifetime of $2.5\text{--}4.5 \times 10^4$ yr; Van Der Walt 2005), UCHII regions (which typically only last for $\sim 3 \times 10^5$ yr; Mottram et al. 2011) and molecular outflows (generally associated with type 0/I YSOs). The presence of outflows in C2 and C5 (Fukui et al. 2015) and UCHII regions in C3 and C5 (Hunt & Whiteoak 1994), suggests star formation that is not older than a few $\times 10^5$ yr.

If true, this favours an age difference between the central cluster and the YSOs in the peripheral clumps, pointing to sequential star formation. This appears particularly plausible for C1, which has an associated limb-brightened rim in the K_s -band image (highlighted by the yellow arc in Fig. 7), with its apex pointing toward the massive stars at the centre of the cluster. The morphology of this structure resembles those from numerical simulations (Miao et al. 2009; Bisbas et al. 2011) and observations of bright-rimmed clouds (e.g. Sugitani et al. 2002; Ikeda et al. 2008; Panwar et al. 2014). The latter are thought to arise from the impact of UV photons from nearby massive stars on pre-existing dense molecular material (Lefloch & Lazareff 1994; Miao et al. 2009), leading to the formation of a new generation of stars by radiatively-driven implosion. The morphology of C1 suggests it is strongly influenced by ionising photons from the central cluster, and the presence of candidate YSOs within the clump provides support of a triggered scenario in this instance.

However, it is difficult to conclude such triggering is the only formation process for the YSOs. Star-forming regions often contain smaller cores/clumps with high column-densities, as revealed by *Herschel* observations (Hill et al. 2011; Giannini et al. 2012; Hennemann et al. 2012; Schneider et al. 2012), possibly due to density fluctuations present in the original cloud. Provided the local conditions are close to gravitationally bound, star formation can occur in these cores/clumps on a local dynamical timescale. This can result in multiple stellar groups, possibly in different evolutionary stages, in the same complex, i.e. spontaneous star-formation can also occur close to a H II region.

For example, the cluster of YSOs detected in C2 coincides with the N159W-S clump in the ALMA observations from Fukui

et al. (2015). As noted earlier, they argued that the clump was formed by the collision of two parsec-scale filaments. If this is the case, then expansion of the H II region is not the prime mechanism in forming the clump, although it may have brought the energy required to initiate star formation in a clump formed via the filament collision. To further complicate things, C2 also sits perfectly on the edge of the (1-2 Myr old) larger-scale bubble suggested by Jones et al. (2005) and Nakajima et al. (2005) to have triggered star formation in N159E and N159W, so its origins are even more ambiguous. The C5 clump appears unrelated to the central cluster in N159W, and may have been triggered by the larger-scale bubble. As in the case of C2, this may have been a pre-existing molecular reservoir in which the pressure from expansion of the large-scale bubble initiated star formation, although the current data to not allow firm conclusions.

Lastly, given the age of the central cluster (1-3 Myr) and its location outside of the larger-scale bubble, its formation is probably not connected, providing support of the scenario from Chen et al. (2010) where star formation in N159W started spontaneously (or at least, was not triggered by the larger bubble).

6. Summary

We have presented deep, high angular-resolution, NIR images of the N159W region in the LMC. We have used these to explore the stellar content of the central cluster, as well as the star-formation history of the region. Based on these observations, via construction of colour-colour and colour-magnitude diagrams, we have identified 104 candidate YSOs in the observed $90'' \times 90''$ field ($\sim 22 \times 22$ pc). These candidates are prominently distributed at the edges of the N159W H II bubble, and are concentrated into clumps and subclusters of stars, which are resolved for the first time by the high angular-resolution of our observations. These groups are associated with active star-formation processes, as highlighted by the presence of UCHII regions, outflows, and class 0/I YSOs – each of which are indicators of very recent star-formation events, possibly forming massive stars.

In contrast, the stars located inside the H II bubble appear to be at a more evolved stage, with an average age of 2 ± 1 Myr. The central cluster has two massive O-type stars at its centre, which probably dominate the ionisation of the H II region. From the IMF of the cluster, we estimate its total mass to be $\sim 1300 M_\odot$. This cluster may have instigated the star-formation events at its edges, but further observations will be needed to firmly confirm the presence of sequential star-formation in the N159W region.

Acknowledgements. Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina). B. Neichel and A. Bernard acknowledge the financial support from the French ANR program WASABI to carry out this work. H. Plana thanks the CNPq/CAPES for its financial support using the PROCAD project 552236/2011-0. M. R. Samal acknowledges the financial support provided by the French Space Agency (CNES) for his postdoctoral fellowship.

References

- Andersen, M., Zinnecker, H., Moneti, A., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1347
 Bastian, N., Covey, K., & Meyer, M. 2010, *ARA&A*, 48, 339
 Bessell, M. S. & Brett, J. M. 1988, *PASP*, 100, 1134
 Bisbas, T., Wünsch, R., Whitworth, A., Hubber, D., & Walch, S. 2011, *ApJ*, 736, 142

- Bolatto, A. D., Jackson, J. M., Israel, F. P., Zhang, X., & Kim, S. 2000, *ApJ*, 545, 234
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Borissova, J., Bonatto, C., Kurtev, R., et al. 2011, *A&A*, 532, A131
- Bressert, E., Bastian, N., Evans, C., et al. 2012, *A&A*, 542, A49
- Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
- Carrasco, E. R., Edwards, M. L., McGregor, P. J., et al. 2011, *Proc. SPIE*, 8447
- Caswell, 1981, *MNRAS*, 194, 33
- Chavarría, L., Allen, L., Brunt, C., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3719
- Chen, C. R., Indebetouw, R., Chu, Y.-h., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1206
- Churchwell, E. 2002, in *PASP Conference Series*, Vol. 267, *Hot Star Workshop III: The Earliest Phases of Massive Star Birth*, ed. P. Crowther, 3
- Cioni, M.-R., Clementini, G., Girardi, L., et al. 2011, *A&A*, 527, A116
- Clayton, 1985, *ApJ*, 288, 558
- Cohen, R. S., Dame, T. M., Garay, G., et al. 1988, *ApJ*, 331, L95
- Conti, P. & Fitzpatrick, E. L. 1991, *ApJ*, 373, 100
- Da Rio, N., Gouliermis, D., & Henning, T. 2009, *ApJ*, 696, 528
- Davies, R., Ageorges, N., Barl, L., et al. 2010, in *Proc. SPIE*, Vol. 7735, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, 77352A–77352A–12
- De Grijs, R., Wicker, J., & Bono, G. 2014, *ApJ*, 147, 122
- Deharveng, L. 1992, *A&A*, 265, 504
- Deharveng, L., Schuller, F., Anderson, L. D., et al. 2010, *A&A*, 523, 6
- Deharveng, L. & Zavagno, A. 2011, in *IAU Symposium*, Vol. 270, *Computational Star Formation*, ed. J. Alves, B. Elmegreen, J. Girart, & V. Trimble, 239–246
- Dewangan, L., Ojha, D., Grave, J., & Mallick, K. 2015, *MNRAS*, 446, 2640
- Dib, S. 2014, *MNRAS*, 444, 1957
- Dickey, J. M., Mebold, U., Marx, M., et al. 1994, *A&A*, 289, 357
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, *StarFinder: A code for stellar field analysis*, *Astrophysics Source Code Library*
- Dufour, R., Shields, G., & Talbot Jr., R. 1982, *ApJ*, 252, 461
- Farina, C., Bosch, G. L., Morrell, N. I., et al. 2009, *AJ*, 138, 510
- Fukui, Y., Harada, R., Tokuda, K., et al. 2015, *ApJ*, 807, L4
- Fukui, Y., Kawamura, A., Minamidani, T., et al. 2008, *ApJS*, 178, 56
- Galamez, M., Hony, S., Galliano, F., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 1596
- Gatley, 1981, *MNRAS*, 197, 17
- Giannini, T., Elia, D., Lorenzetti, D., et al. 2012, *A&A*, 539, A156
- Gouliermis, D. A., Schmeja, S., Dolphin, A. E., et al. 2012, *ApJ*, 748, 64
- Gutermuth, R., Megeath, S., Pipher, J., et al. 2005, *ApJ*, 632, 397
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, 2, 315
- Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., et al. 2012, *A&A*, 543, L3
- Heydari-Malayeri, M. & Testor, G. 1982, *A&A*, 111, L11
- Hill, T., Motte, F., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 533, A94
- Hunt, M. & Whiteoak, J. 1994, *PASA*, 11, 68
- Ikeda, H., Sugitani, K., Watanabe, M., et al. 2008, *AJ*, 135, 2323
- Indebetouw, R., Johnson, K. E., & Conti, P. 2004, *AJ*, 128, 2206
- Johansson, L. E. B., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, *A&A*, 331, 857
- Jones, T. J., Woodward, C. E., Boyer, M. L., Gehrz, R. D., & Polomski, E. 2005, *ApJ*, 620, 731
- Kerton, C. R., Wolf-Chase, G., Arvidsson, K., Lintott, C. J., & Simpson, R. J. 2015, *ArXiv e-prints*
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., et al. 2013, *The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations*, ed. T. Oswalt & G. Gilmore, 115
- Krumholz, M. 2015, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 412, *Very Massive Stars in the Local Universe*, ed. J. Vink, 43
- Kučinskas, A., Dobrovolskas, V., Lazauskaitė, R., Lindegren, L., & Tanabé, T. 2008, *Baltic Astronomy*, 17, 283
- Lada, C. J. & Adams, F. 1992, *ApJ*, 393, 278
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *ARA&A*
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Lefloch, B. & Lazareff, B. 1994, *A&A*, 289, 559
- Lequeux, J. 1989, in *Recent Developments of Magellanic Cloud Research*, ed. K. de Boer, F. Spite, & G. Stasińska, 119
- Liu, H.-L., Wu, Y., Li, J., et al. 2015, *AJ*, 798, 30
- Liu, Q., De Grijs, R., Deng, L. C., et al. 2009a, *MNRAS*, 396, 1665
- Liu, Q., De Grijs, R., Deng, L. C., Hu, Y., & Beaulieu, S. F. 2009b, *A&A*, 476, 9
- Luhman, K. 2007, *ApJS*, 173, 104
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2008, *A&A*, 482, 883
- Martin-Hernandez, N. L., Schaerer, D., & Sauvage, M. 2005, *A&A*, 429, 449
- McGregor, P., Hart, J., Stevanovic, D., et al. 2004, in *Proc. SPIE*, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*, ed. A. Moorwood & M. Iye, 1033–1044
- McKee, C. & Tan, J. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Meyer, M. R., Calvet, N., & Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 114, 288
- Meynadier, F., Heydari-Malayeri, M., Deharveng, L., et al. 2004, *A&A*, 422, 129
- Miao, J., White, G. J., Thompson, M. A., & Nelson, R. P. 2009, *ApJ*, 692, 382
- Minniti, D., Lucas, P., Emerson, J., et al. 2010, *New A*, 15, 433
- Mottram, J. C., Hoare, M. G., Davies, B., et al. 2011, *ApJ*, 730, L33
- Munro, D. H. 1995, *Comput. Phys.*, 9, 609
- Nakajima, Y., Kato, D., Nagata, T., et al. 2005, *AJ*, 129, 776
- Neichel, B., Samal, M. R., & Plana, H. 2015, *A&A*, 576, A110
- Neichel, B., Vidal, F., Dam, M. A. V., et al. 2014, *MNRAS*, 1
- Ohlendorf, H., Preibisch, T., Gaczkowski, B., et al. 2013, *A&A*, 552, A14
- Ojha, D. K., Samal, M. R., Pandey, A. K., et al. 2011, *ApJ*, 738, 156
- Ott, J., Wong, T., Pineda, J. L., et al. 2008, *PASA*, 25, 129
- Panwar, N., Chen, W., Pandey, A., et al. 2014, *MNRAS*, 443, 1614
- Paron, S., Ortega, M., Fariña, C., et al. 2016, *MNRAS*, 455, 518
- Pavlyuchenkov, Y., Kirsanova, M., & Wiebe, D. 2013, *Astronomy Reports*, 57, 573
- Peeters, E., Spoon, H. W. W., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 613, 986
- Piatti, A., Guandalini, R., Ivanov, V., et al. 2014, *A&A*, 570, A74
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., et al. 2013, *Nature*, 495, 76
- Popescu, B. & Hanson, M. 2014, *ApJ*, 780, 27
- Rieke, G. & Lebofsky, M. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Rigaut, F., Neichel, B., Boccas, M., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 2361
- Romita, K., Lada, E., & Cioni, M.-R. 2016, *ApJ*, 821, 51
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Samal, M. R., Zavagno, A., Deharveng, L., et al. 2014, *A&A*, 566, A122
- Saral, G., Hora, J., Willis, S., et al. 2015, *ApJ*, 813, 25
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, *A&A*, 540, L11
- Seale, J., Looney, L., Wong, T., et al. 2012, *ApJ*, 751, 42
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smith, V. 1999, *IAU Symp.*, 190
- Sugitani, K., Tamura, M., Nakajima, Y., et al. 2002, *ApJ*, 565, L25
- Tan, J. C., Beltran, M. T., Caselli, P., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 149
- Testor, G., Lemaire, J. L., Kristensen, L. E., Field, D., & Diana, S. 2006, *A&A*, 469, 459
- Van Der Walt, J. 2005, *MNRAS*, 360, 153
- Weidner, C., Bonnell, I., & Zinnecker, H. 2010, *ApJ*, 724, 1503
- Weidner, C., Kroupa, P., & Pflamm-Altenburg, J. 2013, *MNRAS*, 434, 84
- Weidner, C. & Vink, J. 2010, *A&A*, 524, A98
- Zavagno, A., Pomares, M., Deharveng, L., et al. 2007, *A&A*, 472, 835

2.5 Conclusion : discussion sur les limitations

Au delà des résultats scientifiques issus de l'analyse de ces données, j'attire l'attention du lecteur sur un point important : le nombre total d'étoiles détectées dans les différentes longueurs d'ondes est $N_J = 2185$, $N_H = 4187$ et $N_{K_s} = 3912$. Cependant, nous n'en avons retenu que 1386 dont l'information pouvait être exploitée au cours de l'analyse scientifique. Cela représente moins de 65% des étoiles détectées en bande J et moins de 30% des étoiles détectées en bande H . Cette exclusion d'un grand nombre d'étoiles est liée à l'incertitude sur la mesure du flux. En effet, nous supposons fiables, les données dont l'erreur photométrique est inférieure à 0.2 magnitude. L'erreur photométrique étant directement liée au flux de l'objet, les étoiles situées au dessus de cette limite sont des étoiles dont le signal est trop faibles pour que l'on puisse en extraire une information exploitable. Ces étoiles diffuses sont pourtant particulièrement intéressantes puisqu'elles correspondent à des étoiles de faibles masses qui pourraient apporter des informations complémentaires, notamment pour mieux contraindre le modèle décroissant de l'IMF (voir la Section 4.2 de l'article joint). D'une façon plus générale, la précision photométrique impacte directement la qualité des estimations des âges et des masses des populations stellaires lors de l'exploitation des diagrammes C-C ou C-M. Pour exploiter pleinement le potentiel des données, et utiliser le maximum d'information disponible dans l'image lors de l'analyse scientifique, il apparait donc essentiel de travailler sur la réduction du budget d'erreur photométrique.

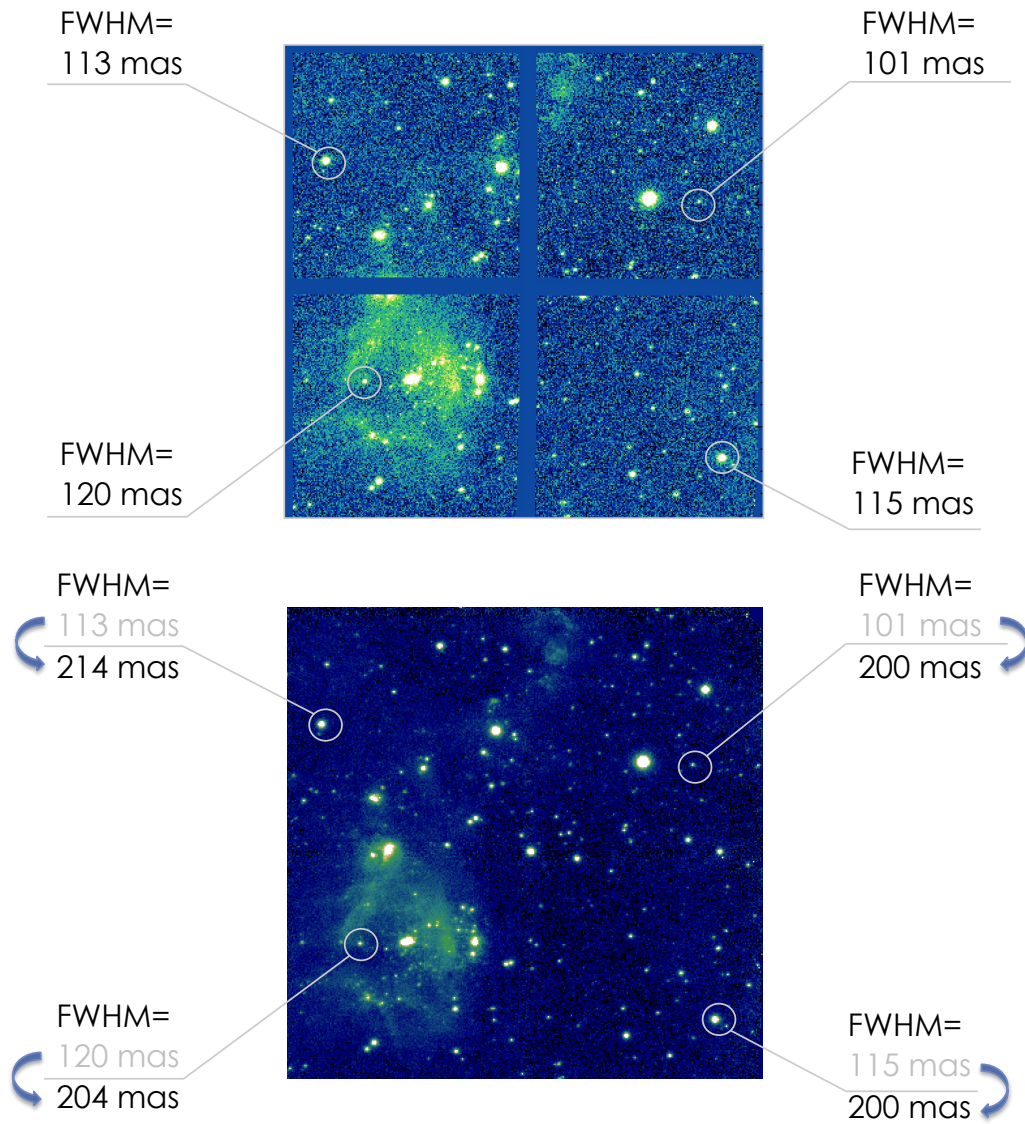
Le budget d'erreur photométrique sur une image simple comprend une erreur de mesure sur le flux et une erreur de calibration commune à toutes les étoiles, due à l'estimation du ZP. L'erreur sur la mesure du flux est liée à l'outil de détection utilisé et à des caractéristiques propres à chaque étoiles, telles que la forme de sa PSF (voir la Section 1.5.1 et l'analyse de ?) et l'intensité de son signal. Lorsque l'extraction des flux est effectuée sur des images combinées (ou stackées), comme c'est le cas dans cette étude, il s'ajoute une erreur liée à la distorsion. En effet, la distorsion présente dans les données induit une dégradation de la résolution sur les images stackées par rapport à la résolution initiale d'une image simple. Cet effet est illustré Figure 2.7 par la comparaison de quelques FWHM à travers le champ entre une image simple et une image combinée sans correction de la distorsion des données N159W. La Figure 2.8 compare la variation de FWHM dans le champ entre une image individuelle et un stack d'images, corrigées de la distorsion par une méthode classique de correction relative (décrite en Section 3.1.3). Dans les deux cas, l'image combinée est obtenue avec 10 images de temps de pose 60 s. Il apparait sur ces deux figures, que la dégradation de la résolution est non-négligeable et peut atteindre jusqu'à un facteur 2 si la distorsion n'est pas du tout corrigée.

Cette dégradation de la résolution impacte directement la photométrie. En effet, les étoiles détectées sont alors de moins bonne qualités, avec une FWHM

plus grande, et donc un flux concentré moins important. Chaque étoile a alors une erreur photométrique plus grande, et un plus grand nombre d'étoiles faibles sont rejetées pour l'analyse.

D'autre part, un grand nombre d'auteurs désignent également la distorsion géométrique comme étant la plus grande source d'erreur systématique limitant les analyses astrométriques (on en reparle plus en détail au Chapitre 3, mais on peut voir par exemple, [Anderson and King, 2003, Cameron et al., 2009, Fritz et al., 2010, Trippe et al., 2010]). Le but de telles études étant de mesurer de façon précise des mouvements de positions d'étoiles dans le temps (pour identifier, par exemple les membre d'une même amas Lu et al. [2014]), les données associées combinent généralement des observations effectuées à différentes époques, avec différentes orientations et parfois même différents instruments. La connaissance de la distorsion est alors un point crucial pour repositionner les objets stellaire selon une référence commune.

Je me suis attachée au cours de cette thèse, à pallier à ces limitations par le développement d'une méthode optimale de correction de la distorsion pour les images dont la qualité de l'analyse est limitée par ce phénomène. Je présente cette méthode dans le Chapitre 3 et l'applique au données de N159W au Chapitre 4.



17/35

Figure 2.7 – Exemple qui illustre la perte de résolution due à la distorsion variable, sur un stack d'image issu des données N159W. Haut : image individuelle. Bas : image combinée obtenue avec 10 images individuelles recentrées mais non-corrigées de la distorsion.

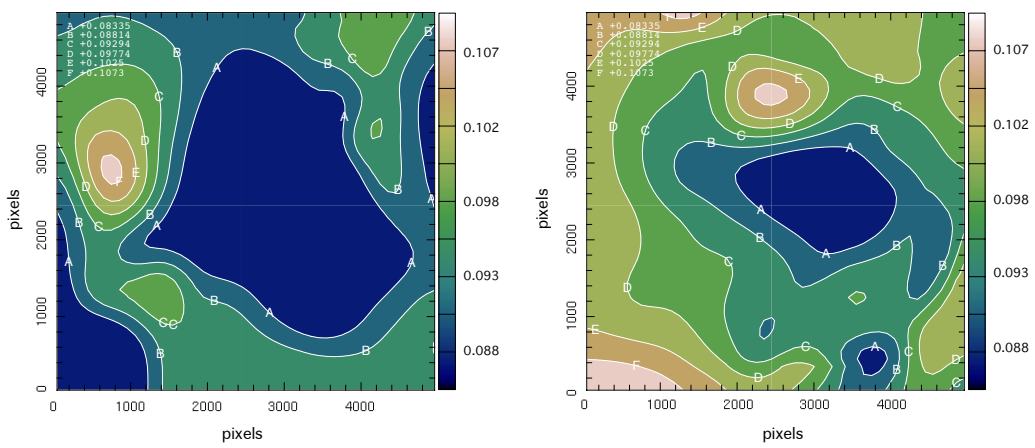


Figure 2.8 – Comparaison de la FWHM dans le champ dans les données N159W entre une image individuelle (gauche) et un stack de 10 images individuelles corrigées de la distorsion avec une méthode classique (droite).

3 Développement d'une méthode optimale de Correction de la Distorsion

Nous avons vu dans le chapitre précédent, les limitations causées par la présence de distorsion dans les images à haute résolution angulaire. Dans ce chapitre, je présente une nouvelle méthode de correction de la distorsion basée sur le travail effectué par D. Gratadour et L. Mugnier ([Gratadour et al. \[2005\]](#)). Ils proposent dans leur papier d'origine, une méthode de recentrage d'images isoplanétiques basée une estimation du MV (voir Section [1.4.7.1](#)). Nous proposons ici de généraliser cette méthode à tout type de déformation du champ.

Dans une première partie de ce chapitre, je présente brièvement les principales méthodes actuellement utilisées pour étalonner et corriger la distorsion des instrument d'imagerie dans le domaine de l'astronomie. La seconde partie de ce chapitre est dédiée à la description de la nouvelle méthode proposée et à la caractérisation de ses performances sur des données simulées.

L'ensemble des résultats présenté dans ce chapitre ont fait l'objet d'un article publié dans le journal *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, (*MNRAS*). Il est donné en Annexe [B](#).

3.1 Méthodes classiques de corrections de la distorsion

L'importance des erreurs d'analyse liées à des phénomènes de distorsion dans les images à hautes résolution angulaire a conduit, ces dernières années, au développement de nombreuses techniques visant à atténuer leurs effets. Je présente dans cette section les principales méthodes de correction de la distorsion utilisées à l'heure actuelle.

3.1.1 La méthode d'auto-calibration

La méthode de correction de la distorsion la plus répandue à ce jour est la méthode dite, *d'auto-calibration* développée initialement par [Anderson and King](#)

[2003] pour corriger avec une très grande précision (de l'ordre de 1 mas) la distorsion de la caméra Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) du télescope spatial Hubble (HST). La procédure d'auto-calibration consiste à collecter de multiples images d'un même champ en variant les angles de vues de façon à ce qu'une zone du ciel soit imagée à différents endroits du détecteur. On mesure ensuite la position de chaque étoile du champ dans chaque image pour en déduire un unique modèle de distorsion associé au détecteur.

Cette méthode présente l'avantage non-négligeable de se dispenser d'une référence extérieure : les données acquises par l'instrument suffisent seules, à sa calibration. En revanche, il est nécessaire de collecter un très grand nombre d'observations sur ciel avec un grand nombre de décalages et d'orientations différents si on souhaite contraindre correctement les hauts ordres de distorsion. A titre d'exemple, la calibration de la camera WFPC2 réalisée par [Anderson and King \[2003\]](#) a nécessité un total de 80 images avec une moyenne de 4000 étoiles par images. Cette méthode ne peut pas être mise en oeuvre pour chaque observation et suppose donc une certaine stabilité de la distorsion de l'instrument dans le temps. Elle est parfaitement adaptée aux télescopes spatiaux, qui, dans un environnement d'apesanteur, sont moins sujets à de grandes variations de leur modèle de distorsion. Par la suite, cette méthode a été largement utilisée pour la calibration de nombreuses camera HST : la camera Advanced Camera for Survey High Resolution Channel (ACS/HRC) qui fut calibrée par [Anderson and King \[2004\]](#) avec une précision de 0.25 mas, la camera UVIS/WFPC3 calibrée par [Bellini and Bedin \[2009\]](#) avec une précision de 1 mas et finalement, la camera ACS Wide Field Channel (WFC) calibrée par [Úbeda et al. \[2013\]](#) avec une précision de 1 mas.

Plus tard, [Anderson et al. \[2006\]](#) adaptent cette méthode aux télescopes terrestre et calibrent la distorsion de la camera Wide Imager Field (WIF) du télescope 2.2 mètres European Southern Observatory (ESO) avec une précision de 7 mas sur chaque coordonnée. La méthode est reprise par [Libralato et al. \[2014\]](#), qui calibrent la camera High Acuity Wide field K-band Imager (HAWK-I) au plan focal Nasmyth du telescope Unit Telescope 4 / Very Large Telescope (UT4/VLT) avec une précision de 3 mas et par [Bellini and Bedin \[2010\]](#) qui calibrent la Camera-blue du Large Binocular Telescope avec une précision de 20 mas.

3.1.2 Comparaison avec un champ de référence

Une autre façon de calibrer un instrument consiste à observer un champ d'étoiles dont les positions exemptes de distorsion (dites, positions de référence), sont déjà connues. La distorsion apparait alors immédiatement comme étant la différence entre les positions de référence et les positions observées des étoiles de ce champ. De telles références sont extraites de catalogues astrométriques tels que UCAC-2, GSC-2, 2MASS ou encore d'observations HST (dont la distorsion a été précisé-

ment mesurée par auto-calibration). Par exemple, [Yelda et al. \[2010\]](#) et [Service et al. \[2016\]](#) utilisent un champ de référence issu de données HST pour calibrer la distorsion de la camera Near-InfraRed Camera 2 (NIRC2) du télescope de 10m Keck II. Les champs de références peuvent également provenir d'observations obtenues à d'autres longueurs d'ondes : on peut citer [Reid and Menten \[2007\]](#) qui utilisent des données de Very-Long-Baseline Interferometry (VLBI) pour calibrer leurs observations du centre Galactique en bande K_s . Quelque soit la référence choisie, l'erreur d'estimation de la distorsion par cette méthode est minorée par l'erreur résiduelle du catalogue utilisé comme référence.

3.1.3 Correction relative

La principale difficulté à laquelle se confronte toute tentative de calibration d'un télescope terrestre, est la variation de la distorsion au cours du temps. Certains instruments se révèlent relativement stables, mais nécessitent malgré tout une recalibration après chaque modification du système. Par exemple, [Yelda et al. \[2010\]](#) montrent la stabilité du modèle de distorsion de la camera NIRC2 du télescope Keck II sur une période de 3 ans (2007-2010). Ce modèle a cependant dû être recalibré après un réalignement des optiques du système d'OA ([Service et al. \[2016\]](#)). D'autres instruments présentent au contraire une distorsion très variable : ainsi, les modèles de distorsion calculés pour WIF/ESO évoluent de 100 mas en 3 ans et ceux de la camera HAWK-I/VLT de 3 mas en 3 mois. Ce phénomène est particulièrement visible dans les données MCAO, comme cela a été mentionné en Section 1.5.2, où des variations de la distorsion sont observées au cours d'une même nuit. Dans ce contexte, certains auteurs ont commencé à mettre au point des techniques de correction "relative" de la distorsion. Ces méthodes s'appuient sur la création d'une référence calculée à partir des données, en effectuant par exemple une moyenne ou une médiane des positions des étoiles dans chaque image. Cette référence, propre à un jeu de données, est ensuite considérée comme référence "relative" pour corriger la distorsion. De cette façon, la correction peut être calculée indépendamment et spécifiquement pour chaque observation et chaque image. En revanche, la référence calculée étant relative aux données, elle ne coïncide pas forcément avec les catalogues de référence extérieurs, tels que les données HST. La performance d'une telle correction est alors évaluée en calculant la variation de position (RMS) de chaque étoiles à travers la pile d'image. [Meyer et al. \[2011\]](#) atteignent des précisions comprises entre 1.2 et 2.8 mas pour le MCAO Demonstrator MAD. Plus récemment, [Neichel et al. \[2014b\]](#) parviennent à obtenir une précision de 0.4 mas sur des données collectées sans dithering avec l'instrument GeMS.

Nous utilisons cette méthode (selon le modèle proposé par [Neichel et al. \[2014a\]](#)) pour corriger la distorsion des données N159W (le processus com-

plet est décrit en Section 2.2 "*Data reduction*" de l'article "Deep GeMS/GSAOI Near-Infrared observations of N159W in the Large Magellanic Cloud " joint au Chapitre 2. Sur ces données, nous obtenons avec cette méthode, une précision astrométrique de 4.8 mas.

3.1.4 Stratégies de calibration *in-lab*

Il existe également des techniques de calibration dites *in-lab*, qui s'appuient uniquement sur des données acquises en laboratoire. On peut citer par exemple la méthode du "test nord-sud", utilisée pour calibrer le spectro-imager SINFONI au VLT (e.g. [Abuter et al. \[2006\]](#)). Elle consiste à illuminer le détecteur avec des dispositifs parfaitement calibrés qui présentent des structures particulières. La distorsion est alors définie par la différence entre les images théoriques et les images effectivement obtenues. Un autre exemple de ce type de méthode consiste à placer un masque de diffraction en plan focal de la camera. De tels masques sont généralement composés d'un matériau opaque, régulièrement troué. La précision disponible sur la position des trous détermine alors la précision de calibration de la distorsion. On peut citer [Cameron and Kulkarni \[2007\]](#), qui utilisent ce genre de dispositif pour calibrer la camera NIRC2. Cependant, les performances atteintes avec ce type de méthode n'égalent généralement pas celles obtenues avec des méthodes qui utilisent des données sur ciel ([Service et al. \[2016\]](#)).

3.2 Une méthode optimale de correction de la distorsion

La nouvelle méthode de correction de la distorsion présentée dans ce chapitre est basée sur estimation, au sens du MV, de la distorsion variables entre les différentes trames individuelles d'une observation ainsi que sur une connaissance, *a priori* de la distorsion statique de l'instrument. La méthode permet alors de corriger les résidus de distorsion variables en s'adaptant spécifiquement à chaque jeu de données, voire chaque image. Cette méthode repose sur la minimisation d'un critère à plusieurs variables au sens de Moindres Carrés Pondérés (MCP, équivalent à un MV, comme nous le verrons, dans notre cas). Elle permet l'estimation conjointe de la distorsion présente dans chacune des image, et de la référence exempte de distorsion. Ceci avec une propagation du bruit minimale grâce à une pondération du critère à minimiser adaptée à chaque niveau de bruit présent dans les données. Les différents paramètres estimés peuvent ensuite être utilisés indépendamment selon l'objectif scientifique de l'étude. La suite de ce chapitre est dédiée à la description de cette méthode et à la caractérisation de ses performances sur des données simulées.

3.2.1 Construction des données

La méthode de correction de la distorsion présentée dans ce chapitre s'appuie sur la résolution d'un *problème inverse*. Généralement, les données fournies par l'observation ne correspondent pas directement à l'objet d'intérêt, mais lui sont liées par des lois physiques connues. La résolution du problème inverse permet de retrouver l'objet d'intérêt à partir des données. Ce travail nécessite la modélisation de l'ensemble du processus de formation de données (dit, *problème direct*) qui est ensuite pris en compte dans l'inversion. De plus, l'inversion peut souvent tirer parti des connaissances statistiques sur les incertitudes de mesures, que l'on modélise généralement comme des bruits. Un modèle direct complet inclut donc la modélisation de la formation des données jusqu'à la détection. Il prend ainsi en compte dans notre cas, le bruit photonique et le bruit du détecteur. Cette section est consacrée à la description du problème direct de formation des données que nous utilisons dans la suite. Je détaille en particulier la modélisation de la distorsions et les propriétés statistiques de bruit considérées.

3.2.1.1 Modèle de distorsion

Dans cette étude, l'objet d'intérêt est une image exempte de distorsion, notée I^{ref} , que nous appellerons *image de référence*. Elle correspond à l'image qui serait obtenue grâce à un instrument idéal n'introduisant aucune distorsion. La donnée associée est alors une image véritablement délivrée par un instrument réel, qui introduit de la distorsion. On notera I^{data} une telle image. L'objet et la donnée sont alors reliés par un opérateur distorsion que l'on notera D , et qui agit sur les coordonnées de l'image :

$$I^{data}[\cdot, \cdot] = I^{ref}[D(\cdot, \cdot)] \quad (3.1)$$

Cette expression est valable pour chaque image (I_i^{data}) et son opérateur distorsion associé (D_i). Ce formalisme général peut s'appliquer à toute base de coordonnées définie dans l'image, la plus exhaustive étant la base des pixels. Il peut également s'appliquer à un sous ensemble de cette base, définit par exemple à partir de positions d'objets du champ. Les développements présentés dans la suite s'appuient sur une base de positions d'étoiles (où autres objets assimilés à un point source) détectées dans le champ. On notera $X_{i,j}^{data}$ la position de l'étoile j dans l'image i .

En appliquant le raisonnement précédent, la position $X_{i,j}^{data}$ peut donc être décrite comme la position de l'étoile j dans l'image de référence I^{ref} (qui sera notée X_j^{ref}), à laquelle une distorsion D_i est appliquée.

$$X_{i,j}^{data} = D_i(X_j^{ref}) \quad (3.2)$$

A ce stade, on peut définir l'opérateur distorsion de différentes manières. Les modèles les plus fréquemment rencontrés dans la littérature s'appuient sur des bases polynomiales, du 3ème au 5ème ordre. On peut citer par exemple, [Anderson and King \[2003\]](#) qui utilisent une base polynomiale du 3ème ordre pour modéliser la distorsion de la camera HST/WFPC2, mais encore [Libralato et al. \[2014\]](#) qui calibrent le détecteur HAWK-I grâce à une description polynomiale du 5ème ordre.

En ce qui concerne la camera NIRC2 de l'Observatoire W.M. Keck, différents modèles ont été testés successivement pour corriger sa distorsion : [Ghez et al. \[2008\]](#), et [Lu et al. \[2009\]](#) utilisent un ajustement polynomial, et [Yelda et al. \[2010\]](#) utilisent des courbes B-spline à deux variables, et plus récemment, [Service et al. \[2016\]](#) comparent l'efficacité de différents modèles sur cette même caméra : polynômes cartésiens à deux dimensions (2D), B-spline à deux variables et polynômes de Legendre 2D. Ils optent pour la base des polynômes de Legendre 2D qui procure un résidu minimal et une convergence plus rapide.

En accord avec cette étude, nous choisissons de décrire notre modèle de distorsion sur la base des polynômes de Legendre 2D. Le choix de cette base est également motivé par quelques-unes de ses propriétés qui se révèlent intéressantes dans le cadre de notre étude : c'est une base orthogonale (e.g. [Dunkl and Xu \[2014\]](#), [Ye et al. \[2014\]](#)) et définie sur un ensemble carré $([-1; 1]^2)$. Elle est donc adaptée pour décrire la distorsion présente sur des images carrées également. Enfin, l'organisation de la base par degré croissant de polynômes est idéale pour caractériser la distorsion en utilisant un nombre limité de modes.

Les polynômes de Legendre

Chaque polynôme de Legendre $P_n(x)$ est un polynôme de degré n qui peut s'exprimer en une dimension sous la forme suivante :

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k}^2 (x-1)^{n-k} (x+1)^k, x \in [-1; 1]$$

L'orthogonalité de la base des polynômes de Legendre est définie par rapport au produit scalaire $\langle ., . \rangle_{1D}$ défini sur $[-1, 1]$ par la relation :

$$\langle P_n, P_m \rangle_{1D} = \int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2n+1} \delta_{m,n}$$

où $\delta_{m,n}$ est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $n = m$ et 0 sinon.

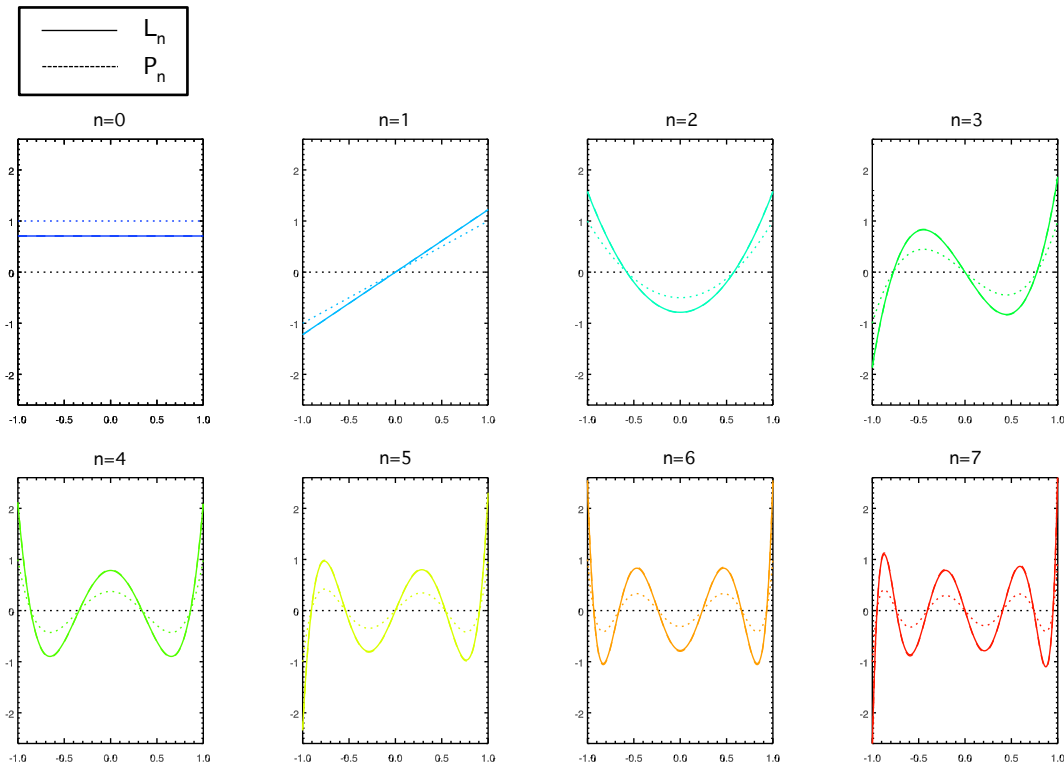
Le carré de la norme associée est :

$$\| P_n \|_{1D}^2 = \langle P_n, P_n \rangle_{1D} = \frac{2}{2n+1}$$

Pour faciliter l'analyse, on souhaite que chaque mode polynomial contienne la même quantité de distorsion. On choisit pour cela de normer les polynômes de Legendre. Dans la suite, les polynômes utilisés pour décrire la distorsion sont notés L_n tel que :

$$L_n = \frac{P_n}{\| P_n \|_{1D}}$$

Les 8 premiers polynômes de Legendre sont représentés Fig 3.1. En traits pointillés, les polynômes classiques, et en trait pleins, les polynômes normés.



La base de distorsion

La base de distorsion à deux dimension (B) est ensuite construite en combinant des polynômes de Legendre normés fonction des deux coordonnées x et y . Elle est ordonnée de façon à conserver l'ordre croissant des polynômes :

$$B_{N_{\text{modes}}}(x, y) = \begin{pmatrix} L_0(x).L_0(y) \\ L_1(x).L_0(y) \\ L_0(x).L_1(y) \\ L_2(x).L_0(y) \\ L_1(x).L_1(y) \\ L_0(x).L_2(y) \\ \dots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2}x \\ \frac{\sqrt{3}}{2}y \\ \frac{\sqrt{5}}{4}(x^2 - 1) \\ \frac{3}{2}xy \\ \frac{\sqrt{5}}{4}(y^2 - 1) \\ \dots \end{pmatrix} \quad (x, y) \in [-1; 1]^2$$

où :

L_n est le polynômes de Legendre normé de degré n

N_{modes} est le nombre de modes considérés. Il détermine la dimension du vecteur $B_{N_{\text{modes}}}$.

Dans la suite du document, chaque mode de distorsion (b_m) est associé à un indice de mode (m) tel que :

$$m(k, l) = l(l + 1)/2 + k \quad \text{et} \quad b_m(x, y) = L_{l-k}(x) * L_k(y) \quad (3.3)$$

où $0 \leq k \leq l \in \mathbb{N}$

et $0 \leq m \leq N_{\text{modes}} - 1$.

On précise ici que la base de la base polynomiale de Legendre 2D conserve la propriété d'orthogonalité par rapport au produit scalaire $\langle ., . \rangle_{2D}$ défini sur $[-1, 1]^2$ par la relation :

$$\langle f, g \rangle_{2D} = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 f(x, y).g(x, y) dx dy \quad (3.4)$$

En effet, $\forall(m, m') \in \mathbb{N}^2$:

$$\begin{aligned}
\langle b_m, b_{m'} \rangle_{2D} &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 L_{l-k}(x) L_k(y) L_{l'-k'}(x) L_{k'}(y) dx dy \\
&= \int_{-1}^1 L_{l-k}(x) L_{l'-k'}(x) dx \int_{-1}^1 L_k(y) L_{k'}(y) dy \\
&= \langle L_{l-k}(x), L_{l'-k'}(x) \rangle_{2D} \langle L_k(y), L_{k'}(y) \rangle_{2D} \\
&= \left(\frac{2}{2n+1} \delta_{l-k, l'-k'} \right) \left(\frac{2}{2m+1} \delta_{k, k'} \right)
\end{aligned}$$

Il en résulte que :

$$\langle b_m, b_{m'} \rangle_{2D} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = m' \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.5)$$

La figure 3.2 montre les déplacements induits par les 15 premiers modes (ce qui correspond à l'ordre 4) de la base de distorsion B , décrite par les polynômes de Legendre 2D. Sur le tableau du haut (a), les déplacements sont appliqués sur la coordonnée x . Sur le tableau du bas (b), ils sont appliqués sur la coordonnée y . Dans les deux cas, la première grille (en haut à gauche) représente la grille de référence exempte de distorsion.

La Figure 3.3 montre l'intensité des déplacements induits par les 36 premiers polynômes (ordre 7) de la base de distorsion (B) sur un support carré de 150×150 pixels.

Modèle final

Selon le modèle de distorsion décrit précédemment, la position d'une étoile j sur laquelle une distorsion D_i est appliquée peut être décomposée de la façon suivante :

$$X_{i,j} = D_i[X_j^{ref}] = \begin{cases} x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} b_m(x_j^{ref}, y_j^{ref}) \\ y_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} b_m(x_j^{ref}, y_j^{ref}) \end{cases} \quad (3.6)$$

où d est l'ordre polynomial maximal considéré. On remarque que l'on a :

$$N_{modes} = (d+1)(d+2)/2$$

Pour chaque image, l'ensemble des coefficients de projection, $(a_{i,m,x/y})_{0 \leq m \leq N_{modes}}$

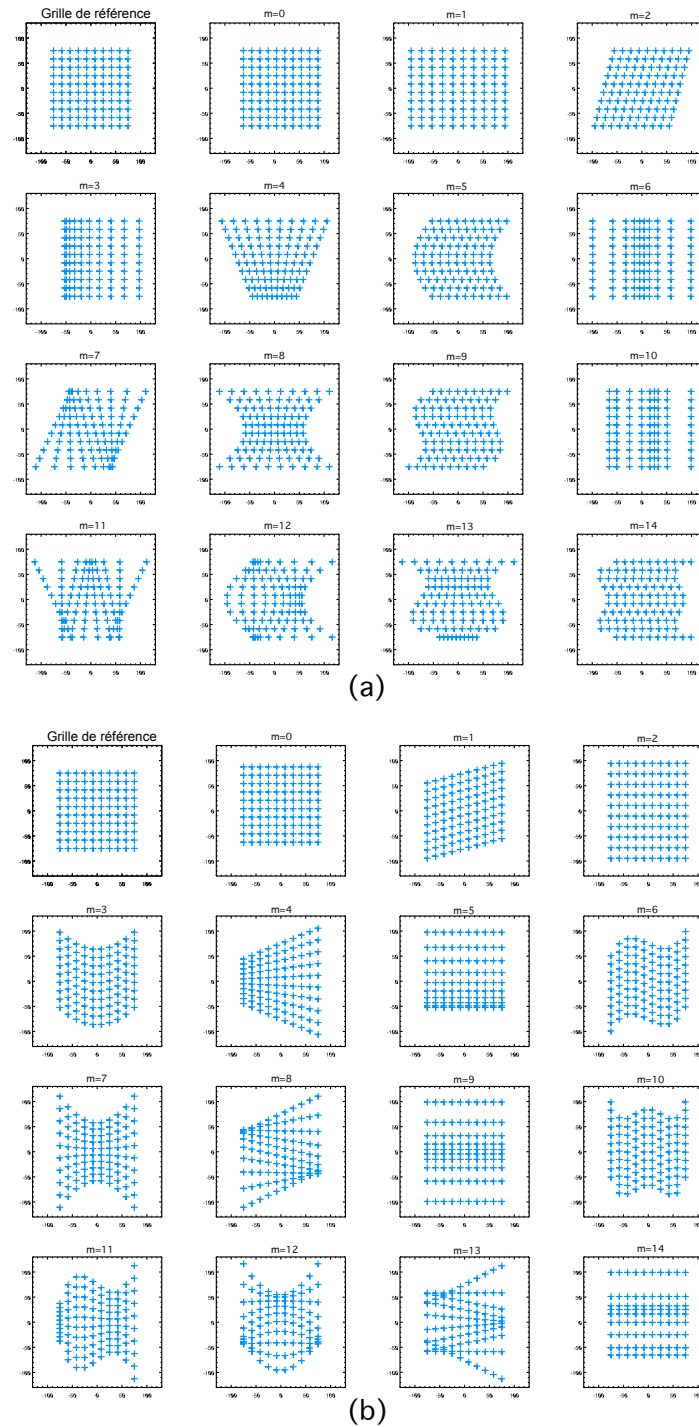


Figure 3.2 – Déplacements induits par les 15 premiers modes (ordre 4) de la base de distorsion (\mathcal{B}) décrite par les polynômes de Legendre 2D normés. (a) Les déplacements sont appliqués à la coordonnée x . (b) Les déplacements sont appliqués à la coordonnée y . Dans les deux cas une grille de référence exempte de distorsion est représentée en haut à gauche.

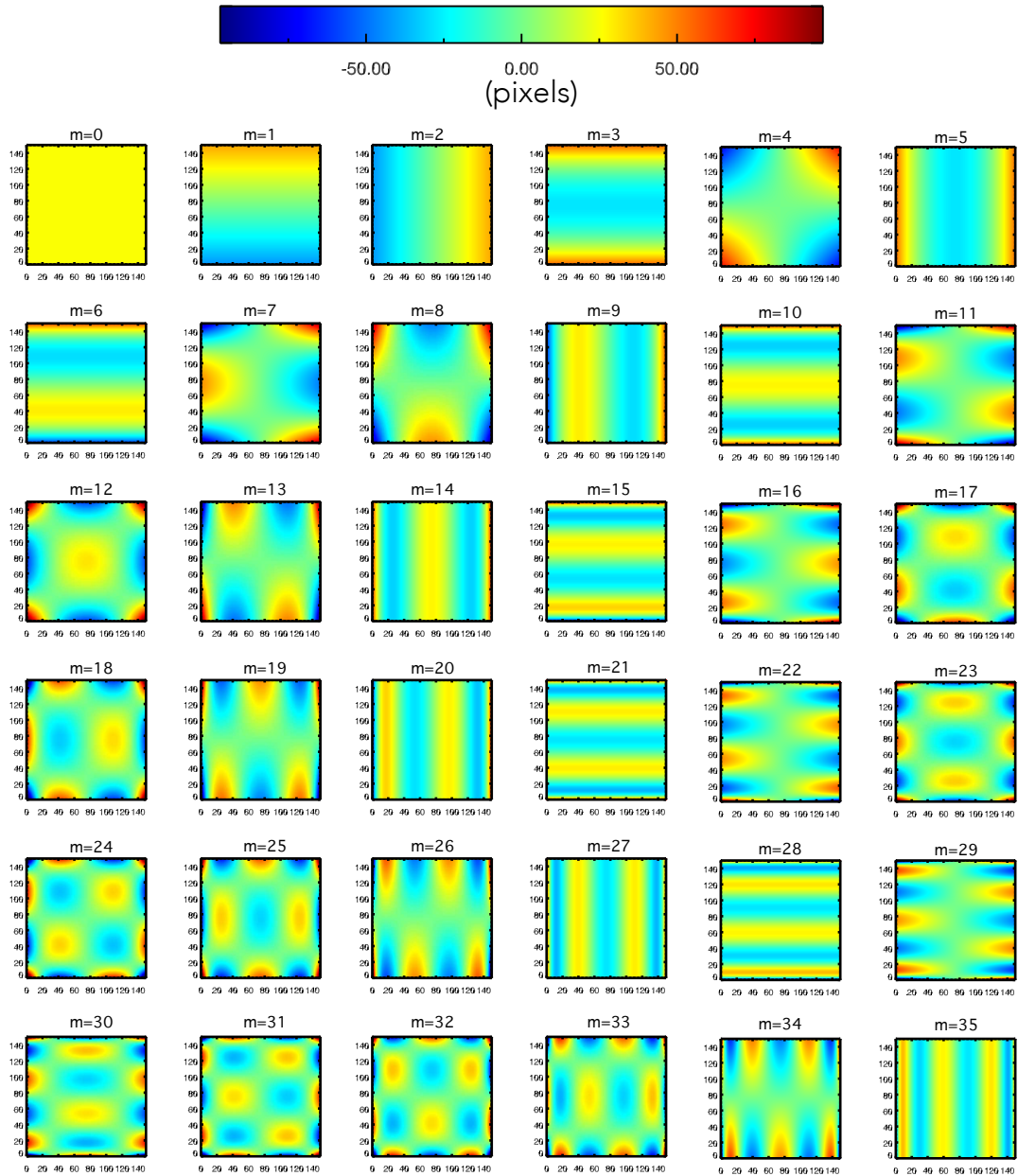


Figure 3.3 – Intensité de déplacements induits par les 36 premiers polynômes (ordre 7) de la base de distorsion (\mathcal{B}) sur un support carré de dimension 150×150 pixels.

est noté A_i . On y fait référence dans la suite sous le nom de *coefficients de distorsion*. Le mécanisme d'application de la distorsion est schématisé sur la Figure 3.4. L'image de gauche montre les positions de référence, exemptes de distorsion $[X^{ref}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$, où N_{star} est le nombre de points sources dans le champ (dans la suite, *sources de référence*). La colonne du milieu montre les déplacements induits par différentes cartes de distorsions, D_i (avec $i = 0, 1, 2$). Enfin, la colonne de gauche montrent les positions $[X^{data}_{i,j}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$ déformées par l'application de la carte de distorsion associée.

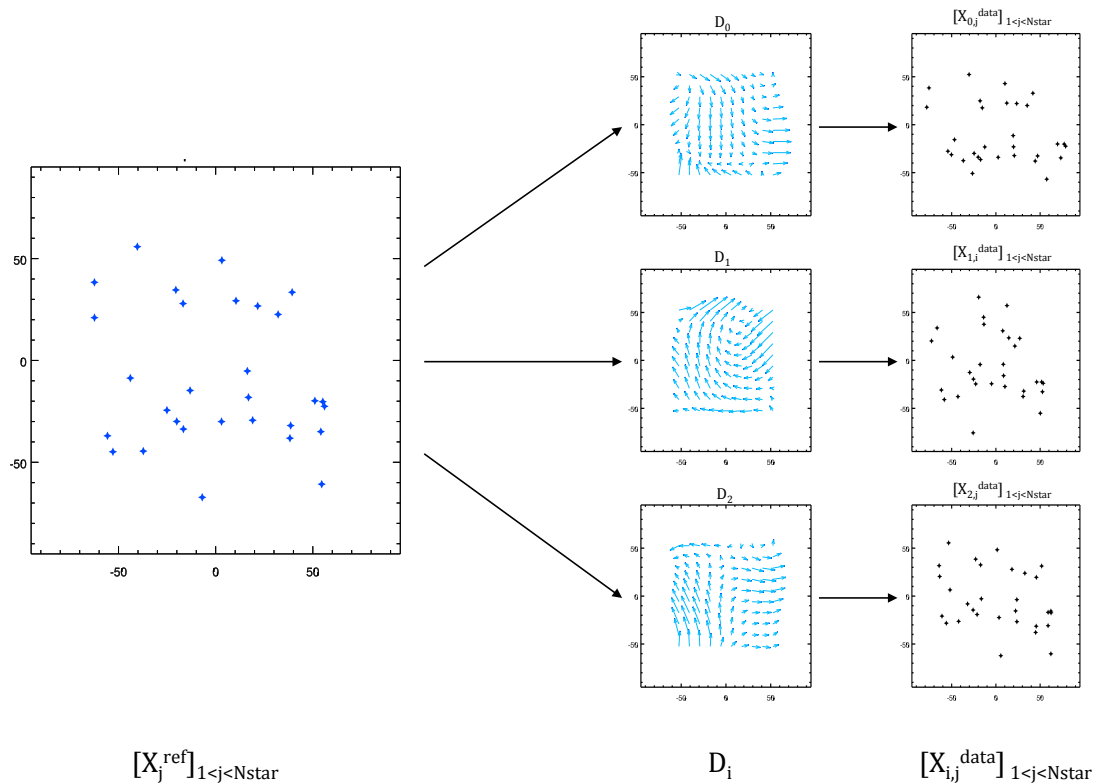


Figure 3.4 – Schéma illustratif du mécanisme d'application de la distorsion. L'image de gauche montre les positions de référence, exemptes de distorsion $[X^{ref}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$, où N_{star} est le nombre de sources de référence. La colonne du milieu montre les déplacements induits par différentes cartes de distorsions, D_i (avec $i = 0, 1, 2$). Enfin, la colonne de gauche montrent les positions $[X^{data}_{i,j}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$ déformées par l'application de la carte de distorsion associée.

3.2.1.2 Modèle statistique de bruit

Les propriétés statistiques de bruit considérées doivent être en accord avec le bruit présent dans les données. Dans notre cas, il s'agit du bruit présent dans les

mesures de positions des étoiles de référence. On suppose ici que ce bruit suit une loi de distribution gaussienne. Cette hypothèse est justifiée par plusieurs propositions détaillées ci-après.

Nous avons décrit en section 1.1.3 les deux types de bruits majoritairement présents dans les images : il s'agit du bruit de fond, qui suit une loi de distribution gaussienne, et du bruit de photon. Ce dernier, couramment décrit par une loi de distribution de Poisson, peut également s'approximer à fort flux (nombre de photon ≥ 10) par une loi de distribution gaussienne. Ces deux types de bruits contaminent l'information présente dans chaque pixel de l'image.

Si l'on considère maintenant la mesure de la position d'un point source, que ce soit par mesure du centre de gravité ou par méthode d'ajustement, elle est effectuée en combinant l'information de plusieurs pixels. C'est pourquoi, d'après le théorème central limite, le bruit finalement présent dans ces mesures tend vers une distribution gaussienne.

Enfin, chacune de ces mesures étant indépendantes, on peut supposer que le bruit sur la mesure de position d'une source est, en très bonne approximation, blanc et gaussien. Dans la suite, la variance du bruit de mesure est notée σ_{meas}^2 . Elle peut dépendre de l'étoile j et de l'image i , considérées.

En prenant en compte ce modèle de bruit, le modèle final de formation des données s'écrit :

$$X_{i,j} = D_i[X_j^{ref}] = \begin{cases} x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \\ y_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \end{cases} + n_{i,j} \quad (3.7)$$

où $n_{i,j}$ est la valeur de bruit sur la mesure de position de l'étoile j dans l'image i , de sorte que pour n réalisations s , de bruit, on ait :

$$\sum_{s=0}^{n-1} (n_{i,j,s}) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{1}{n} \sum_{s=0}^{n-1} (n_{i,j,s})^2 = \sigma_{meas,i,j}^2$$

3.2.2 Description de l'algorithme

Dans la section précédente, nous avons définis le modèle direct de formation des données. Pour estimer la distorsion, nous devons maintenant inverser ce modèle. L'inversion est réalisée grâce à la minimisation d'un critère à plusieurs variables que je définis dans cette section. Je détaille également l'implantation pratique de l'algorithme de minimisation ainsi que les critères d'erreur qui seront utilisés dans la suite pour quantifier les performances de l'algorithme.

3.2.2.1 Définition d'un critère

Le modèle direct de formation des données est décrit par l'équation 3.2.3. Dans cette equation apparaissent deux types d'inconnues : d'une part, les coefficients de distorsion (A_i) et d'autre part, les positions de référence, exemptes de distorsion (X_j^{ref}). La méthode proposée vise à effectuer une estimation conjointe de ces deux ensembles d'inconnues, pour toutes les sources de référence j (où $j \leq N_{star}$ et N_{star} est le nombre de sources de référence considérées) et toutes les images i (où $i \leq N_{im}$ et N_{im} est le nombre d'image considérées). Pour faciliter la lecture, j'introduis à ce stade et pour la suite du document, les notations suivantes :

- $[X^{ref}] = [X_j^{ref}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$, l'ensemble des positions de référence exemptes de distorsion ;
- $[A] = [A_i]_{1 \leq i \leq N_{im}}$, l'ensemble des coefficients de distorsion ;

Considérant les hypothèses de statistique de bruit introduites et décrites en section 3.2.1.2 (i.e. une distribution de bruit blanc et gaussien dans les données), on peut montrer que l'estimation du Maximum de Vraisemblance (MV) de ces inconnues, équivaut à la minimisation au sens de Moindres Carrés Pondérés (MCP) du critère suivant (e.g. Mugnier [2008]) :

$$J([X^{ref}]; [A]) = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N_{star}} \sum_{i=1}^{N_{im}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{data} - \left(x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \right) \right|^2 \\ \sum_{j=1}^{N_{star}} \sum_{i=1}^{N_{im}} w_{i,j} \left| y_{i,j}^{data} - \left(y_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \right) \right|^2 \end{cases} \quad (3.8)$$

où $w_{i,j}$ est un coefficient de pondération qui permet d'ajuster de manière quadratique l'impact de chacune des mesures en fonction de son rapport Signal à Bruit (Signal to Noise Ratio, SNR) :

$$w_{i,j} = \frac{1}{\sigma_{meas,i,j}^2} \quad (3.9)$$

On remarque ici que le nombre de sources de référence disponibles pour l'analyse détermine le degré maximal de transformation polynomiale qu'il est possible d'estimer. Par exemple, une transformation polynomiale du premier ordre ($d = 1$, $N_{modes} = 3$) nécessite l'estimation de 6 paramètres : 3 paramètres qui

gènèrent les transformations appliquées à la coordonnée x et 3 paramètres qui gènèrent les transformations appliquées à la ordonnée y . Il faut donc un minimum 3 sources de référence (i.e. 6 coordonnées) pour résoudre le système. De la même façon, une transformation polynomiale du second ordre ($d = 2$, $N_{\text{modes}} = 6$) requiert un minimums de 6 sources de référence, et ainsi de suite. On a finalement :

$$N_{\text{modes}} \leq N_{\text{star}}$$

Ce critère est particulièrement contraignant pour les études de champs à faible densité d'étoiles. L'utilisation de toutes les sources disponibles dans le champ, même très faibles, est alors cruciale pour corriger la distorsion de telles images. Ce point est rendu possible par l'utilisation du coefficient de pondération qui permet une gestion optimale du bruit lors de la minimisation, et donc l'utilisation des sources les plus bruitées.

3.2.2.2 Implementation

La résolution du problème inverse conduit à la minimisation d'un critère à plusieurs variables défini par l'Equation (3.8). Cette section est dédiée à la description détaillée de l'implémentation de l'algorithme de minimisation. On rappelle que cet algorithme à pour finalité l'estimation conjointe de :

- l'ensemble des positions de référence $[X_j^{ref}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$ noté $[X^{ref}]$
- l'ensemble des coefficients de distorsion $[A_i]_{1 \leq i \leq N_{im}}$ noté $[A]$

En pratique, le critère est minimisé de façon séquentielle par rapport à un des deux ensembles variables, l'autre étant supposé connu. Ces deux étapes de la minimisation sont détaillés ci-dessous. Pour faciliter la lecture, le calcul est développé selon la seule coordonnée x . Cependant, les équations sont transposables à l'axe y . Dans la suite du document, l'estimation d'un paramètre p est noté \hat{p} .

La première étape le l'estimation séquentielle consiste à estimer l'ensemble des positions de référence $[X^{ref}]$ pour la valeur en cours de $[A]$. Pour une valeur de $[A]$ donnée, il apparait clairement que le critère $J([X^{ref}]; [A])$ de l'Equation (3.8) peut s'exprimer sous la forme de N_{star} termes indépendants :

$$\begin{aligned}
J([X^{ref}]; [A]) &= \sum_{j=1}^{N_{star}} \sum_{i=1}^{N_{im}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{data} - \left(x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \right) \right|^2 \\
&= \sum_{j=1}^{N_{star}} J_1(X_j^{ref}, [A])
\end{aligned}$$

où :

$$J_1(X_j^{ref}; [A]) = \sum_{i=1}^{N_{im}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{data} - \left(x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \right) \right|^2 \quad (3.10)$$

La position de référence de chaque source j peut alors être estimée indépendamment par la minimisation du "sous-critère" J_1 qui ne dépend plus que d'une seule coordonnée :

$$\widehat{X}_j^{ref} = \arg \min_{X_j^{ref}} [J_1(X_j^{ref}, [A])] \quad (3.11)$$

Cette écriture est moins coûteuse en temps de calcul puisqu'elle permet de réduire au minimum le nombre de paramètres à estimer lors de la minimisation. On effectue alors autant de minimisation qu'il y a de sources de référence.

Ce raisonnement est également valable pour la seconde étape : Pour une valeur de $[X^{ref}]$ donnée, le critère $J([X^{ref}]; [A])$ de l'Equation (3.8) peut s'écrire sous la forme de N_{im} termes indépendants :

$$J([X^{ref}]; [A]) = \sum_{i=1}^{N_{im}} J_2([X^{ref}]; A_i)$$

où :

$$J_2(A_i; [X^{ref}]) = \sum_{j=1}^{N_{star}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{data} - \left(x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \right) \right|^2$$

On peut estimer les coefficients de distorsion de chaque image i indépendamment :

$$\widehat{A}_i = \arg \min_{A_i} [J_2([A_i]; X^{ref})] \quad (3.12)$$

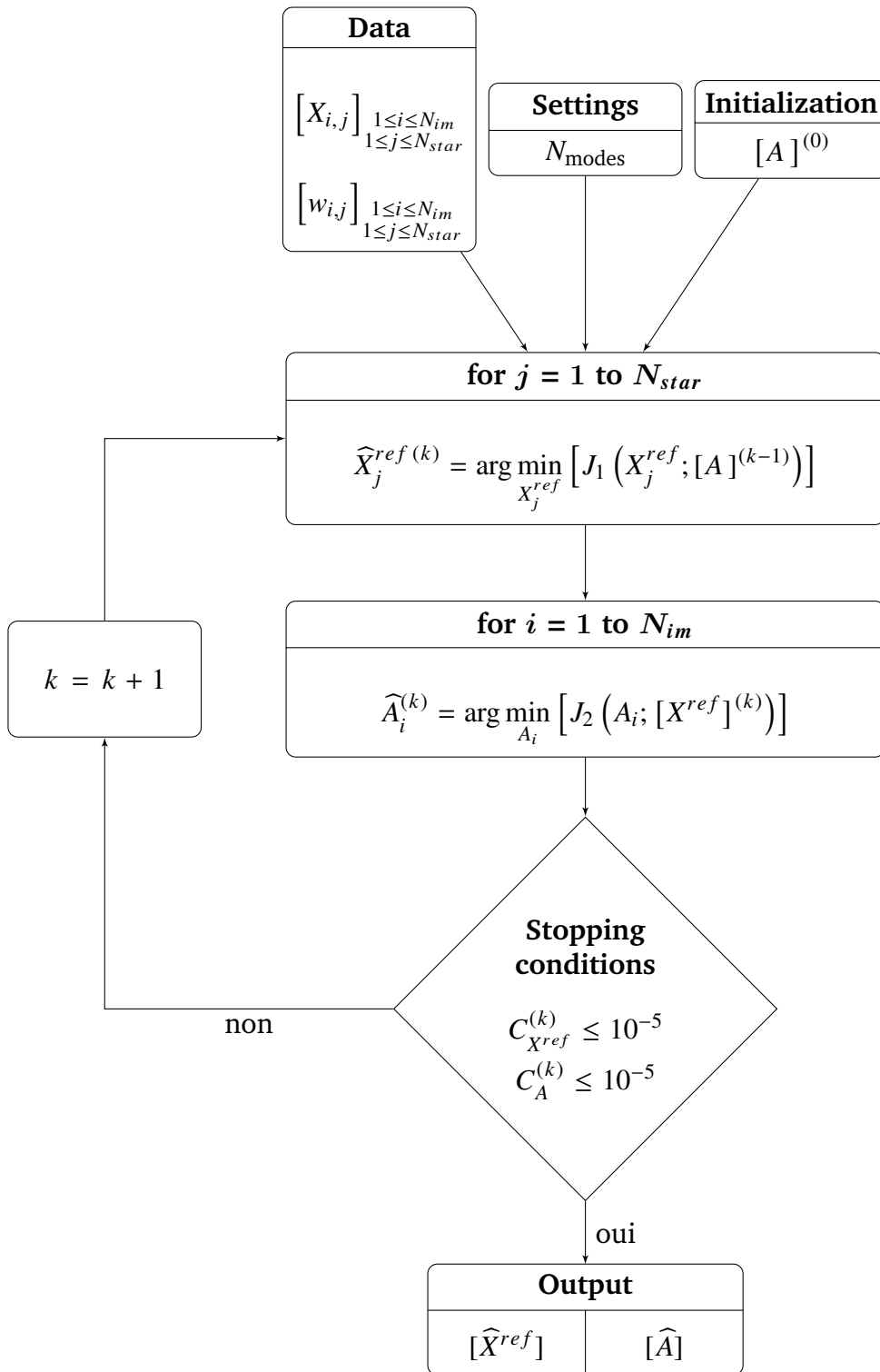
En pratique, ces deux étapes sont réalisées séquentiellement jusqu'à ce qu'un test d'arrêt soit satisfait. Dans notre cas, la conditions d'arrêt est atteinte lorsque la différence des estimés entre deux itérations successives est plus petite que

10^{-5} :

$$C_A^{(k)} = \frac{\left| [\widehat{A}]^{(k-1)} - [\widehat{A}]^{(k)} \right|}{[\widehat{A}]^{(k)}} \leq 10^{-5} \quad \text{et} \quad C_{X^{ref}}^{(k)} = \frac{\left| [\widehat{X}^{ref}]^{(k-1)} - [\widehat{X}^{ref}]^{(k)} \right|}{[\widehat{X}^{ref}]^{(k)}} \leq 10^{-5} \quad (3.13)$$

où $\widehat{p}^{(k)}$ est l'estimation du paramètre p fournis à la k -ème itération.

Le fonctionnement complet de l'algorithme est résumé dans le diagramme présenté ci-dessous.



A ce stade, les deux ensemble des paramètres, $[\hat{A}]$ et $[\hat{X}^{ref}]$ sont estimés. Ils peuvent ensuite être exploités de différentes manières, en fonction de l'objectif astrophysique de l'étude (l'exploitation des paramètres estimés est détaillée en section 3.2.2.3).

J'attire ici l'attention du lecteur sur un point : l'estimation de ces différents paramètres est effectuée sur la seule base des données disponibles.

Dans le cas où l'instrument souffre de distorsion statique, par exemple un décalage global, alors l'ensemble des données collectées par cet instrument seront globalement décalées par rapport aux coordonnées célestes. De la même façon, si l'instrument souffre d'un facteur d'échelle global, alors l'ensemble des données collectées seront globalement zoomées. Ces modes globaux, ne peuvent être estimés par l'algorithme sur la seule base des données. Toutefois, si l'on dispose (par le biais de précédentes calibrations) de données sur la distorsion statique de l'instrument, il est possible de les intégrer dans l'algorithme et de les prendre en compte lors de l'estimation de la distorsion.

Dans la suite du document, nous considérons ce cas de figure et supposons connue la distorsion statique de l'instrument. En pratique, les données de distorsion statique sont introduites dans l'algorithme comme paramètres initiaux des coefficients de distorsion, $[A]^0$. La méthode fournis alors une estimation de la distorsion optimisée pour chaque jeu d'observation et chaque image, tout en restant "centrée" sur la distorsion statique de l'instrument.

3.2.2.3 Exploitation des paramètres

Une fois les deux ensembles de paramètres $[\hat{A}]$ et $[\hat{X}^{ref}]$ estimés, ils peuvent être exploités indépendamment et différemment selon les besoins scientifiques de l'étude.

Dans le cas d'une étude d'astrométrie absolue, le paramètre d'intérêt est directement exploitable : il s'agit de l'ensemble des positions de référence, $[\hat{X}^{ref}]$.

Dans le cas d'études d'astrométrie relative ou de photométrie, une étape supplémentaire de *correction* est nécessaire. Elle consiste à *corriger* la distorsion (qui est pour l'instant seulement *estimée*) dans les différentes images. L'étape de correction permet de repositionner les objets du champ selon une référence globale, dans le but de mesurer des distances relatives entre les objets (astrométrie relative), ou de *stacker* les différentes images pour faire ressortir les sources faibles (photométrie). Dans ce cas, le paramètre d'intérêt est l'ensemble des coefficients de distorsion, $[\hat{A}]$. La correction de la distorsion peut être appliquée aux positions d'étoiles seulement, ou bien à l'ensemble de l'image, par un processus d'interpolation. Dans le cas où la correction est appliquée directement aux positions des étoiles, la position corrigée de l'étoile j dans l'image i est notée $X_{i,j}^{corr}$ et est obtenue de la façon suivante :

$$\widehat{X}_{i,j}^{corr} = \arg \min_{X_{i,j}^{corr}} [J_3 (X_{i,j}^{corr}, [\widehat{A}])] \quad (3.14)$$

où :

$$J_3 (X_{i,j}^{corr}, [\widehat{A}]) = \left| X_{i,j}^{data} - \left(x_{i,j}^{corr} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_k (x_{i,j}^{corr}) L_{l-k} (y_{i,j}^{corr}) \right) \right|^2 \quad (3.15)$$

et équivalent selon l'axe y

Notons ici que le critère J_1 est la somme de N_{jm} termes semblables au critère J_3 . Cela peut s'interpréter de la façon suivante : $\widehat{X}_{i,j}^{corr}$ est la position de référence de l'étoile j prédite par la seule carte de distorsion \widehat{A}_i . Tandis que \widehat{X}_j^{ref} est la position de référence de l'étoile j qui satisfait au mieux, l'ensemble des cartes de distorsion estimées.

Pour mieux appréhender le fonctionnement de l'algorithme, on a schématisé en Figure 3.5 ses effets sur une étoile particulière du champ notée j_0 . La première image (en haut à gauche), montre l'ensemble des positions $[X_{i,j_0}^{data}]_{1 \leq i \leq Nim}$ de l'étoile j_0 sur les différentes images (on a pris ici, $Nim = 30$), avant correction de la distorsion (croix noires), ainsi que sa vraie position de référence $X_{j_0}^{ref}$ (croix rouge). La deuxième image, (en haut à droite) montre l'ensemble des positions $[\widehat{X}_{i,j_0}^{corr}]_{1 \leq i \leq Nim}$ de l'étoile j_0 sur les différentes images, corrigées de la distorsion selon l'équation 3.14 (croix noires). On observe ici l'effet de la correction qui tend à repositionner chaque étoile vers un même point. Enfin, la figure du bas est un zoom de la figure en haut à droite. Elle permet de distinguer la position de référence estimée, $\widehat{X}_{j_0}^{ref}$ (croix bleue), ainsi que la moyenne des positions corrigées à travers les différentes images (croix orange). On remarque que ces deux positions coïncident : $avg_i(\widehat{X}_{i,j_0}^{corr}) \simeq \widehat{X}_{j_0}^{ref}$. Ce résultat est attendu au vu de la définition des critères J_1 et J_3 , et se démontre assez simplement dans le cas de transformations linéaires (i.e. $d = 0$). En pratique, on constate que cette égalité est vérifiée pour n'importe quel type de transformation à quelques 10^{-3} pixels près.

Ce schéma fait apparaître naturellement deux critères permettant de quantifier les performances de l'algorithme : un biais, noté b_{j_0} et représenté par une croix bleue sur le schéma, et un écart type, noté σ_{j_0} et représenté par une flèche noire sur le schéma. Ils sont tout deux décrits analytiquement dans la section suivante (3.2.2.4).

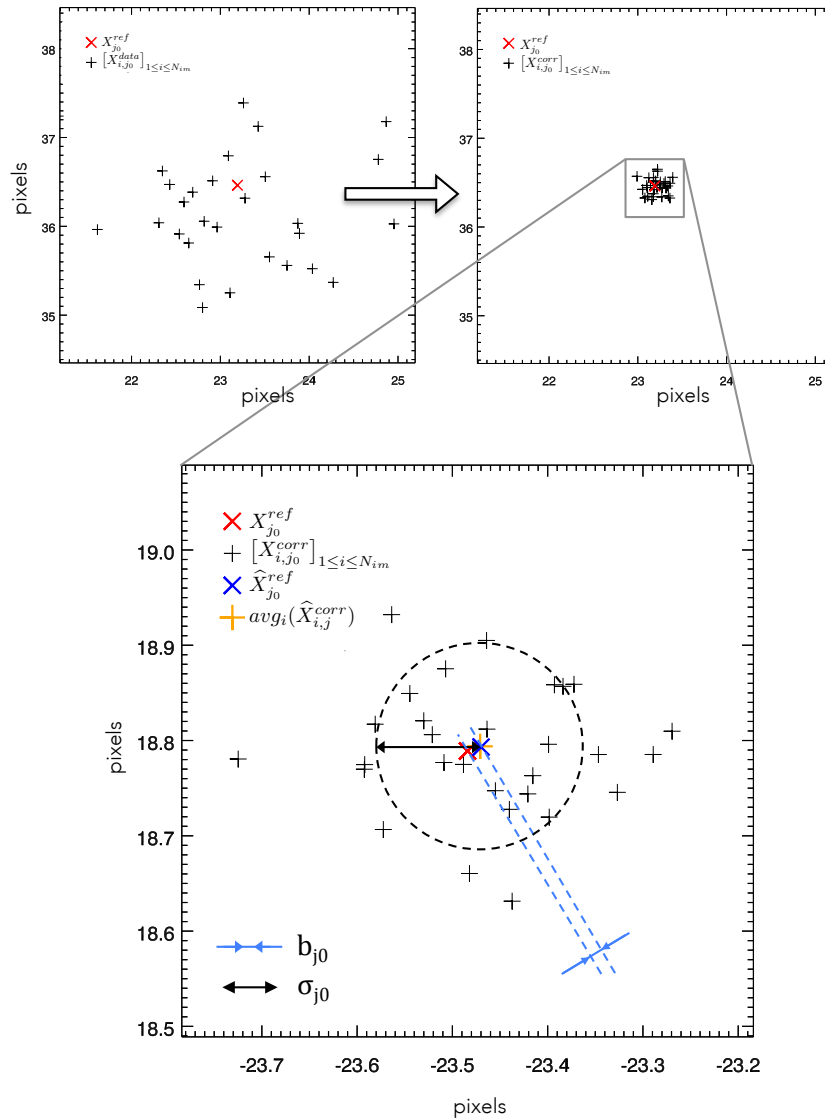


Figure 3.5 – Schéma illustratif des effets de l’algorithme sur une étoile particulière du champ, j_0 avec $Nim = 30$. En haut à gauche : ensemble des positions $[X_{i,j_0}^{data}]_{1 \leq i \leq Nim}$ de l’étoile j_0 sur les différentes images avant correction de la distorsion (croix noires) et vraie position de référence $X_{j_0}^{ref}$ (croix rouge). En haut à droite : ensemble des positions $[X_{i,j_0}^{corr}]_{1 \leq i \leq Nim}$ de l’étoile j_0 sur les différentes images après correction de la distorsion (croix noires). Image du bas : zoom permettant de distinguer la position de référence estimée, $\hat{X}_{j_0}^{ref}$ (croix bleue), et la moyenne des positions corrigées à travers les différentes images (croix orange). Ce schéma fait apparaître naturellement les deux critères permettant de quantifier les performances de l’algorithme : un biais, noté b_{j_0} et définis comme l’erreur d’estimation de la position de référence (croix bleue) et l’écart type des positions corrigées sur les différentes images noté σ_{j_0} (flèche noire).

3.2.2.4 Critères d'erreur

Comme mentionné plus haut, on s'appuie essentiellement sur deux critères d'erreur pour décrire les performances de l'algorithme : un biais et un écart type, qui sont définis analytiquement dans cette section.

- Le premier critère d'erreur est un biais. Il représente la capacité de l'algorithme à estimer la position de référence d'une étoile. Il est défini par la distance entre la position de référence vraie de l'étoile (X_j^{ref}), et la position de référence estimée de l'étoile (\widehat{X}_j^{ref}). Cette distance est noté b_j dans la suite du document.

$$b_j = |\widehat{X}_j^{ref} - X_j^{ref}| \quad (3.16)$$

Cette erreur est schématisée par une flèche bleue sur la figure 3.5. Elle peut être moyennée quadratiquement sur toutes les sources de référence. On la note alors simplement b :

$$b = \sqrt{\frac{1}{N_{star}} \sum_{j=1}^{N_{star}} |\widehat{X}_j^{ref} - X_j^{ref}|^2} \quad (3.17)$$

- Le second critère d'erreur est un écart type. Il s'interprète comme étant la capacité à repositionner les objets du champ selon une référence globale, ou encore, la capacité à stacker les images. C'est l'écarte type des positions corrigées de chaque étoile à travers la pile d'image. Il est noté σ_j dans la suite du document.

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{N_{im}} \sum_{i=1}^{N_{im}} |\widehat{X}_{i,j}^{corr} - avg_i(\widehat{X}_{i,j}^{corr})|^2} \quad (3.18)$$

Cette erreur est représentée par une flèche noire sur la figure 3.5.

A ce stade, deux points importants apparaissent concernant ce second critère :

- 1) Premièrement, cette erreur est toujours minorée par l'erreur sur la mesure de position de l'étoile, $\sigma_{mes,j}$, qui est la limite fondamentale de précision astrométrique dans le cas d'un système optique parfait :

$$\sigma_{mes,j} \leq \sigma_j \quad (3.19)$$

- 2) Deuxièmement, l'information donnée par ce dernier critère d'erreur est très locale dans l'image : elle est calculée aux positions des étoiles de référence utilisées lors de la résolution. Pour évaluer les performances de l'algorithme sur l'ensemble de l'image, ce critère d'erreur peut être généralisé

à des étoiles non-utilisées lors de la résolution et régulièrement réparties dans l'image. Dans la suite, cette erreur est estimée sur une grille régulière d'étoiles introduites dans l'image et non-utilisées dans l'algorithme. On note σ ce critère généralisé, et $N_{star,grid}$ le nombre d'étoiles formant la grille régulière. Ces étoiles sont désignées par l'indice j' avec $1 \leq j' \leq N_{star,grid}$:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{star,grid}} \sum_{j'=1}^{N_{star,grid}} \sigma_{j'}^2} \quad (3.20)$$

3.2.3 Etude sur des données simulées

Après avoir définis et implémenté le modèle, on souhaite maintenant valider l'algorithme et étudier ses performances sur des données simulées. Les données de simulation sont élaborées à partir du modèle direct décrit en 3.2.1. On le rappelle ici brièvement :

$$X_{i,j} = \begin{cases} x_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \\ y_j^{ref} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} L_{l-k}(x_j^{ref}) L_k(y_j^{ref}) \end{cases} + n_{i,j}$$

où :

$X_{i,j}^{data}$ est la position de l'étoile j dans l'image i ;

x/y_j^{ref} est la coordonnée x/y de référence de l'étoile j (exempte de distorsion) ;

$a_{i,m,x/y}$ est le coefficient de distorsion de l'image i associé au mode m selon l'axe x/y ;

L_i est le polynôme normé de Legendre de degré i ;

N_{modes} est le nombre de modes de distorsion considérés ;

m est l'indice de mode tel que $m(k,l) = l(l+1)/2 + k$ avec $0 \leq k \leq l \in \mathbb{N}$ et $0 \leq m \leq N_{modes}$;

d est l'ordre polynomial maximal considéré ;

$n_{i,j}$ est la valeur de bruit sur la mesure de position de l'étoile j dans l'image i .

Lors de la construction des données, les positions de références $[X_j^{ref}]_{1 \leq j \leq N_{star}}$ sont réparties aléatoirement dans l'image. Les coefficients de distorsion, $[A_i]$ sont également fixés aléatoirement en fonction du nombre de modes de distorsion, N_{modes} que l'on souhaite introduire dans les données. Afin de se rapprocher du phénomène observé dans les données réelles, la distorsion appliquée à chaque image n'excède pas 20 pixels.

On rappelle que l'on considère dans les données un modèle de bruit blanc gaussien de variance σ_{meas}^2 (voir Section 3.2.1.2 pour une description complète

des propriétés statistiques de bruit). A titre d'exemple, ce terme d'erreur est habituellement compris entre 0.002 pixel (pour une étoile très brillante) et 0.4 pixel (pour une étoile très diffuse) dans les jeux de données collectés avec l'instrument GeMS (ce qui correspond à 0.04 mas et 8 mas, respectivement). On montre en Figure 3.6, deux étoiles extraites de données GeMS, dont l'erreur de mesure vaut $\sigma_{meas} = 0.002$ pixel pour l'une et $\sigma_{meas} = 0.4$ pixel pour l'autre. Cette dernière étoile fait partie des plus diffuses qu'il est possible de détecter. Elle correspond à une magnitude $K_s=18.5$ pour un temps de pose de 60 s. Pour cette exemple, la mesure de la position a été effectuée avec un outil d'ajustement, ou "modèle fitting" utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt. La procédure complète, ainsi que le modèle utilisé sont décrits en détail en Section 4.2.1.1.

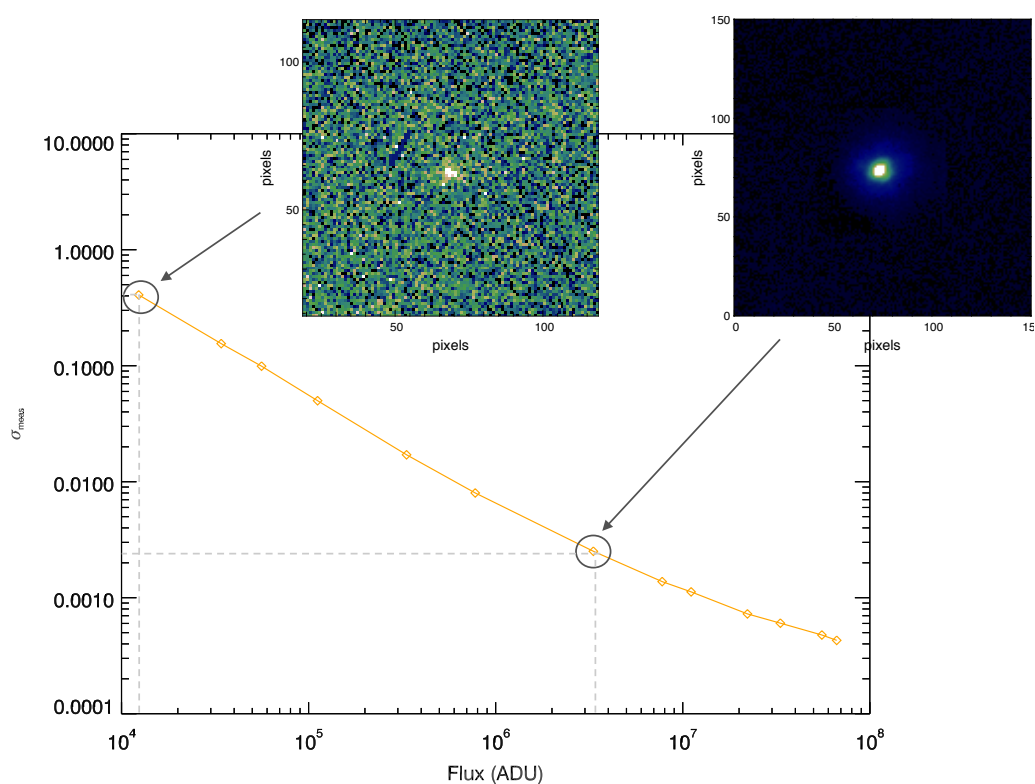


Figure 3.6 – Erreur sur la mesure de position en fonction du flux. Sont représentées, deux étoiles dont l'erreur de mesure vaut $\sigma_{meas} = 0.4$ pixel pour l'une et $\sigma_{meas} = 0.002$ pixel pour l'autre. Ces mesures de position sont effectuées avec une procédure d'ajustement décrite en détail en Section 4.2.1.1. Ces données sont issues de l'instrument GeMS.

A l'issu de chaque simulation, les performances de l'algorithme sont évaluées selon les deux critères d'erreurs décrits en Section 3.2.2.4 Dans une première partie de cette section, je décris une simulation simple, qui illustre la valida-

tion de l’algorithme et qui permet de comprendre en détail son fonctionnement. On observe en outre, l’influence de la répartition des sources de référence dans l’image. La seconde partie, est consacrée à l’étude de propagation du bruit et à l’influence de paramètres tels que le nombre de sources de référence et le nombre d’images disponibles. Dans les section 3.2.3.1 et 3.2.3.2, on suppose connu le nombre de mode de distorsion. Le nombre de mode de distorsion introduit dans les images est alors égal au nombre de modes de distorsion effectivement cherchés, dans les images : $N_{\text{modes}} = N_{\text{modes,search}}$. En revanche, dans la dernière partie de cette section 3.2.3.3, qui est dédiée à l’étude du phénomène d’aliasing, on considérera, $N_{\text{modes}} \geq N_{\text{modes,search}}$.

3.2.3.1 Validation de l’algorithme

Le résultat présenté dans cette section permet de valider l’algorithme sur une simulation simple utilisant $N_{im} = 10$ images et $N_{bstar} = 30$ étoiles de référence. On introduit aléatoirement 10 modes de distorsion, sur chacun des axes x et y (i.e. $N_{\text{modes}} = 10$, et $d = 3$). Le niveau de bruit considéré pour cette première simulation est $\sigma_{meas} = 0.14$ pixels (ce qui correspond à une étoile de magnitude ~ 18 dans les données GeMS/GSAOI).

Table 3.1 – Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour la validation de l’algorithme.

N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{\text{modes,search}}$	σ_{meas} (px)
10	30	10	10	0.14

Description des données simulées

Je détaille pour cette première simulation, les étapes de construction des données. Les positions de référence des étoiles sont représentées sur la Figure 3.7 (croix noires), et la distorsion introduite sur chacune des images est illustrée par la Figure 3.8. En haut à gauche, on montre une grille de points régulièrement répartis dans une image exempte de distorsion. Les autres images montrent les déplacements subis par cette grille régulière suite à l’application de la distorsion sur chacune des 10 images. Les déplacement (en pixels) sont représentés par une flèche bleue et sont amplifiés d’un facteur 10 pour une meilleure visibilité. Les positions de référence et les coefficients de distorsion sont fixés aléatoirement de façon à ne pas excéder 20 pixels d’intensité de déplacement.

La Figure 4.4 montre l’intensité des déplacements selon les deux axes x et y . L’échelle de couleur se situe entre -7.5 pixel (bleu foncé) et +7.5 pixels (rouge). L’intensité des déplacements est relativement plus importante en bordure de

l'image, ce qui est cohérent avec ce que l'on observe sur des données réelles.

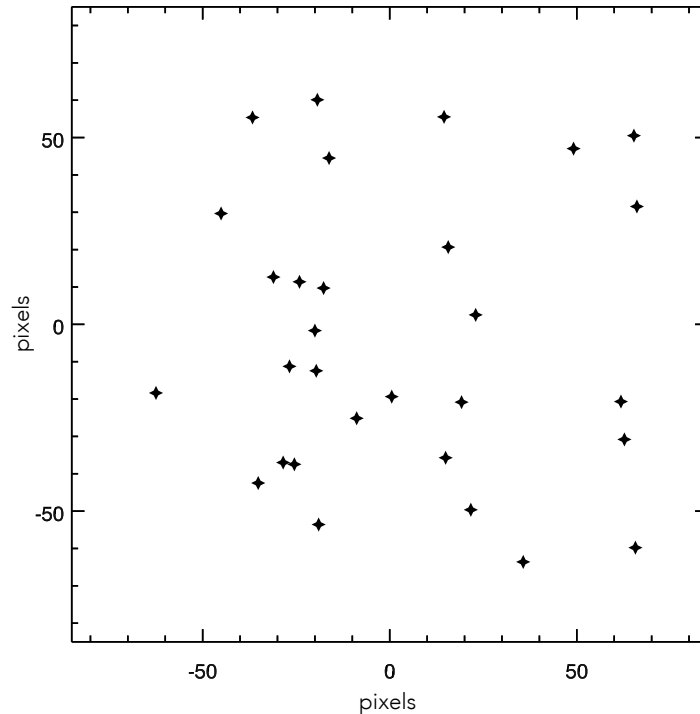


Figure 3.7 – Position de référence $[X^{ref}]$.

On s'intéresse également à la distorsion moyenne appliquée aux images qui est assimilée à la distorsion statique. C'est en effet la part de distorsion commune à toutes les images, autour de laquelle varient les distorsion dynamiques. La Figure 3.10 montre les déplacements (en pixels) induits par la distorsion moyenne. Ils sont représentés par les flèches bleues et sont amplifié d'un facteur 20. La Figure 3.11 montre l'intensité des déplacements induits par la distorsion moyenne selon les deux axes, x et y . L'échelle est également en pixel.

Résultats

Dans cette configuration de niveau de bruit pessimiste, l'algorithme permet une estimation des positions de référence avec une précision de :

$$b = 0.05 \text{ pixels} \quad (3.21)$$

Ce qui correspond à 1 mas pour l'instrument GeMS/GSAOI.

L'écart type des position corrigées, $\sigma_{j'}$ est calculé sur une grille de 150×150 étoiles (i.e. $0 \leq j' \leq 150 \times 150$) régulièrement réparties dans le champ. Le résultat

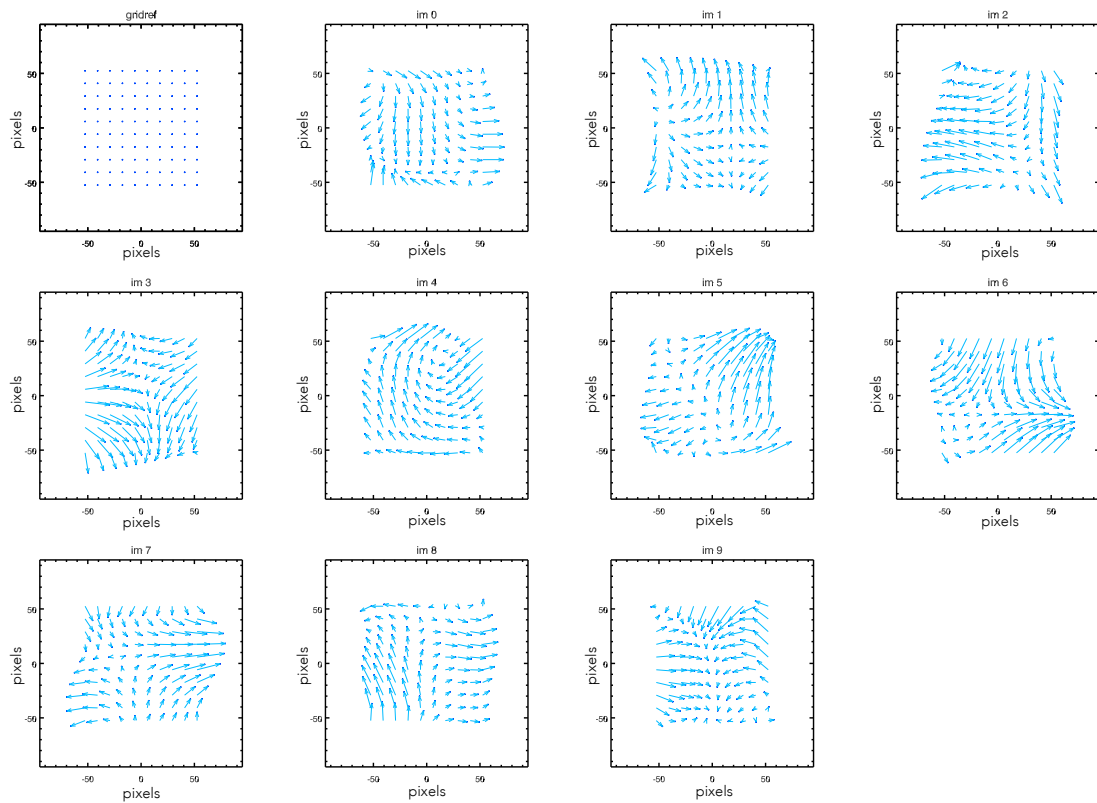


Figure 3.8 – Distorsion introduite sur chacune des 10 images. La figure en haut à gauche montre une grille de points régulièrement répartis dans une image exempte de distorsion. Les autres figures montrent les déplacements subis par cette grille régulière suite à l'application de la distorsion sur chacune des 10 images. Les déplacements (en pixels) sont représentés par une flèche bleu et sont amplifiés d'un facteur 10.

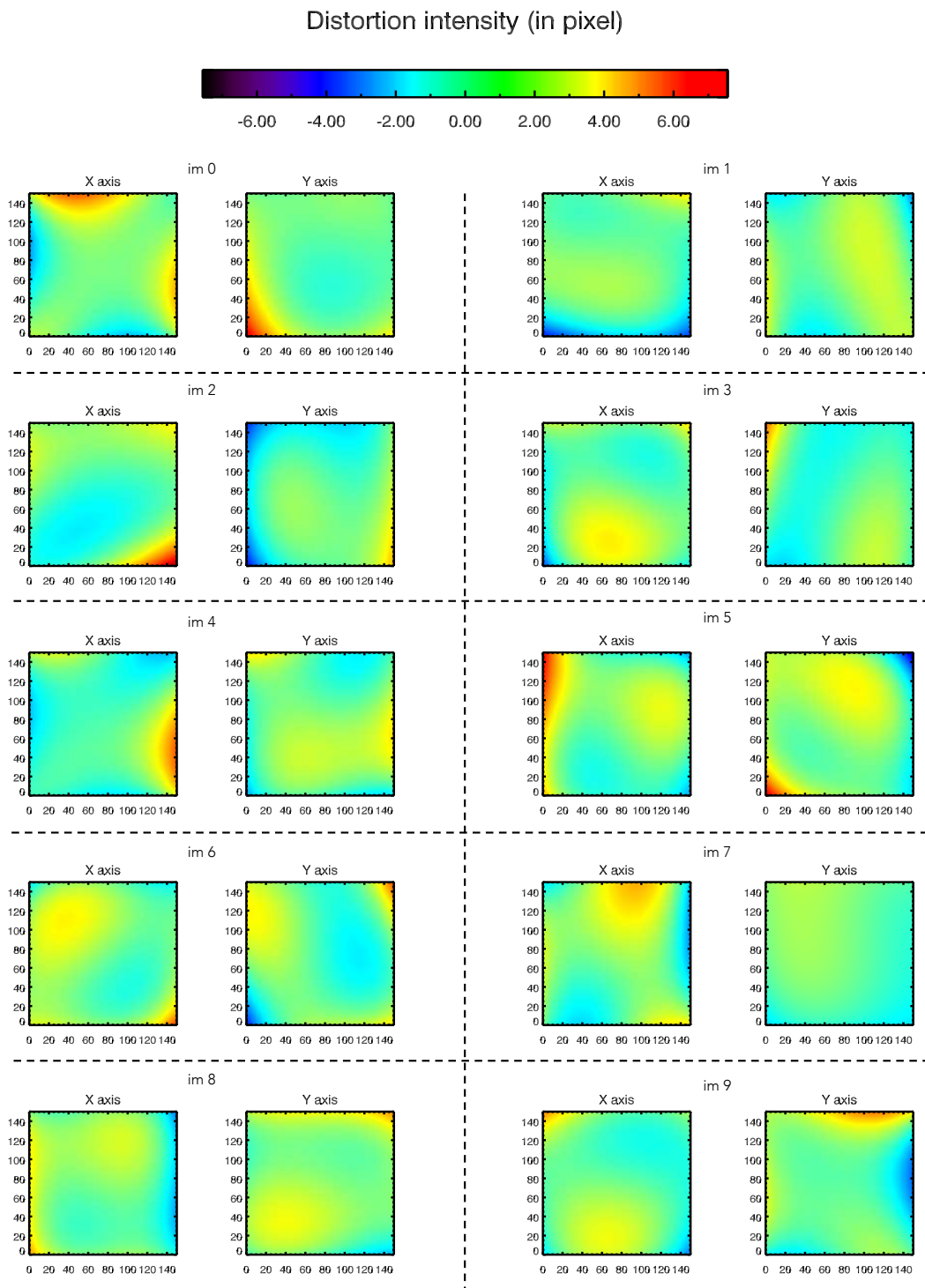


Figure 3.9 – Intensité de distorsion appliquée à chacune des 10 images selon les deux directions de déplacement x et y .

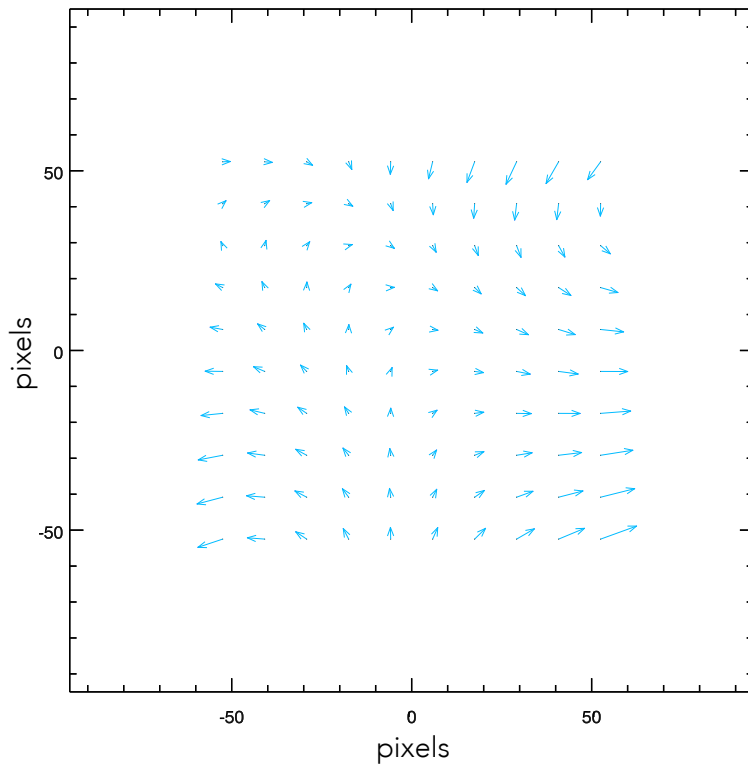


Figure 3.10 – Déplacements (en pixels) subis par une grille régulière suite à l'application de la distorsion moyenne. Les déplacements sont représentés par les flèches bleues et sont amplifié d'un facteur 20.

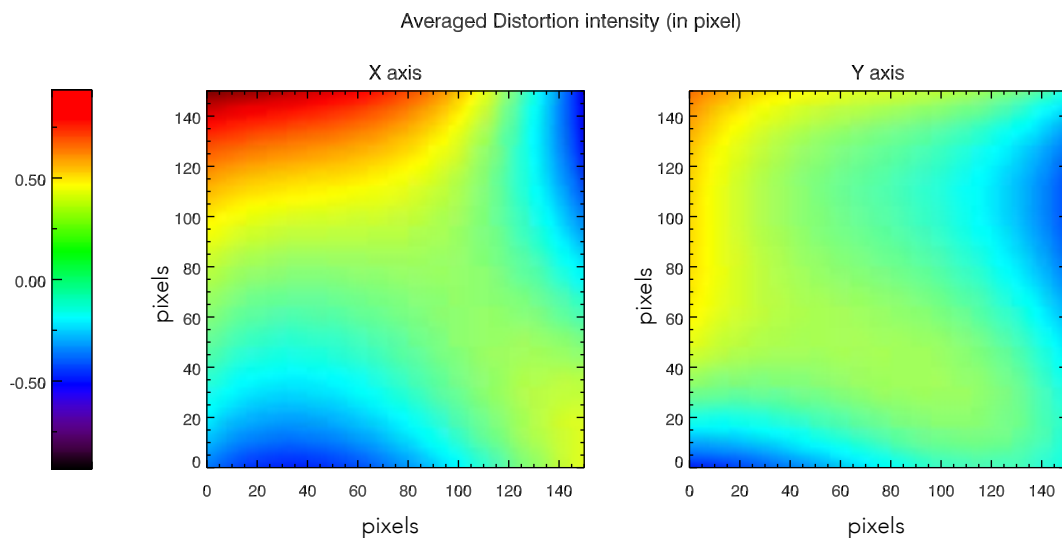


Figure 3.11 – Intensité des déplacements induits par la distorsion moyenne. Gauche : intensité de distorsion moyenne selon l'axe x . Droite : Intensité de distorsion moyenne selon l'axe y . L'échelle est en pixel.

tat est montré Figure 3.12. L'échelle de couleur se situe entre 0.05 pixels (noir) et 0.7 pixel (blanc). Sur la même figure, on a représenté l'emplacement des sources de référence (croix blanches). On voit clairement apparaître sur cette figure, une diminution des performances sur les bords de l'image. Ce résultat est attendu puisque le modèle n'est pas contraint par l'information d'une source de référence. La moyenne quadratique des écart types sur l'ensemble de la grille est de 0.2 pixel alors qu'elle chute à 0.16 pixel lorsqu'elle est calculée dans une zone délimitée par les sources de références (i.e. intérieur du cadre rouge). Dans la suite du document, ce critère est évalué sur une grille régulière de 150×150 étoiles, régulièrement réparties dans une zone délimitée par les sources de références, équivalente au contour rouge de la Figure 3.12.

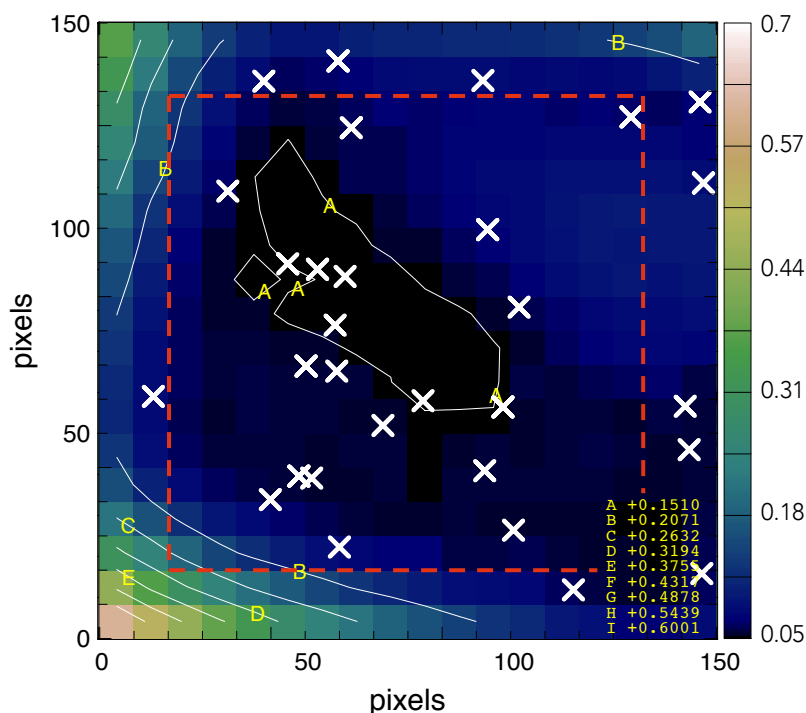


Figure 3.12 – Distribution de l'erreur σ_j' dans le champ. L'erreur est calculée sur une grille régulière de 150×150 étoiles. Les croix blanches montrent l'emplacement des sources de référence, $[X^{ref}]$. L'échelle de couleur est en pixels. L'erreur moyenne à l'intérieur du cadre rouge est de $\sigma = 0.16$ pixel

3.2.3.2 Propagation du bruit

On s'intéresse maintenant à propagation du bruit au cours du processus de minimisation. On garde pour cela, la même configuration de données avec $N_{star} = 30$ et $N_{im} = 10$. On effectue ensuite plusieurs simulations pour différents niveaux de

bruit. On prend $\sigma_{meas} \in [0.0, 0.03, 0.07, 0.14, 0.28]$ pixels. Pour chaque niveau de bruit, 100 réalisations sont effectuées : $n = 100$. Les deux critères d'erreur décrits précédemment sont alors moyennés quadratiquement sur les n réalisations. Le résultat obtenu est montré Figure 3.13 : l'erreur sur l'estimation des positions de référence, b est tracée en bleu et l'écart type des positions corrigées, σ , en noir. Tout deux sont représentés en fonction du niveau de bruit introduit sur la mesure des positions (σ_{meas}).

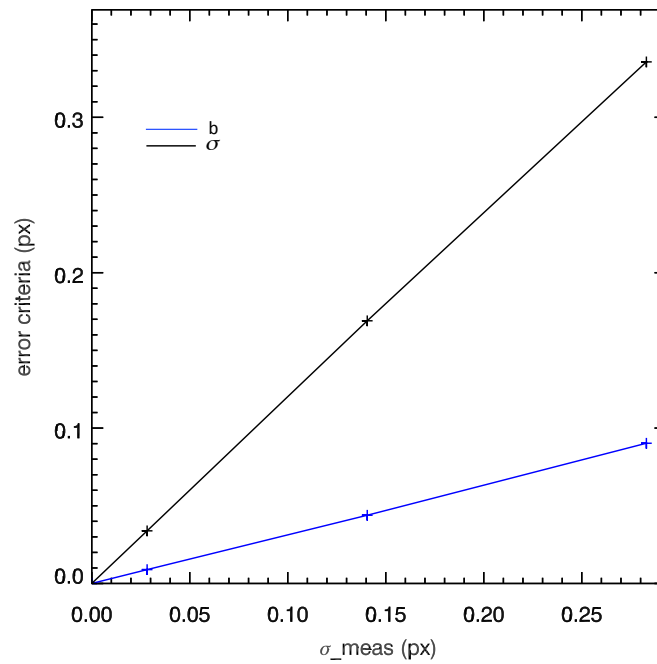


Figure 3.13 – Propagation du bruit de mesure introduit dans les données (σ_{meas}), sur les deux critères d'erreur. En bleu : le biais (b). En noir : l'écart type (σ). Tout deux sont tracés en fonction du niveau de bruit introduit sur la mesure des positions, σ_{meas} . Pour chaque niveau de bruit, 100 réalisations sont effectuées ($n = 100$). Les critères d'erreurs sont moyennés quadratiquement sur les n réalisations.

On retrouve ici, les résultats obtenus dans la section précédente (Section 3.2.3.1) pour le cas pessimiste de niveau de bruit $\sigma_{meas} = 0.14$ pixel : $b = 0.05$ pixel et $\sigma = 0.16$ pixel. La propagation du bruit sur les deux critères d'erreur décrit un comportement linéaire dont la pente représente l'amplification du bruit. Cette amplification est fonction de paramètres intrinsèques aux données, tels que le nombre de sources de référence disponibles ou le nombre d'images. Dans la suite, je décris l'influence de ces deux paramètres sur la propagation du bruit.

Table 3.2 – Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de propagation du bruit.

N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{modes, search}$	σ_{meas} (px)	n
10	30	10	10	[0,0.03,0.07,0.14,0.28]	100

Influence du nombre d'image

Pour étudier l'influence du nombre d'images sur la propagation du bruit, on effectue en premier lieu une simulation équivalente à celle décrite précédemment mais pour un nombre d'image inférieur : $N_{im} = 2$. Les courbes de propagation de bruit sur les deux critères d'erreur sont représentées en Figure 3.14. La figure de gauche rappelle les courbes obtenues pour $N_{im} = 10$, et la figure de droite montre les résultats obtenus pour $N_{im} = 2$. Dans les deux cas, le biais (b) est représenté en bleu, et l'écart type (σ) en noir.

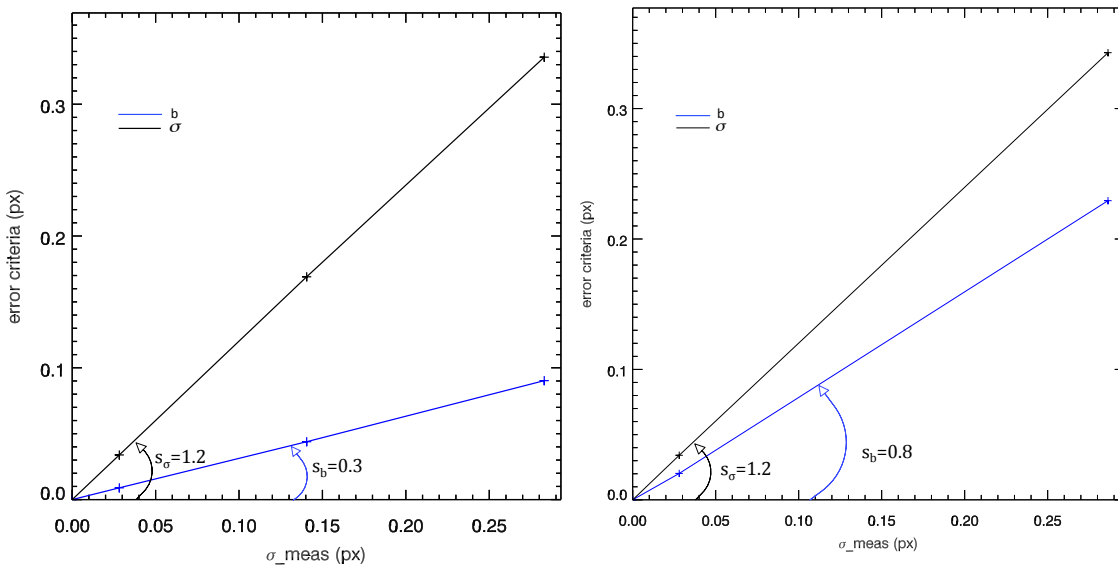


Figure 3.14 – Propagation du bruit sur les deux critères d'erreur, (b) en bleu et (σ) en noir. Gauche : $N_{im} = 10$. Droite : $N_{im} = 2$. Les pentes de propagation représentent l'amplification du bruit. On note s_b la pente de propagation du bruit sur le biais et s_σ la pente de propagation du bruit sur le critère σ .

On observe une l'influence du nombre d'image sur l'estimation des positions de référence. Le comportement de propagation du bruit reste linéaire mais la pente de la courbe, i.e. l'amplification du bruit, est plus importante pour un

faible nombre d'image :

$$\text{Pour } Nim = 10, \text{ on a } \frac{b}{\sigma_{meas}} \sim 0.3 \quad \text{alors que pour } Nim = 2 : \frac{\sigma}{\sigma_{meas}} \sim 0.8$$

Dans la suite, on s'intéresse aux pentes de propagation de bruit notée (s_b) et (s_σ) représentées sur la Figure 3.14 et définies comme suit :

$$s_b = \frac{b}{\sigma_{meas}} \quad \text{et} \quad s_\sigma = \frac{\sigma}{\sigma_{meas}} \quad (3.22)$$

Elle sont tracées en fonction du nombre d'images, pour $Nim \in [2, 10, 50, 100]$ sur la Figure 3.15 : s_b (en bleu) et s_σ (en noir). Ces courbes confirment les tendances observées en Figure 3.14. L'écart type des positions corrigées n'est pas affecté par le nombre d'image puisque sa pente de propagation de bruit reste constante. En revanche, le biais, c'est à dire la capacité à estimer les positions de référence, diminue lorsque le nombre d'image augmente. Plus précisément, on peut dire en bonne approximation que le biais évolue proportionnellement à $\frac{1}{\sqrt{Nim}}$:

$$b = \frac{\sigma_{meas}}{\sqrt{Nim}} \quad (3.23)$$

Ce résultat s'explique par le fait que lorsque le nombre d'images augmente, le nombre de mesures indépendantes sur la position de chaque étoile est également augmenté, tandis que le nombre de positions à estimer (ie, le nombre d'étoiles) reste constant : la quantité de données augmente, pour un nombre d'inconnues constant, donc s_b diminue. En revanche, pour chaque image supplémentaire, il est nécessaire d'estimer une nouvelle carte de distorsion : le nombre d'inconnues augmente avec la quantité de données et s_σ reste constant.

Table 3.3 – Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de l'influence du nombre d'image.

N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{modes, search}$	σ_{meas} (px)	n
[2,10,50,100]	30	10	10	[0,0.03,0.07,0.14,0.28]	100

Influence du nombre d'étoiles

De la même façon, on s'intéresse maintenant à l'influence du nombre de sources de référence (N_{star}) utilisées lors de la minimisation, sur la propagation du bruit. On fait varier cette fois le nombre d'étoiles $N_{star} \in [20, 30, 100, 200]$ pour un nombre d'image fixé à $N_{im} = 10$. Les résultats sont montrés en Figure 3.16. Les pentes de propagation du bruit s_b (en bleu) et s_σ (en noir) sont tracées en

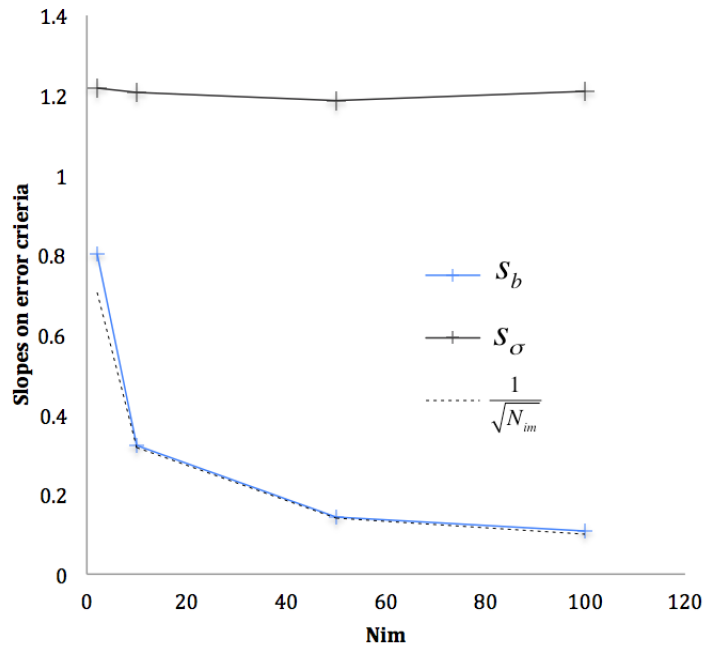


Figure 3.15 – Evolution des pentes de propagation du bruit sur les deux critères d'erreur en fonction du nombre d'image : en noir (s_σ), en bleu (s_b). En traits pointillés, la courbe d'équation $y = 1/\sqrt{x}$

Table 3.4 – Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude de l'influence du nombre de sources de référence.

N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{modes, search}$	σ_{meas} (px)	n
10	[20,30,100,200]	10	10	[0,0.03,0.07,0.14,0.28]	100

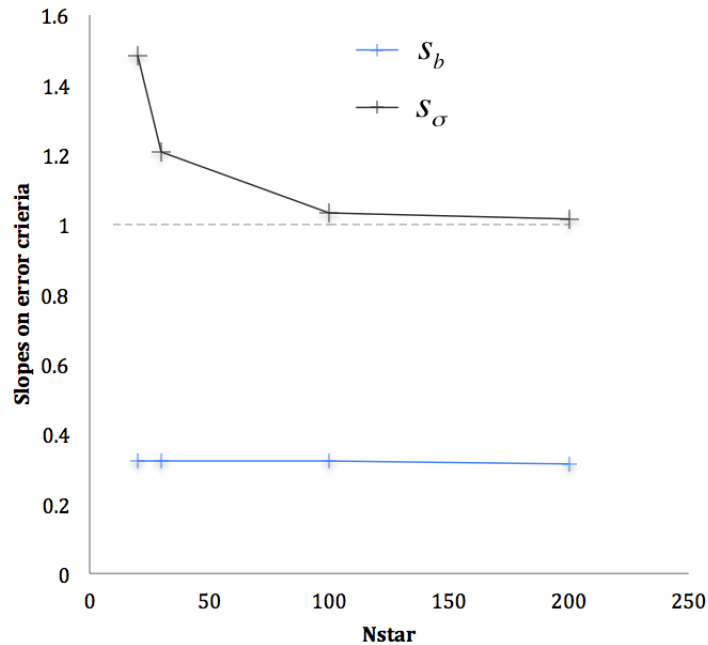


Figure 3.16 – Evolution des pentes de propagation du bruit sur les deux critères d'erreur en fonction du nombre de sources de référence : en noir (s_σ), en bleu (s_b). En traits pointillés, la droite $y = 1$.

fonction du nombre d'étoiles.

A l'inverse de ce qui est observé dans le paragraphe précédent, le nombre d'étoiles utilisées lors de la résolution (N_{star}) affecte seulement l'écart type des positions corrigées (σ). L'estimation des positions de référence n'est pas impactée puisque la pente de propagation de bruit associée reste constante.

Ceci résulte du fait qu'un nombre croissant d'étoiles permet une meilleure estimation de la distorsion dans l'ensemble de l'image : la quantité de données augmente et le nombre de paramètres de distorsion à estimer reste constant. En revanche, le nombre de positions inconnues à mesurer augmente avec le nombre d'étoiles. Cela implique que s_σ diminue et s_b reste constant. En pratique, une centaines d'étoiles suffisent à atteindre la limite fondamentale de précision astrométrique (σ_{meas}) mentionnée en Section 3.2.2.4. On a alors $\sigma \simeq \sigma_{meas}$ et $s_\sigma \simeq 1$.

L'ensemble de ces résultats peuvent se résumer de la façon suivante : pour un même niveau de bruit dans les données, l'estimation de la position de référence d'une étoile (caractérisée par le biais), est d'autant plus précise que le nombre de mesures disponibles sur cette étoiles est grand : cela équivaut à avoir un grand nombre d'image. A l'inverse, la capacité à repositionner les images selon une

référence globale (i.e. l'écart type des positions corrigées), dépend seulement du nombre de sources de référence disponibles dans le champ pour estimer la distorsion sur l'ensemble de l'image.

3.2.3.3 Etude d'aliasing

Cette dernière section est dédiée à l'étude du phénomène d'aliasing. Dans les simulations précédentes, nous avons supposé : $N_{\text{mode}} = N_{\text{modes, search}}$. L'effet d'aliasing (décrit en Section 1.1.2) apparait ici lorsque le nombre de modes de distorsion estimés par l'algorithme est plus petit que le nombre de mode effectivement présents dans les données. Quand cela se produit, les modes de distorsion non-estimés affectent l'estimation des autres modes de distorsion. Pour quantifier cet effet, on effectue des simulations avec $N_{\text{modes, search}} \leq N_{\text{mode}}$ et on s'intéresse à l'erreur d'estimation de chaque coefficient de distorsion. Les simulations sont effectuées sur des mesures non bruitées ($\sigma_{\text{meas}} = 0$) avec un très grand nombre d'étoiles, ($N_{\text{star}} = 1000$) de façon à moyenner l'effet d'aliasing sur l'ensemble de l'image.

Dans un premier temps, on cherche à estimer les modes de distorsion d'ordre 3 (on a alors $d = 3$ et $N_{\text{modes}} = 10$) tout en introduisant une transformation supplémentaire d'ordre 4 (le mode $b_{11} \sim x^4$) selon l'axe x seulement. Les erreurs d'estimation des coefficients associés aux modes de distorsion d'ordre 3 sont représentés en vert sur la Figure 3.17. Elles sont moyennées quadratiquement sur l'ensemble des images et représentées en valeur absolue. La valeur du coefficient associé au mode de distorsion d'ordre 4, non-estimé, est représenté en rouge. Sur le graphe, les modes de distorsion sont identifiés en abscisse selon leur degré polynomial en x et y . Pour chaque mode, la première valeur correspond à la distorsion appliquée à la coordonnée x et la seconde à la distorsion appliquée à la coordonnée y .

On observe ici trois résultats important concernant le repliement du mode b_{10} proportionnel à x^4 et introduit sur l'axe x , sur l'ensemble des modes d'ordre 3 :

- les modes affectés par l'aliasing sont les modes de même parité que le mode non-estimé :
 - modes affectés : $b_0 \sim x^0$ et $b_4 \sim x^2$
 - mode non-estimé : $b_{10} \sim x^4$
- le mode non-estimé est introduit selon l'axe x , et n'affecte que les modes estimés selon l'axe x .
- La somme quadratique des erreurs est égale à la valeur du coefficient non-estimé : l'énergie est conservée.

Ces trois résultats sont valables quelque soit le mode de distorsion considéré. Les modes non-estimés affectent seulement les modes de géométrie similaire, et

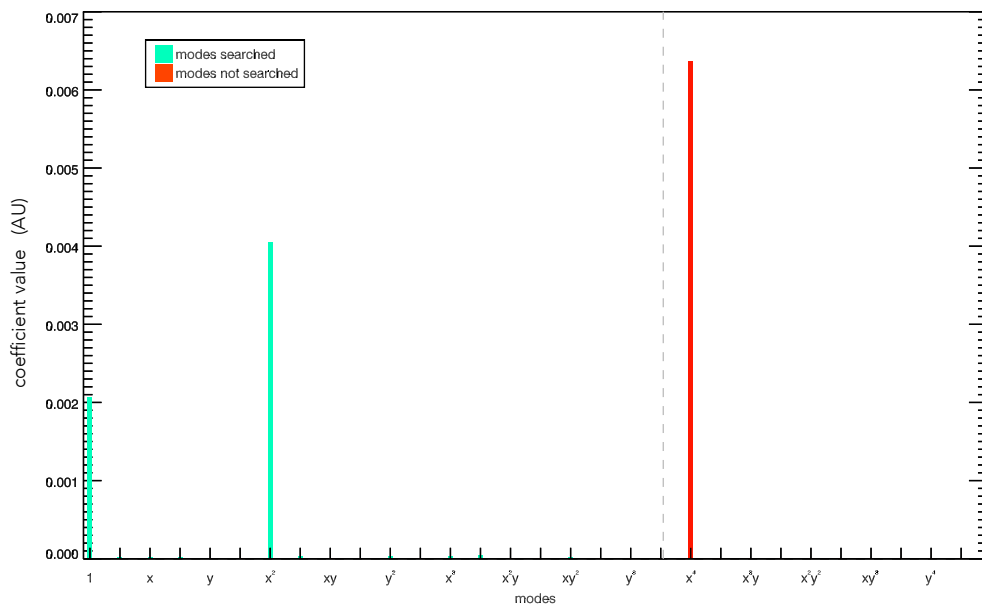


Figure 3.17 – Repliement d'un mode de distorsion d'ordre 4 ($b_{10} \sim x^4$) sur les modes de distorsion d'ordre maximal $d = 3$. Les erreurs d'estimation des coefficients sont représentées en vert (en valeur absolue). La valeur du coefficient associé au mode de distorsion non-estimé est représenté en rouge. Les modes de distorsion sont identifiés selon leur degré polynomial en x et y . Pour chaque mode, la première valeur correspond à la distorsion appliquée à la coordonnée x et la seconde à la distorsion appliquée à la coordonnée y .

la quantité d'énergie est conservée, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'amplification de l'erreur d'aliasing. En pratique, ces résultats permettent d'optimiser les paramètres de l'algorithme : en fonction du niveau de bruit et de la quantité de distorsion que l'on s'attend à trouver dans les données, on est capable de prédire l'erreur d'aliasing et de la minimiser en ajustant le nombre de mode de distorsion à estimer.

Table 3.5 – Tableau récapitulatifs des paramètres utilisés pour l'étude d'aliasing.

N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{modes, search}$	σ_{meas} (px)	n
10	1000	11	10	0.0	1

3.3 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre, une méthode optimale de correction de la distorsion entièrement développée au cours de cette thèse. Cette méthode, s'appuie sur une approche MV développée initialement par [Gratadour et al. \[2005\]](#) pour répondre à la problématique du recentrages d'images isoplanétiques. Le travail effectué ici a permis de généraliser cette approche à tout type de déformation du champ.

Les méthodes classiques de correction de la distorsion se heurtent à des difficultés liées à la variabilité de celle-ci au cours du temps. Ce phénomène est, comme nous l'avons déjà mentionné, particulièrement visible sur les données MCAO, où la variation se mesure au cours d'une même nuit. Il affecte cependant, d'une façon plus ou moins marquée, tout système optique. Les calibrations de la distorsion effectuées pour chaque instrument, souvent contraignantes et coûteuses en terme de temps d'observation, ont alors une durée de vie limitée et doivent être réitérées régulièrement.

La méthode proposée ici a été développée dans le but de prendre en compte cette variabilité de la distorsion au cours du temps. Elle permet de calculer une carte distorsion spécifique à chaque jeu de donnée et chaque image individuelle au sein d'un même jeu. Pour cela, on suppose une connaissance *a priori* de la distorsion statique de l'instrument. Les cartes de distorsions calculées varient alors autour de la distorsion statique, tout en s'adaptant à chaque image. Cette nouvelle méthode présente également la particularité de proposer pour chaque champ observé, une estimation des positions de référence, exemptes de distorsion. Selon l'objectif scientifique de chaque étude (photométrie, astrométrie), les deux ensembles de paramètres estimés (les cartes de distorsions, et les positions de référence), peuvent être utilisés indépendamment.

La méthode s'appuie sur la résolution d'un problème inverse par la minimisation d'un critère à plusieurs variables au sens des Moindres Carrés Pondérés. Cette approche nécessite la caractérisation complète du modèle direct de formation des données, qui inclue également le modèle de formation du bruit.

Dans ce chapitre, j'ai défini ce modèle, et détaillé l'implémentation pratique de l'algorithme de minimisation du critère. J'ai ensuite pu utiliser des données de simulation d'une part, pour valider l'algorithme, et d'autre part, pour caractériser ses performances. Ces dernières sont évaluées pour différents types d'observations, selon deux critères : la capacité à repositionner les étoiles selon une référence commune, et la capacité à évaluer les positions de référence. En particulier, l'influence du nombre de sources disponibles dans le champ, du nombre d'images individuelles, et du nombre de modes de distorsion recherchés dans les données, est quantifiée. Ces simulations permettent de mieux appréhender le fonctionnement de l'algorithme et en particulier, son comportement vis à vis du bruit présent dans les données. Nous avons ainsi pu mettre en évidence une propagation du bruit minimale due au caractère "pondéré" de la minimisation. Cette gestion optimale du bruit autorise l'utilisation de toutes les sources disponibles dans le champ, même les plus faibles, pour estimer la distorsion. Cette propriété est particulièrement avantageuse, lorsqu'il s'agit de corriger la distorsion sur des champs à très faible densité d'étoiles.

D'une façon plus générale, l'ensemble de ces résultats permet de prédire la précision de correction de la distorsion associée à chaque configuration de données. Il s'agit maintenant de valider cette méthode sur un jeu de données réelles : c'est ce que je présente dans le chapitre suivant.

4 Correction de la Distorsion - Application aux données de N159W

Dans ce chapitre, je présente la première application sur données réelles, de la nouvelle méthode de correction de la distorsion développée au cours de cette thèse. Les données utilisées sont extraites des observations GeMS/GSAOI de la région de formation d'étoiles N159W, dont l'étude est détaillée dans le Chapitre 2. En effet, le grand nombre d'étoiles relativement brillantes et isolées disponibles dans le champ N159W en font un cas idéal pour expérimenter de nouvelles techniques de corrections de la distorsion.

On rappelle ici que la méthode de distorsion proposée s'appuie sur une connaissance de la distorsion statique de l'instrument. Dans les simulations présentées au Chapitre 3, on suppose connue (par de précédentes calibrations) cette distorsion statique. Dans le cas de l'instrument GeMS/GSAOI, une telle calibration a récemment été effectuée par [Massari et al. \[2016\]](#), qui utilisent la méthode de comparaison avec un champ de référence décrite en Section 3.1. Ils se basent pour cela, sur des données issues du télescope HST.

En s'appuyant sur les catalogues de positions d'étoiles fournis par [Massari et al. \[2016\]](#), je m'attache dans une première partie de ce chapitre, à exprimer la distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI selon le modèle de distorsion considéré dans notre cas, c'est à dire la base 2D des polynômes de Legendre normés (décrite en Section 3.2.1.1). La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la construction des catalogues d'entrée de l'algorithme. Je décris en particulier les procédés utilisés pour mesurer les flux et positions des étoiles, ainsi que les simulations réalisées pour estimer le bruit associé à chaque mesure. Enfin, dans la troisième partie de ce chapitre, je détaille le processus de correction, les résultats obtenus sur ces données, ainsi que le gain apporté par cette méthode.

4.1 Distorsion statique

La distorsion de l'instrument GeMS/GSAOI a été récemment calibrée par [Massari et al. \[2016\]](#) par comparaison avec un champ de référence (méthode détaillée en section 3.1). Ils utilisent des données de l'amas globulaires NGC6681 collectées avec la camera WFC/ACS du télescope HST, comme référence pour

étalonner leurs propres observations de ce même amas, obtenues avec l'instrument GeMS/GSAOI. En m'appuyant sur les catalogues de positions d'étoiles fournis par [Massari et al. \[2016\]](#), je donne dans cette section une description de la distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI exprimée selon le modèle de distorsion considéré dans notre cas (voir [3.2.1.1](#) pour une description détaillée du modèle de distorsion). Dans une première partie je décris les données GeMS/GSAOI et HST utilisées. Dans une seconde partie je présente le modèle de distorsion statique exprimé sur la base 2D des polynômes de Legendre normés et retenu pour la suite de l'étude.

4.1.1 Description des données

Les catalogues de positions utilisés pour décrire la distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI ont été élaborés par [Massari et al. \[2016\]](#) sur la base d'observations de l'amas globulaire NCG6681. Cette région très dense (7770 étoiles détectées dans le champ), est idéale pour une calibration précise de la distorsion sur l'ensemble de l'image. La calibration est effectuée en comparant des données issues de l'instrument GeMS/GSAOI, à des données issues du télescope HST combiné à la camera WFC/ACS. On rappelle ici que la distorsion de la camera WFC/ACS a été étalonnée par [Úbeda et al. \[2013\]](#) avec une précision de 1 mas. Ainsi, les données issues de cette camera sont considérées, dans la suite comme références exemptes de distorsion. Les caractéristiques des deux jeux de données ainsi que la méthode d'élaboration des catalogues sont décrits dans les sections suivantes.

4.1.1.1 Les données GeMS/GSAOI

Les données GeMS/GSAOI ont été collectées en 2013 dans le cadre des programmes GS-2012B-SV-406, GS-2013A-Q-16 et GS-2013B-Q-55 (PI : McConnachie). Elles comptent 8 images obtenues avec un temps de pose de 160 secondes, à la fois en filtres J and K_s . Chaque image est décalée de quelques pixels afin de combler les espaces présents entre les quatre détecteurs de la camera GSAOI. La réduction des images consiste en une soustraction du ciel et un flat-dome. Puis, les catalogues de positions sont élaborés à l'aide du logiciel DAOPHOT (Stetson 1987). La FWHM moyenne dans le champ est de 110 mas en bande K_s , avec un écart type de 10 mas et 120 mas en bande J avec un écart type de 20 mas. A chaque image est associé un catalogue comprenant les positions et les flux de chaque étoile détectée dans le champ.

4.1.1.2 Les données HST

Les données issues du télescope spatial HST ont été collectées en mai 2006 dans le cadre du programme GO- 10775 (PI : Sarajedini) avec la camera WFC/ACS. Celle-ci est composée de deux détecteurs de 2048×4096 pixels de taille angu-



Figure 4.1 – Amas globulaire NGC6681 dans le visible. Crédits : REU program/NOAO/AURA/NSF.

laire 50 milliarcsecondes/pixels. Les deux détecteurs sont espacés d'une rangée de 50 pixels, et le champ de vu total est de $202'' \times 202''$. Le jeu de données consiste en 8 images comprenant 4 images obtenues avec un temps de pose de 140 secondes en filtre F606W, et 4 images obtenues avec un temps de pose de 150 secondes en filtre F814W. La réduction ainsi que l'analyse des données sont effectuées à l'aide du programme `img2xym` WFC.09×10 documenté par [Anderson et al. \[2006\]](#) qui conduit à l'élaboration d'un catalogue global comprenant les magnitudes et positions de chaque étoiles du champ. Enfin, les positions des étoiles sont corrigées de la distorsion grâce à la calibration effectuée par [Úbeda et al. \[2013\]](#).

Pour obtenir un catalogue de référence valide à l'époque des observations GeMS (mai 2013), les positions des étoiles sont ensuite déplacées selon leur position attendue 6.914 années plus tard, grâce à l'estimation du mouvement propre de l'amas NGC6681 calculé par [Massari et al. \[2013\]](#). De cette façon on s'assure que les différences de positions mesurées entre les deux jeux de données proviennent uniquement de la distorsions.

Les caractéristiques des deux caméras GSAOI et ACS/WFC sont résumées Figure 4.2. On précise ici que les catalogues de positions d'étoiles sont élaborés indépendamment pour chaque détecteur. Le catalogue mis à notre disposition concerne seulement les données acquises avec le détecteurs 2 (en rouge sur la

Figure 4.2). La suite de l'étude est donc consacrée à la correction de la distorsion du détecteur 2.

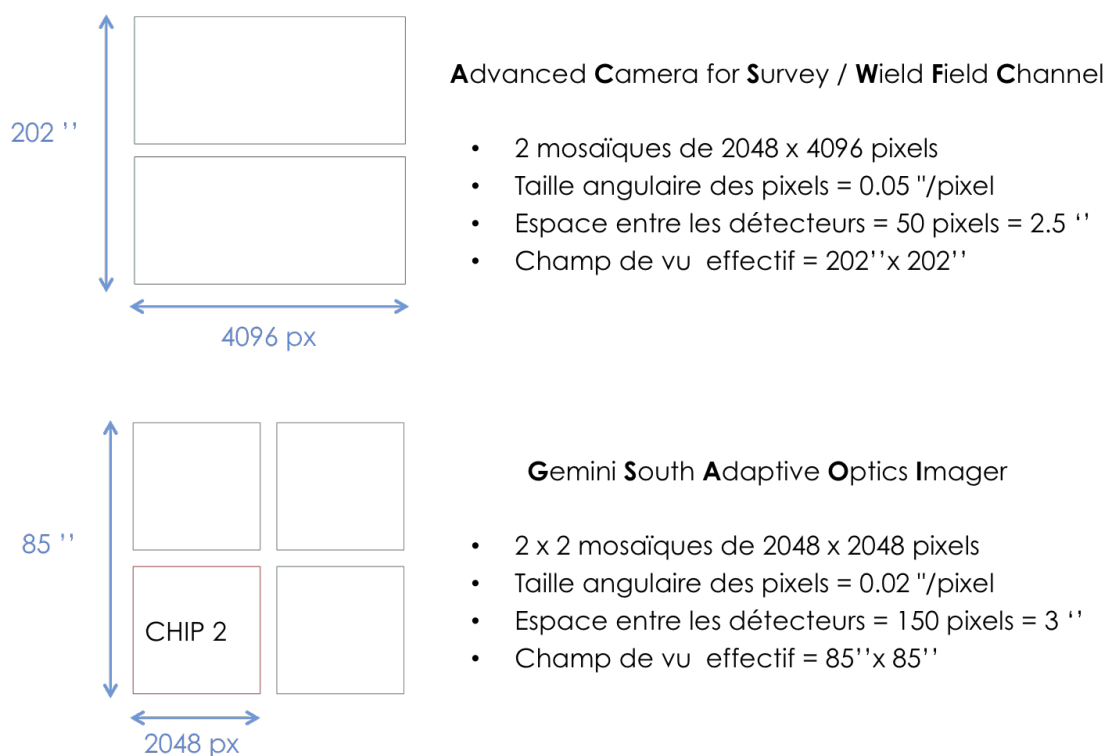


Figure 4.2 – Caractéristiques principales des deux camera ACS/WFC (haut), et GSAOI (bas). Le détecteur représenté en rouge est noté détecteur 2 dans la suite du document.

4.1.2 Estimation de la distorsion statique

A ce stade, on dispose de :

- 1 catalogue de référence, comprenant les positions des étoiles dans les données issues du télescope HST.

Dans la suite, la position de référence d'une étoile j est notée X_j^{hst} .

- 8 catalogues de positions d'étoiles associés à chacune des 8 images collectées avec l'instrument GeMS/GSAOI. Chacune de ces images est associée à un indice i (avec $1 \leq i \leq 8$).

Dans la suite, la position d'une étoile j dans l'image i est notée $X_{i,j}^{\text{gems}}$.

Ces catalogues permettent de calibrer la distorsion associée à chacune des 8 images, selon les trois étapes décrites ci-dessous :

- 1) Identification des étoiles communes entre chaque image i , et la référence. Le nombre d'étoiles communes se situe entre 1543 et 1782 selon les images

et est noté $N_{star,i}$;

- 2) Mesure, pour chaque étoiles commune, de la différence de position $\Delta_{i,j}$ tel que :

$$\Delta_{i,j} = X_{i,j}^{gems} - X_j^{hst} \quad (4.1)$$

- 3) Projection des différences de positions sur la base 2D des polynômes de Legendre selon le modèle décrit en Section 3.2.1.1, ce qui revient à chercher pour chaque image i , les coefficients de distorsion $(a_{i,m,x/y})_{0 \leq m \leq N_{modes}}$ notés \widehat{A}_i tels que :

$$\widehat{A}_i = \arg \min_{A_i} [J'_d([X^{hst}], A_i)] \quad (4.2)$$

où :

$$J'_d([X^{hst}], A_i) = \sum_{j=1}^{N_{star,i}} \left| \Delta_{i,j} - \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_k(x_j^{hst}) L_{l-k}(y_j^{hst}) \right|^2 \quad (4.3)$$

On rappelle que :

L_k est le polynôme de Legendre normé, de degré k ;

m est l'indice de mode tel que $0 \leq m \leq N_{modes} - 1$ et $m(l,k) = l \times (l + 1)/2 + k$;

d est le plus haut degré de polynôme considéré et $N_{mode} = (d + 1)(d + 2)/2$;

$a_{m,i,x/y}$ est le coefficient de distorsion associé au mode m sur l'image i selon l'axe x/y ;

On définit alors le résidu de projection (r_d) comme étant la valeur du critère J'_d pour $A_i = \widehat{A}_i$:

$$r_d = J'_d([X^{hst}], \widehat{A}_i) \quad (4.4)$$

Un résidu de projection minimal de 3.10^{-5} pixels est atteint pour $N_{modes} = 10$ ce qui correspond à un modèle polynomial d'ordre $d = 3$. La moyenne des coefficients de distorsion alors obtenues sur les 8 images est représentées sur la Figure 4.3. Les coefficients de distorsion associés à l'axe x sont représentés en orange et les coefficients de distorsion associés à l'axe y sont représentés en rouge. Les barres d'erreur sont amplifiées d'un facteur 5 sur la figure, et représentent l'écart type de chaque coefficient sur les 8 images : cela correspond à une variation de la distorsion de l'ordre de 0.5 pixels entre les prises de vues.

Cette distorsion moyenne est la meilleure estimation de la distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI dont nous disposons. Les coefficients associés seront notés A_{stat} dans la suite du document.

L'intensité des déplacements induits par cette carte de distorsion est représentée sur les Figures 4.4 et 4.5. La première tient compte des transformations d'ordre 1 alors que la seconde illustre seulement les transformations d'ordre 2 et 3. Les déplacements induits par les transformations d'ordres 2 et 3 sont représentés Figure 4.6.

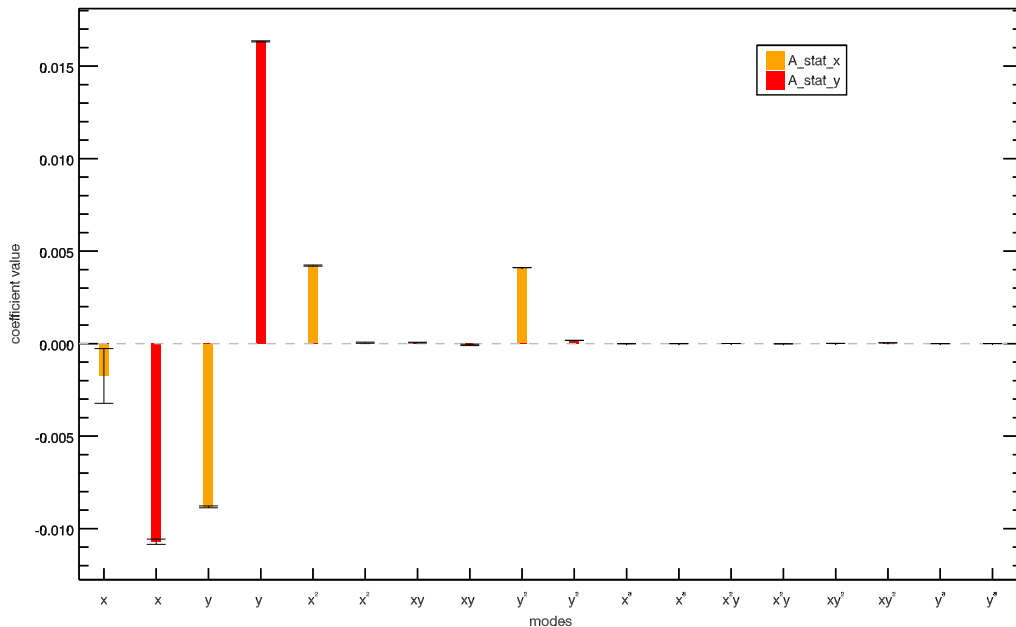


Figure 4.3 – Moyenne des coefficients de distorsion sur les différentes images issues de l'instrument GeMS/GSAOI. Orange : distorsion selon l'axe x . Rouge : distorsion selon l'axe y . Les barres d'erreurs sont amplifiées d'un facteur 5 et représentent l'écart type des coefficients sur les 8 images. Dans la suite, ces coefficients sont notés A_{stat} et considérés comme les coefficients de distorsion statique de l'instrument.

La Figure 4.4, qui inclut le premier ordre de distorsion, montre un pic de déplacement de l'ordre de 20 pixels (400 mas) selon les deux directions de l'image. La Figure 4.5 qui représente seulement les transformation d'ordre 2 et 3 montre un pic de déplacement de 9 pixels (180 mas) selon l'axe x et seulement 0.5 pixel (10 mas) selon l'axe y . De plus, on voit clairement apparaitre sur la Figure 4.6 des structures circulaires centrées sur le détecteur correspondant à un changement de direction du déplacement selon l'axe x . Ces structures, également observées par d'autres utilisateurs de l'instrument GeMS/GSAOI sur les différents détecteurs (Ammons et al. [2016], et Paolo Turri lors d'une communication privée), font encore l'objet de discussions quant à leur origines. Ammons et al. [2016]

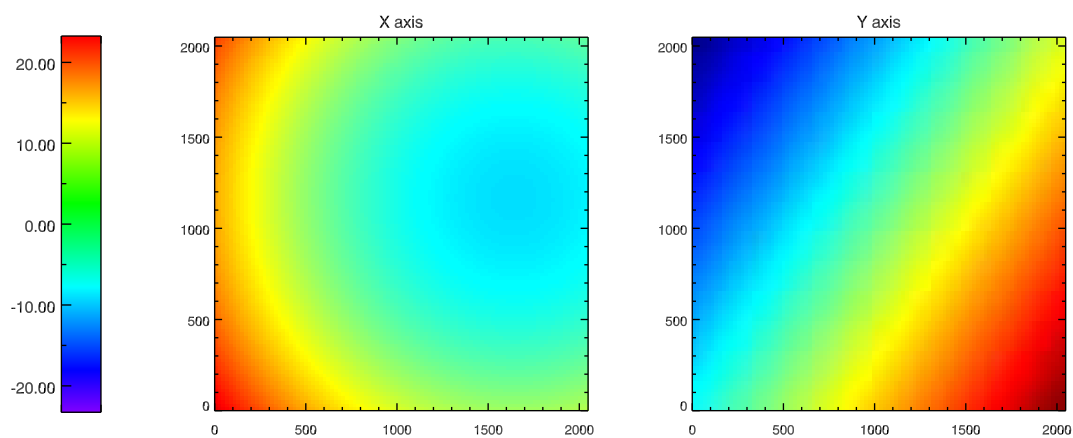


Figure 4.4 – Intensité des déplacements associés la distorsion moyenne de l'instrument GeMS/GSAOI. Gauche : déplacement induits sur la coordonnée x . Droite : déplacement induits sur la coordonnée y . Les transformations d'ordre 1 et plus sont représentées.

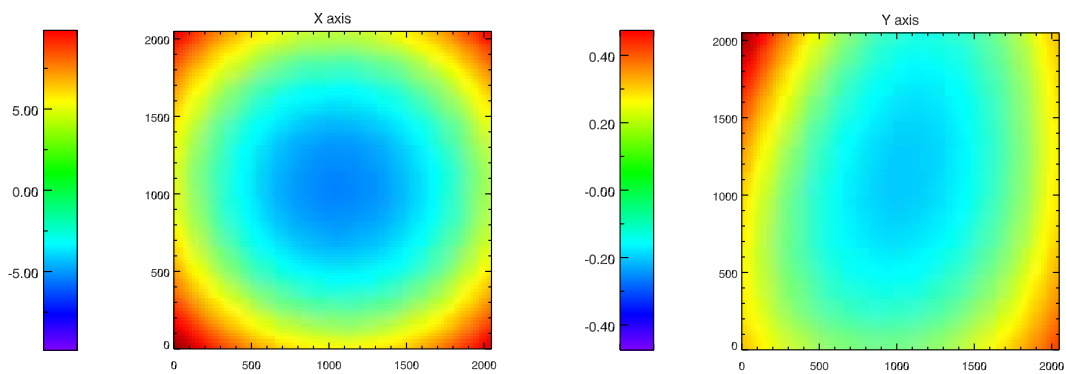


Figure 4.5 – Intensité des déplacements associés la distorsion moyenne de l'instrument GeMS/GSAOI. Gauche : déplacement induits sur la coordonnée x . Droite : déplacement induits sur la coordonnée y . Sont représentées les transformations d'ordre 2 et 3.

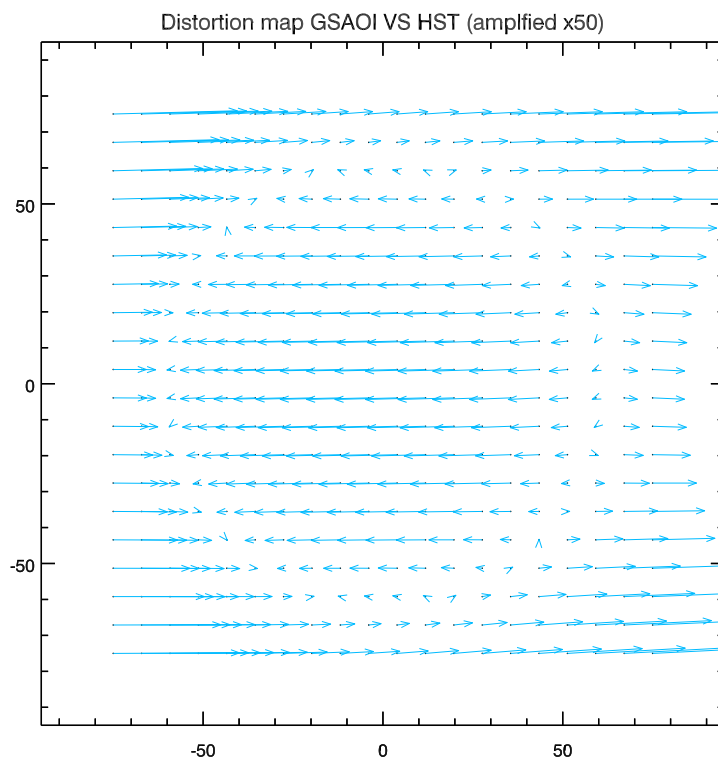


Figure 4.6 – Déplacements induits par la distorsion moyenne de l'instrument GeMS/GSAOI. Sont représentées les transformations d'ordre 2 et 3. Pour une meilleure visibilité, les déplacements sont amplifiés d'un facteur $\times 50$.

précisent que ces structures circulaires sont également observées sur d'autres détecteurs de type H2RG, par exemple, le détecteur SHARCS (Shane Adaptive optics infraRed Camera-Spectrograph) du télescope de 3 m du Lick Observatory (McGurk et al. [2014]).

4.2 Correction de la distorsion des données N159W

Les données disponibles sur la distorsion statique de l'instrument GeMS/GSAOI, nous permettent de mettre en pratique la méthode de correction de la distorsion développée au cours de cette thèse sur des données réelles issues de ce même instrument. Les données utilisées proviennent des observations de la jeune région de formation d'étoiles N159W dont les caractéristiques sont détaillées au Chapitre 2. Dans la première partie de cette section, je détaille le processus de construction des catalogues de positions et flux associés à ces observations, qui seront les données d'entrée de l'algorithme d'estimation de la distorsion. La seconde partie est consacrée au processus de correction : je présente les résultats obtenus, et mets en évidence le gain apporté par cette nouvelle méthode de correction, vis à vis des méthodes existantes.

4.2.1 Construction des catalogues d'entrée

La correction de la distorsion nécessite une liste des positions et flux de chaque étoile dans chaque image ainsi que la liste des incertitudes associées à ces mesures. En effet, l'erreur sur la mesure de position est utilisée dans le processus d'estimation de la distorsion puisqu'elle est reliée au coefficient de pondération, comme cela est expliqué en Section 3.2.1.1. Elle sera également utilisée pour quantifier les performances de l'algorithme en Section 4.2.2.1, puisqu'elle représente la limite fondamentale de l'erreur astrométrique (voir Section 3.2.2.4). La première partie de cette section est consacrée au processus de mesure des positions et flux. Dans la seconde partie je décris les simulations utilisées pour estimer les erreurs associées à chaque mesure. On rappelle que l'étude qui suit concerne les données acquises par le détecteur 2 de la camera GSAOI.

4.2.1.1 Mesure de positions

Les données utilisées dans la suite de ce chapitre, sont issues des observations de la région N159W décrites en détail dans le Chapitre 2. Il s'agit d'un échantillon de 11 images obtenues en bande K_s . Les détails des observations ainsi que le processus de réduction des données sont décrits dans l'article joint au Chapitre 2.

Pour appliquer la méthode de correction de la distorsion proposée, il est nécessaire d'extraire de chaque image, une liste des positions et des flux de chaque étoile du champ. Pour construire de tels catalogues, on utilise deux outils complémentaires de détection de sources. Dans un premier temps, l'outil Sextractor

([Bertin and Arnouts \[1996\]](#)) permet d'effectuer une détection rapide des objets du champ. Sextractor n'étant pas conçu pour fournir des données de position très précises, on utilise dans un deuxième temps une procédure d'ajustement développée par [Neichel et al. \[2014b\]](#) en langage Yorick [Munro \[1995\]](#). Cette procédure permet de ré-estimer précisément la position de chaque source en ajustant sa PSF selon une distribution d'intensité Moffat définie comme suit :

$$I = I_0 * \left[1 + (X/dx)^2 + (Y/dy)^2 \right]^{-\beta} + I_{\text{bkg}} \quad (4.5)$$

où :

$$X = (x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta$$

$$Y = (y - y_0) \cos \theta - (x - x_0) \sin \theta$$

et où les paramètres libres sont les positions (x_0 et y_0), le flux, (I_0), la largeur selon chacune des directions (dx and dy), l'angle de position (θ), et l'index "beta" (β). Le fond (I_{bkg}) est estimé simultanément.

Dans la suite de l'étude, il est important de pouvoir relier les différentes positions d'une même étoile dans les différentes images. Pour éviter toute confusion, nous conservons pour l'analyse les étoiles relativement isolées et brillantes que nous pouvons identifier sans hésitation. A cause du dithering effectué au cours des observations, certaines étoiles n'apparaissent pas dans toutes les images. Pour la suite de l'analyse, nous choisissons également d'écarter les étoiles n'apparaissant pas dans un minimum de 4 images. Le nombre final d'étoiles dans chaque catalogue se situe entre 61 et 78.

A titre d'exemple, la Figure 4.7 montre la zone imagée par le détecteur 2, d'une image réduite prélevée parmi les données. Les étoiles référencées dans le catalogue associé à cette image sont cerclées de rouge.

4.2.1.2 Estimation de l'erreur de mesure

Nous souhaitons maintenant évaluer l'erreur associée à chaque mesure de position. On effectue pour cela, des simulations qui permettent d'estimer cette erreur dans le cas spécifique du jeu de données N159W.

L'idée est d'introduire, à des positions connues, des étoiles simulées dans un fond bruité extrait des données N159W. On mesure alors la position de ces étoiles par un processus similaire à celui décrit dans la section précédente (4.2.1.1). L'erreur de position apparait immédiatement, comme étant la distance entre la position mesurée, et la vraie position de l'étoile. Les étoiles introduites sont simulées par une PSF idéale suivant une distribution Moffat. Le bruit de détecteur et le bruit de fond sont directement inclus dans le fond de l'image. Le bruit de photon est ajouté selon une distribution de Poisson (se référer à la Section 1.1.3

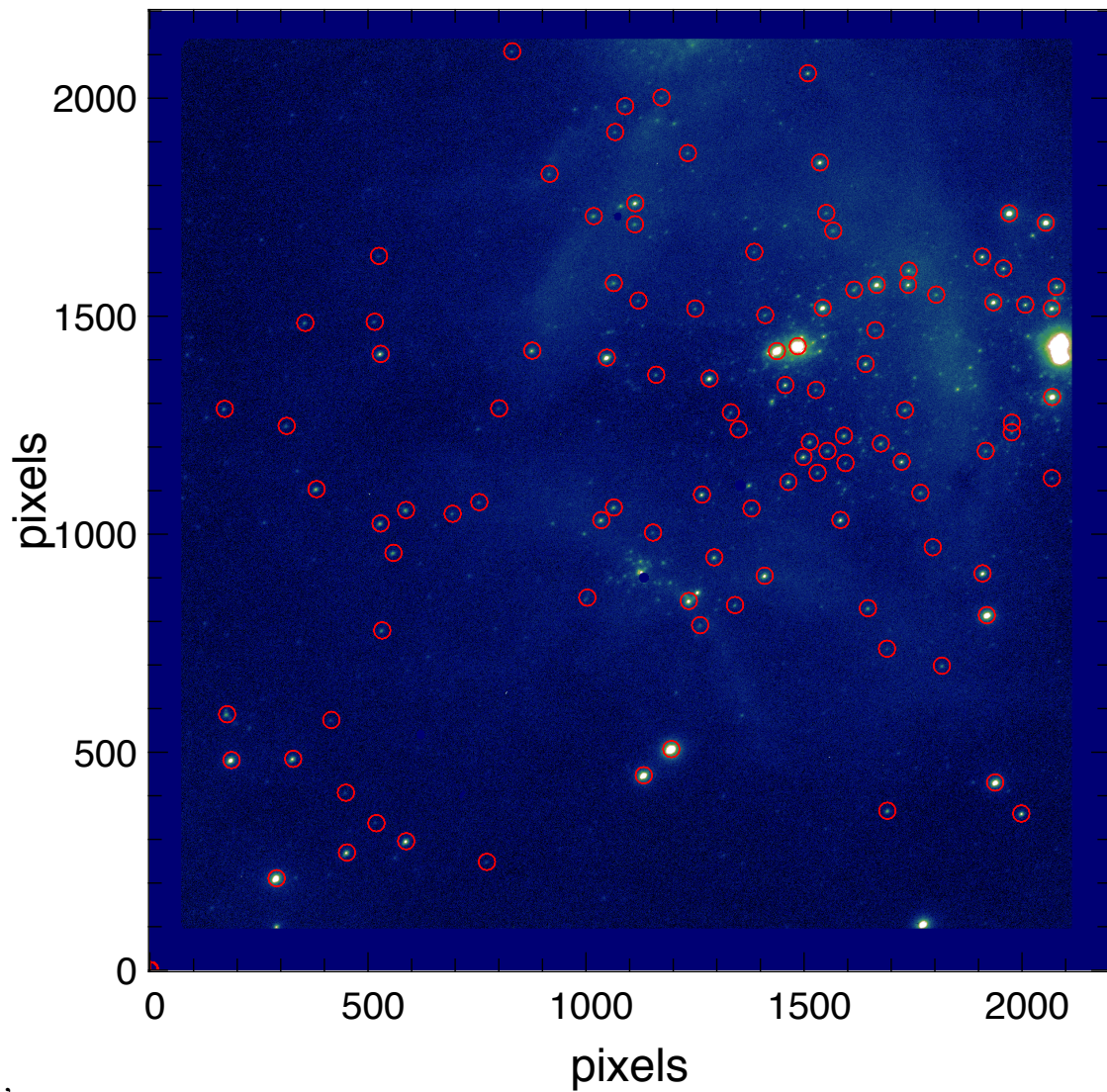


Figure 4.7 – Exemple d’une image réduite prélevée parmi les données. Les étoiles référencées dans le catalogue associé à cette image sont cerclées de rouge. Seule la partie imagée par le détecteur 2 est représentée.

pour une description détaillée des différents bruits présents dans l'image). Différents flux sont simulés en multipliant la PSF par différents facteurs avant l'ajout du bruit de photon, et pour chaque valeur de flux, 100 mesures de positions sont effectuées. Les erreurs sont ensuite moyennées quadratiquement sur les 100 mesures, de façon à obtenir une valeur d'incertitude pour chaque valeur de flux. On explore également différentes valeurs de FWHM : 70 mas, 90 mas, 110 mas et 130 mas.

Les résultats obtenus sont représentés Figure 4.10. On retrouve sur ces courbes une tendance attendue et mise en avant par plusieurs auteurs (e.g. [Fritz et al., 2010, Neichel et al., 2013]) : pour des étoiles relativement brillantes (flux $\geq 10^6 ADU$), l'erreur de mesure est dominée par le bruit de photon, caractérisé par une évolution en $1/\sqrt{\text{flux}}$. Pour les étoiles plus faibles (flux $\leq 10^6 ADU$) l'erreur de mesure est dominée par le bruit de fond, caractérisé par une évolution en $1/\text{flux}$.

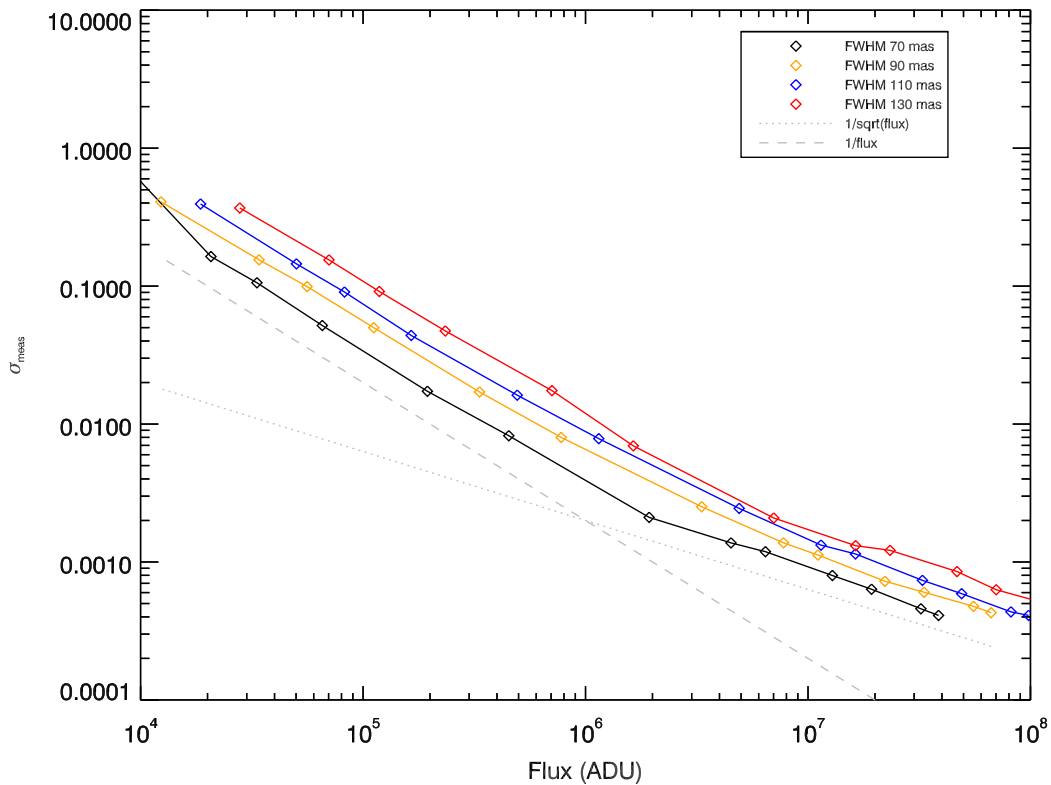


Figure 4.8 – Evolution de l'erreur de mesure de position (pixels) en fonction du flux (ADU) dans les données N159W. Les quatre courbes correspondent à différentes valeurs de FWHM : 70 mas, 90 mas et 110 mas, (respectivement représentée en noir, orange, bleu et rouge).

4.2.2 Correction de la distorsion

Nous avons désormais toutes les données en main pour réaliser une correction de la distorsion sur les données N159W. Les paramètres utilisés sont détaillés ci-après et récapitulés dans la Table 4.1.

Le coefficient de pondération $w_{i,j}$ est ajusté pour chaque étoile j en fonction de l'incertitude sur la mesure de sa position $\sigma_{meas,j}$. Cette incertitude est déterminée à partir du flux de l'étoile et des courbes obtenues par simulation dans la section précédente et montrées Figure 4.10. On utilise en particulier, la courbe associée à une FWHM=90 mas, qui correspond à la largeur à mi-hauteur moyenne mesurée dans les données.

$$w_{i,j} = \frac{1}{\sigma_{meas,j}^2} \quad (4.6)$$

A titre de comparaison, on montre en Section 4.2.2.3 les résultats obtenus sans utilisation du coefficient de pondération ainsi que ceux obtenus pour différents réglages du coefficient.

Les données de distorsion statique obtenues dans la section 4.1.2 permettent d'initialiser les coefficients de distorsion :

$$[A]^0 = A_{stat}$$

et de fixer le nombre de mode de distorsion cherchés à $N_{mode,search} = 10$, ce qui correspond à un modèle polynomial d'ordre $d = 3$.

Table 4.1 – Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la correction de la distorsion sur les données N159W.

N_{im}	N_{star}	$N_{modes,search}$	d	w	$[A]^0$
11	[61 : 78]	10	3	$\frac{1}{\sigma_{meas}^2}$	$[A_{stat}]$

4.2.2.1 Résultats

Les cartes de distorsion obtenues pour chacune des images varient autour de la distorsion statique de l'instrument décrite en section 4.1.2. A titre d'exemple, on montre en Figure 4.9, les coefficients de distorsion A_{i_0} associés à l'image i_0 (en bleu), ainsi que les coefficients de distorsion statique A_{stat} (en orange). Sur cette figure, les modes de distorsion sont identifiés par leur degré polynomial en x et y .

Pour chaque mode, la première valeur correspond à la distorsion appliquée selon l'axe x , et la seconde à la distorsion appliquée selon l'axe y . Cette figure illustre le fait que la correction de la distorsion statique seulement, n'est pas optimale, puisque l'on voit apparaître des variations par rapport à cette solution.

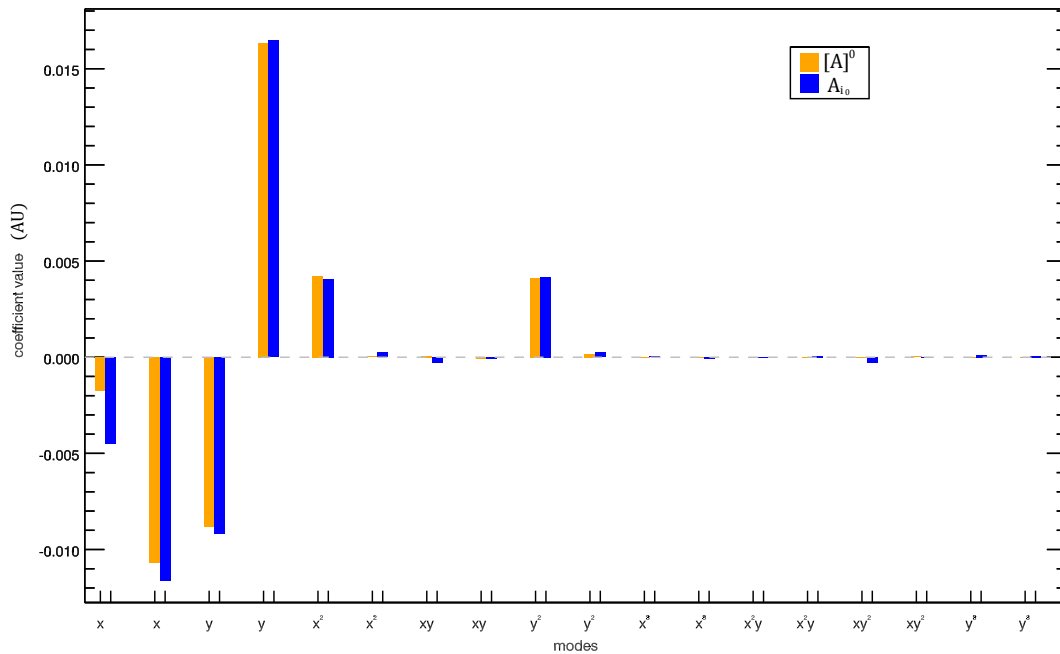


Figure 4.9 – Bleu : coefficients de distorsion estimés pour l'image $i = 1$. Orange : coefficients de distorsion statique A_{stat}

Pour évaluer les performances de notre méthode, nous nous intéressons au critère d'erreur (σ_j), défini analytiquement en Section 3.2.2.4 et correspondant à la variation de position de chaque étoile j à travers la pile d'image. Cette erreur est représentée Figure 4.10 pour chaque étoile, par un cercle vert, proportionnel à sa valeur. Les cercles sont centrés sur les positions de référence estimées $[\hat{X}^{ref}]$ représentées par des croix noires. A titre de comparaison, on montre également sur cette figure, les valeurs obtenues pour ce même critère d'erreur après un simple recentrage et une correction de la distorsion statique (cercles bleus). La correction statique est réalisée en appliquant sur chaque image, les coefficients de distorsion $[A_{\text{stat}}]$ calculés en Section 4.1.2. Cette figure met en évidence la nécessité de prendre en compte la variation de la distorsion pour améliorer la précision astrométrique, et la capacité à replacer toutes les étoiles selon une référence globale. En effet, lorsque l'on applique une correction de la distorsion selon la méthode proposée (qui prend en compte la variation de la distorsion), la variation de position de chaque étoile à travers la pile d'image est toujours plus faible que lorsque l'on corrige seulement la distorsion statique. Ce résultat est facilement visible sur la Figure 4.10 puisque les cercles verts sont toujours plus

petits que les cercles bleus. Le gain apporté est quantifié dans la section suivante.

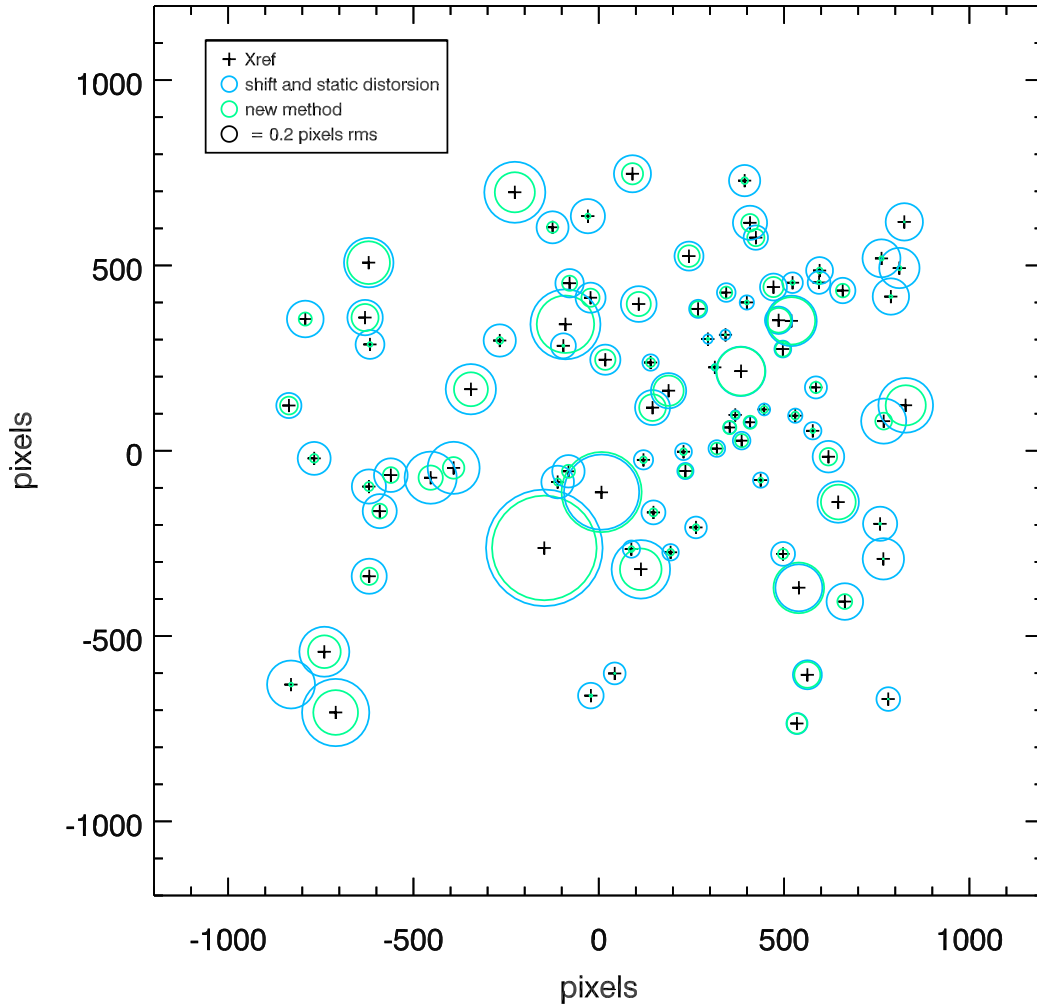


Figure 4.10 – Ecart type des positions corrigées après correction de la distorsion statique (cercles bleus) et correction de la distorsion par la méthode proposée (cercles vert). Les cercles sont centrés sur les positions de référence estimées $[\hat{X}^{ref}]$ (croix noires).

4.2.2.2 Comparaison de différentes corrections

Pour pousser plus loin l'analyse, on s'intéresse à la variation de ce même critère d'erreur en fonction du flux de chaque étoile, pour différentes corrections appliquées aux images. Sur la Figure 4.11, chaque étoile j (représentée par une croix) est positionnée en fonction de son flux (abscisse) et de sa variation de

position à travers la pile d'images σ_j (ordonnée). Les différentes couleurs correspondent à différentes méthode de correction :

- en noir, un simple recentrage ;
- en bleu, une correction de la distorsion statique et un recentrage. La correction statique est réalisée en appliquant sur chaque image, les coefficients de distorsion $[A_{\text{stat}}]$ calculés en Section 4.1.2.
- en rouge, une correction relative de la distorsion selon la méthode décrite en Section 3.1 et utilisée pour corriger les données N159W (le processus détaillé est donnée en Section 2.2 "Data reduction" de l'article "Deep GeMS/GSAOI Near-Infrared observations of N159W in the Large Magellanic Cloud " joint au Chapitre 2) ;
- en vert, une correction de la distorsion par la méthode développée au cours de cette thèse.

On a également représenté sur cette figure, les courbes représentant l'erreur de mesure de position en fonction du flux calculées en Section 4.2.1.2 pour une FWHM de 90 mas (courbe orange), et de 110 mas (courbe bleu).

Cette figure illustre pleinement le gain apporté par notre nouvelle méthode de correction de la distorsion. La correction de la distorsion statique améliore la précision astrométrique avec une moyenne de $\sigma_{\text{disto stat.}} = 0.41$ pixel et un écart type de 0.21 pixel, par rapport à un simple recentrage où on a en moyenne, $\sigma_{\text{shift}} = 0.83$ pixel avec un écart type de 0.4 pixel. Cependant, la carte de distorsion statique est calibrée à partir des observations de l'amas globulaire NGC6681 et ne peut être parfaitement adaptée à aucun autre jeu de données en raison des variations de la distorsion.

La méthode de correction relative de la distorsion utilisée entre autre, pour corriger les données N159W, permet de prendre en compte cette variation de la distorsion. La précision astrométrique, chute alors à $\sigma_{\text{relative}} = 0.24$ pixel avec un écart type de 0.21 pixel. Cependant, la gestion du bruit n'étant pas optimale, les performances atteintes peuvent encore être améliorées.

La nouvelle méthode de correction proposée ici permet non seulement de prendre en compte la variabilité de la distorsion en adaptant les cartes de distorsion estimées à chaque jeu d'observation et à chaque image, mais aussi de garantir une propagation du bruit minimale, grâce au caractère pondéré de la minimisation. De cette façon, la précision de correction est encore améliorée et l'erreur astrométrique chute à une valeur moyenne de $\sigma_{\text{new meth.}} = 0.20$ pixels avec un écart type de 0.2 pixel

On rappelle ici que dans le cas d'un système optique parfait, l'erreur astrométrique est déterminée par l'erreur sur la mesure de position. Cela signifie que si l'on souhaite exploiter pleinement le potentiel des données, chaque terme d'erreur supplémentaire induit par le système doit être minimisé pour se rapprocher au maximum de cette limite fondamentale. La nouvelle méthode de correction de la distorsion développée au cours de cette thèse permet de s'approcher de cette précision : le terme d'erreur lié à la distorsion est minimisé et l'erreur astrométrique résultante est dominée par le bruit de mesure.

Bien entendu, l'erreur astrométrique est toujours fortement dépendante d'un grand nombre de paramètres propres à chaque observation. On peut citer par exemple les conditions de seeing, la FWHM, la nature des données : champ dense ou épars, ou encore, la présence de nébulosité. La méthode développée au cours de cette thèse permet cependant de tendre vers une minimisation du terme d'erreur lié à la distorsion avec une propagation minimale du bruit de mesure. Cette dernière propriété permet l'utilisation de l'information de toutes les sources de référence disponibles dans le champ, jusqu'aux plus diffuses, ce qui est un avantage non-négligeable lorsqu'il s'agit d'étudier des champs à très faible densité d'étoile.

Table 4.2 – Tableau récapitulatif des performances associées aux différentes méthodes de correction

	σ_{shift}	$\sigma_{\text{disto stat.}}$	σ_{relative}	$\sigma_{\text{new meth.}}$
moyenne	0.83	0.41	0.24	0.2
écart type	0.4	0.21	0.21	0.2

4.2.2.3 Effet du coefficient de pondération

Pour mettre en évidence l'effet du coefficient de pondération sur la précision de la correction, on montre Figure 4.12, l'écart type des positions corrigées de chaque étoiles à travers la pile d'images en fonction du flux après une correction de la distorsion par la méthode proposée avec utilisation des coefficients de pondération (vert) et sans utilisation des coefficients de pondération (noir). Dans ce dernier cas, les performances en terme de capacité à repositionner les étoiles selon une même référence, se rapprochent de celles obtenues par une méthode de correction relative de la distorsion. On a en effet $\sigma_{\text{no weight}} = 0.24$ pixel. Le coefficient de pondération joue donc un rôle essentiel au cours de la minimisation est doit être réglé avec soin si on souhaite exploiter pleinement les capacités de la méthode proposée. Cependant, même dans le cas où le coefficient de pondération n'est pas utilisé, la méthode développée présente toujours l'avantage supplémentaire de fournir une estimation des positions de référence.

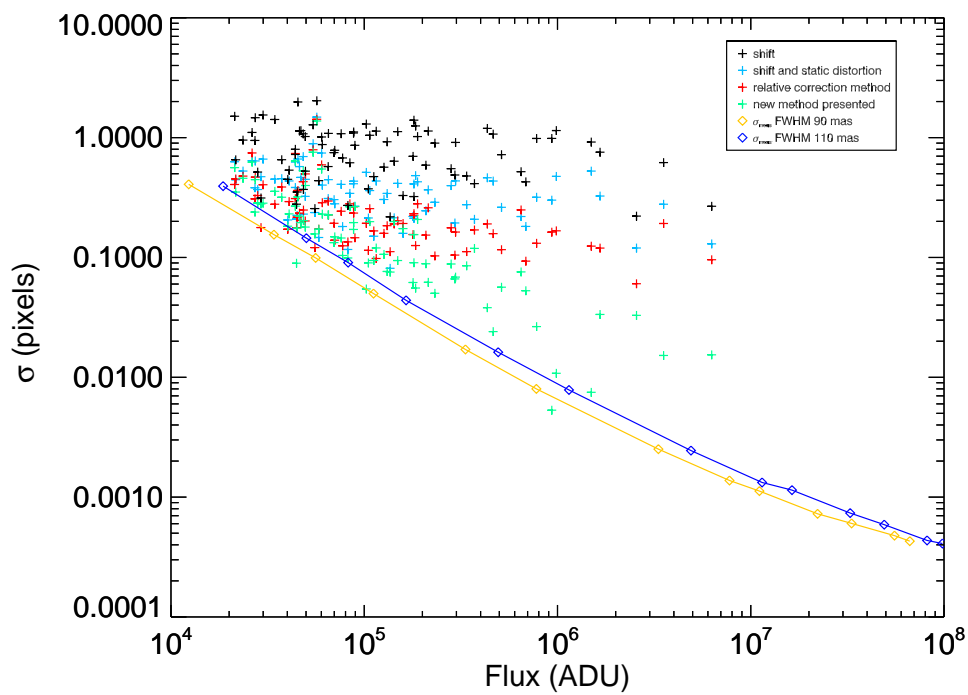


Figure 4.11 – Écart type des positions corrigées de chaque étoiles à travers la pile d’images en fonction du flux après un simple recentrage (shift), une correction de la distorsion statique et un recentrage (bleu), une correction relative de la distorsion (rouge), et une correction de la distorsion par la méthode proposée (vert). Les courbes d’erreur de position en fonction du flux calculées en section 4.2.1.2 sont représentée pour une FWHM de 90 mas (courbe orange), et de 110 mas (courbe bleu).

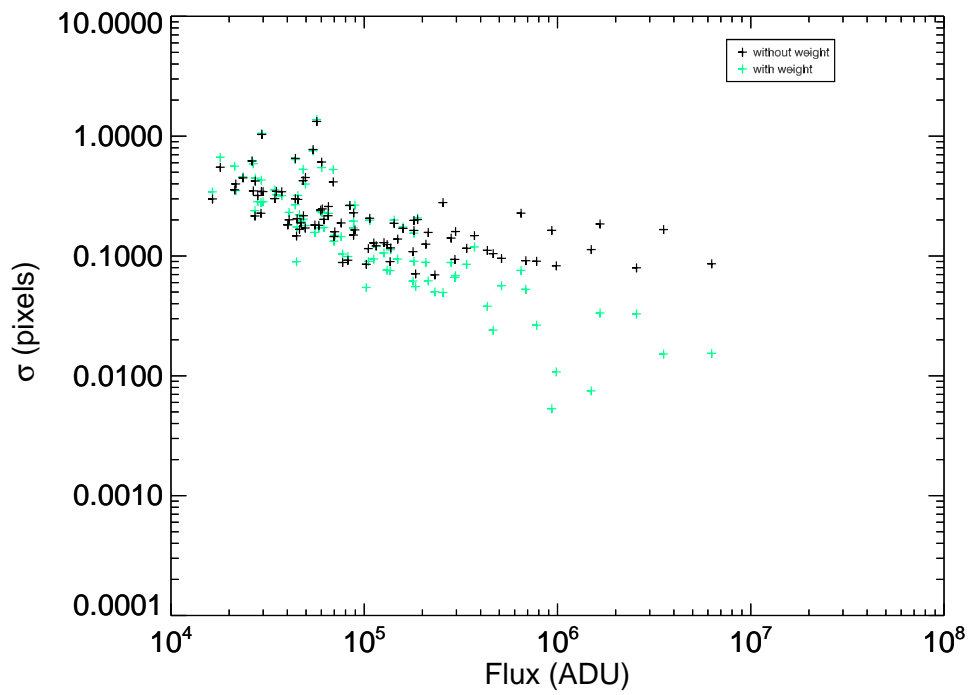


Figure 4.12 – Effet du coefficient de pondération sur la précision de la correction : écart type des positions corrigées de chaque étoiles à travers la pile d'images en fonction du flux après une correction de la distorsion par la méthode proposée avec l'utilisation des coefficients de pondération (vert) et sans utilisation des coefficients de pondération (noir).

Dans les calculs effectués précédemment, le coefficient de pondération $w_{i,j}$ est ajusté pour chaque étoile j en fonction de l'incertitude sur la mesure de sa position $\sigma_{meas,j}$. Cette incertitude est déterminée à partir du flux de l'étoile sur la base des courbes obtenues par simulation dans la Section 4.2.1.2. On utilise en particulier, la courbe associée à une FWHM=90 mas (représentée en orange sur la Figure 4.10), qui correspond à la largeur à mi-hauteur moyenne mesurée dans les données. Lorsque le coefficient de pondération est ajusté selon les incertitudes de mesures associées à une FWHM de 110 mas ou de 130 mas (correspondant respectivement aux courbes représentées en bleu et rouge sur la Figure 4.10), on mesure en moyenne une différence de 0.002 pixels sur les écarts types des positions corrigées des différentes étoiles à travers la pile d'image.

4.2.2.4 Données stackées

Une fois la distorsion estimée, la correction peut être finalement appliquée à chacune des 11 images individuelles, par un processus d'interpolation utilisant directement les coefficients de distorsion estimés $[\hat{A}]$. L'image finale obtenue en combinant les 11 images individuelles est montrée Figure 4.13. Les zones encadrées de blanc sont zoomées et montrées Figure 4.14 (droite). A titre indicatif, on montre également les images obtenues suite à une correction de la distorsion statique seulement (gauche). Le gain en résolution apporté par la nouvelle méthode est visible sur cette figure.

Ce gain en résolution permet ensuite d'améliorer les performances de l'analyse scientifique. Par exemple, nous avons vu en Section 2.5, que la précision photométrique était limitée par le terme d'erreur lié à la distorsion. On vérifie alors que le gain en résolution apporté par la méthode de correction proposée engendre en effet une augmentation de la précision photométrique. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.15 qui montre les étoiles détectées dans le champ pour différentes méthodes de correction de la distorsion.

Le nombre d'étoiles détectées dans le champ, avec une correction de la distorsion par la méthode développée au cours de cette thèse est de 575. Tandis que le nombre d'étoiles détectées suite à une correction de la distorsion statique est de 350 seulement. Cela représente une augmentation de 65% des étoiles détectées. Dans le cas où l'on utilise une méthode de correction relative (comme cela a été fait à l'origine, pour le traitement des données N159W au Chapitre 2), qui prend en compte la variation de la distorsion mais qui ne permet pas une gestion optimale du bruit, on observe encore une augmentation de 15 % du nombre d'étoiles détectées.

Cela ne signifie par que l'ensemble des étoiles nouvellement détectées pourront être utilisées lors de l'analyse. Une partie d'entre elles seront rejetées car trop faibles et auront une incertitude sur leur magnitude supérieure au critère donné (0.2 magnitude en Section 2.5). Cependant, en améliorant la résolution sur les images stackées, le flux est re-concentré et l'incertitude diminuée pour

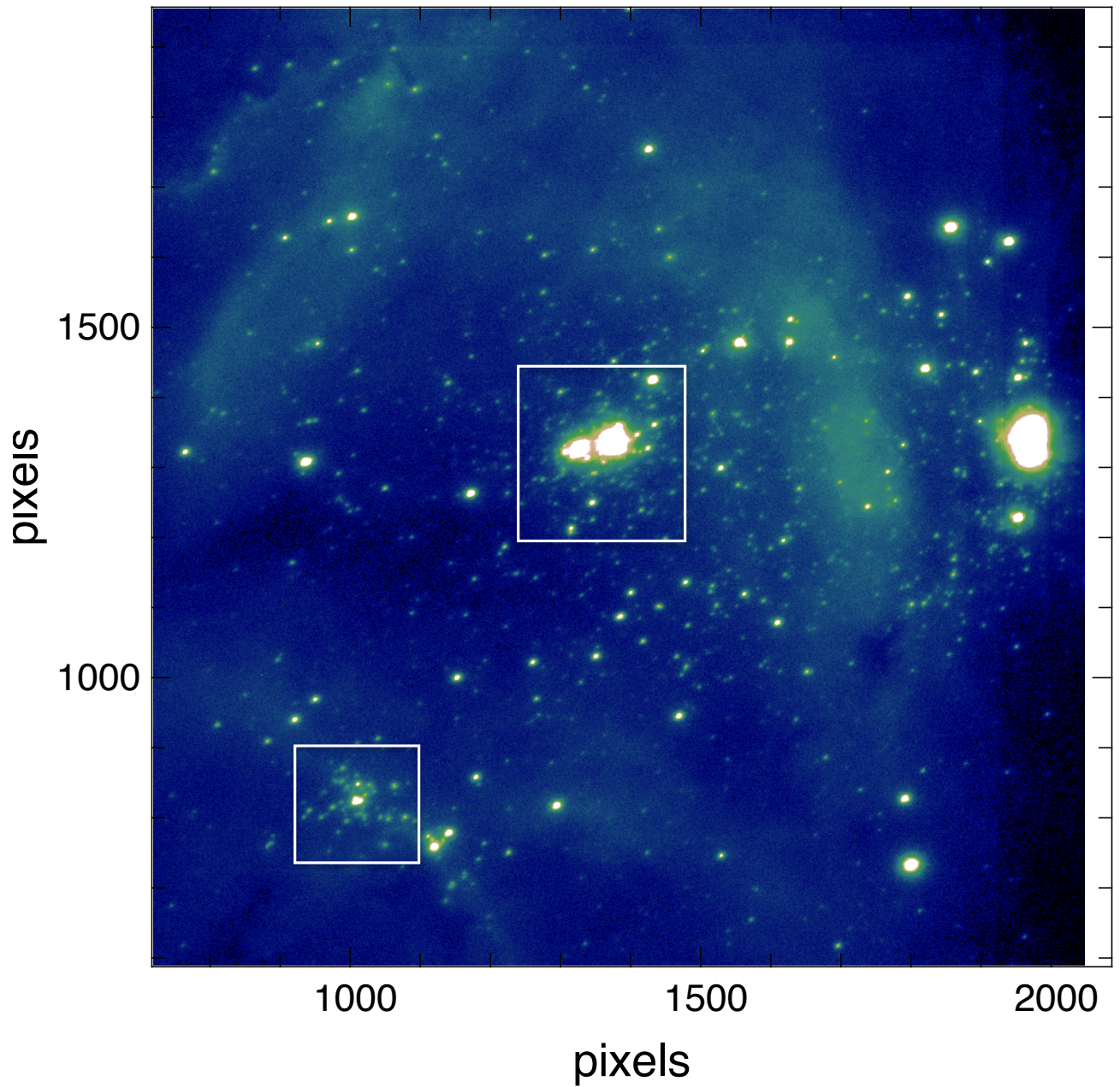


Figure 4.13 – Image finale obtenue en combinant les 11 images individuelles corrigées de la distorsion par la méthode optimale proposées. Les carrés blancs correspondent aux zones de l'image zoomées Figure 4.14

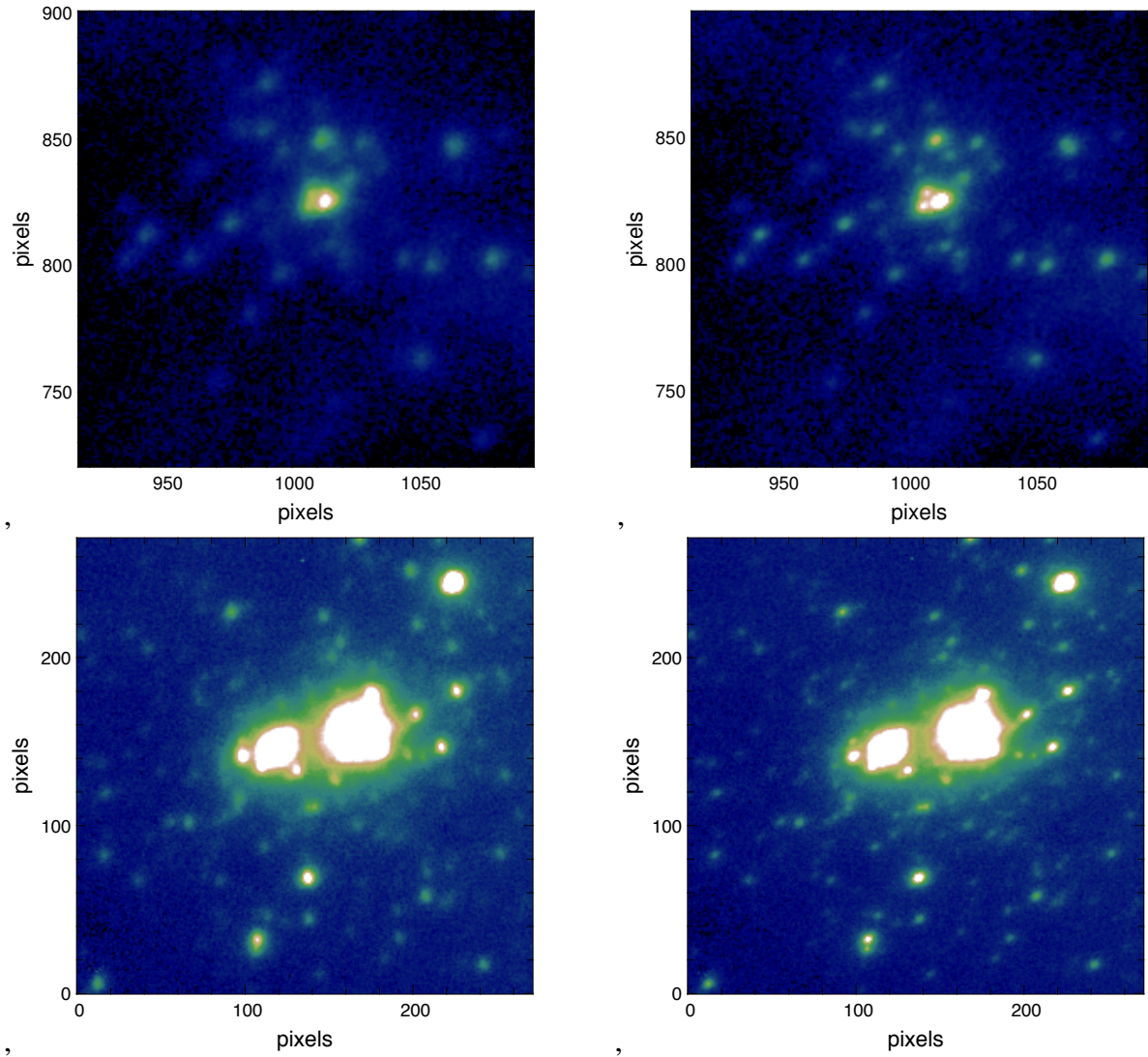


Figure 4.14 – Zones de l’image finale obtenue en combinant les 11 images individuelles corrigées de la distorsion statique (gauche) et corrigées de la distorsion par la méthode optimale proposées (droite). Les étoiles brillantes sont saturées de façon montrer le gain de la méthode optimale sur les étoiles plus faibles.

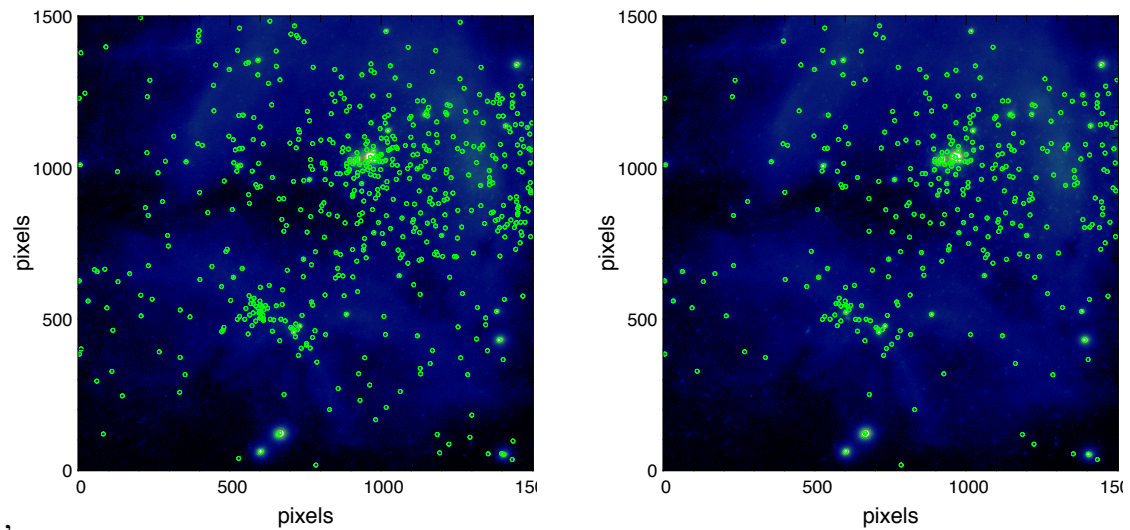


Figure 4.15 – Étoiles détectées pour différentes méthodes de correction de la distorsion (cerclées de vert). A gauche : méthode optimale développée au cours de cette thèse. Droite : correction de la distorsion statique. Dans le premier cas, 575 étoiles détectées, dans le second 350.

une même étoile : la courbe d’incertitude décalée vers les plus faibles magnitudes et la précision photométrique est globalement améliorée sur l’ensemble des objets détectés.

4.3 Conclusion & Perspectives

J’ai présenté dans ce chapitre la première application à des données réelles de la nouvelle méthode de correction de la distorsion développée au cours de cette thèse. Les données utilisées pour cette étude sont extraites du jeu d’observation de N159W, obtenu avec l’instrument de MCAO, GeMS/GSAOI. La grande variabilité de la distorsion présente dans ces données, nous permet de mettre en évidence le gain apporté par la méthode proposée.

En se basant sur une connaissance *a priori*, de la distorsion statique d’un instrument, cette méthode permet de corriger les distorsions variables présentes dans les données et de fournir une carte de distorsion adaptée à chaque jeu d’observation et à chaque image.

Grâce aux données fournies par [Massari et al. \[2016\]](#), nous sommes en mesure d’évaluer la distorsion statique de l’instrument GeMS/GSAOI et de l’exprimer selon le modèle de distorsion considéré, c’est à dire la base 2D des polynômes de Legendre normés. Nous disposons donc de tous les éléments nécessaires à l’application de notre nouvelle méthode de correction, sur les données GeMS/GSAOI.

Les résultats obtenus mettent en évidence la nécessité de prendre en compte

la variabilité de la distorsion dans les données MCAO. Nous atteignons avec la méthode proposée, une précision astrométrique de 0.2 pixels sur les données GeMS/GSAOI, ce qui représente un gain de facteur 2, par rapport à des méthodes classiques de correction ne prenant pas en compte cette variabilité. Les résultats permettent également de mettre en évidence l'utilité du coefficient de pondération qui garantit une propagation minimale du bruit.

L'erreur astrométrique obtenue dépend toujours d'un grand nombre de paramètres intrinsèques aux données tels que les conditions de seeing, la FWHM moyenne, ou encore, la nature du champ observé. Cependant, la méthode proposée permet de garantir une minimisation optimale du terme d'erreur lié à la distorsion, de façon à ce que l'erreur astrométrique soit dominée par l'erreur de mesure de la position.

Cette minimisation optimale du terme d'erreur lié à la distorsion se répercute dans la suite de l'analyse des données. Dans le cas d'une étude d'astrométrie relative, le gain apporté par cette méthode est immédiatement visible en considérant l'erreur astrométrique : on obtient directement une meilleure précision sur la position relative de chaque objet du champ.

Dans le cas d'une étude de photométrie, on montre que l'on augmente de 65% le nombre d'étoiles détectées dans une même zone de l'image, par rapport à des méthodes ne prenant pas en compte la variation de la distorsion. On l'augmente de 15% par rapport à des méthodes n'utilisant pas de coefficient de pondération. Bien sûr, toutes les étoiles détectées ne pourront pas être utilisées lors de l'analyse : les étoiles dont l'incertitude sur le flux dépasse un certain critère sont toujours rejetées. Cependant, cette augmentation du nombre d'étoiles détectées dans une même zone de l'image, est signe d'une diminution globale des incertitudes photométriques sur l'ensemble des objets du champ.

Bien que cette étape de validation soit effectuée sur des données issues de l'instrument GeMS, les résultats obtenus sont valables pour tout type de déformations du champ. La méthode développée peut donc être utilisée pour corriger toute image dont la résolution est assez fine pour que les effets de la distorsion soient limitant. De plus, elle est particulièrement pertinente pour corriger les images issues d'instruments dont la distorsion peut être amenée à varier. Cela concerne de façon générale les télescopes basés au sol, et équipés d'instruments d'OA.

La suite logique de ce travail consistera à poursuivre la validation de cette méthode sur des données réelles. D'abord sur les données présentées dans cette section, en étudiant, par exemple, l'influence du nombre d'étoile sur les performances obtenues. Puis en explorant d'autres types de données. La caractérisation du gain devra alors être effectuée selon un critère astrophysique lié à la grandeur finale d'intérêt et choisis spécifiquement pour chaque type d'observation.

On pourra également tester la capacité de la méthode à estimer la référence exempte de distorsion en utilisant des observations comprenant un grand nombre d'images. La référence estimée pourra ensuite être comparée, par exemple, à des données issues du télescope HST. Cela permettra de valider l'utilisation de cette méthode pour des études d'astrométrie absolue. En utilisant un très grand nombre d'images d'un champ dense obtenues avec du dithering, on devrait également être capable d'estimer la carte de distorsion statique de l'instrument : cela reviendra à une méthode d'auto-calibration avec une gestion optimale du bruit.

L'outil pourra ensuite être mis à disposition des utilisateurs et intégré par exemple, à des pipeline de traitement de données. Pour cela, des améliorations sont encore nécessaires : par exemple, dans le cas de l'instrument GeMS/GSAOI, on pourra prendre en compte la position relative de chaque détecteur de façon à traiter simultanément les 4 quadrants de l'image. On pourra ensuite prendre en compte les légers déplacements des détecteurs en autorisant des mouvements de rotations et de translation entre eux. Enfin, dans une perspective plus large, on pourrait également envisager d'intégrer à l'algorithme, un module de détection automatique des étoiles qui devra prendre en compte la variation de la PSF dans le champ. Cette fonctionnalité permettrait d'augmenter la précision de mesure des étoiles et donc d'augmenter les performances, tout en facilitant l'utilisation de l'algorithme.

Conclusions & Perspectives

Ce travail de thèse a été consacré au développement de nouveaux outils de traitement et d'analyse pour les données issues d'instruments d'OA grand champ. Ces nouveaux systèmes permettent, grâce à l'utilisation de plusieurs étoiles lasers, d'augmenter significativement la taille du champ de vu corrigé par OA (on passe 10 – 20'' à une centaine d' arcsecondes), ainsi que la proportion du ciel pouvant bénéficier d'une telle correction (on passe de quelques pourcents à 30-50% de couverture du ciel). Ils délivrent actuellement leurs premières images, sur les télescopes de la génération de 8-10 m, et sont déjà en cours de définition pour les futurs télescopes de la génération des 30-40 m, les ELTs. Il apparaît donc essentiel de caractériser leurs performances, et de développer dès maintenant les outils nécessaires à l'exploitation des nouveaux types de données qui en sont issues.

Car, malgré les excellentes performances de ces nouveaux instruments sur un grand champ, des résidus de correction limitent encore la qualité des images obtenues. Il est donc indispensable de coupler ces nouveaux systèmes à des algorithmes de traitement des données efficaces, qui permettront d'en optimiser le retour scientifique.

Dernièrement un système d'OA multi-conjugée a été installé sur le télescope de Gemini Sud, au Chili. Il s'agit de l'instrument GeMS/GSAOI. Avec ses 5 étoiles lasers, il permet de corriger la turbulence sur un volume, à plusieurs altitudes et de fournir des images proches de la limite de diffraction (FWHM ~ 90 mas) sur un champ de vu de $1.5' \times 1.5'$. Mon travail de thèse, fortement associé à cet instrument, s'est déroulé en deux grandes étapes : dans un premier temps, j'ai pu effectuer une analyse scientifique de données grand champ à haute résolution angulaire issues de l'instrument GeMS, dans le but d'étudier la formation des étoiles massives dans un environnement extra-galactique. En me basant sur ces données, j'ai pu également mettre en évidence les principales sources d'erreurs liées au traitement des images issues d'OA grand champ et limitantes pour l'analyse scientifique. Puis, dans un seconde temps, je me suis attachée à développer un nouvel outil de traitement destiné à minimiser les termes d'erreurs mis en évidence lors de la première partie.

La première étape de ce travail a été effectuée en collaboration avec es experts du milieu interstellaire du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. L'utilisation

d'un instrument MCAO pour étudier la formation des étoiles massives apparaît idéal car il répond parfaitement aux contraintes posées par ce type d'observations. En effet, les jeunes étoiles sont généralement profondément enfouies dans les coeurs moléculaires denses qui les ont vues naître. Les premières phases de leur formation ne sont donc pas accessibles aux observations dans le domaine optique. La MCAO, en fournissant des images à haute résolution angulaire dans le proche IR permet d'accéder au coeur de ces régions et d'y étudier les populations d'étoiles massives dans les stades les plus précoces de leur formation. De plus la correction accessible sur un grand champ permet d'étudier les grands nuages moléculaires abritant la formation stellaire dans leur ensemble, et de les sonder jusqu'aux plus petites échelles. Enfin, la résolution offerte par de tels instruments permet désormais d'explorer les processus de formation à plus grande distance, dans des environnements différents de celui de notre Galaxie. Nous avons donc choisis d'exploiter les performances de la MCAO pour effectuer l'étude d'une jeune région de formation d'étoiles très active, située à une distance de 50 kpc dans le Grand Nuage de Magellan et nommée N159W.

La qualité des images fournies par l'instrument GeMS nous a permis d'imager des objets stellaires très jeunes (YSOs) avec une résolution jamais atteinte auparavant dans un environnement extra-galactique (90 mas à 50 kpc, soit 0.02 pc de résolution linéaire). Nous avons également pu identifier plusieurs étoiles massives à un stade plus évolué de leur formation, notamment au centre la zone ionisée (région H II). Cette configuration laisse supposer que ces étoiles massives pourraient être à l'origine de l'ionisation de la région observée. De plus, la répartition spatiale des YSOs en périphérie de la région H II ainsi que l'âge plus avancé des étoiles massives situées en son centre, nous ont permis de proposer un scénario de formation probablement séquentielle de cette région. L'étude complète de la région N159W a fait l'objet d'un article dans le journal *Astronomy & Astrophysics*, inclus dans le Chapitre 2 de ce document.

L'étude scientifique de telles images est exigeante d'un point de vue du traitement des données car elle nécessite une grande précision sur la mesure du flux émis par chacune des étoiles du champ, ainsi que la détection des sources les plus faibles. Lors de cette étude, nous avons pu mettre en évidence un facteur limitant notre analyse : il s'agit de la distorsion géométrique variable présente dans les données. En effet, dans le cas où elle n'est pas correctement corrigée, cette distorsion variable entraîne une dégradation de la résolution sur les images stackées, et donc, une perte de précision sur la mesure du flux. D'une façon plus générale, un grand nombre d'auteurs désignent également la distorsion géométrique comme étant la plus grande source d'erreur systématique limitant les analyses astrométriques (voir Section 2.5)

Ces conclusions m'ont naturellement conduit à développer une nouvelle méthode de correction de la distorsion prenant en compte ces variations au cours du temps. Cela a fait l'objet de la seconde partie de mon travail de thèse. La mé-

thode proposée s'appuie sur une approche MV, développée par D. Gratadour et Laurent Mugnier (Gratadour et al. [2005]) pour répondre à une problématique de recentrage d'images isoplanétiques. Le travail effectué au cours de cette thèse a permis de généraliser cette approche à tout type de déformation du champ.

La méthode proposée consiste en la résolution d'un problème inverse par la minimisation d'un critère à plusieurs variables au sens des Moindres Carrés Pondérés. En travaillant sur des données simulées, nous avons pu effectuer une caractérisation complète de l'algorithme, en fonction de différents paramètres propres à chaque observations : le nombre de sources de référence disponibles dans le champ, le nombre d'images individuelles, le nombre de modes de distorsion recherchés dans les données, et bien sur, le niveau de bruit présent dans les images. Cette méthode de correction de la distorsion a également été validée sur un jeu de données réelles, prélevé parmi les données de N159W. La qualité de la correction apportée a permis de minimiser le terme d'erreur lié à la distorsion et d'atteindre une erreur astrométrique minimale de 0.2 pixel en moyenne sur ces observations. Cela représente une amélioration de plus d'un facteur 2 par rapport aux méthodes traditionnellement utilisées, ne prenant pas en compte la distorsion variable.

Grâce à ces études utilisant à la fois des données de simulations et des données réelles, nous avons pu mettre en évidence les améliorations apportées par cette méthode optimale en regard des méthodes pré-existantes : la prise en compte de la variation de la distorsion dans le temps, qui permet d'adapter la solution à chaque jeu de données, et chaque image individuelle, l'estimation des positions de référence exemptes de distorsion, qui devrait permettre, sur des observations comprenant un grand nombre d'images, de retrouver des précisions d'astrométrie absolue comparables à celles obtenues avec des télescopes spatiaux tels que le HST (la validation de ce point fait encore partie des perspectives de travail), et enfin, une gestion optimale du bruit, qui autorise l'utilisation de toutes les sources disponibles dans le champ, jusqu'aux plus diffuses. Ce point représente un avantage non-négligeable lorsqu'il s'agit de corriger la distorsion sur des images à faible densité d'étoiles, comme c'est le cas pour l'études de champ profonds de galaxies.

Il est important de souligner que bien que développée pour le cas spécifique des données issues d'instruments d'OA grand champ, la méthode de correction de la distorsion présentée dans ce document est pertinente pour corriger la distorsion sur toute image dont l'analyse est limitée par ce phénomène. En particulier, la méthode pourra être utilisée sur les données issues des futurs ELTs. Par exemple, la précision d'astrométrie relative attendue dans le cas de l'instrument de première lumière de l'ELT, MICADO est de $50 \mu\text{mas}$. A de tels ordres de grandeurs, les effets de la distorsion sont encore plus limitant. Pour atteindre l'objectif ambitieux d'une précision astrométrique de $50 \mu\text{mas}$, une correction optimale de la distorsion dans les données sera indispensable.

Ce travail se positionne dans le cadre général du traitement des images à haute résolution angulaire. S'il amène une nouvelle pierre à cet édifice complexe en améliorant le traitement des images issues d'OA grand champ, et plus généralement, des images issues d'instruments souffrants de distorsions géométriques, il reste bien évidemment de nombreuses pistes à explorer, et de nombreuses améliorations à envisager.

A court terme, nous allons poursuivre les validations de l'algorithme sur des données réelles. Le gain apporté par l'algorithme a été mis en évidence sur des métriques classiques de qualité d'image et doit maintenant être quantifié sur des métriques astrophysiques choisies en identifiant des grandeurs finales d'intérêt. Ce travail doit être effectué, pour différents types d'observations (champs dense, champ éparé) et différents objectifs scientifiques. Dans le cadre d'études d'astrométrie, on pourra par exemple, utiliser des observations comprenant une grande quantité d'images pour évaluer la capacité de la méthode à estimer les positions de référence. Celles-ci seraient ensuite comparées à des données de type HST de façon à valider l'utilisation de cette méthode pour effectuer des analyses d'astrométrie absolue. On pourra également s'intéresser à des observations de champs profonds, de façon à évaluer la capacité de la méthode à gérer la correction de la distorsion avec un nombre très limité d'étoiles. L'utilisation d'observations de champs dense, comprenant un grand nombre d'images avec différentes orientations devraient également permettre d'évaluer la capacité de l'algorithme à estimer la carte de distorsion statique. On reviendrait alors à une méthode classique d'auto-calibration avec une propagation de bruit minimale. Il serait intéressant de comparer les cartes de distorsion ainsi obtenues avec les cartes de distorsion statiques existantes.

Dans un second temps, il est prévu de mettre cet outil à disposition des utilisateurs en l'intégrant par exemple dans le pipeline de traitement de données GeMS. Pour cela, il devra être pleinement opérationnel, et des améliorations sont encore à envisager : il serait par exemple, pertinent de prendre en considération les positions relatives des différents détecteurs de la caméra GSAOI, afin de traiter conjointement les 4 parties de l'image et les combiner de façon optimale. Ce procédé pourrait également être généralisé pour s'adapter à n'importe quel cas d'instruments comprenant plusieurs détecteurs.

A moyen terme, il serait également particulièrement intéressant d'intégrer à l'algorithme, un module de détection automatique des étoiles utilisables pour la résolution (c'est à dire relativement brillantes et isolées) qui prenne en compte la variation de la PSF dans le champ. En effet, le choix des étoiles utilisées lors de la résolution est actuellement effectué de façon manuelle car de nombreuses "fausses détections" entachent le processus. Cela peut très vite devenir irréalisable, notamment sur des champs d'étoiles très denses. De plus, suite à la minimisation du terme d'erreur lié à la distorsion, l'erreur astrométrique est désormais dominée par l'erreur de mesure de position. Il apparaît donc essentiel de

travailler à réduire ce nouveau terme d'erreur dominant en optimisant les algorithmes de détection pour les données MCAO. Notamment en prenant en compte la variation de la PSF dans le champ. Cette fonctionnalité n'est pas encore pleinement optimisée dans aucun des outils de traitement disponibles actuellement, malgré une forte demande de la part des astronomes. Ce module supplémentaire permettrait donc de pousser encore les performances atteintes en terme de précision astrométrique et faciliterait l'utilisation globale de l'algorithme.

Enfin, à plus long terme, cette méthode pourra être également couplée à des techniques de reconstruction de la PSF. Plus largement, une réflexion conjointe entre le développement instrumental, la possibilité de connaître la réponse impulsionnelle du système, et les procédures de traitement d'image semblent être une étape clés pour le développement des futurs systèmes d'OA intégrés aux ELTs. Cette approche de co-conception devrait permettre de maximiser le retour scientifique des télescopes tout en répartissant au mieux les contraintes entre les instruments et le traitement des données associé.

Bibliographie

- Abuter, R., Schreiber, J., Eisenhauer, F., Ott, T., Horrobin, M., and Gillesen, S. (2006). SINFONI data reduction software. *New Astron. Rev.*, 50 :398–400.
- Agabi, A., Aristidi, E., Azouit, M., Fossat, E., Martin, F., Sadibekova, T., Vernin, J., and Ziad, A. (2006). First Whole Atmosphere Nighttime Seeing Measurements at Dome C, Antarctica. *PASP*, 118 :344–348.
- Ammons, S. M., Garcia, E. V., Salama, M., Neichel, B., Lu, J., Marois, C., Macintosh, B., Savransky, D., Bendek, E., Guyon, O., Marin, E., Garrel, V., and Sivo, G. (2016). Precision astrometry with adaptive optics : constraints on the mutual orbit of Luhman 16AB from GeMS. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 99095T.
- Andersen, D. R., Bradley, C., Lardière, O., Blain, C., Correia, C., Desmarais, R., Gamroth, D., Ito, M., Jackson, K., Lach, P., Nash, R., Pham, L., and Véran, J.-P. (2012). Status of the Raven MOAO science demonstrator. In *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Proc. SPIE*, page 84473F.
- Anderson, J., Bedin, L. R., Piotto, G., Yadav, R. S., Bellini, A., and . (2006). Ground-Based CCD Astrometry with Wide Field Imagers. I. [Observations just a few years apart allow decontamination of field objects from members in two Globular clusters.]. *A&A*, 454(1029-1045) :1.
- Anderson, J. and King, I. R. (2003). An Improved Distortion Solution for the Hubble Space Telescope’s WFPC2. *PASP*, 115(803) :113.
- Anderson, J. and King, I. R. (2004). Multi-filter PSFs and Distortion Corrections for the HRC. *STScI Instrument Science Report*, pages 1–51.
- André, P. (1994). VLA 1623, a baby star less than ten thousand years old? *La Recherche*, 25 :94–95.
- Athey, A. E., Shectman, S., Schechter, P., and Lane, B. (2004). The GMT ground-layer AO experiment at the Magellan telescopes. In Bonaccini Calia, D., Ellerbroek, B. L., and Ragazzoni, R., editors, *Advancements in Adaptive Optics*, volume 5490 of *Proc. SPIE*, pages 960–965.

- Babcock, H. W. (1953). The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *PASP*, 65 :229.
- Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., Anwand, H., Bauer, S., Biswas, I., Blaizot, J., Boudon, D., Brau-Nogue, S., Brinchmann, J., Caillier, P., Capoani, L., Carollo, C. M., Contini, T., Couderc, P., Daguisé, E., Deiries, S., Delabre, B., Dreizler, S., Dubois, J., Dupieux, M., Dupuy, C., Emsellem, E., Fechner, T., Fleischmann, A., François, M., Gallou, G., Gharsa, T., Glindemann, A., Gojak, D., Guiderdoni, B., Hansali, G., Hahn, T., Jarno, A., Kelz, A., Koehler, C., Kosmalski, J., Laurent, F., Le Floch, M., Lilly, S. J., Lizon, J.-L., Loupiau, M., Manescau, A., Monstein, C., Nicklas, H., Olaya, J.-C., Pares, L., Pasquini, L., Pécontal-Rousset, A., Pelló, R., Petit, C., Popow, E., Reiss, R., Remillieux, A., Renault, E., Roth, M., Rupprecht, G., Serre, D., Schaye, J., Soucail, G., Steinmetz, M., Streicher, O., Stuik, R., Valentin, H., Vernet, J., Weilbacher, P., Wisotzki, L., and Yerle, N. (2010). The MUSE second-generation VLT instrument. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, volume 7735 of *Proc. SPIE*, page 773508.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., and Hauschildt, P. H. (1998). Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. *A&A*, 337 :403–412.
- Baranec, C., Lloyd-Hart, M., Milton, N. M., Stalcup, T., Snyder, M., and Angel, R. (2006). Tomographic reconstruction of stellar wavefronts from multiple laser guide stars. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Proc. SPIE*, page 627203.
- Bec, M., Rigaut, F. J., Galvez, R., Arriagada, G., Boccas, M., Gausachs, G., Gratadour, D., James, E., Rojas, R., Rogers, R., Sheehan, M. P., Trancho, G., and Vucina, T. (2008). The Gemini MCAO bench : system overview and lab integration. In *Adaptive Optics Systems*, volume 7015 of *Proc. SPIE*, page 701568.
- Beckers, J. M. (1988). Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. In *Very Large Telescopes and their Instrumentation, Vol. 2*, volume 2, pages 693–703.
- Bellini, a. and Bedin, L. R. (2009). Astrometry and photometry with HST-WFC3. I. Geometric distortion corrections of F225W, F275W, F336W bands of the UVIS-channel. *PASP*, 121(886) :20.
- Bellini, a. and Bedin, L. R. (2010). Ground-based CCD astrometry with wide field imagers. IV. An improved Geometric Distortion Correction for the Blue prime-focus Camera at the LBT. *A&A*, 517.
- Bernard, A., Neichel, B., Samal, M. R., Zavagno, A., Andersen, M., Evans, C. J., Plana, H., and Fusco, T. (2016). Deep GeMS/GSAOI near-infrared observations of N159W in the Large Magellanic Cloud. *A&A*.

- Bernard, J.-P., Reach, W., Paradis, D., Meixner, M., Paladini, R., Kawamura, A., Onishi, T., Vijh, U., Gordon, K., Indebetouw, R., Hora, J., Whitney, B., Blum, R., Meade, M., Babler, B., Churchwell, E., Engelbracht, C., For, B.-Q., Misselt, K., Leitherer, C., Cohen, M., Boulanger, F., Frogel, J., Fukui, Y., Gallagher, J., Gorjian, V., Harris, J., Kelly, D., Latter, W., Madden, S., Markwick-Kemper, C., Mizuno, A., Mizuno, N., Mould, J., Nota, A., Oey, M., Olsen, K., Panagia, N., Perez-Gonzalez, P., Shibai, H., Sato, S., Smith, L., Staveley-Smith, L., Tielens, A., Ueta, T., Van Dyk, S., Volk, K., Werner, M., and Zaritsky, D. (2008). Spitzer Survey of the Large Magellanic Cloud, Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution (sage). IV. Dust Properties in the Interstellar Medium. *AJ*, 136 :919–945.
- Bertin, E. and Arnouts, S. (1996). SExtractor : Software for source extraction. *A&AS*, 117 :393–404.
- Bertoldi, F. and McKee, C. F. (1990). The photoevaporation of interstellar clouds. II - Equilibrium cometary clouds. *ApJ*, 354 :529–548.
- Bessell, M. S. and Brett, J. M. (1988). JHKLM photometry - Standard systems, passbands, and intrinsic colors. *PASP*, 100(September) :1134–1151.
- Beuther, H. and Schilke, P. (2004). Fragmentation in Massive Star Formation. *Science*, 303 :1167–1169.
- Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Dohlen, K., and Puget, P. (2005). The VLT Planet Finder I : Status of the project. In Casoli, F., Contini, T., Hameury, J. M., and Pagani, L., editors, *SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, page 215.
- Bisbas, T. G., Wünsch, R., Whitworth, A. P., and Hubber, D. A. (2009). Smoothed particle hydrodynamics simulations of expanding H II regions. I. Numerical method and applications. *A&A*, 497 :649–659.
- Boccas, M., Rigaut, F., Gratadour, D., d'Orgeville, C., Bec, M., Daruich, F., Perez, G., Arriagada, G., Bombino, S., Carter, C., Cavedoni, C., Collao, F., Collins, P., Diaz, P., Ebberts, A., Galvez, R., Gausachs, G., Hardash, S., James, E., Karewicz, S., Lazo, M., Maltes, D., Mouser, R., Rogers, R., Rojas, R., Sheehan, M., Trancho, G., Vergara, V., and Vucina, T. (2008). GeMS : Gemini Mcao System : current status and commissioning plans. In *Adaptive Optics Systems*, volume 7015 of *Proc. SPIE*, page 70150X.
- Bonaccini, D., Hackenberg, W., Cullum, M., Brunetto, E., Quattri, M., Quentin, J., Allaert, E., Dimmler, M., Tarenghi, M., van Kesteren, A., Di Chirico, C., Egedal, C., Buzzoni, B., Tamai, R., Tapia, M., Sarazin, M., and Pedichini, F. (2002). VLT Laser Guide Star Facility : from one to many LGS. In Vernet, E., Ragazzoni,

- R., Esposito, S., and Hubin, N., editors, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 58 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 391.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., and Pringle, J. E. (1997). Accretion and the stellar mass spectrum in small clusters. *MNRAS*, 285 :201–208.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., and Zinnecker, H. (1998). On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298 :93–102.
- Brandl, B. R., Feldt, M., Glasse, A., Guedel, M., Heikamp, S., Kenworthy, M., Lenzen, R., Meyer, M. R., Molster, F., Paalvast, S., Pantin, E. J., Quanz, S. P., Schmalzl, E., Stuik, R., Venema, L., and Waelkens, C. (2014). METIS : the mid-infrared E-ELT imager and spectrograph. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, volume 9147 of *Proc. SPIE*, page 914721.
- Brown, L. G. (1992). . *ACM Computing Surveys*, 325 :4.
- Cameron, P. B., Britton, M. C., and Kulkarni, S. R. (2009). Precision Astrometry with Adaptive Optics. *AJ*, 137 :83.
- Cameron, P. B. and Kulkarni, S. R. (2007). Astrometry of Galactic Compact Objects with Adaptive Optics. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 996.
- Campbell, L. and Elford, W. G. (1990). Measurement of atmospheric isoplanatism using stellar scintillation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 52 :313–320.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., and Mathis, J. S. (1989). The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ*, 345 :245–256.
- Carrasco, E. R., Edwards, M. L., McGregor, P. J., Peter, J., Doolan, M. C., Harmelen, J. V., Rigaut, F. J., Neichel, B., Artigau, E., Pessev, P., Colazo, F., Tigner, J., and Mauro, F. (2011). Results from the commissioning of the Gemini South Adaptive Optics Imager (GSAOI) at Gemini South Observatory. *Proc. SPIE*.
- Chassat, F., Rousset, G., and Primot, J. (1989). Theoretical and experimental evaluation of isoplanatic patch size for adaptive optics. In Roddier, F. J., editor, *Active telescope systems*, volume 1114 of *Proc. SPIE*, pages 14–22.
- Clark, P. (2001). First Results from the Rayleigh Laser Guide Star Project. *The Newsletter of the Isaac Newton Group of Telescopes*, 5 :22–23.
- Clark, P., Bissonauth, N., O’Byrne, J. W., Dunlop, C. N., Gregory, T., Morris, T. J., Myers, R. M., Saunter, C. D., and Wilson, R. W. (2003). Rayleigh guide star AO demonstrator for the 4.2m William Herschel Telescope. In Wizinowich,

- P. L. and Bonaccini, D., editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proc. SPIE*, pages 516–523.
- Clayton (1985). Interstellar dust in the LMC. *ApJ*, 288(1) :558–568.
- Conan, J.-M. (1994). PhD thesis, Ph. D. thesis, Université Paris XI Orsay, (1994).
- Conan, R., Bradley, C., Lardière, O., Blain, C., Venn, K., Andersen, D., Simard, L., Véran, J.-P., Herriot, G., Loop, D., Usuda, T., Oya, S., Hayano, Y., Terada, H., and Akiyama, M. (2010). Raven : a harbinger of multi-object adaptive optics-based instruments at the Subaru Telescope. In *Adaptive Optics Systems II*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 77360T.
- Correia, C. M. and Teixeira, J. (2014). Anti-aliasing Wiener filtering for wave-front reconstruction in the spatial-frequency domain for high-order astronomical adaptive-optics systems. *Journal of the Optical Society of America A*, 31 :2763.
- Costa, W. L. S., H. D. R. H. R. M. L. T. K. . G. M. M. (1993). . *IEEE Nuclear Science Symp and Medical Imaging Conf*, 974 :38–43.
- Dale, J. E., Ercolano, B., and Bonnell, I. A. (2013). Ionization-induced star formation - V. Triggering in partially unbound clusters. *MNRAS*, 431 :1062–1076.
- Dale, J. E., Haworth, T. J., and Bressert, E. (2015). The dangers of being trigger-happy. *MNRAS*, 450 :1199–1211.
- Davies, R. and Kasper, M. (2012). Adaptive Optics for Astronomy. *ARA&A*, 50 :305–351.
- Davies, R., Schubert, J., Hartl, M., Alves, J., Clénet, Y., Lang-Bardl, F., Nicklas, H., Pott, J.-U., Ragazzoni, R., Tolstoy, E., Agocs, T., Anwand-Heerwart, H., Barboza, S., Baudoz, P., Bender, R., Bizenberger, P., Boccaletti, A., Boland, W., Bonifacio, P., Briegel, F., Buey, T., Chapron, F., Cohen, M., Czoske, O., Dreizler, S., Falomo, R., Feautrier, P., Förster Schreiber, N., Gendron, E., Genzel, R., Glück, M., Gratadour, D., Greimel, R., Grupp, F., Häuser, M., Haug, M., Hennawi, J., Hess, H. J., Hörmann, V., Hofferbert, R., Hopp, U., Hubert, Z., Ives, D., Kausch, W., Kerber, F., Kravcar, H., Kuijken, K., Lang-Bardl, F., Leitzinger, M., Leschinski, K., Massari, D., Mei, S., Merlin, F., Mohr, L., Monna, A., Müller, F., Navarro, R., Plattner, M., Przybilla, N., Ramlau, R., Ramsay, S., Ratzka, T., Rhode, P., Richter, J., Rix, H.-W., Rodeghiero, G., Rohloff, R.-R., Rousset, G., Ruddenklau, R., Schaffenroth, V., Schlichter, J., Sevin, A., Stuik, R., Sturm, E., Thomas, J., Tromp, N., Turatto, M., Verdoes-Kleijn, G., Vidal, F., Wagner, R., Wegner, M., Zeilinger, W., Ziegler, B., and Zins, G. (2016). MICADO : first light imager for the E-ELT. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, volume 9908 of *Proc. SPIE*, page 99081Z.

- De Grijs, R., Wicker, J., and Bono, G. (2014). Clustering of Local Group Distances : Publication Bias or Correlated Measurements ? I. The Large Magellanic Cloud. *ApJ*, 147 :122.
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., Caplan, J., Whitworth, A. P., Nadeau, D., and Martín, S. (2003a). Triggered massive-star formation at the border of the H II Region Sh 104. *A&A*, 408 :L25–L28.
- Deharveng, L. and Zavagno, A. (2010). Observations of star formation triggered by H ii regions. *IAU Symp.*, 6(S270) :239–246.
- Deharveng, L., Zavagno, A., Salas, L., Porras, A., Caplan, J., and Cruz-González, I. (2003b). Sequential star formation at the periphery of the H II regions Sh 217 and Sh 219. *A&A*, 399 :1135–1145.
- Diolaiti, E. (2010). MAORY : A Multi-conjugate Adaptive Optics Relay for the E-ELT. *The Messenger*, 140 :28–29.
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., Close, L., Currie, D., and Parmeggiani, G. (2000). StarFinder : A code for stellar field analysis. Astrophysics Source Code Library.
- d’Orgeville, C. (2011). Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics (GeMS) Laser Guide Star Facility Commissioning Results. In *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*. Online at <http://ao4elt2.lesia.obspm.fr>, id.53, page 53.
- d’Orgeville, C., Diggs, S., Fesquet, V., Neichel, B., Rambold, W., Rigaut, F., Serio, A., Araya, C., Arriagada, G., Balladares, R., Bec, M., Boccas, M., Duran, C., Ebberts, A., Lopez, A., Marchant, C., Marin, E., Montes, V., Moreno, C., Petit Vega, E., Segura, C., Trancho, G., Trujillo, C., Urrutia, C., Veliz, P., and Vucina, T. (2012). Gemini South multi-conjugate adaptive optics (GeMS) laser guide star facility on-sky performance results. In *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Proc. SPIE*, page 84471Q.
- Dotter, A. L. (2007). *Self-consistent stellar evolution models with applications to Milky Way globular clusters and population synthesis*. PhD thesis, Dartmouth College.
- Dufour, R., Shields, G., and Talbot Jr., R. (1982). The carbon abundance in the Magellanic Clouds from IUE observations of H II regions. *ApJ*, 252 :461–473.
- Dunkl, C. and Xu, Y. (2014). *Orthogonal Polynomials of Several Variables*. Encyclopedia of Mathematics and its Applications. Cambridge University Press.

- Eikenberry, S., Bandyopadhyay, R., Bennett, J. G., Bessoff, A., Branch, M., Charcos, M., Corley, R., Dewitt, C., Eriksen, J.-D., Elston, R., Frommeyer, S., Gonzalez, A., Hanna, K., Herlevich, M., Hon, D., Julian, J., Julian, R., Lasso, N., Marin-Franch, A., Marti, J., Murphey, C., Raines, S. N., Rambold, W., Rashkind, D., Warner, C., Leckie, B., Gardhouse, W. R., Fletcher, M., Hardy, T., Dunn, J., Wooff, R., and Pazder, J. (2012). FLAMINGOS-2 : the facility near-infrared wide-field imager and multi-object spectrograph for Gemini. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446 of *Proc. SPIE*, page 84460I.
- Ellerbroek, B. and Rigaut, F. (2000). Astronomy : Optics adapt to the whole sky. *Nature*, 403 :25–26.
- Ellerbroek, B. L. (1994). First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes. *Journal of the Optical Society of America A*, 11 :783–805.
- Elmegreen, B. G. and Lada, C. J. (1977). Sequential formation of subgroups in OB associations. *ApJS*, 214 :725–741.
- Fesquet, V., Araujo, C., Garrel, V., Serio, A., Vidal, F., Arriagada, G., Boccas, M., Collao, F., Diggs, S., Donahue, J., D’Orgeville, C., Gausachs, G., Marchant, C., Montes, V., Moreno, C., Neichel, B., Oram, R., Pessev, P., Rambold, W., Urrutia, C., and Vucina, T. (2013). Review of Gemini South Laser Guide Star Facility performance and upgrades. In Esposito, S. and Fini, L., editors, *Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, page 117.
- Finger, G., Garnett, J., Bezawada, N., Dorn, R., Mehrgan, L., Meyer, M., Moorwood, A., Stegmeier, J., and Woodhouse, G. (2006). Performance evaluation and calibration issues of large format infrared hybrid active pixel sensors used for ground- and space-based astronomy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 565 :241–250.
- Fowler, A. and Gatley, I. (1990). . *ApJ*, 353 :L33.
- Foy, R. and Labeyrie, A. (1985). Feasibility of adaptive telescope with laser probe. *A&A*, 152 :L29–L31.
- Fried, D. L. (1966). Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56 :1372.
- Fritz, T., Gillessen, S., Trippe, S., Ott, T., Bartko, H., Pfuhl, O., Davies, R., Eisenhauer, F., and Genzel, R. (2010). What is limiting near-infrared astrometry in the Galactic Centre ? *MNRAS*, 401 :1177–1188.

- Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., Sauvage, J.-F., Dohlen, K., Mouillet, D., Charton, J., Baudoz, P., Kasper, M., Fedrigo, E., Rabou, P., Feautrier, P., Downing, M., Gigan, P., Conan, J.-M., Beuzit, J.-L., Hubin, N., Wildi, F., and Puget, P. (2006). Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Proc. SPIE*, page 62720K.
- Fusco, T., Rousset, G., Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Dohlen, K., Conan, R., Petit, C., and Montagnier, G. (2005). Conceptual design of an extreme AO dedicated to extra-solar planet detection by the VLT-Planet Finder instrument. In Tyson, R. K. and Lloyd-Hart, M., editors, *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications II*, volume 5903 of *Proc. SPIE*, pages 178–189.
- Galametz, M., Hony, S., Galliano, F., Madden, S. C., Albrecht, M., Bot, C., Cormier, D., Engelbracht, C., Fukui, Y., Israel, F. P., Kawamura, a., Leboutteiller, V., Li, a., Meixner, M., Misselt, K., Montiel, E., Okumura, K., Panuzzo, P., Roman-duval, J., Rubio, M., Sauvage, M., Seale, J. P., Sewiło, M., and Van loon, J. T. (2013). The thermal dust emission in N158-N159-N160(LMC) star-forming complex mapped by spitzer, Herschel and LABOCA. *MNRAS*, 431(2) :1596–1617.
- Garcia-Rissmann, A., Rigaut, F., Bec, M., Boccas, M., Galvez, R., Gausachs, G., Gratadour, D., and Neichel, B. (2010). Calibration of the MCAO Canopus Bench. In *Adaptative Optics for Extremely Large Telescopes*, page 02012.
- Gendron, E., Morris, T., Basden, A., Vidal, F., Atkinson, D., Bitenc, U., Buey, T., Chemla, F., Cohen, M., Dickson, C., Dipper, N., Feautrier, P., Gach, J.-L., Gratadour, D., Henry, D., Huet, J.-M., Morel, C., Morris, S., Myers, R., Osborn, J., Perret, D., Reeves, A., Rousset, G., Sevin, A., Stadler, E., Talbot, G., Todd, S., and Younger, E. (2016). Final two-stage MOAO on-sky demonstration with CANARY. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 99090C.
- Gendron, E. and Rousset, G. (2012). Temporal analysis of aliasing in Shack-Hartmann wave-front sensing. In *Adaptive Optics Systems III*, volume 8447 of *Proc. SPIE*, page 84476N.
- Ghez, A., Meyer, L., Lu, J., Do, T., Yelda, S., Ellerbroek, B., Morris, M., Becklin, E., van Dam, M., Schoeck, M., Witzel, G., Sitarski, B., and Boehle, A. (2014). Using MCAO to Enable Unique Test of General Relativity at the Galactic Center. NOAO Proposal.
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., Lu, J. R., Do, T., Dunn, J. K., Matthews, K., Morris, M. R., Yelda, S., Becklin, E. E., Kremenek, T., Milosavljevic, M., and Naiman, J. (2008). Measuring Distance and Properties of the Milky Way’s Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits. *ApJ*, 689 :1044–1062.

- Girard, J. H. V., Kasper, M., Quanz, S. P., Kenworthy, M. A., Rengaswamy, S., Schödel, R., Gallenne, A., Gillessen, S., Huerta, N., Kervella, P., Kornweibel, N., Lenzen, R., Mérand, A., Montagnier, G., O’Neal, J., and Zins, G. (2010). Status and new operation modes of the versatile VLT/NaCo. In *Adaptive Optics Systems II*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 77362N.
- Goodman, J. W. (1985). *Statistical Optics*.
- Gorti, U. and Hollenbach, D. (2002). Photoevaporation of Clumps in Photodissociation Regions. *ApJ*, 573(1) :215–237.
- Gratadour, D., Gendron, E., Grosset, L., Morris, T., Osborn, J., Basden, A., Martin, O., Rouan, D., Myers, R., and Rousset, G. (2014). First demo science with moao : observations of distant merging galaxies with canary.
- Gratadour, D., Mugnier, L. M., and Rouan, D. (2005). Sub-pixel image registration with a maximum likelihood estimator. *A&A*, 365(443) :357–365.
- Hammer, F., Puech, M., Assemat, F. F., Gendron, E., Sayede, F., Laporte, P., Marteau, M., Liotard, A., and Zamkotsian, F. (2004). FALCON : a concept to extend adaptive optics corrections to cosmological fields. In Ardeberg, A. L. and Andersen, T., editors, *Second Backaskog Workshop on Extremely Large Telescopes*, volume 5382 of *Proc. SPIE*, pages 727–736.
- Hammer, F., Sayède, F., Gendron, E., Fusco, T., Burgarella, D., Cayatte, V., Conan, J.-M., Courbin, F., Flores, H., Guinouard, I., Jocou, L., Lançon, A., Monnet, G., Mouhcine, M., Rigaud, F., Rouan, D., Rousset, G., Buat, V., and Zamkotsian, F. (2002). The FALCON Concept : Multi-Object Spectroscopy Combined with MCAO in Near-IR. In Bergeron, J. and Monnet, G., editors, *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation*, page 139.
- Hardy, J. W., Lefebvre, J. E., and Koliopoulos, C. L. (1977). Real-time atmospheric compensation. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 67 :360–369.
- Hasan, H. and Bely, P. Y. (1994). Effect of OTA Breathing on Hubble Space Telescope Images. In Hanisch, R. J. and White, R. L., editors, *The Restoration of HST Images and Spectra - II*, page 157.
- Herriot, G., Hickson, P., Ellerbroek, B. L., Andersen, D. A., Davidge, T., Erickson, D. A., Powell, I. P., Clare, R., Gilles, L., Boyer, C., Smith, M., Saddlemyer, L., and Véran, J.-P. (2006). NFIRAOS : TMT narrow field near-infrared facility adaptive optics. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Proc. SPIE*, page 62720Q.

- Hibon, P., Garrel, V., Neichel, B., Prout, B., Rigaut, F., Koning, A., Carrasco, E. R., Gimeno, G., and Pessev, P. (2016). First performance of the GeMS + GMOS system - 1. Imaging. *MNRAS*, 461 :507–518.
- Hubin, N., Arsenault, R., Conzelmann, R., Delabre, B., Le Louarn, M., Stroebele, S., and Stuik, R. (2005). Ground Layer Adaptive Optics. *Comptes Rendus Physique*, 6 :1099–1109.
- Inoue, T. and Fukui, Y. (2013). Formation of Massive Molecular Cloud Cores by Cloud-Cloud Collision. *ApJ*, 774 :L31.
- Itakura, Y., Tsutsumi, S., and Takago, T. (1985). Statistical Properties of the Background Noise for the Atmospheric Windows in the Intermediate Infrared Region. In Johnson, R. B. and Wolfe, W. L., editors, *Selected papers on infrared design. Part I and II*, volume 513 of *Proc. SPIE*, page 203.
- Jarno, A., Bacon, R., Ferruit, P., and Pécontal-Rousset, A. (2008). Numerical Simulation of the VLT/MUSE Instrument. In Argyle, R. W., Bunclark, P. S., and Lewis, J. R., editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVII*, volume 394 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 701.
- Kelz, A., Hammer, F., Jagourel, P., and MOSAIC Consortium (2016). MOSAIC : A Multi-Object Spectrograph for the E-ELT. In Skillen, I., Barcells, M., and Trager, S., editors, *Multi-Object Spectroscopy in the Next Decade : Big Questions, Large Surveys, and Wide Fields*, volume 507 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 425.
- Kelz, A. and Roth, M. (2007). MUSE : a powerful Integral-Field Spectrograph for the ESO-VLT. *Astronomische Nachrichten*, 328 :715.
- Kendrew, S., Beuther, H., Simpson, R., Csengeri, T., Wienen, M., Lintott, C. J., Povich, M. S., Beaumont, C., and Schuller, F. (2016). The Milky Way Project and ATLASGAL : The Distribution and Physical Properties of Cold Clumps Near Infrared Bubbles. *ApJ*, 825 :142.
- Kendrew, S., Simpson, R., Bressert, E., Povich, M. S., Sherman, R., Lintott, C. J., Robitaille, T. P., Schawinski, K., and Wolf-Chase, G. (2012). The Milky Way Project : A Statistical Study of Massive Star Formation Associated with Infrared Bubbles. *ApJ*, 755 :71.
- Keto, E. (2003). The Formation of Massive Stars by Accretion through Trapped Hypercompact H II Regions. *ApJ*, 599 :1196–1206.
- Kolb, J., Madec, P.-Y., Arsenault, R., Oberti, S., Paufigue, J., La Penna, P., Ströbele, S., Donaldson, R., Soenke, C., Suárez Valles, M., Kiekebusch, M., Argomedo, J., Le Louarn, M., Vernet, E., Haguenaer, P., Duhoux, P., Aller-

- Carpentier, E., Valenzuela, J. J., and Guerra, J. C. (2016). Laboratory results of the AOF system testing. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 99092S.
- Kolmogorov, A. (1941). The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30 :301–305.
- Kroupa, P. (2002). The initial mass function of stars : evidence for uniformity in variable systems. *Science*, 295(5552) :82–91.
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., and Cunningham, A. J. (2009). The Formation of Massive Star Systems by Accretion. *Science*, 323 :754.
- La Penna, P., Ströbele, S., Aller Carpentier, E., Argomedo, J., Arsenault, R., Conzelmann, R. D., Delabre, B., Donaldson, R., Duchateau, M., Fedrigo, E., Gago, F., Hubin, N., Quentin, J., Jolley, P., Kiekebusch, M., Kirchbauer, J. P., Klein, B., Kolb, J., Kuntschner, H., Le Louarn, M., Lizon, J. L., Madec, P. ., Manescau, A., Mehrgan, L., Sedghi, B., Suarez Valles, M., Soenke, C., Tordo, S., Vernet, J., and Zampieri, S. (2014). Galaxi integration and functional tests.
- Lada, C. J. and Lada, E. A. (1991). *The Formation and Evolution of Star Clusters*. ASP Conf. Ser.
- Lada, C. J. and Wilking, B. A. (1984). The nature of the embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud - Mid-infrared observations. *ApJ*, 287 :610–621.
- Le Louarn, M., Hubin, N., Sarazin, M., and Tokovinin, A. (2000). New challenges for adaptive optics : extremely large telescopes. *MNRAS*, 317 :535–544.
- Lefloch, B. and Lazareff, B. (1994). Cometary globules. 1 : Formation, evolution and morphology. *A&A*, 289 :559–578.
- Lenzen, R., Hofmann, R., Bizenberger, P., and Tusche, A. (1998). CONICA : the high-resolution near-infrared camera for the ESO VLT. In Fowler, A. M., editor, *Infrared Astronomical Instrumentation*, volume 3354 of *Proc. SPIE*, pages 606–614.
- Lequeux, J. (1989). Interstellar Dust in the Magellanic Clouds - Extinction and Far-Infrared Emission. In de Boer, K., Spite, F., and Stasińska, G., editors, *Recent Developments of Magellanic Cloud Research*, page 119.
- Libralato, M., Bellini, A., Bedin, L. R., Piotto, G., Platais, I., Kissler-Patig, M., Milone, a. P., and . (2014). Ground-based astrometry with wide field imagers. V. Application to near-infrared detectors : HAWK-I@VLT/ESO. *A&A*, 563 :A80.

- Lloyd-Hart, M., Angel, J. R. P., Groesbeck, T. D., Martinez, T., Jacobsen, B. P., McLeod, B. A., McCarthy, D. W., Hooper, E. J., Hege, E. K., and Sandler, D. G. (1998). First Astronomical Images Sharpened with Adaptive Optics Using a Sodium Laser Guide Star. *ApJ*, 493 :950–954.
- Lu, J. R., Ghez, A. M., Hornstein, S. D., Morris, M. R., Becklin, E. E., and Matthews, K. (2009). A Disk of Young Stars at the Galactic Center as Determined by Individual Stellar Orbits. *ApJ*, 690 :1463–1487.
- Lu, J. R., Neichel, B., Anderson, J., Sinukoff, E., Hosek, M. W., Ghez, A. M., and Rigaut, F. (2014). Near-infrared astrometry of star clusters with different flavors of adaptive optics and HST. In *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Proc. SPIE*, page 91480B.
- Marchetti, E., Brast, R., Delabre, B., Donaldson, R., Fedrigo, E., Frank, C., Hubin, N., Kolb, J., Lizon, J.-L., Marchesi, M., Oberti, S., Reiss, R., Santos, J., Soenke, C., Tordo, S., Baruffolo, A., Bagnara, P., and CAMCAO Consortium (2007). On-sky Testing of the Multi-Conjugate Adaptive Optics Demonstrator. *The Messenger*, 129 :8–13.
- Massari, D., Bellini, A., Ferraro, F. R., van der Marel, R. P., Anderson, J., Dalesandro, E., and Lanzoni, B. (2013). Hubble Space Telescope Absolute Proper Motions Of NGC 6681 (M70) and the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy. *ApJ*, 779 :81.
- Massari, D., Fiorentino, G., McConnachie, A., Bellini, A., Tolstoy, E., Turri, P., Andersen, D., Bono, G., Stetson, P. B., and Véran, J.-P. (2016). Astrometry with MCAO : HST-GeMS proper motions in the globular cluster NGC 6681. *A&A*.
- Mathis, J. S. (1990). Interstellar dust and extinction. *ARA&A*, 28 :37–70.
- Mauersberger, R., Villard, E., Peck, A. B., Asayama, S., Barkats, D., Calisse, P., Corder, S., Cortes, J., Cortes, P., de Gregorio, I., Dent, W. R. F., Fomalont, E., Fulla, D., Garcia-Appadoo, D., Gunawan, D., Hales, A., Hills, R. E., Kamazaki, T., Knee, L., Kneissl, R., Komugi, S., Leon, S., Lucas, R., Lundgren, A., Marconi, G., Matsushita, S., Planesas, P., Rawlings, M., Richards, A., Sawada, T., Simon, R., Tachihara, K., van Kempen, T., and Wiklind, T. (2011). Commissioning and Science Verification of ALMA. In Cernicharo, J. and Bachiller, R., editors, *The Molecular Universe*, volume 280 of *IAU Symposium*.
- McGregor, P., Hart, J., Stevanovic, D., Bloxham, G., Jones, D., Van Harmelen, J., Griesbach, J., Dawson, M., Young, P., and Jarnyk, M. (2004). Gemini South Adaptive Optics Imager (GSAOI). In Moorwood, A. and Iye, M., editors, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*, volume 5492 of *Proc. SPIE*, pages 1033–1044.

- McGurk, R., Rockosi, C., Gavel, D., Kupke, R., Peck, M., Pfister, T., Ward, J., Deich, W., Gates, J., Gates, E., Alcott, B., Cowley, D., Dillon, D., Lanclos, K., Sandford, D., Saylor, M., Srinath, S., Weiss, J., and Norton, A. (2014). Commissioning ShARCS : the Shane adaptive optics infrared camera-spectrograph for the Lick Observatory Shane 3-m telescope. In *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Proc. SPIE*, page 91483A.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2003). The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*, 585 :850–871.
- Meyer, E., Kürster, M., Arcidiacono, C., Ragazzoni, R., and Rix, H.-W. (2011). Astrometry with the MCAO instrument MAD An analysis of single-epoch data obtained in the layer-oriented mode. *A&A*, 532 :10.
- Meynadier, F. (2007). *Etoiles massives les plus jeunes des Nuages de Magellan : Les HEBS et leur environnement*. PhD thesis.
- Miao, J., White, G. J., Thompson, M. A., and Nelson, R. P. (2009). an Investigation on the Morphological Evolution of Bright-Rimmed Clouds. *ApJ*, 692(1) :382–401.
- Milton, N. M., Lloyd-Hart, M., Bernier, J. A., and Baranec, C. (2007). Real-time atmospheric turbulence profile estimation using modal covariance measurements from multiple guide stars. In *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications III*, volume 6691 of *Proc. SPIE*, page 66910B.
- Morgan, W. W. and Keenan, P. C. (1973). Spectral Classification. *ARA&A*, 11 :29.
- Morris, T. (2003). Rayleigh Laser Guide Star Returns to the WHT. *The Newsletter of the Isaac Newton Group of Telescopes*, 7 :18.
- Mort, M. S., S. M. D. (1988). . *IEEE Proc. of SPIE : Applications of digital image processing*, 974 :38–43.
- Mugnier, L. (2008). Des données à la connaissance de l’objet : le problème inverse. In Léna, P., Rouan, D., Lebrun, F., Mignard, F., and Pelat, D., editors, *L’observation en astrophysique*, chapter 9, section 6, pages 591–613. EDP Sciences, Les Ulis, France.
- Mugnier, L. M., Fusco, T., and Conan, J.-M. (2004). MISTRAL : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomical adaptive-optics-corrected long-exposure images. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*, 21(10) :1841–1854.
- Munro, D. H. (1995). Using the Yorick interpreted language. *Comput. Phys.*, 9(6) :609–615.

- Murowinski, R. G., Bond, T., Crampton, D., Davidge, T. J., Fletcher, J. M., Leckie, B., Morbey, C. L., Roberts, S., Saddlemeyer, L., Sebesta, J., Stilburn, J. R., Szeto, K., Allington-Smith, J. R., Content, R., Davies, R. L., Dodsworth, G. N., Haynes, R., Robinson, D. J., Robertson, D. J., Webster, J., Lee, D., Beard, S. M., Dickson, C. G., Kelly, D., Bennet, R., Ellis, M. A., Hastings, P. R., and Williams, P. R. (1998). Gemini multiobject spectrographs. In D'Odorico, S., editor, *Optical Astronomical Instrumentation*, volume 3355 of *Proc. SPIE*, pages 188–195.
- Neichel, B., D'Orgeville, C., Callingham, J., Rigaut, F., Winge, C., and Trancho, G. (2013). Characterization of the sodium layer at Cerro Pachón, and impact on laser guide star performance. *MNRAS*, 429 :3522–3532.
- Neichel, B., Fusco, T., Sauvage, J.-F., Correia, C., Dohlen, K., El-Hadi, K., Blanco, L., Schwartz, N., Clarke, F., Thatte, N. A., Tecza, M., Paufique, J., Vernet, J., Le Louarn, M., Hammersley, P., Gach, J.-L., Pascal, S., Vola, P., Petit, C., Conan, J.-M., Carlotti, A., Vérinaud, C., Schnetler, H., Bryson, I., Morris, T., Myers, R., Hugot, E., Gallie, A. M., and Henry, D. M. (2016). The adaptive optics modes for HARMONI : from Classical to Laser Assisted Tomographic AO. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 990909.
- Neichel, B., Huertas-Company, M., Huellou, T., Epinat, B., Puech, M., and Gratadour, D. (2014). Morphology of distant galaxies with MCAO. In *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Proc. SPIE*, page 914840.
- Neichel, B., Lu, J. R., Rigaut, F., Ammons, S. M., Carrasco, E. R., and Lassalle, E. (2014a). Astrometric performance of the Gemini multi-conjugate adaptive optics system in crowded fields. *MNRAS*, (September).
- Neichel, B., Rigaut, F., Bec, M., Boccas, M., Daruich, F., D'Orgeville, C., Fesquet, V., Galvez, R., Garcia-Rissmann, A., Gausachs, G., Lombini, M., Perez, G., Trancho, G., Upadhy, V., and Vucina, T. (2010). The Gemini MCAO System GeMS : nearing the end of a lab-story. In *Adaptive Optics Systems II*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 773606.
- Neichel, B., Samal, M. R., and Plana, H. (2015). Deep near-infrared adaptive-optics observations of a young embedded cluster at the edge of the RCW 41 H II region. *A&A*, 576 :A110.
- Neichel, B., Vidal, F., Dam, M. A. V., Garrel, V., Carrasco, E. R., Pessev, P., Winge, C., Boccas, M., Arriagada, G., Serio, A., Rambold, W. N., Javier, L., Moreno, C., Galvez, R. L., Montes, V., Vucina, T. B., Urrutia, C., Lopez, A., Diggs, S. J., Marchant, C., Ebbers, A. W., Trujillo, C., Bec, M., Trancho, G., Young, P. J., Colazo, F., and Edwards, M. L. (2014b). Gemini multi-conjugate adaptive optics system review II : Commissioning , operation and overall performance. *MNRAS*, (December) :1–20.

- Neichel, B., Vidal, F., Rigaut, F., Carrasco, E. R., Serio, A., Pessev, P., Winge, C., Dam, M. V., Araujo, C., Boccas, M., Fesquet, V., Galvez, R., Javier, L., Montes, V., Moreno, C., Rambold, W., Urrutia, C., and Vucina, T. (2013). GeMS FIRST SCIENCE RESULTS. *Proc. AO4ELT3*, pages 1–9.
- Nomoto, K. (2014). Core Collapse Supernova Models and Nucleosynthesis. *IAU Symp.*, 9(S296) :27–36.
- Ono, Y. H., Correia, C. M., Lardièrre, O., Andersen, D. R., Oya, S., Akiyama, M., Gamroth, D., Jackson, K., Martin, O., and Bradley, C. (2016). On-sky MOAO performance evaluation of RAVEN. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 990910.
- Orban de Xivry, G., Rabien, S., Busoni, L., Gaessler, W., Bonaglia, M., Borelli, J., Deysenroth, M., Esposito, S., Gemperlein, H., Kulas, M., Lefebvre, M., Mazzoni, T., Peter, D., Puglisi, A., Raab, W., Rahmer, G., Sivitilli, A., Storm, J., and Ziegler, J. (2016). First on-sky results with ARGOS at LBT. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909 of *Proc. SPIE*, page 990936.
- Otarola, A., Hickson, P., Gagné, R., Bo, Y., Zuo, J., Xie, S., Feng, L., Rochester, S., Budker, D., Shen, S., Xue, S., Min, L., Wei, K., Boyer, C., Ellerbroek, B., Hu, J., Peng, Q., and Xu, Z. (2016). On-Sky Tests of a High-Power Pulsed Laser for Sodium Laser Guide Star Adaptive Optics. *Journal of Astronomical Instrumentation*, 5 :1650001.
- Paufique, J., Bruton, A., Glindemann, A., Jost, A., Kolb, J., Jochum, L., Le Louarn, M., Kiekebusch, M., Hubin, N., Madec, P.-Y., Conzelmann, R., Siebenmorgen, R., Donaldson, R., Arsenault, R., and Tordo, S. (2010). Graal : a seeing enhancer for the nir wide-field imager hawk-i.
- Peri, M. L., Smithson, R. C., Acton, D. S., Frank, Z. A., and Title, A. M. (1989). Active Optics, Anisoplanatism, and the Correction of Astronomical Images. In Rutten, R. J. and Severino, G., editors, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, volume 263 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 77.
- Pfrommer, T. and Hickson, P. (2010). High-resolution mesospheric sodium observations for extremely large telescopes. In *Adaptive Optics Systems II*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 773620.
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., Thompson, I. B., Pilecki, B., Udalski, A., Soszyński, I., Kozłowski, S., Konorski, P., Suchomska, K., Bono, G., Moroni, P. G. P., Villanova, S., Nardetto, N., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Storm, J., Gallenne, A., Smolec, R., Minniti, D., Kubiak, M., Szymański, M., Poleski, R., Wyrzykowski, L., Ulaczyk, K., Pietrukowicz, P., Górski, M., and Karczmarek, P.

- (2013). An eclipsing binary distance to the Large Magellanic Cloud accurate to 2 per cent. *Nature*, 495 :76.
- Pilkington, J. D. H. (1987). Artificial guide stars for adaptive imaging. *Nature*, 330 :116.
- Pomarès, M. (2009). *La formation stellaire induite par les régions H II dans notre galaxie : questions posées et éléments de réponse*. PhD thesis, Ph. D. thesis, Université Aix-Marseille.
- Rabien, S., Barl, L., Beckmann, U., Bonaglia, M., Borelli, J. L., Brynnel, J., Buschkamp, P., Busoni, L., Christou, J., Connot, C., Davies, R., Deysenroth, M., Esposito, S., Gässler, W., Gemperlein, H., Hart, M., Kulas, M., Lefebvre, M., Lehmitz, M., Mazzoni, T., Nussbaum, E., Orban de Xivry, G., Peter, D., Quirrenbach, A., Raab, W., Rahmer, G., Storm, J., and Ziegleder, J. (2014). Status of the ARGOS project. In *Adaptive Optics Systems IV*, volume 9148 of *Proc. SPIE*, page 91481B.
- Raines, S. N., Eikenberry, S. S., Bandyopadhyay, R. M., Julian, J. A., Hanna, K. T., Warner, C. D., Julian, R. E., Bennett, J. G., DeWitt, C. N., Frommeyer, S., Gonzalez, A., Herlevich, M. D., and Murphey, C. (2008). Characterization and testing of FLAMINGOS-2 : the Gemini facility near-infrared multi-object spectrometer and wide-field imager. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, volume 7014 of *Proc. SPIE*, page 70143C.
- Raines, S. N., Eikenberry, S. S., Gonzalez, A. H., Bandyopadhyay, R. M., DeWitt, C., Elston, R. J., Bennett, J., Murphey, C., Hanna, K. T., Rambold, W. N., Warner, C., Bessoff, A., Branch, M., Corley, R., Eriksen, J., Frommeyer, S., Herlevich, M., Hon, D., Julian, J. A., Julian, R. E., Marin-Franch, A., Marti, J., Rashkin, D., Leckie, B., Gardhouse, W., Fletcher, M., Hardy, T., Dunn, J., Wooff, R., Gomez, P. L., Diaz, R. J., and Bergmann, M. P. (2010). The FLAMINGOS-2 On-Sky Performance. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #215*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 400.
- Reid, M. J. and Menten, K. M. (2007). Imaging the Radio Photospheres of Mira Variables. *ApJ*, 671 :2068–2073.
- Rieke, G. H. and Lebofsky, M. J. (1985). The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *ApJ*, 288 :618–621.
- Rigaut, F. (2002). Ground Conjugate Wide Field Adaptive Optics for the ELTs. In Vernet, E., Ragazzoni, R., Esposito, S., and Hubin, N., editors, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 58 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 11.
- Rigaut, F. (2015). Astronomical Adaptive Optics. *PASP*, 127 :1197.

- Rigaut, F. and Gendron, E. (1992). Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem. *A&A*, 261 :677–684.
- Rigaut, F., Neichel, B., Boccas, M., D’Orgeville, C., Vidal, F., van Dam, M., Arriagada, G., Fesquet, V., Galvez, R., Gausachs, G., Cavedoni, C., Ebbers, A., Karewicz, S., James, E., Lührs, J., Montes, V., Perez, G., Rambold, W., Rojas, R., Walker, S., Bec, M., Trancho, G., Sheehan, M., Irarrazaval, B., Boyer, C., Ellerbroek, B., Flicker, R., Gratadour, D., Garcia-Rissmann, A., and Daruich, F. (2014). Gemini multiconjugate adaptive optics system review - I. Design, trade-offs and integration. *MNRAS*, 437 :2361–2375.
- Rigaut, F., Ragazzoni, R., Chun, M., and Mountain, M. (2000). Adaptive optics challenges for the ELTs. In Andersen, T., Ardeberg, A., and Gilmozzi, R., editors, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 57 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 168.
- Roddier, F. (1999). “High Angular Resolution Observations of Protoplanetary Disks with Adaptive Optics”. *NASA STI/Recon Technical Report N*.
- Roth, K., Gimeno, G., Chiboucas, K., Hibon, P., Gomez, P. L., and Placco, V. (2015). Commissioning new Hamamatsu CCDs for GMOS-S. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 225 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 337.05.
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., and Rigaut, F. (1990). First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *A&A*, 230 :L29–L32.
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., Hubin, N. N., Gendron, E., Fusco, T., Arsenault, R., Charton, J., Feautrier, P., Gigan, P., Kern, P. Y., Lagrange, A.-M., Madec, P.-Y., Mouillet, D., Rabaud, D., Rabou, P., Stadler, E., and Zins, G. (2003). NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. In Wizinowich, P. L. and Bonaccini, D., editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Proc. SPIE*, pages 140–149.
- Salpeter, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161.
- Sauvage, J.-F., Fusco, T., Petit, C., Costille, A., Mouillet, D., Beuzit, J.-L., Dohlen, K., Kasper, M., Suarez, M., Soenke, C., Baruffolo, A., Salasnich, B., Rochat, S., Fedrigo, E., Baudoz, P., Hugot, E., Sevin, A., Perret, D., Wildi, F., Downing, M., Feautrier, P., Puget, P., Vigan, A., O’Neal, J., Girard, J., Mawet, D., Schmid, H. M., and Roelfsema, R. (2016). SAXO : the extreme adaptive optics system of SPHERE (I) system overview and global laboratory performance. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2(2) :025003.

- Sawruk, N., Lee, I., Jalali, M., Prezkuta, Z., Groff, K., Roush, J., Rogers, N., Tiemann, B., Hannon, S., Alford, J., d'Orgeville, C., Fesquet, V., Oram, R., Adkins, S. M., and Grace, K. (2010). System overview of 30 W and 55 W sodium guide star laser systems. In *Adaptive Optics Systems II*, volume 7736 of *Proc. SPIE*, page 77361Y.
- Service, M., Lu, J. R., Campbell, R., Sitarski, B. N., Ghez, A. M., and Anderson, J. (2016). A new distortion solution for nirc2 on the keck ii telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128(967) :095004.
- Sharp, R., Bloxham, G., Boz, R., Bundy, D., Davies, J., Espeland, B., Fordham, B., Hart, J., Herrald, N., Nielsen, J., Vaccarella, A., Vest, C., Young, P., and McGregor, P. (2016). GMTIFS : The Giant Magellan Telescope integral fields spectrograph and imager. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, volume 9908 of *Proc. SPIE*, page 99081Y.
- Shreiber, L., Diolaiti, E., Bellazzini, M., Ciliegi, P., Foppiani, I., Greggio, L., Lanzoni, B., and Lombini, M. (2012). Handling a highly structured and spatially variable Point Spread Function in AO images. *Proc. AO4ELT2*.
- Shu, F. H. (1977). Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. *ApJ*, 214 :488–497.
- Siess, L., Dufour, E., and Forestini, M. (2000). An internet server for update pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars. *A&A*, 358 :593–599.
- Smith, V. (1999). Stellar Metallicities in the Magelanic Clouds. *IAU Symp.*, 190.
- Snyder, D. L., Helstrom, C. W., Lanterman, A. D., Faisal, M., and White, R. L. (1995). Compensation for readout noise in CCD images. *Journal of the Optical Society of America A*, 12 :272–283.
- Stahler, S. W., Palla, F., and Ho, P. T. P. (2000). The Formation of Massive Stars. *Protostars and Planets IV*, pages 327–352.
- Stetson, P. B. (1987). DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. *PASP*, 99 :191–222.
- Ströbele, S., La Penna, P., Arsenault, R., Conzelmann, R. D., Delabre, B., Duchateau, M., Dorn, R., Fedrigo, E., Hubin, N., Quentin, J., Jolley, P., Kiekebusch, M., Kirchbauer, J. P., Klein, B., Kolb, J., Kuntschner, H., Le Louarn, M., Lizon, J. L., Madec, P.-Y., Pettazzi, L., Soenke, C., Tordo, S., Vernet, J., and Muradore, R. (2012). Galacsi system design and analysis.
- Szecs, D. and Langer, N. (2015). UV Intense Stars as a Source of Ionizing Radiation in Low Metallicity Dwarf Galaxies. *IAU General Assembly*, 22 :2256962.

- Talbot, G., Abrams, D. C., Apostolakos, N., Bassom, R., Blackburn, C., Blanken, M., Cano Infantes, D., Chopping, A., Dee, K., Dipper, N., Elswijk, E., Enthoven, B., Gregory, T., ter Horst, R., Humphreys, R., Idserda, J., Jolley, P., Kuindersma, S., McDermid, R., Morris, T., Myers, R., Pico, S., Pragt, J., Rees, S., Rey, J., Reyes, M., Rutten, R., Schoenmaker, T., Skvarc, J., Tromp, N., Tulloch, S., and Veninga, A. (2006). GLAS : engineering a common-user Rayleigh laser guide star for adaptive optics on the William Herschel Telescope. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Proc. SPIE*, page 62722H.
- Tallon, M. and Foy, R. (1990). Adaptive telescope with laser probe - Isoplanatism and cone effect. *A&A*, 235 :549–557.
- Tallon, M. and Tallon-Bosc, I. (1992). Optical aperture synthesis wave-front sensing. *A&A*, 256 :715–722.
- Thatte, N. A., Clarke, F., Bryson, I., Shnetler, H., Tecza, M., Fusco, T., Bacon, R. M., Richard, J., Mediavilla, E., Neichel, B., Arribas, S., Garcia-Lorenzo, B., Evans, C. J., Remillieux, A., El Madi, K., Herreros, J. M., Melotte, D., O'Brien, K., Tosh, I. A., Vernet, J., Hammersley, P., Ives, D. J., Finger, G., Houghton, R., Rigopoulou, D., Lynn, J. D., Allen, J. R., Zieleniewski, S. D., Kendrew, S., Ferraro-Wood, V., Pécontal-Rousset, A., Kosmalski, J., Laurent, F., Loupiau, M., Piqueras, L., Renault, E., Blaizot, J., Daguisé, E., Migniau, J.-E., Jarno, A., Born, A., Gallie, A. M., Montgomery, D. M., Henry, D., Schwartz, N., Taylor, W., Zins, G., Rodríguez-Ramos, L. F., Cagigas, M., Battaglia, G., Rebolo López, R., Hernández Suárez, E., Gigante-Ripoll, J. V., Piqueras López, J., Villa Martín, M., Correia, C., Pascal, S., Blanco, L., Vola, P., Epinat, B., Peroux, C., Vigan, A., Dohlen, K., Sauvage, J.-F., Lee, M., Carlotti, A., Verinaud, C., Morris, T., Myers, R., Reeves, A., Swinbank, M., Calcines, A., and Larrieu, M. (2016). The E-ELT first light spectrograph HARMONI : capabilities and modes. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, volume 9908 of *Proc. SPIE*, page 99081X.
- Thompson, L. A., Castle, R., and Carroll, D. L. (1991). Laser Guide Stars for Adaptive Optics Systems - Rayleigh Scattering Experiments. In Ealey, M. A., editor, *Active and Adaptive Optical Systems*, volume 1542 of *Proc. SPIE*, page 110.
- Tognelli, E., Prada Moroni, P. G., and Degl'Innocenti, S. (2011). The Pisa pre-main sequence tracks and isochrones. A database covering a wide range of Z, Y, mass, and age values. *A&A*, 533 :A109.
- Tokovinin, A. (2004). Seeing Improvement with Ground-Layer Adaptive Optics. *PASP*, 116 :941–951.

- Tokovinin, A., Baumont, S., and Vasquez, J. (2003). Statistics of turbulence profile at Cerro Tololo. *MNRAS*, 340 :52–58.
- Trippe, S., Davies, R., Eisenhauer, F., Fritz, T. K., and Genzel, R. (2010). High Precision Astrometry with MICADO at the European Extremely Large Telescope. *MNRAS*, 402(January) :11–26.
- Turri, P., McConnachie, A. W., Stetson, P. B., Fiorentino, G., Andersen, D. R., Bono, G., Massari, D., and Véran, J.-P. (2017). Optimal Stellar Photometry for Multi-conjugate Adaptive Optics Systems Using Science-based Metrics. *AJ*, 153 :199.
- Úbeda, L., Kozhurina-platais, V., Bedin, L. R., and Astronomico, O. (2013). ACS / WFC Geometric Distortion : a time dependency study. *STScI Instrument Science Report*, pages 1–12.
- Vernin, J. and Munoz-Tunon, C. (1992). Optical seeing at La Palma Observatory. I - General guidelines and preliminary results at the Nordic Optical Telescope. *A&A*, 257 :811–816.
- Vernin, J. and Munoz-Tunon, C. (1994). Optical seeing at La Palma Observatory. 2 : Intensive site testing campaign at the Nordic Optical Telescope. *A&A*, 284 :311–318.
- Viard, E. (2001). *Systemes d’optique adaptive avec etoiles laser : du systeme classique aux methodes multi-conjugees*. PhD thesis, Ph.D.-Thesis, Universite de Grenoble, [2001] vi, 216 p.
- Vidal, F., Gendron, É., Rousset, G., Morris, T., Basden, A., Myers, R., Brangier, M., Chemla, F., Dipper, N., Gratadour, D., Henry, D., Hubert, Z., Longmore, A., Martin, O., Talbot, G., and Younger, E. (2014). Analysis of on-sky MOAO performance of CANARY using natural guide stars. *A&A*, 569 :A16.
- Walterbos, R. A. M., Thilker, D. A., Braun, R., and Fierro, V. (1998). HIIphot : A New Method for Automated Photometry of HII Regions. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 30 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1353.
- Ye, J., Gao, Z., Wang, S., Cheng, J., Wang, W., and Sun, W. (2014). Comparative assessment of orthogonal polynomials for wavefront reconstruction over the square aperture. *J. Opt. Soc. Am. A*, 31(10) :2304–2311.
- Yelda, S., Lu, J. R., Ghez, A. M., Clarkson, W., Anderson, J., Do, T., and Matthews, K. (2010). Improving Galactic Center Astrometry by Reducing the Effects of Geometric Distortion. *ApJ*, 725 :331–352.

- Yorke, H. W. and Sonnhalter, C. (2002). On the Formation of Massive Stars. *ApJ*, 569 :846–862.
- Zavagno, A., Deharveng, L., and Caplan, J. (2005). Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for "collect and collapse" candidates. *A&A*, 446(2) :171–184.
- Zinnecker, H. and Bate, M. R. (2002). Multiplicity of Massive Stars – a Clue to their Origin? In Crowther, P., editor, *Hot Star Workshop III : The Earliest Phases of Massive Star Birth*, volume 267 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 209.
- Zombeck, M. V. (1990). Book-Review - Handbook of Space Astronomy and Astrophysics. *Science*, 249 :1314.

ANNEXES

A Liste des Acronymes

ACS	Advanced Camera for Survey
ADU	Analog-to-Digital Unit
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
AOF	Adaptive Optics Facility
ARGOS	Advanced Rayleigh Guided Ground Layer Adaptive Optics System
ASO	Analyseur de Surface d'Onde
BPM	Bad Pixel Map
BTO	Beam Transfer Optics
CC	Corélation Croisée
CCD	Charge Coupled Device
C-C	Couleur-Couleur
C-M	Couleur-Magnitude
ELT	Extremely Large Telescope
E-ELT	Extremely Large Telescope
ESO	European Southern Observatory
FEP	Fonction d'Étalement du Point
FTO	Fonction Transfert Optique
FWHM	Full Width Half Maximum
GALACSI	Ground Atmospheric Layer Adaptive Corrector for Spectroscopic Imaging
GeMS	Gemini Multi-conjugated adaptive optics System
GMC	Giant Molecular Cloud
GMOS	Gemini Multi-Object Spectrographs
GMT	Giant Magellan Telescope
GLAO	Ground Layer Adaptive Optics
GRAAL	GRound-layer Adaptive optics Assisted by Laser
GSAOI	Gemini South Adaptive Optics Imager
GSC-2	Guide Star Catalog 2
HARMONI	High Angular Resolution Monolithic Optical and Near-IR Integral field spectrograph
HAWK-I	High Acuity Wide field K-band Imager
HRC	High Resolution Channel
HST	Hubble Space Telescope
IMF	Initial Mass Function
IR	InfraRed

LAM	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
LBT	Large Binocular Telescope
LGS	Laser Guide Star
LGSF	Laser Guide Stars Facility
LLT	Laser Launch Telescope
LMC	Large Magellanic Cloud (Grand Nuage de Magellan)
LTAO	Laser Tomography Adaptive Optics
MAD	Multi-conjugate Adaptive optics Demonstrator
MCAO	Multi-Conjugate Adaptive Optics
MCP	Moindres Carrés Pondérés
MD	Miroir Déformable
METIS	Mid-infrared E-ELT Imager and Spectrograph
MICADO	Multi-AO Imaging Camera for Deep Observations
MKK	Morgan and Keenan
MOAO	Multi-Objets Adaptive Optics
MOSAIC	Multi-Object Spectrograph for Astrophysics Intergalactic-medium studies and Cosmology
MS	Main Sequence
MUSE	Multi-Unit Spectroscopic Explorer
MV	Maximum de Vraisemblance
NFIRAOS	Narrow-Field Infrared Adaptive Optics System
NIRC2	Near InfraRed Camera 2
NGS	Natural Guide Star
OA	Optique Adaptative
OTA	Optical Telescope Assembly
PLU	Plage de Luminosité Uniforme
PMS	Pre-Main Sequence
RDI	Radiation Driven Implosion
RMS	Root Mean Square
RTC	Real Time Computer
SINFONI	Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared
SNR	Signal to Noise Ratio
SR	Strehl Ratio
TF	Transformée de Fourier
TMT	Thirty Meter Telescope

UA	Unité Astronomique
UCAC-2	USNO CCD Astrograph Catalog 2
USNO	United States Naval Observatory
UT4	Unit Telescope 4
UV	Ultra Violet
UVIS	Ultraviolet Imaging Spectrograph
VLBI	Very-Long-Baseline Interferometry
VLT	Very Large Telescope
WFC	Wide Field Channel
WFI	Wide Field Imager
WFPC2	Wide Field Planetary Camera 2
WHT	William Herschel Telescope
YSO	Young Stellar Objects
ZAMS	Zero-Age Main Sequence
ZP	Zero Point
2MASS	Two Micron All Sky Survey

B Publication

"Optimal correction of distortion for High Angular Resolution images. Application to GeMS data", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS).

Optimal correction of distortion for high-angular-resolution images: Application to GeMS data

A. Bernard,^{1★†} B. Neichel,^{1★} L. M. Mugnier^{2★} and T. Fusco^{1,2}

¹Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

²ONERA, The French Aerospace Laboratory, F-92322 Chatillon, France

Accepted 2017 September 22. Received 2017 September 22; in original form 2017 July 17

ABSTRACT

Whether ground based or space based, any optical instrument suffers from some amount of optical geometric distortion. Recently, the diffraction-limited image quality afforded by space-based telescopes and by instruments corrected with adaptive optics on ground-based telescope has increased the relative importance of the error terms induced by optical distortions. In particular, the variable distortion in multi-conjugate adaptive optics (MCAO) data limits the astrometric and photometric accuracy of such high-resolution instruments. These phenomena have become a critical issue for high-precision studies. We present in this paper an optimal method of distortion correction for high-angular-resolution images. Based on prior knowledge of the static distortion, the method aims to correct the dynamic distortion for each observation set and each frame. The method follows an inverse problem approach based on the work by Gratadour, Mugnier & Rouan on image re-centring, and we aim to generalize this to any kind of distortion mode. The complete formalism of a weighted least-squares minimization as well as a detailed characterization of the error budget are presented. In particular, we study the influence of different parameters such as the number of frames, the density of the field (sparse or crowded images), the noise level and the aliasing effect. Finally, we show the first application of the method on real observations collected with the Gemini MCAO instrument, GeMS/GSAOI. The performance of as well as the gain brought by this method are presented.

Key words: adaptive optics – high-angular-resolution – image processing.

1 INTRODUCTION

All optical instruments, whether ground based or space based, suffer from some amount of optical geometric distortion. These distortions have multiple origins that induce different behaviours. They may be static, resulting from unavoidable errors in the shape and placement of the optics or from the imperfect fabrication of the detectors. For example, in the Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) of the Hubble Space Telescope (HST), each of its four CCDs suffers from a distortion that reaches 5 pixels at the edge of the field (Anderson & King 2003). Distortions may be dynamic, due for example, to environmental parameters such as temperature variations: a typical illustration is the short-term focus changes caused by small motions of the secondary mirror of the Optical Telescope Assembly (OTA) of the HST (referred to as OTA *breathing* in Hasan & Bely 1994). In images from ground-based telescopes corrected with adaptive optics (AO), dynamic distortion may also be from residuals from

the AO correction, or, for an AO system and an imaging camera mounted at the Cassegrain focus of a telescope, from the gravitational flexure of the instrument as the telescope tracks (Cameron, Britton & Kulkarni 2009).

The diffraction-limited image quality afforded by space-based telescopes and by AO-corrected instruments on ground-based telescopes increases the relative importance of the error terms induced by these phenomena. A large number of studies evidence that the largest instrumental systematic that limits the astrometric accuracy in any optical system is geometric distortion (Anderson & King 2003; Cameron et al. 2009; Trippe et al. 2010; Fritz et al. 2010). As the goal of astrometry is to measure the position of target stars over many epochs, it is usually done on combined object frames with varying pointing positions (*dithering*) and varying epochs. Knowing the distortion is then necessary for placing stellar positions in a globally correct reference frame. Distortion can also seriously limit photometric accuracy on stacked images, which are essential for the photometry of the faintest objects (Bernard et al. 2016). Indeed, if the angular resolution of stacked images is always worse than the angular resolution of a single frame, then stacking images uncorrected for distortion amplifies this degradation proportionally to the amount of distortion. For example, for images collected with the Gemini Multi-Conjugate Adaptive Optics System (GeMS), the final

* E-mail: anais.bernard@lam.fr (AB); benoit.neichel@lam.fr (BN); laurent.mugnier@onera.fr (LMM)

† Present address: 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille, cedex 13, France.

angular resolution of a stack of images uncorrected for distortion can reach almost twice the typical angular resolution of a single frame (which is about 90 mas).

The importance of distortion effects in high-angular-resolution imaging has led researchers to develop a number of strategies to mitigate their impact. The most notable method is the self-calibration developed by Anderson & King (2003), which derives with high accuracy (to ~ 1 mas) the distortion of the HST WFPC2. The method uses the instrument to calibrate itself. The standard way to do this is to take multiple observations of the same field at different offsets and orientations, so that the same patch of sky is imaged on different regions of the detector. The observed positions of all the stars in all the images are measured, and a single distortion model is found. This method dispenses with the need for an external reference frame, as the distortion-free reference positions are derived from the observations themselves. However, this requires a large set of on-sky data with large translations at many orientations to constrain all the high-order modes of distortion. For example, the solution derived by Anderson & King (2003) required 80 exposures and 4000 stars per image.

This kind of calibration, which cannot be implemented for each observation, supposes that the distortion is stable in time. It is adapted well to space-based telescopes where the weightless environment means that telescope flexure does not lead to large changes in the distortion solution. Thus, this method has been used for numerous HST cameras: the Advanced Camera for Survey High Resolution Channel (ACS/HRC) with a precision of 0.25 mas (Anderson & King 2004), the UVIS channel of the WFPC3 with a precision of 1 mas (Bellini & Bedin 2009) and the ACS Wide Field Channel (WFC) with a precision of 1 mas (Ubada & Kozhurina-Platais 2013). Later, Anderson et al. (2006) adapted this solution for ground-based telescopes by calibrating the Wide Imager Field (WIF) at the European Southern Observatory (ESO) 2.2-m telescope with a precision of 7 mas (on each coordinate). Following the same process, a distortion solution was derived for the High Acuity Wide Field *K*-band Imager (HAWK-I) at the Nasmyth focus of Unit Telescope 4/Very Large Telescope (UT4/VLT) ESO 8-m telescope with a precision of 3 mas (Libralato et al. 2014), and for the Large Binocular Cameras-blue, at the prime focus of the Large Binocular Telescope with a precision of 15 mas (Bellini et al. 2010).

Another way to solve for the distortion in an instrument is to observe a field where we have prior knowledge of the reference positions of all the stars in a distortion-free system. The distortion would then be seen immediately as the residuals between the observed and the reference positions of stars. Reference positions can be derived from external astrometric reference frames, such as astrometric catalogues (UCAC-2, GSC-2 or 2MASS) or HST observations (accurately corrected from distortion by self-calibration as mentioned previously) as was done by Yelda et al. (2010) and Service et al. (2016) to calibrate the Near-Infrared Camera 2 (NIRC2) on the Keck II 10-m telescope. The cross-calibration can also be done using data sets from other wavelength regimes. A nice example is given by Reid & Menten (2007), who used precise very-long-baseline interferometric astrometry of SiO maser stars to define an astrometric reference frame in *K*-band images of the Galactic centre. The major advantage of this method is that a much smaller set of on-sky data is needed compared to the self-calibration method. The final error for the distortion calibration is then set by the residual distortion in the distortion-free external reference used.

The difficulty in calibrating the distortion for ground-based telescopes is due to the variability of the distortion. Some systems

are quite stable, like NIRC2 on the Keck II telescope, which was stable over the period 2007–2010 (Yelda et al. 2010), but have to be calibrated again after modifications, such as realignment (Service et al. 2016), and some vary over time. Thus, the solution derived for the WIF/ESO varied by about 100 mas in 3 yr and the one derived for HAWK-I/VLT varied by about 3 mas in 3 months. This occurs particularly in multi-conjugate adaptive optics (MCAO) systems, where the distortion may vary during one night (Neichel et al. 2014b; Massari et al. 2016). The most likely hypothesis for the origins of these variable distortions is that they are introduced by the deformable mirrors conjugated in altitude. In this context, several authors have performed a relative correction of the distortion based on a master-coordinate frame created by averaging the position of each star over all frames and considered as a reference. With this method, the correction can be adapted to each data set and each single frame, but the reference is not absolute. The measurement of the relative astrometric precision achieved with this method is then calculated as the root mean square (rms) deviation of the positions through the different frames.

The relative astrometric precision ranges from 1.2 to 2.8 mas for MCAO Demonstrator MAD (Meyer et al. 2011) and reaches 0.4 mas on GeMS/GSAOI data (Neichel et al. 2014b).

Finally, some *in-lab* methods have been developed to characterize the instrument distortion with dedicated measurements in the laboratory or at the telescope. One example is the north–south test used for the spectro-imager SINFONI at the VLT (e.g. Abuter et al. 2006). This method uses devices that illuminate the detectors with well-defined images or light patterns. Comparing the theoretical with the observed images allows for a description of the distortion. Another example is the use of a calibration mask located in the focal plane of the imager. Such a mask could be a regular pattern of holes in an opaque material. The precision of the hole positions in the calibration mask determines the accuracy of the distortion calibration. For example, distortions in NIRC2 were initially characterized using illuminated pinhole masks (Cameron & Kulkarni 2007). However, the residual distortion in these solutions was larger than the distortion solution produced using an on-sky method (Service et al. 2016).

In this paper, we present a new method of distortion correction based on prior knowledge of the static distortion as a starting point in correcting the residual distortion (referred to hereafter as dynamic distortion). Thus, the correction to apply is calculated specifically for each frame of each observation set. Based on a weighted least-squares minimization, this method can provide an estimation of both a distortion-free reference and a distortion solution associated with each frame with limited noise propagation thanks to the *weighted* property of the minimization. Both estimated parameters can be used independently depending on the scientific aim of the study. For example, absolute astrometry requires a good estimation of the distortion-free reference, whereas a good estimation of the distortion solution associated with each frame is needed for relative astrometric applications (which require a good ability to place stellar positions in a common reference frame) and for photometry studies (which require a good ability to stack the images). The performance of these estimations depends on the nature of the data (crowded or sparse fields, number of frames and noise level) and are detailed in Section 4.

The paper is constructed as follows. In Section 2, we discuss the hypothesis for data construction and the statistical noise model. Section 3 describes the minimization process and the implementation of the algorithm. In Section 4, we describe the validation of the proposed method using simulated data, and Section 5 shows its

first application with on-sky data. The performance of as well as the gain brought by this method are presented in this section.

2 DATA CONSTRUCTION

The distortion-correction method presented in this paper follows an *inverse problem* approach based on the work developed by Gratadour, Mugnier & Rouan (2005). Their original work focussed on isoplanatic image re-centring while we generalize it to any kind of distortion in the field. The inverse problem approach requires modelling of the data formation process (which is called the *direct problem*), to take it into account during the inversion. The direct problem calculates the data associated with a known object. It is, thus, used to build simulated data. This section describes this direct problem, including the modelling of the distortions and the statistical noise properties considered.

2.1 Distortion modelling

The object of interest considered here is the distortion-free reference frame I^{ref} that would be delivered by a distortion-free instrument. The associated data is then the image, I^{data} , delivered by a real instrument. The operation that connects the object to the data is a distortion function D , which affects the coordinates:

$$I^{\text{data}}[. , .] = I^{\text{ref}}[D(. , .)]. \quad (1)$$

This expression adapts to each frame i , with its associated distortion function. It can be applied to any basis, from the most exhaustive one, the pixels themselves, to a subset of it such as a set of local positions computed for specific point-like source objects. Hereafter, we consider a basis of star positions, where the position of star j in frame i is denoted $X_{i,j}^{\text{data}}$. Following the previous reasoning, any star position measured in the data, $X_{i,j}^{\text{data}}$, can be described as the position of the star j in the reference frame X_j^{ref} , on which the distortion function D_i is applied:

$$X_{i,j}^{\text{data}} = D_i(X_j^{\text{ref}}). \quad (2)$$

From here, different functions can be used to describe the distortion. Most commonly, 2D polynomials up to about third or fifth order, depending on the authors, are used as distortion models. For example, Anderson & King (2003) used a third-order polynomial fitting to correct distortion on the HST/WFPC2, while Libralato et al. (2014) used a fifth-order polynomial fitting for the HAWK-I calibration. The NIRC2 camera at the W.M. Keck Observatory, was successively corrected for distortion using a polynomial fitting (Ghez et al. 2008; Lu et al. 2009), a bivariate B-spline fitting (Yelda et al. 2010) and more recently a 2D Legendre polynomial fitting (Service et al. 2016). The last authors compared the efficiency of different models: 2D Cartesian polynomials, bivariate B-spline and 2D Legendre polynomials. They conclude that the 2D Legendre polynomial basis provides a faster convergence and lower residuals. Following this study, we choose the 2D Legendre polynomial basis, which combines several advantages, to define our distortion model. First, the 2D Legendre polynomial basis is an orthogonal basis (e.g. Dunkl & Xu 2014; Ye et al. 2014) defined on a square, thus it is well adapted to describe the distortion of square images. Moreover, the ascending polynomial degree organization of the basis is convenient for characterizing the distortion using a limited number of modes.

Each Legendre polynomial $P_n(x)$ is an n th-degree polynomial and may be expressed in one dimension as follows:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k}^2 (x-1)^{n-k} (x+1)^k, \quad x \in [-1; 1]. \quad (3)$$

In addition, we choose to normalize the polynomials so that each mode contains the same amount of distortion. The final 2D distortion basis B is defined as follows:

$$B_{N_{\text{modes}}}(x, y) = \begin{pmatrix} L_0(x)L_0(y) \\ L_1(x)L_0(y) \\ L_0(x)L_1(y) \\ L_2(x)L_0(y) \\ L_1(x)L_1(y) \\ L_0(x)L_2(y) \\ \dots \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2}x \\ \frac{\sqrt{3}}{2}y \\ \frac{\sqrt{5}}{4}(x^2-1) \\ \frac{3}{2}xy \\ \frac{\sqrt{5}}{4}(y^2-1) \\ \dots \end{pmatrix}, \quad (x, y) \in [-1; 1]^2, \quad (5)$$

where L_n is the n th-degree normalized Legendre polynomial $L_n = P_n/||P_n||$ with $||P_n||^2 = 2/(2n+1)$. N_{modes} is the number of modes considered. It determines the dimension of the vector $B_{N_{\text{modes}}}$.

Recall that the 2D Legendre polynomial basis conserves the orthogonality property with respect to the inner product $\langle . , . \rangle$ defined on $[-1, 1]^2$ as

$$\langle f, g \rangle = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 f(x, y)g(x, y) dx dy. \quad (6)$$

Hereafter, the distortion modes are referred to using their index mode (m) defined as:

$$m(k, l) = l(l+1)/2 + k \quad (7)$$

and

$$b_m(x, y) = L_{l-k}(x)L_k(y), \quad (8)$$

where $0 \leq k \leq l \in \mathbb{N}$ and $0 \leq m \leq N_{\text{modes}}$.

Fig. 1 shows the displacements induced by the three first modes of the distortion basis B , described by the 2D normed Legendre polynomials. The displacements are applied to the x -coordinates. The left-hand panel shows the reference grid without any distortion.

Finally, the position of a star j on which a distortion D_i is applied can be written as follows:

$$X_{i,j} = D_i[X_j^{\text{ref}}] = \begin{cases} x_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} b_m(x_j^{\text{ref}}, y_j^{\text{ref}}), \\ y_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} b_m(x_j^{\text{ref}}, y_j^{\text{ref}}), \end{cases} \quad (9)$$

where d is the maximal polynomial order considered. Note that $N_{\text{modes}} = (d+1)(d+2)/2$.

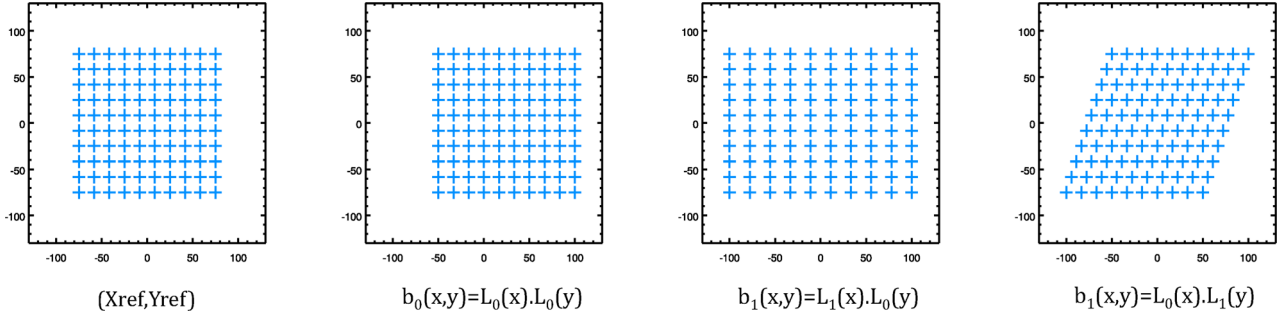


Figure 1. Displacements induced by the three first modes of the distortion basis B , described by the 2D normalized Legendre polynomials. The displacements are applied to the x -coordinates. The left-hand panel shows the reference grid without any distortion.

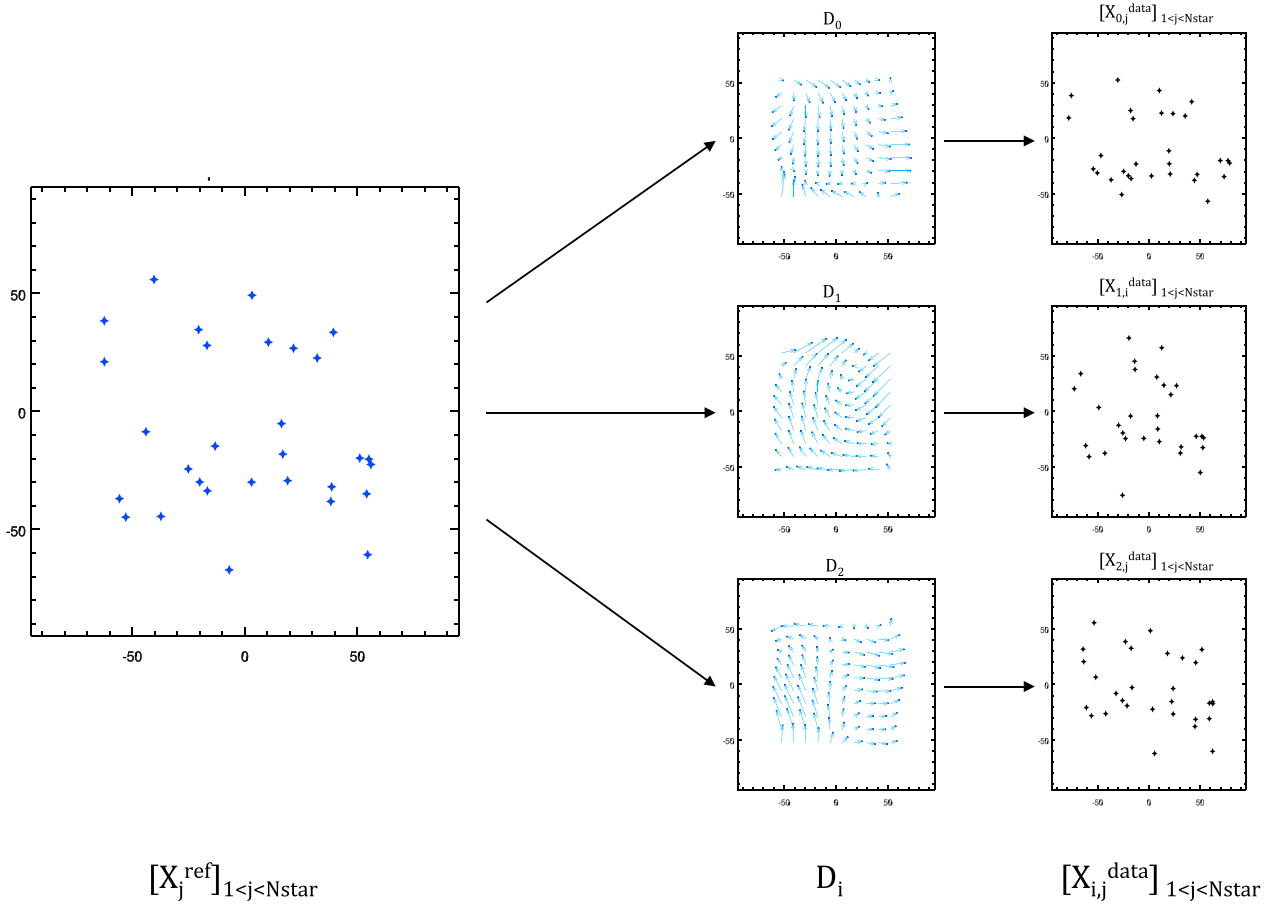


Figure 2. Schematic diagram of the distortion application on different images. Left: Reference positions $[X_j^{\text{ref}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$. Middle: Set of distortion maps, D_i (where $i = 0, 1, 2$). Right: Resulting positions after application of the associated distortion map $[X_{i,j}^{\text{data}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$.

For each image, the set of decomposition coefficients, $(a_{i,m,y/x})_{0 \leq m \leq N_{\text{modes}}}$, is denoted as A_i and referred to as the *distortion coefficients*. The application of the distortion on different images is shown in Fig. 2. The left-hand panel shows the reference positions $[X_j^{\text{ref}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$, with N_{star} the number of reference sources. The middle panel shows the displacement induced by a set of distortion maps, D_i (with $i = 0, 1, 2$) and the right-hand panel shows the distorted positions associated with each distortion map $[X_{i,j}^{\text{data}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$.

2.2 Noise statistics

The statistical properties of the noise that we should consider when building the data model must be consistent with the noise in the measurement of star positions. We assume here noise that follows a white Gaussian distribution (Gaussian white noise). This hypothesis is motivated by the following. First, the images are contaminated by two main types of noise: detector noise, which follows a Gaussian distribution, and photon noise, which follows a Poisson distribution. However, it has been shown that for a high level of flux, a

Poisson distribution converges towards a Gaussian distribution (see e.g. Mugnier, Fusco & Conan 2004). Then, the position measurements combine information from many pixels. Following the central limit theorem, the noise in these measurements tends towards a normal distribution. As the noise in each measurement is independent, we can consider to a very good approximation that the noise in the data is white and Gaussian, with a variance of σ_{meas}^2 , which may depend on image number i and star number j . The final data model, aka the direct model, is thus,

$$X_{i,j} = D_i [X_j^{\text{ref}}] \quad (10)$$

$$= \begin{cases} x_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) + n_{i,j,x}, \\ y_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) + n_{i,j,y}, \end{cases} \quad (11)$$

where $n_{i,j,x}$ and $n_{i,j,y}$ are independent Gaussian noise with variance $\sigma_{\text{meas},i,j}$, of the position measurements.

3 ALGORITHM DESCRIPTION

In the previous section, we defined the direct model. To solve the distortion problem, we now aim to inverse this model through the minimization of a criterion. In this section, we define the final criterion to be minimized and describe the implementation of the resulting algorithm. Then, we present the estimated parameter utilizations and the associated error criteria.

3.1 Definition of the criterion

The final direct model is described by equation (10). In this equation, both the distortion coefficients A_i and the reference positions X_j^{ref} are unknown. The proposed method aims to perform a joint estimation of these two parameters for all the stars j (with $j \leq N_{\text{star}}$ and N_{star} the number of stars considered) and all the frames i (with $i \leq N_{\text{im}}$ and N_{im} the number of frames).

We introduce here the following notation. The whole set of reference positions is $[X^{\text{ref}}] = [X_j^{\text{ref}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$. The whole set of distortion coefficients is $[A] = [A_i]_{1 \leq i \leq N_{\text{im}}}$.

Considering the assumptions made in Section 2.2 for the statistical noise distribution, the maximum likelihood estimation of these unknowns boils down to a weighted least-squares minimization of the following criterion (e.g. Mugnier 2008):

$$J([X^{\text{ref}}]; [A]) = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N_{\text{star}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{im}}} w_{i,j} \\ \left| X_{i,j}^{\text{data}} - \left(x_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) \right) \right|^2, \\ \sum_{j=1}^{N_{\text{star}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{im}}} w_{i,j} \\ \left| y_{i,j}^{\text{data}} - \left(y_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,y} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) \right) \right|^2, \end{cases} \quad (12)$$

where $w_{i,j}$ is a weighting coefficient that can be used to weight quadratically the impact of each data point in the criterion according to the signal-to-noise ratio:

$$w_{i,j} = \frac{1}{\sigma_{\text{meas},i,j}^2}. \quad (13)$$

Note that the number of available reference sources governs the maximum order of the coordinate transformations. A first-order polynomial transform with six parameters requires at least three reference sources, i.e. six coordinates. A second-order transform (12 parameters) requires at least six reference sources, and so on. In short, we must have $N_{\text{star}} \geq N_{\text{modes}}$.

3.2 Practical implementation

This section details the practical implementation of the minimization of the criterion defined in equation (12). As mentioned previously, the aim of the algorithm is to perform a joint estimation of both:

- (i) The reference positions of all the stars $[X_j^{\text{ref}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$ denoted $[X^{\text{ref}}]$.
- (ii) The distortion coefficients of all frames $[A_i]_{1 \leq i \leq N_{\text{im}}}$ denoted $[A]$.

In practice, this criterion is minimized alternatively with respect to one set of variables, while the second is set. We detail the two steps included in one iteration of the minimization. For convenience, we detail the equation corresponding to the x -coordinates only, but the expressions can be transposed to y -coordinates. The estimation of a parameter p is denoted as \hat{p} .

The first step of the alternate estimation is to find $[X^{\text{ref}}]$ for the current value of $[A]$. For a given $[A]$, it is easy to realize that criterion $J([X^{\text{ref}}]; [A])$ of equation (12) can be written as a sum of N_{star} independent terms:

$$J([X^{\text{ref}}]; [A]) = \sum_{j=1}^{N_{\text{star}}} J_1(X_j^{\text{ref}}, [A]) \quad (14)$$

where

$$J_1(X_j^{\text{ref}}, [A]) = \sum_{i=1}^{N_{\text{im}}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{\text{data}} - \left(x_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) \right) \right|^2. \quad (15)$$

Hence, the estimation of the reference positions can be done independently for each star j and is obtained as:

$$\hat{X}_j^{\text{ref}} = \arg \min_{X_j^{\text{ref}}} [J_1(X_j^{\text{ref}}; [A])]. \quad (16)$$

The same reasoning can be applied to the second step. For a given $[X^{\text{ref}}]$, criterion $J([X^{\text{ref}}]; [A])$ of equation (12) can be written as a sum of N_{im} independent terms:

$$J([X^{\text{ref}}]; [A]) = \sum_{i=1}^{N_{\text{im}}} J_2([X^{\text{ref}}], A_i), \quad (17)$$

where

$$J_2(A_i; [X^{\text{ref}}]) = \sum_{j=1}^{N_{\text{star}}} w_{i,j} \left| X_{i,j}^{\text{data}} - \left(x_j^{\text{ref}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k}(x_j^{\text{ref}}) L_k(y_j^{\text{ref}}) \right) \right|^2. \quad (18)$$

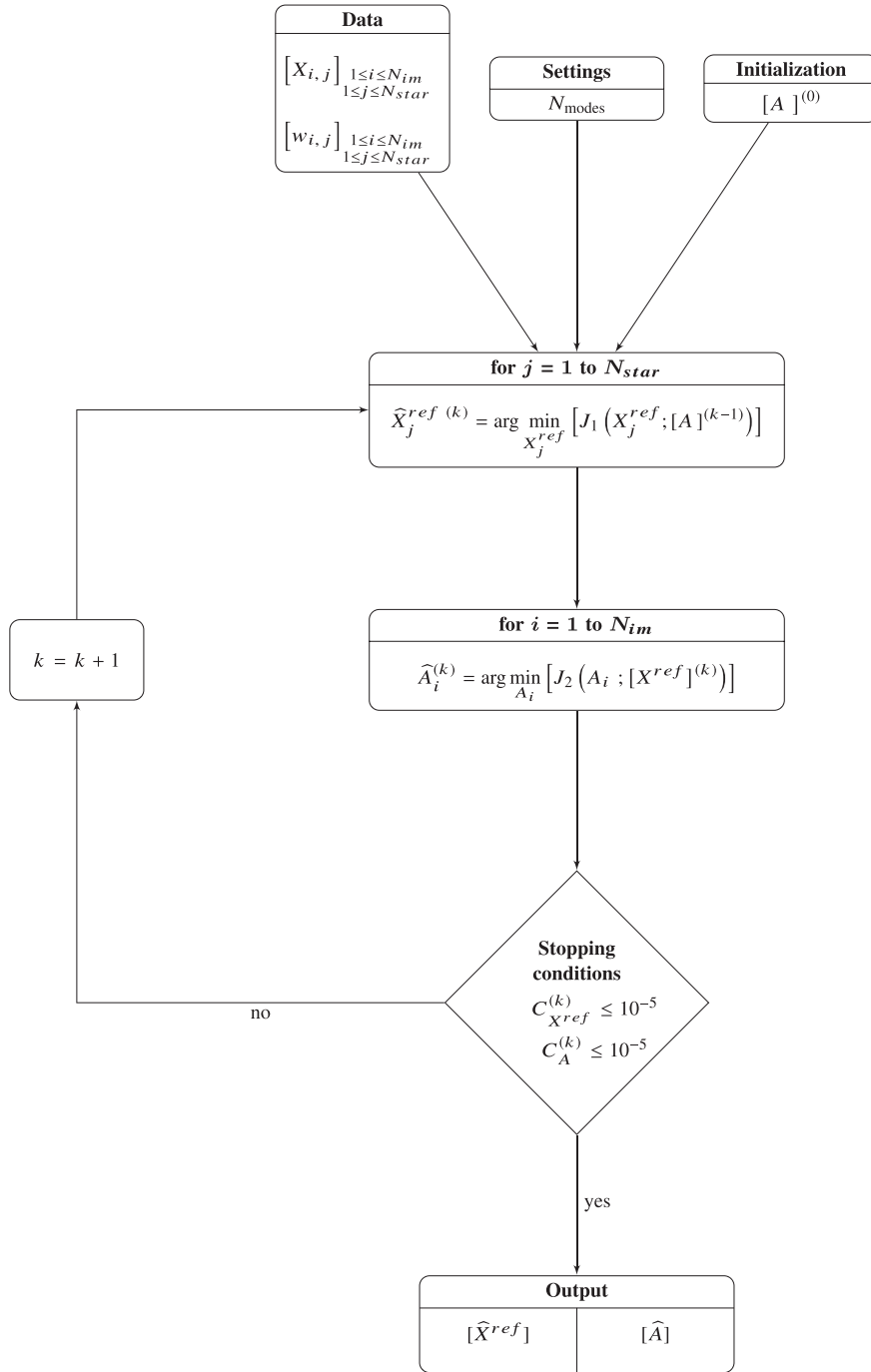


Figure 3. Block diagram of the minimization algorithm of equation (12) for the multi-variable J criterion.

The estimation of the distortion coefficients can, thus, be done independently for each frame i :

$$\hat{A}_i = \arg \min_{A_i} [J_2(A_i; [X^{\text{ref}}])]. \quad (19)$$

These two steps are performed sequentially until a stopping condition relative to the convergence is reached. For example, we choose

to stop the convergence when the difference for the estimates between two iterations is less than 10^{-5} :

$$C_A^{(k)} = \frac{|\hat{A}^{(k-1)} - \hat{A}^{(k)}|}{\hat{A}^{(k)}} \leq 10^{-5} \quad (20)$$

and

$$C_{X^{\text{ref}}}^{(k)} = \frac{|\hat{X}^{\text{ref}(k-1)} - \hat{X}^{\text{ref}(k)}|}{\hat{X}^{\text{ref}(k)}} \leq 10^{-5}, \quad (21)$$

where $\hat{p}^{(k)}$ is the estimation of parameter p at the k th iteration. To summarize, Fig. 3 is a block diagram of the algorithm.

When both parameters $[\hat{A}]$ and $[\hat{X}^{\text{ref}}]$ are estimated, both can be useful and their use depends on the final physical objective. Importantly, the parameters are estimated for the data set provided. If the instrument suffers from static distortion, for example a global shift, then the data collected with this instrument are all globally shifted with respect to the celestial coordinates. The same holds if the instrument suffers from a global scale factor: the data collected with this instrument are all globally scaled. These global modes cannot be measured unless a priori knowledge of the static distortion is available from a previous calibration. In the latter case, the proposed method derives distortion solutions calibrated for each observation set and for each frame, which vary around the static distortion provided. In the following, we address this configuration and consider a priori knowledge of the instrument's static distortion. In practice, the static distortion is implemented as initial parameters for the distortion coefficients $[A]^0$.

3.3 Estimated parameters

Both estimated parameters $[\hat{A}]$ and $[\hat{X}^{\text{ref}}]$ can be used independently depending on the scientific aim of the study.

For absolute astrometry studies, the information required is simply the estimate of the reference positions $[\hat{X}^{\text{ref}}]$, obtained as described above.

For relative astrometric or photometric studies, an additional step is needed, namely to *correct* the different frames for the distortion. The aim is to place stellar positions in a relative global reference frame or to stack the images. In this case, the parameters of interest are the estimated distortion coefficients $[\hat{A}]$ of all frames. The correction of the distortion may apply to the star positions only, or to the entire image thanks to an interpolation process. In the latter case, we want to correct star positions only. The corrected position of each star j , in the frame i is denoted as $X_{i,j}^{\text{corr}}$ and it is calculated independently as

$$\hat{X}_{i,j}^{\text{corr}} = \arg \min_{X_{i,j}^{\text{corr}}} \left[J_3 \left(X_{i,j}^{\text{corr}}; [\hat{A}] \right) \right], \quad (22)$$

where

$$J_3 \left(X_{i,j}^{\text{corr}}; [\hat{A}] \right) = \left| X_{i,j}^{\text{data}} - \left(x_{i,j}^{\text{corr}} + \sum_{l=0}^d \sum_{k=0}^l a_{i,m,x} L_{l-k} \left(x_{i,j}^{\text{corr}} \right) L_k \left(y_{i,j}^{\text{corr}} \right) \right) \right|^2, \quad (23)$$

and equivalently for the y -coordinates.

Note that J_1 is the sum of N_{im} J_3 -like terms, so that $\hat{X}_{i,j}^{\text{corr}}$ is the reference position of star j as predicted by the distortion map \hat{A}_i alone, whereas \hat{X}_j^{ref} is the reference position of star j that best fits all the estimated distortion maps.

The effect of the algorithm on one particular star j_0 is illustrated in Fig. 4. The left-hand panel shows the set of $[X_{i,j_0}^{\text{data}}]_{1 \leq i \leq N_{\text{im}}}$ before distortion correction (black crosses), as well as the true reference position $X_{j_0}^{\text{ref}}$ (red cross). The right-hand panel shows the set of positions corrected for the distortion $[\hat{X}_{i,j_0}^{\text{corr}}]_{1 \leq i \leq N_{\text{im}}}$ (black crosses) using the estimated distortion coefficient $[\hat{A}]$. The bottom panel is a zoom of the right-hand panel. It additionally shows the estimated reference position $\hat{X}_{j_0}^{\text{ref}}$ (blue cross) and the averaged corrected positions on all images (orange cross). Note that these two positions

match each other: $\text{avg}_i (\hat{X}_{i,j_0}^{\text{corr}}) \simeq \hat{X}_{j_0}^{\text{ref}}$. This result is expected from the definition of the J_1 and J_3 criteria and it can easily be demonstrated for linear transformations (i.e. $d=0$). In practice, we observe that this equality is verified for any transformation order, within a few 10^{-3} pixels. The performance of the algorithm can then be quantified using the two error criteria shown on the bottom panel: a bias represented as a blue arrow and a standard deviation shown as a black arrow. Both error criteria are described analytically in Section 3.4.

3.4 Error criterion

As mentioned previously, the performance of the algorithm is quantified by two criteria. These are the bias and a standard deviation as follows.

The bias quantifies the ability to estimate the reference positions. It is defined for each star as the distance between the estimated reference position \hat{X}_j^{ref} and the reference position X_j^{ref} :

$$b_j = \hat{X}_j^{\text{ref}} - X_j^{\text{ref}}. \quad (24)$$

This error is shown as a blue arrow in Fig. 4 and can be quadratically averaged over all the stars:

$$b = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{star}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{star}}} \left| \hat{X}_j^{\text{ref}} - X_j^{\text{ref}} \right|^2}. \quad (25)$$

The standard deviation quantifies the ability of the algorithm to place every stellar position in a global reference frame or to stack the images. It is the standard deviation of each star's corrected position through the stack of images:

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{im}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{im}}} \left| \hat{X}_{i,j}^{\text{corr}} - \text{avg}_i (\hat{X}_{i,j}^{\text{corr}}) \right|^2}. \quad (26)$$

This error is represented as a black arrow in Fig. 4. Note that this error is lower bounded by the measurement error $\sigma_{\text{meas},j}$ of each star j , which is the fundamental limit of the astrometric precision for a perfect optical system:

$$\sigma_{\text{meas},j} \leq \sigma_j. \quad (27)$$

The information given by this last criterion is very local in the field. It is calculated at the position of the reference sources used in the minimization. To evaluate the ability to stack the whole image, this error criterion is generalized to stars that are not used in the resolution and that are distributed as a regular grid in the field. Hereafter, this generalized criterion is denoted σ , the number of stars considered in the regular grid is denoted $N_{\text{star,grid}}$ and the stars included in the grid are indexed j' :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{star,grid}}} \sum_{j'=1}^{N_{\text{star,grid}}} \sigma_{j'}^2}. \quad (28)$$

4 SIMULATION RESULTS

This section aims to validate the algorithm and investigate its performance using simulated data representative of those collected with the GeMS/GSAOI systems. The data are simulated according to the direct model described in Section 2 and the noise introduced in the position measurements is Gaussian white noise

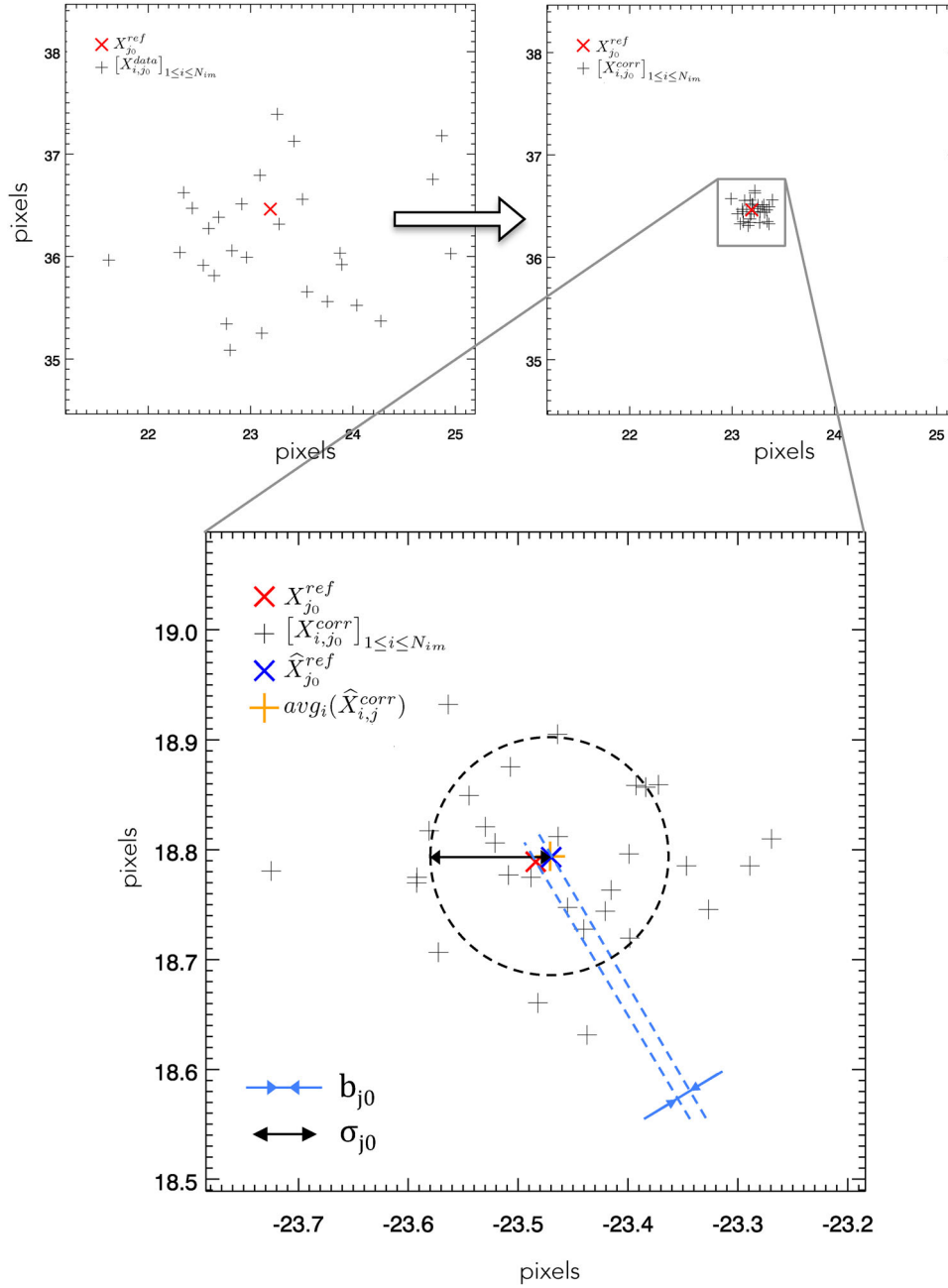


Figure 4. Illustration of the effect of the algorithm on star j_0 for $N_{im} = 30$. Left: Set of $[X_{i,j_0}^{data}]_{1 \leq i \leq N_{im}}$ before distortion correction (black crosses) and the true reference position $X_{j_0}^{ref}$ (red cross). Right: Set of positions corrected for distortion $[\hat{X}_{i,j_0}^{corr}]_{1 \leq i \leq N_{im}}$ (black crosses). Bottom: Zoom of right-hand panel. It additionally shows the estimated reference position $\hat{X}_{j_0}^{ref}$ (blue cross) and the averaged corrected positions on all images (orange cross). Note that $\text{avg}_i(\hat{X}_{i,j_0}^{corr}) \simeq \hat{X}_{j_0}^{ref}$. The two error criteria used to quantify the performance of the algorithm are also illustrated on the bottom panel. The first one is a bias: the distance between the true reference position $X_{j_0}^{ref}$ (red cross) and the estimated reference position $\hat{X}_{j_0}^{ref}$ (blue cross). It is denoted by b_{j_0} and represented by a blue arrow. The second is the standard deviation of the corrected positions (schematized as a black arrow), σ_{j_0} . Both error criteria are described in further detail in Section 3.4.

(as explained in Section 2.2), with a variance σ_{meas}^2 . In typical GeMS data, the error of position measurements ranges between 0.002 and 0.4 pixels (0.02 mas and 8 mas respectively), mostly depending on the magnitude of the objects. For example, we show in Fig. 5 two stars, one fitted with an error of $\sigma_{meas} = 0.002$ pixels, and one fitted with an error of $\sigma_{meas} = 0.4$ pixels, for typical GeMS/GSAOI data with a Levenberg–Marquart fitting tool.

The last one represents the faintest stars detectable in a single frame, corresponding to 18.5 mag in the K_s band for a 60-s exposure.

For each simulation, the performance is evaluated for the two error criteria defined in Section 3.4. These two error criteria are illustrated in Fig. 4. The first part of this section aims to validate the algorithm using one classical simulated data set. We observe here

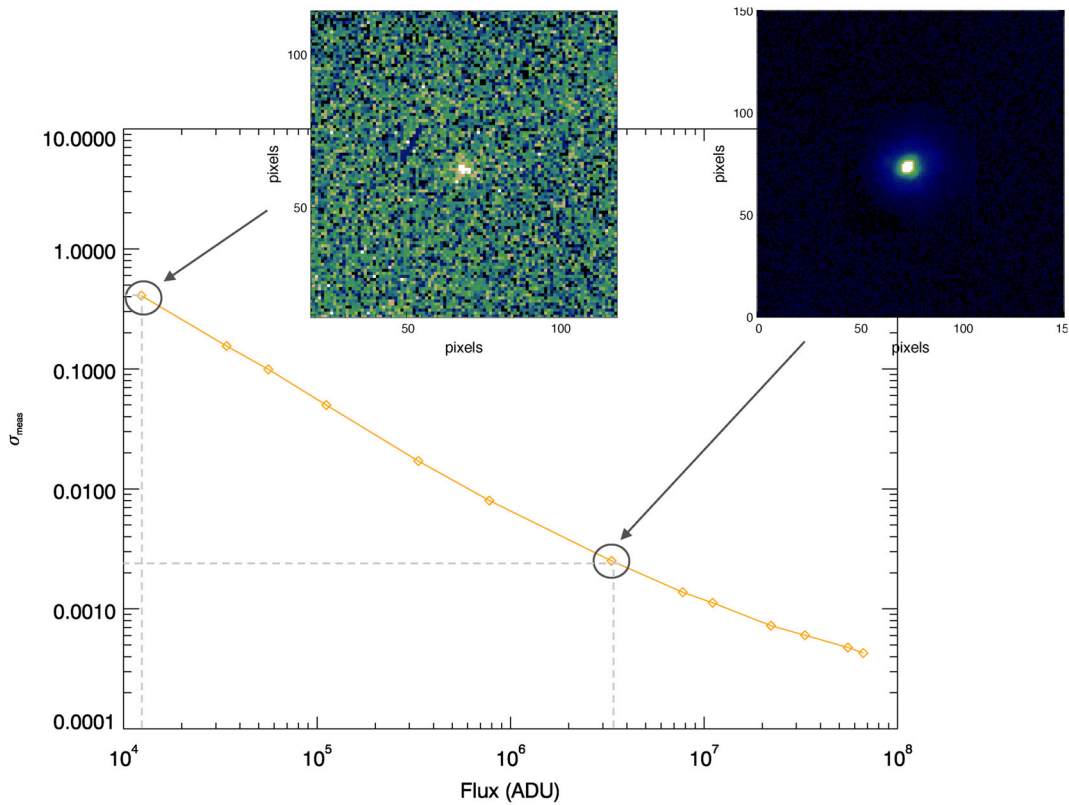


Figure 5. Error of position measurements versus the flux for typical GeMS/GSAOI data. Also represented is one star fitted with an error of $\sigma_{\text{meas}} = 0.4$ pixels in its position and one star fitted with an error of $\sigma_{\text{meas}} = 0.002$ pixels in its position, with a Levenberg–Marquart fitting tool. The last one corresponds to 18.5 mag in the K_s band for a 60-s exposure.

Table 1. Summary of detailed settings used in simulations 1 to 5. N_{im} is the number of frames, N_{star} is the number of reference sources, N_{modes} is the number of distortion modes introduced in the simulated data, $N_{\text{modes, search}}$ is the number of distortion modes searched in the minimization, σ_{meas} is the standard deviation of the Gaussian noise introduced in the position measurements and n is the number of outcomes computed for each level of noise.

Simulation index	N_{im}	N_{star}	N_{modes}	$N_{\text{modes, search}}$	σ_{meas} (px)	n
1	10	30	10	10	0.14	1
2	10	30	10	10	[0, 0.03, 0.07, 0.14, 0.28]	100
3	[2, 10, 50, 100]	30	10	10	[0, 0.03, 0.07, 0.14, 0.28]	100
4	10	[20, 30, 100, 200]	10	10	[0, 0.03, 0.07, 0.14, 0.28]	100
5	10	1000	11	10	0.0	1

the influence of the reference source positions. In the second part of this section, we investigate noise propagation and the influence of observation parameters, such as the number of reference sources in the field and the number of frames available. In Sections 4.1 and 4.2, the number of distortion modes introduced is equal to the number of distortion modes searched in the data, $N_{\text{modes}} = N_{\text{modes, search}}$, while in Section 4.3, which studies the aliasing effect, we consider $N_{\text{modes}} \geq N_{\text{modes, search}}$. The settings used for each simulation are summarized in Table 1.

4.1 Validation of the algorithm

This first simulation presented here aims to illustrate the validation of the algorithm using one classical simulated data set. We consider here 30 reference sources in the field and 10 frames ($N_{\text{star}} = 30$ and $N_{\text{im}} = 10$). 10 distortion modes are introduced on both the x -axis and the y -axis (i.e. $N_{\text{modes}} = 10$ and $d = 3$) and the level of noise

considered is $\sigma_{\text{meas}} = 0.14$ px (it corresponds to a K_s magnitude = 17 star detected with the GeMS/GSAOI system). This simulation is referred to as *simulation 1* in Table 1.

Using these parameters and this pessimistic level of noise, the precision obtained on the estimation of the reference positions is $b = 0.05$ pixels, which corresponds to 1 mas on GeMS data.

The standard deviation of the corrected position $\sigma_{j'}$ is calculated on a grid of 150×150 stars (i.e. $0 \leq j' \leq 150 \times 150$) regularly distributed in the image. The results are shown in Fig. 6. Black corresponds to an error of $\sigma_{j'} = 0.05$ pixels and white corresponds to $\sigma_{j'} = 0.7$ pixels. In this figure, white crosses show the positions of the reference sources used in the minimization. As one might expect, the performance dramatically drops on the border of the field as no reference source is constraining the model. The standard deviation of the corrected position averaged on the whole grid is $\sigma_{\text{grid}} = 0.2$ pixels, while the averaged value calculated inside the square containing most of the stars used in the minimization (i.e.

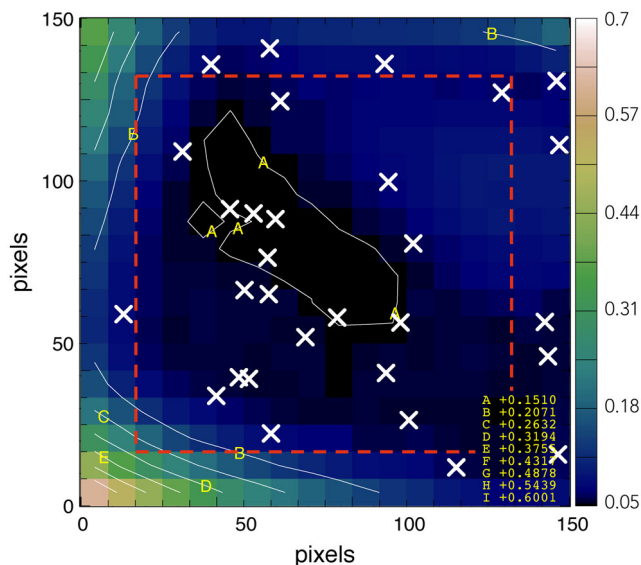


Figure 6. Distribution of the error σ_j in the field. The error is calculated on a regular 150×150 grid of star. The white crosses represent the positions of the reference stars used in the minimization, $[X^{\text{ref}}]_{1 \leq j \leq N_{\text{star}}}$. Max is white (~ 0.7 pixels) and min is black (~ 0.05 pixels). The averaged value inside the red contour) is $\sigma_{\text{contour}} = 0.16$ pixels (dark blue). Simulation runs with $N_{\text{im}} = 10$, $N_{\text{star}} = 30$ and $\sigma_{\text{meas}} = 0.14$ pixels.

inside the red contour) is $\sigma_{\text{contour}} = 0.16$ pixels (dark blue). In the following, the standard deviation σ is measured on a regular grid of 150×150 stars in a given square containing most of the reference stars used in the minimization (i.e. in this particular simulation, inside the red contour in Fig. 6).

4.2 Noise propagation

We now assess the noise propagation in the minimization using the same configuration: $N_{\text{star}} = 30$ and $N_{\text{im}} = 10$. Simulations are carried out for different levels of noise: $\sigma_{\text{meas}} \in [0, 0.03, 0.07, 0.14, 0.28]$ pixels. For each level of noise, $n = 100$ outcomes are computed. The two error criteria described previously are quadratically averaged on the n outcomes. This study is referred to as *simulation 2* in Table 1. The results are shown in Fig. 7. The error for the estimation of the reference position b is plotted as a blue line and the standard deviation of the corrected position σ is plotted as a black line. Both are plotted versus the standard deviation of the noise in the position measurements of the data σ_{meas} .

We get the results for $\sigma_{\text{meas}} = 0.14$ pixels (pessimistic case) from the previous section and observe that the noise propagation for the two error criteria follows a linear trend with slopes s_b and s_σ (respectively, for the slope of the noise propagation of the reference position estimation and for the slope of the noise propagation of the standard deviation of the corrected position). These slopes correspond to the amplification of the noise, which depends on the intrinsic properties of the observation set, such as the number of reference sources and the number of frames available and used in the minimization. We detail both influences in the following sections.

4.2.1 Impact of the number of frames

In this section, we investigate the influence of the number of frames available on the noise propagation. Simulations as described previously are run with $N_{\text{star}} = 30$ and a varying number of frames

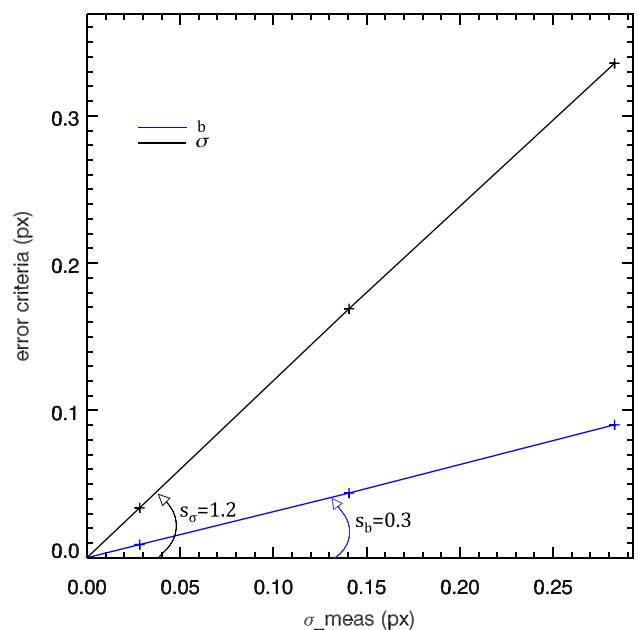


Figure 7. Noise propagation for the two error criteria. In black, σ is the standard deviation of the corrected positions. In blue, b is the error for the estimation of the reference. Both are shown versus the standard deviation of the noise in the star position measurements σ_{meas} . For each level of noise, $n = 100$ outcomes are computed. The error criteria are then quadratically averaged on the n outcomes. The slopes of the noise propagation curves are s_σ and s_b , respectively, for the standard deviation of the corrected positions and the error for the reference estimations. The simulation was run with $N_{\text{im}} = 10$ and $N_{\text{star}} = 30$. For $\sigma_{\text{meas}} = 0.14$ pixels, we get again the results of Section 4.1: $\sigma = 0.16$ pixels and $b = 0.05$ pixels.

$N_{\text{im}} \in [2, 10, 50, 100]$. Then, the same error criteria are calculated. These simulations are referred to as *simulation 3* in Table 1. The noise propagation still has a linear behaviour but this time, we are interested in the slope of this linear propagation. Fig. 8 shows the evolution of the slope of the error propagation of both error criteria, as the number of frames increases. The black curve shows the slope of the standard deviation of the noise propagation of the corrected positions s_σ as a function of the number of frames. The blue curve shows the slope of the noise propagation of the reference position estimation s_b versus the number of frames. The curves show that the standard deviation of the corrected positions is independent of the number of frames. In contrast, the error of the reference position estimation decreases as the number of frames increases. More precisely, we find that within a good approximation, the estimation of the reference precision improves as the square root of N_{im} :

$$b \sim \frac{\sigma_{\text{meas}}}{\sqrt{N_{\text{im}}}}. \quad (29)$$

This is the expected behaviour, as increasing the number of frames increases the number of independent measurements while keeping the number of unknowns (star reference positions) constant.

4.2.2 Impact of the number of reference sources

In this section, we examine the influence of the number of reference sources used in the minimization following the same process as in the previous sections. This time, the number of frames is fixed to $N_{\text{im}} = 10$ while the number of stars is varied: $N_{\text{star}} \in [20, 30, 100,$

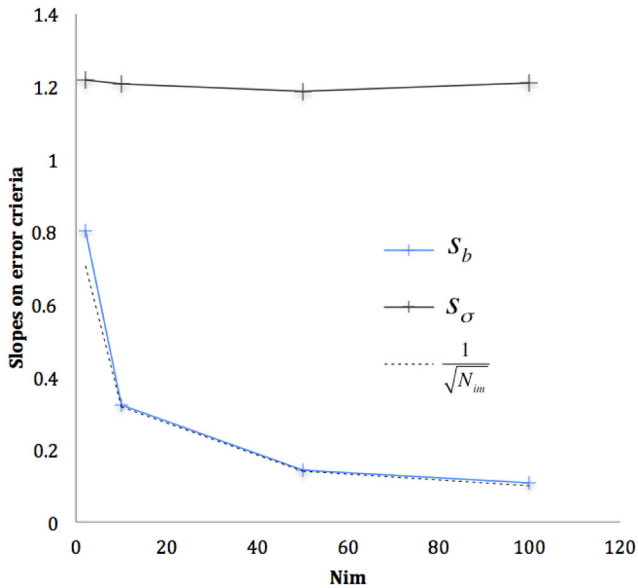


Figure 8. Influence of the number of frames. The black curve is the slope of the standard deviation of the corrected positions (s_σ) and the blue curve is the slope of the estimation of the reference error (s_b). The curve $y = 1/\sqrt{x}$ is shown as a grey dotted line. The simulation was run with $N_{\text{star}} = 30$. For $N_{\text{im}} = 10$, we get again the results of Section 4.2: $s_\sigma = 1.2$ pixels and $s_b = 0.3$ pixels.

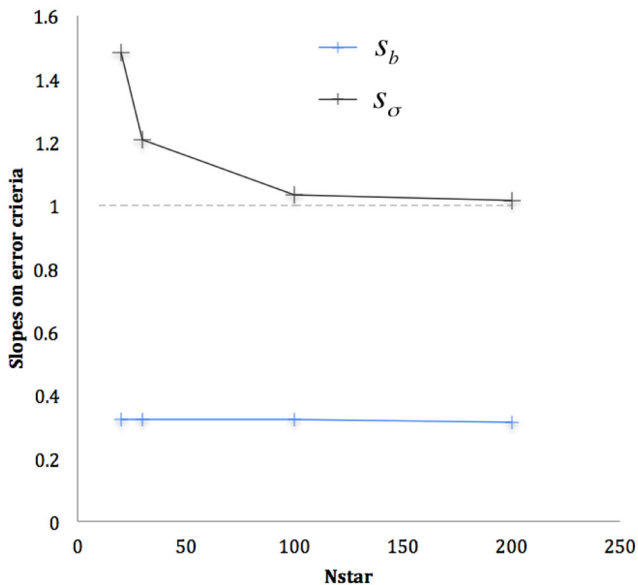


Figure 9. Influence of the number of reference sources used in the minimization. The black curve is the slope of the standard deviation of the corrected positions s_σ and the blue curve is the slope of the estimation of the reference error s_b . The curve $y = 1$ is shown as a grey dotted line. The simulation was run with $N_{\text{im}} = 10$. For $N_{\text{star}} = 30$, we get again the results of Sections 4.2 and 4.2.1: $s_\sigma = 1.2$ pixels and $s_b = 0.3$ pixels.

200]. This simulation is referred to as *simulation 4* in Table 1. The results plotted in Fig. 9 show the slopes of the noise propagation for the two criteria versus the number of stars. The black curve shows the slope of the noise propagation of the standard deviation of the corrected position s_σ and the blue curve shows the slope of the noise propagation of the reference estimation s_b . Unlike the

number of frames, the number of reference sources affects only the standard deviation of the corrected frame σ , while the estimation of the reference position error b is not affected. This result is because a higher number of reference sources allows a better estimation of the distortion in the whole field. In practice, with a hundred reference sources available, the fundamental astrometric limitation mentioned in Section 3.4 is reached: $\sigma \simeq \sigma_{\text{meas}}$, which corresponds to $s_\sigma \simeq 1$.

In short, these results can be interpreted in the following way. A good estimation of a star’s position requires a large number of frames, i.e. a large number of measurements of this star’s position in the data. In contrast, the ability to place every star in the same relative reference, or in other words, the ability to stack the images, is governed only by the number of reference sources available in the image for correctly estimating the distortion in the whole field.

4.3 Aliasing effects

In the previous simulations, we supposed that $N_{\text{modes}} = N_{\text{modes, search}}$, as aliasing effects will appear if the real number of distortion modes in the data is higher than the number of modes taken into account in the model. When this happens, the non-estimated modes affect the estimation of the other modes. To quantify this effect, we run simulations looking for $N_{\text{mode, search}}$ distortion modes, while we included $N_{\text{modes}} \geq N_{\text{modes, search}}$ modes in the data. We then look at the error for each estimated coefficient. The simulations are run with noiseless data, 10 frames and a high number of stars ($N_{\text{star}} = 1000$) to average the aliasing effect in the whole field.

In a first approach, third and lower polynomial orders are estimated ($N_{\text{modes, search}} = 10$) while one additional fourth-order distortion mode (b_{11} , proportional to x^4) is introduced on the x -axis. This simulation is referred to as *simulation 5* in Table 1. The errors for each coefficient are shown in Fig. 10. Green bars represent the errors for the estimated coefficients quadratically averaged on all the images in absolute value, while the red bar shows the additional coefficient introduced and not estimated. For convenience, the modes are identified according to their order as x and y variables. For each mode, the first value corresponds to the x -axis distortion and the second value corresponds to the y -axis distortion.

We observe here three important results about the aliasing of mode b_{11} , which is proportional to x^4 and introduced on the x -axis. On average, the affected coefficients are all coefficients associated with modes introduced on the x -axis. More precisely, the affected coefficients are associated with modes proportional to x^0 and x^2 (i.e. to modes of the same parity as the aliased mode). Finally, the rms of the errors matches the additional mode’s coefficient: energy is conserved. These results can be generalized to all distortion modes: energy is always aliased for modes of similar geometry and the total amount of energy aliased is preserved, which means that there is no amplification of the aliasing noise. These results can be used to optimize the performance of the algorithm. Depending on the noise level and on an estimate of the total amount of distortion in the data, we can predict the aliasing error term. By adjusting the number of distortion modes searched, we are able to keep it below a given threshold. Finally, these results provide precious information on the effect of different distortion orders, which can be used to constrain future instrumental designs better.

5 APPLICATION TO GEMS DATA

In this section, we show the first application of the proposed method for on-sky data. The data used were collected with the Gemini MCAO instrument GeMS and combined with data from

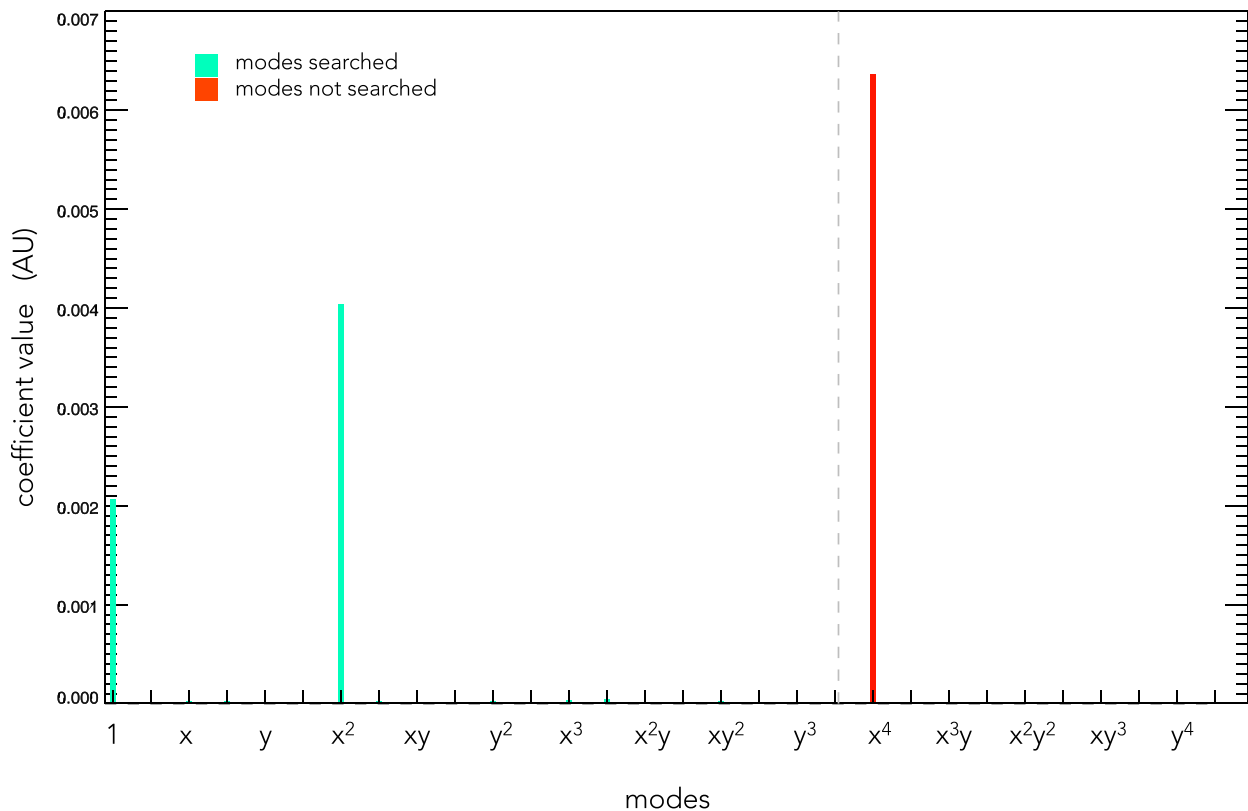


Figure 10. Aliasing of the $m = 11$ mode proportional to x^4 for the third- and lower-order modes. Green bars represent the errors for the estimated coefficients. The red bar represents the additional non-estimated coefficient. For each mode, the first value corresponds to the x -axis distortion and the second value corresponds to the y -axis distortion. Each mode is identified according to its order as x and y variables.

the infrared camera GSAOI (for Gemini South Adaptive Optics Imager). The Gemini MCAO instrument GeMS is the first multi-laser guide star operational system on-sky. It has been implemented on the Gemini South Telescope and was commissioned in 2013. It operates using two deformable mirrors conjugated at 0 and 9 km and a sodium-based laser guide star constellation composed of five spots: four are located at the corners of a 60 arcsec square, with the fifth in the centre. GeMS, as a facility instrument, can direct its light output to different science instruments installed at the Cassegrain focus of the Gemini South Telescope. Combined with the infrared camera GSAOI, it delivers near-diffraction-limited images at near-infrared wavelengths (from 0.9 to 2.4 μm) over a field of view of 85×85 arcsec. More details of the GeMS/GSAOI system and its commissioning results can be found in previous papers (McGregor et al. 2004; Carrasco et al. 2012; d’Orgeville et al. 2012; Neichel et al. 2014a; Rigaut et al. 2014).

In the past few years, the GeMS/GSAOI system has achieved both good astrometric and good photometric precision. Among the previous studies, we mention here two noteworthy results: Neichel et al. (2014b) show that for single-epoch undithered data, an astrometric error below 0.2 mas can be achieved for exposure times exceeding one minute, and Turri et al. (2015) reached the deepest K_s photometry ever obtained from the ground in a crowded field with a magnitude error of 0.15 at $K_s = 22$ for a total exposure of 1920 s.

However, for multi-epoch or dithered data, the performance of the GeMS/GSAOI system has had difficulties due to static and variable distortion. The origins of this distortion are not totally understood

but probable causes have been identified. First, the off-axis parabola in the AO bench as well as the deformable mirror conjugated in altitude may introduce low spatial frequency orders of distortion (first and second orders). Then, from the analysis in Neichel et al. (2014c), we know that high spatial frequencies are also present (around 15 degrees of freedom). Some of this high-order distortion may be introduced in the dithered data by the gaps between the four GSAOI detectors. Finally, observational factors, such as the natural guide star constellation and the telescope pointing, which induces gravity flexure and movement of the AO bench due to the Cassegrain configuration of the telescope, might introduce variable terms into the distortion.

The GeMS/GSAOI distortion has recently been calibrated by Massari et al. (2016), who used HST data as an external distortion-free reference. The target field was the globular cluster NGC 6681, which was observed with both systems: WFC/ACS of HST in 2006 as part of the GO-10775 programme (principal investigator Sarajedini) and GeMS/GSAOI in 2013 as part of the programmes GS-2012B-SV-406, GS-2013A-Q-16 and GS-2013B-Q-55 (principal investigator McConnachie). From the HST observations, they derived the positions of 7770 stars, which were then moved according to their proper motion (e.g. Massari et al. 2013) to construct a distortion-free reference frame at the epoch of the GeMS data set, 6.914 yr later.

Their processed distortion map, including second and higher distortion orders, has a peak of 5 pixels (100 mas) for the x -component while the y -component is below 0.5 pixels (10 mas). In addition, circular structures are seen at the centre of each chip, where the x -component is minimal and then, the distortion changes direction,

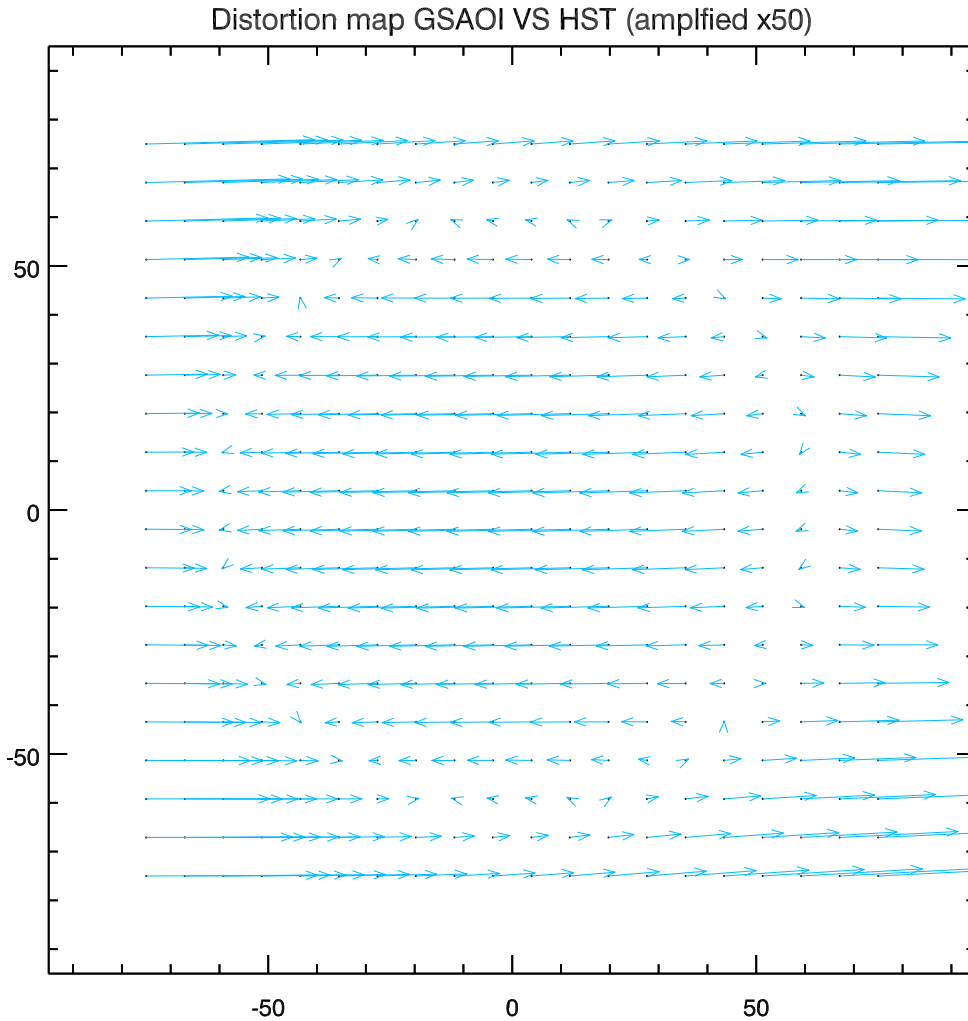


Figure 11. GeMS/GSAOI distortion map. The blue arrows show the displacement induced by second and higher distortion orders on one detector. The displacements are amplified by 50.

as shown in Fig. 11. This distortion solution is derived for the specific data set of the cluster NGC 6681 and can be applied only to this observation set due to the variability of the distortion. However, this represents the best estimation of the GeMS/GSAOI distortion currently available. It is, thus, used in the following as an input parameter in the method and mentioned as the *static distortion map*.

Based on this static distortion map associated with the GeMS/GSAOI instrument, in this section we make the first application to real data of the new distortion-correction method proposed in this paper. This section is organized as follows. First, we briefly describe the observation set and the data reduction. Secondly, we detail the construction of the star position catalogues. Thirdly, we describe the distortion-correction settings and finally, we show the results and highlight the gain brought by this method.

5.1 Observation and data reduction

The distortion correction is performed on a GeMS/GSAOI data set extracted from a recent observation of a very active and young star-forming region named N159W and located in the Large Magellanic Cloud. This region was observed by Bernard et al. (2016), Deharveng, Caplan & Lombard (1992), Testor et al. (2007) and Chen

et al. (2010) to study the properties of the cluster stellar members and bring new elements to our understanding of the massive-star-formation process. In this study, we use the 11 frames obtained in the K_s filter. The N159W field provides a large number of well-isolated stars and is, therefore, good for experimenting on new methods of distortion correction. The data were obtained during the night of 2014 December 8 as part of programme GS-2014B-C-2 (principal investigator B. Neichel). Each observation consists of one science field dithered randomly by a 5 arcsec rms shift to remove gaps between the detectors. The averaged full width at half-maximum (FWHM) in the K_s band is 90 mas, while the averaged Strehl ratio is 14 per cent. The coordinates of the centre of the field are RA $05^{\text{h}}39^{\text{m}}40^{\text{s}}$ and Dec. $-69^{\circ}45'55''$.

The raw images were processed by subtracting dark frames and removing bad pixels from the analysis. Flat-field calibration was performed using twilight sky flats. Sky subtraction was accomplished by forming the median of the dithered frames taken outside the cluster and subtracting this median from each exposure. As we previously mentioned, the GSAOI camera is composed of four chips separated by gaps. In the following, we aim to correct the distortion of data collected with the lower left detector as we have available only the static distortion for this one chip. Hereafter, it is referred to as detector 2.

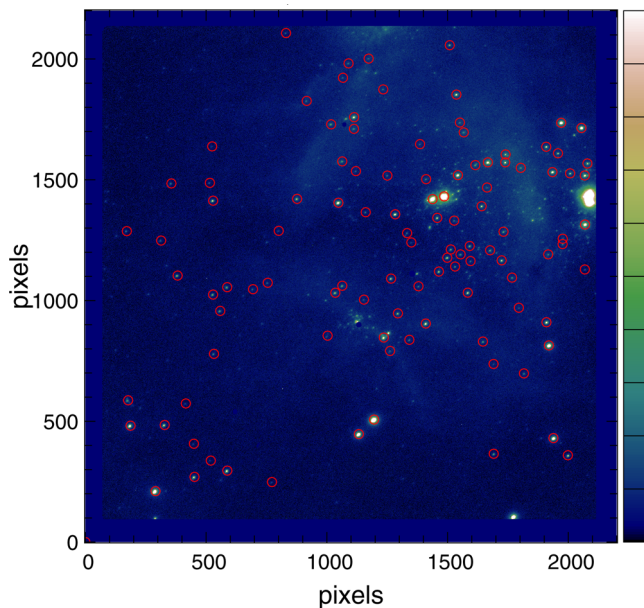


Figure 12. One typical reduced frame imaged with detector 2. Stars used in the minimization are circled in red.

5.2 Construction of the input catalogues

To perform the distortion correction, a list of stellar positions and brightnesses in each exposure is needed, as well as the measurement error $\sigma_{\text{meas},j}$ associated with each star j . The measurement error will be used for both the estimation (as it is related to the weighted coefficient w as described in Section 5.3) and the quantification of the performance of the algorithm in Section 5.4. The first part of this section considers the process for position and flux measurements. The second part describes the simulations used to estimate the measurement errors.

5.2.1 Position measurements

The stellar positions and brightness catalogues were generated using a combination of two star-detection tools. `SEXTRACTOR` (Bertin & Arnouts 1996) is used first to perform a fast detection of the objects in the field and derive position measurements. However, as `SEXTRACTOR` was not designed to perform accurate astrometry, we use in a second phase a home-made fitting method developed with the interpreted language Yorick (Munro 1995) to measure accurate stellar positions. We fit the star intensity distribution using a Moffat profile defined as follows:

$$I = I_0 [1 + (X/dx)^2 + (Y/dy)^2]^{-\beta} + I_{\text{bkg}}, \quad (30)$$

where $X = (x - x_0)\cos\theta + (y - y_0)\sin\theta$ and $Y = (y - y_0)\cos\theta - (x - x_0)\sin\theta$. The free parameters of the fit are the positions (x_0 and y_0), the intensity (I_0), the width in both directions (dx and dy), the position angle (θ) and the beta index (β). The background (I_{bkg}) is fitted simultaneously.

As we need to identify star positions in each frame, we consider only relatively well-isolated stars to avoid any confusion. In addition, any star that did not appear in at least four exposures is discarded. This gives us a stellar catalogue with positions and flux measurements for each frame. The final number of stars in each catalogue ranges between and 61 and 78. Fig. 12 shows the lower left part of one reduced frame, corresponding to the part imaged

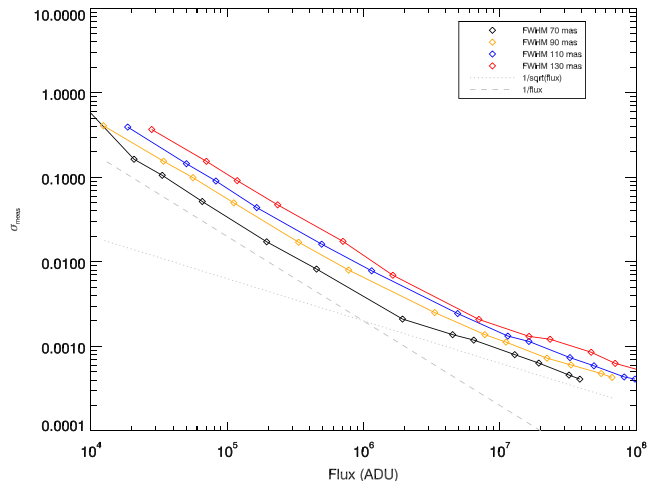


Figure 13. Astrometric error (in pixels) versus the flux (in ADU) for specific N159W data for different FWHM values: 70 mas (black), 90 mas (orange), 110 mas (blue) and 130 mas (red). The grey dashed line is $1/\text{Flux}$ and the grey dotted line is $1/\sqrt{\text{Flux}}$.

with detector 2. Stars referenced in the catalogue are marked by a red circle.

5.2.2 Estimation of noise measurements

To estimate the noise measurement, specifically for N159W observations, we use simulations. The idea is to simulate an ideal Moffat point spread function (PSF) and to embed it, at a known position, in a background image derived from the N159W K_s -band data. Then the position is estimated again using the position measurement process described in Section 5.2.1. The measurement error appears immediately as the distance between the real position of the PSF and the fitted position of the PSF. The detector noise is already included in the background and the photon noise is added using a Poisson distribution. Different PSF flux levels are explored by scaling the PSF before the photon-noise computation and for each PSF flux level. We simulated a set of 100 images with different known positions of the PSF. The positional uncertainties are then quadratically averaged over the 100 positions for each intensity level.

The results are presented in Fig. 13. The solid lines show the astrometric error (in pixels) versus the flux [in analogue-to-digital units (ADU)]. The four curves correspond to four different FWHM values of the simulated PSF: 70, 90, 110 and 130 mas (respectively, as black, orange, blue and red lines). The grey dashed line is $1/\text{Flux}$ and the grey dotted line is $1/\sqrt{\text{Flux}}$. These two curves highlight two regimes: a $1/\text{Flux}$ evolution for fluxes lower than 10^6 ADU and $1/\sqrt{\text{Flux}}$ for higher fluxes. The former regime is dominated by the detector and sky noise, while the latter is dominated by the PSF photon noise.

5.3 Distortion correction

The distortion correction is then performed using the following settings (summarized in Table 2).

The weighting coefficient $w_{i,j}$ is set for each star j according to its positional uncertainty $\sigma_{\text{meas},j}$:

$$w_{i,j} = \frac{1}{\sigma_{\text{meas},j}^2}. \quad (31)$$

Table 2. Summary of settings used in distortion correction of N159W data. N_{im} is the number of frames, N_{star} is the number of reference sources, $N_{\text{modes, search}}$ is the number of distortion modes searched in the minimization, w is the weight coefficient and $[A]^0$ the initialization of the distortion coefficients set according to the prior knowledge of the static distortion

N_{im}	N_{star}	$N_{\text{modes, search}}$	d	w	$[A]^0$
11	[61: 78]	10	3	$1/\sigma_{\text{meas}}^2$	Massari et al. (2016) static distortion solution fitted on 2D Legendre normed basis

The positional uncertainty is derived from the flux of each star according to the simulation curve presented in the last section for FWHM = 90 mas, which is the averaged FWHM of the data. It ranges between 0.002 and 0.14 pixels (respectively, 0.02 and 2.8 mas), mostly depending on the magnitude of the objects.

Recall that the distortion map derived for the specific data set of NGC 6681 by Massari et al. (2016) is the best estimation of the static distortion of the GeMS/GSAOI instrument currently available. The initial distortion coefficients $[A]^0$ are then derived from this static distortion solution fitted on the normed basis of 2D Legendre polynomials. As the fit does not improve beyond 10 distortion modes considered for both the x - and y -axes, we use this setting for the distortion correction: $N_{\text{mode, search}} = 10$, which corresponds to third-order polynomials ($d = 3$).

5.4 Results

The distortion solution derived for each frame varies around the distortion solution provided by Massari et al. (2016). For example, Fig. 14 shows the estimated distortion coefficient value A_{i_0} of frame i_0 (blue bars) and the distortion coefficients derived from the static distortion solution $[A]^0$ (orange bars).

To estimate the correction efficiency, we plot the standard deviation of the corrected position of each star (σ_j) as a function of its flux. Each star is represented by a green cross in Fig. 15. As a comparison, we also plot the same quantities obtained by performing a simple shift correction (black), by performing a correction of the static distortion in addition to the shift correction (blue), and by performing a relative distortion correction as was originally done in Bernard et al. (2016) using the same data set (red). The static distortion is removed by applying to each frame the static distortion map derived by Massari et al. (2016) and the relative distortion correction is applied following the process described in detail in Bernard et al. (2016). The curves in Fig. 15 show the position uncertainty as a function of the flux for a 90 mas FWHM star (orange line) and a 110 mas FWHM star (blue line). These are the curves calculated in Section 5.2.1 specifically for the N159W data.

Fig. 15 illustrates the gain brought by the different methods. The static distortion correction improves the astrometric precision to an averaged $\sigma_{\text{staticdisto}} = 0.41$ pixels with a standard deviation of 0.21 pixels, compared to a simple shift correction where $\sigma_{\text{shift}} = 0.83$ pixels and the standard deviation is 0.4 pixels. However, the static distortion map derived for the specific data set of the cluster NGC 6681 is not perfectly suited for any other set of

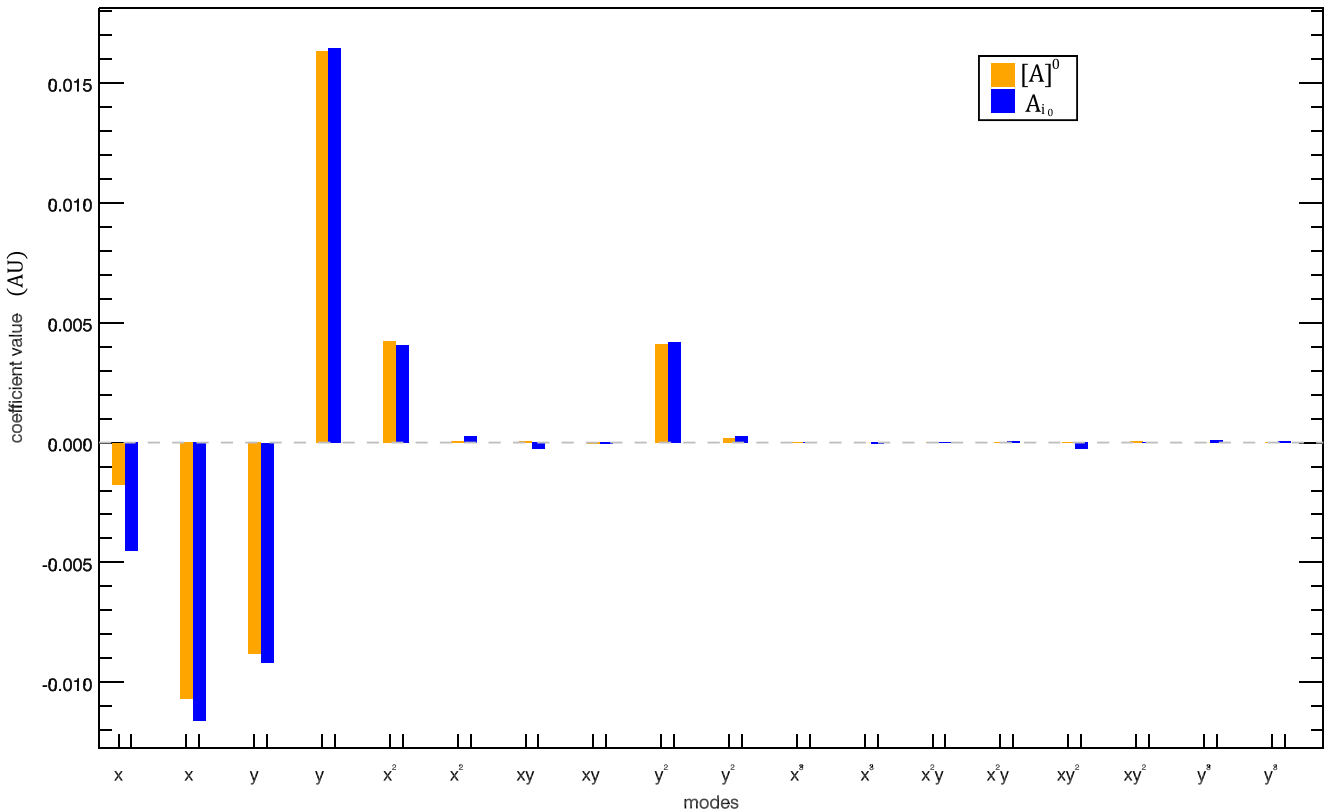


Figure 14. Bar graph of the estimated distortion coefficient A_{i_0} associated with frame i_0 (blue bars) and the distortion coefficients associated with the static distortion solution $[A]^0$ (orange bars). The modes are identified according to their order as x and y variables. For each mode, the first value corresponds to the x -axis distortion and the second value corresponds to the y -axis distortion.

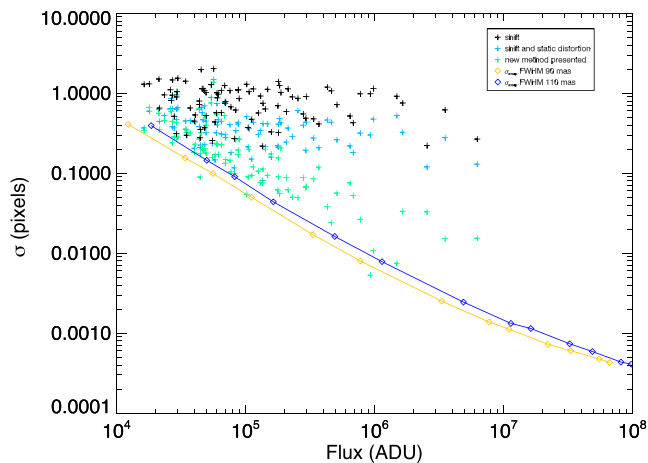


Figure 15. Standard deviation of the corrected position of each star (σ_j in pixels) as a function of its flux (ADU) for different types of correction: a shift correction (black), a static distortion correction using the static distortion map and a shift correction (blue), a relative distortion correction (red) and a distortion correction performed with the method proposed (green). The orange and blue curves represent the astrometric error versus the flux calibrated for GeMS/GSAOI data corresponding to a 90 and 110 mas FWHM, respectively.

observations due to the variability of the distortions. By applying a relative correction for the distortion, these variabilities are taken into account, as each frame is corrected individually according to one reference frame chosen arbitrarily from the data. The astrometric error then falls to an averaged precision of $\sigma_{\text{newmeth}} = 0.24$ pixels with a standard deviation of 0.21 pixels.

The method proposed in this paper has advantages both by handling the distortion variabilities by adapting distortion maps to each set of observations and each individual frame and by providing an optimal noise propagation thanks to the weighted coefficient. In this way, the error term due to distortion is minimized and the astrometric performance is further improved to an averaged precision of $\sigma_{\text{newmeth}} = 0.20$ pixels with a standard deviation of 0.20 pixels. Plus, recall that an additional advantage of the proposed method is to provide an estimation of the distortion-free reference. For a perfect optical system, the astrometric error is determined by the measurement noise. This means that any source of additional error needs to be compensated for down to this level if we want to exploit fully the data capabilities. That is what we achieve with the method presented in this paper: the distortion error term is minimized and the resulting astrometric uncertainties are dominated by noise measurement. Of course, the final astrometric performance still depends on a large number of parameters, such as the seeing conditions, the FWHM, the nature of the field (crowded or sparse), the presence of background structures, etc. However, the proposed method guarantees an optimal minimization of the distortion error term. Plus, the *weighted* property of the minimization provides ideal noise management: this allows the use of all of the reference sources available, even the faintest ones, which is an advantage for sparse field studies.

As a final step, the correction is applied to each of the 11 frames by an interpolation process using the estimated distortion coefficient $[\hat{A}]$. The final stacked image is shown in Fig. 16. Parts of the field (indicated by white squares) are zoomed in and shown in Fig. 17. This figure shows the results obtained by performing the optimal distortion correction presented (left-hand panels) and a static distortion correction (right-hand panels). Note that the bright-

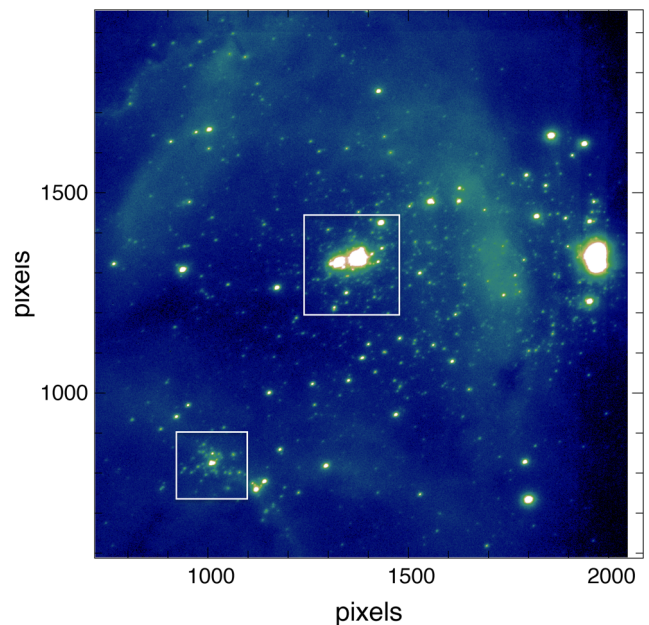


Figure 16. Final stack of the 11 frames individually corrected for distortion by performing the optimal distortion correction presented. White squares show parts of the fields that are zoomed in and shown in Fig. 17.

est regions are saturated to show better the resolution improvement of our method for the faintest stars.

6 CONCLUSION

In this paper, we presented a new and optimal method of distortion correction for high-angular-resolution images. Based on prior knowledge of the static distortion in the data, this method aims to correct the dynamic distortion by specifically adapting to each set of observations and each frame. The method consists of an inverse problem approach solved by a weighted least-squares minimization. Thanks to the *weighted* property of the minimization, we guarantee a minimal noise propagation that allows the use of the faintest reference sources as input to the algorithm. This is a very valuable advantage if working on sparse field images. The resolution provides an estimation of both a distortion-free reference and a distortion solution associated with each frame. Depending on the scientific aim of the study (astrometry or photometry), both parameters can be used independently.

We presented a complete implementation of the algorithm as well as simulations that characterize the performance of the method for different types of observation: crowded or sparse field, varying number of frames, positions of the reference sources and number of distortion modes. The results allow us to optimize the algorithm settings for each configuration of data and scientific goal, and to predict the expected performance for a given observation set.

Finally, we show the first application of the method using on-sky data collected with the Gemini MCAO instrument, GeMS. We reach an astrometric precision of 0.2 pixels, which represents a gain of factor 2 compared to a classical static distortion correction and a factor 1.2 compared to a relative distortion correction. The final astrometric performance still depends on a large number of parameters, such as the seeing conditions, the FWHM, the nature of the field (crowded or sparse) and the presence of background structures. However, the proposed method

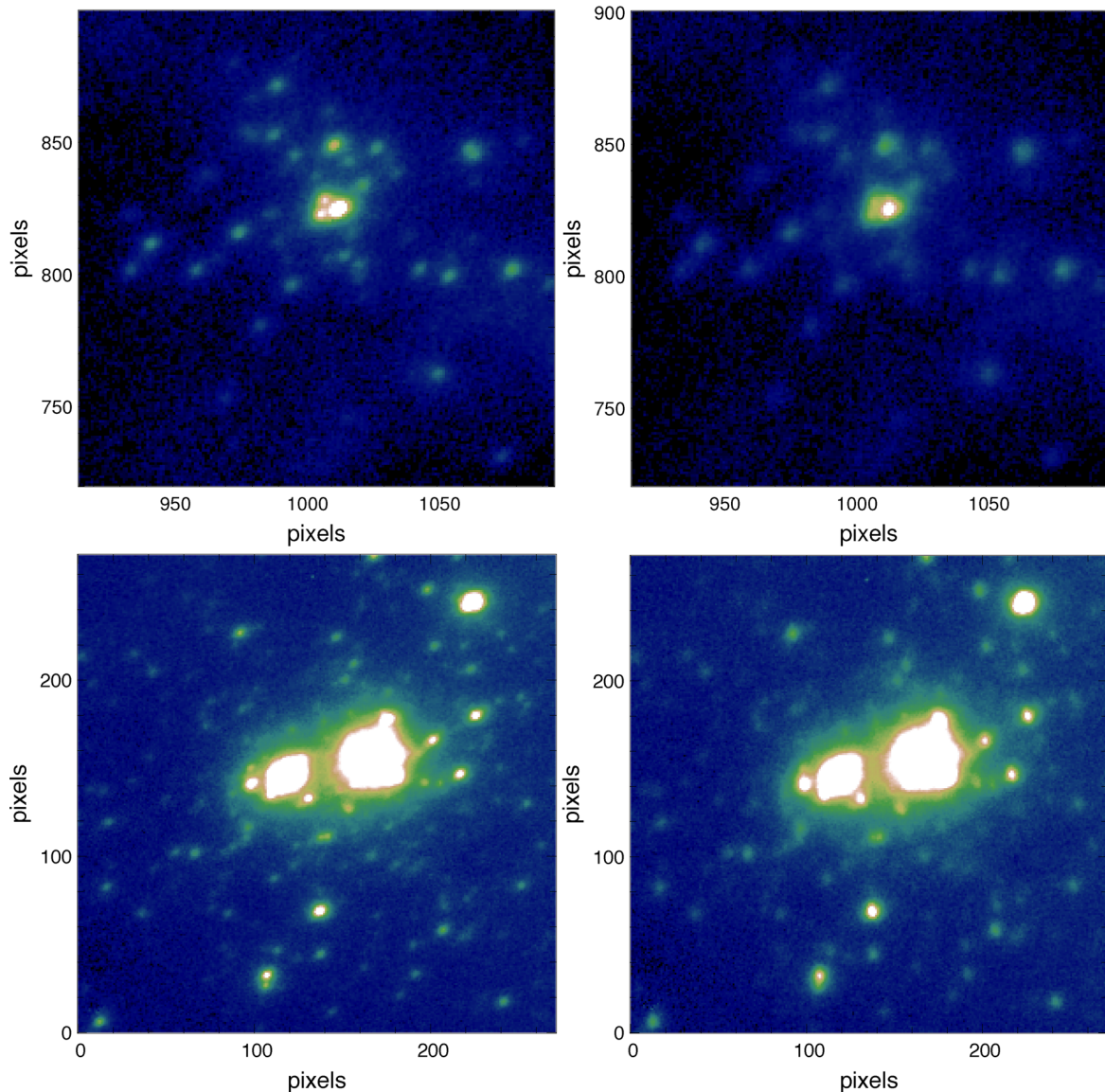


Figure 17. Parts of the final stack image obtained by performing the optimal distortion correction presented (left-hand panels) and a static distortion correction (right-hand panels). Note that the brightest regions are saturated to show better the resolution improvement of our method for the faintest stars.

guarantees an optimal minimization of the distortion error term, resulting in the astrometric error falling to the noise measurement level.

ACKNOWLEDGEMENTS

This research was based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc, under a cooperative agreement with the National Science Foundation on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

BN and AB acknowledge the financial support of the French Agence Nationale de la Recherche programme Wide-field Adaptive

optics Systems for today's Astronomy *and* Beyond future Instruments for this work.

REFERENCES

- Abuter R., Schreiber J., Eisenhauer F., Ott T., Horrobin M., Gillesen S., 2006, *New A Rev.*, 50, 398
- Anderson J., King I. R., 2003, *PASP*, 115, 113
- Anderson J., King I. R., 2004, Technical report, Multi-filter PSFs and Distortion Corrections for the HRC
- Anderson J., Bedin L. R., Piotto G., Yadav R. S., Bellini A., 2006, *A&A*, 454, 1029
- Bellini A., Bedin L. R., 2009, *PASP*, 121, 20
- Bellini A., Bedin L. R., Piotto G., Milone A. P., Marino A. F., Villanova S., 2010, *AJ*, 140, 631
- Bernard A., Neichel B., Samal M. R., Zavagno A., Andersen M., Evans C. J., Plana H., Fusco T., 2016, *A&A*, 592, A77
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393

- Cameron P. B., Kulkarni S. R., 2007, Meeting Abstracts. American Astronomical Society, Washington, USA, p. 996
- Cameron P. B., Britton M. C., Kulkarni S. R., 2009, *AJ*, 137, 83
- Carrasco E. R. et al., 2012, in *Adaptive Optics Systems III*, p. 84470N
- Chen C.-H. R. et al., 2010, *ApJ*, 721, 1206
- d'Orgeville C. et al., 2012, *Adaptive Optics Systems III. Proc. SPIE Astronomical Telescopes + Instrumentation*. SPIE, Bellingham, Washington, p. 84471Q
- Deharveng L., Caplan J., Lombard J., 1992, *A&AS*, 94, 359
- Dunkl C., Xu Y., 2014, *Orthogonal Polynomials of Several Variables in Encyclopedia of Mathematics and its Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, <https://books.google.fr/books?id=eRdEBAAQBAJ>
- Fritz T. et al., 2010, *MNRAS*, 401, 1177
- Ghez A. M. et al., 2008, *ApJ*, 689, 1044
- Gratadour D., Mugnier L. M., Rouan D., 2005, *A&A*, 443, 357
- Hasan H., Bely P. Y., 1994, in Hanisch R. J., White R. L., eds, *The Restoration of HST Images and Spectra II*. Baltimore: Space Telescope Science Institute, p. 157
- Libralato M., Bellini A., Bedin L. R., Piotto G., Platais I., Kissler-Patig M., Milone A. P., 2014, *A&A*, 563, A80
- Lu J. R., Ghez A. M., Hornstein S. D., Morris M. R., Becklin E. E., Matthews K., 2009, *ApJ*, 690, 1463
- Massari D., Bellini A., Ferraro F. R., van der Marel R. P., Anderson J., Dalessandro E., Lanzoni B., 2013, *ApJ*, 779, 81
- Massari D. et al., 2016, *A&A*, 595, L2
- McGregor P. et al., 2004, in Moorwood A., Iye M., eds, *Proc. SPIE Vol. 5492, Ground-based Instrumentation for Astronomy*. SPIE, Bellingham, p. 1033
- Meyer E., Kürster M., Arcidiacono C., Ragazzoni R., Rix H.-W., 2011, *A&A*, 532, A16
- Mugnier L., 2008, in Léna P., Rouan D., Lebrun F., Mignard F., Pelat D., eds, *L'observation en astrophysique*. EDP Sciences, Les Ulis, France, Chapt. 9, section 6, p. 591
- Mugnier L. M., Fusco T., Conan J.-M., 2004, *J. Opt. Soc. Am. A, Optics, image science, and vision*, 21, 1841
- Munro D. H., 1995, *Comput. Phys.*, 9, 609
- Neichel B. et al., 2014a, *Proc. AO4ELT3, Proc. of the Third AO4ELT Conf. Firenze, Italy*, p. 1
- Neichel B. et al., 2014b, *MNRAS*, 440, 1002
- Neichel B., Lu J. R., Rigaut F., Ammons S. M., Carrasco E. R., Lassalle E., 2014c, *MNRAS*, 445, 500
- Reid M. J., Menten K. M., 2007, *ApJ*, 671, 2068
- Rigaut F. et al., 2014, *MNRAS*, 437, 2361
- Service M., Lu J. R., Campbell R., Sitarski B. N., Ghez A. M., Anderson J., 2016, *PASP*, 128, 095004
- Testor G., Lemaire J. L., Kristensen L. E., Field D., Diana S., 2007, *A&A*, 469, 459
- Trippe S., Davies R., Eisenhauer F., Schreiber N. M. F., Fritz T. K., Genzel R., 2010, *MNRAS*, 402, 1126
- Turri P., McConnachie A. W., Stetson P. B., Fiorentino G., Andersen D. R., Véran J.-P., Bono G., 2015, *ApJ*, 811, L15
- Ubeda L., Kozhurina-Platais V., 2013, Technical report, ACS/WFC Geometric Distortion: a time dependency study
- Ye J., Gao Z., Wang S., Cheng J., Wang W., Sun W., 2014, *J. Opt. Soc. Am. A*, 31, 2304
- Yelda S., Lu J. R., Ghez A. M., Clarkson W., Anderson J., Do T., Matthews K., 2010, *ApJ*, 725, 331

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.